THÈSE

présentée en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PAUL SABATIER

Spécialité : Télédétection de la Biosphère continentale – Modélisation

par

Pierre GUILLEVIC

MODÉLISATION DES BILANS RADIATIF ET ÉNERGÉTIQUE DES COUVERTS VÉGÉTAUX

Soutenue le 13 décembre 1999 devant la commission d'examen composée de :

M. Joël NOILHAN	Ingénieur en chef météo, CNRM, Toulouse	Rapporteur
M. Bernard SEGUIN	Directeur de recherche INRA, Avignon	Rapporteur
M. François BECKER	Professeur ULP, ISU, Strasbourg	Examinateur
M. Jean DAUZAT	Chercheur CIRAD, Montpellier	Examinateur
M. Yann KERR	Ingénieur CNES, CESBIO, Toulouse	Examinateur
M. Jean-Claude MENAUT	Directeur de recherche CNRS, Paris	Examinateur
M. Laurent PRÉVOT	Chargé de recherche INRA, Avignon	Examinateur
M. J.P. GASTELLU-ETCHEGORRY	Professeur UPS, CESBIO, Toulouse	Directeur de thèse

CESBIO
Centre d'Études Spatiales de la BIOsphère
18, avenue Édouard Belin – bpi 2801
31401 Toulouse Cedex 4

" Entre

Ce que je pense,

Ce que je veux dire,

Ce que je crois dire,

Ce que je dis,

Ce que vous avez envie d'entendre,

Ce que vous croyez entendre,

Ce que vous entendez,

Ce que vous avez envie de comprendre,

Ce que vous comprenez,

Il y a dix possibilités qu'on ait des difficultés à communiquer.

Mais essayons quand même … "

Encyclopédie du savoir relatif et absolu

Edmond Wells

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I :

MODÉLISATION DU TRANSFERT RADIATIF DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE 4

I L'INFRAROUGE THERMIQUE : GÉNÉRALITÉS ET HYPOTHÈSES 5

I.1 L'émission thermique 5

I.2 La loi de Kirchhoff et l'émissivité 7

I.2.1 Présentation 7

I.2.2 Mesure de l'émissivité 9

I.2.3 Variations spectrales de l'émissivité 11

I.2.4 Variations directionnelles de l'émissivité 13

I.3 Les températures: définitions et analyse 14

I.4 Le rayonnement thermique atmosphérique 17

II MODÉLISATION DU TRANSFERT RADIATIF THERMIQUE 18

II.1 Présentation bibliographique 19

II.1.1 Les modèles géométriques 19

II.1.2 Les modèles de transfert radiatif 20

II.2 La méthode d'Ambartsumian (1958) 21

II.2.1 Réflectance directionnelle d'un milieu semi-infini 22

II.2.2 Émissivité directionnelle d'un milieu semi-infini 26

II.3 Le modèle d'Hapke (1993) 29

II.4 Le modèle de Prévot (1985) 30

II.5 Le modèle de Kimes et Kirchner (1983a) 33

III LE MODÈLE DÉVELOPPÉ : TDART (Thermal DART) 35

III.1 Principes généraux 35

III.2 Les paramètres d'entrée 39

III.2.1 Description géométrique de la scène 39

III.2.2 Les propriétés optiques 39

III.2.3 Le champ de températures 39

III.2.4 Le rayonnement atmosphérique incident 40
III.3 Paramètres de sortie du modèle TDART 44
III.4 Émission des cellules élémentaires 45
III.4.1 Les cellules de sol 45
III.4.2 Les cellules de tronc 46
III.4.3 Les cellules foliaires 46
III.5 Transfert radiatif dans le milieu 54
III.5.1 Imprécision due à la discrétisation du milieu 54
III.5.2 Les diffusions aux itérations k > 1 60
IV CONCLUSION PARTIELLE 63

CHAPITRE II :

TEST DE VALIDATION ET ÉTUDE DE SENSIBILITÉ DU MODÈLE TDART 64

I TESTS DE VALIDATION ET COMPARAISONS 66
I.1 La loi de Kirchhoff au niveau des couverts 66
I.1.1 La réciprocité des réflectances directionnelles : $\rho_{hd}(\Omega_v) = \rho_{dh}(\Omega_v)$ 67
I.1.2 Vérification de la loi de Kirchhoff au niveau du couvert 71
I.2 Milieu turbide composé de diffuseurs isotropes 76
I.3 Milieu turbide composé de diffuseurs anisotropes 78
I.4 Milieu hétérogène 82
II ÉTUDE DE SENSIBILITÉ 86
II.1 Influence de la configuration d'acquisition sur la température apparente 87
II.1.1 La direction d'observation 87
II.1.2 La position du soleil et la distribution des températures 88
II.1.3 Le rayonnement atmosphérique 92
II.2 Influence des caractéristiques du couvert sur sa température apparente 93
II.2.1 Les propriétés optiques des éléments du couvert 93
II.2.2 Les paramètres de structure du couvert 96
III CONCLUSION PARTIELLE 101

CHAPITRE III :

MODÉLISATION DES BILANS RADIATIF ET ÉNERGÉTIQUE 102

I LE BILAN RADIATIF 104

I.1 Le bilan radiatif dans les courtes longueurs d'onde 104

I.1.1 Validité du modèle en réflectance 105

I.1.2 Validité du modèle DART en transmittance 111

I.1.3 Le régime du PAR à l'intérieur de la canopée 120

I.2 Le rayonnement net 130

II LE BILAN D'ÉNERGIE 135

II.1 Mécanismes et formulations classiques 135

II.1.1 les principaux modèles utilisés 136

II.1.2 Les échanges de masse et chaleur 137

II.1.3 Problématique : Influence de l'architecture sur leur bilan d'énergie 141

II.2 L'approche développée 141

II.2.1 Les transferts turbulents – formalisme utilisé 142

II.2.2 Régimes turbulents à l'intérieur et au-dessus du couvert 145

II.2.3 Propriétés aérodynamiques du couvert et variables microclimatiques 149

II.2.4 Conductance et régulation stomatiques foliaires 153

II.2.5 Structure générale du modèle intégré 160

II.3 Comparaison avec le schéma de surface ISBA 161

II.3.1 Le modèle ISBA (Interactions Sol – Biosphère - Atmosphère) 162

II.3.2 L'étude comparative 163

II.4 Influence de l'architecture de la canopée sur son bilan d'énergie 166

III CONCLUSION PARTIELLE 168

CONCLUSION 170

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES 175

INTRODUCTION

Le réchauffement global de la planète, dû à l'accumulation de gaz à effet de serre dans l'atmosphère, pourrait augmenter la température de 2,5K d'ici 2050 (IPCC, 1995), modifier la répartition des précipitations et aurait un impact significatif sur le fonctionnement et la productivité des écosystèmes agricoles et naturels. L'étude du fonctionnement des couverts végétaux, qui couvrent plus de 70% de la superficie des terres émergées, est donc indispensable à la compréhension de notre environnement et à la prédiction de son évolution. Elle doit permettre en particulier de mieux décrire les échanges de masse (eau et dioxyde carbone) et d'énergie entre la biosphère continentale et son atmosphère, qui jouent un rôle majeur tant sur le microclimat local que sur le climat global.

La température est un paramètre essentiel pour décrire l'état hydrique et énergétique des écosystèmes terrestres. De par sa capacité à observer l'ensemble du globe, la télédétection infrarouge thermique (de 4 à 15µm) s'avère être un outil potentiellement intéressant pour estimer, de manière régulière et à différentes échelles spatiales, la température des surfaces terrestres. Cependant, la température mesurée depuis l'espace n'est pas reliée de façon directe à la température du couvert végétal utilisée pour calculer les différents termes du bilan d'énergie. En effet, en dehors de l'influence de l'atmosphère, la mesure radiométrique infrarouge, appelée température 'apparente' ou 'de brillance', est une quantité très complexe qui dépend à la fois de l'architecture, des températures thermodynamiques locales, des propriétés optiques des éléments du couvert, ainsi que des configurations d'acquisition telles que la direction d'observation et les caractéristiques du radiomètre (Fuchs et al., 1967 ; Kimes, 1980a). L'extraction de quantités telles que la température à partir de données de télédétection, nécessite donc l'utilisation de modèles, plus ou moins sophistiqués, qui permettent d'établir un lien entre la mesure et l'ensemble des quantités physiques qui expliquent celle-ci.

Les approches semi-empiriques permettent de dégager des relations simples et directes entre la quantité mesurée et la température de la surface (Becker et Li, 1990) dans des configurations instrumentales et expérimentales données. En effet, l'importante variabilité des conditions expérimentales d'acquisition des mesures, combinée à la diversité des milieux naturels explique la difficulté, voire l'impossibilité, d'obtenir des relations générales indépendantes des caractéristiques de la surface et des configurations d'acquisition. Le manque de robustesse des relations semi-empiriques explique le développement de modèles plus déterministes, que l'on peut classer en deux familles principales. (1) Les

modèles géométriques décrivent le couvert à partir de formes géométriques simples et nécessitent d'être étalonnés à partir de mesures radiométriques *in situ* caractéristiques de chaque entité de paysage, ce qui contraint fortement leur utilisation. (2) Les modèles de transfert radiatif simulent la propagation des rayonnements à l'intérieur du couvert. Ils sont généralement basés sur une représentation simplifiée du milieu qui ne permet pas d'appréhender les effets de l'architecture du couvert sur sa radiométrie infrarouge. Ces modèles sont en particulier inadaptés à l'étude des forêts.

Ces remarques soulignent l'intérêt de disposer de modèles plus élaborés, basés sur une représentation précise à la fois du couvert végétal, mais également des échanges radiatifs thermiques avec l'atmosphère. L'essentiel de mon travail de thèse a été consacré au développement du modèle TDART (*Thermal Discrete Anisotropic Radiative Transfer*), qui simule le transfert radiatif au sein d'un milieu caractérisé par une architecture, des propriétés optiques et une distribution des températures quelconques. Le modèle fournit la distribution 2D des températures apparentes du couvert, pour toute direction d'observation. Il représente en fait une extension au domaine de l'infrarouge thermique du modèle de transfert radiatif DART (Gastellu-Etchegorry et al., 1996), développé pour les courtes longueurs d'onde. Sa principale originalité est de prendre en compte l'architecture 3D des paysages.

Après une brève présentation des notions de température et d'émissivité, et des relations entre l'émissivité et la réflectance des milieux terrestres, le premier chapitre présente les principaux modèles utilisés dans l'infrarouge thermique. Plus précisément, trois modèles de transfert radiatif adaptés à des milieux turbides sont décrits (Ambartsumian, 1958 ; Hapke, 1993 et Prévot, 1985), ainsi qu'un modèle géométrique (Kimes et Kirchner, 1983a). Ces modèles ont été utilisés au cours de cette thèse pour tester la validité du modèle TDART, dont le principe de fonctionnement est décrit dans la dernière partie du chapitre 1. La modélisation du transfert radiatif retenue repose sur le suivi de rayons, combinée à la méthode des ordonnées discrètes, c'est à dire la discrétisation de l'espace des directions de propagation.

Le deuxième chapitre de ce manuscrit présente les tests de validation du modèle TDART à l'aide des modèles présentés dans le chapitre 1 et de mesures *in situ* (Kimes et Kirchner, 1983a). De manière évidente, les études comparatives entre modèles n'ont pu être conduites que sur les domaines de validité des modèles de référence utilisés. Ainsi par exemple, le modèle d'Ambartsumian n'est défini que pour un milieu semi-infini de diffuseurs isotropes. Ces tests ont mis en évidence la contribution non négligeable des diffusions

multiples au sein du couvert sur sa température apparente. Par suite, un important effort a été consacré à la modélisation de ces diffusions. Dans une seconde partie, une analyse de sensibilité du modèle TDART met en évidence les paramètres et les mécanismes les plus influents sur la radiométrie infrarouge des milieux végétaux. L'impact d'une variation de ces paramètres sur la température de brillance est étudié de manière quantitative.

La simulation du régime radiatif des couverts dans l'infrarouge thermique fait apparaître l'importance de la distribution spatiale des températures. Cette distribution, conditionnée par l'environnement local, doit satisfaire le bilan d'énergie en tout point du milieu. Le troisième chapitre présente une approche préliminaire pour résoudre l'équation du bilan d'énergie, en tenant compte de l'architecture du couvert. Elle repose sur le couplage du modèle DART avec le modèle de fonctionnement foliaire de Collatz *et al.* (1991) et sur l'emploi d'une paramétrisation simple, issue de schémas classiques, pour représenter les échanges convectifs. Les régimes radiatifs sont simulés par le modèle DART dans les courtes longueurs d'onde et par son module TDART dans l'infrarouge thermique. La première partie de ce chapitre présente les simulations réalisées pour déterminer le bilan radiatif de différentes parcelles forestières caractéristiques de la forêt boréale canadienne et de la forêt des Landes. D'autre part, cette étude m'a permis de tester la validité de la réflectance et de la transmittance du couvert simulées par le modèle DART dans les courtes longueurs d'onde. La dernière partie du chapitre décrit la modélisation des processus associés aux flux non radiatifs : activité photosynthétique et échanges convectifs. Quelques résultats encore très préliminaires sont présentés et comparés avec ceux obtenus par le schéma de surface ISBA (Noilhan et Planton, 1989).

CHAPITRE I

MODÉLISATION

DU TRANSFERT RADIATIF

DANS L'INFRAROUGE THERMIQUE

I L'INFRAROUGE THERMIQUE : GÉNÉRALITÉS ET HYPOTHÈSES

I.1 L'émission thermique

Tout corps dont la température thermodynamique (T) est supérieure à 0K (-273,16°C) est une source de rayonnement thermique. Ce rayonnement est directement associé à l'agitation des particules constituant la matière. De ce fait, il est qualifié de 'thermique', car la température est une mesure de l'énergie cinétique interne du milieu. L'intensité de ce rayonnement est modélisée de manière exacte pour les corps 'parfaits' appelés corps noirs. Le corps noir, caractérisé par une température thermodynamique T, est opaque à son propre rayonnement. Ceci signifie que dans tout domaine spectral, sa capacité à émettre un rayonnement est égale à sa capacité à absorber ce rayonnement ; les bandes d'absorption et d'émission coïncident. Le rayonnement du corps noir est à l'équilibre avec la matière. Le rayonnement est alors le seul mécanisme d'échanges d'énergie, en dehors des collisions moléculaires responsables de cet équilibre, et le corps est dit à **l'équilibre thermodynamique**. On parle d'équilibre thermodynamique local pour un milieu où l'équilibre thermodynamique est réalisé en tout point, mais dans des conditions différentes, c'est à dire avec une température spatialement variable. La prise en compte de la quantification de l'énergie de la matière et de sa distribution (loi de Boltzmann) permet de démontrer que le rayonnement du corps noir ne dépend que de sa température et du domaine spectral. La luminance spectrale $L_B(\lambda,T)$ du rayonnement du corps noir est isotrope. Elle est donnée par la **loi de Planck** :

$$\frac{\partial L_B(\lambda,T)}{\partial \lambda} = \frac{2h\lambda^{-5}.c^2}{[\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}) \qquad (I.1)$$

où c est la vitesse de la lumière (= $2{,}997925.10^8$ ms^{-1}),

h est la constante de Planck (= $6{,}62618.10^{-34}$ J.s),

k est la constante de Boltzmann (= $1{,}38066.10^{-23}$ $J.K^{-1}$),

$h.\frac{c}{\lambda}$ est l'énergie des photons de fréquence $\nu = \frac{c}{\lambda}$.

Le rayonnement du corps noir étant isotrope, son émittance est donnée par la relation suivante :

$$M_B(\lambda,T) = \int_{2\pi} L_B(\lambda,T).\cos\theta.d\Omega = \pi.\ L_B(\lambda,T) \qquad (W.m^{-2}.\mu m^{-1}) \qquad (I.2)$$

où $d\Omega$ est le cône angulaire d'émission et où θ est l'angle entre la direction d'émission et la normale locale.

La majeure partie de l'émittance $M_B(T)$ survient sur une bande spectrale relativement étroite centrée sur la longueur d'onde λ_{max} correspondant au maximum de la fonction de Planck. λ_{max} et $M_B(\lambda_{max},T)$ sont données par la **loi de Wien** :

$$\lambda_{max} = \frac{2897,8}{T} \qquad (\mu m) \qquad (I.3)$$

$$M_B(\lambda_{max},T) = 1,2862.10^{-5}.T^5 \qquad (W.m^{-2}.\mu m^{-1}) \qquad (I.4)$$

Le soleil est souvent assimilé à un corps noir à 6000K. Son maximum d'émission survient donc pour $\lambda_{max} = 0.48\mu m$ (*c.a.d.* dans le visible), soit au maximum de sensibilité de l'oeil humain. Pour la Terre, supposée être un corps noir à 300K, ce maximum est à $\lambda_{max} = 9.66\mu m$. La figure I.1 représente la luminance spectrale du corps noir (loi de Planck) et son maximum (loi de Wien) pour différentes températures.

L'émittance totale ($W.m^{-2}$) rayonnée par un corps noir, c'est à dire le rayonnement émis sur l'ensemble du spectre, est donnée par la **loi de Stéphan-Boltzmann**. Elle est égale à l'intégrale de l'émittance $M_B(\lambda,T)$ sur l'ensemble du spectre :

$$M_B(T) = \int_0^\infty M_B(\lambda,T).d\lambda = \frac{2\pi^4.k^4}{15c^2.h^3}.T^4 = \sigma.T^4 \qquad (W.m^{-2}) \qquad (I.5)$$

où σ est la constante de Stéfan-Boltzmann (= $5,669.10^{-8}$ $W.m^{-2}.K^{-4}$).

La luminance totale associée est:

$$L_B(T) = \int_0^\infty L_B(\lambda,T).d\lambda = \frac{\sigma.T^4}{\pi} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.6)$$

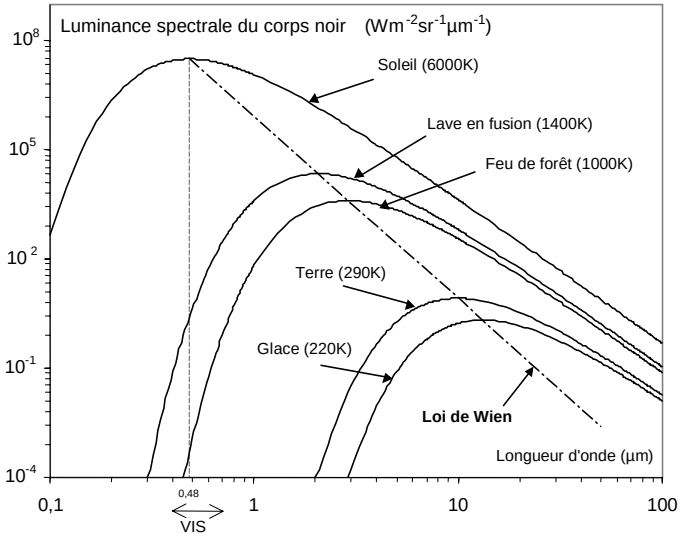


Figure I.1 : Luminance spectrale $L_B(\lambda,T)$ du corps noir à différentes températures T, donnée par la loi de Planck. La droite passant par le maximum de chaque courbe $L_B(\lambda,T)$ suit la loi de Wien : $\lambda.T=2897,8$.

I.2 La loi de Kirchhoff et l'émissivité

I.2.1 Présentation

La majorité des milieux naturels ne se comportent pas comme des corps noirs. En effet, l'équilibre thermodynamique d'un corps naturel est généralement réalisé à partir de mécanismes d'échanges d'énergie autres que l'absorption et l'émission radiatives. Il s'agit en particulier de la réflexion du rayonnement et des mécanismes d'échanges de chaleur. Dans ce cas, le rayonnement n'est pas à l'équilibre avec la matière, si bien que les rayonnements émis et absorbés ne sont pas égaux à toute longueur d'onde. Il en résulte que l'émission thermique d'un corps naturel ne suit pas la loi de Planck. Ainsi, celui-ci rayonne moins qu'un corps noir de même température. L'efficacité d'émission thermique d'un milieu par rapport à l'émission du corps noir est alors représentée par l'émissivité spectrale. Cette quantité est généralement notée $\varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v)$, pour exprimer sa dépendance selon la longueur d'onde λ, la température T et la direction d'émission (Ω_v). Elle est souvent introduite en considérant un corps naturel de température T placé dans une enceinte fermée et assimilée à un corps noir de température T. En l'absence de mécanismes d'échange d'énergie autres que radiatifs, l'équilibre thermodynamique implique que l'énergie rayonnée par le corps $L(\lambda,T,\Omega_v)$ à toute longueur d'onde λ et selon toute direction (Ω_v), est égale à l'énergie absorbée par le corps $\alpha_d(\lambda,T,\Omega_v).L_B(\lambda,T)$, où $L_B(\lambda,T)$ est la luminance émise par l'enceinte, *c.à.d* la luminance du corps noir à la température T, et $\alpha_d(\lambda,T,\Omega_v)$ est l'absorptance du corps, *c.à.d* la fraction du rayonnement incident intercepté qui est

absorbée. Par suite, l'absorptance est le rapport entre l'émission réelle du corps et l'émission théorique du corps noir à la même température. Elle joue donc le rôle d'une émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v)$. Ces propriétés sont énoncées par **la loi de Kirchhoff** :

$$\varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v) = \alpha_d(\lambda,T,\Omega_v) \tag{I.7}$$

avec $$L(\lambda,T,\Omega_v) = \varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v).L_B(\lambda,T) \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}) \tag{I.8}$$

Dans le cas d'un corps naturel opaque de réflectance directionnelle – hémisphérique $\rho_{dh}(\lambda,T,\Omega_v)$, on a $\alpha_d(\lambda,T,\Omega_v) = 1 - \rho_{dh}(\lambda,T,\Omega_v)$. Sachant que, $\rho_{dh}(\lambda,T,\Omega_v) = \rho_{hd}(\lambda,T,\Omega_v)$ (Hapke, 1993), pour tout corps à l'équilibre thermodynamique et en l'absence de mécanismes d'échange d'énergie autres que radiatifs, on a donc :

$$\varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v) = \alpha_d(\lambda,T,\Omega_v) = 1 - \rho_{hd}(\lambda,T,\Omega_v) \tag{I.9}$$

Il est souvent fait référence à l'émissivité hémisphérique $\varepsilon_h(\lambda,T)$, *c.à.d* à l'émissivité moyenne sur l'ensemble des directions d'émission $(\Omega_v)=(\theta_v,\varphi_v,d\Omega_v)$:

$$\varepsilon_h(\lambda,T) = \frac{\int_{2\pi+} L(\lambda,T,\Omega_v).\cos\theta_v.d\Omega_v}{\int_{2\pi+} L_B(\lambda,T).\cos\theta_v.d\Omega_v} = \frac{1}{\pi}.\int_{2\pi+} \varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v).\cos\theta_v.d\Omega_v \tag{I.10}$$

L'émissivité moyenne sur un intervalle spectral $\Delta\lambda$ et selon la direction (Ω_v) d'un corps à la température T est le rapport entre la luminance $L(\lambda,T,\Omega_v)$ du corps intégrée sur $\Delta\lambda$ divisée par la luminance $L_B(\lambda,T)$ du corps noir intégrée sur $\Delta\lambda$:

$$\varepsilon_d(\Delta\lambda,T,\Omega_v) = \frac{\int_{\Delta\lambda} \varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v).L_B(\lambda,T).d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} L_B(\lambda,T).d\lambda} \tag{I.11}$$

Si on considère l'ensemble du spectre d'émission, alors :

$$\varepsilon_d(T,\Omega_v) = \frac{1}{\sigma.T^4}.\int_0^{\infty} \varepsilon_d(\lambda,T,\Omega_v).L_B(\lambda,T).d\lambda \tag{I.12}$$

On dit qu'un corps naturel est gris si son émissivité est une constante sur le spectre.

L'émissivité varie beaucoup selon les matériaux. La table I.1 illustre cet aspect en présentant l'émissivité $\varepsilon_{8\text{-}12\mu m}$ moyenne sur la bande spectrale 8-12µm de différents matériaux. Ainsi, l'émissivité des métaux est comprise entre 0,01 et 0,6, alors que celle de la plupart des matériaux non métalliques est comprise entre 0,85 et 1, sachant que la valeur 1 correspond à l'émissivité du corps noir.

Matériau	$\varepsilon_{8\text{-}12\mu m}$	Matériau	$\varepsilon_{8\text{-}12\mu m}$
Métaux	0,01 – 0,6	Verre	0,94
Neige (comprimée)	0,7 – 0,85	Sol humide	0,94-0,95
Glace (glacier)	0,85	Sable	0,95-0,96
Dunite	0,856	Basalte, rugueux	0,958
Obsidienne	0,862	Asphalte	0,959
Feldspath	0,870	Feuille sèche	0,96
Sol sec sableux	0,88-0,94	Route bitumée	≈0,97
Granit rugueux	0,898	Neige	0,97-1
Bois	≈ 0,9	Eau + film de pétrole	0,972
Granit rugueux	0,9	Glace	0,98
Grès siliceux poli	0,909	Peau (humaine)	0,98
Plâtre	0,91	Tourbe	0,98
Sable/quartz, gros grain	0,914	Herbe verte	0,98-0,99
Béton	0,92 - 0,97	Feuille humide	0,99
Sol sec argileux	0,92	Eau pure	0,993
Brique	0,93		

Table I.1 : Emissivité moyenne sur la bande 8 - 12µm de différents matériaux, adapté de Sabins (1987)

La variabilité de l'émissivité en fonction de la température est en général négligée. La température T ne sera par conséquent plus précisée dans la liste des arguments de l'émissivité. Par contre, l'émissivité reste très dépendante de la longueur d'onde et de la direction d'émission. Cette variabilité est illustrée par quelques exemples dans les paragraphes I.2.3 et I.2.4.

I.2.2 Mesure de l'émissivité

Un intérêt majeur de la loi de Kirchhoff est de permettre la détermination expérimentale de l'émissivité $\varepsilon_d(\lambda,\Omega_v)$ à partir de mesures de réflectance hémisphérique - directionnelle $\rho_{hd}(\lambda,\Omega_v)$, plus faciles à réaliser que les mesures d'émissivité. Cette approche est communément utilisée (Elvidge, 1988 ; Labed et Stoll, 1991 ; Salisbury et d'Aria, 1992), mais n'est valide que si le rayonnement incident est parfaitement isotrope (Becker *et al.*, 1981), condition rarement vérifiée expérimentalement. Ainsi, Becker *et al.* (1981, 1986) préconisent

d'utiliser une mesure de la réflectance bidirectionnelle $\rho_{dd}(\lambda,\Omega_i=\Omega_v,\Omega_v)$ dans la direction de rétrodiffusion, combinée à l'emploi d'un facteur de forme $\gamma(\lambda,\Omega_v)$, caractéristique de la surface analysée, qui relie la réflectance bidirectionnelle $\rho_{dd}(\lambda,\Omega_v,\Omega_v)$ à la réflectance hémisphérique - directionnelle $\rho_{hd}(\lambda,\Omega_v,T)$:

$$\rho_{hd}(\lambda,\Omega_v) = \int_{2\pi-} \rho_{dd}(\lambda,\Omega_i,\Omega_v).\cos\theta_i.d\Omega_i = \gamma(\lambda,\Omega_v) \,.\, \rho_{dd}(\lambda,\Omega_v,\Omega_v), \qquad \text{(I.13)}$$

L'émissivité peut alors s'écrire : $$\varepsilon_d(\lambda,\Omega_v) = 1 - \gamma(\lambda,\Omega_v) \,.\, \rho_{dd}(\lambda,\Omega_v,\Omega_v) \qquad \text{(I.14)}$$

Le facteur de forme $\gamma(\lambda,\Omega_v)$ est déterminé par modélisation où à l'aide de mesures. Le négliger entraîne des erreurs de l'ordre de 2% sur l'estimation de l'émissivité de sols minéraux (Becker *et al.* 1986), *c.à.d* des erreurs de plus de 1K sur la température de surface. L'application d'une telle approche au cas d'un couvert végétal permet d'envisager de mesurer son émissivité par télédétection active. Il convient cependant de noter que le facteur $\gamma(\lambda,\Omega_v)$ est très dépendant de l'architecture du milieu, du rayonnement atmosphérique incident et de la direction d'observation. Ceci est bien établi dans le domaine des courtes longueurs d'onde du visible au moyen infrarouge. Pour une forêt tropicale par exemple, le rapport $\gamma(\lambda,\Omega_0)$ entre l'albédo spectral et la réflectance au nadir dans le domaine du visible, peut varier de 0.8 à 1.8 quand l'angle zénithal solaire passe respectivement de 20° à 80° (Gastellu-Etchegorry, Guillevic *et al.*, 1999). Il dépend de plus du domaine spectral.

La variabilité de $\gamma(\lambda,\Omega_v)$ avec la direction d'observation (Ω_v) est moins bien connue dans le domaine de l'infrarouge thermique, car la plupart des modèles d'échanges radiatifs ne prennent pas en compte, ou de manière très partielle, l'architecture des couverts.

Becker *et al.* (1986) ont mesuré directement l'émissivité de sols nus en utilisant la méthode de la 'boîte'. Le principe de la méthode consiste à utiliser une boîte sans fond dont les parois sont aussi réfléchissantes que possible ($\varepsilon \approx 0$). Un couvercle amovible percé d'un orifice permet la mesure de la luminance du sol sur lequel la boîte est posée. Il s'est avéré que l'émissivité ainsi mesurée concorde bien avec celle déduite de la loi de Kirchhoff à partir d'une mesure de réflectance bidirectionnelle combinée à l'emploi du facteur $\gamma(\lambda,\Omega_v)$.

Selon Norman *et al.* (1994), l'émissivité d'une surface terrestre, sous une atmosphère de température T_a, peut être calculée à partir de mesures de luminances directionnelles dans deux bandes spectrales particulières. La première bande se situe dans une fenêtre atmosphérique $\Delta\lambda_1 = [10 ; 12\mu m]$, alors que la seconde se situe dans une bande de forte absorption atmosphérique $\Delta\lambda_2 = [14 ; 20\mu m]$. La luminance mesurée dans chaque domaine

spectral est notée $L_{mes}(\Delta\lambda,\Omega_v)$. Dans l'intervalle $\Delta\lambda_2$, l'atmosphère est supposée se comporter comme un corps noir de même température T_s que la surface. Sa luminance est donc $L_a(\Delta\lambda_2,T_a) = L_B(\Delta\lambda_2,T_s)$, où $L_B(\Delta\lambda,T_s)$ est la luminance du corps noir à la température T_s dans la bande spectrale $\Delta\lambda$. Par suite, la luminance mesurée est :

$$L_{mes}(\Delta\lambda_2,\Omega_v) = \rho(\Delta\lambda_2,\Omega_v).L_a(\Delta\lambda_2,T_a) + \varepsilon(\Delta\lambda_2,\Omega_v).L_B(\Delta\lambda_2,T_s) \qquad (I.15)$$

$$= [\rho(\Delta\lambda_2,\Omega_v) + \varepsilon(\Delta\lambda_2,\Omega_v)].L_B(\Delta\lambda_2,T_s) \approx L_B(\Delta\lambda_2,T_s) \quad \Rightarrow \quad T_s(\Omega_v) = L_B^{-1}(L_{mes}(\Delta\lambda_2,\Omega_v))$$

Cette définition de la température $T_s(\Omega_v)$ est approximative, en particulier compte tenu de l'hypothèse simplificatrice "$T_a = T_s$", dans l'intervalle spectral $\Delta\lambda_2$. La variabilité de la luminance $L_{mes}(\Delta\lambda_2,\Omega_v)$ avec la direction d'émission (Ω_v) implique que l'estimation de T_s dépend également de la direction (Ω_v). L'emploi de la température $T_s(\Omega_v)$ pour expliquer la mesure radiative dans $\Delta\lambda_1$ permet donc de calculer l'émissivité $\varepsilon(\Delta\lambda_1,\Omega_v)$. On a :

$$\varepsilon(\Delta\lambda_1,\Omega_v) = \frac{L_{mes}(\Delta\lambda_1,\Omega_v)}{L_B(\Delta\lambda_1,T_s(\Omega_v))} \qquad (I.16)$$

I.2.3 Variations spectrales de l'émissivité

L'émissivité n'est généralement pas une constante sur l'ensemble du domaine spectral. Elle peut présenter des maxima locaux (raies et bandes d'absorption) caractéristiques de la composition de la surface. La variation spectrale de l'émissivité est illustrée par la table I.2. Celle-ci présente, pour différents minéraux et végétaux, l'émissivité sur la bande spectrale 11,3-11,6µm et l'émissivité maximale sur la bande 8-14µm (Salisbury et D'Aria, 1992). Les émissivités présentées sont déduites de mesures de réflectances ρ_{hd} en utilisant la loi de Kirchhoff.

Les différences spectrales observées dans le domaine de l'infrarouge thermique (IRT) entre essences végétales sont dues à des constitutions moléculaires différentes de la cuticule cireuse des éléments foliaires. Ainsi, le spectre d'absorption des diverses molécules de la cuticule se superpose à un fond continu dû à la forte absorption de l'eau du mésophylle. Ceci correspond au fait que la réflexion du rayonnement IRT est due à la réflectance spéculaire qui survient au niveau de la cuticule cireuse des feuilles (Salisbury et d'Aria, 1992). Les mesures intensives effectuées par ces auteurs ont permis de mettre en évidence un minimum de réflectance, *c.à.d* un maximum d'émissivité, au voisinage de 12,4µm pour des feuilles très chlorophylliennes, proche de 8,5µm dans le cas de feuilles sénescentes, d'écorces ou de litières et aux alentours de 10,1µm pour certains lichens.

Matériau	Émissivité sur 11,3 - 11,6µm	Émissivité max sur 8 - 14µm
Granite	0,939	0,971
Sol humide	0,979	0,996
Sol aride	0,961	0,981
Lichens	0,974	0,986
Conifère (feuilles)	0,980	0,984
Conifère (écorce)	0,946	0,976
Hêtre (feuilles)	0,937	0,993
Hêtre (écorce)	0,932	0,976
Litière (conifère)	0,959	0,979
Litière (feuillus)	0,979	0,986

Table I.2 : Émissivité de plusieurs minéraux et végétaux. (1) Émissivité sur la bande spectrale 11,3-11,6µm. (2) Émissivité maximale sur la bande 8-14µm (Salisbury and D'Aria, 1992).

L'émissivité d'un couvert végétal n'est pas égale à une simple moyenne pondérée des émissivités des éléments qui le composent. Celle-ci est en effet influencée par les diffusions multiples du rayonnement émis qui surviennent au sein du milieu. Compte tenu de la loi de Kirchhoff, les diffusions multiples sont d'autant plus importantes que l'émissivité des éléments végétaux est faible. Deux facteurs compliquent beaucoup leur modélisation : la complexité architecturale du milieu et la variabilité spatiale et spectrale des propriétés optiques de ses éléments (sol, feuilles, etc.) (Salisbury et d'Aria, 1992). D'une manière générale, les diffusions multiples augmentent l'émissivité du couvert par rapport à celle de ses éléments. D'autre part, il convient de noter que les mesures radiométriques ne donnent pas directement la température du couvert, mais une température apparente $T_{app}(\lambda,T,\Omega_v)$ du couvert. Ainsi, la luminance mesurée au dessus d'un couvert de température T et d'émissivité $\varepsilon_d(\lambda,\Omega_v)$, situé sous une atmosphère de luminance L_a, est :

$$L_{mes}(\lambda,T,\Omega_v) = \varepsilon_d(\lambda,\Omega_v).L_B(\lambda,T) + [1-\varepsilon_d(\lambda,\Omega_v)].L_a = L_B(\lambda,T_{app}(\lambda,T,\Omega_v)) \quad \text{(I.17)}$$

Il apparaît que l'émissivité apparente est systématiquement supérieure à l'émissivité réelle $\varepsilon_d(\lambda,\Omega_v)$ du couvert.

L'émissivité des sols peut très fortement varier en fonction de la longueur d'onde. Son comportement dépend beaucoup de la composition minérale du sol. La figure I.2 représente l'émissivité d'un sable de quartz dans le domaine spectral 8-13,5µm pour deux directions d'observation (Labed et Stoll, 1991). Le minimum d'émissivité aux alentours de 9µm correspond à la bande Reststrahlen associée à la bande de vibration moléculaire du silicate (Salisbury et d'Aria, 1992).

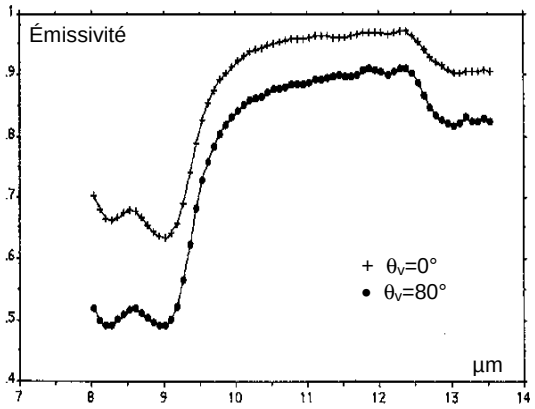


Figure I.2 : Émissivité spectrale d'un sable de quartz dans le domaine 8-13,5µm, selon deux angles zénithaux θ_v, d'après Labed et Stoll (1991). L'émissivité a été déduite de la loi de Kirchhoff à partir d'une mesure de la réflectance ρ_{hd}.

I.2.4 Variations directionnelles de l'émissivité

L'émissivité des matériaux peut fortement varier avec la direction d'observation. Labed et Stoll (1991) ont mesuré de telles variations directionnelles sur 4 types de sols nus (sables et argiles). Ils ont aussi montré que l'émissivité décroît avec une augmentation de l'angle zénithal d'observation θ_v. L'émissivité du sable (figure I.3.a) est relativement isotrope dans la bande 8-14µm pour des angles θ_v inférieurs à 50° et décroît ensuite pour des angles supérieurs : la différence $\Delta\varepsilon = \varepsilon(\theta_v=0°)-\varepsilon(\theta_v=80°)$ est comprise entre 0,06 et 0,2 (figure I.2). Les mesures sur sols agricoles indiquent des effets directionnels beaucoup plus marqués, même pour les faibles angles d'observation (figure I.3.b).

De telles variations directionnelles de l'émissivité ont aussi été mises en évidence par Lagouarde *et al.* (1995) lors de mesures de températures apparentes T_{app} de différents couverts. L'expérimentation avait pour objectif d'étudier les variations de T_{app} en fonction de la géométrie des surfaces. Les mesures effectuées sur un sol nu et parfaitement lisse (pas d'effet d'ombre) ont montré une importante variation angulaire de T_{app}, comprise entre 1 et 2K, pour des variations de l'angle zénithal d'observation de 0° à 45°. La géométrie du sol ne pouvant expliquer de tels résultats, les auteurs ont attribué cette variation en totalité à une variation directionnelle de son émissivité.

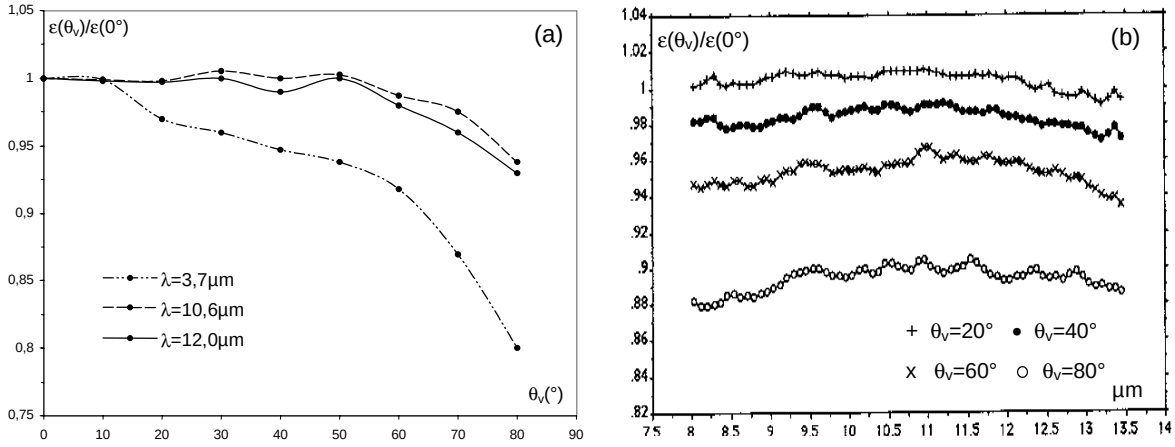


Figure I.3 : Variation angulaire de l'émissivité normalisée à la verticale (a) d'un sable de quartz et (b) d'un sol agricole (argile) en fonction de l'angle zénithal d'observation θ_v et de la longueur d'onde, d'après Labed et Stoll (1991).

I.3 Les températures: définitions et analyse

La télédétection infrarouge permet de mesurer la température apparente T_{app} des surfaces. Celle-ci peut différer de la température thermodynamique T_{th} du couvert. Les principaux facteurs responsables de cette différence, sont l'atmosphère, la structure du milieu et les propriétés optiques des éléments qui le composent. D'autre part, la notion de 'température' est utilisée pour représenter des phénomènes physiques différents de l'équilibre thermodynamique ou du rayonnement thermique. Il est donc important de bien définir les différentes notions. Dans le but de faciliter l'emploi des mesures de températures par télédétection, il est aussi intéressant de relier, les différentes définitions de la température utilisées. Les principales définitions employées (Becker et Li, 1993 ; Norman, 1993 ; Norman *et al.*, 1994) sont résumées ci-dessous.

- **La température thermodynamique T_{th}** ou cinétique est définie pour un milieu en équilibre thermique. Il s'agit de la température mesurable par un thermomètre. Dans le cas d'un gaz moléculaire à l'équilibre thermique, cette quantité est définie comme étant une mesure de l'énergie cinétique U_c des centres de masse des molécules. Ainsi, pour un gaz monoatomique, $U_c = 3/2.N.k.T$, où N est la densité volumique de molécules. En fait, pour un milieu au repos, l'énergie interne U est égale à l'énergie cinétique. La température thermodynamique dépend donc de la pression et de la densité volumique du gaz (U dépendant de ces deux variables d'état). Dans le cas d'un milieu non isotherme, la température $T_{th}(x,y,z)$ varie selon la position (x,y,z) dans le milieu. Elle indique alors la valeur locale de l'énergie cinétique moléculaire.

- **La température radiométrique T_{radiom}** est la quantité obtenue par inversion de la loi de Planck à partir de la luminance émise par le milieu et divisée par l'émissivité de ce dernier. Au dessus d'un milieu d'émissivité spectrale $\varepsilon(\lambda)$ et éclairée par une atmosphère de luminance isotrope L_a, la luminance L_{mes} que l'on mesure est :

$$L_{mes}(\lambda) = \varepsilon(\lambda).L_B(\lambda,T_{radiom}) + (1-\varepsilon(\lambda)).L_a(\lambda) \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}) \qquad (I.18)$$

La température radiométrique diffère de la **température apparente T_{app}** du couvert, encore appelée température de brillance. Celle-ci est en effet la température obtenue par inversion de la loi de Planck en considérant que le milieu observé est un corps noir :

$$L_{mes}(\lambda) = L_B(\lambda,T_{app}) = \varepsilon(\lambda).L_B(\lambda,T_{radiom}) + (1-\varepsilon(\lambda)).L_a(\lambda) \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}) \qquad (I.19)$$

Tout milieu naturel est caractérisé par une variation spatiale de son émissivité et de sa température. Il en résulte que les mesures de télédétection fournissent des quantités intégrées, c'est à dire des paramètres de surface moyens. La loi de Planck n'étant pas une fonction linéaire, la température T_{radiom} obtenue par inversion n'est donc pas une simple moyenne des températures radiométriques locales. Ceci correspond au fait que le comportement spectral d'une combinaison de corps noirs à différentes températures diffère de celui du corps noir.

- **La température radiative T_{rad}** est une quantité intégrée sur l'ensemble du spectre d'émission. Elle permet de représenter le bilan radiatif sous la forme :

$$R_n = (1-\omega).R_G + \varepsilon.R_a - \varepsilon.\sigma.T_{rad}^4 \qquad (W.m^{-2}) \qquad (I.20)$$

R_n est le rayonnement net, R_G est le rayonnement global de courtes longueurs d'onde et R_a est le rayonnement atmosphérique incident. ω est l'albédo dans les courtes longueurs d'onde et ε est l'émissivité du milieu intégrée sur le spectre d'émission. Les températures T_{rad} et T_{radiom} peuvent différer de 1K selon l'hétérogénéité de la surface (Becker et Li, 1993), les valeurs des températures présentes et le domaine spectral considéré lors de la définition de T_{radiom}. La température radiative n'est donc pas directement mesurable par télédétection. Elle est estimée à partir de la mesure de T_{radiom} et de la connaissance des émissivités spectrale $\varepsilon(\lambda)$ et intégrée ε.

- La **température aérodynamique $T_{aéro}$** d'une surface est définie par l'équation du flux de chaleur sensible :

$$H = \rho.c_p.\frac{T_{aéro}-T_{ref}}{r_a} \quad \text{(I.21)}$$

avec ρ et c_p la masse volumique et la chaleur massique de l'air, T_{ref} la température de l'air à un niveau de référence z_{ref} au dessus du milieu et r_a la résistance aérodynamique qui exprime la résistance de l'air à la propagation du flux de chaleur sensible H entre le milieu et le niveau de référence z_{ref}.

Le cas d'un couvert végétal est plus complexe que celui d'une simple surface. En effet, un couvert est composé d'un grand nombre d'éléments de surface de températures T_f, non nécessairement égales, qui sont à l'origine de flux de chaleur foliaires spécifiques H_f. Ceci explique la définition et l'utilisation de la température aérodynamique $T_{aéro}$, comme la température théorique de l'air à un niveau $z_{aéro}$ dans le couvert telle que la somme du flux de chaleur sensible H_{sol} issu du sol et des flux de chaleur sensible foliaires H_f vérifie l'égalité :

$$H_{sol} + \sum_{Couvert} H_f = \rho_a.c_p.\frac{T_{aéro}-T_{ref}}{r_a}, \quad \text{(I.22)}$$

où ρ_a et c_p sont respectivement la masse volumique et la chaleur massique de l'air. Dans ce cas, r_a est la résistance aérodynamique entre les hauteurs z_{ref} et $z_{aéro}$ où sont respectivement définies T_{ref} et $T_{aéro}$. Le terme température 'théorique' de l'air est employé pour $T_{aéro}$, car l'air à l'altitude $z_{aéro}$ n'est pas nécessairement à la température $T_{aéro}$. $T_{aéro}$ représente donc la température que doit avoir l'atmosphère en $z_{aéro}$ pour que cette dernière se comporte comme une source de chaleur sensible identique au couvert.

Dans un milieu à l'équilibre thermique, la température $T_{aéro}$ est donc une quantité qui permet de satisfaire l'équation du bilan d'énergie "$R_n = H+LE+G$" exprimée au niveau de l'ensemble du couvert. LE est le flux d'évapotranspiration et G le flux de conduction dans le sol. De manière à pouvoir évaluer les échanges de masse et chaleur entre la surface et l'atmosphère, il est intéressant d'utiliser les mesures satellitales et par conséquent de relier $T_{aéro}$ et T_{radiom}. Ceci est d'autant plus complexe que T_{radiom} ne dépend pas uniquement de la température de la canopée, mais aussi de la structure de la canopée, de la température du sol et des caractéristiques du capteur (Kimes, 1980). Vining et Blad (1992) préconisent l'emploi de directions d'observation obliques pour minimiser l'influence du sol sur les mesures de télédétection. Prévot et al. (1993), Seguin et al. (1993) et Stewart et al. (1993) expriment le flux H à partir de la différence (T_{radiom}-T_{ref}), en ajoutant à r_a une résistance r_b telle que :

$$H = \rho.c_p.\frac{T_{radiom}-T_{ref}}{r_a+r_b} \quad (I.23)$$

avec $$r_b = \frac{kB^{-1}}{k.u^*} \quad \text{et} \quad kB^{-1} = \log\frac{z_0}{z_{0h}}$$

où z_{0h} est la longueur de rugosité thermique, z_0 est la longueur de rugosité mécanique, u* est la vitesse de frottement et k=0,4 est la constante de von Karman. Sur les surfaces naturelles, le rapport z_0/z_{0h} est souvent considéré égal à 10 (Noilhan et Mahfouf, 1996). La relation entre $T_{aéro}$ et T_{radiom} se déduit alors des équations I.21 et I.22 :

$$T_{aéro} = \frac{r_a}{r_a+r_b}.T_{radiom} + \frac{r_b}{r_a+r_b}.T_a \quad (I.24)$$

Le terme kB^{-1} dépend de la structure (LAI et taux de couverture) et de l'état hydrique du couvert, de la distribution verticale des températures dans la canopée, et des conditions météorologiques. Le nombre important de facteurs influents complique fortement l'estimation de kB^{-1} et par suite le calcul de r_b. Ceci explique l'intérêt d'approches semi-empiriques. Ainsi, Stewart et al. (1993) ont déduit le facteur kB^{-1} de 8 parcelles de végétation semi-arides en appliquant la relation I.22 à des mesures radiométriques de ces parcelles.

Dans le cas d'un milieu homogène et isotherme, les températures T_{th}, T_{radiom}, T_{rad} et $T_{aéro}$ sont égales.

I.4 Le rayonnement thermique atmosphérique

Le rayonnement atmosphérique de grandes longueurs d'onde provient de l'émission thermique des gaz (H_2O, CO_2 et O_3 principalement), aérosols, poussières et nuages constituant l'atmosphère. Ces différents éléments ont des températures variables selon l'altitude. Dans la basse atmosphère (troposphère), elles sont souvent estimées entre 200 et 400 K. Leur émissivité varie fortement avec la longueur d'onde. Compte tenu du fait qu'un corps a une efficacité d'émission, *c.à.d* une émissivité, maximale pour les longueurs d'onde dans lesquelles il absorbe, les bandes d'émission des gaz atmosphériques correspondent aux bandes d'absorption de ces gaz. Par conséquent, elles sont peu intéressantes pour l'étude des surfaces terrestres par télédétection (figure I.4). Ainsi, l'atmosphère a des maxima d'émission au voisinage de 6,5 et 15µm qui correspondent respectivement à de fortes bandes d'absorption de l'eau et du CO_2 atmosphérique.

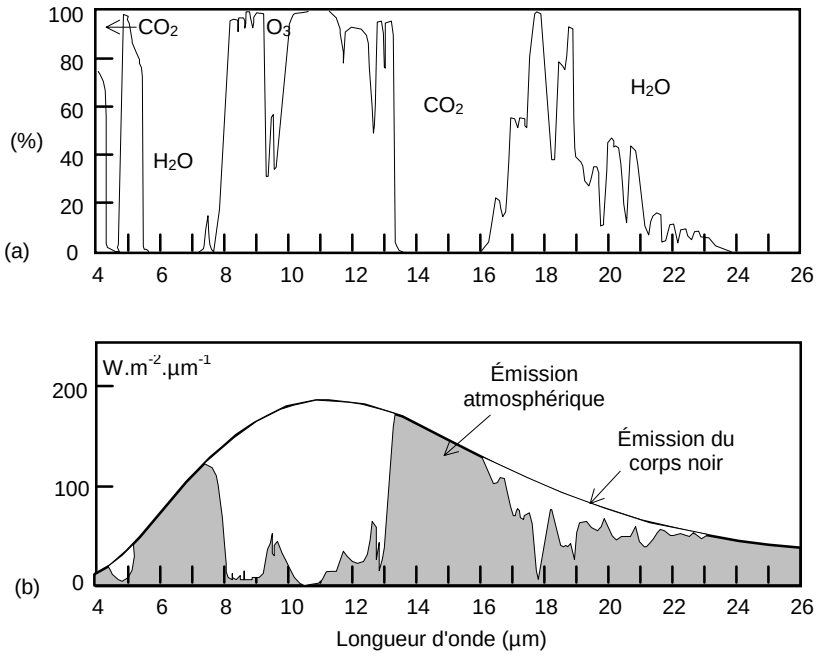


Figure I.4 : Transmittance (a) et émission thermique ($W.m^{-2}.\mu m^{-1}$) (b) de l'atmosphère gazeuse, d'après Becker (1980).

Compte tenu des bandes d'absorption des gaz atmosphériques, les capteurs IRT aéroportés ou spatiaux dédiés à l'observation de la terre ont généralement des canaux spectraux compris dans les deux fenêtres atmosphériques '3-5µm' et '8-12µm'. L'utilisation de données de télédétection IRT nécessite de minutieuses corrections atmosphériques, car même dans les fenêtres de transmission, l'information sur la surface peut représenter seulement 20% du rayonnement IRT mesuré par le capteur (Becker et Li, 1993). L'interprétation des mesures est particulièrement complexe dans la fenêtre 3-5µm, car le capteur mesure trois contributions : l'émission terrestre et les rayonnements solaire et atmosphérique réfléchis par la surface.

II MODÉLISATION DU TRANSFERT RADIATIF THERMIQUE

Un objectif de la modélisation du transfert radiatif dans les milieux terrestres est de mieux comprendre et analyser les relations existant entre les mesures de télédétection et certaines caractéristiques de la surface observée. Dans l'infrarouge thermique, l'observation aéroportée ou spatiale renseigne sur la température des surfaces terrestres. Le signal radiométrique résulte de processus d'émission et d'interactions entre ondes électromagnétiques et matière au sein du couvert végétal et de l'atmosphère. Il est par conséquent influencé par de nombreux facteurs structuraux et environnementaux, tels que la distribution des températures, l'architecture ou les propriétés optiques du couvert, le rayonnement atmosphérique et les configurations d'acquisition. De par sa capacité à

décomposer les différentes contribution du signal, la modélisation constitue un outil d'analyse extrêmement utile pour l'étude de la biosphère continentale à partir de données satellitales.

Les principales familles de modèles qui simulent la température apparentes des couverts dans l'infrarouge thermique, sont brièvement présentées ci-dessous. Cette présentation n'est pas exhaustive. Quatre modèles sont détaillés de façon plus précise, car ils ont été utilisés pour tester la validité du modèle thermique TDART développé dans le cadre de cette thèse.

II.1 Présentation bibliographique

Le transfert radiatif thermique dépend essentiellement de la répartition des températures T(x,y,z) à l'intérieur du couvert. Cette distribution des températures est contrôlée par les échanges radiatifs et énergétiques s'effectuant entre le sol, la végétation et l'atmosphère. Elle tend à s'ajuster de façon à satisfaire l'équation du bilan d'énergie en tout point du milieu. Elle dépend donc du rayonnement incident de courtes et grandes longueurs d'onde, du profil micrométéorologique, ainsi que des transferts turbulents de masse et chaleur dans la canopée. D'une manière générale sa complexité fait qu'elle ne peut être mesurée *in situ* de façon précise. Ceci explique que dans une étape préliminaire à la simulation du transfert radiatif, les modèles thermiques doivent résoudre l'équation du bilan d'énergie de façon à estimer la distribution T(x,y,z) des températures. Une difficulté majeure est due au calcul de la turbulence dans la canopée, compte tenu de l'hétérogénéité des milieux naturels. Les modèles présentés dans ce paragraphe ne traitent que de la partie purement radiative. Ils s'appuient donc sur une connaissance préalable de la distribution spatiale des températures. La chapitre III de ce manuscrit présente le travail qui a été débuté pour coupler la modélisation du transfert radiatif avec la résolution du bilan d'énergie.

Les différents modèles de transfert radiatifs se distinguent (1) par la manière dont le milieu de propagation est pris en compte et (2) par l'approche utilisée pour simuler les échanges radiatifs. Notons toutefois que les modèles thermiques restent à ce jour beaucoup moins élaborés que ceux développés dans le domaine des courtes longueurs d'onde. Les deux principales approches sont décrites ci-dessous.

II.1.1 Les modèles géométriques

Les modèles géométriques ne sont pas vraiment des modèles de transfert radiatif. Ils simulent la température apparente des couverts à partir de considérations géométriques. En général, le milieu est représenté par une distribution spatiale d'éléments de surface (plantes ou groupe de plantes) de formes géométriques simples (sphères, cylindres,

parallélépipèdes) et de températures données. Ces dernières sont généralement des températures apparentes T_{app}, qui caractérisent les éléments à l'ombre et ceux directement éclairés par le soleil. La proportion des éléments à l'ombre et au soleil est calculée à partir des sections efficaces de ces éléments vis à vis du soleil. Finalement, la température apparente de la scène est généralement calculée comme une moyenne pondérée des températures apparentes des éléments de la surface. Les coefficients de pondération sont les sections efficaces associées à chaque entité de paysage.

Il est important de noter que l'emploi de températures apparentes, et non de températures thermodynamiques, permet d'éviter de modéliser les mécanismes d'interaction du rayonnement au sein des éléments et entre ceux-ci. Cette simplification n'est en fait qu'apparente, car elle implique la connaissance à priori de la température de brillance de chaque élément du milieu et donc nécessite des mesures de terrain, qui sont en général complexes et contraignantes, voire impossibles dans la plupart des cas.

Toutefois, les modèles géométriques permettent une bonne représentation des variations directionnelles de la température radiative des couverts hétérogènes. Ainsi, dans le cas de plantations en rangs, Sutherland and Bartholic (1977) relient l'émissivité apparente de la surface à la profondeur des cavités formées par les rangées de végétation. Les rangs sont représentés par des parallélépipèdes parallèles et l'effet de cavité est exprimé par le rapport H/S entre la hauteur H de la végétation et la distance S entre deux rangées. Fort logiquement, la structure particulière du milieu influence fortement sa réponse radiométrique. Dans le cas particulier de rangées de végétation, une augmentation du rapport H/S accroît l'émissivité apparente de la scène. Jackson *et al.* (1979) ont repris cette représentation dans le cas de cultures en rang en définissant quatre éléments distincts au niveau du couvert : le sol et la végétation respectivement à l'ombre et au soleil. Chaque entité de paysage est caractérisée par une température connue à priori et la direction d'observation se situe uniquement dans un plan perpendiculaire aux rangées. Kimes et Kirchner (1983) ont étendu ce modèle de manière à considérer une direction de visée quelconque. Leurs travaux sont présentés dans le paragraphe II.5. Par la suite Sobrino et Caselles (1990) ont repris le concept de Sutherland et Bartholic (1977) en définissant trois contributions élémentaires : le sol et les faces latérales et supérieures des rangs.

II.1.2 Les modèles de transfert radiatif

Contrairement à la plupart des modèles géométriques, les modèles de transfert radiatif décrivent le microclimat lumineux à l'intérieur du couvert végétal. Cette représentation repose sur la modélisation du transfert radiatif à l'intérieur du couvert, à partir de la connaissance des températures thermodynamiques des différents éléments du milieu. Ainsi,

le modèle peut alors calculer la température apparente du milieu en considérant toutes les interactions entre ses éléments. La complexité des mécanismes mis en jeu a conduit à s'appuyer sur des représentations très simplifiées des paysages étudiés. Ces derniers sont généralement modélisés par la superposition de couches horizontales et turbides. Chaque couche est constituée d'éléments absorbants et diffusants infiniment petits et distribués sans corrélation spatiale dans la couche, qui est caractérisée par un indice foliaire (LAI : m^2 de feuille par m^2 de sol) et une température. Les objets élémentaires, *c.à.d* les feuilles, sont des éléments de surfaces plans, dont les positions et orientations (LAD) sont définies d'un point de vue statistique par des densités de probabilités. Le calcul de fréquences de trous, qui représentent la probabilité de non interception d'un rayon lumineux par la végétation dans une direction donnée, permet de calculer les proportions des différentes couches de végétation ou de sol vues selon toute direction d'observation. La structure du milieu est décrite par le LAI de chaque couche de végétation, l'orientation des feuilles (LAD) et un indice de dispersion représentant l'agencement des feuilles les unes par rapport aux autres. Il est souvent admis que ces modèles, qualifiés de 'turbides', sont bien adaptés aux milieux homogènes du type culture. Toutefois, ils sont inadaptés à l'étude de milieux hétérogènes tels que les forêts.

Le modèle développé au cours de cette thèse a pour objectif de permettre l'étude de milieux aussi complexes que les forêts. Il repose sur la modélisation du transfert radiatif dans des milieux représentés par une discrétisation spatiale d'éléments de paysage. Ceux-ci peuvent avoir une température thermodynamique et une forme géométriques quelconques. Ils peuvent de plus se présenter en tant que surfaces opaques ou éléments de volume turbide.

Quatre modèles sont brièvement présentés ci-dessous. Il s'agit de trois modèles de transfert radiatif (Ambartsumian, 1958 ; Prévot, 1985 ; Hapke, 1993) basés sur une représentation turbide du milieu et du modèle géométrique de Kimes et Kirchner (1983a).

II.2 La méthode d'Ambartsumian (1958)

Le modèle d'Ambartsumian (1958), initialement développé pour l'atmosphère, permet de calculer de façon exacte la réflectance bidirectionnelle et l'émissivité directionnelle d'un milieu turbide, semi-infini et composé de diffuseurs isotropes. L'hypothèse de base de cette méthode est que la réflectance et l'émissivité d'un milieu semi-infini ne changent pas si une couche 'fine' est rajoutée au sommet du milieu. L'épaisseur optique de cette couche est notée $\Delta\tau = \alpha_e.\Delta z$, où $\alpha_e = N.\sigma.q_e$ est le coefficient d'extinction du milieu et Δz est l'épaisseur de la couche. Les particules sont caractérisées par une densité volumique N, une section géométrique σ, des efficacités d'extinction q_e et de diffusion q_d et une émissivité ε. Du fait de

la distribution homogène des diffuseurs la réflectance hémisphérique directionnelle $r_{hd}(\theta_v)$ ainsi que l'émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\theta_v)$ du milieu ne dépendent que de l'angle zénithal d'observation θ_v. Ci-dessous, la variable θ est remplacée par $\mu=\cos\theta$.

La réflectance et l'émissivité du milieu sont décrites ici, car toute mesure de température apparente dépend de ces deux quantités. D'autre part, ceci permet d'illustrer la loi de Kirchhoff, sachant que la validité de cette loi est étudiée par la suite pour plusieurs modèles (voir chapitre II).

II.2.1 Réflectance directionnelle d'un milieu semi-infini

La figure I.5 présente les 5 luminances ΔL_i d'ordre 1 introduites ou modifiées par l'ajout de la couche $\Delta\tau$ sur le milieu semi-infini. Elles sont définies en fonction d'un coefficient de réflectance bidirectionnelle $r_{dd}(\mu_s,\mu_v)$ égal à $\frac{\mu_s}{\pi}.\rho_{dd}(\mu_s,\mu_v)$, où $\rho_{dd}(\mu_s,\mu_v)$ est le facteur de réflectance bidirectionnelle. L'éclairement incident sur la couche est $E_s.\mu_s$. Les termes ci-dessous appelés 'atténuation' et mis entre parenthèses sont des facteurs de transmittance supposés égaux à 1. Ceci correspond au fait de négliger les termes d'ordre 2 (en $\Delta\tau^2$) dans l'expression de la luminance L_i.

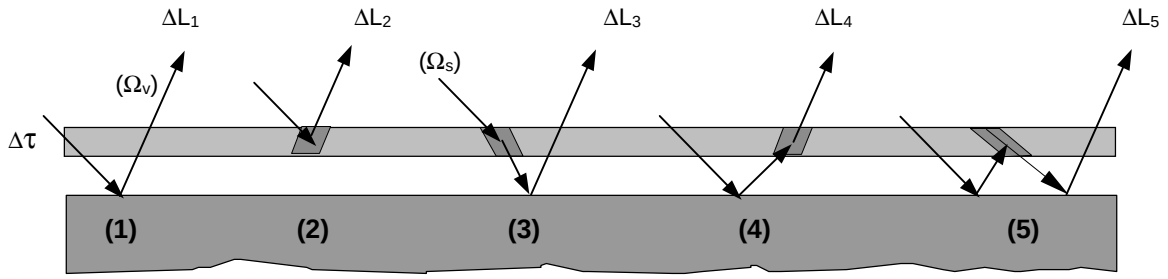


Figure I.5 : Contributions d'une couche 'fine' d'épaisseur optique $d\tau$ sur la réflectance bidirectionnelle d'un milieu semi-infini. (Ω_s) et (Ω_v) représentent respectivement les directions incidente et d'observation.

(1) Atténuation - réflexion – atténuation :

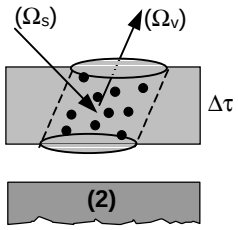
Les rayonnements incidents et réfléchis par le couvert sont atténués par la couche $\Delta\tau$. On a :

$$L_1(\mu_v) = E_s.\exp[-\Delta\tau.(\frac{1}{\mu_v}-\frac{1}{\mu_s})].r_{dd}(\mu_s,\mu_v) \approx E_s.[1-\Delta\tau.(\frac{1}{\mu_v}-\frac{1}{\mu_s})].r_{dd}(\mu_s,\mu_v) \quad \text{avec} \quad L(\mu_v) = E_s.r_{dd}(\mu_s,\mu_v) \tag{I.25}$$

soit $$\Delta L_1(\mu_v) = -E_s.\Delta\tau.(\frac{1}{\mu_v}-\frac{1}{\mu_s}).r_{dd}(\mu_s,\mu_v) \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \tag{I.26}$$

(2) Diffusion ($\Omega_s \rightarrow \Omega_v$)

Une partie du rayonnement incident intercepté par $\Delta\tau$ est diffusée dans la direction (Ω_V). Soit $\omega = \frac{q_d}{q_e}$ l'albédo de simple diffusion des particules et dv un élément de volume cylindrique (voir dessin ci-contre) de longueur $\frac{\Delta z}{\mu_v}$ orienté dans la direction (Ω_V).



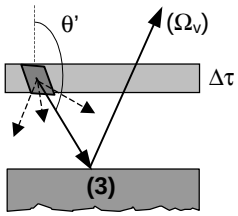
Le rayonnement incident sur dv est diffusé par toutes les particules comprises dans dv. On a :

$$\Delta L_2(\mu_v) = E_s.N.\sigma.\frac{\Delta z}{\mu_v}.\frac{q_d}{4\pi} = E_s.N.\sigma.q_e.\frac{\Delta z}{\mu_v}.\frac{\omega}{4\pi} = E_s.\alpha_e.\frac{\Delta z}{\mu_v}.\frac{\omega}{4\pi}$$

soit
$$\Delta L_2(\mu_v) = E_s.\frac{\omega}{4\pi}.\frac{\Delta\tau}{\mu_v} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.27)$$

(3) Diffusion ($\Omega_s \rightarrow 2\pi^-$) - réflexion - (atténuation)

Une partie du rayonnement incident intercepté par $\Delta\tau$ est diffusé dans l'hémisphère inférieur. La luminance diffusée selon toute direction descendante (Ω') est $L(\Omega') = E_s.\frac{\omega}{4\pi}.\frac{\Delta\tau}{|\mu'|}$. Elle est ensuite réfléchie par le couvert. L'atténuation par $\Delta\tau$ du rayonnement réfléchi est négligée (terme en $\Delta\tau^2$). On a :

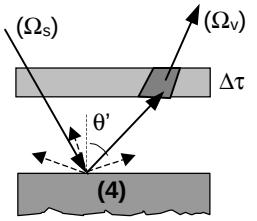


$$\Delta L_3(\mu_v) = \int_{2\pi^-} r_{dd}(\mu',\mu_v).L(\Omega').d\Omega' = \int_{\phi'=0}^{2\pi}\int_{\theta'=\pi}^{\pi/2} r_{dd}(\mu',\mu_v).E_s.\frac{\omega}{4\pi}.\frac{\Delta\tau}{|\mu'|}.\sin\theta'.d\theta'.d\phi' \qquad (I.28)$$

soit
$$\Delta L_3(\mu_v) = E_s.\frac{\omega}{2}.\Delta\tau.\int_0^1 r_{dd}(\mu',\mu_v).\frac{d\mu'}{\mu'} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.29)$$

(4) (Atténuation) - Réflexion ($\Omega_s \rightarrow 2\pi^+$) - diffusion ($\Omega' \rightarrow \Omega$)

La luminance réfléchie par le milieu dans une direction (Ω') est : $L(\Omega') = E_s.r_{dd}(\mu_s,\mu')$. Elle est ensuite interceptée et rediffusée par $\Delta\tau$ dans la direction d'observation. On a :

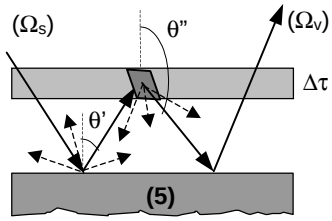


$$\Delta L_4(\mu_v) = \int_{2\pi^+} \frac{\omega}{4\pi}.\frac{\Delta\tau}{\mu_v}.L(\Omega').d\Omega' = \int_{\phi'=0}^{2\pi}\int_{\theta'=0}^{\pi/2} r_{dd}(\mu_s,\mu').E_s.\frac{\omega}{4\pi}.\frac{\Delta\tau}{\mu_v}.\sin\theta'.d\theta'.d\phi' \qquad (I.30)$$

soit $$\Delta L_4(\mu_v) = E_s.\frac{\omega}{2}.\frac{\Delta\tau}{\mu_v}.\int_0^1 r_{dd}(\mu_s,\mu').d\mu' \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.31)$$

(5) <u>(Atténuation) - réflexion ($\Omega_s \rightarrow 2\pi^+$) - diffusion ($2\pi^+ \rightarrow 2\pi^-$) - réflexion ($2\pi^- \rightarrow \Omega_v$) - (atténuation)</u>

Le rayonnement réfléchi une première fois par le milieu est rediffusé vers l'hémisphère inférieur par la couche, puis est réfléchi une seconde fois par le milieu. La luminance réfléchie vers le bas selon (Ω") par la couche est :



$$L(\Omega'') = E_s.\frac{\omega}{4\pi}.\frac{\Delta\tau}{|\mu''|}.\int_{2\pi^+} r_{dd}(\mu_s,\Omega').d\Omega' \qquad \text{avec :} \qquad \Delta L_5(\mu_v) = \int_{2\pi^+} L(\Omega'').r_{dd}(\mu'',\mu_v).d\Omega'' \qquad (I.32)$$

soit $$\Delta L_5(\mu_v) = E_s.\omega.\pi.\Delta\tau.\int_0^1 r_{dd}(\mu'',\mu_v).\frac{d\mu''}{|\mu''|}.\int_0^1 r_{dd}(\mu_s,\mu').d\mu' \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.33)$$

La couche Δτ ne modifiant pas la luminance réfléchie du couvert, on a donc :

$$\boxed{\sum_{i=1}^{5} \Delta L_i(\mu_v) = 0} \ , \qquad \text{et par suite,} \qquad (I.34)$$

$$\eta(|\mu_s|,\mu_v) = [1 + \frac{\omega}{2}.\mu.\int_0^1 \frac{\eta(\mu',\mu_v)}{\mu'+\mu_v}.d\mu'].[1 + \frac{\omega}{2}.|\mu_s|.\int_0^{-1} \frac{\eta(-\mu',|\mu_s|)}{-\mu'+|\mu_s|}.d\mu' \quad \text{avec} \quad \eta(x,y) = \frac{4\pi}{\omega}.\frac{x+y}{x}.r_{dd}(x,y) \qquad (I.35)$$

soit $$\eta(-\mu_s,\mu_v) = H(\omega,-\mu_s).H(\omega,\mu_v) \qquad \text{avec} \qquad H(\omega,x) = 1 + \frac{\omega}{2}.x.H(\omega,x).\int_0^1 \frac{H(\omega,t)}{x+t}.dt \qquad (I.36)$$

La réflectance bidirectionnelle du milieu est donc :

$$r_{dd}(\mu_s,\mu_v) = \frac{\omega}{4\pi}.\frac{|\mu_s|}{\mu_s-\mu_v}.H(\omega,-\mu_s).H(\omega,\mu_v) \qquad (sr^{-1}) \qquad (I.37)$$

Des expressions simplifiées de $H(\omega,\mu)$ et de ses moments d'ordre 0 (H_0) et d'ordre 1 (H_1) permettent de déterminer des expressions analytiques simples des réflectance du milieu.

On a $$H_0 = \int_0^1 H(\omega,t).dt = \frac{2}{1+\gamma} \qquad \text{avec} \qquad \gamma = \sqrt{1-\omega} \tag{I.38}$$

D'autre part le terme $H(\omega,x)$ est approché avec une erreur relative inférieure au pour cent par l'expression :

$$H(\omega,x) \approx \left\{1 - [1-\gamma].x.\left[r_0 + (1-\tfrac{1}{2}.r_0-x.r_0).\ln(\tfrac{1+x}{x})\right]\right\}^{-1} \qquad \text{avec} \qquad r_0 = 1-H_0 = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \tag{I.39}$$

L'approximation $x.\ln(\frac{1+x}{x}) \approx \frac{2.x}{1+x}$ conduit à une expression plus simple, mais moins précise :

$$\boxed{H(\omega,x) \approx \frac{1+2.x}{1+2.\gamma.x}} \tag{I.40}$$

L'approximation $H(\omega,x) \approx H_0.\left[1+(1-H_0).(x-\frac{1}{2})\right]$, permet d'obtenir :

$$H_1 = \int_0^1 t.H(\omega,t).dt \approx \frac{1}{1+\gamma}.\left[1+\frac{1}{6}.(1-H_0)\right] = \frac{7+5.\gamma}{6.(1+\gamma)^2} \tag{I.41}$$

L'intégration de $r_{dd}(\mu_s,\mu_v)$ sur (Ω_s) donne la réflectance hémisphérique - directionnelle $r_{hd}(\mu_v)$:

$$r_{hd}(\mu_v) = \int_{\varphi_s=0}^{2\pi}\int_{\mu_s=0}^{1} r_{dd}(\mu_s,\mu_v).d\mu_s.d\varphi_s \qquad \text{soit} \qquad \boxed{r_{hd}(\mu_v) = 1 - \gamma.H(\omega,\mu_v) \approx \frac{1-\gamma}{1+2.\gamma.\mu_v}} \tag{I.42}$$

De même on calcule $$\boxed{r_{dh}(\mu_s) = 1 - \gamma.H(\omega,-\mu_s) \approx \frac{1-\gamma}{1+2.\gamma.\mu_s}} \tag{I.43}$$

La réflectance bi-hémisphérique est $$r_{hh} = \int_{\varphi_s=0}^{2\pi}\int_{\mu_s=0}^{1} r_{dh}(\mu_s).d\mu_s.d\varphi_s = 1-2.\gamma.H_1 \approx \frac{1-\gamma}{(1+\gamma)^2}.\frac{3+2.\gamma}{3} \tag{I.44}$$

En première approximation, on a donc : $$\boxed{r_{hh} \approx \frac{1-\gamma}{1+\gamma}} \tag{I.45}$$

Il est intéressant de noter que $r_{dh}(\mu) = r_{hd}(\mu)$. De plus, les coefficients de réflectance qui font intervenir une composante hémisphérique sont égaux aux facteurs de réflectance correspondants. Ainsi, on a $r_{dh} = \rho_{dh}$, $r_{hd} = \rho_{hd}$ et $r_{hh} = \rho_{hh}$, et donc $\rho_{dh} = \rho_{hd}$.

II.2.2 Émissivité directionnelle d'un milieu semi-infini

L'approche d'Ambartsumian, *c.à.d* l'ajout d'une couche $\Delta\tau$ à un milieu rayonnant semi-infini, permet aussi de calculer l'émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\mu_v)$ d'un milieu de température thermodynamique T.

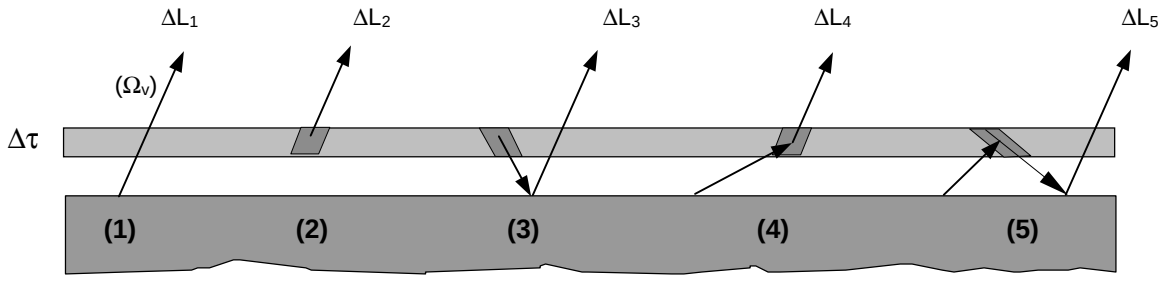


Figure I.6 : Contributions d'une couche 'fine' d'épaisseur optique dτ sur l'émissivité directionnelle d'un milieu semi-infini. (Ω_v) représente la direction d'observation commune à toutes les configurations.

Soit $L_B = L_B(T)$, la luminance du corps noir de température T. Par suite, $L(\mu_v) = \varepsilon_d(\mu_v).L_B$ est la luminance du milieu, en l'absence d'atmosphère. L'émissivité des particules est $\varepsilon = 1 - \omega = \gamma^2$. Les différentes contributions de la couche $\Delta\tau$ à la luminance du couvert (figure I.6) sont indiquées ci-dessous :

(1) Atténuation de la luminance émise par la couche :

$$L_1(\mu_v) = \varepsilon_d(\mu_v).L_B.\exp(-\Delta\tau.\frac{1}{\mu_v}) \approx \varepsilon_d(\mu_v).L_B.(1 - \frac{\Delta\tau}{\mu_v}) \quad \text{(I.46)}$$

soit $$\Delta L_1(\mu_v) = -\varepsilon_d(\mu_v).L_B.\frac{\Delta\tau}{\mu_v} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \quad \text{(I.47)}$$

(2) Émission de la couche $\Delta\tau$ dans la direction d'observation

$$\Delta L_2(\mu_v) = N.\sigma.q_e.\frac{\Delta z}{\mu_v}.\varepsilon.L_B = \alpha_e.\frac{\Delta z}{\mu_v}.\varepsilon.L_B \quad \text{(I.48)}$$

soit $$\Delta L_2(\mu_v) = \varepsilon.L_B.\frac{\Delta\tau}{\mu_v} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \quad \text{(I.49)}$$

(3) Émission de $\Delta\tau$ - réflexion sur le milieu – (atténuation)

$$\Delta L_3(\mu_v) = \int_{2\pi^-} \varepsilon . L_B . \frac{\Delta\tau}{\mu'} . r_{dd}(\mu',\mu_v) . d\Omega' \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.50)$$

(4) Émission du milieu – diffusion par la couche $\Delta\tau$

Une fraction $\frac{\omega}{4\pi}$ de la luminance interceptée par la couche, $\int_{2\pi^+} \varepsilon_d(\mu') . L_B . \frac{\Delta\tau}{\mu_v} . d\Omega'$, est rediffusée dans la direction d'observation. On a :

$$\Delta L_4(\mu_v) = \int_{2\pi^+} \varepsilon_d(\mu') . L_B . \frac{\omega}{4\pi} . \frac{\Delta\tau}{\mu_v} . d\Omega' \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.51)$$

(5) Émission du milieu – diffusion ($2\pi^+ \rightarrow 2\pi^-$) par $\Delta\tau$ - réflexion ($2\pi^- \rightarrow \Omega_v$) - (atténuation)

$$\Delta L_5(\mu_v) = \int_{2\pi^+} \int_{2\pi^-} \varepsilon_d(\mu') . L_B . \frac{\omega}{4\pi} . \frac{\Delta\tau}{|\mu''|} . r_{dd}(\mu'',\mu_v) . d\Omega' . d\Omega'' \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.52)$$

L'ajout de la couche $\Delta\tau$ ne modifie pas la luminance totale. On doit avoir : $\sum_{i=1}^{5} \Delta L_i(\mu_v) = 0$

Sachant que $r_{dd}(\mu_s,\mu_v) = \frac{\omega}{4\pi} . \frac{\mu_s}{\mu_s - \mu_v} . H(\omega,-\mu_s) . H(\omega,\mu_v)$ et que $H_0 = \frac{2}{1+\gamma}$, on obtient :

$$\boxed{\varepsilon_d(\mu_v) = \gamma \, . \, H(\omega,\mu_v)} \qquad (I.53)$$

avec $$H(\omega,\mu_v) = 1 + \frac{\omega}{2} . \mu_v . H(\omega,\mu_v) . \int_0^1 \frac{H(\omega,t)}{\mu_v + t} . dt \qquad (I.54)$$

En utilisant l'approximation $H(\omega,x) \approx \frac{1+2.x}{1+2.\gamma.x}$ on a : $\boxed{\varepsilon_d(\mu_v) \approx \gamma . \frac{1+2.\mu_v}{1+2.\gamma.\mu_v}}$ (I.55)

L'émissivité hémisphérique est $$\varepsilon_h = \int_{\varphi_s=0}^{2\pi} \int_{\mu_s=0}^{1} r_{dh}(\mu_s) . d\mu_s . d\varphi_s = 2.\gamma.H_1 \qquad (I.56)$$

soit $$\boxed{\varepsilon_h \approx \frac{2.\gamma}{1+\gamma}} \qquad (I.57)$$

Les expressions de la réflectance et de l'émissivité obtenues avec la méthode d'Ambartsumian (relations I.42 et I.53) vérifient bien la loi de Kirchhoff, à la fois pour l'émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\mu_v) = 1 - r_{hd}(\mu_v)$ et pour l'émissivité hémisphérique $\varepsilon_h = 1 - r_{hh}$.

La figure I.7 représente les variations angulaires de r_{hd} et ε_d pour différentes valeurs de ω. Elle illustre le fait que tout couvert turbide composé de diffuseurs d'albédo de simple diffusion ω a une réflectance et une émissivité anisotropes si ω diffère de 0 ou 1. La variation de ε_d de 0° à θ_v (μ_v varie de 1 à μ_v) est $\Delta\varepsilon_d(0° \rightarrow \theta_v) = \frac{2\gamma.(1-\mu_v).(1-\gamma)}{(1+2\gamma).(1+2\gamma.\mu_v)}$ ce qui correspond à une variation relative $\frac{\Delta\varepsilon_d(0° \rightarrow \theta_v)}{\varepsilon_d(0°)} = \frac{2}{3}.\frac{(1-\mu_v).(1-\gamma)}{1+2\gamma.\mu_v}$. Il apparaît que la variation relative de l'émissivité est d'autant plus faible que θ_v est proche de la verticale et que ω est proche de 0 ou de 1. Ainsi, pour le cas où $\theta_v = 60°$ et $\omega = 0{,}04$, $\varepsilon_d(0°) = 0{,}993$ et $\frac{\Delta\varepsilon_d(0° \rightarrow 60°)}{\varepsilon_d(0°)} = 0{,}003$. L'anisotropie de l'émissivité des milieux végétaux est généralement faible dans l'infrarouge thermique, car dans ce domaine spectral, l'albédo de diffusion de la plupart des éléments qui composent ces milieux et proche de 0, *c.à.d* l'émissivité est proche de 1.

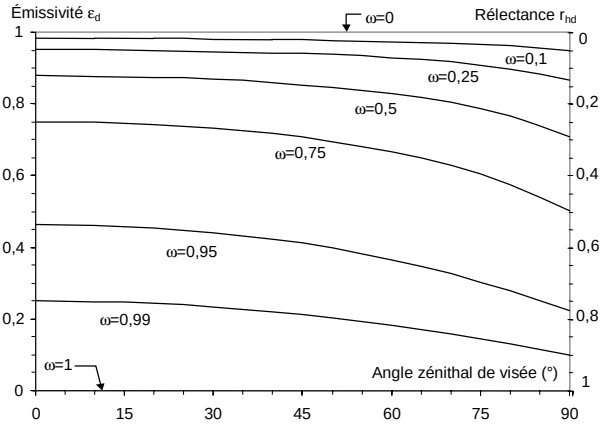


Figure I.7 : Émissivité et réflectance directionnelles d'un milieu semi-infini composé de diffuseurs isotropes caractérisé par un albédo de simple diffusion ω de 0 et 1 (Ambartsumian, 1958).

Le modèle d'Ambartsumian est par la suite utilisé pour tester la validité du modèle TDART (voir § III.5.2). L'intérêt majeur de l'approche d'Ambartsumian est de fournir des résultats exacts. Par contre, toute validation à partir de ce modèle ne peut être réalisée que sur des milieux turbides, semi-infini et composés de particules isotropes, c'est à dire pour des conditions peu réalistes mais qui correspondent au domaine de validité du modèle d'Ambartsumian. De manière à tester la validité du modèle TDART dans des conditions plus réalistes, deux autres modèles, les modèles de Prévot (1985) et de Kimes et Kirchner (1983a) ont été utilisés. Ces modèles sont moins précis que le modèle d'Ambartsumian dans

son domaine d'application, mais sont par contre mieux adaptés aux milieux naturels, c.à.d des milieux finis, non nécessairement turbides et composés de diffuseurs anisotropes. Ceci est en particulier le cas pour les couverts végétaux. Ces derniers sont des milieux finis dont les éléments foliaires sont caractérisés par des réflectance et transmittance généralement différentes ; en particulier dans l'infrarouge thermique où les éléments sont supposés opaques, *c.à.d* de transmittance nulle.

II.3 Le modèle d'Hapke (1993)

Hapke (1993) propose une méthode plus générale que celle d'Ambartsumian pour calculer la luminance réfléchie ou émise par un milieu turbide, fini ou semi-infini, composé de particules anisotropes. Son approche repose sur la résolution du transfert radiatif en considérant que la luminance $L(\Omega_v)$ selon la direction (Ω_v) comprend deux composantes. La première correspond au rayonnement solaire réfléchi une fois selon (Ω_v) ainsi qu'au rayonnement émis par le milieu dans la direction (Ω_v) et qui n'a subi aucune interception. Cette composante est représentée par une expression analytique simple. La deuxième composante de $L(\Omega_v)$ correspond au rayonnement qui émerge du milieu dans la direction (Ω_v) après avoir subi une ou plusieurs diffusions. Elle est beaucoup plus complexe que la précédente car le rayonnement qui se propage à l'intérieur du milieu est à priori anisotrope, à la fois en raison de l'anisotropie des diffuseurs et de la variabilité des trajets optiques en fonction de la direction de propagation. La solution adoptée par Hapke (1993) consiste à déterminer une expression de ce rayonnement diffus en utilisant une approche dérivée de la méthode des deux flux. Ainsi, le rayonnement qui se propage dans le milieu est représenté par des flux directs (rayonnements solaire et émis par le milieu) et par deux flux hémisphériques montant E^+ et descendant E^-, calculés à partir de la diffusion de rayonnements, diffus ou émis, incidents sur les couches horizontales discrétisant le milieu. Compte tenu de simplifications utilisées pour représenter E^+ et E^-, la luminance $L(\Omega_v)$ selon la direction (Ω_v) d'un milieu à la température T et soumis à un éclairement solaire $E_s(\Omega_s).\mu_s$ est donnée par l'équation suivante :

$$L(\Omega_v) = \frac{\omega}{4\pi}.\frac{E_s(\Omega_s).|\mu_s|}{\mu_v-\mu_s}.[P(\Omega_s,\Omega_v) + H(\omega,-\mu_s).H(\omega,\mu_v) - 1] + L_B(T).\gamma.H(\omega,\mu_v) \qquad (I.58)$$

avec $$H(\omega,x) = \frac{1+2.x}{1+2.\gamma.x}$$

et où $\frac{P(\Omega_s,\Omega_v)}{4\pi}$ est la fonction de phase de diffusion des particules.

Par suite, on a : $$r_{dd} = \frac{L(\Omega_v)}{E_s(\Omega_s)} = \frac{\omega}{4\pi}.\frac{|\mu_s|}{\mu_v - \mu_s}.[P(\Omega_s,\Omega_v) + H(\omega,-\mu_s).H(\omega,\mu_v) - 1] \quad (sr^{-1}) \quad \text{(I.59)}$$

soit $$\boxed{r_{hd}(\mu_v) = r_{dh}(\mu_v) = \frac{1 - \gamma}{1+2.\gamma.\mu_v}} \quad \text{(I.60)}$$

D'autre part, l'emploi de la méthode à deux flux donne : $$r_{hh} = \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \quad \text{(I.61)}$$

De plus, les émissivités directionnelle ε_d et hémisphérique ε_h du couvert isotherme sont :

$$\boxed{\varepsilon_d(\mu_v) = \gamma \cdot \frac{1+2.\mu_v}{1+2.\gamma.\mu_v}} \quad \text{et} \quad \varepsilon_h = \frac{2.\gamma}{1+\gamma} \quad \text{(I.62)}$$

Hapke (1993) précise que dans le cas de diffuseurs isotropes, les quantités obtenues, *c.à.d* la réflectance et l'émissivité, ne sont qu'une approximation des quantités obtenues par le modèle 'exact' d'Ambartsumian. Les propriétés optiques du milieu sont alors estimées à mieux que 4% près, pour tout cas de figure.

II.4 Le modèle de Prévot (1985)

Le modèle de transfert radiatif développé par Kimes *et al.* (1980) et amélioré par Prévot (1985) modélise l'environnement radiatif et les températures radiatives directionnelles de couverts constitués par la superposition de couches turbides. Le fait que les couches peuvent avoir des propriétés optiques et structurales (densité volumique et orientation des diffuseurs) différentes permet de simuler de façon plus réaliste que les modèles d'Ambartsumian et d'Hapke le rayonnement émis par les milieux naturels. L'architecture 3D du couvert n'est cependant pas prise en compte.

Le couvert est modélisé de façon très simplifiée par une superposition de couches horizontales d'égale hauteur : 10 couches turbides caractérisent la végétation et 2 couches représentent respectivement le sol et l'atmosphère. Le rayonnement émis par le couvert selon une direction $(\Omega_v)=(\theta_v, \varphi_v)$ provient de l'ensemble des éléments perçus selon (Ω_v). Il dépend donc directement de deux facteurs majeurs : le profil des températures T_i des couches et le coefficient de visibilité de chaque couche (végétation et sol) depuis un point au dessus du milieu, selon la direction (Ω_v) (figure I.8). Le coefficient de visibilité de toute

couche i depuis le haut du couvert est le produit de la section efficace de la couche i par la transmittance entre le haut du couvert et la couche i+1.

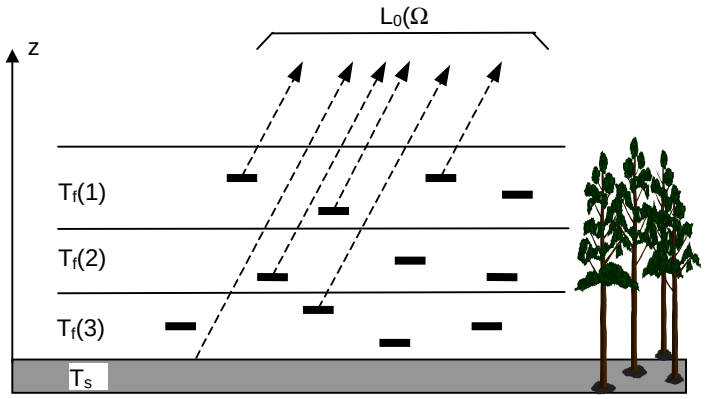


Figure I.8 : Contribution des différentes couches de végétation au calcul de la luminance directionnelle $L_0(\Omega_v)$ dans le modèle de Prévot (1985).

Les couches de végétation sont caractérisées par une valeur d'indice foliaire (LAI), une distribution de l'orientation des feuilles (LAD) définie par 9 classes d'inclinaison, une température foliaire (T_f) et une émissivité foliaire (ε_f). Les couches sont supposées statistiquement indépendantes. La contribution radiative d'une couche vers une autre est calculée pour un nombre fini de directions : un hémisphère (supérieur ou inférieur) est divisé en $N_{dir} = 109$ secteurs angulaires (9 angles zénithaux associés à 12 angles azimutaux + 1 direction verticale). Pour chaque couche, le LAI et le LAD permettent de calculer le coefficient de fréquence de trous (P_{trou}) et le coefficient d'interception (P_{int}) directionnels. Le coefficient de fréquence de trous $P_{trou}(i,\Omega_v)$ représente la probabilité de non interception par la couche i d'un rayon lumineux selon la direction (Ω_v). Le coefficient d'interception est le complémentaire de $P_{trou}(i,\Omega_v)$:

$$P_{trou}(i,\Omega_v) + P_{int}(i,\Omega_v) = 1 \qquad \text{(I.63)}$$

La luminance $L_{émis}(\Omega_v)$ émise directement par le couvert dans la direction (Ω_v), c'est à dire la luminance calculée en négligeant les diffusions multiples est :

$$L_{émis}(\Omega_v) = \frac{1}{\pi}. \sum_{i=1}^{N_{couches}} \left\{ \left[\prod_{k=1}^{i-1} P_{trou}(k,\Omega_v) \right] . P_{int}(i,\Omega_v).\varepsilon_i.\sigma.T_i^4 \right\} \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad \text{(I.64)}$$

où $N_{couches}$ est le nombre total de couches de végétation et de sol. L'indice de la couche de sol est $i = N_{couches}$ et celui de la couche supérieure de végétation est $i = 1$.

ε_i et T_i sont respectivement l'émissivité et la température des éléments de la couche i. ε_i est une constante pour chaque couche de végétation.

Dans sa version initiale (Kimes, 1980), le modèle calculait l'émission d'une couche dans une direction (Ω_v), en supposant que tous les éléments foliaires de la couche étaient concentrés en son centre. L'origine du rayonnement émis était donc situé au centre de la couche et la fréquence de trous associée au trajet de sortie de la couche était la racine carrée de la fréquence de trous $P_{trou}(i,\Omega_v)$ de l'ensemble de la couche. La principale amélioration de Prévot (1985) a consisté à corriger cette simplification. La fréquence de trous associée au trajet de sortie de toute couche est désormais calculée en prenant en compte le fait que les mécanismes d'émission et de diffusion sont distribués sur l'ensemble de la couche et non localisés en son centre. Ainsi, il remplace la fréquence de trous 'moyenne' $\sqrt{P_{trou}(i,\Omega_v)}$ par la moyenne des fréquences de trous de tous les points de la couche.

Le modèle prend en compte les diffusions multiples à l'intérieur du milieu en itérant le processus de diffusion jusqu'à extinction des flux rediffusés. A chaque itération k, l'éclairement incident sur une couche i est la somme de deux éclairements M^+ et M^- respectivement associés aux flux hémisphériques montant (+) et descendant (-). Ces flux incidents sont calculés par intégration sur les directions incidentes des contributions radiatives directionnelles des autres couches j du milieu sur la couche i :

$$M^+(i,k) = \sum_{j=1}^{N_{couches\ inf}} \sum_{\Omega=1,\ \Omega \in 2\pi+}^{N_{dir}} M^+(i,k,j,\Omega) \quad \text{et} \quad M^-(i,k) = \sum_{j=1}^{N_{couches\ sup}} \sum_{\Omega=1,\ \Omega \in 2\pi-}^{N_{dir}} M^-(i,k,j,\Omega) \qquad (W.m^{-2}) \qquad (I.65)$$

où $M^+(i,k,j,\Omega)$ et $M^-(i,k,j,\Omega)$ représentent respectivement les contributions radiatives dans la direction Ω des couches j inférieures et supérieures sur la couche i lors de l'itération k.

Connaissant le champ d'éclairement hémisphérique, le rayonnement diffusé par toute couche i selon une direction (Ω_v) est calculé à partir de deux hypothèses simplificatrices :

- Seule la réflexion dans la direction (Ω_v) du flux hémisphérique descendant $M_-(i)$ est modélisée. Au niveau d'une couche, la réflexion des rayonnements atmosphérique et issus des couches supérieures est donc prise en compte. Par contre, la réflexion des flux ascendants et interceptés par le feuillage, *c.à.d* les rayonnements émis par le sol et par

les couches inférieures de végétation, est négligée. Cette simplification tend à sous-estimer la réflectance vers le haut de chaque couche.

- La fraction diffusée du flux descendant $M_{\downarrow}(i)$ est entièrement réfléchie dans l'hémisphère supérieur avec un coefficient de réflectance égal à $1-\varepsilon_i$. Cette simplification tend à surestimer la réflectance vers le haut de chaque couche, car les feuilles ne sont en général jamais totalement horizontales.

Les flux hémisphériques sont calculés à chaque itération et la luminance diffusée par la couche i selon la direction (Ω_v) est $P_{int}(i,\Omega_v).(1-\varepsilon_i).M_{\downarrow}(i)$. La luminance totale $L(\Omega_v)$ du couvert dans la direction (Ω_v) à l'itération N_k s'écrit alors :

$$L(\Omega_v) = \frac{1}{\pi}. \sum_{i=1}^{N_{couches}} \left\{ \left[\prod_{k=1}^{i-1} P_{trou}(k,\Omega_v) \right] . P_{int}(i,\Omega_v).\left(\varepsilon_i.\sigma.T_i^4 + (1-\varepsilon_i). \sum_{k'=1}^{N_k} M_{\downarrow}(i,k')\right) \right\} \quad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.66)$$

Compte tenu de la faible valeur des réflectances foliaires dans l'infrarouge thermique ($\rho \in [0,94 ; 1,0]$) deux itérations sont suffisantes pour que le modèle converge (Prévot, 1985).

Le modèle prend en compte l'orientation des feuilles ainsi qu'un indice d'agrégation caractérisant l'agencement des feuilles les unes par rapport aux autres. Il néglige cependant le regroupement du feuillage à l'intérieur de houppiers et n'est pas adapté à des milieux complexes comme les forêts. Le modèle a été validé à partir de mesures effectuées sur des cultures de soja (Kimes, 1980), de blé (Kimes et *al.*, 1980) et de maïs (Prévot, 1985).

II.5 Le modèle de Kimes et Kirchner (1983a)

Les modèles précédents représentent le couvert végétal par un milieu turbide et négligent son architecture. Ils sont par conséquent inadaptés à l'étude de milieux hétérogènes telles que les cultures en rangs et les forêts. Ainsi, les modèles turbides tendent à sous-estimer la contribution du sol. Kimes et Kirchner (1983a) ont développé un modèle géométrique capable de prendre en compte l'architecture particulière de cultures en rang. Les rangées de végétation sont représentées par une succession de parallélépipèdes parallèles. Le régime radiatif est simulé à partir des températures radiatives de quatre éléments du couvert : la végétation au soleil et à l'ombre, ainsi que le sol au soleil et à l'ombre (figure I.9).

Le modèle calcule la fraction de section efficace α_i de chaque élément i vu selon une direction d'observation (Ω_v). Il repose sur la mesure *in situ* des températures apparentes $T_{app}(i)$ de chaque élément i du milieu. La température apparente du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ selon la direction d'observation (Ω_v) est ensuite modélisée en utilisant les températures apparentes des éléments pondérées par leur fraction de surface efficace :

$$T_{app}(\Omega_v) = \sqrt[4]{\sum_{i=1}^{4} \alpha_i . T_{app}^4(i)} \qquad (K) \qquad (I.67)$$

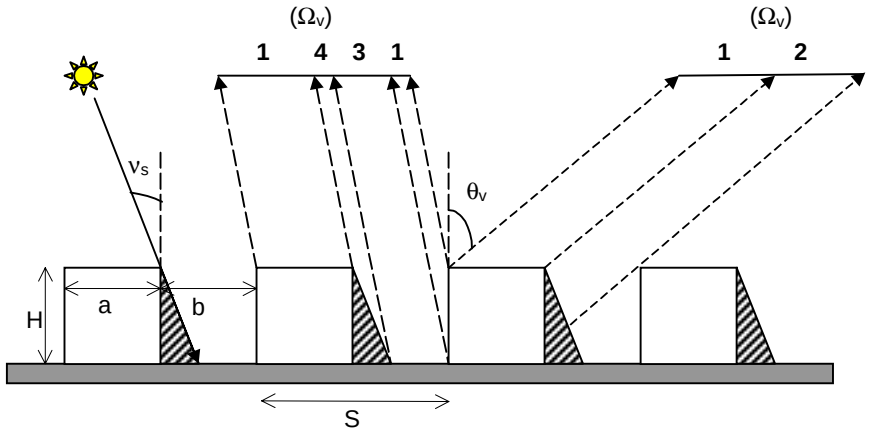
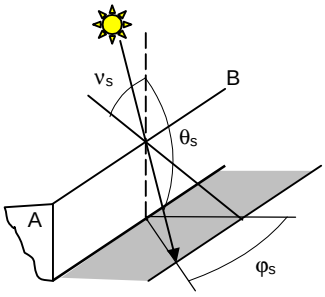


Figure I.9 : Représentation du modèle de culture en rang développé par Kimes et Kirchner (1983). Le régime radiatif selon la direction (Ω_v) dépend de la végétation au soleil (1) et à l'ombre (2) et du sol au soleil (3) et à l'ombre (4).

Les mesures radiométriques ont été effectuées par Kimes et Kirchner sur un couvert de coton et sur ses composantes. Les mesures ont été acquises de façon non simultanée. Sachant que le profil de températures du milieu est très sensible aux variations de la vitesse du vent, *c.à.d* à la turbulence, les auteurs ont répété chaque mesure entre 7 et 32 fois et ont attribué à chaque entité de paysage une température radiative moyenne.

Les rangs de coton sont dirigés Est-Ouest et la direction d'observation est perpendiculaire aux rangées et dirigée vers le Nord. La zone d'ombre au sol est définie par l'angle zénithal ν_s qui est l'angle entre le plan contenant la face à l'ombre de la rangée et le plan contenant à la fois la direction solaire et le coté supérieur de cette face (coté noté AB sur la figure ci-contre). L'origine des azimuts est fixée selon la direction du Sud. On a :



$$Tan\nu_s = -tan\theta_s . cos\varphi_s \qquad (I.68)$$

Soit H la hauteur des rangées, a leur largeur, et b la distance entre les rangées. Les proportions de sections efficaces α_i de chaque partie du couvert vues dans une direction θ_v opposée au soleil sont indiquées ci-dessous :

Quelque soit θ_v et ν_s : $\alpha_1 = \frac{a}{a+b}$

Si $H.\tan\theta_v < b - H.\tan\nu_s$: $\alpha_2 = \frac{1}{a+b}.H.\tan\theta_v$ $\alpha_3 = \frac{1}{a+b}.(b - H.(\tan\theta_v + \tan\nu_s)$

$\alpha_4 = \frac{1}{a+b}.H.\tan\nu_s$

Si $b - H.\tan\nu_s < H.\tan\theta_v < b$: $\alpha_2 = \frac{1}{a+b}.H.\tan\theta_v$ $\alpha_3 = 0$ $\alpha_4 = \frac{1}{a+b}.(b - H.\tan\theta_v)$

Si $b < H.\tan\theta_v$: $\alpha_2 = \frac{b}{a+b}$ $\alpha_3 = 0$ $\alpha_4 = 0$ (I.69)

Ce modèle a été validé sur une culture en rang de coton (Kimes et Kirchner, 1983) à partir de mesures de la température radiative du couvert selon 5 directions d'observation. L'erreur quadratique moyenne obtenue entre les température mesurées et simulées est égale à 0,96K. Les mesures effectuées par Kimes et Kirchner m'ont permis de procéder à un premier test de validation du modèle TDART pour le cas de milieux 3D. Cette étude est présentée dans le chapitre suivant.

III LE MODÈLE DÉVELOPPÉ : TDART (Thermal DART)

III.1 Principes généraux

La majeure partie de mon travail de thèse a été consacrée au développement d'un modèle thermique tridimensionnel. L'approche retenue a consisté à étendre à l'infrarouge thermique le modèle DART (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996). Celui-ci simule le transfert radiatif dans des longueurs d'onde allant du visible au moyen infrarouge. L'objectif était d'obtenir un modèle unique capable de simuler le rayonnement net et la signature radiométrique des surfaces naturelles du visible à l'infrarouge thermique. Par la suite, le module thermique est noté TDART (Thermal DART) pour le différentier du module courtes longueurs d'onde (CLO). Les deux modules (CLO et IRT) modélisent le milieu de propagation et le transfert radiatif de façon très similaire. Ainsi, le paysage est discrétisé en une matrice tridimensionnelle de cellules élémentaires parallélépipédiques. Chaque cellule représente un élément du couvert et est qualifiée de cellule 'feuille', 'sol', 'tronc' ou 'eau'. Seule les cellules 'feuille' donnent lieu à des diffusions et émissions de volume. Les autres cellules donnent lieu à des diffusions et émissions de surface (voir figure I.10).

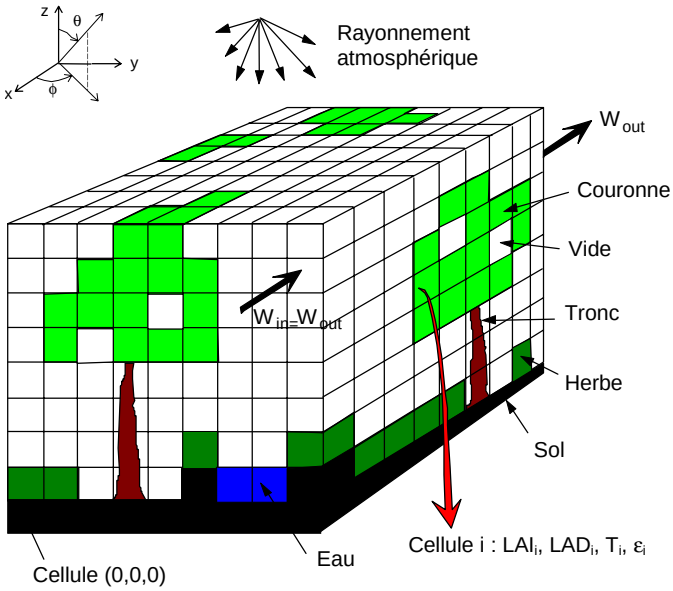


Figure I.10 : Représentation informatique du milieu utilisée en entrée du modèle TDART.

Le relief est pris en compte, ainsi que le rayonnement atmosphérique anisotrope. Dans l'infrarouge thermique, les longueurs d'onde restent très inférieures aux dimensions des objets élémentaires constituant le feuillage (feuilles et branches). Les échanges radiatifs thermiques sont par conséquent traités de la même façon que dans le domaine des courtes longueurs d'onde. Le module TDART est ainsi identique à DART pour ce qui est de la simulation du transfert radiatif entre les éléments du milieu. Celui-ci est simulé à partir d'une méthode de suivi de rayon en supposant que ceux-ci ne peuvent se propager que selon un nombre fini de directions. Une approche itérative est adoptée pour suivre les rayons. Dans le modèle DART, l'itération 1 correspond à la diffusion du rayonnement solaire, alors que dans TDART, elle correspond à l'émission thermique des éléments de la scène *c.à.d* des cellules élémentaires. Les itérations suivantes gèrent les diffusions d'ordre multiples. L'organigramme du modèle est présenté par la figure I.11. Les principales étapes sont détaillées par la suite.

D'importantes modifications ont cependant été apportées au modèle DART pour réaliser le module infrarouge thermique. La modification majeure est liée au fait que dans les courtes longueurs d'onde, le rayonnement réfléchi est surtout dû à la diffusion d'ordre 1 du rayonnement solaire. Cette diffusion est simulée de façon précise par le modèle DART à partir de points uniques, appelés points milieux (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996), qui représentent la diffusion d'éléments de volume centrés autour de ces points. Le point milieu se situe sur la direction de propagation à une distance du point d'entrée dans la cellule telle que le flux intercepté avant le point milieu est égal au flux intercepté après ce point. La

position de chaque point milieu ainsi que l'énergie qui lui est associée dépendent donc du trajet optique du rayonnement solaire dans la cellule.

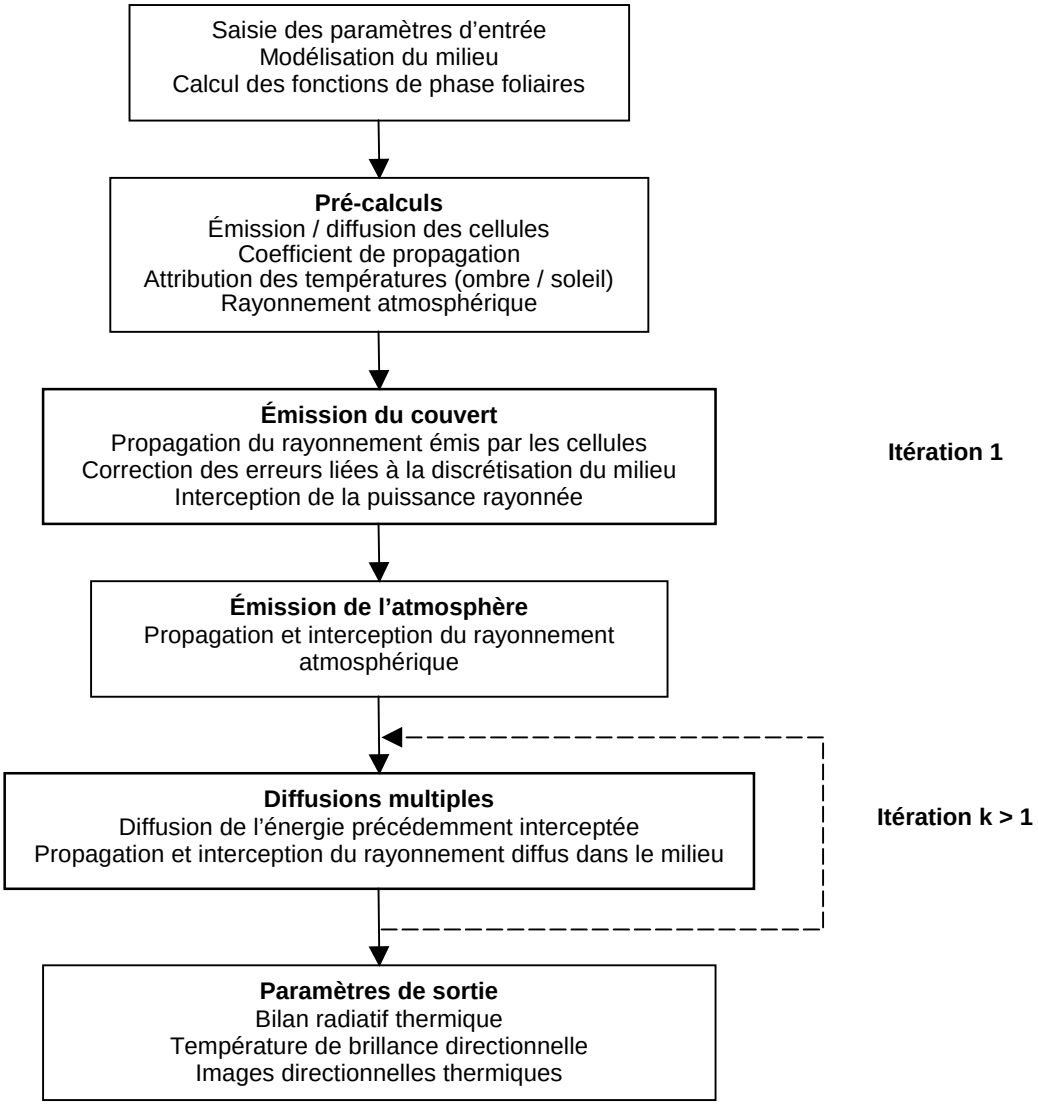
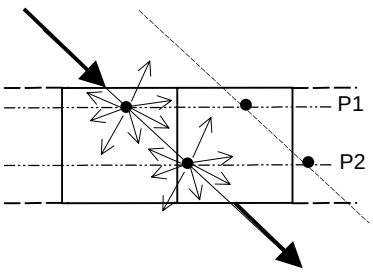


Figure I.11 : Organigramme général du modèle TDART.

Dans la cas d'un milieu turbide homogène soumis à un éclairement solaire selon la direction (Ω_s), tous les points milieux d'une même couche horizontale d'épaisseur optique $\Delta\tau$ se trouvent dans un ou plusieurs plans horizontaux. Leur nombre et leur position dépendent de l'angle zénithal θ_s de la direction solaire. Ainsi, le plan horizontal le plus haut (plan P1 sur la figure ci-contre), *c.à.d* le plan ou survient la plus grande proportion de



la diffusion, est d'autant plus proche de la limite supérieure de la couche que θ_s est rasant, *c.à.d* proche de 90°.

De manière logique, l'ensemble des diffuseurs efficaces du milieu tend alors à se situer au sommet de la couche. De même, le plan supérieur des points milieux est d'autant plus haut que $\Delta\tau$ est important. Ceci illustre le fait que dans DART, la position des diffuseurs les plus efficaces varie de manière cohérente avec $\Delta\tau$ et avec θ_s (voir figure I.12). Ainsi, pour un $\Delta\tau$ élevé et/ou θ_s proche de 90°, le rayonnement intercepté est principalement diffusé par la partie supérieure de toute couche de végétation. Ce raisonnement n'est pas applicable dans le domaine du thermique car le rayonnement est alors principalement dû à l'émission des éléments du paysage. Il est impossible de définir un plan unique qui contiendrait tous les émetteurs, car tous les éléments d'une couche turbide horizontale isotherme émettent de la même façon. Pour des raisons de symétrie, seul le plan passant par le centre de la couche pourrait être retenu. Cependant, ceci ne permet pas de traduire le fait que le rayonnement émis vers le haut par une couche provient essentiellement du sommet de cette dernière, si $\Delta\tau$ est important. L'erreur qui est alors engendrée est d'autant plus forte que la direction d'émission est oblique. Dans le modèle TDART, l'émission des cellules élémentaires résulte de l'intégration du rayonnement émis par tous les éléments de volume contenus dans la cellule. La puissance rayonnée est ensuite attribuée au niveau des faces de la cellule. Plusieurs approches sont présentées par la suite pour palier aux erreurs faites par une telle hypothèse sur les trajets optiques des rayonnements émis.

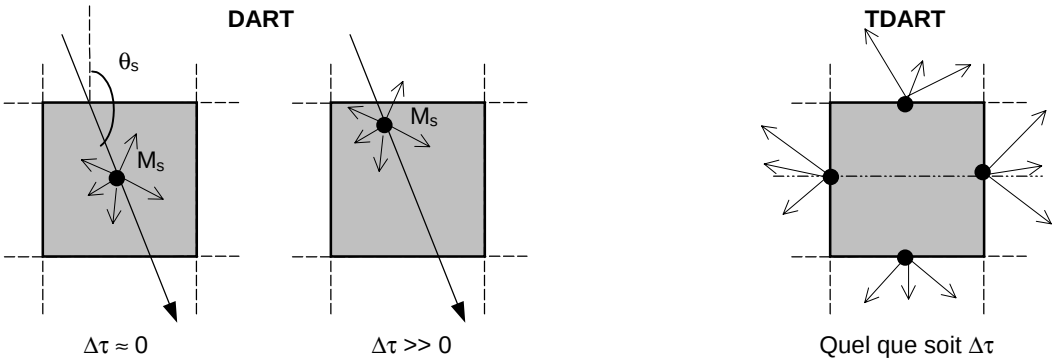


Figure I.12 : Processus d'ordre 1. (a) DART : diffusion à partir du point milieu M_s de l'énergie solaire interceptée. La position dans la cellule varie de façon cohérente avec $\Delta\tau$ et θ_s. (b) TDART : émission à partir des faces des cellules.

Les principales caractéristiques du modèle TDART (paramètres d'entrée et de sortie, hypothèses et approche utilisées, etc.) sont décrites ci-dessous.

III.2 Les paramètres d'entrée

III.2.1 Description géométrique de la scène

Les paramètres décrivant l'architecture 3D de la végétation dans le milieu ne dépendent pas du domaine spectral et sont donc identiques à ceux utilisés par le modèle DART dans le domaine des courtes longueurs d'onde (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996). Ainsi, une scène peut comprendre des arbres, du sous-bois, du sol et de l'eau. Les arbres peuvent avoir différentes formes géométriques (cône, ellipsoïde, cylindre, etc.) et être disposés de manière aléatoire ou déterministe.

III.2.2 Les propriétés optiques

Tout élément de la scène (sol, sous-bois, tronc ou canopée) est caractérisé par une émissivité spectrale (ε_λ) ou intégrée (ε) sur le spectre d'émission, en fonction du type de simulation. En effet, le modèle permet de simuler la réponse d'un capteur dans une bande spectrale étroite ou dans une bande couvrant l'ensemble du domaine spectral d'émission.

La loi de Kirchhoff est supposée vérifiée au niveau de chaque élément. Dans l'infrarouge thermique, la transmittance foliaire est supposée être nulle, si bien que $\rho_f = 1-\varepsilon_f$. La connaissance des propriétés optiques et de l'orientation des feuilles dans l'espace (LAD) permet de calculer des fonctions de diffusion et d'émission foliaires :

- Les fonctions de diffusion volumique foliaires sont calculées de façon similaire au modèle DART dans les courtes longueurs d'onde (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996) en fixant la transmittance des feuilles égale à 0.
- Les fonctions d'émission représentent l'émission directionnelle d'éléments de volume parallélépipédiques correspondant aux cellules foliaires. Elles dépendent du LAI, du LAD, ainsi que de la température et de l'émissivité foliaires. Leur calcul est décrit dans le paragraphe III.4.3.

Ces fonctions sont pré-calculées avant la mise en œuvre des processus itératifs de manière à réduire le temps d'exécution du modèle.

III.2.3 Le champ de températures

La distribution des températures dans le couvert est une variable d'entrée très complexe a estimer. Elle dépend de l'état hydrique et énergétique de chaque élément du milieu, compte tenu des conditions microclimatiques comme la vitesse du vent et les températures et humidités de l'air à l'intérieur du couvert. En entrée du modèle TDART, le champ des températures des éléments du milieu peut être décrit de différentes façons :

- Température thermodynamique 3D. Ceci nécessite la connaissance à priori de la température de tout élément du milieu, ce qui est rarement possible. Cette approche permet néanmoins d'imposer un profil de température dans le milieu, en affectant la même température à tous les éléments situés à une même hauteur dans le milieu.
- Température thermodynamique par classe. Chaque classe d'éléments (j) (sol, sous-bois, tronc ou feuillage) est alors caractérisée par une température $T_{moy}(j)$ constante.
- Température thermodynamique par classe et selon l'ensoleillement. Chaque classe (j) d'éléments (sol, sous-bois, tronc ou feuillage) est caractérisée par deux températures $T_{soleil}(j)$ et $T_{ombre}(j)$. La température de tout élément de la classe j est comprise entre ces deux valeurs compte tenu de son niveau d'ensoleillement. Le degré d'ensoleillement est calculé à partir de l'illumination solaire de la scène initialement définie pour le modèle DART dans les courtes longueurs d'onde. La température T_i d'une cellule i de la classe d'éléments j est donnée par la relation suivante :

$$T_i(j) = T_{ombre}(j) + (fPAR_i - fPAR_{min}).\frac{T_{soleil}(j) - T_{ombre}(j)}{fPAR_{max} - fPAR_{min}} \quad \text{(I.70)}$$

où $fPAR_i$ est la fraction de rayonnement solaire absorbé par la cellule i,

et $fPAR_{min}$ et $fPAR_{max}$ sont les fractions minimales et maximales absorbées par les éléments de la classe j.

- Température thermodynamique 3D calculée à partir de la résolution du bilan d'énergie (voir chapitre III). Les températures utilisées vérifient l'équation du bilan d'énergie local au niveau de chaque cellule élémentaire.

III.2.4 Le rayonnement atmosphérique incident

Le rayonnement atmosphérique incident sur le milieu est supposé isotrope. La valeur du rayonnement atmosphérique ($W.m^{-2}$), spectral ou intégré sur le spectre d'émission, peut être soit directement saisie comme paramètre d'entrée du modèle, soit calculée en utilisant différentes modélisations issues de références bibliographiques.

III.2.4.1 Modélisation spectrale de l'émittance atmosphérique

Le rayonnement spectral de l'atmosphère incident au niveau de la surface est calculé par le modèle de Berger (1988). Ce modèle très simplifié a été élaboré à partir de radiosondages et de profils atmosphériques 'standards' dans le cas d'un ciel clair. L'émission infrarouge est alors essentiellement due aux gaz des basses couches de l'atmosphère. L'émissivité dépend des bandes d'absorption des gaz présents et donc de la longueur d'onde. Dans la

fenêtre 8-14µm, l'émission atmosphérique résulte de l'émission de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone et de l'ozone. La figure I.4 présente leurs différentes bandes d'absorption. D'autre part, le rayonnement atmosphérique incident dépend de la position géographique du site d'étude (longitude et latitude), de l'heure et du jour de l'année. Ne prenant pas en compte ces paramètres, le modèle de Berger ne fournit qu'un ordre de grandeur du rayonnement atmosphérique.

$$L_a(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{\pi}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R_a(\lambda, T_a).d\lambda \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \qquad (I.71)$$

avec $$R_a(\lambda, T_a) = \varepsilon_a(\lambda).M_{planck}(\lambda, T_a) \qquad (W.m^{-2}) \qquad (I.72)$$

L'émittance atmosphérique, $R_a(\lambda, T_a)$, déterminée à partir de la loi de Planck, dépend de la longueur d'onde λ et de la température T_a de l'atmosphère. T_a est assimilée à la température des basses couches de l'atmosphère compte tenu de leurs fortes contributions sur R_a.

L'atmosphère est supposée être un corps noir ($\varepsilon_a(\lambda) = 1$) pour les longueurs d'onde inférieures à 7,5µm, supérieures à 22,5µm et comprises entre 14 et 16,5µm. Dans toutes les autres parties du spectre, l'émissivité est décrite par la relation suivante :

$$\varepsilon_a(\lambda)=1-e^{-k_\lambda.m_{gaz}} \qquad (I.73)$$

- m_{gaz} caractérise la quantité de molécules absorbantes de gaz présentes dans l'atmosphère. Cette valeur dépend de la densité de l'atmosphère et du rapport de mélange associé à la vapeur d'eau (H_2O), à l'ozone (O_3 : $\lambda \in$ [9,3 ; 9,6µm]) ou au dioxyde de carbone (CO_2). De façon empirique, Berger relie la valeur de m_{gaz} pendant la journée à la température de rosée $T_{rosée}$, *c.a.d* la température pour laquelle la pression partielle réelle de la vapeur d'eau dans l'air deviendrait saturante :

$$m_{H_2O+CO_2} = 1{,}621.e^{0{,}0193.T_{rosée}} \qquad (I.74)$$

$$m_{O_3} = 3{,}317.e^{-0{,}0182.T_{rosée}} \qquad \text{pour } \lambda \in [9{,}3 ; 9{,}6\mu m] \qquad (I.75)$$

- le coefficient k_λ caractérise les propriétés d'absorption des gaz et est estimé par une des deux relations suivantes en fonction de λ :

$$k_\lambda = C_1(\lambda) + C_2(\lambda).T_{rosée}$$

$$k_\lambda = C_1(\lambda).e^{C_2(\lambda).T_{rosée}} + C_3(\lambda) \quad \text{(I.76)}$$

La valeurs des coefficients $C_i(\lambda)$, ainsi que le choix de l'équation à utiliser pour le calcul de k_λ dépendent de la longueur d'onde λ (voir table I.3).

λ	C_1	C_2	C_3
8,8	0,093	0,028	-0,0133
9	0,027	0,0693	0,0633
9,2	0,093	0,028	-0,0033
9,5	0,124	0,0058	-
9,8	0,116	0,0058	-
10,15	0,028	0,0626	0,0619
10,85	0,15	0,0255	-0,0699
11,8	0,208	0,0243	-0,0879
12,1	0,206	0,0288	-0,0857
12,5	0,148	0,0469	0,0721
13	0,275	0,0394	-0,105
13,5	0,889	0,0223	-0,2888
13,9	2,147	-0,0391	-
17	1,455	0,0113	-
18	1,265	0,0299	-
18,8	1,431	0,0268	-
19,5	1,909	0,0208	-
20,5	1,885	0,0162	-
21,2	2,281	-0,0065	-
22	2,671	-0,0202	-

Table I.3 : Coefficients $C_i(\lambda)$ utilisés pour le calcul du coefficient k_λ caractérisant les propriétés d'absorption des gaz atmosphériques. La présence d'une valeur dans la 3^{ième} colonne (C_3) indique qu'il convient de choisir l'expression de k_λ avec 3 coefficients.

En entrée du modèle TDART, l'atmosphère est décrite par sa température T_a et son humidité relative h_r. La pression de vapeur saturante à la température T, $P_{H_2O,sat}(T)$, et la température de rosée sont estimées à partir des relations suivantes (Collatz *et al.*, 1991) :

$$P_{H_2O,sat}(T) = 610{,}8.\exp\left[\frac{17{,}269.(T-273)}{237{,}3+(T-273)}\right] \quad \text{(hPa)} \quad \text{(I.77)}$$

Sachant que $h_r = P_{H_2O}(T_a) / P_{H_2O,sat}(T_a)$ (I.78)

et $P_{H_2O}(T_a) = P_{H_2O,sat}(T_{rosée})$ (hPa) (I.79)

La figure I.13 présente le rayonnement atmosphérique spectral simulé par le modèle pour deux atmosphères définies par des températures et températures à saturation en vapeur d'eau différentes.

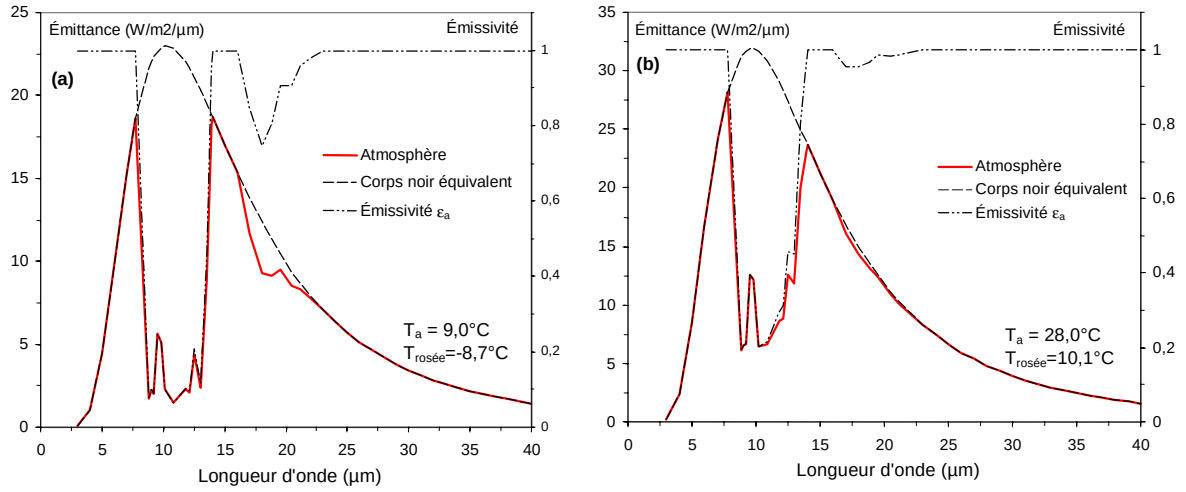


Figure I.13 : Rayonnement et émissivité atmosphériques simulés par le modèle de Berger (1988). (a) T_a = 9.0°C, $T_{rosée}$ = -8.7°C et h_r=0,28. (b) T_a = 28.0°C, $T_{rosée}$ = 10.1°C et h_r=0,33.

III.2.4.2 Modélisation de l'émittance atmosphérique intégrée sur le spectre d'émission

En dehors de l'approche consistant à intégrer sur l'ensemble du spectre les expressions de Berger (1988), différentes modélisations basées sur des études empiriques sont souvent utilisées :

Modélisation de Brutsaert (1975) : $R_a = 1{,}24.\left(\frac{P_{H2O}}{T_a}\right)^{1/7}.\sigma.T_a^{\,4}$ (I.80)

Modélisation de Idso (1975) : $R_a = 0{,}179.P_{H2O}^{\,1/7}.\exp\left(\frac{350}{T_a}\right).\sigma.T_a^{\,4}$ (I.81)

Modélisation de Brunt (1932) : $R_a = (\,0{,}56 + 0{,}08.\sqrt{P_{H2O}}\,).\sigma.T_a^{\,4}$ (I.82)

Le rayonnement atmosphérique estimé à partir de ces différentes modélisations est représenté sur la figure I.14 en fonction de la température T_a et de l'humidité relative $h_r = P_{H2O}/P_{H2O,sat}$ de l'air à 2m sous abri.

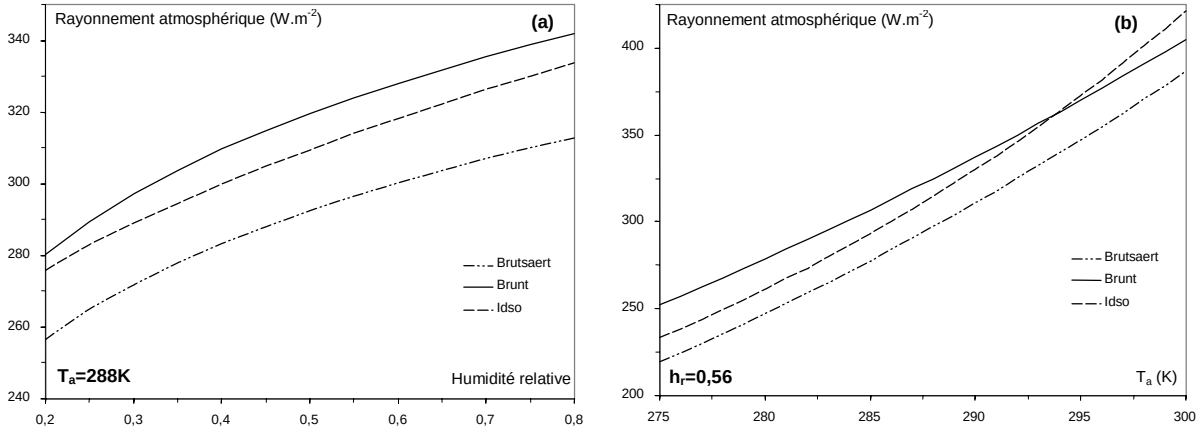


Figure I.14 : Rayonnement atmosphérique estimé à partir des modélisations de Brunt (1932), Brutsaert (1975) et Idso (1932) en fonction de l'humidité relative (a) et de la température (b) de l'air à 2m.

III.3 Paramètres de sortie du modèle TDART

Lors des itérations successives effectuées par le modèle pour simuler le transfert radiatif dans le milieu, tout rayonnement (émis ou diffusé par le milieu) émergeant de la couche supérieure de la maquette informatique (figure I.10) est stocké au niveau de la dernière cellule rencontrée en fonction de sa direction de sortie. Le modèle permet par conséquent de fournir des images directionnelles du couvert en luminance. Un exemple d'images obtenues sur une parcelle de pins noirs selon deux directions d'observation est présenté dans la figure I.15. La moyenne de chaque image représente la luminance moyenne de la parcelle selon une direction (Ω_v). En fonction du domaine spectral considéré, l'utilisation de la loi de Planck ou de la loi de Boltzmann permet ensuite de calculer la température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ du couvert selon la direction (Ω_v). Le modèle TDART fournit également le bilan radiatif thermique au niveau de chaque cellule discrétisant le milieu, *c.à.d* la distribution tridimensionnelle de l'énergie émise ou diffusée, ainsi que de l'énergie absorbée en tout point du milieu. Les différentes sorties du modèles sont illustrées dans les chapitres suivants.

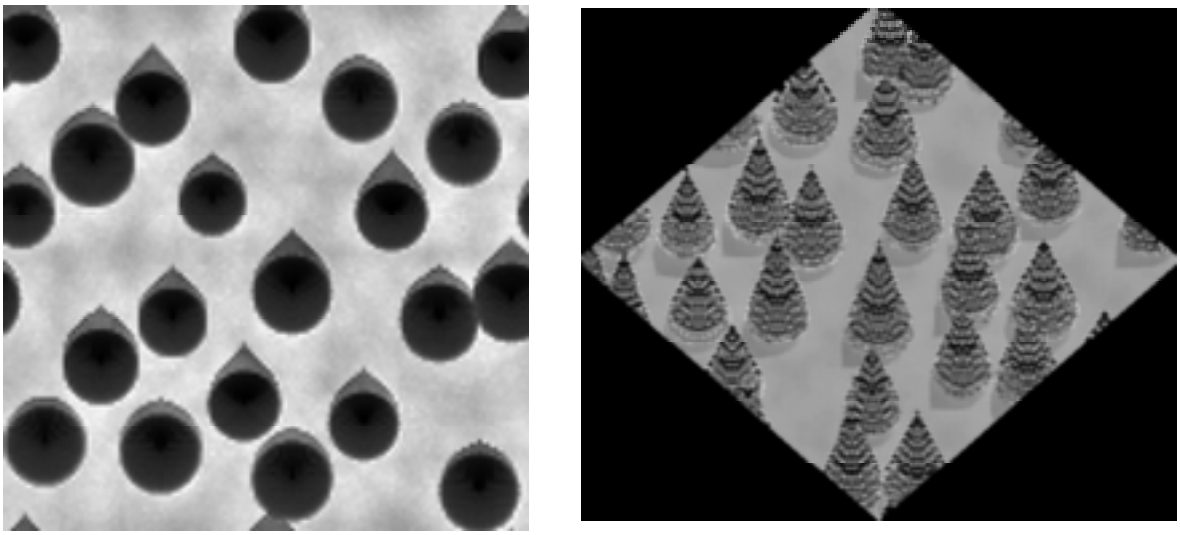


Figure I.15: Images des températures apparentes d'une parcelle de pins noirs simulées par le modèle TDART selon les directions verticale (a) et oblique (θ_v=30°, φ_v=45°) (b). La position du soleil est : θ_s=150°, φ_s=0° et le taux de couverture est de 35%. L'oblicité de la direction solaire implique l'apparition d'ombres, où la température est plus faible.

III.4 Émission des cellules élémentaires

Compte tenu de la difficulté de définir et utiliser un point milieu unique pour simuler l'émission thermique des cellules, celle-ci est modélisée à partir des centres des faces de chaque cellule, et ceci même pour les cellules 'feuille'.

III.4.1 Les cellules de sol

L'émission d'une cellule de sol est représentée par l'émission de sa face supérieure en l'absence de relief et par l'émission de ses faces supérieure et latérales en présence de relief. Pour une face donnée, caractérisée par une normale extérieure $\vec{n}_{face}$, la puissance émise dans la direction (Ω_v) est donnée par la relation I.83:

$$W_{face}(\lambda,T,\Omega_v) = L(\lambda,T).\cos\Psi_{nv}.dS.\Delta\Omega_v \qquad (W) \tag{I.83}$$

avec $$\cos\Psi_{nv} = \frac{\Omega_v.n_{face}}{|\Omega_v.n_{face}|} = \cos\theta_n.\cos\theta_v - \sin\theta_n.\sin\theta_v.\cos(\varphi_n - \varphi_v)$$

où $L(\lambda,T)$ est la luminance donnée par la loi de Planck ou de Stéphan-Boltzmann ($\sigma.T^4/\pi$),

$dS = dx.dy$ est la surface de la face (ici, cas d'une face supérieure),

Ψ_{nv} est l'angle entre la normale extérieure $\vec{n}_{face} = (\theta_n,\varphi_n)$ de la face de la cellule et la direction d'émission $(\Omega_v) = (\theta_v,\varphi_v, \Delta\Omega_v)$.

III.4.2 Les cellules de tronc

L'émission d'une cellule 'tronc' est représentée par l'émission de ses faces latérales. La puissance émise selon la direction $(\Omega_v) = (\theta_v,\varphi_v, \Delta\Omega_v)$ est donnée par la l'équation I.83 avec $dS = dz.\varnothing_{tronc}$, où dz est la hauteur de la cellule et $\varnothing_{tronc}$ le diamètre du tronc.

III.4.3 Les cellules foliaires

L'émission d'une cellule de type 'feuille' (sous-bois et canopée) résulte de l'intégration de l'émission des éléments foliaires qu'elle contient. Ces éléments, infiniment petits, absorbants et diffusants, sont assimilés à de petites surfaces planes réparties de façon non corrélée dans l'espace intracellulaire ; la cellule est assimilée à un milieu turbide. De manière classique, la distribution des normales foliaires (Ω_f) est représentée par la fonction normalisée $\frac{g_f(\Omega_f)}{2\pi}$, avec $\frac{1}{2\pi}\int_{2\pi} g_f(\Omega_f).d\Omega_f = 1$. Les expressions utilisées pour représenter l'émission thermique sont indiquées ci-dessous.

III.4.3.1 Puissance radiative émise par un élément de volume foliaire dv

Soit une cellule foliaire de température T et dv un élément de volume de cette cellule. Le modèle calcule la puissance radiative émise par dv selon la direction $(\Omega_v) = (\theta_v,\varphi_v,\Delta\Omega_v)$ (figure I.16) :

$$\boxed{dW_0(\lambda,\Omega_v,T,dv) = L(\lambda,T).d\Sigma(\Omega_v).\Delta\Omega_v} \qquad (W) \qquad (I.84)$$

où $L(\lambda,T)$ est la luminance foliaire ($W.sr^{-1}.m^{-2}$ de surface foliaire efficace)

$d\Sigma(\Omega_v) = G(\Omega_v).u_f.dv$ est la surface foliaire efficace pour la direction (Ω_v) (m^2),

$G(\Omega_v) = \frac{1}{2\pi}\int_{2\pi} g_f(\Omega_f).|\Omega_v.\Omega_f|.d\Omega_f$ est la projection moyenne d'une surface foliaire unité dans un plan perpendiculaire à la direction d'émission, c.à.d la fraction de surface efficace selon (Ω_v),

u_f est la densité foliaire de la cellule traitée ($m^2.m^{-3}$),

$u_f.dv$ est la surface foliaire contenue dans dv (m^2).

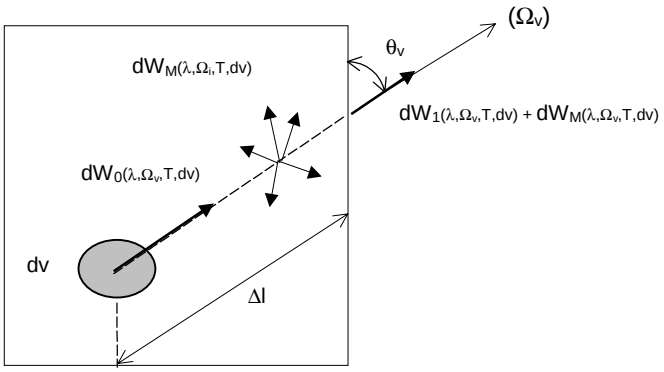


Figure I.16 : Puissance émise selon (Ω_v) par un élément de volume dv d'une cellule foliaire. L'interception de ce rayonnement le long du trajet de sortie Δl donne lieu à des diffusions multiples dans la cellule.

La puissance émise $dW_0(\lambda,\Omega_v,T,dv)$ est ensuite atténuée à l'intérieur de la cellule le long du trajet de sortie Δl. La partie non interceptée qui émerge de la cellule est notée $dW_1(\lambda,\Omega_v,T,dv)$:

$$\boxed{dW_1(\lambda,\Omega_v,T,dv) = dW_0(\lambda,\Omega_v,T,dv).\exp[-G(\Omega_v).u_f.\Delta l]} \qquad (W) \qquad (I.85)$$

III.4.3.2 Puissance radiative émise par la cellule

La puissance radiative d'ordre 1 $W_1(\lambda,\Omega_v,T)$ émise par une cellule est obtenue par intégration de l'émission de tous les éléments dv du volume V_{cell} de la cellule pour chaque direction (Ω_v) (voir figure I.17). La forme des cellules étant parallélépipédique, l'émission de celles-ci est à priori anisotrope, même pour un LAD sphérique ($g(\Omega_f) = 1$). L'intégration est réalisée de manière numérique avec pour bornes supérieures les K faces de la cellule ($K \leq 3$) vues par un observateur selon la direction (Ω_v) (faces A et B sur la figure I.17.b) et pour bornes inférieures les K faces cachées correspondantes (faces C et D sur la figure I.17.b). Ces K faces sont discrétisées de façon régulière en IxJ surfaces élémentaires S_{ij} avec $i \in [1 ; I]$ et $j \in [1 ; J]$ (voir figure I.17.a) et telles que :

$$dv = S_{ij}.dl.\cos\Psi_{nv} \qquad (I.86)$$

où Ψ_{nv} est l'angle entre la normale $\vec{n} = (\theta_n,\varphi_n)$ de S_{ij} et la direction d'émission $(\Omega_v) = (\theta_v,\varphi_v)$. On $\cos\Psi_{nv} = \vec{n} \,.\, \vec{\Omega}_v$.

La distance du trajet optique le long de la direction (Ω_v) entre le centre de la surface élémentaire S_{ij} et la face de sortie est notée L_{ij}. La puissance radiative $W_1(\lambda,\Omega_v,T)$ émise par la cellule dans la direction (Ω_v) comprend I_xJ_xK contributions élémentaires, dues aux I_xJ surfaces élémentaires des K faces cachées. La contribution radiative est calculée par intégration le long de tous les trajets optiques L_{ij} (voir figure I.17).

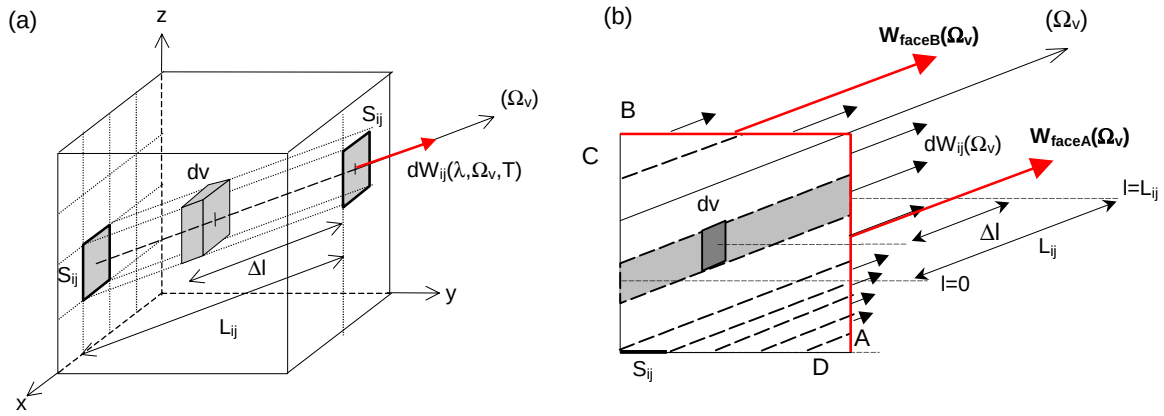


Figure I.17 : Émission des cellules foliaires. Intégration volumique sur la cellule de l'émission directionnelle de dv : représentation (a) tridimensionnelle ou (b) en coupe pour deux directions d'émission (Ω_v) différentes.

La puissance d'ordre 1 $W_1(\lambda,\Omega_v,T)$ émise par la cellule dans la direction (Ω_v) est la somme des contributions $W_1(\lambda,\Omega_v,T,k)$ des K faces ($k \leq K$), soit :

$$W_1(\lambda,\Omega_v,T) = \sum_{k=1}^{K} W_1(\lambda,\Omega_v,T,k) \qquad (I.87)$$

avec $W_1(\lambda,\Omega_v,T,k) = \int_{V(k,\Omega_v)} dW_1(\lambda,\Omega_v,T) = \int_{V(k,\Omega_v)} L(\lambda,\Omega_v,T).G(\Omega_v).u_f.\Delta\Omega_v.e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l(dv)}.dv$

$$= L(\lambda,T).G(\Omega_v).u_f.\Delta\Omega_v. \int_{V(k,\Omega_v)} e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l(dv)}.dv \qquad (I.88)$$

où $V(k,\Omega_v)$ est le volume de la cellule dont l'émission selon (Ω_v) passe par la face k.

L'intégration discrète donne :

$$W_1(\lambda,\Omega_v,T,k) = L(\lambda,T).G(\Omega_v).u_f.\Delta\Omega_v.\sum_{i,j}\left[\int_0^{L_{ij}} e^{-G(\Omega_v).u_f.(L_{ij}-l)}.S_{ij}.\cos\Psi_{nv}.dl\right] \qquad (I.89)$$

$$= L(\lambda,T).G(\Omega_v).u_f.\Delta\Omega_v.\cos\Psi_{nv}.\sum_{i,j}\left[\frac{1-e^{-G(\Omega_v).u_f.L_{ij}}}{G(\Omega_v).u_f}.S_{ij}\right] \quad (I.90)$$

soit $$\boxed{W_1(\lambda,\Omega_v,T,k) = L(\lambda,\Omega_v,T).\cos\Psi_{nv}.\Delta\Omega_v.\sum_{i,j}\left[(1-e^{-G(\Omega_v).u_f.L_{ij}}).S_{ij}\right]} \quad (W) \quad (I.91)$$

Le calcul de $W_1(\lambda,\Omega_v,T,k)$ dépend de la discrétisation des faces cachées en sous faces S_{ij}, *c.à.d* de I et J. Le niveau de discrétisation nécessaire à une estimation correcte de la température radiative du milieu est précisé dans le paragraphe III.4.3.4.

III.4.3.3 Diffusions dans la cellule

L'énergie émise par un élément de volume dv est partiellement interceptée le long du trajet Δl avant de sortir de la cellule. Le trajet Δl dépend de la position de l'élément de volume dv et de la direction (Ω_v). Il varie entre 0 et L_{ij} (voir figure I.17). L'énergie interceptée $dW_{int}(\lambda,\Omega_v,T,dv)$ est donnée par l'expression suivante :

$$dW_{int}(\lambda,\Omega_v,T,dv) = dW_0(\lambda,\Omega_v,T,dv) - dW_1(\lambda,\Omega_v,T,dv)$$

$$= dW_0(\lambda,\Omega_v,T,dv).\left[1-e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l}\right] \quad (W) \quad (I.92)$$

Ona donc :

$$W_{int}(\lambda,\Omega_v,T) = L(\lambda,T).G(\Omega_v).u_f.\Delta\Omega_v.\int_{V_{cell}}(1-e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l(dv)}).dv$$

$$= L(\lambda,T).G(\Omega_v).u_f.V_{cell}.\Delta\Omega_v - W_1(\lambda,\Omega_v,T) \quad (I.93)$$

soit $$\boxed{W_{int}(\lambda,\Omega_v,T) = L(\lambda,T).G(\Omega_v).u_f.\Delta\Omega_v.\left\{V_{cell} - \cos\Psi_{nv}.\sum_k\sum_{i,j}\left[\frac{1-e^{-G(\Omega_v).u_f.L_{ij}}}{G(\Omega_v).u_f}.S_{ij}\right]\right\}}$$

(I.94)

L'énergie interceptée $W_{int}(\lambda,\Omega_v,T)$ donne lieu à des diffusions multiples dans toutes les directions à l'intérieur de la cellule. La partie du rayonnement thermique interceptée puis diffusée (ordre 1 et plus) par la cellule dans la direction (Ω_v) est notée $dW_M(\lambda,\Omega_v,T,dv)$ (voir figure I.16).

L'impossibilité de représenter les diffusions d'ordre 1 et plus à l'intérieur de la cellule par une expression simple à conduit à utiliser deux hypothèses simplificatrices :

- Le facteur de transmittance moyen $<T>$ de la cellule est égal à la moyenne des facteurs de transmittance calculés pour toutes les directions à partir du centre de la cellule:

$$<T> = \frac{1}{4\pi}.\int_{4\pi} e^{-G(\Omega).u_f.\Delta m(\Omega)}.d\Omega = \frac{1}{4\pi}.\sum_{v=1}^{N_{dir}} T(\Delta m,\Omega_v).\Delta\Omega_v \qquad \text{(I.95)}$$

où $\Delta m(\Omega_v)$ est le trajet selon (Ω_v) du centre de la cellule à la face de sortie.

$T(\Delta m,\Omega_v) = e^{-G(\Omega).u_f.\Delta m(\Omega_v)}$ est la transmittance selon (Ω_v) du centre de la cellule à la face de sortie.

- Le rayonnement diffus d'ordre multiple, sortant de la cellule dans l'espace directionnel tout entier, est modélisé par une suite géométrique (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996) (équation I.97).

$$W_M(\lambda,T) = W_{int}(\lambda,T).\{\omega_\lambda.<T> + \omega_\lambda.<T>.[\omega_\lambda - \omega_\lambda.<T>] + \omega_\lambda.<T>.[\omega_\lambda - \omega_\lambda.<T>]^2 + ...\} \qquad \text{(I.96)}$$

soit $$\boxed{W_M(\lambda,T) = [\frac{\omega_\lambda.<T>}{1 - \omega_\lambda.[1 - <T>]}] \; . \; W_{int}(\lambda,T)} \qquad \text{(W)} \qquad \text{(I.97)}$$

où $W_{int}(\lambda,T) = \sum_{v=1}^{N_{dir}} W_{int}(\lambda,\Omega_v,T)$ est la puissance radiative totale interceptée par la cellule lors de l'émission de ses éléments foliaires.

La distribution directionnelle $W_M(\lambda,\Omega_v,T)$ de $W_M(\lambda,T)$ est déterminée en supposant que $W_M(\lambda,\Omega_v,T)$ est proportionnel à l'angle solide $\Delta\Omega_v$ et à la section efficace de diffusion des éléments foliaires dans la direction (Ω_v) :

$$W_M(\lambda,\Omega_v,T) = W_M(\lambda,T).\frac{TG(\Omega_v).\Delta\Omega_v}{\sum_{v=1}^{N_{dir}} TG(\Omega_v).\Delta\Omega_v} \qquad \text{(W)} \qquad \text{(I.98)}$$

avec $$TG(\Omega_v) = \sum_{i=1}^{N_{dir}} T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v).G(\Omega_i).\Delta\Omega_i$$

où $T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v) = \int_{\Delta\Omega_v} \frac{\int_{2\pi} \frac{g_f(\Omega_f)}{2\pi}.|\Omega_i.\Omega_f|.f_d(\Omega_f,\Omega_s\rightarrow\Omega_v).d\Omega_f}{G(\Omega_s)}.d\Omega_v$ est la fonction de diffusion des cellules foliaires,

et $f_d(\Omega_f,\Omega_s\rightarrow\Omega_v) = \begin{cases} \frac{1}{\pi}.\rho_f.\left|\vec{\Omega}_f.\vec{\Omega}_v\right| & \text{si } \vec{\Omega}_s.\vec{\Omega}_f).(\vec{\Omega}_f.\vec{\Omega}_v) \langle 0 \\ 0 & \text{si } \vec{\Omega}_s.\vec{\Omega}_f).(\vec{\Omega}_f.\vec{\Omega}_v) \rangle 0 \end{cases}$ est la fonction de phase foliaire.

Le rayonnement $W_M(\lambda,\Omega_v,T)$ comprend en fait K composantes avec K≤3 le nombre de faces de la cellule vues selon la direction (Ω_v) :

$$W_M(\lambda,\Omega_v,T) = \sum_{k=1}^{K} W_M(\lambda,\Omega_v,T,k) \quad \text{(I.99)}$$

En première approximation, la contribution de chaque face est supposée proportionnelle à la surface foliaire S_{eff} efficace pour ce qui est de l'émission à travers la face k. On a donc :

$$W_M(\lambda,\Omega_v,T,k) = \frac{S_{eff}(u_f,LAD,\Omega_v,k)}{\sum_{v=1}^{K} S_{eff}(u_f,LAD,\Omega_v,k)}.W_M(\lambda,\Omega_v,T) = \frac{W_1(\lambda,\Omega_v,T,k)}{\sum_{v=1}^{K} W_1(\lambda,\Omega_v,T,k)}.W_M(\lambda,\Omega_v,T) \quad \text{(I.100)}$$

où $S_{eff}(u_f,LAD,\Omega_v,k) = G(\Omega_v).u_f.\int_{V(k,\Omega_v)} e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l(dv)}.dv$

$$= \cos\Psi_{nv}.\sum_{i,j}\left[(1 - e^{-G(\Omega_v).u_f.L_{ij}}).S_{ij}\right] = \frac{W_1(\lambda,\Omega_v,T,k)}{L(\lambda,\Omega_v,T)} \quad \text{(I.101)}$$

Le terme $W_M(\lambda,\Omega_v,T)$, noté W_M par la suite, dépend de la densité volumique foliaire u_f et des dimensions de la cellule. Il est donc relié au LAI de la cellule, LAI_{cell}, sachant que $LAI_{cell}=u_f.\Delta z$, avec Δz la hauteur de la cellule (figure I.18.b). Dans le cas d'un milieu discrétisé en cellules infiniment petites ($LAI_{cell} \approx 0$), W_M est négligeable car les diffusions se produisent essentiellement entre les cellules et non à l'intérieur de celle-ci. Toutefois, une telle discrétisation du milieu demanderait des temps de calcul trop importants. L'emploi du terme W_M permet donc de 'dégrader' la résolution des cellules sans perdre de précision au niveau du calcul des diffusions. Ceci est illustré ci-dessous dans le cas d'un milieu turbide horizontal. Le LAI du couvert est égal à 4, les températures et émissivités des feuilles et du sol sont respectivement égales à T_f=298K ε_f=0,98, T_s=300K et ε_s=0,94. Le milieu est successivement discrétisé en 40, 20, 8, 4, 2 et 1 couches de cellules foliaires. Toutes les cellules ont le même LAI. Celui-ci est respectivement égal à 0,1, 0,2, 0,5, 1, 2 et 4. Les températures apparentes du couvert $T_{app}(\theta_v)$ ont été simulées pour chaque cas d'étude

(figure I.18) en prenant en compte (courbes a et b) ou non (courbes c et d) les diffusions W_M à l'intérieur des cellules. Les courbes b et d représentent l'émission et les diffusions W_M associées à chaque cellule (itération 1) alors que les courbes a et c intègrent en plus les diffusions entre les cellules du milieu calculées pour un ordre infini d'itérations (itération ∞).

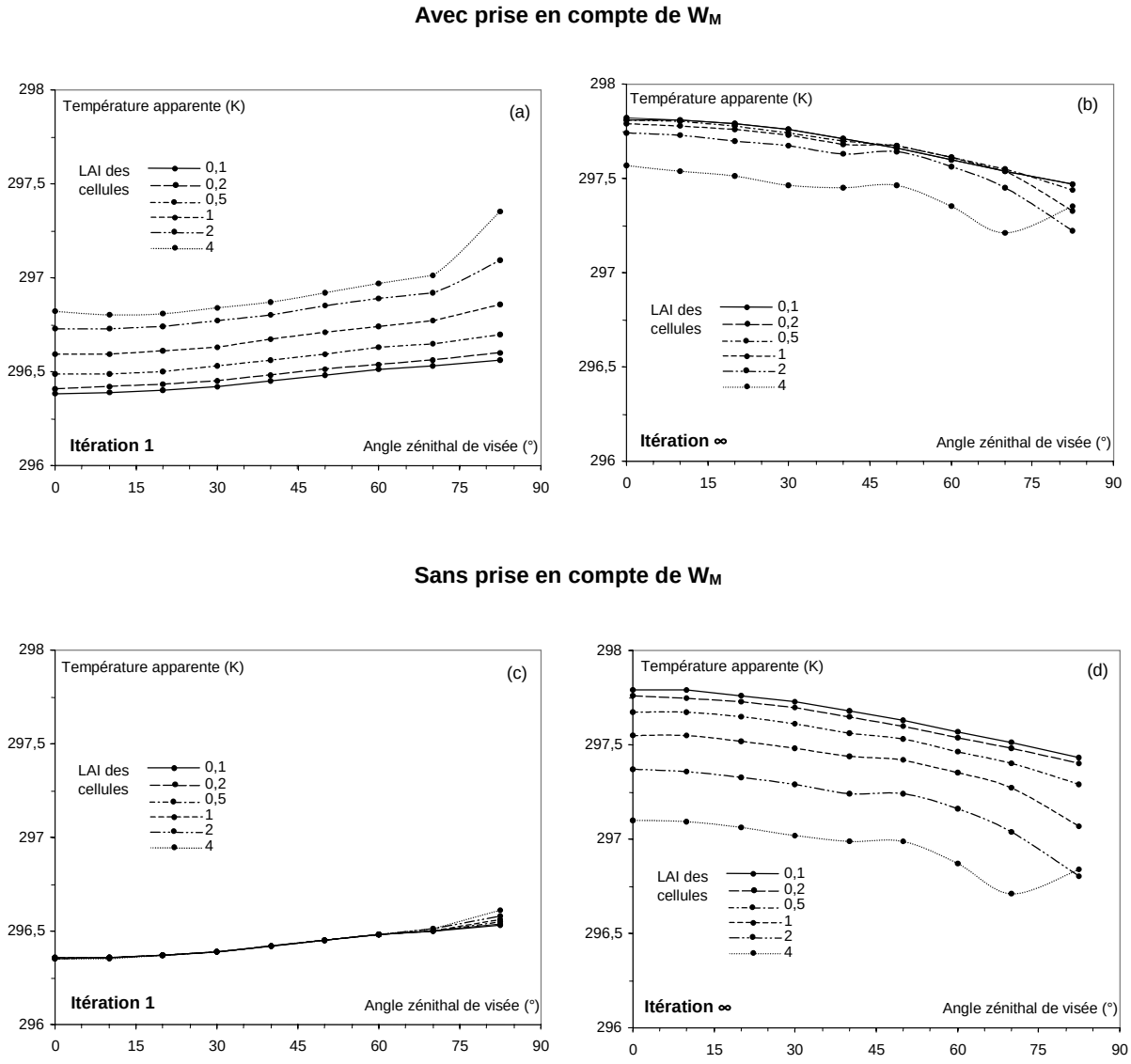


Figure I.18 : Températures apparentes simulées par le modèle TDART en prenant en compte (a et b) ou en négligeant (c et d) les diffusions à l'intérieur des cellules. Le LAI du milieu est égal à 4 et celui des cellules foliaires varie de 0,1 à 4 en fonction du niveau de discrétisation. Les températures simulées avec un nombre infini d'itérations (droite) et égal à 1 (gauche) sont représentées.

Les températures apparentes d'ordre 1 associées à l'émission directe du milieu (courbes c : pas de diffusions) sont identiques quel que soit LAI_{cell} pour θ_v<82,5°. Le rayonnement émis par le couvert est par conséquent indépendant du niveau de discrétisation, et donc de LAI_{cell}. Par contre, la représentation des diffusions multiples dépend de cette discrétisation et est

d'autant plus précise que le LAI des cellules est faible (courbes d). La prise en compte des diffusions W_M permet de converger vers la température radiative du couvert à 0,01K près pour $LAI_{cell} \leq 0,5$ (courbes b). Ainsi, $T_{app}(\Omega_v)$ calculées avec des LAI cellulaires égaux à 0,1 ou 0,2 sont identiques. Négliger W_M nécessite une discrétisation beaucoup plus fine du milieu. Ainsi, les courbes d illustrent le fait que la température estimée n'a toujours pas convergé vers la température du couvert pour un $LAI_{cell}=0,1$.

Les résultats précédents permettent de définir une discrétisation optimale du milieu. Celle-ci tient compte à la fois de la précision et du temps d'exécution des simulations. Le LAI de toute cellule foliaire doit être inférieur ou égal à 0,2 de manière à pouvoir négliger les erreurs engendrées par notre discrétisation du milieu.

III.4.3.4 Pré-calculs de l'émission / diffusion des cellules

Le rayonnement total $W(\lambda,\Omega_v,T)$ émergeant de la cellule est la somme de deux contributions : le rayonnement émis d'ordre 1 $W_1(\lambda,\Omega_v,T)$ par les éléments foliaires et le rayonnement $W_M(\lambda,\Omega_v,T)$ diffusé une ou plusieurs fois à l'intérieur de la cellule. D'après les relations précédentes (I.91, I.94, I.97, I.98), il apparaît que la puissance rayonnée est égale à la luminance de Planck $L(\lambda,T)$ multipliée par un facteur $H_f(u_f,LAD,\Omega_v,k)$ indépendant de la température et qui prend en compte la section efficace foliaire directionnelle par face k ainsi que les diffusions multiples dans la cellule :

$$W(\lambda,\Omega_v,T,k) = W_1(\lambda,\Omega_v,T,k) + W_M(\lambda,\Omega_v,T,k)$$

$$= L(\lambda,T).\ H_f(u_f,LAD,\Omega_v,k) \qquad (W) \qquad \text{(I.102)}$$

$$\text{avec } H_f(u_f,LAD,\Omega_v,k) = S_{eff}(u_f,LAD,\Omega_v,k).\Delta\Omega_v.\left[1 + \frac{S_{eff}(u_f,LAD,\Omega_v,k)}{\sum_{v=1}^{K} S_{eff}(u_f,LAD,\Omega_v,k)} . \frac{TG(\Omega_v).\Delta\Omega_v}{\sum_{v=1}^{N_{dir}} TG(\Omega_v).\Delta\Omega_v}\right.$$

$$\left. . \frac{\omega_\lambda.<T>}{1 - \omega_\lambda.[1 - <T>]} . G(\Omega_v).u_f . \int_{V_{cell}} (1 - e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l(dv)}).dv \right]$$

(I.103)

Le calcul de $H_f(u_f,LAD,\Omega_v)$, nécessitant une discrétisation fine de la cellule (voir figure I.19), est très coûteux en terme de temps de calcul. Ce problème est minimisé par le pré-calcul de ce terme pour un nombre fini de valeurs de densités foliaires u_f. Dans la version actuelle du modèle TDART, ce nombre est fixé à 10 par espèce foliaire, mais peut être étendu. Par la suite, lors de la simulation du transfert radiatif, le facteur H_f associé à une cellule de densité foliaire quelconque est déterminé par interpolation bilinéaire sur les facteurs pré-calculés.

La précision de $W(\lambda,\Omega_v,T,k)$ dépend de la précision de H_f et par suite du niveau de discrétisation des faces cachées en sous faces S_{ij} lors du calcul de l'émission W_1 et de la diffusion W_M des cellules foliaires. L'estimation de $W(\lambda,\Omega_v,T,k)$ est d'autant plus précise que cette discrétisation est fine, *c.à.d* que le nombre IxJ de sous-faces S_{ij} est élevé. L'influence du nombre IxJ sur la température apparente $T_{app}(\theta_v)$ du milieu est illustrée ci-dessous par la figure I.19.

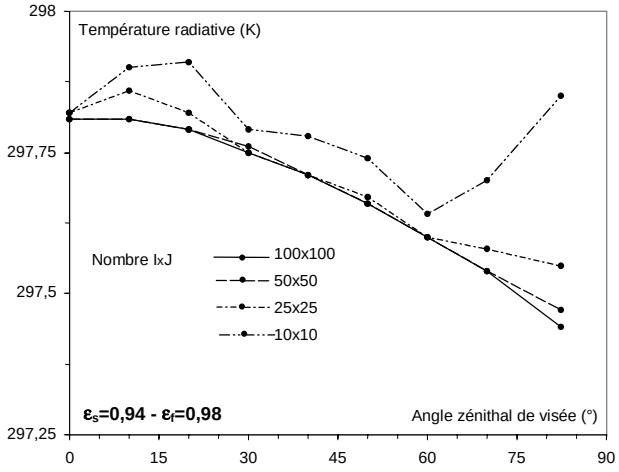


Figure I.19 : Variation de la température apparente estimée par le modèle en fonction du degré de discrétisation utilisé lors du calcul de l'émission – diffusion des cellules, *c.à.d* du nombre IxJ de sous-faces discrétisant les faces 'cachées' de la cellule. LAI=2, T_f=298K, T_s=300K, ε_f=0,98, ε_s=0,94 et LAI_{cell}=0,2.

Une discrétisation grossière des faces des cellules ($IxJ \leq 25x25$ sous-faces), induit des erreurs non négligeables sur la température radiative. En effet, la différence entre les températures radiatives calculées en utilisant $IxJ = 10^2$ ou $IxJ = 10^4$ est de l'ordre de 0,4K pour θ_v = 82,5K. Ici, la discrétisation IxJ = 50x50 sous-faces, fournit une erreur maximale $|T_{rad}^{100x100}(\theta_v)-T_{rad}^{50x50}(\theta_v)| < 0,01K$ pour $\theta_v<82,5°$, qui est certainement acceptable pour la plupart des cas d'étude.

III.5 Transfert radiatif dans le milieu

III.5.1 Imprécision due à la discrétisation du milieu

La représentation de l'émission d'une cellule foliaire à partir du centre de ses faces est évidemment une approximation. Elle permet de réduire considérablement les temps de calcul du modèle mais engendre des différences géométriques au niveau des trajets optiques des rayonnements émis par une cellule et se propageant dans la scène. Paradoxalement, l'erreur engendrée apparaît davantage dans le cas de milieux homogènes

que pour des milieux 3D hétérogènes. Ainsi, dans le cas d'un milieu turbide horizontal, la principale erreur (voir figure I.20.b), est due au fait que le flux total transmis selon (Ω_v) à partir du centre M_0 d'une face latérale k jusqu'à un plan z=0, $W_{z=0}(\lambda,\Omega_v,T,k,M_0)$, diffère du flux qui serait réellement transmis si le rayonnement était émis par l'ensemble de la face k, $W_{z=0}(\lambda,\Omega_v,T,k)$. Cette différence est d'autant plus importante que les cellules traversées contiennent de la matière. Elle tend donc à être plus élevée pour un milieu turbide que pour un milieu 3D qui contient des cellules vides. Le rayonnement transmis selon (Ω_v) à partir du centre d'une face latérale k jusqu'à un plan z=0 est :

$$W_{z=0}(\lambda,\Omega_v,T,k,M_0) = W(\lambda,\Omega_v,T,k).e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l_0} \qquad \text{avec } \Delta l_0 = \frac{\Delta z}{2.\cos\theta_v} \tag{I.104}$$

Par contre, le calcul de ce rayonnement en considérant l'intégration des rayonnements émis par chaque élément de surface $ds = \Delta\eta.\Delta z$ de la face est :

$$W_{z=0}(\lambda,\Omega_v,T,k) = \frac{1}{\Delta S}.\int_0^{\Delta z}\int_0^{\Delta\eta} dW(\lambda,\Omega_v,T,k,\eta,z).e^{-G(\Omega_v).u_f.\Delta l_z}.d\eta.dz \tag{I.105}$$

où $\Delta l_z = \frac{z}{2.\cos\theta_v}$,

et $\Delta S = \Delta z.\Delta\eta$, avec $\Delta\eta = \Delta x$ ou Δy en fonction de la face k.

avec $W(\lambda,\Omega_v,T,k) = \frac{1}{\Delta S}.\int_0^{\Delta z}\int_0^{\Delta\eta} dW(\lambda,\Omega_v,T,k,\eta,z).d\eta.dz$

D'une manière générale, on a $W_{z=0}(\lambda,\Omega_v,T,k) > W_{z=0}(\lambda,\Omega_v,T,k,M_0)$

Deux effets expliquent cette différence :

- La transmittance varie en fonction de la position du point de la face pris comme origine de l'émission, si bien que la transmittance $T_0(\Omega_v)$ à partir du centre d'une face latérale dans la direction (Ω_v) est inférieure à la transmittance moyenne $T_{moy}(\Omega_v)$ calculée sur la face. Ceci peut être vérifié dans le cas où $\Delta z.u_f \approx 0$. On a alors :

$$T_0(\Omega_v) = \exp(-\frac{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}{2.\cos\theta_v}) \approx 1 - \frac{1}{2}.\frac{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}{\cos\theta_v} + \frac{1}{8}.\left(\frac{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}{\cos\theta_v}\right)^2 \tag{I.106}$$

$$T_{moy}(\Omega_v) = \frac{1}{\Delta z}.\int_0^{\Delta z}\exp(-\frac{G(\Omega_v).u_f.z}{\cos\theta_v}).dz = \frac{\cos\theta_v}{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}.\left[1-\exp(\frac{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}{\cos\theta_v})\right]$$

$$\approx 1 - \frac{1}{2}.\frac{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}{\cos\theta_v} + \frac{1}{6}.\left(\frac{G(\Omega_v).u_f.\Delta z}{\cos\theta_v}\right)^2 > T_0(\Omega_v) \qquad \text{(I.107)}$$

- La puissance rayonnée élémentaire $dW(\lambda,\Omega_v,T,k,\eta,z)$ varie avec le point 'émetteur' de la face, de coordonnées (η,z).

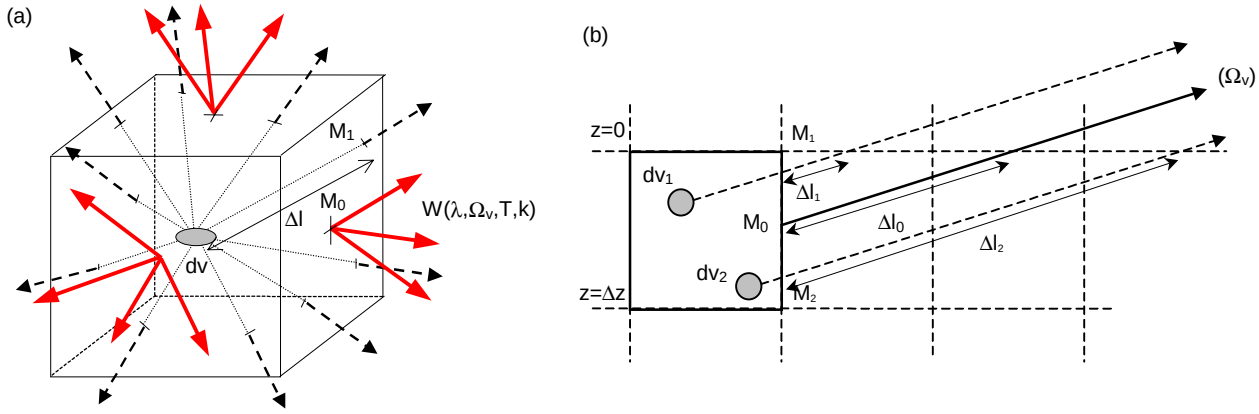


Figure I.20 : La puissance émise par une cellule foliaire est attribuée à chacune de ses faces lors de la simulation du transfert radiatif (a). Le trajet optique du rayonnement émis par un élément de volume dv de la cellule à travers les cellules voisines est alors modifié (b).

Ces deux effets s'amplifient mutuellement, car la puissance $dW(\lambda,\Omega_v,T,k,\eta,z)$ tend à être maximale pour les points pour lesquels la transmittance est maximale, *c.à.d* pour les points les plus élevés si θ_v est inférieur à 90° et pour les points les plus bas si θ_v est supérieur à 90°.

En résumé, le flux transmis à partir du centre d'une face se propage moins bien que le flux transmis à partir de l'ensemble des points de la face. Cette source d'erreur, d'origine géométrique, est induite par la discrétisation du paysage en cellules élémentaires et n'est pas présente dans le cas d'une représentation multicouches du milieu (Prévot, 1985, par exemple). De façon à limiter ces erreurs, deux approches peuvent être adoptées. La première consiste à diminuer la taille des cellules, *c.à.d* à utiliser une discrétisation très fine du milieu. Elle permet de réduire les erreurs de façon non négligeable, mais augmente considérablement les temps de calcul du modèle. La seconde consiste à définir et utiliser lors du transfert radiatif un coefficient de propagation γ_f permettant de prendre en compte les trajets optiques effectifs dans le milieu du rayonnement émis par une cellule foliaire. Cette méthode a l'avantage de corriger de façon exacte les erreurs liées à une discrétisation non extrêmement fine du paysage. La définition du coefficient γ_f est présentée ci-dessous. Les deux approches sont comparées dans le paragraphe III.5.1.3.

III.5.1.1 Le coefficient de propagation γ_f

L'utilisation du coefficient de propagation γ_f permet de corriger les erreurs introduites lors du transfert radiatif par notre modélisation de l'émission des cellules foliaires, *c.à.d* la représentation de l'émission à partir des faces des cellules. Considérons l'émission d'une cellule foliaire comprise dans une couche L de cellules. Le coefficient est alors défini de façon à corriger la valeur algébrique de la puissance radiative transmise au niveau des cellules voisines qui sont comprises dans la couche L et traversées par le rayonnement. Il est calculé pour les faces latérales de la cellule. Il ne modifie pas le trajet optique du rayonnement dans la scène et dépend uniquement de la ou des cellules voisines traversées. Le caractère tridimensionnel du milieu modélisé complique le calcul du coefficient de propagation. En effet, $\gamma_f(\Omega_v,k,n_c,LAI(n_c),LAD(n_c))$ dépend de la face k et de la direction (Ω_v) d'émission, ainsi que des caractéristiques de la $n_c^{ième}$ cellule traversée ($LAI(n_c)$ et $LAD(n_c)$). n_c varie de 1 à N_{max}, où N_{max} est le nombre de cellules traversées par le rayonnement avant d'émerger de la couche. (voir figure I.21).

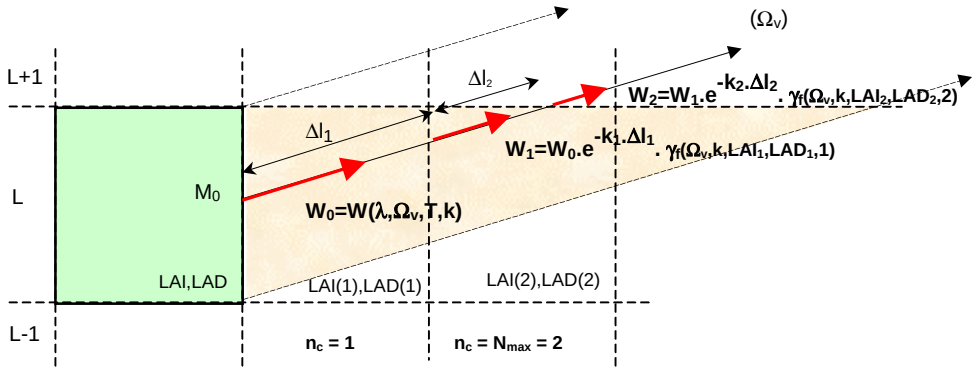
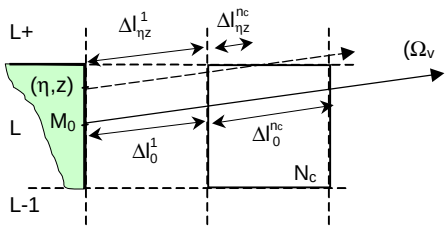


Figure I.21 : Correction du flux transmis à travers les différentes cellules n_c traversées jusqu'à la couche L+1.

III.5.1.2 Calcul de γ_f

Le coefficient γ_f est pré-calculé lors du calcul de l'émission des cellules. Il permet de corriger la transmittance de façon exacte à travers les $N_{max}=10$ premières cellules traversées, sachant qu'un rayon rasant caractérisé par un angle zénithal d'émission θ_v=82,5° traverse au plus 7 cellules dans le cas de directions non parallèles aux faces des cellules.

Soit Δl_0^{nc} et $\Delta l_{\eta z}^{nc}$ les distances parcourues à travers la $n_c^{ième}$ cellule traversée par un rayonnement émis respectivement à partir du centre ou d'un point (η,z) de la face. Le coefficient $\gamma_f(\Omega_v,k,n_c,LAI(n_c),LAD(n_c))$ est donné par l'équation suivante :



$$\gamma_f(\Omega_v,k,n_c,LAI(n_c),LAD(n_c)) = \frac{\frac{1}{\Delta S}.\int_0^{\Delta z}\int_0^{\Delta\eta} dW(\lambda,\Omega_v,T,k,\eta,z).\prod_{n=1}^{n_c} e^{-G(\Omega_v,n_c).u_f'.\Delta l_{\eta z}^n}.d\eta.dz}{W(\lambda,\Omega_v,T,k).\prod_{n=1}^{n_c} e^{-G(\Omega_v,n_c).u_f(n_c).\Delta l_0^n}} \quad (I.108)$$

γ_f est pré-calculé pour chaque direction d'émission, pour chaque face latérale et pour tout type de végétation présent dans le milieu associé respectivement à la cellule rayonnante ou aux différentes cellules pouvant être potentiellement traversées. De même que pour l'émission, au plus 10 valeurs de LAI par type de végétation sont utilisées lors du calcul préliminaire. Par la suite, lors de la simulation du transfert radiatif, le coefficient γ_f associé à tout couple de cellules (cellules rayonnante et traversée) est déterminé par interpolation bilinéaire sur les coefficients pré-calculés.

III.5.1.3 Apport du coefficient de propagation

L'apport et les avantages du coefficient de propagation sont présentés dans le cas d'un milieu homogène isotherme non diffusant (figure I.22). Les températures T_s du sol et T_f des feuilles sont fixées à 298K et les émissivités ε_s et ε_f sont égales à 1. Le LAI du milieu est égal à 2. La température apparente du milieu est alors constante et égale à 298K pour toute direction d'observation (Ω_v). Le couvert est discrétisé en 10, 20, 40 et 80 couches horizontales de cellules foliaires identiques. L'indice foliaire de chaque cellule foliaire LAI_{cell} est alors respectivement égal à 0,2, 0,1, 0,05, et 0,025. La figure I.22 représente les températures apparentes directionnelles $T_{app}(\Omega_v)$ simulées par le modèle avec (trait plein) et sans (trait pointillé) prise en compte du coefficient de propagation. Les résultats sont reportés dans la table I.4.

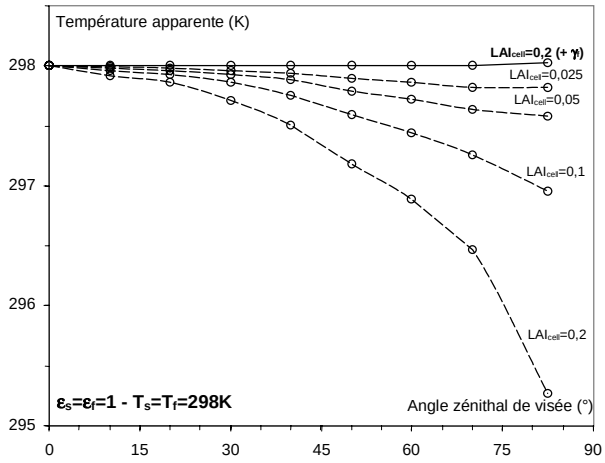


Figure I.22 : Températures apparentes simulées par le modèle TDART avec (trait plein) et sans (trait pointillé) prise en compte du coefficient de propagation. Le LAI du milieu est égal à 2 et celui des cellules foliaires varie de 0,2 à 0,025 en fonction du niveau de discrétisation.

	Angle zénithal d'observation θ_v								
LAIcell	**0°**	**10°**	**20°**	**30°**	**40°**	**50°**	**60°**	**70°**	**82,5°**
0,2 + γ_f	298	298	298	298	298	298	298	298	298,02
0,2	298 (0)	297,92 (0,08)	297,86 (0,14)	297,71 (0,29)	297,51 (0,49)	297,18 (0,82)	296,89 (1,11)	296,47 (1,53)	295,27 (2,75)
0,1	298 (0)	297,96 (0,04)	297,93 (0,07)	297,86 (0,14)	297,75 (0,25)	297,59 (0,41)	297,44 (0,56)	297,26 (0,74)	296,96 (1,06)
0,05	298 (0)	297,98 (0,02)	297,96 (0,04)	297,93 (0,07)	297,88 (0,12)	297,79 (0,21)	297,72 (0,28)	297,64 (0,36)	297,58 (0,44)
0,025	298 (0)	297,99 (0,01)	297,98 (0,02)	297,96 (0,04)	297,94 (0,06)	297,9 (0,1)	297,86 (0,14)	297,82 (0,18)	297,82 (0,2)

Table I.4 : Températures apparentes $T_{app}(\theta_v)$ simulées par le modèle TDART pour différents LAI cellulaires. L'apport de γ_f est représenté par la différence $\Delta T_{app}(\theta_v) = T_{app}(\theta_v,+\gamma_f) - T_{app}(\theta_v)$ entre les températures simulées avec et sans prise en compte du coefficient de propagation. $\Delta T_{app}(\theta_v)$ est indiqué entre parenthèses.

Soit $\Delta T_{app}(\theta_v) = T_{app}(\theta_v,+\gamma_f) - T_{app}(\theta_v)$ la différence entre les températures radiatives simulées avec et sans prise en compte du coefficient de propagation. $\Delta T_{app}(82,5°)$ varie de 2,75K à 0,2K quand LAI_{cell} passe de 0,2 à 0,025. Diminuer la taille des cellules élémentaires permet donc de réduire les erreurs de discrétisation mais augmente considérablement les temps de calcul. Une discrétisation plus fine du milieu, LAI_{cell}=0,025, multiplie les temps de simulation par un facteur $\approx 8^3$=512 par rapport au cas LAI_{cell}=0,2 et ne permet toujours pas de converger vers la température radiative exacte du couvert ($\Delta T_{app}(82,5°)$=0.2K), ce qui justifie l'utilisation du coefficient de propagation. En effet, quel que soit $LAI_{cell} \leq 0,2$, les températures radiatives simulées en prenant en compte γ_f sont égales à 298K pour tout θ_v. Le coefficient de propagation permet donc de corriger de façon exacte les erreurs induites par la discrétisation du milieu. L'emploi de ce coefficient de propagation n'est cependant pas une solution optimale dans le cas de couverts hétérogènes. Son principal défaut est de ne pas être facilement adaptable à des scènes de grandes dimensions, pour lesquelles γ_f doit être appliqué au niveau de toute cellule du milieu rencontrée lors de la propagation des rayonnements. Contrairement aux milieux homogènes, la modélisation du transfert radiatif dans un couvert hétérogène nécessite par conséquent une discrétisation plus fine du milieu, de façon à réduire les erreurs de discrétisation. Une telle contrainte augmente considérablement les temps de calcul. Une autre solution est actuellement envisagée pour améliorer la propagation des rayonnements dans le milieu sans augmenter énormément les temps de simulation. Elle consiste à décomposer chaque face de toute cellule en un nombre fini de sous-faces rectangulaires qui jouent le rôle de source de rayonnement. L'approche

est actuellement en cours d'installation dans le modèle DART et devrait bientôt l'être dans le modèle TDART. Son introduction ne modifie en rien les résultats présentés dans ce manuscrit, le gain se situant uniquement au niveau du temps de simulation.

III.5.2 Les diffusions aux itérations k > 1

L'itération 1 représente l'émission de chaque cellule, ainsi que la diffusion de la fraction interceptée du rayonnement qu'elle a émis. Les itérations k>1 suivantes gèrent les diffusions d'ordre 1 et plus entre les éléments du milieu. L'approche retenue pour traiter ces diffusions dans l'infrarouge thermique est très similaire à celle utilisée dans le domaine des courtes longueurs d'onde. Elle est décrite ci-dessous.

Au cours de l'itération k≥1, le stockage de l'énergie interceptée $W_{int}(k)$ par les cellules permet de calculer au cours de l'itération k+1 suivante l'énergie diffusée par toute cellule. Toutefois, la seule connaissance de l'énergie interceptée n'indique pas la provenance de l'énergie incidente. D'autre part, stocker pour chaque cellule la direction incidente associée à chaque composante de $W_{int}(k)$ nécessiterait une capacité de mémoire trop importante. Les diffusions ne peuvent donc être calculées de manière précise, contrairement à des approches du type Monté Carlo. L'utilisation d'une approche barycentrique (Demarez, 1997) permet de minimiser ce problème. Ainsi, le rayonnement diffusé à l'itération k+1 est estimé à partir de l'énergie totale interceptée $W_{int}(k)$ et d'un point milieu moyen, barycentre énergétique de tous les points milieux individuels calculés au cours de l'itération k. Ce point milieu est aussi affiné au cours de la même itération k+1, si l'opérateur utilise la procédure accélératrice de Gauss-Siedel (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996). Cette dernière permet en effet de simuler les diffusions associées au rayonnement intercepté au cours de la même itération, *c.à.d* diffusé par des cellules déjà traitées.

La méthode initiale, développée pour le modèle DART (courtes longueurs d'onde) et pour les itérations k>1, suppose que l'énergie interceptée par une cellule provient d'un rayonnement incident isotrope. Cette hypothèse est améliorée dans le cas du modèle thermique en prenant en compte le fait que le rayonnement incident peut provenir de l'hémisphère supérieur ou inférieur. Deux fonctions de phase moyennes sur les directions incidentes montantes $T^{+}_{diff}(\Omega_v)$ et descendantes $T^{-}_{diff}(\Omega_v)$ gèrent la diffusion de la cellule selon toute direction (Ω_v). Ces fonctions sont définies ci-dessous :

$$T^{+}_{diff}(\Omega_v) = \frac{1}{\pi}.\sum_{i=1}^{N_{dir+}} T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v).G(\Omega_i).\Delta\Omega_i \quad \text{et} \quad T^{-}_{diff}(\Omega_v) = \frac{1}{\pi}.\sum_{i=1}^{N_{dir-}} T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v).G(\Omega_i).\Delta\Omega_i \qquad \text{(I.109)}$$

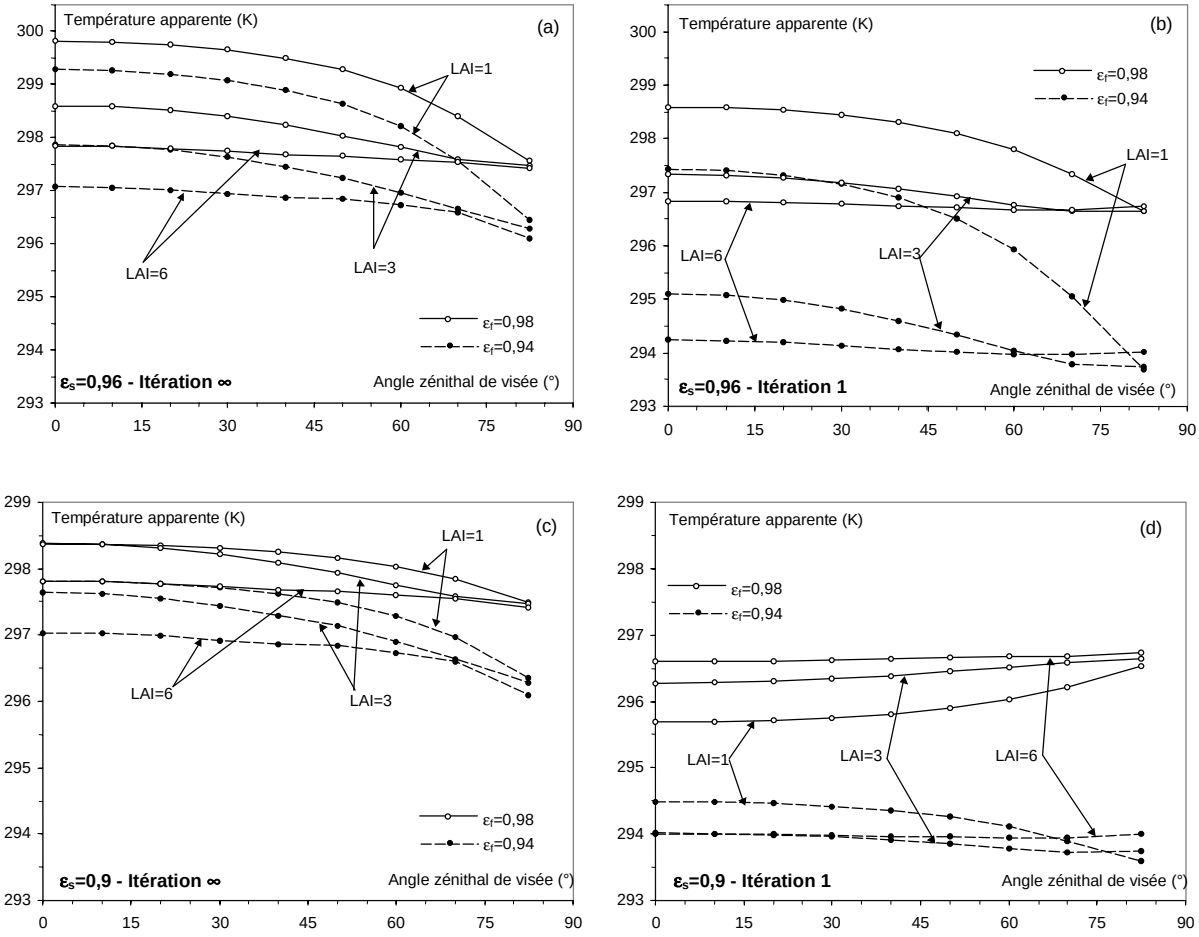


Figure I.23 : Températures radiatives directionnelles du couvert associées essentiellement à l'émission des éléments (itération1 : courbes b et d) et à l'émission et diffusion du couvert (itération ∞ : courbes a et c). Le LAI varie de 1 à 6. ε_s=0,9 ou 0,96 et ε_f=0,9' ou 0,98.

L'émissivité ε_f des feuilles est en général comprise entre 0,96 et 1. Ces fortes valeurs impliquent que les diffusions foliaires sont relativement faibles. Toutefois, les résultats suivants soulignent la nécessité de prendre en compte ces diffusions qui ne peuvent être négligées. En effet, l'estimation de la température apparente du couvert au nadir $T_{app}(0°)$ est sous-estimée de plus de 1K si la diffusion du rayonnement intercepté issu de l'émission des éléments du milieu (pas d'atmosphère) n'est pas prise en compte. Dans le cas d'un milieu homogène, l'erreur faite sur $T_{app}(\theta_v)$ est illustrée par la figure I.23. Lorsque la contribution du sol est négligeable (LAI=6) cette erreur est de l'ordre de 1K si ε_f=0,98 et de l'ordre de 3K si ε_f=0,94, ce qui représente le cas extrême de feuilles sèches.

			$T_{rad}(0°)$			$\Delta T_{rad}(0°)$	
LAI	**ε_s**	**ε_f**	**Itération 1**	**Itération 2**	**Itération ∞**	**T_∞-T_1**	**T_∞-T_2**
1	0,96	0,98	298,59	299,8	299,82	1,23	0,02
		0,94	297,43	299,19	299,28	1,85	0,09
	0,9	0,98	295,69	298,33	298,38	2,69	0,05
		0,94	294,49	297,64	297,81	3,32	0,17
3	0,96	0,98	297,33	298,58	298,6	1,27	0,02
		0,94	295,1	297,74	297,87	2,77	0,13
	0,9	0,98	296,27	298,33	298,37	2,1	0,04
		0,94	294,02	297,45	297,64	3,62	0,19
6	0,96	0,98	296,83	297,83	297,84	1,01	0,01
		0,94	294,25	296,95	297,07	2,82	0,12
	0,9	0,98	296,6	297,79	297,81	1,21	0,02
		0,94	294,01	296,9	297,03	3,02	0,13
					min	**1,01**	**0,01**
					max	**3,62**	**0,19**

Table I.5 : Température apparente au nadir $T_{app}(0°)$ et différences entre les $T_{app}(0°)$ estimées aux différents ordres d'itération du modèle.

Les températures radiatives simulées au nadir $T_{app}(0°)$, ainsi que les différences entre les $T_{app}(0°)$ estimées aux différents ordres d'itération du modèle sont reportées dans la table I.5 ci-dessous. L'émissivité des éléments végétaux étant proche de 1, il est généralement admis que deux itérations suffisent pour prendre en compte les diffusions multiples dans l'infrarouge thermique (Prévot, 1985). Les résultats précédents montrent qu'en considérant 2 ordres d'itération, $T_{app}(0°)$ est sous-estimée d'au plus 0,2K en fonction des propriétés optiques des éléments du couvert. Dans la suite de mon travail, les simulations sont réalisées avec une extrapolation à un ordre infini d'itérations (itération ∞) à partir de simulations effectuées avec 3 itérations.

IV CONCLUSION PARTIELLE

Le modèle TDART (*Thermal Discrete Anisotropic Radiative Transfer*) simule la distribution 2D des températures apparentes de couverts, pour toute direction d'observation. Un de ses intérêts majeurs est de prendre en compte l'architecture 3D des paysages. Il repose sur la simulation du transfert radiatif dans des milieux dont la géométrie peut être quelconque. La méthode de simulation repose sur le suivi de rayons, combinée à la méthode des ordonnées discrètes, c'est à dire la discrétisation de l'espace des directions de propagation. Quoique similaire au modèle DART 'courtes longueurs d'onde', il en diffère par deux aspects majeurs :

- l'émission thermique est un phénomène volumique dont l'origine ne peut être ramenée à un seul point, du moins pour toutes les directions d'observation. Cette simplification est par contre justifiée et utilisée pour simuler les diffusions d'ordre 1 dans le modèle DART. Dans le cas de TDART, la solution considérée a consisté à se ramener à une émission à partir des faces de chaque cellule. Ainsi, l'émission de toute face est calculée par intégration sur tous les éléments de volume de la cellule associés à cette face. Fort logiquement, la puissance rayonnée dépend de la direction d'émission.
- la propagation du rayonnement émis du centre d'une face de cellule diffère en général notablement de la somme des rayonnements qui se propagent à partir de chaque élément de surface (feuilles, par exemple) contenu dans la cellule. Paradoxalement, cette source d'erreur tend à être d'autant plus importante que le milieu est homogène, c'est à dire que les cellules traversées ne sont pas vides. La solution adoptée a consisté à pré-calculer un coefficient correcteur qui dépend de la direction d'observation, de la face émettrice, du nombre de cellules traversées ainsi que de leur LAI.

La possibilité de prendre en compte l'architecture des couverts conduit à un modèle beaucoup plus complexe que les modèles analytiques tels que ceux d'Ambartsumian (1958) et de Hapke (1993), et que les modèles turbides tel que celui de Prévot (1985). L'intérêt escompté est évidemment de fournir des résultats plus précis pour tout type de couvert. Le chapitre suivant présente quelques essais de validation du modèle TDART à partir des modèles d'Ambartsumian (1958), d'Hapke (1993), de Prévot (1985) et de Kimes et Kirchner (1983a). Bien évidemment, ces essais de validation ont été réalisés uniquement pour les conditions de validité de ces modèles ; le milieu est représenté de façon turbide ou géométrique en fonction du modèle considéré.

CHAPITRE II

TESTS DE VALIDATION

ET

ÉTUDE DE SENSIBILITÉ

DU MODÈLE TDART

La validation d'un modèle de transfert radiatif dans l'infrarouge thermique consiste à comparer les signatures radiométriques (luminances ou températures de brillance) d'un milieu naturel mesurées *in situ* et simulées par le modèle. Elle requiert à la fois une bonne connaissance du milieu (architecture et distribution spatiale de la végétation, propriétés optiques des éléments qui le composent, distribution 3D des températures, rayonnement atmosphérique incident, etc.) et de son comportement radiométrique. Elle nécessite par conséquent un nombre important de caractéristiques structurales et optiques du milieu. Certaine de ces caractéristiques sont toutefois difficilement accessibles par la mesure. C'est le cas en particulier de la distribution des températures qui dépend de l'état hydrique et énergétique de chaque élément du milieu, compte tenu des conditions microclimatiques comme la vitesse du vent et les profils de température et d'humidité de l'air à l'intérieur du couvert. La température de chaque élément du milieu fluctue alors sur des intervalles de temps relativement courts en fonction des variations de la turbulence à l'intérieur de la canopée. Par suite, de telles variations modifient la température apparente du couvert. Les mesures radiométriques acquises de façon non simultanée nécessitent donc un protocole particulier et rigoureux pour être utilisées ou intercomparées (Kimes et Kirchner, 1983a ; Lagouarde *et al.*, 1995). Ainsi, comme l'ont souligné Fuchs *et al.* (1967), des variations temporelles de la température de brillance causées par la turbulence peuvent conduire à des interprétations erronées, en étant par exemple attribuées à des effets directionnels. Les difficultés et les erreurs que l'on peut associer à la fois aux mesures (acquisition et interprétation) et surtout à la modélisation, qui reste une représentation très simplifiée de processus naturels, rendent difficile la validation des modèles de transfert radiatif thermique.

La validation du modèle TDART est contrainte par son échelle d'analyse : typiquement la parcelle (100x100m). Elle nécessite en particulier des mesures de profil de températures et des mesures radiométriques spatialement et temporellement cohérentes et reste par conséquent difficilement réalisable à partir de mesures spatiales basse résolution comme celles de l'instrument AVHRR par exemple. Compte tenu des difficultés liées à l'acquisition ou à la disponibilité de telles mesures, une validation rigoureuse du modèle n'a pu être réalisée dans le cadre de mon travail de thèse.

La première partie du chapitre a pour objectif de tester, dans certains cas particuliers, l'approche adoptée dans le modèle TDART pour modéliser les échanges radiatifs thermiques. Une étude préliminaire est consacrée à la vérification de la loi de Kirchhoff au niveau du couvert. Elle est réalisée en utilisant différentes modélisations. La méthode analytique d'Ambartsumian (1958) sert partiellement de référence. En effet, elle calcule de façon exacte les propriétés optiques, *c.à.d* l'émissivité et la réflectance, d'un milieu semi-infini composé de diffuseurs isotropes. Elle vérifie donc la loi de Kirchhoff pour un tel milieu.

Le modèle TDART a en particulier été comparé au modèle de Prévot (1985) dans le cas d'un milieu turbide homogène, puis au modèle et aux mesures effectuées par Kimes et Kirchner (1983a) dans le cas d'une culture en rangs de coton.

La seconde partie du chapitre présente la sensibilité de la température de brillance simulée par le modèle TDART en fonction de ses principaux paramètres d'entrée. Ce travail présente les variations de la température apparente de couverts végétaux en fonction de leurs caractéristiques (taux de couverture, LAI, LAD, architecture, propriétés optiques du sol et des feuilles, distribution des températures), des configurations d'acquisition (directions solaire et d'observation) et du rayonnement atmosphérique. Dans la plupart des cas, les simulations s'appuient sur deux niveaux de représentation du milieu : homogène et hétérogène. Ces simulations ont permis de mettre en évidence l'influence de la structure du milieu sur l'estimation de sa température apparente. Les résultats soulignent l'intérêt de considérer cette structure et donc la nécessité d'utiliser des modèles 3D pour l'étude des milieux naturels, c'est à dire des milieux spatialement hétérogènes.

I TESTS DE VALIDATION ET COMPARAISONS

I.1 La loi de Kirchhoff au niveau des couverts

Les difficultés associées à la mesure de l'émissivité $\varepsilon_d(\Omega_v)$ d'un milieu naturel expliquent l'intérêt de la loi de Kirchhoff. Celle-ci exprime en effet l'émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\Omega_v)$ à partir du calcul ou de la mesure de la réflectance directionnelle – hémisphérique $\rho_{dh}(\Omega_v)$:

$$\varepsilon_d(\Omega_v) = 1-\rho_{dh}(\Omega_v) \qquad \text{(II.1)}$$

Il est important de noter que la notion d'émissivité est en fait définie dans le cas de milieux isothermes. L'emploi de la loi de Kirchhoff pour définir l'émissivité $\varepsilon_d(\Omega_v)$ d'un milieu non isotherme, conduit à une définition de la température radiométrique de ce milieu.

Becker et al. (1986) utilisent la loi de Kirchhoff pour estimer l'émissivité de sols minéraux à partir d'une mesure de leur réflectance bidirectionnelle. Pour cela, ils emploient un coefficient γ de normalisation des réflectances directionnelles du milieu étudié (voir § I.2.1). Compte tenu des résultats très encourageants obtenus à partir de mesures locales, les auteurs supposent qu'une telle approche permettrait d'envisager une mesure de l'émissivité des surfaces naturelles par télédétection. La principale difficulté est de modéliser avec précision le facteur de forme γ.

L'approche basée sur l'utilisation combinée d'un modèle de réflectance et de la loi de Kirchhoff est souvent employée pour déterminer l'émissivité des surfaces terrestres. D'autre part, du fait de la réciprocité des réflectances, "$\rho_{dh}(\Omega_v) = \rho_{hd}(\Omega_v)$", la loi de Kirchhoff s'écrit aussi sous la forme "$\varepsilon_d(\Omega_v) = 1-\rho_{hd}(\Omega_v)$". L'emploi de $\rho_{hd}(\Omega_v)$ au lieu de $\rho_{dh}(\Omega_v)$ est en général préféré pour de simples raisons de temps de calcul et de facilité d'emploi du modèle de transfert radiatif. Ainsi, le calcul de $\rho_{dh}(\Omega_v)$ pour toute direction incidente (Ω_v) est souvent plus laborieux que celui de $\rho_{hd}(\Omega_v)$. Ceci explique, par exemple, que le modèle AliBi (Olioso, 1992 ; Olioso *et al.*, 1995) simule l'émissivité d'un milieu végétal à partir de la réflectance hémisphérique – directionnelle $\rho_{hd}(\Omega_v)$. Cette dernière est calculée par le modèle de réflectance SAIL (Verhoef, 1984). De même, les travaux présentés par François *et al.* (1997) sur l'émissivité sont basés sur un calcul préliminaire de la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ à partir du modèle de Prévot (1985). En fait, la modélisation des échanges radiatifs dans l'infrarouge thermique à partir de la définition de l'émissivité fournie par la loi de Kirchhoff "$\varepsilon_d(\Omega_v) = 1-\rho_{hd}(\Omega_v)$", suppose que les deux conditions suivantes soient satisfaites :

- Réciprocité de la réflectance: $\rho_{hd}(\Omega_v) = \rho_{dh}(\Omega_v)$. Cette condition est nécessaire pour utiliser la loi de Kirchhoff à partir de la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$.
- Vérification la loi de Kirchhoff "$\varepsilon_d(\Omega_v) = 1-\rho_{hd}(\Omega_v)$" par le modèle de transfert radiatif thermique. Cette condition exige que le comportement du modèle en mode 'réflexion' soit cohérent avec son fonctionnement en mode 'émission'.

De telles conditions seraient évidemment vérifiées par un modèle 'idéal'. En fait, les modèles ne représentent que de manière approximative les divers mécanismes d'interaction électromagnétique qui surviennent dans les couverts. De plus, ils s'appuient sur des représentations nécessairement simplifiées du milieu étudié. Ceci explique que pour des milieux naturels, les modèles ne vérifient pas exactement les deux points précédents, ou bien les vérifient sous de mauvaises conditions, *c.à.d* pour des valeurs erronées de ρ_{hd} et ρ_{dh}. L'emploi de modèles de transfert radiatif en mode 'réflectance', pour calculer l'émissivité de milieux, nécessite par conséquent de connaître avec quel degré de précision le modèle satisfait les deux conditions susmentionnées.

I.1.1 La réciprocité des réflectances directionnelles : $\rho_{hd}(\Omega_v) = \rho_{dh}(\Omega_v)$

Le problème de la réciprocité des réflectances est abordé dans le cas du modèle DART (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996) et du modèle SAIL (Verhoef, 1984), qui est fréquemment utilisé par la communauté scientifique pour calculer l'émissivité d'un couvert à partir de sa réflectance. Le modèle SAIL simule la réflectance des couverts dans le domaine des courtes longueurs d'onde. Utilisé dans l'infrarouge, il calcule la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ du couvert, ce qui

permet d'estimer son émissivité directionnelle à partir de la loi de Kirchhoff. Il est donc important que la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ soit simulée précisément et vérifie le principe de réciprocité "$\rho_{hd}(\Omega_v) = \rho_{dh}(\Omega_v)$". Seul le problème de la réciprocité des réflectances est abordé ici. D'autres études (Gastellu-Etchegorry, Guillevic *et al.*, 1999) ont montré que le modèle DART est généralement plus précis que le modèle SAIL, en particulier dans le cas de milieux hétérogènes comme les forêts.

La figure II.1 présente les réflectances $\rho_{hd}(\Omega_v)$ et $\rho_{dh}(\Omega_v)$ simulées par les modèles DART et SAIL dans le cas d'un milieu turbide de LAI égal à 2, en fonction de la direction d'observation. Les propriétés optiques des éléments foliaires sont caractérisées par un albédo de simple diffusion ω_f égal à 0,02 ou 0,06 suivant le cas d'étude. Pour chaque valeur de ω_f, les feuilles sont supposées être des diffuseurs isotropes ($\rho_f = \tau_f = ½.\omega_f$) ou anisotropes ($\rho_f = \omega_f$ et $\tau_f = 0$).

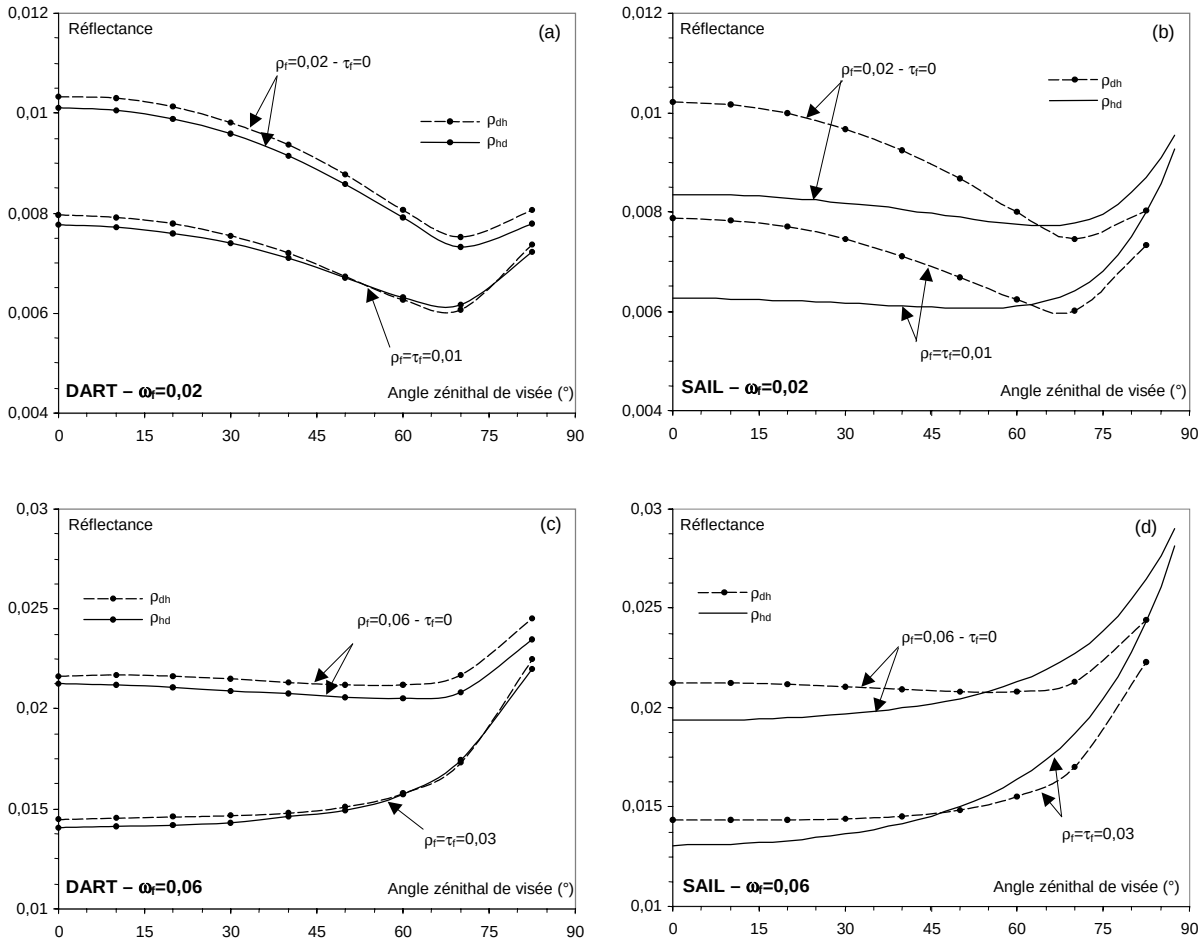


Figure II.1 : Réflectance hémisphérique - directionnelle ρ_{hd} et réflectance directionnelle - hémisphérique ρ_{dh} simulées par les modèle DART (a et c) et SAIL (b et d) pour un albédo foliaire égal à 0,02 (a et b) et 0,06 (c et d). LAI=2 et le LAD est sphérique.

La réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ est calculée en supposant que le rayonnement incident est isotrope, *c.à.d* que la luminance $L(\Omega_s)$ incidente est constante quelle que soit la direction $(\Omega_s) \in 2\pi^-$. La réflectance $\rho_{dh}(\Omega_v)$ est l'albédo du couvert en supposant que le rayonnement incident survient selon une direction unique (Ω_v).

Les réflectances directionnelles – hémisphériques $\rho_{dh}(\Omega_v)$ calculées avec DART et SAIL sont très similaires, contrairement aux réflectances $\rho_{hd}(\Omega_v)$. Ces dernières diffèrent d'autant plus que l'albédo foliaire est faible. Ainsi, selon la verticale (θ_v=0°) et pour des diffuseurs anisotropes (τ_f=0), la différence relative entre les réflectances ρ_{hd} simulées par les deux modèles est d'environ 14% si ω_f=0,02 et d'environ 9% si ω_f=0,06. Cette différence est due au fait que le modèle SAIL suppose que le rayonnement atmosphérique, le rayonnement atmosphérique diffusé, ainsi que tout rayonnement diffusé deux fois ou plus sont isotropes. Cette hypothèse est manifestement erronée, en particulier si l'albédo foliaire est fortement anisotrope (τ_f=0 par exemple). En effet, l'atténuation des luminances dans un couvert est proportionnelle au terme 'exp(-k.τ/cosθ)', où k est le coefficient d'extinction, τ est le trajet optique dans le couvert et θ l'angle zénithal de la direction de propagation. Il en résulte que le rayonnement atmosphérique est anisotrope au sein du milieu, car les rayons atmosphériques obliques sont beaucoup plus atténués que les rayons verticaux. Les diffusions qui surviennent dans le milieu tendent toutefois à réduire cette anisotropie.

La forte anisotropie (τ_f=0) des diffuseurs dans l'infrarouge thermique est une condition extrême pour les modèles DART et SAIL, initialement développés pour le domaine des courtes longueurs d'onde. Les remarques précédentes montrent que la condition 'τ_f=0' est en dehors du domaine de validité de SAIL en ce qui concerne le calcul direct de la réflectance ρ_{hd}. Ceci est moins marqué pour le modèle DART. En effet, la simulation du transfert radiatif avec la méthode du suivi de rayons permet de mieux décrire le comportement anisotrope des luminances.

La table II.2 résume les résultats obtenus selon la direction d'observation verticale (θ_v=0°). Pour le modèle DART, les écarts relatifs maxima entre les réflectances $\rho_{hd}(0°)$ et $\rho_{dh}(0°)$ sont inférieurs à 3% quel que soit ω_f. Ils atteignent 20% dans le cas de SAIL lorsque $\omega_f = 0{,}02$. Ces résultats soulignent que le degré de précision obtenu au niveau du principe de réciprocité des réflectances, dépend de la précision avec laquelle le modèle restitue la distribution angulaire du rayonnement intercepté, lors du calcul des diffusions.

	ρ_f=0,02 - τ_f=0		ρ_f=τ_f=0,01		ρ_f=0,06 - τ_f=0		ρ_f=τ_f=0,03	
	ρ_{hd}(0°)	ρ_{dh}(0°)	ρ_{hd}(0°)	ρ_{dh}(0°)	ρ_{hd}(0°)	ρ_{dh}(0°)	ρ_{hd}(0°)	ρ_{dh}(0°)
DART	0,0101 (2%)	0,0103	0,0078 (2,5%)	0,0080	0,0212 (1,9%)	0,0216	0,0141 (2,9%)	0,0145
SAIL	0,0084 (18,1%)	0,0102	0,0063 (20,7%)	0,0079	0,0194 (9,0%)	0,0213	0,0131 (8,9%)	0,0143

Table II.2 : Réflectances $\rho_{hd}(0°)$ et $\rho_{dh}(0°)$ simulées au nadir par les modèles DART et SAIL pour deux albédos foliaires ω_f (0,02 et 0,06), avec une transmittance foliaire τ_f égale à 0 et $\omega_f/2$. Les valeurs entre parenthèses représentent l'écart relatif entre $\rho_{hd}(0°)$ et $\rho_{dh}(0°)$.

Dans le cas de diffuseurs non isotropes, caractéristiques du domaine infrarouge, il apparaît que le modèle DART vérifie beaucoup mieux la condition de réciprocité des réflectances que le modèle SAIL. D'une manière générale, la réflectance $\rho_{dh}(\Omega_v)$ est supérieure à $\rho_{hd}(\Omega_v)$ quel que soit le modèle utilisé. La différence $|\rho_{dh}(\Omega_v) - \rho_{dh}(\Omega_v)|$, qui apparaît plus faible dans le cas de DART, est simplement due au fait que les deux modèles ne simulent pas de la même manière ces deux réflectances.

- Le modèle SAIL calcule l'albédo $\rho_{dh}(\Omega_s)$ du couvert comme l'intégrale de la réflectance bidirectionnelle $\rho_{dd}(\Omega_s,\Omega_v)$ sur les directions d'observation $(\Omega_v) \in 2\pi^+$, c'est à dire :

$$\rho_{dh}(\Omega_s) = \frac{1}{\pi} \int_{2\pi^+} \rho_{dd}(\Omega_s,\Omega_v).\cos\theta_v.d\Omega_v \qquad \text{(II.2)}$$

  La réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ est calculée comme le rapport entre l'éclairement réfléchi par le couvert dans le direction (Ω_v) et l'éclairement hémisphérique descendant $E^-(0)$ au sommet du couvert. L'emploi de deux éclairements hémisphériques descendant $E^-(z)$ et montant $E^+(z)$, permet de modéliser de façon précise la propagation des rayonnements à l'intérieur du milieu. La condition sous-jacente est que les luminances associées à ces flux hémisphériques soient isotropes. Il s'avère que cette hypothèse est généralement non satisfaite à l'intérieur du milieu de propagation. Ceci explique les différences obtenues entre $\rho_{hd}(\Omega_v)$ et $\rho_{dh}(\Omega_v)$. La réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ n'est donc pas égale, comme elle le devrait, à l'intégrale de la réflectance bidirectionnelle $\rho_{dd}(\Omega_s,\Omega_v)$ sur les directions incidentes $(\Omega_s) \in 2\pi^-$, *c.à.d* $\frac{1}{\pi} \int_{2\pi^-} \rho_{dd}(\Omega_s,\Omega_v).\cos\theta_s.d\Omega_s$.

- Le modèle DART simule l'albédo du couvert $\rho_{dh}(\Omega_s)$, comme l'intégrale de la réflectance bidirectionnelle $\rho_{dd}(\Omega_s)$, de manière similaire à SAIL. Ceci explique que les deux modèles donnent des réflectances $\rho_{dh}(\Omega_s)$ quasi identiques dans le cas de milieux turbides. La réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ simulée par DART n'est pas calculée comme l'intégrale des réflectances bidirectionnelles sur les directions incidentes. Le rayonnement

atmosphérique est traité comme un rayonnement solaire déjà diffusé. Or, le modèle DART représente avec plus de précision les diffusions d'ordre 1 que les diffusions d'ordre supérieur à 1 (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996). Par suite, il ne simule pas avec la même précision les diffusions du rayonnement solaire direct et celles du rayonnement atmosphérique. Les écarts entre les réflectances $\rho_{dh}(\Omega_v)$ et $\rho_{hd}(\Omega_v)$ sont d'autant plus importants que la fonction de phase foliaire est anisotrope (figure II.1).

Ces remarques mettent en évidence qu'un même modèle de réflectance ne vérifie pas nécessairement la condition de réciprocité de la réflectance, même s'il simule de façon précise la réflectance bidirectionnelle $\rho_{dd}(\Omega_s,\Omega_v)$. La solution générale à ce problème consiste à calculer les deux réflectances $\rho_{dh}(\Omega_v)$ et $\rho_{hd}(\Omega_v)$ directement à partir de l'intégration des valeurs simulées de la réflectance bidirectionnelle sur les directions d'observation ou sur les directions incidentes. Cette approche nécessite de réaliser le même nombre de simulations dans les deux cas, et élimine par conséquent l'intérêt d'utiliser $\rho_{hd}(\Omega_v)$ plutôt que $\rho_{dh}(\Omega_v)$ pour le calcul de l'émissivité. Dans le cas d'un modèle de suivi de rayons tel que DART la solution est de traiter avec plus de précision les diffusions d'ordre 1 du rayonnement atmosphérique. Ce point est actuellement développé par F. Gascon dans le cadre de sa thèse.

Toutefois, compte tenu des faibles valeurs de la réflectance foliaire dans l'infrarouge, l'erreur commise sur l'émissivité du milieu si la réflectance $\rho_{dh}(\Omega_v)$ est remplacée par la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$, implique une erreur relativement faible sur la température apparente. Elle est négligeable dans le cas du modèle DART et est de l'ordre de 0,15K pour le modèle SAIL.

I.1.2 Vérification de la loi de Kirchhoff au niveau du couvert

Comme pour le problème de la réciprocité de la réflectance, l'objectif est simplement de tester dans quelle mesure les modèles vérifient la relation de Kirchhoff. Le chapitre I a mis en évidence que le modèle d'Ambartsumian vérifie bien cette relation. Qu'en est-il de modèles plus réalistes pour l'étude de la végétation, tels que TDART et le modèle développé par Prévot (1985) ? Ce problème est abordé ci-dessous dans le cas d'un milieu turbide isotherme ($T_{éléments} = T_{surface}$). L'étude comparative entre les modèles dans le cas d'un milieu quelconque anisotherme est présentée dans le paragraphe I.3. L'approche consiste, dans le cas d'un milieu isotherme, à simuler indépendamment la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ et l'émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\Omega_v)$ du couvert :

- L'émissivité directionnelle $\varepsilon_d(\Omega_v)$ est égale au rapport entre la luminance apparente $L_{app}(\lambda,\Omega_v,T_{surface})$ de la surface et la luminance $L_B(\lambda,T_{surface})$ du corps noir à la même température $T_{surface}$. Elle est aussi égale à la puissance 4 du rapport de la température

apparente du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ par la température de la surface $T_{surface}$, si l'émissivité des éléments du milieu est constante sur tout le spectre d'émission :

$$\varepsilon_d(\Omega_v) = \frac{L_{app}(\lambda,\Omega_v,T_{surface})}{L_B(\lambda,T_{surface})} = \frac{T^4_{app}(\Omega_v)}{T^4_{surface}} \qquad \text{(II.3)}$$

- La réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ est calculée comme étant le coefficient de réflexion du rayonnement atmosphérique par le milieu.

Le milieu est composé d'éléments dont l'émissivité est 0,98 (ρ_f=0,02) ou 0,94 (ρ_f=0,06) pour les feuilles, et 0,94 (ρ_s=0,06) pour le sol. Le LAI est égal à 2. La température du sol et des feuilles est fixée à 300K pour le calcul de l'émissivité $\varepsilon_d(\Omega_v)$ et à 0K pour le calcul de la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$.

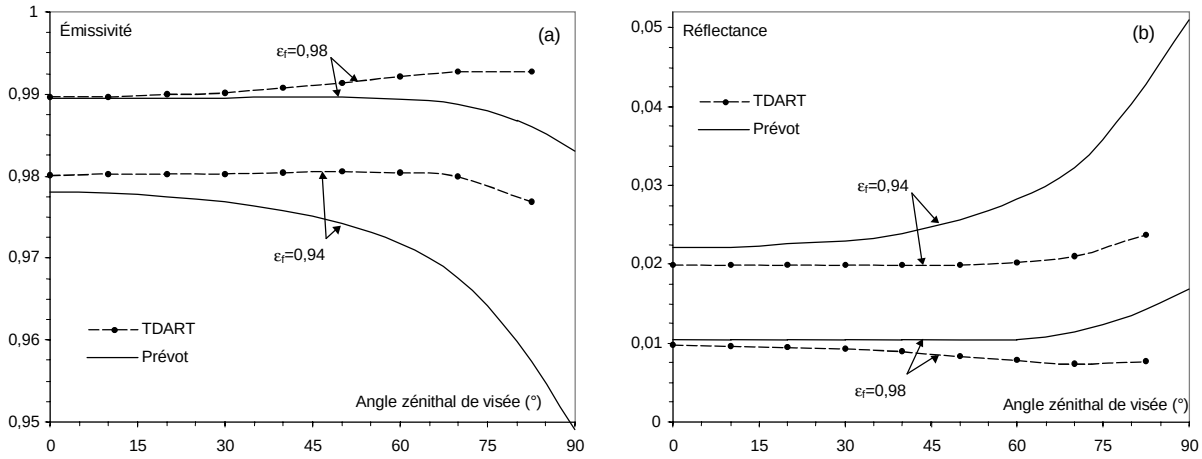


Figure II.2 : Émissivité $\varepsilon_d(\Omega_v)$ et réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ d'un milieu homogène simulées à partir du modèle TDART et du modèle développé par Prévot. LAI=2, ε_s=0,94, ε_f=0,98 ou 0,94 et T_s=T_f=300K.

- *Différences entre les modèles*

Les propriétés optiques du couvert simulées (figure II.2) diffèrent fortement en fonction du modèle utilisé. Les écarts relatifs $\Delta\varepsilon/\varepsilon(\Omega_v) = \frac{\varepsilon_{TDART}(\Omega_v)-\varepsilon_{Prévot}(\Omega_v)}{\varepsilon_{TDART}(\Omega_v)}$ obtenus entre les émissivités du couvert simulées par le modèle TDART et le modèle de Prévot varient d'environ 0,2% à 1,7% pour le cas où $\varepsilon_f = 0{,}94$. Ces écarts sont associés à de fortes différences entre les réflectances ($\Delta\rho/\rho(0°) = 11{,}0\%$, $\Delta\rho/\rho(82{,}5°) = 81{,}2\%$) et les températures apparentes ($\Delta T_{app}(0°) \approx 0{,}15K$ et $\Delta T_{app}(82{,}5°) \approx 1{,}3K$).

Le milieu étant représenté de la même façon par les deux modèles, les écarts obtenus sont donc dus à une modélisation différente du transfert radiatif. Les différences majeures entre les deux modèles se situent au niveau de la modélisation des diffusions foliaires.

L'explication de ces différences est présentée ci-dessous. Elle a pour but de faciliter l'interprétation des comparaisons entre les deux modèles dans le paragraphe I.3.

I.1.2.1 Modélisation des diffusions foliaires dans le modèle de Prévot (1985)

Le modèle TDART et le modèle de Prévot utilisent tous deux des processus itératifs pour simuler le régime radiatif des couverts. Les interactions électromagnétiques sont cependant gérées de manière très différente (voir chapitre I). Par rapport au modèle TDART, le modèle de Prévot simplifie la simulation des diffusions au niveau de la végétation en considérant les deux hypothèses suivantes :

- Le modèle ne prend pas en compte les réflexions des flux montants. Au niveau d'une couche de végétation, il néglige par conséquent le rayonnement diffusé associé à l'interception par le feuillage du rayonnement émis par le sol et par les couches foliaires situées à un niveau inférieur dans la canopée. Cette simplification explique que le modèle de Prévot tend à sous-estimer l'émissivité et la température apparente du couvert par rapport à TDART. Les erreurs sont d'autant plus importantes que le sol est chaud.
- Le modèle suppose que la totalité du flux diffus descendant intercepté par une couche est réfléchie vers l'hémisphère supérieur. Les feuilles n'étant pas uniquement horizontales (LAD sphérique), cette représentation tend à surestimer le rayonnement réfléchi vers le haut, et par suite la température apparente, par rapport au modèle TDART.

Ces deux hypothèses permettent de simplifier la modélisation des diffusions foliaires, mais engendrent des erreurs au niveau du calcul de la température apparente du couvert. Ces erreurs sont négligeables si l'émissivité des feuilles est très proche de 1, *c.à.d* si la contribution des diffusions est négligeable par rapport à l'émission. Ceci est en particulier le cas si la surface est très humide. Ainsi, de manière générale, les diffusions foliaires expliquent que l'émissivité du couvert soit supérieure à l'émissivité de ses éléments. Dans notre étude (figure II.2), un couvert constitué d'éléments (sol et feuilles) dont l'émissivité est égale à 0,94 a ainsi une émissivité apparente de 0,98. Les deux hypothèses simplificatrices indiquées ci-dessus peuvent donc induire des erreurs plus ou moins importantes selon les configurations (LAI, LAD, ω_f, etc.). Le modèle de Prévot est un des rares modèles thermiques disponibles aujourd'hui. Une amélioration a été apportée à ce modèle pour pouvoir l'utiliser en tant que référence du modèle TDART dans le cas de milieux turbides. La modification consiste à améliorer les diffusions foliaires de manière à réduire l'impact des deux hypothèses simplificatrices précédentes. Elle est décrite dans le paragraphe suivant.

I.1.2.1 Amélioration des diffusions foliaires dans le modèle développé par Prévot.

L'amélioration apportée au modèle développé par Prévot a consisté à prendre en compte la diffusion des flux ascendants et à améliorer celle des flux descendants. Pour cela, quatre coefficients de diffusion bi-hémisphériques descendant – montant (T_{dm}), montant – descendant (T_{md}), descendant – descendant (T_{dd}) et montant – montant (T_{mm}) ont été définis. La réflectance des faces supérieures et inférieures des feuilles étant égales, cette matrice de diffusion est symétrique : $T_{dd} = T_{mm}$ et $T_{dm} = T_{md}$. Ces coefficients ont été déterminés par simple intégration de la fonction de phase bidirectionnelles $T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v)$ calculée par le modèle TDART, en fixant $\tau_f = 0$.

$$T_{dm} = T_{md} = \frac{1}{2\pi}.\sum_{2\pi+}\sum_{2\pi-} T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v).d\Omega_i.d\Omega_v \quad \text{et} \quad T_{mm} = T_{dd} = \frac{1}{2\pi}.\sum_{2\pi+}\sum_{2\pi+} T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v).d\Omega_i.d\Omega_v \tag{II.4}$$

avec
$$T_{diff}(\Omega_i,\Omega_v) = \int_{\Delta\Omega_v} \frac{\int_{2\pi} \frac{g_f(\Omega_f)}{2\pi}.|\Omega_i.\Omega_f|.f_d(\Omega_f,\Omega_i\rightarrow\Omega_v).d\Omega_f}{G(\Omega_i)}.d\Omega_v. \tag{II.5}$$

Avec une distribution foliaire sphérique, on a : $\frac{T_{dm}}{\rho_f} \approx 0{,}667$ et $\frac{T_{mm}}{\rho_f} \approx 0{,}333$, alors que la version originale du modèle de Prévot considère que $T_{dm} = \rho_f$ et $T_{md} = T_{mm} = T_{dd} = 0$.

Avec des fonctions de phase foliaires isotropes, *c.à.d* $\rho_f = \tau_f$, et pour une distribution foliaire sphérique, on a : $\frac{T_{dm}}{\rho_f+\tau_f} = \frac{T_{mm}}{\rho_f+\tau_f} = 0{,}5$. Ces valeurs sont utilisées lors de l'étude comparative avec le modèle d'Ambartsumian (§ II.2) qui suppose le milieu constitué de diffuseurs isotropes.

L'amélioration des diffusions foliaires dans le modèle de Prévot revient à définir la luminance totale du couvert de la façon suivante :

$$L(\Omega_v) = \frac{1}{\pi}.\sum_{i=1}^{N_{couches}} \left\{ \left[\prod_{k=1}^{i-1} P_{trou}(k,\Omega_v) \right] . P_{int}(i,\Omega_v).\left[\varepsilon_i.\sigma.T_i^4 + (1-\varepsilon_i).\sum_{k=1}^{N_k} (T_{dm}.M_{-}(i,k) + T_{mm}.M_{+}(i,k))\right] \right\} \tag{II.6}$$

L'amélioration apportée par une meilleure représentation des diffusions foliaires (figure II.3) explique la diminution des écarts relatifs entre les modèles TDART et Prévot, surtout aux grands angles. On a : $\Delta\varepsilon/\varepsilon(0°) \approx -0{,}3\%$ et $\Delta\varepsilon/\varepsilon(82{,}5°) \approx 0{,}6\%$. Elle implique aussi que les émissivité et réflectance simulées par le modèle de Prévot apparaissent beaucoup plus isotropes (figure II.3). Ces quantités sont cependant moins isotropes que celles simulées par

le modèle TDART. Ainsi, l'émissivité du couvert simulée par TDART est inférieure à celle simulée par le modèle de Prévot pour les faibles angles zénithaux d'observation θ_v et tend à être supérieure pour les grands angles θ_v. Ceci est expliqué par le fait que le modèle TDART représente les diffusions foliaires à partir de fonctions de diffusion hémisphérique – directionnelle, alors que l'amélioration apportée au modèle de Prévot ne prend en compte que deux coefficients moyens bi-hémisphériques T_{mm} et T_{dm} et reste par conséquent moins précise.

L'amélioration apportée au modèle de Prévot a un impact d'autant plus important sur la température du couvert que celui-ci a une fonction de phase anisotrope et que la température du sol est élevée.

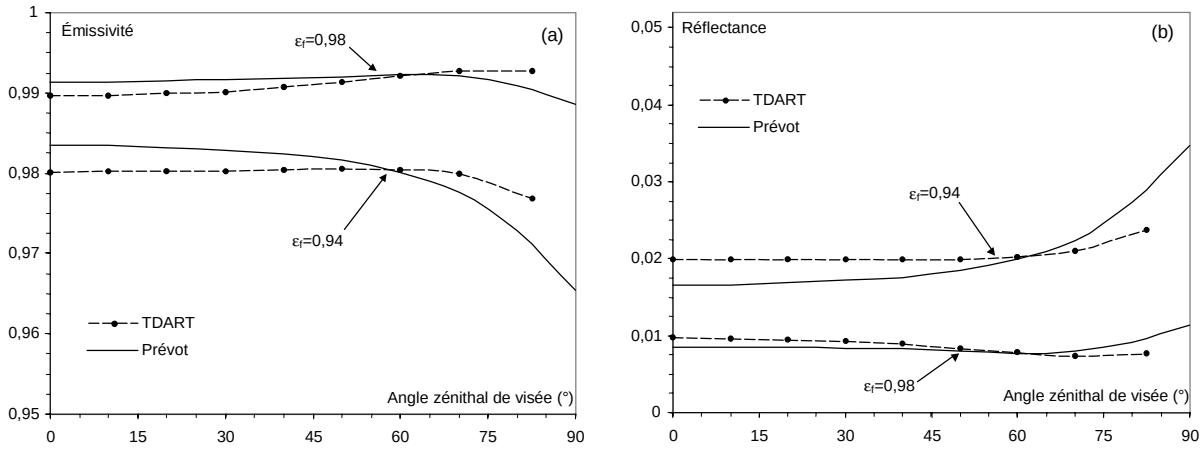


Figure II.3 : Émissivité $\varepsilon_d(\Omega_v)$ et réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$ d'un milieu homogène simulées à partir du modèle TDART et de la version modifiée du modèle développé par Prévot. ε_s=0,94.

- *Vérification de la loi de Kirchhoff*

Quelle que soit la valeur de l'émissivité foliaire ε_f et malgré les différences observées ci-dessus, les deux modèles vérifient parfaitement la relation de Kirchhoff "$\varepsilon_d(\Omega_v)+\rho_{hd}(\Omega_v) = 1$" à 10^{-4} près, pour toute direction d'observation. Un tel résultat souligne le fait qu'un modèle peut être relativement imprécis au niveau de la représentation du transfert radiatif, tout en étant cohérent avec la loi de Kirchhoff. En effet, les deux modèles fournissent des résultats différents au niveau de $\rho_{hd}(\Omega_v)$ et $\varepsilon_d(\Omega_v)$, mais vérifient tous deux la relation "$\varepsilon_d(\Omega_v) = 1-\rho_{hd}(\Omega_v)$". Ceci est expliqué par le fait que les diffusions foliaires sont traitées par chaque modèle de façon identique lors de la simulation de $\rho_{hd}(\Omega_v)$ et de $\varepsilon_d(\Omega_v)$. Ainsi, toute sous-estimation $-\Delta\rho$ des diffusions 'montant - montant' se traduit par une surestimation $+\Delta\rho$ des diffusions 'descendant – montant'. La contribution des diffusions au niveau de l'émissivité

$\varepsilon_d(\Omega_v)$ est essentiellement due aux composantes 'montant – montant', alors qu'elle est essentiellement due aux composantes 'descendant – montant' au niveau de la réflectance $\rho_{hd}(\Omega_v)$. La meilleure prise en compte des diffusions multiples dans TDART se traduit par le fait que les émissivités et réflectances sont beaucoup plus isotropes.

I.2 Milieu turbide composé de diffuseurs isotropes

L'intérêt de la méthode d'Ambartsumian (1958) est de fournir une formulation exacte des propriétés optiques du milieu modélisé. Elle constitue donc la référence idéale pour une étude comparative mais reste très limitée et contrainte par son domaine de validité. Le milieu est en effet supposé semi-infini et composé de diffuseurs isotropes. Ces hypothèses, initialement définies par Ambartsumian pour le cas de gaz atmosphériques, ne sont cependant pas applicables aux couverts végétaux, qui sont des milieux finis, composés d'éléments foliaires dont la fonction de phase est généralement anisotrope : la transmittance des feuilles est nulle dans l'infrarouge thermique par exemple. Par conséquent, le modèle d'Ambartsumian sert de référence pour le calcul de l'émissivité et de la réflectance directionnelles, uniquement pour les conditions très particulières décrites précédemment. Plusieurs modèles sont ainsi testés : modèles de Hapke (1993), de Prévot (1985), SAIL (Verhoef, 1984) et TDART. L'expression analytique utilisée par Ambartsumian pour représenter l'émissivité directionnelle du milieu est rappelée ci-dessous (voir chapitre I) :

$$\varepsilon_d(\mu_v) = \gamma \,.\, H(\omega,\mu_v) \qquad \text{avec} \qquad H(\omega,x) \approx \left\{1 - [1-\gamma].x.\left[r_0 + (1-\tfrac{1}{2}.r_0 - x.r_0).\ln\left(\frac{1+x}{x}\right)\right]\right\}^{-1} \quad \text{(II.8)}$$

$$\text{où} \qquad r_0 = \frac{1-\gamma}{1+\gamma}, \quad \gamma = \sqrt{1-\omega} \quad \text{et} \quad \mu_v = \cos\theta_v \quad \text{(II.9)}$$

Dans le cas d'un milieu semi-infini isotherme, le modèle d'Hapke (voir chapitre I) est une approximation du modèle d'Ambartsumian à 4% près (Hapke, 1993). Le terme $H(\omega,\mu_v)$ est alors égal à $\frac{1+2.\mu_v}{1+2.\gamma.\mu_v}$. Toutefois, les modèles SAIL, TDART et de Prévot ne peuvent pas représenter un milieu semi-infini. En première approximation, un tel milieu est modélisé ici par un milieu foliaire de LAI égal à 8 et de LAD sphérique, au dessus d'un sol dont l'émissivité hémisphérique est celle d'un milieu infini de diffuseurs isotropes :

$$\varepsilon_s = 1-\rho_s \approx \frac{2.\gamma}{1+\gamma} \quad \text{(II.10)}$$

L'approche utilisée pour simuler les propriétés optiques du couvert à partir des modèles SAIL (uniquement la réflectance), TDART et de Prévot a été indiquée dans le paragraphe I.1. Ici,

seuls les résultats obtenus en utilisant la version améliorée du modèle de Prévot sont représentés. Les fonctions de phase des diffuseurs étant isotropes, les facteurs de diffusion bi-hémisphériques utilisés sont définis tels que :

$$T_{mm} = T_{dm} = \frac{1}{2}.(\rho_f + \tau_f) \qquad \text{(II.11)}$$

L'émissivité et la réflectance directionnelles du milieu semi-infini simulées par les différents modèles sont représentées par la figure II.4. Trois albédos de simple diffusion ($\omega_f = \rho_f + \tau_f$) des diffuseurs sont considérés : 0,04, 0,1 et 0,2.

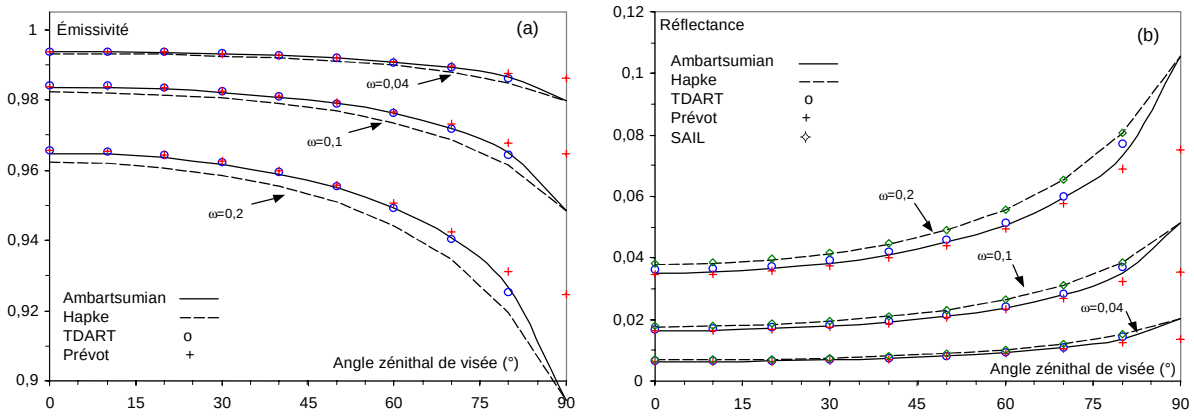


Figure II.4 : Émissivités ε_d (a) et réflectances ρ_{hd} (b) directionnelles d'un milieu semi-infini, simulées par les modèles d'Ambartsumian, d'Hapke, de Prévot, SAIL et TDART pour trois albédos de simple diffusion : ω_f = 0,04, 0,1 et 0,2.

Les modèles d'Hapke et SAIL donnent des résultats très similaires pour tout albédo foliaire ω_f. Lorsque les diffusions multiples à l'intérieur du milieu sont faibles (ω_f=0,04), les différents modèles sont très cohérents avec l'approche d'Ambartsumian. Ainsi, les différences relatives obtenues sur l'émissivité $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ sont inférieures à 0,15% pour toute direction d'observation. Ces écarts augmentent quand l'albédo foliaire ω_f croît. Ce comportement est plus marqué pour les modèles d'Hapke et SAIL, pour lesquels $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 0{,}7\%$ lorsque $\omega_f = 0{,}2$ et $\theta_v = 70°$, ce qui implique une variation de la température apparente d'environ 0,5K si la température T du milieu est égale à 300K. Les modèles de Prévot et TDART fournissent les meilleurs résultats : $\Delta\varepsilon/\varepsilon < 0{,}15\%$ pour tout $\omega_f \leq 0{,}2$ et $\theta_v \leq 70°$, soit $\Delta T_{app} < 0{,}1K$ si T=300K. La version initiale du modèle de Prévot, n'étant pas adaptée au cas de diffuseurs isotropes, n'a pas été testée dans cette étude.

I.3 Milieu turbide composé de diffuseurs anisotropes

Ce paragraphe présente un test de validité du modèle TDART dans le cas d'un milieu composé de diffuseurs anisotropes, *c.à.d* un milieu plus réaliste et représentatif d'un couvert végétal. Ce test repose sur l'emploi d'un modèle de référence, le modèle de Prévot, adapté à ce type de représentation. Reconnu et utilisé par la communauté scientifique (Paw U, 1992 ; François *et al.*, 1997), ce modèle est une référence pour l'étude dans l'infrarouge thermique des couverts végétaux spatialement homogènes. L'étude comparative ci-dessous permet de tester le modèle TDART dans le cas de milieux homogènes et finis.

Le couvert et les éléments qui le composent (feuilles et sol essentiellement) sont définis de façon identique dans les modèles de Prévot et TDART :

- Le milieu est discrétisé en 10 couches turbides et identiques (même LAI et LAD), superposées sur une couche de sol. Le LAI varie entre 1 et 6, la distribution angulaire foliaire (LAD) est supposée sphérique.
- Les éléments foliaires ont tous la même température T_f=298K, le sol a une température T_s de 300K ou 303K et le rayonnement atmosphérique est supposé nul (R_a=0W.m^{-2}).
- L'émissivité des éléments est comprise entre 0,94 et 1 pour les feuilles (ε_f) et entre 0,9 et 1 pour le sol (ε_s).

Les températures apparentes $T_{app}(\Omega_v)$ simulées par les deux modèles sont représentées par la figure II.5. Deux cas sont considérés : ε_f=1 avec ε_s variable de 0,9 à 1 par pas de 0,02 (figure II.5.a) et ε_s=1 avec ε_f variable de 0,94 à1 par pas de 0,02 (figure II.5.b).

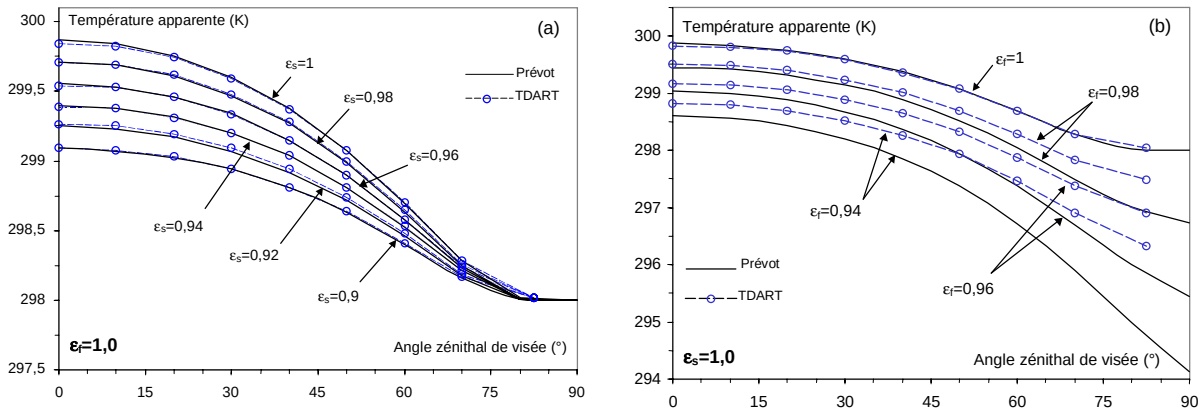


Figure II.5: Températures apparentes d'un couvert homogène simulées par le modèle TDART et par le modèle de Prévot. (a) ε_f est fixée à 1 et ε_s varie de 0,9 à1. (b) ε_s est fixée à 1 et ε_f varie de 0,94 à 1. LAI = 2. T_f = 298K et T_s = 303K.

Les deux modèles donnent des résultats très similaires lorsque les diffusions foliaires sont nulles ($\varepsilon_f = 1$) et de fortes différences lorsque ces diffusions augmentent ($\varepsilon_f < 1$). Un tel comportement est commenté ci-dessous :

(a) Couvert (LAI = 2, $\varepsilon_f = 1$ et $\varepsilon_s \in [0,9;\ 1]$: figure II.5.a). Les mécanismes mis en jeu sont relativement simples. Ainsi, la température apparente du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ représente l'émission des éléments foliaires et du sol, ainsi que de la diffusion d'ordre 1 du sol. Les diffusions foliaires sont nulles ($\varepsilon_f = 1$). Dans le modèle de Prévot, l'hypothèse simplificatrice consistant à négliger les diffusions des flux montants n'a alors aucune conséquence (voir § I.1.2.1). Dans un cas aussi simple, les deux modèles donnent des résultats identiques pour chaque valeur de ε_s. La différence entre les températures apparentes simulées $\Delta T_{app}(\theta_v) = T_{Prévot}(\theta_v) - T_{TDART}(\theta_v)$ est inférieure à 0,03K quelque soit l'angle zénithal d'observation θ_v.

(b) Couvert (LAI = 2, $\varepsilon_s = 1$ et $\varepsilon_f \in [0,94;\ 1]$: figure II.5.b). La température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ représente alors l'émission du couvert et les diffusions multiples au sein du milieu. On observe un bon accord entre les modèles pour $\varepsilon_f = 1$. En effet, cette configuration correspond au cas (a) où les diffusions foliaires sont nulles. Par contre, pour toutes valeurs de ε_f inférieures à 1, le modèle de Prévot sous-estime $T_{app}(\Omega_v)$ par rapport à TDART. Les écarts sont d'autant plus importants que l'émissivité foliaire est faible, *c.à.d* que les réflexions au niveau du feuillage sont importantes. Les écarts obtenus entre les deux modèles sont donc dus à une prise en compte différente des diffusions foliaires. En effet, le modèle de Prévot ne prenant pas en compte les réflexions des flux montants, néglige principalement la diffusion du rayonnement émis par le sol et intercepté par le feuillage. Pour $\varepsilon_f = 0,94$, la différence $\Delta T_{app}(\theta_v)$ varie de $\Delta T_{app}(0°) = -0,21K$ à $\Delta T_{app}(82,5°) = -1,55K$. L'erreur quadratique moyenne obtenue pour l'ensemble des directions d'observation est alors égale à 0,67K. Les différences obtenues entre les deux modèles sont indiquées dans la table II.3.

Les résultats précédents montrent que les deux modèles simulent de la même manière l'émission du couvert pour toutes les directions d'observation. Ils montrent aussi que les écarts observés sont dus à la représentation des diffusions foliaires. Il est intéressant de noter que la prise en compte de l'atmosphère atténue les différences observées entre les modèles. En effet, l'atmosphère permet de compenser partiellement l'imprécision du modèle de Prévot au niveau des diffusions. Ainsi, l'introduction d'un rayonnement atmosphérique R_a égal au rayonnement émis par le sol, *c.à.d* $R_a = \varepsilon_s.\sigma.T_s^4 = 450\ W.m^{-2}$ pour $T_s = 303K$, compense la sous-estimation de la température apparente par rapport à TDART (figure II.6.a). Le fait de négliger la fraction du rayonnement émis par le sol qui est interceptée puis

diffusée vers le haut par les feuilles est compensé par la surestimation de la réflexion du rayonnement atmosphérique. La figure II.6.b et la table II.3 présentent les températures apparentes simulées par TDART et la version modifiée du modèle de Prévot, dans le cas où $\varepsilon_s = 1$ et $\varepsilon_f \in [0{,}94;\ 1]$. Les différences entre les deux modèles sont alors très réduites : $\Delta T_{app}(0°) = 0{,}22K$ et $\Delta T_{app}(82{,}5°) = -0{,}48K$. Dans le cas où $\varepsilon_f = 0{,}94$, l'écart quadratique moyen obtenu sur les températures apparentes directionnelles passe de 0,67K sans correction à 0,21K avec correction.

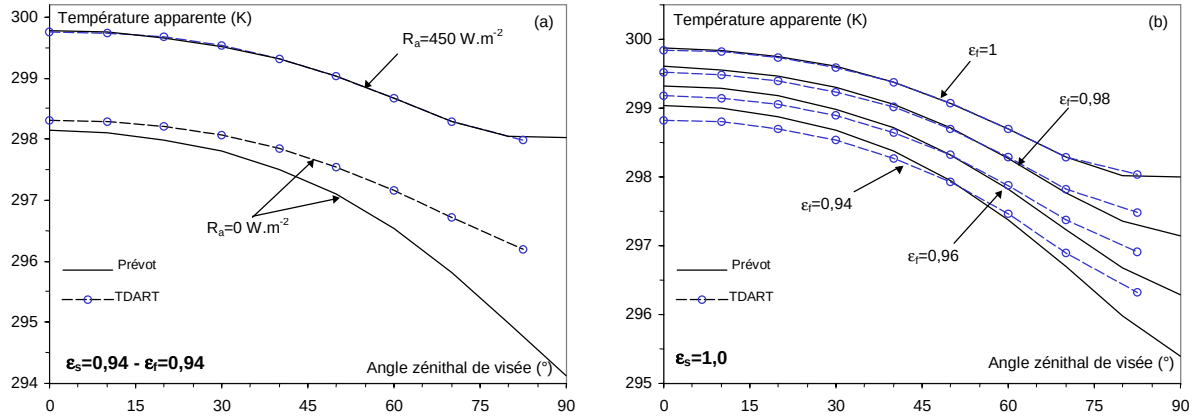


Figure II.6: Températures apparentes d'un couvert homogène simulées par le modèle TDART et par le modèle de Prévot. $T_f = 298K$ et $T_s = 303K$. (a) Version originale du modèle de Prévot avec et sans atmosphère. $\varepsilon_s = \varepsilon_f = 0{,}94$. (b) Version modifiée du modèle de Prévot. $\varepsilon_s = 1$ et $\varepsilon_f \in [0{,}94;\ 1]$.

La température apparente du couvert calculée par le modèle TDART est inférieure à celle simulée par le modèle de Prévot pour les faibles angles zénithaux d'observation θ_v et tend à être supérieure pour les grands angles θ_v. Ceci est expliqué par le fait que le modèle TDART représente les diffusions foliaires à partir de fonctions de diffusion hémisphérique – directionnelle, alors que l'amélioration apportée au modèle de Prévot ne prend en compte que deux coefficients moyens bi-hémisphériques T_{mm} et T_{dm} et reste par conséquent moins précise. Ainsi, dans le cas d'une distribution foliaire sphérique, la fonction T_{mm} surestime les diffusions aux faibles angles θ_v et les sous-estime aux grands θ_v. De telles différences entre les modèles n'existent plus si les diffuseurs foliaires sont isotropes (voir § I.2).

La table II.3 résume les différences $\Delta T_{app}(\theta_v)$ entre les températures radiatives directionnelles simulées par les deux modèles.

ε_f	$\Delta T_{app}(\theta_v)$									RMSE
	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	82,5°	
1.0	0,03	0,02	0,01	0,01	0,01	0,00	-0,01	0,00	0,00	0,01
0.98	-0,06 (0,09)	-0,07 (0,07)	-0,08 (0,07)	-0,10 (0,06)	-0,13 (0,04)	-0,19 (0,01)	-0,25 (-0,03)	-0,34 (-0,07)	-0,53 (-0,17)	0,23 (0,08)
0.96	-0,14 (0,15)	-0,15 (0,14)	-0,17 (0,13)	-0,22 (0,10)	-0,27 (0,07)	-0,38 (0,01)	-0,50 (-0,06)	-0,68 (-0,14)	-1,04 (-0,33)	0,45 (0,14)
0.94	-0,21 (0,22)	-0,23 (0,20)	-0,27 (0,18)	-0,33 (0,15)	-0,41 (0,10)	-0,56 (0,02)	-0,74 (-0,08)	-1,01 (-0,21)	-1,55 (-0,48)	0,67 (0,21)

Table II.3 : Différences entre les températures radiatives du couvert estimées le modèle de Prévot et par TDART $\Delta T(\theta_v) = T_{Prévot}(\theta_v) - T_{TDART}(\theta_v)$. Les valeurs entre parenthèses correspondent à la version modifiée du modèle de Prévot. LAI=2 et ε_s=1.

Bien évidemment, les différences observées entre les modèles dépendent d'autres paramètres que ε_f et ε_s. Le LAI joue un rôle majeur. Son influence sur la température apparente simulée par les modèles TDART, 'Prévot' et 'Prévot modifié' est analysée ci-dessous. La figure II.7 représente les températures $T_{app}(\Omega_v)$ obtenues pour des LAI compris entre 1 et 6. Il apparaît que pour les trois modèles, $T_{app}(\Omega_v)$ varie avec le LAI pour toute direction d'observation. De manière logique, les émissivités simulées par les modèles convergent vers une valeur limite quand l'angle zénithal de visée tend vers 90°. D'autre part, les températures apparentes simulées par TDART sont toujours supérieures à celles simulées par le modèle de Prévot quels que soient le LAI et la direction d'observation. L'amélioration apportée au modèle de Prévot permet de réduire les écarts avec TDART pour tout LAI (figure II.7.b).

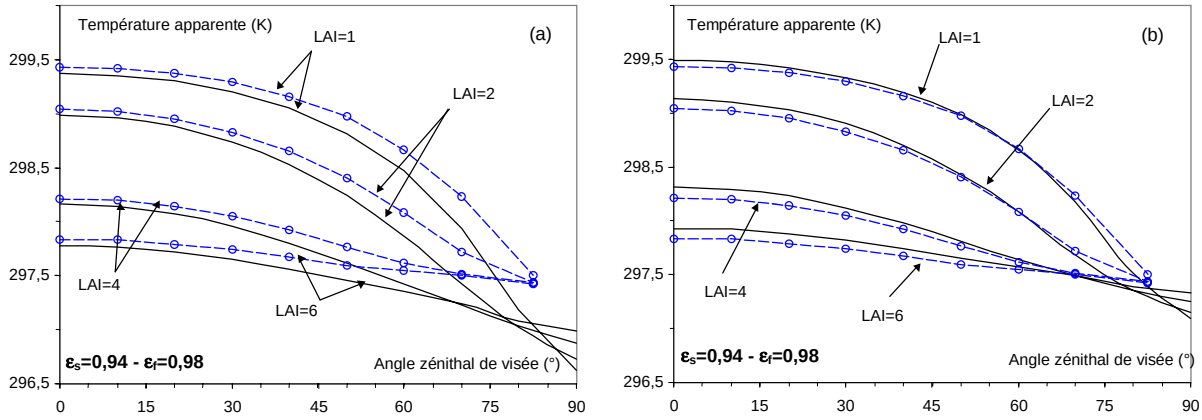


Figure II.7: Températures apparentes simulées par le modèle TDART (--o--) et par les versions originales (a) et améliorée du modèle de Prévot (—) pour différentes valeurs de LAI (1, 2, 4, 6). ε_s = 0,94 et ε_f = 0,98. T_f = 298K et T_s = 303K.

I.4 Milieu hétérogène

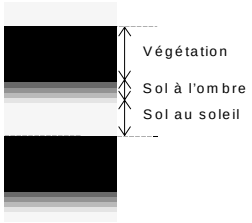
La validité du modèle TDART pour des milieux hétérogènes, qui ne peuvent être représentés par la superposition de couches horizontales et turbides, a été testée à partir des mesures de température de brillance effectuées par Kimes et Kirchner (1983a) sur une culture en rangs de coton. Le site d'étude est situé à proximité de Phoenix en Arizona (USA). Les mesures ont été acquises les 23 et 25 juin 1981 pendant la période de floraison. Les rangs de coton sont dirigés Est-Ouest et les mesures radiométriques ont été effectuées pour 5 angles zénithaux d'observation (θ_v = 0°, 20°, 40°, 60° et 80°) dans la direction du Nord, *c.à.d* dans un plan perpendiculaire aux rangs et face au soleil. Le milieu est supposé être composé par quatre entités élémentaires : la végétation au soleil (1) et à l'ombre (2) ainsi que le sol au soleil (3) et à l'ombre (4). Les températures apparentes $T_{app}(i)$ de ces quatre éléments de paysage (i varie de 1 à 4) ont aussi été mesurées afin d'étalonner le modèle thermique géométrique de Kimes et Kirchner (1983a). Ce modèle, décrit dans le chapitre I, est noté 'modèle K-K' par la suite. Les rangées de végétation sont modélisées par des parallélépipèdes parallèles de hauteur H=0,44m et de largeur a=0,48m. L'intervalle entre deux rangées est b=0,52m. Les mesures radiométriques effectuées le 25 juin avec un pas de temps horaire, ainsi que la position du soleil (θ_s, φ_s) et l'angle ν_s caractérisant la fraction du sol à l'ombre sont répertoriées dans le tableau II.4. L'origine des azimuts est la direction du Sud.

				$T_{app}(i)$ (K)				$T_{app}(\theta_v)$ (K)				
Heure	**θ_s (°)**	**φ_s (°)**	**ν_s (°)**	**1**	**2**	**3**	**4**	**0°**	**20°**	**40°**	**60°**	**80°**
6	83	66	73,2	298,5	298,7	301,0	301,0	299,4	299,1	298,9	298,4	298,5
7	71	74	39,8	302,1	301,4	307,7	303,1	303,3	303,2	303,3	302,3	301,7
8	59	81	15,2	303,1	302,8	314,5	305,6	307,2	306,1	304,8	304,1	302,5
9	47	88	0	304,7	305,2	319,6	308,2	313,8	310,1	307,3	305,8	304,3
10	34	97	4,8	307,7	308,1	327,9	311,9	317,0	314,9	310,2	309,0	306,9
11	22	111	8,3	309,8	310,3	334,5	315,1	320,0	316,7	312,4	311,3	309,2
12	12	145	9,7	311,9	312,4	338,8	316,9	324,7	320,6	314,3	312,6	310,2
13	12	215	9,7	313,7	313,6	339,8	317,5	327,8	323,1	316,2	314,6	311,6

Table II.4 : Mesures radiométriques du couvert $T_{app}(\theta_v)$ et de ses éléments $T_{app}(i)$, d'après Kimes et Kirchner (1983a).

Le milieu est modélisé de façon similaire par les modèles K-K et TDART, *c.à.d* les rangées sont représentées par des parallélépipèdes. Notons toutefois que le modèle K-K suppose que les rangs sont opaques, alors qu'ils sont représentés par un milieu turbide diffusant par le modèle TDART. Le LAI du milieu est estimé à 2,8 d'après les travaux de Huete et al. (1985) sur des plantations de coton. Les températures $T_{app}(i)$ mesurées prennent en compte à la fois la réflexion du rayonnement atmosphérique ainsi que les rediffusions multiples au sein du couvert. Compte tenu des faibles différences entre les températures apparentes de la végétation au soleil (T_1) et à l'ombre (T_2), et de la présence d'incohérences au niveau des mesures ($T_1<T_2$ par exemple dans la table II.4), la température de la végétation est ici supposée constante quelle que soit l'exposition.

Les images simulées par le modèle TDART pour toute direction (Ω_v) d'observation permettent d'estimer la contribution directionnelle $T_{app}(i,\Omega_v)$ de chaque élément de la surface au niveau de la température apparente du couvert. Ainsi, $T_{app}(i,\Omega_v)$ est calculée en moyennant les parties de l'image associées à l'entité i de paysage (voir figure ci-contre). Pour chaque série de mesures, les températures thermodynamiques des feuilles et du sol à l'ombre et au soleil sont alors ajustées de manière à ce que la différence entre $T_{app}(i)$ mesurée et $T_{app}(i,0°)$ simulée au nadir soit inférieure à 0,1K.



Les températures des éléments obtenues sont indiquées dans la table II.5 pour chaque série de mesures. Les émissivités du sol et des feuilles sont respectivement fixées à 0,94 et 0,98 lors des simulations, et le rayonnement atmosphérique est supposé constant et égal à 350W.m^{-2}.

	Heure solaire (H_s)							
	6	**7**	**8**	**9**	**10**	**11**	**12**	**13**
Feuilles	298,0	302,5	303,0	305,3	308,0	310,0	312,0	313,2
Sol à l'ombre	301,4	302,0	304,5	305,0	309,0	310,5	314,0	317,4
Sol au soleil	301,4	308,3	315,3	320,5	329,0	335,8	340,2	341,35

Table II.5 : Températures thermodynamiques (en K) utilisées en entrée du modèle TDART en fonction de l'heure de la journée.

Les températures apparentes $T_{app}(\Omega_v)$ de la parcelle de coton simulées par les modèles K-K et TDART ou mesurées par Kimes et Kirchner (1983a) sont représentées par la figure II.8 pour différentes heures solaires (H_s) et différentes directions d'observation (Ω_v : dans le plan perpendiculaire aux rangées). Le modèle TDART simule des températures apparentes directionnelles de la plantation très proches de celles fournies par le modèle géométrique et

les mesures. De par sa capacité à représenter l'architecture 3D, il permet de simuler la forte anisotropie de la température apparente de tels milieux (figure II.8.a). Les écarts $\Delta T_{app}(0°,\theta_v) = T_{app}(0°) - T_{app}(\theta_v)$ entre les températures de brillance simulées au nadir et selon la direction (θ_v) varient de $\Delta T_{app}(0°,10°) = 0{,}65K$ à 8 heures, à $\Delta T_{app}(0°,82{,}5°) = 12{,}96K$ à 13 heures. Les résultats obtenus par le modèle TDART en fonction de l'angle zénithal d'observation sont indiqués dans la table II.6. Ils soulignent la forte anisotropie de la température du couvert. Dans la plupart des configurations de simulation, *c.à.d* des couples (H_s ; θ_v), les différences obtenues entre $T_{app}(\theta_v)$ simulées par TDART et le modèle K-K sont inférieures à 0,5K. Cependant pour un angle zénithal de visée égal à 40°, cette différence est supérieure à 1K quelle que soit l'heure solaire H_s>8h, et peut aller jusqu'à 2,8K pour H_s=11h (voir figure II.8.b). Ces écarts sont liés à une modélisation différente du milieu végétal. En effet, le modèle K-K suppose que les parallélépipèdes représentant les rangées sont opaques aux rayonnements. Pour une direction d'observation $\theta_v > \arctan(b/H) \approx 50°$, la surface efficace de sol vu est nulle. La contribution du sol est toutefois prise en compte lors de la mesure au nadir de la température apparente $T_{app}(1)$ de la végétation au soleil. Par contre, pour des angles supérieurs à 40°, le modèle TDART prend en compte la partie de l'énergie rayonnée par le sol au soleil et atténuée par les parallélépipèdes. Ceci explique en partie que l'écart entre les deux modèles soit maximal pour $\theta_v = 40°$. Compte tenu du fait que le modèle K-K utilise la température apparente des éléments mesurée à la verticale pour le sol et la végétation au soleil ou à l'horizontale pour la végétation à l'ombre, les résultats du modèle géométrique devraient se dégrader pour des directions d'observation comprises entre la verticale et l'horizontale. Pour de telles directions, le modèle TDART devrait fournir des résultats plus justes. Cette hypothèse n'est cependant pas vérifiée. Ainsi, le modèle K-K reproduit très bien les mesures pour $\theta_v = 40°$. De plus l'écart quadratique moyen entre mesures et simulations est minimal pour cette direction : rmse $\approx 0{,}5$. De tels résultats restent difficilement interprétables.

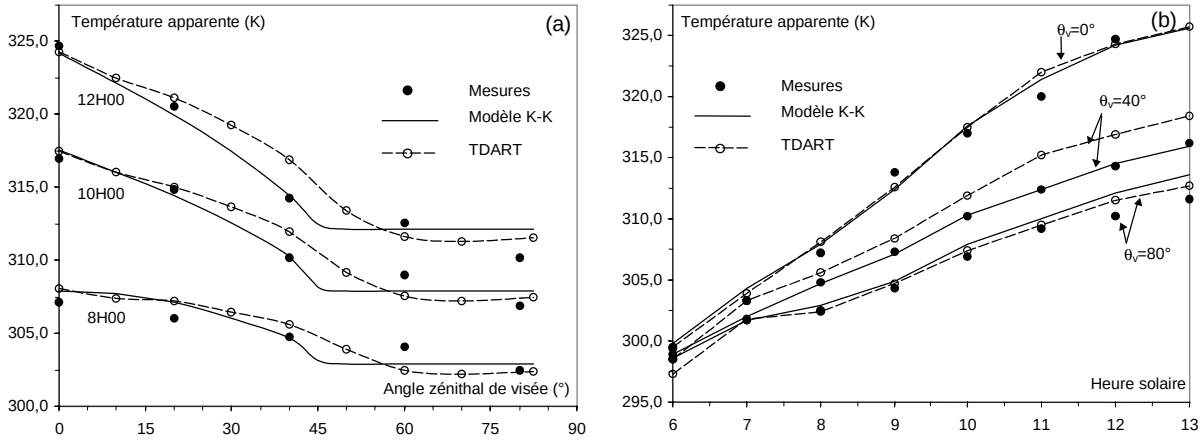


Figure II.8 : Températures de brillance d'une plantation de coton, simulées par les modèles TDART et K-K ou mesurées par Kimes et Kirchner (1983a) en fonction de la direction d'observation (a) ou de l'heure solaire (b).

Pour des angles zénithaux d'observation supérieurs à 50°, le modèle K-K ne prend en compte que deux contributions élémentaires : le feuillage à l'ombre et au soleil. Compte tenu des dimensions des rangées et pour des angles θ_v>50°, ces contributions représentent respectivement 52% et 48%, en terme de section efficace, de la température de brillance du couvert $T_{app}(\theta_v>49°)$. Chaque élément du couvert est de plus caractérisé par une température apparente élémentaire indépendante de la direction d'observation. Ceci explique que la température apparente du couvert est constante pour θ_v>49° (figure II.8.a).

Kimes et Kirchner (1983a) ont obtenu un écart quadratique moyen (rmse) égal à 0,96 entre les données relatives aux deux journées de mesures et les résultats de simulation du modèle géométrique. Sur la journée du 25 juin, le rmse entre les mesures et les estimations des modèles est égal à 0,93K pour le modèle K-K et à 1,25K pour le modèle TDART. Ces valeurs montrent que le modèle TDART reproduit relativement bien la température apparente des milieux ouverts. Il est important de noter que les mesures *in situ* effectuées par Kimes et Kirchner sont bien adaptées à l'utilisation de leur modèle et beaucoup moins à celle du modèle TDART. Cette étude constitue cependant un test positif de la validité du modèle TDART dans le cas d'un milieu architecturalement hétérogène. Bien évidemment, l'intérêt du modèle TDART est de pouvoir traiter des milieux 3D quelconques. Le cas d'un milieu réaliste est abordé dans le chapitre III avec la simulation des températures apparentes et du bilan thermique d'une parcelle de pins maritimes.

	θ_v								
H_s	**0°**	**10°**	**20°**	**30°**	**40°**	**50°**	**60°**	**70°**	**82,5°**
8	308,07	307,42 (0,65)	307,19 (0,88)	306,48 (1,59)	305,56 (2,51)	303,88 (4,19)	302,46 (5,61)	302,17 (5,9)	302,37 (5,7)
9	312,58	311,31 (1,27)	310,63 (1,95)	309,66 (2,92)	308,43 (4,15)	306,32 (6,26)	304,72 (7,86)	304,49 (8,09)	304,69 (7,89)
10	317,51	316 (1,51)	315,02 (2,49)	313,67 (3,84)	311,95 (5,56)	309,13 (8,38)	307,52 (9,99)	307,24 (10,27)	307,44 (10,07)
11	322,04	320,32 (1,72)	319,06 (2,98)	317,39 (4,65)	315,23 (6,81)	311,74 (10,3)	309,62 (12,42)	309,3 (12,74)	309,5 (12,54)
12	324,31	322,49 (1,82)	321,1 (3,21)	319,27 (5,04)	316,88 (7,43)	313,39 (10,92)	311,64 (12,67)	311,31 (13)	311,51 (12,8)
13	325,68	323,89 (1,79)	322,54 (3,14)	320,75 (4,93)	318,41 (7,27)	314,94 (10,74)	312,99 (12,69)	312,52 (13,16)	312,72 (12,96)

Table II.6 : Températures de brillance (en K) simulées par le modèle TDART en fonction de l'heure et de la direction d'observation. Les valeurs entre parenthèses représentent l'écart $\Delta T_{app}(0°,\theta_v) = T_{app}(0°) - T_{app}(\theta_v)$ avec la simulation au nadir.

II ÉTUDES DE SENSIBILITÉ

La télédétection infrarouge permet une estimation de la température apparente des surfaces naturelles. Cependant, l'exploitation de telles données nécessite de pouvoir en extraire une information fiable. La simulation de la mesure radiométrique à partir de la modélisation du transfert radiatif dans le milieu de propagation permet d'aborder le problème de manière systématique et quantitative. Elle apparaît donc comme un outil indispensable à l'interprétation des acquisitions aéroportées ou satellitales. Cette approche est cependant difficile à mettre en œuvre du fait de le forte hétérogénéité des milieux terrestres observés. En effet, la mesure infrarouge thermique est une quantité très complexe qui dépend à la fois de la distribution des températures dans le milieu, de l'architecture de la canopée, ainsi que des configurations d'acquisition telles que la direction d'observation et les caractéristiques du radiomètre (Fuchs et al., 1967 ; Kimes, 1980a).

La sensibilité du modèle TDART aux variations de ses paramètres d'entrée est abordée ci-dessous. L'objectif de cette étude est d'illustrer l'influence des principaux paramètres qui agissent sur la mesure de la température du couvert, et d'autre part de quantifier les variations du signal simulé en fonctions des incertitudes liées à l'estimation de ces paramètres. En effet, il est important de fournir un ordre de grandeur des erreurs pouvant être engendrées sur le calcul de la température de surface par une imprécision des paramètres d'entrée utilisés. Les paramètres retenus ici sont le LAI du milieu, l'émissivité du

sol et des éléments foliaires, la distribution des températures (températures à l'ombre et au soleil, par exemple), le rayonnement atmosphérique, la structure du couvert (taux de couverture, LAD et architecture de la végétation) et la configuration d'observation.

Pour chaque cas d'étude, le milieu est représenté par deux scènes respectivement homogène et hétérogène, de façon à souligner l'influence de la structure du milieu sur l'estimation de la température de brillance des surfaces terrestres. En effet, cet aspect est encore peu étudié, car le nombre de modèles capables de simuler de manière précise la température apparente de couverts 3D et très limité, voire inexistant. Ainsi, le modèle RATP (Sinoquet *et al.*, 1998) simule avec précision l'environnement radiatif thermique de milieux 3D quelconques, pour résoudre l'équation du bilan d'énergie local, mais ne simule pas la température apparente de ces couverts. La scène hétérogène considérée correspond au cas de rangées de végétation orientées Est-Ouest. Ses caractéristiques sont décrites dans le paragraphe I.4. Selon le cas d'étude, certains paramètres expérimentaux sont modifiés.

II.1 Influence de la configuration d'acquisition sur la température apparente

La température apparente d'un couvert végétal dépend principalement de la distribution des températures à l'intérieur du milieu. Cette distribution résulte du bilan d'énergie local en tout point du milieu. La température apparente du couvert est par conséquent à la fois reliée au rayonnement net, à l'état physiologique du couvert et aux paramètres turbulents tels que la vitesse du vent, l'humidité et la température de l'air (voir chapitre III). Ainsi, une augmentation de la vitesse du vent diminue la température des éléments à la surface, et par suite diminue la température de brillance du couvert. (Guyot et Chasseray, 1981 ; Boissart *et al.*, 1990 ; Fuchs, 1990). Les variations de la température du couvert en fonction de certains paramètres caractéristiques des échanges de masse et de chaleur sont abordées dans le chapitre III. Cette partie a uniquement pour objectif d'étudier l'influence de paramètres expérimentaux sur la température de brillance du milieu, en supposant que la distribution des températures thermodynamiques est connue.

II.1.1 La direction d'observation

De nombreux travaux expérimentaux (Fuchs *et al.*, 1977 ; Guyot et Chasseray, 1981 ; Kimes et Kirchner, 1983a ; Becker et al., 1986 ; Huband et Monteith, 1986 ; Boissard *et al.*, 1990 ; Lagouarde *et al.*, 1995) et de simulation (Sutherland et Bartholic, 1977 ; Jackson *et al.*, 1979 ; Kimes *et al.*, 1980a ; Smith *et al.*, 1981 ; Kimes et Kirchner, 1983a ; Prévot, 1985 ; Fuchs, 1990 ; Sobrino et Caselles, 1990 ; François *et al.*, 1997) ont montré que la température apparente de couverts végétaux et de sols nus peut fortement varier avec la direction d'observation. Ces variations directionnelles ont aussi été mises en évidence dans

le paragraphe I de ce chapitre. Ainsi, la température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ d'un milieu homogène diminue quand la direction d'observation devient de plus en plus oblique (voir figure II.5). Cette décroissance est d'autant plus prononcée que l'émissivités des éléments du milieu est faible (voir figure II.4). Dans le cas d'un milieu hétérogène, la variation directionnelle de $T_{app}(\Omega_v)$ dépend de la géométrie du milieu (orientation des rangs, par exemple) et de la distribution des températures. Ainsi, en présence d'un sol plus chaud que les rangées de coton, $T_{app}(\Omega_v)$ décroît quand la direction d'observation s'éloigne de la verticale. De manière résumée, les variations directionnelles de la température apparente dépendent à la fois de paramètres caractéristiques du milieu, tels que l'architecture de la canopée, le taux de couverture ou le LAI, et de paramètres environnementaux comme la position du soleil, qui va par exemple déterminer la distribution des températures à l'intérieur d'un couvert. L'influence de ces paramètres est étudiée ci-dessous.

II.1.2 La position du soleil et la distribution des températures

La position du soleil affecte principalement la distribution et la valeur des températures à l'intérieur du couvert. Kimes et Kirchner (1983a) ont mesuré des écarts entre les températures de la végétation et du sol (table II.5) de l'ordre de 3K en début de journée (6h solaire) et d'environ 28K lorsque l'élévation solaire est maximale (13h solaire). En effet, la distribution des températures varie en fonction du rayonnement net absorbé par chaque élément du couvert. Le rayonnement net dépend essentiellement de la pénétration du rayonnement solaire à l'intérieur du couvert. Par suite, la température apparente est liée à la répartition des zones d'ombre et de lumière au sein du milieu. Kimes et Kirchner (1983a) n'ont pas mesuré de différences significatives entre les températures de la végétation à l'ombre ou au soleil, contrairement au cas du sol. La distribution angulaire des températures apparentes d'un couvert en rangs, simulées par le modèle TDART à différentes heures solaires, est indiquée par la figure II.9. Deux cas sont considérés : les directions d'observation (Ω_v) sont situées dans le plan perpendiculaire (figure II.9.a) ou dans le plan parallèle (figure II.9.b) aux rangées de végétation. Les directions solaires (θ_s, φ_s) et les températures des éléments du couvert utilisées sont respectivement indiquées dans les tables II.4 et II.5. Le LAI du milieu est égal à 2,8 et le taux de couverture est 0,48. Les émissivités du sol et des feuilles sont respectivement égales à 0,94 et 0,98, et le rayonnement atmosphérique est fixé à 350W.m^{-2}.

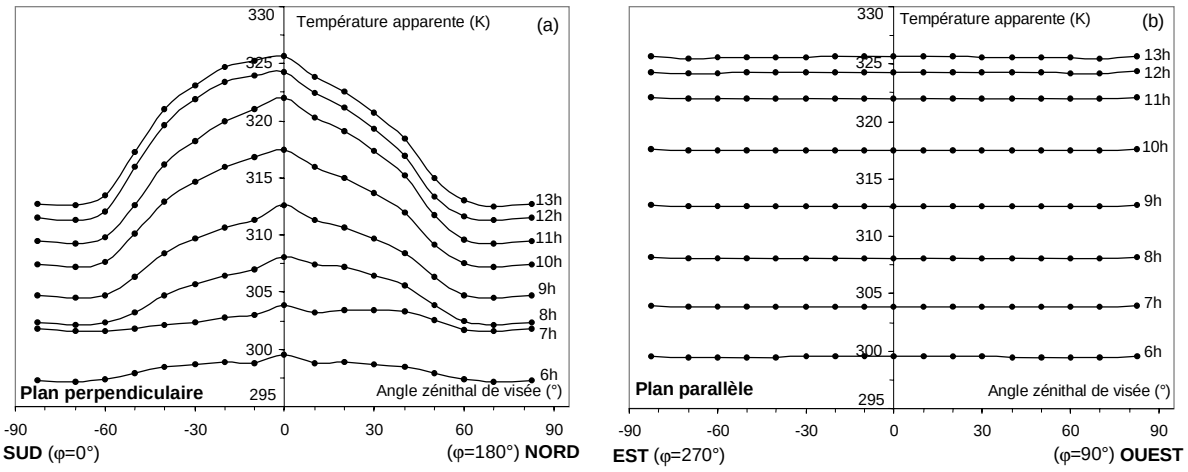


Figure II.9 : Variabilité angulaire des températures apparentes d'un couvert en rangs pour différentes heures solaires. Les directions d'observation considérées sont dans le plan perpendiculaire (a) ou parallèle (b) aux rangées de végétation. Simulation TDART.

Au cours de la journée, les variations de la température thermodynamique des éléments sont relativement importantes (table II.5). La température du sol au soleil passe par exemple de 301,4K à 341,3K entre 6H et 13H solaires. Un tel gradient thermique se répercute sur la température apparente $T_{app}(\theta_v,\varphi_v)$ du couvert qui varie fortement avec de la position du soleil : $T_{app}(0°) = 299,5K$ à 6h et $T_{app}(0°) = 325,7K$ à 13h (figure II.9).

La figure II.9 illustre la forte anisotropie de la température apparente du couvert et la forte dépendance de celle-ci avec la position du soleil. Ainsi, les variations de $T_{app}(\theta_v,\varphi_v)$ avec l'angle zénithal de visée θ_v sont inférieures à 0,2K dans le plan parallèle aux rangées (figure II.9.b), alors qu'elles peuvent atteindre 13K dans le plan perpendiculaire (figure II.9.a) à 13H. Un tel comportement est interprété ci-dessous :

- Dans le plan parallèle aux rangées (φ_v=90° ou φ_v=270°), les proportions de végétation et de sol à l'ombre et au soleil vues selon un angle zénithal d'observation θ_v sont constantes pour tout θ_v. L'émissivité du sol étant ici supposée isotrope, toute variation directionnelle de la température apparente du couvert ne peut être due qu'à une perception différente de la végétation, compte tenu de son LAI et de la fonction de phase foliaire (voir § II.2.2).
- Dans le plan perpendiculaire aux rangées (φ_v=0° ou φ_v=180°), la surface apparente des différents éléments de la scène varie avec l'angle zénithal θ_v de la direction d'observation (Ω_v). Ainsi, la moindre perception du sol quand θ_v augmente, combiné au fait que la température du sol à l'ombre ou au soleil est supérieure à celle de la végétation, explique que la température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ du couvert diminue lorsque θ_v croît. La table II.4

indique qu'à 9h solaire, la direction solaire, est parallèle aux rangées de végétation. L'absence de surface de sol à l'ombre explique alors la symétrie zénithale de $T_{app}(\Omega_v)$ dans le plan perpendiculaire aux rangées. Pour toute autre position solaire, et contrairement au cas du plan parallèle, $T_{app}(\Omega_v)$ n'est pas symétrique par rapport à l'axe $\theta_v = 0$ (figure II.9.a et table II.7). En effet, la température apparente du couvert est localement plus élevée selon la direction pour laquelle la contribution du sol au soleil est maximale. Ainsi, pour deux directions d'observation $(\Omega_v^-) = (\theta_v, 0°)$ et $(\Omega_v^+) = (\theta_v, 180°)$ de symétrie axiale, on a : $T_{app}(\Omega_v^-) > T_{app}(\Omega_v^+)$ lorsque $|\Delta\varphi_{sv}(\Omega_v^-)| < |\Delta\varphi_{sv}(\Omega_v^+)|$, où $\Delta\varphi_{sv}(\Omega_v) = \varphi_s - \varphi_v$ est l'azimut relatif entre la direction (Ω_v) et la direction solaire.

	θ_v								
	-82,5	**-60**	**-40**	**-20**	**0**	**20**	**40**	**60**	**82,5**
6H	297,3	297,4	298,5	298,8	299,5	298,8	298,5	297,4	297,3
7H	301,8	301,6	302,1	302,7	303,9	303,4	303,3	301,7	301,8
8H	302,4	302,4	304,7	306,5	308,1	307,2	305,6	302,5	302,4
9H	304,7	304,7	308,4	310,6	312,6	310,6	308,4	304,7	304,7
10H	307,4	307,7	313,0	315,9	317,5	315,0	312,0	307,5	307,4
11H	309,5	309,8	316,2	319,9	322,0	319,1	315,2	309,6	309,5
12H	311,5	312,1	319,7	323,4	324,3	321,1	316,9	311,6	311,5
13H	312,7	313,4	321,0	324,7	325,7	322,5	318,4	313,0	312,7

Table II.7 : Températures apparentes du couvert simulées par le modèle TDART en fonction de l'angle zénithal de directions d'observation perpendiculaires à l'orientation des rangées de végétation.

Dans notre cas d'étude, la température du sol à l'ombre est supérieure à celle de la végétation quelle que soit la position du soleil. Par conséquent, et contrairement au domaine des courtes longueurs d'onde pour lequel le maximum de réflectance tend à être obtenu dans la direction solaire ou direction du *hot spot*, la température apparente du couvert n'est pas nécessairement maximale dans la direction solaire. Un tel comportement directionnel a été vérifié de façon expérimentale par Lagouarde *et al.* (1995) dans le cas d'un couvert de maïs. Ces auteurs ont constaté que pour des élévations solaires variant de 67,4° à 12h, à 18,1° à 17h30 la température apparente est maximale pour une direction d'observation constante (θ_v=15°) dans le plan solaire.

Les résultats précédents mettent en évidence l'influence sur la température du couvert du gradient des températures du sol. Le gradient thermique des feuilles, entre les feuilles à l'ombre et au soleil, est en général inférieur à celui du sol et tend donc à avoir une influence moindre sur la température apparente du couvert. Comme pour le sol, il dépend de la

position du soleil, et est d'autant plus important que le soleil est élevé (Huband et Monteith, 1986). La valeur de ce gradient est analysée ci-dessous dans le cas d'un milieu homogène (LAI=2, LAD sphérique, ε_s=0,94, ε_f=0,98, T_s=305K) pour une direction solaire constante (θ_s=30°). Les variations de la température apparente du couvert en fonction de l'écart de température entre les feuilles à l'ombre et au soleil sont présentées par les courbes II.10.b. Trois profils des températures foliaires T_f sont considérés (figure II.10.a) : températures foliaires constantes et égales à 298K, variables de $T_{ombre} = 297K$ à $T_{soleil} = 299K$ et plus fortement variables de $T_{ombre} = 295K$ à $T_{soleil} = 301K$. Dans les trois cas, la moyenne des températures T_{ombre} et T_{soleil} est égale à 298K. L'approche utilisée pour distribuer les températures au sein du milieu dépend de T_{ombre} et T_{soleil}, ainsi que de la fraction de rayonnement solaire interceptée par la cellule de feuilles (voir chapitre I § III.2.3). Les températures foliaires moyennes associées aux trois distributions sont respectivement 298K, 297,8K et 297,4K.

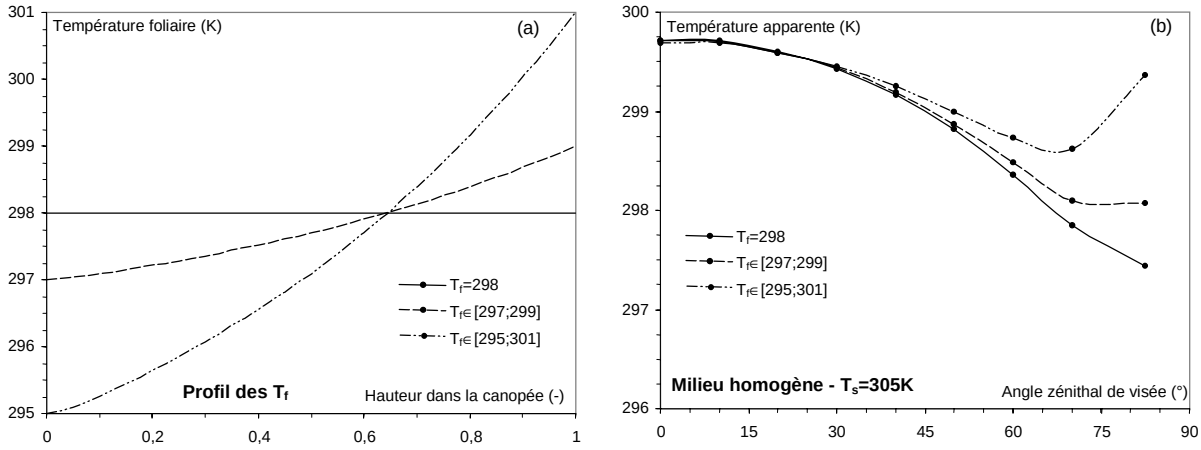


Figure II.10 : Température apparente du couvert en fonction du profil de températures foliaires. (a) profils de températures considérés. (b) Simulations TDART.

La température apparente du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ apparaît être peu sensible au profil des températures foliaires pour les angles zénithaux d'observation proches de la verticale ($\theta_v \leq 30°$). L'augmentation avec θ_v de la fraction apparente des parties supérieures du couvert, c'est à dire des parties les plus chaudes, explique qu'aux grands angles d'observation, $T_{app}(\Omega_v)$ tend à augmenter. Pour ces grands angles, $T_{app}(\Omega_v)$ dépend beaucoup du profil de température dans le couvert (figure II.10).

En résumé, la distribution angulaire de la température de brillance dépend la direction solaire, mais aussi de la structure et du fonctionnement du couvert. En effet, le

fonctionnement foliaire régule en particulier les échanges d'eau entre la feuille et l'air ambiant, et par suite influence fortement la distribution des températures foliaires.

II.1.3 Le rayonnement atmosphérique

La contribution de la réflexion du rayonnement atmosphérique R_a au niveau de la température apparente du couvert dépend à la fois de R_a, de la structure du milieu et des propriétés optiques de ses éléments. Le modèle TDART m'a permis de quantifier l'influence du rayonnement atmosphérique sur la température apparente directionnelle $T_{app}(\Omega_v)$ d'un couvert (LAI=2, LAD sphérique, ε_s=0,94, ε_f=0,98, T_s=305K et T_f=298K) modélisé à la fois de façon homogène ou hétérogène. La représentation hétérogène de la canopée correspond à une structure en rangs caractérisée par un taux de couverture égal à 0,5. Les résultats de simulation, obtenus lorsque R_a est respectivement égal à 0, 200, 300 et 400 W.m^{-2}, sont présentés par la figure II.11. Dans le cas du milieu hétérogène, les directions d'observation sont comprises dans le plan perpendiculaire aux rangées de végétation.

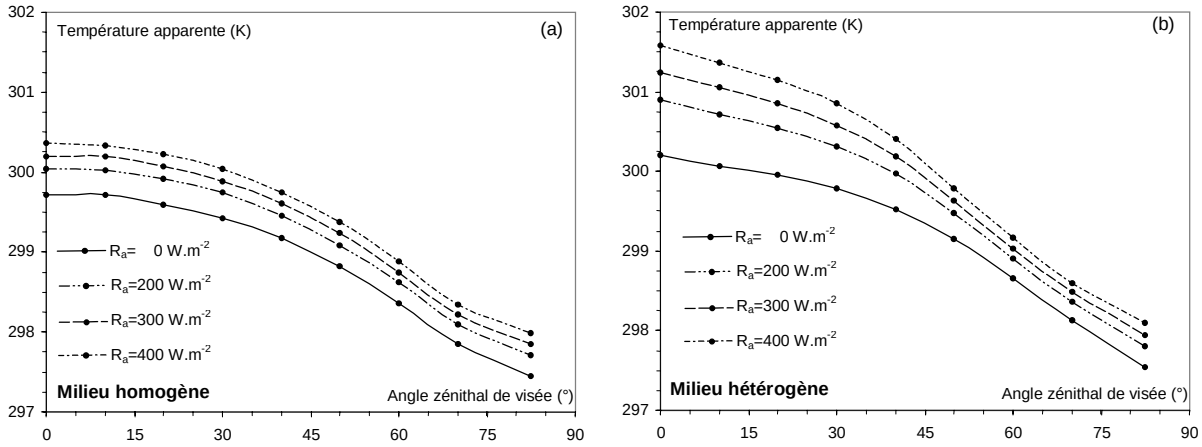


Figure II.11 : Températures apparentes d'un couvert homogène (a) ou hétérogène en rangs (b), simulées à partir du modèle TDART pour un rayonnement atmosphérique variant de 0 à 400 W.m^{-2}.

Les valeurs de $T_{app}(\Omega_v)$ obtenus pour des angles zénithaux d'observation égaux à 0° et 70° sont indiquées dans la table II.8. L'influence de l'atmosphère est plus marquée pour les directions proches de la verticale, selon lesquelles le sol, qui est l'élément le plus réfléchissant, est le mieux observé. Ainsi, une variation de +/-100W.m^{-2} de R_a entraîne une variation d'environ +/-0,3K au niveau de T_{app}(0°) dans le cas du couvert en rangs.

La température apparente du milieu homogène est moins sensible aux variations de la puissance rayonnée par l'atmosphère. Ainsi, pour toute direction de visée, une fluctuation de R_a de +/-100W.m^{-2}, fait varier $T_{app}(\Omega_v)$ d'environ +/-0,15K.

R_a (W.m^{-2})	0		200		300		400	
θ_v	0°	70°	0°	70°	0°	70°	0°	70°
Milieu homogène	299,72	297,85	300,04	298,10	300,20	298,22	300,36	298,34
Milieu hétérogène	300,21	298,13	300,90	298,36	301,24	298,48	301,58	298,59

Table II.8 : Températures apparentes des couverts homogène et hétérogène obtenues selon deux angles zénithaux d'observation θ_v, pour différentes valeurs du rayonnement atmosphérique R_a.

L'écart $\Delta T(\Omega_v) = T_{app}^{hétérogène}(\Omega_v) - T_{app}^{homogène}(\Omega_v)$ entre les températures apparentes des milieux homogène et hétérogène varie de $\Delta T(0°) = 0,6K$ à $\Delta T(82,5°) = 0,1K$ quand $R_a = 0W.m^{-2}$ et de $\Delta T(0°) = 1,2K$ à $\Delta T(82,5°) = 0,1K$ lorsque $R_a = 400W.m^{-2}$. Ce résultat met une nouvelle fois en évidence l'influence de la structure du couvert sur sa radiométrie, par le biais de la diffusion du rayonnement atmosphérique.

II.2 Influence des caractéristiques du couvert sur sa température apparente

Qu'elles soient basées sur des mesures de terrain ou sur la modélisation, toutes les études sur l'émissivité et la température apparente des couverts mettent en évidence le rôle important des propriétés optiques (émissivités du sol ε_s et des feuilles ε_f) et structurales (LAI, LAD et taux de couverture) de ces derniers.

II.2.1 Les propriétés optiques des éléments du couvert

La puissance rayonnée par un corps est d'autant plus importante que son émissivité est élevée. Compte tenu du rayonnement atmosphérique, le comportement de la température apparente du couvert végétal en fonction des variations de l'émissivité de ses éléments est toutefois beaucoup moins évident. En effet, une augmentation de l'émissivité des éléments accroît la puissance rayonnée, mais diminue les diffusions à l'intérieur du couvert, et en particulier la réflexion du rayonnement atmosphérique.

II.2.1.1 L'émissivité du sol

L'influence de l'émissivité du sol ε_s sur la température apparente du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ dépend de la structure de la canopée (figure II.12). Elle tend à être d'autant plus importante que le milieu est ouvert. Les variations de $T_{app}(\Omega_v)$ en fonction de ε_s sont illustrées ci-dessous pour un couvert homogène et pour un couvert en rangs caractérisé par un taux de couverture égal à 0,5. Les paramètres communs aux deux cas d'étude sont : LAI=2, ε_f=0,98, T_s=305K, T_f=298K, R_a=0W.m^{-2}. Dans le cas du couvert hétérogène, les variations directionnelles de $T_{app}(\Omega_v)$ sont présentées dans le plan perpendiculaire aux rangées de végétation (figure II.12.b).

La figure II.12 illustre le fait que la température du couvert est d'autant plus sensible aux variations $\Delta\varepsilon_s$ de l'émissivité du sol que la direction d'observation (Ω_v) est proche de la verticale, *c.à.d* que la contribution du sol est importante. En effet, l'influence de $\Delta\varepsilon_s$ est nulle pour les directions (Ω_v) très obliques, à la fois pour le milieu homogène et pour le milieu hétérogène. D'autre part, les plus fortes variations de la températures apparentes surviennent pour le couvert hétérogène, pour lequel la contribution de sol est beaucoup plus significative. Les résultats obtenus au nadir, pour un LAI égal à 2 ou 4, sont reportés dans la table II.9.

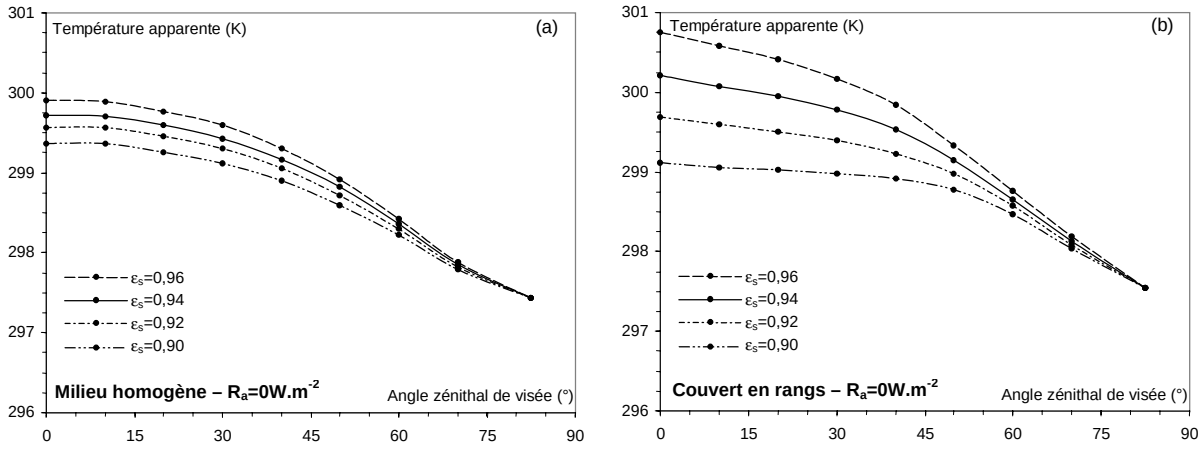


Figure II.12 : Températures apparentes des couverts (a) homogène et (b) hétérogène (rangées) simulées à partir du modèle TDART. L'émissivité du sol ε_s varie de 0,9 à 0,96. R_a=0W.m^{-2}. T_s=305K et T_f=298K.

		$\Delta T_{app}(0°)$ (en K)		
$\Delta\varepsilon_s/\varepsilon_s$		**2%**	**4%**	**6%**
Couvert homogène	**LAI=2**	0,20	0,35	0,63
	LAI=4	0,05	0,07	0,11
Couvert en rangs	**LAI=2**	0,57	1,10	1,63
	LAI=4	0,49	0,93	1,40

Table II.9 : Variations $\Delta T_{app}(0°)$ de la température apparente du couvert induites par trois variations relatives $\Delta\varepsilon_s/\varepsilon_s$ de l'émissivité du sol.

Une imprécision de 2% sur ε_s entraîne une erreur de 0,49K sur l'estimation de la température apparente au nadir du couvert hétérogène, si le LAI vaut 4. Cette erreur augmente si le LAI diminue, car l'influence du sol augmente. Dans le cas du milieu homogène, cette erreur est réduite à $\Delta T_{app}(0°) = 0{,}2K$ pour un LAI égal à 2 et devient négligeable lorsque le LAI est égal à 4. Le couvert homogène se rapproche d'un milieu fermé quand son LAI augmente et tend par conséquent à masquer le sol.

II.2.1.1 L'émissivité des feuilles

L'influence de l'émissivité des feuilles ε_f sur la température apparente du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ dépend aussi de la structure de la canopée. Les variations de $T_{app}(\Omega_v)$ induites par une fluctuation de ε_f sont en effet d'autant plus importantes que le milieu est fermé. Dans cette étude, l'émissivité du sol est fixée à 0,94 et l'émissivité des feuilles ε_f varie de 0,94 (feuilles très sèches) à 1 (figure II.13). Dans un premier temps, le rayonnement atmosphérique est négligé.

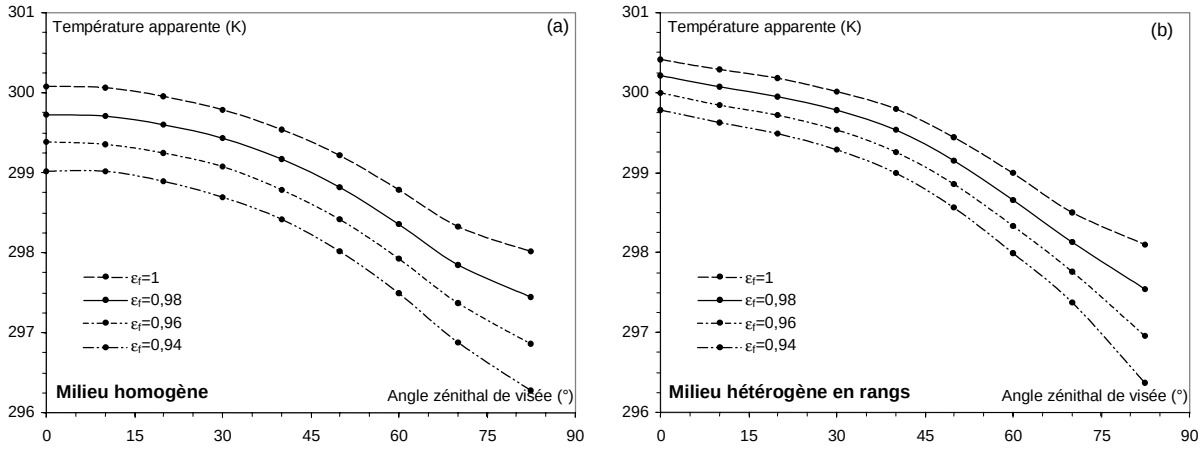


Figure II.13 : Températures apparentes des couverts (a) homogène et (b) hétérogène (rangées) simulées par le modèle TDART lorsque l'émissivité foliaire ε_f varie de 0,94 à 1. R_a=0W.m^{-2}.

La température apparente du couvert augmente avec l'émissivité foliaire. L'impact d'une variation relative $\Delta\varepsilon_f/\varepsilon_f$ de l'émissivité foliaire sur la température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ est relativement indépendant de la direction d'observation, sauf pour les grands θ_v où il augmente légèrement. Ceci correspond en effet à des configurations où la contribution du feuillage est maximale. La table II.10 indique les variations $\Delta T_{app}(0°)$ de la température apparente au nadir, induites par une variation relative $\Delta\varepsilon_f/\varepsilon_f$ de l'émissivité foliaire. Le LAI du couvert est égal à 2 ou à 4. Dans le cas du couvert homogène, $T_{app}(0°)$ augmente avec le LAI. Cette tendance n'apparaît pas pour le couvert hétérogène.

		$\Delta T_{app}(0°)$ (en K)		
$\Delta\varepsilon_f/\varepsilon_f$		**2%**	**4%**	**6%**
Couvert homogène	**LAI=2**	0,36	0,70	1,05
	LAI=4	0,39	0,77	1,15
Couvert en rangs	**LAI=2**	0,19	0,43	0,64
	LAI=4	0,21	0,42	0,63

Table II.10 : Variations $\Delta T_{app}(0°)$ de la température apparente de couverts homogène et hétérogène, induites par une variation du LAI et de l'émissivité des feuilles ε_f.

De manière logique, l'impact des variations de l'émissivité foliaire sur la température apparente du couvert est fortement réduit en présence d'atmosphère. En effet, une augmentation de ε_f accroît l'émission de la canopée, mais diminue les réflexions du rayonnement atmosphérique sur la canopée et inversement, une diminution de ε_f accroît les réflexions et réduit l'émission de la canopée. La figure II.14 illustre cette tendance pour un couvert homogène, lorsque R_a est égal à 300 et 400 $W.m^{-2}$.

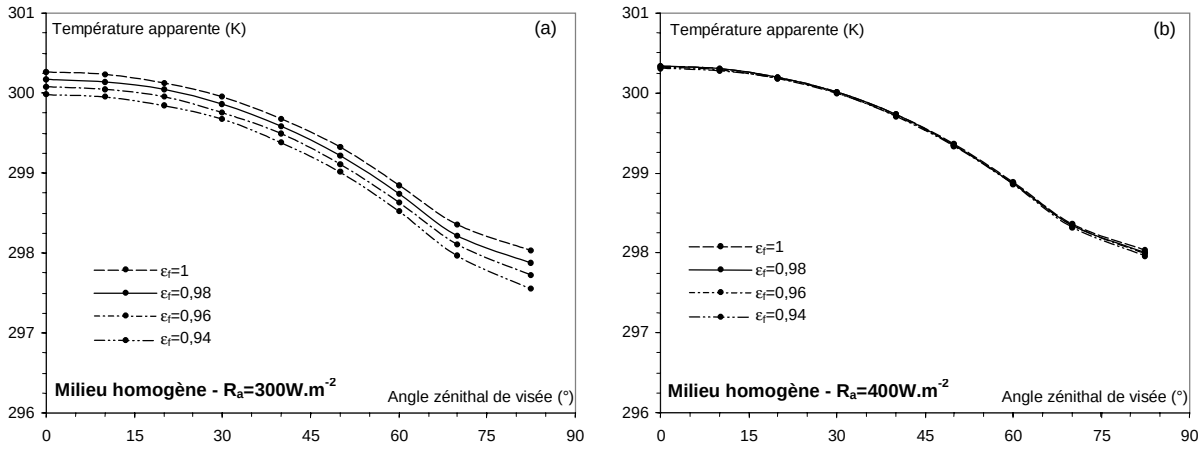


Figure II.14 : Températures apparentes d'un couvert homogène simulées à partir du modèle TDART pour différentes émissivités foliaires ε_f lorsque l'éclairement atmosphérique R_a est égal à 300$W.m^{-2}$ (a) ou 400$W.m^{-2}$ (b). LAI=2, T_s=305K et T_f=298K.

Quelle que soit la direction d'observation, la présence d'atmosphère réduit la variation $\Delta T_{app}(\Omega_v)$ de la température apparente du couvert induite par une fluctuation relative $\Delta\varepsilon_f/\varepsilon_f$ de l'émissivité foliaire. Pour $\Delta\varepsilon_f/\varepsilon_f = 6\%$ et θ_v=0°, cet écart est $\Delta T_{app}(0°) = 0{,}27K$ si $R_a = 300W.m^{-2}$. Par contre, $\Delta T_{app}(\Omega_v)$ est négligeable (<0,02K) si $R_a = 400W.m^{-2}$. Lorsque le rayonnement émis par l'atmosphère est proche de celui émis par la canopée, la température apparente du couvert est donc très peu sensible aux fluctuations ou imprécisions associées à l'émissivité foliaire. Alors, et seulement dans ce cas, $T_{app}(\Omega_v)$ peut, en première approximation, être estimée en forçant l'émissivité des feuilles à 1 et en négligeant le rayonnement atmosphérique.

II.2.2 Les paramètres de structure du couvert

Les études précédentes ont mis en évidence l'importance et l'influence de la structure d'un milieu végétal sur sa signature radiométrique directionnelle. Ainsi, l'anisotropie de la température apparente est d'autant plus marquée que le milieu est relativement ouvert. Ceci est cohérent avec les mesures de Kimes *et al.* (1980a) : le faible gradient thermique de la surface apparente d'un couvert très dense ($LAI \approx 5{,}4$) ou très épars ($LAI \approx 0{,}05$) implique de

très faibles variations directionnelles de la température apparente. L'impact des paramètres structuraux (LAI, LAD, taux de couverture, architecture) est analysé ci-dessous.

II.2.2.1 L'indice foliaire

L'influence du LAI sur la température apparente du couvert est étudiée pour trois représentations du milieu (figure II.15). Pour ces trois cas d'étude, le LAI varie de 1 à 8, le LAD est sphérique, ε_s=0,94, ε_f=0,98, T_f=298K et T_s=305K ou 303K (courbes c). Les trois représentations du paysage considérées sont :

- couche homogène (courbes a et c). La température du sol T_s est égale à 303K ou 305K.
- rangées de végétation (courbes b). Le taux de couverture est 50% et la largeur des rangées est égale à sa hauteur. Les directions d'observation présentées sont situées dans le plan perpendiculaire aux rangées.
- couronnes d'arbres (courbes d). Le taux de couverture est également égal à 50%, les houppiers sont modélisés par des demi ellipsoïdes de hauteur et largeur égales à 2m et la hauteur du tronc est fixée à 1,5m.

Pour les trois cas d'étude, toute augmentation du LAI réduit la contribution du sol et par conséquent diminue la température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ du milieu. Le comportement de $T_{app}(\Omega_v)$ vis à vis d'une fluctuation du LAI est toutefois caractéristique de la représentation architecturale utilisée. Cet aspect est analysé ci-dessous.

- Milieu homogène : la variation $\Delta T_{app}(\Omega_v)$ induite par une variation du LAI est d'autant plus importante que la direction d'observation (Ω_v) est proche de la verticale et que le sol est chaud (courbes a et c). Les valeurs de $T_{app}(\Omega_v)$ obtenues pour des angles zénithaux d'observation égaux à θ_v=0° et θ_v=30° sont reportées dans la table II.11. Les écarts $\Delta T_{app}(\theta_v=30°)$ engendrés par une variation ΔLAI=±1 pour un LAI=3, *c.à.d.* pour une variation relative ΔLAI/LAI de ±33%, sont respectivement +0,42K et –0,32K si T_s=303K, et +0,69K et –0,41K si T_s=305K. La température apparente du couvert tend à converger vers une valeur limite constante et isotrope pour un LAI supérieur à 10.

		LAI 1	2	3	4	6	8	10
T_s=303K	**θ_v=0°**	299,35	298,98	298,55	298,2	297,84	297,69	297,64
	θ_v=30°	299,22	298,78	298,36	298,04	297,75	297,66	297,62
T_s=305K	**θ_v=0°**	300,56	299,72	298,99	298,47	297,93	297,73	297,65
	θ_v=30°	300,35	299,43	298,71	298,25	297,82	297,67	297,63

Table II.11 : Températures apparentes du couvert homogène selon les angles zénithaux d'observation θ_v=0° et θ_v=30° pour deux températures du sol différentes : T_s=303K et T_s=305K.

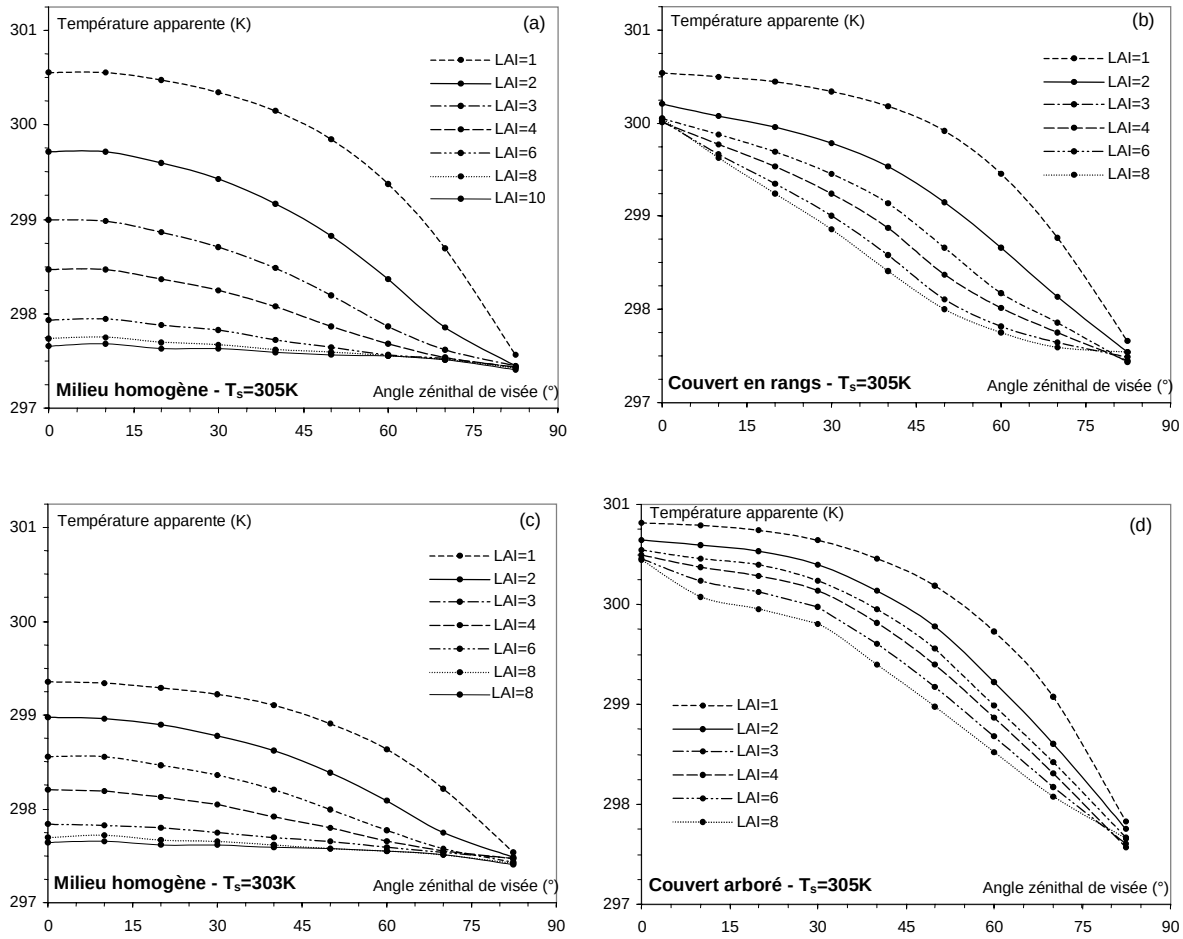
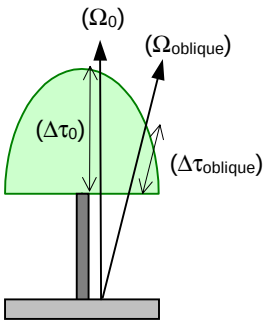


Figure II.15 : Températures apparentes d'un couvert homogène (a et c), d'un couvert en rangs (b) et d'un couvert arboré (d) simulées à partir du modèle TDART lorsque le LAI du milieu varie de 1 à 8. La température du sol est égale à 305K (a, b et d) ou 303K (c).

- Couverts hétérogènes : le comportement de la température apparente vis à vis d'une fluctuation du LAI est très différent du cas homogène. Les variations $\Delta T_{app}(\Omega_v)$ à la verticale tendent à être négligeables pour des valeurs de LAI supérieures ou égales à 2.

Comparativement au cas homogène, la végétation regroupée à l'intérieur de rangs ou de couronnes est beaucoup plus dense, si bien que le LAI local est beaucoup plus élevé que celui de la scène totale. Par suite, $T_{app}(\Omega_v)$ converge plus rapidement pour les directions d'observation proches de la verticale. Cet effet est beaucoup moins marqué pour les directions d'observation obliques ($\Omega_{oblique}$). En effet, un rayonnement émis par le sol suit alors un trajet optique $\Delta\tau$ très variable à l'intérieur du feuillage et qui dépend de la structure du couvert (voir figure ci-contre).



Les remarques précédentes expliquent qu'aux faibles angles zénithaux d'observation, les variations $\Delta T_{app}(\Omega_v)$ induites par une fluctuation du LAI sont inférieures à celles obtenues dans le cas homogène. Les valeurs de $T_{app}(\Omega_v)$ obtenues pour des angles zénithaux d'observation égaux à θ_v=0° et θ_v=30° sont reportées dans la table II.12. Les écarts $\Delta T_{app}(\theta_v=30°)$ engendrés par une variation ΔLAI=$\pm$1 pour un LAI=3, *c.à.d.* pour une variation relative ΔLAI/LAI de $\pm$33% sont respectivement égaux à +0,32K et –0,21K pour le couvert en rangs, et à +0,15K et –0,1K pour le couvert arboré. Les variations ΔT_{app} de la température apparente sont donc plus importantes pour le couvert en rangs que pour le couvert arboré.

		LAI					
		1	**2**	**3**	**4**	**6**	**8**
Couvert en rangs	**θ_v=0°**	300,54	300,21	300,05	300,01	300,02	300,05
	θ_v=30°	300,34	299,78	299,46	299,25	299	298,86
Couvert arboré	**θ_v=0°**	300,81	300,64	300,54	300,5	300,46	300,44
	θ_v=30°	300,64	300,39	300,24	300,14	299,97	299,8

Table II.12 : Températures apparentes du couvert simulées selon les angles zénithaux d'observation θ_v=0° et θ_v=30° dans les cas des couverts en rangs et arboré.

II.2.2.2 Le taux de couverture

L'influence du taux de couverture sur la température apparente du couvert est illustrée par la figure II.16.a dans le cas d'un couvert en rangs. Le taux de couverture varie de 25% à 100%. Cette variation est obtenus en modifiant la distance entre les rangées. Au cours de la journée, la température du sol étant en général supérieure à celle de la végétation qui transpire, $T_{app}(\Omega_v)$ est donc d'autant plus élevée que le milieu est ouvert, donc que le taux de couverture est faible. Selon la direction verticale, une fluctuation du taux de couverture de 25% engendre une variation $T_{app}(\Omega_v)$ de 0,25K. Pour un angle zénithal d'observation supérieur à 30°, les résultats de simulation obtenus pour des taux de couverture de 75% et 100% sont très similaires.

II.2.2.3 L'orientation des feuilles

Guyot et Chasseray (1981) ont observé des écarts de 1K à 3K entre les températures apparentes mesurées sur une parcelle de blé 'Talent' dont les feuilles sont dressées, et celles mesurées sur une parcelle de blé 'Capitole' dont les feuilles sont plutôt horizontales. De telles différences soulignent la forte influence de l'orientation des feuilles sur la température du couvert. Pour un même LAI et pour des directions de visée proches de la verticale, un couvert dont les feuilles sont plutôt verticales (LAD érectophile) apparaît plus

chaud qu'un couvert dont les feuilles sont en majorité horizontales (LAD planophile), car la contribution du sol sur la température apparente du milieu est alors plus importante. La distribution des normales foliaires à l'intérieur de la canopée est toutefois un paramètre difficilement mesurable. Kimes et Kirchner (1983b) ont par exemple mesuré des variations journalières significatives de l'orientation des feuilles en fonction de l'espèce végétale, mais aussi en fonction du mouvement héliotrope des feuilles, et de paramètres environnementaux comme la vitesse du vent et le stress hydrique. Les couverts végétaux sont donc fréquemment caractérisés par une distribution foliaire sphérique (Ross, 1981), qui représente une répartition uniforme des normales foliaires dans l'espace $2\pi^+$. Ici, l'influence de la distribution foliaire sur la température apparente $T_{app}(\Omega_v)$ d'un couvert homogène (figure II.16.b) est évaluée en considérant trois distributions foliaires : planophile, érectophile et sphérique (voir table II.13).

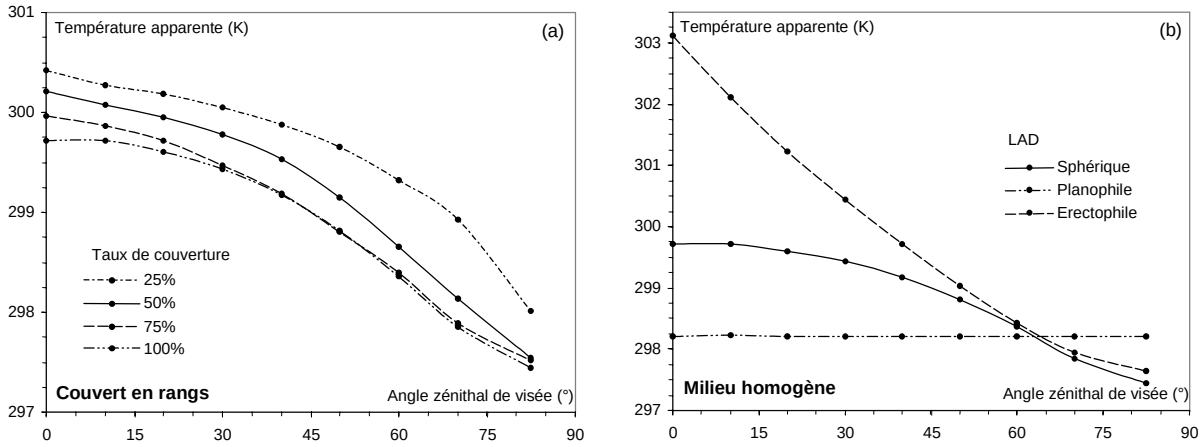


Figure II.16 : Températures apparentes simulées par TDART. (a) Couvert en rangs dont le taux de couverture (%C) varie de 25% à 100%. (b) Milieu homogène avec différentes orientations foliaires. LAI=2.

θ_v	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	82,5°
Sphérique	299,72	299,71	299,6	299,43	299,17	298,82	298,36	297,85	297,44
Planophile	298,2	298,23	298,2	298,21	298,2	298,2	298,2	298,21	298,21
Erectophile	303,12	302,11	301,23	300,45	299,72	299,04	298,43	297,94	297,65

Table II.13 : Températures apparentes du couvert homogène simulées par TDART pour trois distributions angulaires foliaires : sphérique, planophile et érectophile.

Les différences obtenues sur la température du couvert $T_{app}(\Omega_v)$ en fonction du LAD sont maximales selon la direction d'observation verticale, *c.à.d* pour la direction selon laquelle la section efficace foliaire est respectivement maximale pour un LAD érectophile et minimale

pour un LAD planophile. Ces écarts sont d'autant plus importants que le sol est chaud. Une imprécision sur l'estimation du LAD peut donc engendrer de fortes erreurs sur $T_{app}(\Omega_v)$. Dans le cas d'un milieu homogène, utiliser abusivement un LAD sphérique introduit une erreur de +1,7K sur la température apparente au nadir si le couvert est en fait planophile, et une erreur de -3,4K si le couvert est plutôt érectophile. Le LAD semble être par conséquent un des paramètres de structure les plus influents sur la température apparente des couverts. Ceci explique que de nombreuses études de modélisation sont basées sur la mesure préliminaire de la position et de l'orientation des feuilles à l'intérieur de la canopée (Kimes, 1981 ; Smith *et al.*, 1981 ; Prévot, 1985 ; Mc Guire *et al.*, 1989).

III CONCLUSION PARTIELLE

D'une manière générale, la validation d'un modèle de transfert radiatif est d'autant plus complexe à réaliser que les phénomènes physiques, ainsi que le milieu de propagation, sont représentés précisément. En effet, l'accroissement du réalisme de la simulation est généralement associé à une augmentation du nombre de paramètres d'entrée du modèle. Toute validation dépend par conséquent de la disponibilité et de la qualité de mesures expérimentales 'adaptées' au modèle considéré. Pour le cas du modèle TDART, une validation rigoureuse nécessite à la fois une description précise des propriétés structurales, biophysiques et optiques du milieu, ainsi que des mesures temporellement cohérentes de la température radiométrique du couvert et du profil des températures thermodynamiques de ses éléments. De telles données n'ont pu être utilisées dans le cadre de cette thèse.

Toutefois, la première partie de ce chapitre a permis de vérifier la cohérence du modèle TDART et de tester sa validité dans le cas de couverts homogènes et hétérogènes simples (plantations en rangs). L'étude de sensibilité du modèle a mis en évidence l'impact qu'une fluctuation ou une incertitude des principaux paramètres d'entrée peut exercer sur l'estimation de la température apparente des couverts. Ainsi, une mauvaise estimation du LAD engendre des erreurs de 1K à 4K sur la température d'un couvert. De telles variations dépendent bien évidemment de la distribution des températures à l'intérieur du milieu, qui est en général très difficilement accessible par la mesure. Ce point est abordé dans le chapitre III, avec la détermination de la distribution des températures à partir du bilan d'énergie sur l'ensemble du couvert.

CHAPITRE III

MODÉLISATION DES BILANS

RADIATIF ET ÉNERGÉTIQUE

La température joue un rôle majeur au niveau des échanges énergétiques entre les surfaces terrestres et leur atmosphère, c'est à dire au niveau de chaque terme du bilan d'énergie. La télédétection infrarouge fournit une mesure de la température apparente du système 'surface-atmosphère', et par suite une estimation de la température de surface. Elle est par conséquent un outil unique pour l'étude et le suivi du fonctionnement de la végétation. Ainsi, de nombreux travaux relient la température radiométrique aux flux de chaleur convectifs, comme le flux de chaleur sensible H (Jackson *et al.*, 1977 ; Lagouarde *et al.*, 1996 ;Stewart *et al.*, 1993) ou le flux d'évapotranspiration LE (Seguin et Itier, 1983 ; Seguin *et al.*, 1991 ; Taconet *et al.*, 1995 ; Guérif et al., 1996 ; Chauki *et al.*, 1997 ; Duchemin, 1998). La répétitivité temporelle des acquisitions satellitales permet de suivre l'évolution de cette température, ce qui renseigne sur l'évolution des composantes des bilans énergétique et hydrique des surfaces terrestres. Ainsi, la température peut apparaître alors comme un indicateur du stress hydrique au niveau du couvert (Fuchs, 1990). De telles approches sont fréquemment utilisées sur les cultures.

Ce chapitre présente un modèle intégré, qui simule à la fois les mesures de télédétection (courtes longueurs d'onde et infrarouge thermique) et les mécanismes majeurs, directement associés au bilan énergétique, qui interviennent dans le fonctionnement de la végétation (échanges de masse et chaleur, activité photosynthétique). L'objectif est d'aboutir à la modélisation des échanges énergétiques (flux et rayonnements) qui influencent de façon significative la distribution des températures, et par suite la radiométrie infrarouge d'un couvert végétal. En effet, le modèle TDART, ainsi que la plupart des modèles de transfert radiatif dans l'infrarouge thermique, nécessite la connaissance à priori de la température des éléments du couvert. Cette distribution des températures est très difficilement accessible à partir de mesures *in situ*, et résulte de l'équilibre local, atteint en chaque point du milieu, entre les gains et les pertes d'énergie. L'approche adoptée repose sur l'utilisation combinée du modèle de transfert radiatif optique DART (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996), de son module infrarouge thermique TDART présenté dans les chapitres précédents, du modèle de fonctionnement foliaire de Collatz *et al.* (1991) et de paramétrisations simples des flux de chaleur et de masse. Sa principale originalité est de prendre en compte la nature hétérogène des couverts végétaux, de façon à résoudre l'équilibre thermique en chaque point du milieu et estimer par la suite la distribution tridimensionnelle des températures. Il est important de noter que ce modèle est à un stade très préliminaire. Son développement est toujours en cours.

I LE BILAN RADIATIF

Le rayonnement net R_n de la surface représente le bilan des échanges radiatifs sur les domaines des courtes et grandes longueurs d'onde (0,3-100 µm), *c.à.d* l'énergie radiative effectivement absorbée par la surface. Au niveau des surfaces terrestres, ce bilan est souvent représenté par l'équation suivante :

$$R_n = (1-\omega).R_G + \varepsilon.R_a - \varepsilon.\sigma.T_{rad}^4 \qquad (W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}) \qquad (III.1)$$

R_G est le rayonnement incident global de courtes longueurs d'onde et R_a est le rayonnement atmosphérique thermique, T_{rad} est la température radiative de la surface, σ la constante de Boltzmann et ω et ε sont respectivement l'albédo et l'émissivité de la surface, intégrés sur le spectre d'émission. Ces quantités sont directement calculées par le modèle DART. L'albédo ω est calculé dans les courtes longueurs d'onde [0,4; 3µm] alors que l'émissivité ε est calculée dans l'infrarouge thermique [3; 100µm] à partir de la loi de Kirchhoff. Pour un milieu non isotherme, la température T_{rad} est calculée par le module TDART. Le bilan radiatif dans chaque domaine spectral est abordé ci-dessous.

I.1 Le bilan radiatif dans les courtes longueurs d'onde

Le modèle DART (Gastellu-Etchegorry *et al.*, 1996) décrit l'environnement radiatif des couverts végétaux dans les domaines spectraux du visible (VIS : 0,4-0,7µm), du proche infrarouge (PIR : 0,7-1,4µm) et moyen infrarouge (MIR : 1,4-2,5µm). Plus précisément, il simule la réflectance bidirectionnelle des couverts, ainsi que la distribution 3D des rayonnements incident, intercepté et absorbé au sein du milieu. Le modèle DART constitue l'ossature du modèle d'échanges d'énergie présenté par la suite. Ceci souligne l'évidente nécessité de tester sa validité. La validation d'un modèle est généralement difficile à réaliser en raison de l'importante diversité des conditions expérimentales (directions d'observation et d'éclairement, caractéristiques du milieu observé, influence de l'atmosphère, etc.) que le modèle est supposé représenter. J'ai réalisé deux études dans le but d'évaluer la validité du modèle DART. Elles ont consisté à comparer des quantités mesurées et simulées, ces dernières étant d'une part la réflectance du couvert et d'autre part sa transmittance. L'étude portant sur la réflectance a été réalisée à partir des mesures de la réflectance de trois sites de forêts boréales fournies par le GSFC/NASA et par l'équipe POLDER du CESBIO. L'étude sur la transmittance a été effectuée à partir de mesures de la transmittance d'une parcelle de la forêt de pins maritimes des Landes, dans le cadre d'une collaboration entre l'INRA (Bordeaux), Météo France et le CESBIO. Les principaux résultats sont présentés ci-dessous.

I.1.1 Validité du modèle en réflectance

L'étude présentée constitue à ce jour le principal travail réalisé pour valider le modèle DART sur des couverts forestiers. Elle a été effectuée sur trois sites d'étude du projet BOREAS (Sellers *et al.*, 1995), caractéristiques de la partie Sud de la forêt boréale canadienne. Il s'agit de parcelles matures d'épinettes noires (*Old Black Spruce* : OBS), de pins (*Old Jack Pine* : OJP) et de trembles (*Old Aspen* : OA) d'une superficie d'environ 50x50 m^2. Le projet BOREAS (*BOReal Ecosystem-Atmosphere Study*), principalement dirigé par l'agence spatiale américaine (NASA) et le centre canadien de télédétection (CCRS), a pour objectif de mieux comprendre le fonctionnement des écosystèmes boréaux et leurs interactions avec l'atmosphère. Il a débuté par d'intensives campagnes de mesures qui se sont étalées sur le printemps, l'été et l'automne 1994. Les sites retenus, pour ce travail de validation, ont été choisis en raison de la très bonne description du milieu (densité et dimension des arbres, LAI, taux de couverture, propriétés optiques foliaires, etc.) et de la disponibilité de mesures du facteur de réflectance bidirectionnel (FRD) des différentes parcelles. Ces dernières ont été respectivement acquises par l'instrument de terrain PARABOLA (Deering *et al.*, 1995) et par le capteur aéroporté POLDER (Bréon *et al.*, 1997 ; Bicheron et Leroy, 1999).

- L'instrument PARABOLA (Portable Apparatus for Rapid Acquisitions of Land and Atmosphere) mesure le FRD du couvert dans trois bandes spectrales centrées autour des longueurs d'onde 666nm (rouge), 825nm (proche infrarouge) et 1656nm (moyen infrarouge). Le temps d'intégration est de 11s et l'angle de vue instantané (IFOV) est de 15°. Les mesures ont été acquises en déplaçant le capteur le long d'un transept de 20 m, à environ 14 m au dessus de la canopée. Pour chaque position, tous les 2 m le long du câble, l'instrument mesure la luminance de la surface dans 70 directions environ. Compte tenu de l'IFOV de l'instrument, cet échantillonnage directionnel permet de couvrir la superficie totale de la parcelle. Toutefois, les valeurs de luminance mesurées selon différentes directions ne correspondent pas à la même surface au sol ; l'utilisation du FRD moyen le long du transept permet de minimiser ce défaut de mesure.
- L'instrument POLDER (POLarisation Directionality of Earth's Surfaces) a mesuré au même moment que PARABOLA la signature directionnelle des sites BOREAS à partir d'un avion C-130 de la NASA. Le capteur est composé d'une matrice CCD (288x384 pixels avec un IFOV de 0.37°) et d'une roue porte-filtre qui échantillonne les domaines du visible et du proche infrarouge en 5 bandes spectrales centrées autour des longueurs d'onde 443, 550, 670, 864 et 910nm. L'angle de vue total est ±43° selon la trace du vecteur et ±51° selon la direction perpendiculaire à cette trace. La dimension des pixels est d'environ 35mx35m, compte tenu de l'altitude de l'avion égale à 5500m. La

succession d'images selon la trace du vecteur permet l'observation d'un même site selon différents angles de visée. De plus, les parcelles ont été survolées selon différents caps : le plan principal solaire, le plan perpendiculaire et le plan à 45° par rapport au plan solaire. Les données POLDER ont été corrigées des effets atmosphériques (Bicheron *et al.*, 1997).

	Paramètres	OBS	OA	OJP
Canopée	Densité	2700 ind/ha	1200 ind/ha	1840 ind/ha
	Hauteur	10,3m (4,6m)	23,2m (4m)	14,5m (2,2m)
	Hauteur du tronc	3,5m (2,7m)	16.4m (3.0m)	6.04m (2.50m)
	DBH	0,1m (0,05m)	0,20m (0,05m)	0,12m (0,04m)
	∅ du houppier	0,85m (0,4m)	3,5m (1,1m)	2,6m (0,9m)
	Forme du houppier	Conique	Ellipsoïdale	Conique
	LAI	2,35	2,02	1,54
	LAD	Sphérique	Sphérique	Sphérique
Feuilles et Aiguilles	ρ_f adaxiale (VIS/PIR)	0,09 / 0,46	0,05 / 0,46	0,11 / 0,53
	ρ_f abaxiale (VIS/PIR)	0,12 / 0,44	0,11 / 0,45	0,09 / 0,53
	τ_f (VIS/PIR)	0,05 / 0,32	0,05 / 0,45	0,07 / 0,34
Sous-bois	Type	Sol+mousse	Noisetiers	Sol+mousse
	Hauteur		2,0m (1,0m)	
	ρ_f adaxiale (VIS/PIR)		0,06 / 0,39	
	ρ_f abaxiale (VIS/PIR)		0,11 / 0,44	
	τ_f (VIS/PIR)		0,08 / 0,55	
	LAI		2.9	
	LAD		Sphérique	
SKYL	(VIS/PIR)	0,16 / 0,10	0,16 / 0,10	0,16 / 0,10

Table III.1 : Paramètres caractéristiques des sites BOREAS (Juin 1994). L'écart type sur les mesures est représenté entre parenthèses.

Les signatures directionnelles des sites OBS, OA et OJP, mesurées par les instruments PARABOLA et POLDER (juin 1994) et simulées par les modèles de transfert radiatif DART et SAIL (Verhoef, 1984) dans les domaines du visible et proche infrarouge sont représentées par la figure III.1 dans le plan principal solaire. Le modèle SAIL représente le milieu de propagation de façon turbide. La comparaison des résultats obtenus par les modèles SAIL et DART permet alors d'évaluer l'impact de l'architecture sur les FRD simulés. Les caractéristiques biophysiques et optiques du couvert, utilisées en entrée du modèle SAIL sont identiques ou équivalente à celles employées par DART. Les paramètres utilisés en entrée du modèle DART sont indiqués dans la table III.1.

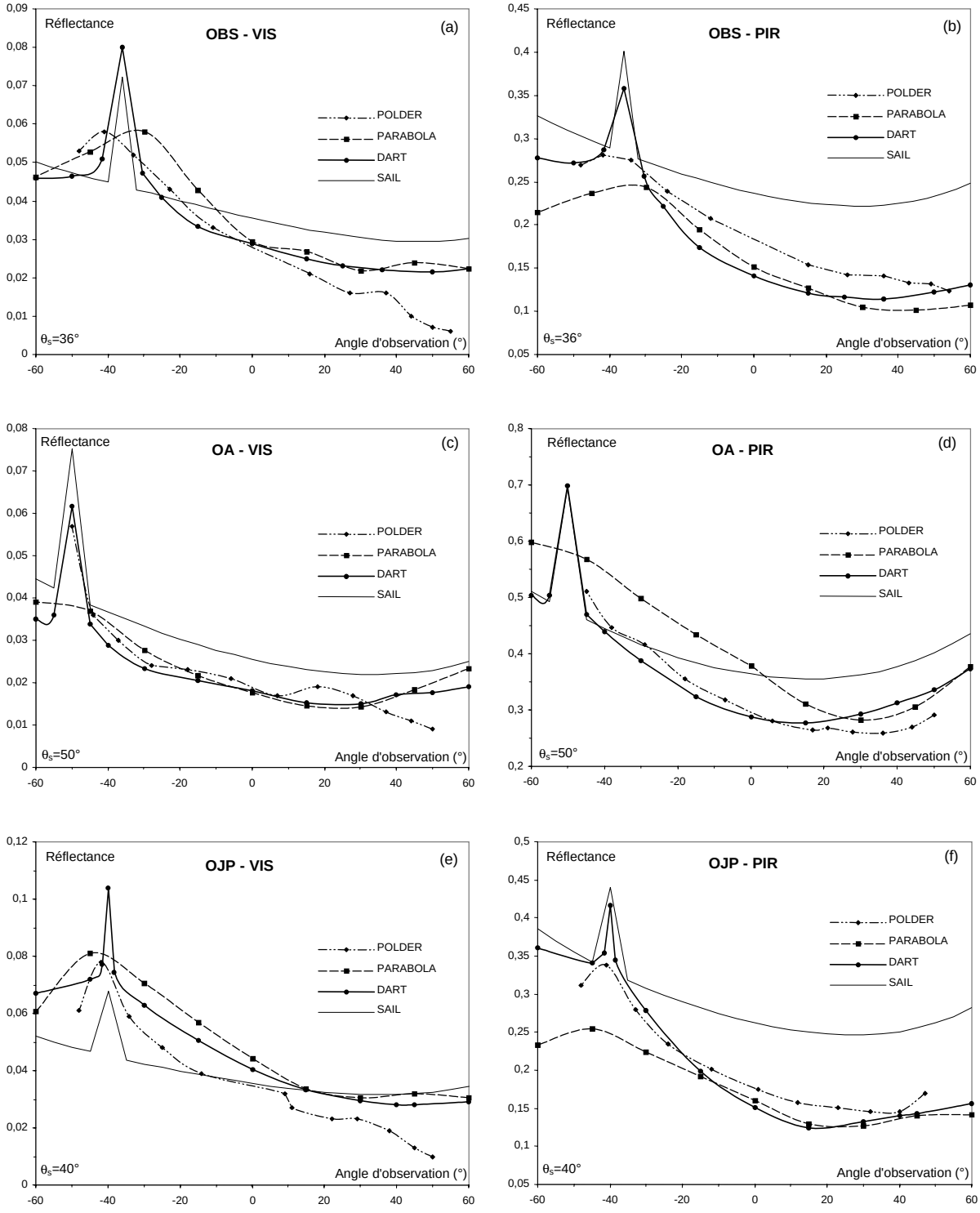


Figure III.1 : Réflectances bidirectionnelles des sites OBS (a et b), OA (c et d) et OJP (e et f), mesurées par les instruments PARABOLA et POLDER et simulées par les modèles DART et SAIL dans les domaines du visible (VIS) et du proche infrarouge (PIR).

Le sous-bois des sites OBS et OJP est composé d'un sol sombre recouvert de mousse. L'anisotropie de la réflectance $\rho_s(\Omega_s,\Omega_v)$ d'un tel sous-bois a été modélisé en utilisant le modèle SOILSPEC (Jacquemoud, 1992) :

$$\rho_s(\Omega_s,\Omega_v) = \frac{\omega}{4}.\frac{1}{\mu_s-\mu_v}.\{[1+B(\Psi_{sv})].P(\Omega_s,\Omega_v) + H(\omega,-\mu_s).H(\omega,\mu_v) - 1\} \quad \text{(III.2)}$$

avec $B(\Psi_{sv}) = [1+\frac{1}{h}.\tan(\frac{\Psi_{sv}}{2})]^{-1}$, $H(\omega,x) = \frac{1+2.x}{1+2.\sqrt{1-\omega}.x}$,

$$P(\Omega_s,\Omega_v) = 1 + b_1.\cos\Psi_{sv} + c_1.\frac{3.\cos^2\Psi_{sv}-1}{2} + b_2.\cos\Psi'_{sv} + c_2.\frac{3.\cos^2\Psi'_{sv}-1}{2} ,$$

$$\cos\Psi_{sv} = \cos\theta_s.\cos\theta_v + \sin\theta_s.\sin\theta_v.\cos(\phi_s-\phi_v)$$

et $\cos(\Psi'_{sv}) = \cos\theta_s.\cos\theta_v - \sin\theta_s.\sin\theta_v.\cos(\phi_s-\phi_v)$

Le coefficient de hot spot ainsi que les paramètres de forme a_1, a_2, b_1 et b_2, utilisés dans cette étude, ont été estimés par Jacquemoud (1992) dans le cas d'un sol humide. L'albédo ω du sous-bois dans le visible et le proche infrarouge est respectivement égal 0,1 et 0,32 pour le site OBS et 0,12 et 0,45 pour le site OJP. Seuls les principaux résultats ainsi que les conclusions relatives à la validation du modèle DART sont reportés dans ce manuscrit. L'étude complète est présentée par Gastellu-Etchegorry, Guillevic *et al.* (1999).

I.1.1.1 Influence de l'architecture du couvert sur sa signature radiométrique

Quel que soit le domaine spectral, le modèle SAIL surestime largement la réflectance directionnelle des parcelles par rapport à celles mesurées par PARABOLA et POLDER, ou simulée par le modèle DART (figure III.1). Cet effet est plus marqué dans le proche infrarouge. Ainsi, l'erreur relative entre les FRD simulés par SAIL et les FRD mesurés dépasse en moyenne 30% dans le visible et 70% dans le proche infrarouge. Cette surestimation systématique de la réflectance, alors que le modèle SAIL emploie les mêmes paramètres d'entrée que DART, est uniquement liée à la représentation du milieu utilisée : le modèle SAIL néglige l'architecture du couvert, et par suite les ombres, qui tendent à diminuer la réflectance. Toutefois, les résultats obtenus sur la parcelle OJP dans le visible ne vérifient pas un tel comportement. Ceci est dû au fait que le sous-bois du site OJP a un albédo de simple diffusion supérieur à celui des autres sites. En effet, la représentation 'turbide' de la canopée implique une sous-estimation de la contribution du sol au niveau de la réflectance du couvert. Cette composante est d'autant plus importante que le milieu est ouvert. Dans le cas du site OJP, les erreurs introduites en négligeant les ombres, *c.à.d* une surestimation du FRD, semblent compenser celles engendrées par la sous-estimation de l'influence du sous-bois.

I.1.1.2 Comparaisons entre mesures PARABOLA et POLDER et simulations DART

- *Étude comparative*

Il est important de constater que les mesures effectuées dans le visible ou le proche infrarouge par les instruments PARABOLA et POLDER diffèrent en moyenne d'environ 25% en relatif. De plus, sur le site OBS, la réflectance POLDER - VIS décroît fortement dans le plan principal selon la direction avant, contrairement aux réflectances PARABOLA et aux simulations. Cette décroissance est probablement due à une correction atmosphérique imparfaite des données POLDER sur ce site.

Les réflectances directionnelles simulées par le modèle DART apparaissent très cohérentes avec les mesures radiométriques, et en particulier avec les acquisitions PARABOLA. La table III.2 indique la moyenne des réflectances mesurées ou simulées dans le plan principal, ainsi que les différences obtenues entre capteurs et modèles dans le cas du site OBS. Les écarts relatifs entre mesures et simulations DART sont en général inférieurs à 5%. Il convient cependant d'être très prudent lors de l'interprétation de tels résultats, en raison de l'incertitude sur les valeurs de référence, *c.à.d* sur les réflectances mesurées. De plus, l'obtention de faibles erreurs entre FRD simulés et mesurés n'a de sens que si l'estimation des paramètres biophysiques et optiques du couvert, utilisés en entrée du modèle, est fiable et représentative de la parcelle.

$\rho_m \backslash \rho_n$	**POLDER**	**PARABOLA**	**DART**	**SAIL**
POLDER	**0,022** **0,164**	-0,012	-0,006	-0,014
PARABOLA	0,010	**0,034** **0,154**	0,006	-0,002
DART	0,019	0,009	**0,028** **0,145**	-0,008
SAIL	-0,075	-0,085	-0,095	**0,036** **0,239**

Table III.2 : Moyenne (diagonale) dans le plan principal des réflectances visible et proche infrarouge mesurées par PARABOLA et POLDER et simulées par DART et SAIL. Les différences (ρ_m-ρ_n) obtenues entre instruments et modèles sont indiquées pour le visible (partie supérieure droite) et pour le proche infrarouge (partie inférieure gauche).

En effet, lors de la validation d'un modèle, la notion d'erreur perd son sens si l'ordre de grandeur de l'incertitude des mesures est supérieur ou égal à celui de l'écart obtenus entre les mesures et les simulations. Par exemple, les résultats du modèle SAIL surestiment suffisamment les FRD mesurés pour que l'on puisse affirmer qu'un tel modèle n'est pas

adapté aux sites étudiés. Lors de la comparaison de réflectances mesurées et simulées, seuls les ordres de grandeur des écarts peuvent donc avoir un sens. L'inévitable imprécision des paramètres optiques et biophysiques mesurés sur le terrain complexifie la validation d'un modèle de transfert radiatif. Ainsi, les mesures du LAI et des propriétés optiques foliaires des sites BOREAS diffèrent de façon significative entre les expérimentateurs. Par exemple, l'albédo foliaire associé au site OBS est estimé à 0,11 ou 0,17 selon les équipes. Cet aspect induit une forte incertitude sur les FRD simulés, incertitude en partie indépendante de la précision des modèles. De façon caricaturale, une imprécision de 1 $m^2.m^{-2}$ sur la mesure du LAI, entraîne une variation relative de la réflectance au nadir d'environ 20% dans le visible et 10% dans le proche infrarouge. Dans le cas des sites BOREAS, l'étude de la sensibilité du modèle DART aux fluctuations de ses principaux paramètres d'entrée est décrite par Gastellu-Etchegorry, Guillevic *et al.* (1999).

Pour la direction particulière du *hot spot*, qui correspond à la configuration où le soleil, le capteur et la cible sont 'alignés', les réflectances mesurées sont nettement inférieures à celles estimées par DART. Ceci est uniquement dû au fait que les capteurs PARABOLA et POLDER n'ont pas échantillonné exactement la direction du *hot spot*. L'important IFOV (15°) de PARABOLA explique que les réflectances mesurées pour des directions proches du *hot spot* soient très influencées par ce dernier, et donc localement fortes.

- *Variabilité spatiale de la réflectance*

De part sa capacité à simuler des images directionnelles de télédétection, le modèle DART permet d'étudier la variabilité spatiale, *c.à.d* l'écart type, de la réflectance des couverts. Il peut ainsi être employé pour évaluer l'impact de la résolution spatiale Δr sur la réflectance mesurée. Les variabilités spatiales de la réflectance dans le visible (VIS) et du NDVI, pour le site OBS, sont présentés par la figure III.2, pour trois directions d'observation, qui sont les directions du nadir (θ_v=0°), du *hot spot* (θ_v=36°; φ_v=180°) et spéculaire (θ_v=36°; φ_v=0°). Le soleil est positionné selon la direction (θ_s=36°; φ_s=180°).

Ces résultats soulignent que la réflectance du couvert n'est stationnaire que pour des résolutions spatiales suffisamment élevées, c'est à dire suffisamment supérieures aux dimensions caractéristiques du couvert (dimensions des couronnes des arbres, distance moyenne entre les arbres, etc.). Dans le cas du site OBS, la superficie de la parcelle, pour laquelle la variance de l'image est quasi nulle, est estimée à environ 20x20m. Ce résultat est cohérent avec le fait que cette surface peut être supérieure à 100x100m pour une parcelle de forêt tropicale (Gastellu-Etchegorry, Guillevic *et al.*, 1999). En effet, dans ce dernier cas, les couronnes des arbres ont de plus grandes dimensions. Le fait que deux instruments, par exemple PARABOLA et POLDER, aient des résolutions spatiales différentes peut donc

expliquer qu'ils fournissent des mesures de réflectance relativement différentes quand ils observent la même surface.

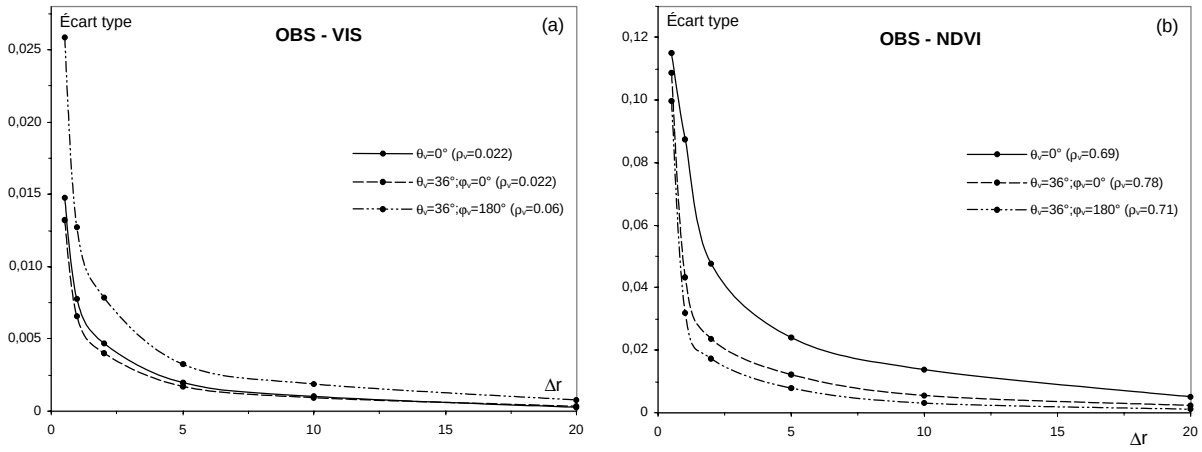


Figure III.2 : Variation de l'écart type des images OBS simulées par DART en fonction de la résolution spatiale Δr, pour différentes directions d'observation dans le plan principal : (a) Visible et (b) NDVI. θ_S=36° et φ_S=180°. La valeur moyenne sur l'image est indiquée entre parenthèses pour chaque direction.

Les remarques sur l'incertitude associée aux mesures aéroportées et de terrain ne doivent pas occulter le fait que nous avons pu bénéficier de jeux de données relativement exceptionnels. Ainsi, les instruments POLDER et PARABOLA sont uniques et extrêmement utiles pour toutes les études de télédétection où l'aspect directionnel est étudié ou utilisé. D'autre part, la qualité du jeu de mesures biophysiques et optiques des sites BOREAS est généralement considérée comme globalement supérieure aux jeux de données habituellement disponibles pour étudier la végétation par télédétection.

Le modèle DART n'a donc pu être validé de façon rigoureuse. Les résultats obtenus illustrent cependant la capacité du modèle à reproduire la signature spectrale et directionnelle des milieux forestiers, à partir de paramètres biophysiques mesurés sur le terrain et/ou réalistes. Par rapport à une représentation turbide du couvert, la prise en compte de l'architecture 3D améliore la précision des réflectances simulées. Ce résultat souligne l'intérêt des modèles 3D. Ils peuvent en particulier être très utiles pour étudier les relations entre les mesures de télédétection et des paramètres biophysiques des couverts tels que le LAI par exemple.

I.1.2 Validité du modèle DART en transmittance

La capacité du modèle DART à simuler correctement la transmittance d'un couvert forestier a été testée dans le cas d'une parcelle de pins de la forêt des Landes. Ce travail a été réalisé pour le domaine du visible (0,4-0,7 µm).

I.1.2.1 Le site expérimental

Le site d'étude est une parcelle de pins maritimes (*Pinus pinaster* Aït.) de la forêt des Landes. Il fait partie du réseau de mesures EUROFLUX (EUROFLUX, 1996) et se situe au Bray, à 20km au Sud-Ouest de Bordeaux (latitude 44°42' Nord, longitude 0°46' Ouest). Il s'agit d'une plantation de pins âgés de 28 ans, caractérisée par une hauteur de 18 à 19m et une densité de 500 arbres à l'hectare. L'indice foliaire (LAI) des arbres varie entre 2,8 et 3,2. Le sous-bois est en grande partie constitué de Molinie (*Molinea coerulea moench*) dont la hauteur est d'environ 0,7m et le LAI est au maximum égal à 1,5. Les photographies de la figure III.3 illustrent l'aspect de la parcelle de pins ainsi que l'environnement des capteurs de PAR utilisés pour mesurer la transmittance du couvert.

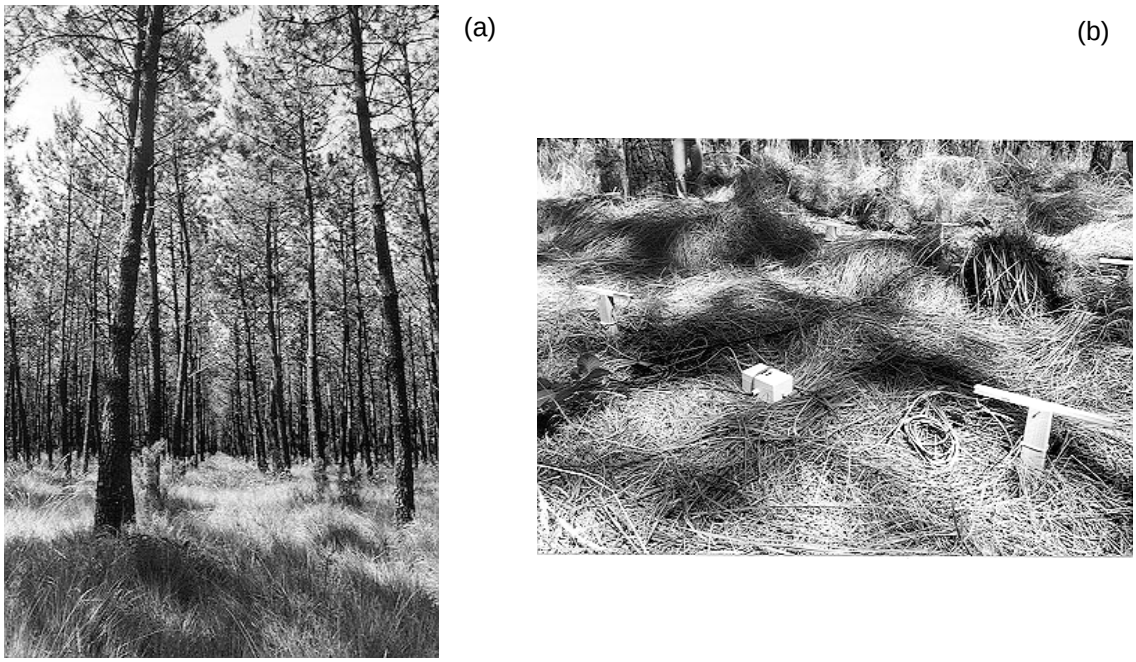


Figure III.3 : Parcelle d'étude de pins maritimes (a) et réseau de capteurs PAR (b).

I.1.2.2 Les mesures de rayonnement incident au niveau du sous-bois

Le rayonnement photosynthétiquement actif (PAR) incident au niveau du sous-bois est mesuré par un réseau de 30 capteurs PAR/SOLEMS installés sous la canopée. Ces capteurs sont des photopiles au silicium dont la surface active de détection est égale à 286mm x3mm. Ils ont été étalonnés par J.L. Rougean à Météo France. Depuis le mois de juillet 1998, les mesures de PAR sont acquises en continu au cours de la journée avec un pas de temps d'acquisition égal à 10 mn. Les capteurs sont disposés selon un maillage régulier ; ils sont espacés de 1,5 m sur une surface au sol de 6mx7,5m (figure III.4). Cette disposition a été choisie de manière à échantillonner la variabilité spatiale de la transmittance du couvert de

pins. Le choix d'une surface relativement faible mais assez bien échantillonée permet de tenir compte du fait que la variabilité de la transmittance est plus importante aux hautes fréquences spatiales. La difficulté majeure est alors de définir une zone représentative de la parcelle totale. Le PAR réfléchi et incident sur le couvert est mesuré par deux capteurs supplémentaires, fixés au sommet d'une tour à proximité de la zone échantillonée, qui sont respectivement orientés vers le ciel et vers le couvert. Ce dispositif a été développé lors d'une étude préliminaire au projet EMATREF (Étude Multi-Approche du Transfert Radiatif dans les Écosysthèmes Forestiers), dans le cadre d'une collaboration avec l'INRA (Bordeaux), Météo France et le CESBIO (Lagouarde et Roujean, 1998).

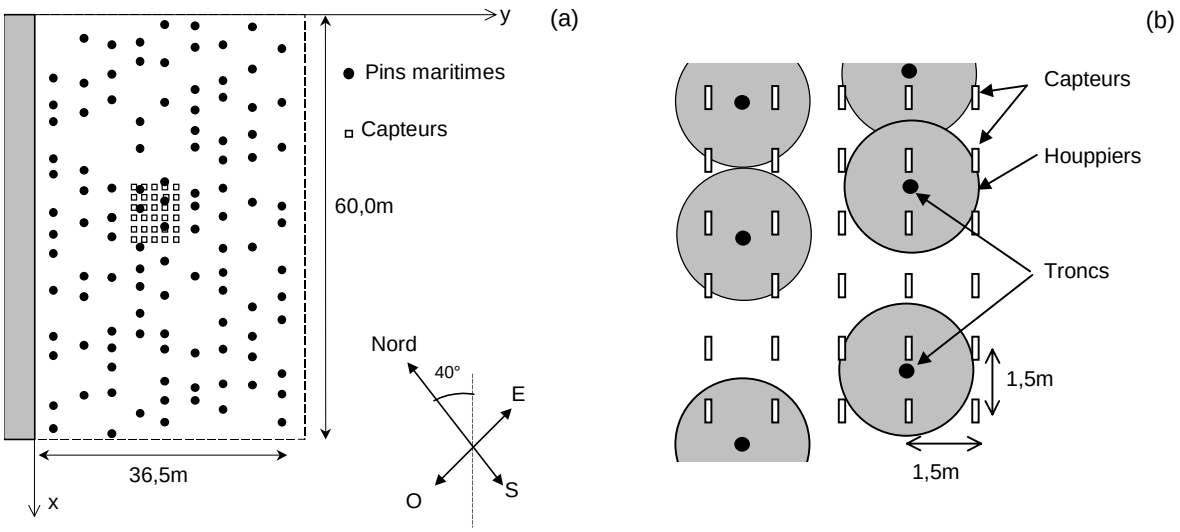


Figure III.4 : Position des pins dans la parcelle (a). Disposition du réseau de capteur PAR sous la canopée (b)

La transmittance *T* de la canopée est estimée par le rapport entre la moyenne des mesures effectuées par les capteurs au sol et la mesure du rayonnement incident sur le couvert. Elle dépend à la fois de la structure de la canopée et des caractéristiques du rayonnement incident, *c.à.d* de la position du soleil et de la fraction de rayonnement diffus atmosphérique (SKYL). Les contributions directe et diffuse du PAR total incident sur le site n'ont pu être mesurées. Le SKYL, par ciel clair, a été estimé à partir de la formule empirique établie par Ni *et al.* (1998) durant la campagne BOREAS au cours de journées ensoleillées. Il dépend de l'angle zénithal solaire et d'un paramètre ν_a caractéristique du rayonnement atmosphérique :

$$SKYL(\theta_s,\nu_a) = \frac{\nu_a}{\cos\theta_s+\nu_a} \qquad \text{(III.3)}$$

Le paramètre ν_a est estimé de façon à ajuster la fonction "T.SKYL(θ_s,ν_a)" sur les mesures de transmittance de la canopée obtenue par ciel clair pour des directions solaires très obliques, c'est à dire pour des directions telles que les transmittances 'direct-direct' et direct-diffus' sont supposées nulles. Le terme T représente alors essentiellement la transmittance T_{diff} 'diffuse-diffuse' de la canopée, *c.à.d* la transmittance de la canopée à un rayonnement incident totalement diffus. En première approximation, celui-ci est généralement supposé isotrope. Ici, la transmittance de la canopée est simulée par le modèle DART à partir de paramètres d'éclairement (θ_s, φ_s, SKYL) moyens, déterminés pour le mois d'août en fonction de la localisation du site (voir table III.3). T_{diff} est calculé en fixant le SKYL à 1. Ainsi, le terme ν_a a été estimé à 0,4 à partir des mesures effectuées par ciel clair pendant le mois d'août 1998.

Heure	**6H**	**7H**	**8H**	**9H**	**10H**	**11H**	**12H**	**13H**	**14H**	**15H**	**16H**	**17H**	**18H**
θ_s (°)	82	71	60	50	40	33	29	31	38	47	57	68	78
φ_s (°)	142	132	121	109	93	72	44	16	352	335	322	311	301
SKYL	0,74	0,55	0,44	0,38	0,34	0,32	0,31	0,32	0,34	0,37	0,42	0,52	0,66

Table III.3 : Positions du soleil (θ_s, φ_s) et valeurs du SKYL moyennes pour le mois d'août, en fonction de l'heure solaire.

Le milieu a été modélisé à la fois de façon homogène et tridimensionnelle. La représentation homogène permet de simuler les résultats que fournirait un modèle 'turbide' de type SAIL (Verhoef, 1984). La représentation 3D utilise les informations disponibles sur la structure du couvert : position et dimensions moyennes de arbres, taux de couverture (%C≈70%). Les couronnes de pins sont représentées par des ellipsoïdes composés, de hauteur (H) et largeur respectivement égales à 7 m et 4 m, et de densité volumique foliaire u_f égale à 1 $m^2.m^{-3}$. Pour le cas homogène, le milieu est décrit par une superposition de couches turbides identiques de densité foliaire égale à LAI/H≈0,43 $m^2.m^{-3}$. Les paramètres communs aux deux représentations sont indiqués ci-dessous :

- Le LAI du couvert est égal à 3 et la distribution angulaire des aiguilles est supposée sphérique.
- Les propriétés optiques moyenne des aiguilles de pins dans le domaine du visible ont été estimées par Berbigier et Bonnefond (1995) : ρ_f = 0,09 et τ_f = 0,014. L'albédo du sous-bois est supposé égal à 0,1.

Les transmittance mesurées $T_{mes}(H_s)$ et simulées $T_{DART}(H_s)$ au cours de 12 journées ensoleillées du mois d'août 1998 sont présentées par la figure III.5 et la table III.4, en

fonction de l'heure solaire H_s. Plus précisément, la figure III.5 indique les transmittances moyennes, minimales et maximales mesurées. Les transmittances simulées sont relatives aux deux cas de milieu indiqués ci-dessus : 3D et turbide. Elles représentent la transmittance moyenne de la parcelle, *c.à.d* la moyenne des fractions de rayonnement (fPAR) incident sur l'ensemble du sous-bois.

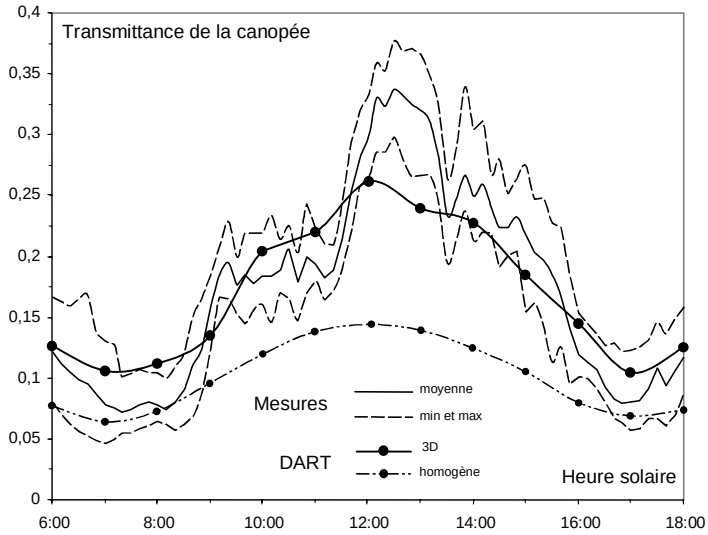


Figure III.5 : Profil temporel de la transmittance d'une parcelle de pins maritimes. Mesures avec un réseau de capteurs PAR (valeurs moyennes, minimales et maximales) et simulations à partir du modèle DART (milieu 3D et homogène).

	6H	8H	10H	12H	14H	16H	18H	Journée
mesures	0,121	0,077	0,183	0,299	0,250	0,120	0,117	0,205
DART (3D)	0,127 (-4%)	0,112 (-45%)	0,205 (-12%)	0,262 (12%)	0,228 (9%)	0,144 (-20%)	0,125 (-7%)	0,195 (5%)
DART (homogène)	0,078 (36%)	0,073 (6%)	0,120 (34%)	0,142 (53%)	0,125 (50%)	0,080 (33%)	0,074 (37%)	0,114 (44%)

Table III.4 : Transmittances de la canopée mesurées et simulées par le modèle DART à partir d'une représentation 3D et turbide de la canopée. Les écarts relatifs entre mesures et simulations sont indiqués entre parenthèses. La transmittance moyenne sur la journée est indiquée dans la dernière colonne.

I.1.2.3 Comparaisons des résultats de simulation

Les transmittances $T_{DART}(H_s)$ simulées par le modèle à partir d'une représentation homogène ou hétérogène du milieu mettent en évidence l'influence de l'architecture de la canopée sur

l'éclairement de son sous-bois. Le fait de négliger la structure du couvert sous-estime fortement l'estimation de la transmittance et par suite surestime le rayonnement absorbé par la végétation haute. L'écart quadratique moyen entre les transmittances simulées en prenant en compte ou non cette hétérogénéité est égal à 0,074. Les différences observées sont maximales quand le soleil est à son zénith (voir figure III.4). Au midi solaire, l'écart relatif entre les simulations est environ égal à 46%. De telles différences sont dues au fait que la végétation regroupée à l'intérieur de houppiers facilite la pénétration du rayonnement incident. D'autre part, ce regroupement tend à diminuer l'éclairement foliaire moyen, ce qui réduit l'absorption du couvert. La structure du couvert joue par conséquent un rôle très important sur la transmittance et l'absorption de la canopée, et par suite sur les échanges énergétique et l'activité photosynthétique du milieu (voir § II). Le modèle DART permet de plus de modéliser les trouées, ou *clumping*, à l'intérieur des couronnes, *c.à.d* l'agencement des aiguilles en amas ou en pousses. Une telle représentation demanderait une description très précise de l'architecture du houppier et reste par conséquent difficilement réalisable. L'influence du *clumping* a été étudiée dans le cas de parcelles de forêt tropicale et boréale (Guillevic et Gastellu-Etchegorry, 1999). Les principaux résultats montrent qu'au niveau de la parcelle, l'influence des effets de *clumping* sur la transmittance du couvert est négligeable devant l'impact du regroupement du feuillage au sein de couronnes.

I.1.2.4 Comparaisons entre mesures et simulations

De manière évidente, le plus grand réalisme de la représentation 3D du milieu conduit à des résultats beaucoup plus cohérents vis à vis des mesures. L'écart quadratique moyen entre les transmittances mesurées et simulées est égal à 0,033 dans le cas de la représentation 3D, alors qu'il est égal à 0,089 pour la représentation homogène. Les écarts relatifs $\Delta T/T = (T_{mes}(H_s) - T_{DART}(H_s))/T_{mes}(H_s)$ entre mesures et simulations sont indiqués entre parenthèses dans la table III.4. Au midi solaire, $\Delta T/T$ est égal à 12% pour la modélisation tridimensionnelle et 53% pour la modélisation homogène. La transmittance moyenne T_{moy} sur la journée, c'est à dire la moyenne des transmittances pondérées par le PAR incident sur le couvert, est 0,205 pour les mesures, 0,195 pour la simulation '3D' et 0,114 pour la simulation 'turbide'. La représentation homogène est donc inadaptée pour simuler les échanges radiatifs à l'intérieur d'un tel milieu forestier. Par contre, la représentation 3D fournit une tendance et une valeur moyenne journalière très cohérentes. Toutefois, elle conduit à surestimer la transmittance de la canopée lorsque le soleil est très oblique et à la sous-estimer quand le soleil est proche de son zénith. De tels écarts peuvent avoir de multiples origines. Les trois causes majeures sont certainement liées à :

- la représentation imprécise du milieu. Bien que plus réaliste que la représentation turbide, la modélisation 3D employée reste une approximation grossière de la réalité. En effet les houppiers de pins sont ici représentés par un milieu turbide délimité par une enveloppe ellipsoïdale. La transmittance de la couronne est par conséquent sous-estimée. D'autre part, l'architecture des arbres est décrite par des paramètres moyens sur la parcelle.
- l'imprécision des paramètres optiques (ρ_s, ρ_f et τ_f) et biophysiques (LAI, etc.) utilisés pour représenter le couvert.
- l'imprécision des mesures de PAR. Les capteurs ont une surface active relativement faible et sont répartis de manière régulière. Dans ces conditions, trente mesures locales sont-elles bien représentatives du PAR incident sur la parcelle?

Toute approche de modélisation a bien évidemment ses limites. Ici, le modèle permet de simuler la tendance de la transmittance $T(H_s)$ de la canopée en fonction des variations des configurations d'éclairement. Il permet de plus d'étudier la sensibilité de la quantité simulée aux paramètres caractéristiques du milieu ou de son environnement. Les résultats précédents ont montré, fort logiquement, que $T(H_s)$ dépend fortement de la structure du milieu. Le modèle permet alors de quantifier les variations de $T_{DART}(H_s)$ induites par des fluctuations des paramètres de structure. Cet aspect est important, car il est souvent nécessaire de pouvoir comparer l'influence du rayonnement à celle d'autres facteurs (LAI, par exemple) sur le fonctionnement de la végétation. L'influence du LAI ou du taux de couverture (%C) sur la transmittance de la canopée est présentée ci-dessous. Les variations temporelles de la transmittance $\Delta T_{DART}(H_s)$ induites par des variations de ±0,5 unité de LAI et ±10% du taux de couverture sont illustrées par la figure III.6 et la table III.5.

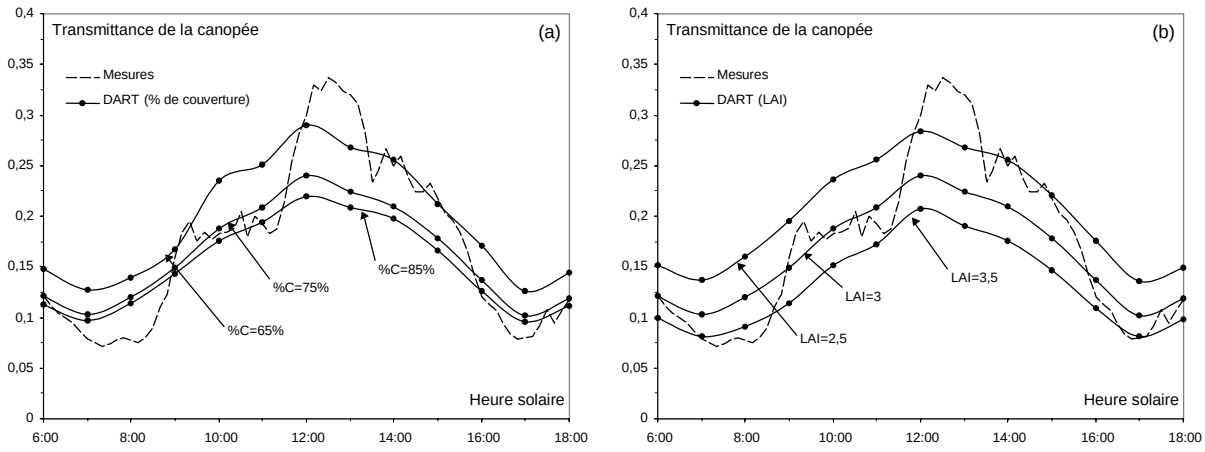


Figure III.6 : Variations de la transmittance de la canopée de la parcelle de pins selon (a) le taux de couverture (LAI=3) et (b) le LAI (%C=75%).

	%C=75%, LAI=3	Δ%C=-10%	Δ%C=+10%	ΔLAI=-0,5	ΔLAI=+0,5
9H	0,148	0,167 (13%)	0,143 (-3%)	0,195 (32%)	0,114 (-23%)
12H	0,24	0,289 (20%)	0,219 (-9%)	0,283 (18%)	0,207 (-14%)
15H	0,178	0,212 (19%)	0,166 (-7%)	0,221 (24%)	0,146 (-18%)

Table III.5 : Variations de la transmittance $\Delta T_{DART}(H_s)$ en fonction d'une fluctuation du LAI ou du taux de couverture. Les variations relatives par rapport à $T_{DART}(H_s)$ simulée pour LAI=3 et %C=75% sont indiquées entre parenthèses.

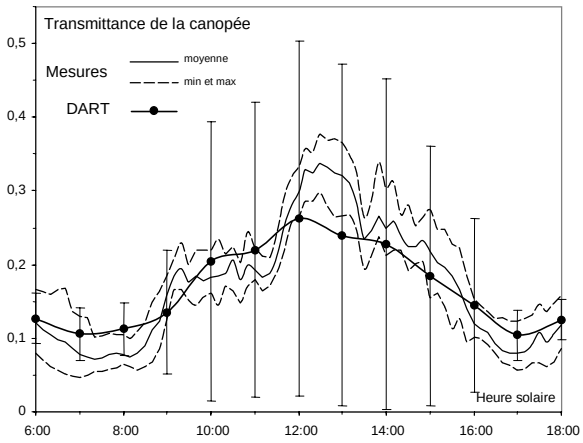
Les variations $\Delta T_{DART}(H_s)$ engendrées par une fluctuation du taux de couverture sont maximales autour du midi solaire, c'est à dire pour les directions solaires les moins obliques, beaucoup plus sensibles à la structure du milieu. Ce comportement est moins marqué lors des variations du LAI. Une sous-estimation de 13% du taux de couverture ou de 16% du LAI en relatif entraîne une surestimation de $\Delta T_{DART}(H_s)$ respectivement égale à 20% et 18%, au midi solaire. La transmittance est par conséquent très sensible au paramètres structuraux du couvert. L'emploi de paramètres moyens (LAI, %C, etc.) tend à sous-estimer la transmittance de la canopée. De manière schématique, ceci correspond plus ou moins au fait que l'exponentielle e^{-m} d'une moyenne m est inférieure à la moyenne des exponentielles e^{-m_i} des composantes m_i de m. Les résultats de comparaison entre mesures locales et simulations sont par conséquent très dépendantes de la rigueur du protocole de mesure.

I.1.2.5 Variabilité spatiale et temporelle de la transmittance locale

Compte tenu de la faible surface d'intégration des capteurs, le signal mesuré par un photomètre est extrêmement bruité. La transmittance locale simulée par le modèle DART est aussi spatialement et temporellement très variable. Elle dépend des dimensions en abscisse et ordonnée des cellules élémentaires utilisées pour discrétiser la scène. L'écart type de $T_{DART}(H_s)$ autour de la valeur moyenne est illustré sur la figure III.7. Il diminue évidemment si des moyennes locales de cellules sont considérées, ce qui permet de se ramener à des variations moins brutales et plus réalistes. La représentation 3D employée fournit en effet une surestimation de la variabilité spatiale de la quantité simulée, si cette variabilité est calculée directement sans aucun lissage.

Figure III.7

Transmittances de la canopée mesurées (valeurs moyenne et extrémales) et simulées par le modèle DART (valeur moyenne ± un écart type σ).



Les comparaisons entre mesures et simulations de la transmittance au niveau local, *c.à.d* au niveau de chaque capteur sous la canopée, demandent une description et une représentation très précises du milieu. Elles n'ont pas été réalisées dans le cadre de cette étude. La variabilité locale de la transmittance du rayonnement solaire direct a par contre été étudiée dans le cas d'une parcelle de tremble (Old Aspen : OA) de la forêt boréale (Guillevic et Gastellu-Etchegorry, 1999). La transmittance $T_{DART}(H_s)$ est simulée au niveau de deux points (1) et (2) placés sous la canopée (figure III.8). Contrairement au point (1), le point (2) se situe sous une couronne d'arbre. Les profils temporels $T_{DART,1}(H_s)$ et $T_{DART,2}(H_s)$ simulés au niveau de ces points diffèrent et varient énormément dans le temps. Ils dépendent à la fois de la position du point sous la canopée, de la position du soleil et de la structure de la canopée (LAI, hauteur des arbres et forme des couronnes). La transmittance moyenne $T_{DART}(H_s)$ de la parcelle a été simulée par le modèle DART en utilisant deux représentations de la canopée : 3D et turbide. Ces deux transmittances varient de façon similaire et sont particulièrement lisses, contrairement aux transmittances locales. Ces résultats illustrent une nouvelle fois que le fait de négliger l'architecture 3D du couvert conduit à une sous-estimation de sa transmittance.

Les résultats précédents soulignent donc deux points particuliers :

- les difficultés liées à la mesure de la transmittance de la canopée à partir d'un nombre limité de capteurs. Cette transmittance doit être représentative de la parcelle.
- la nécessité d'utiliser un modèle de transfert radiatif adapté au milieu étudié. Le modèle DART semble bien approprié à l'étude des couverts forestiers caractérisés par une forte hétérogénéité. Les modèles homogènes ne sont toutefois pas à exclure, mais nécessitent un étalonnage particulier en fonction des caractéristiques du site. Ce point est abordé dans le paragraphe I.4 du présent chapitre.

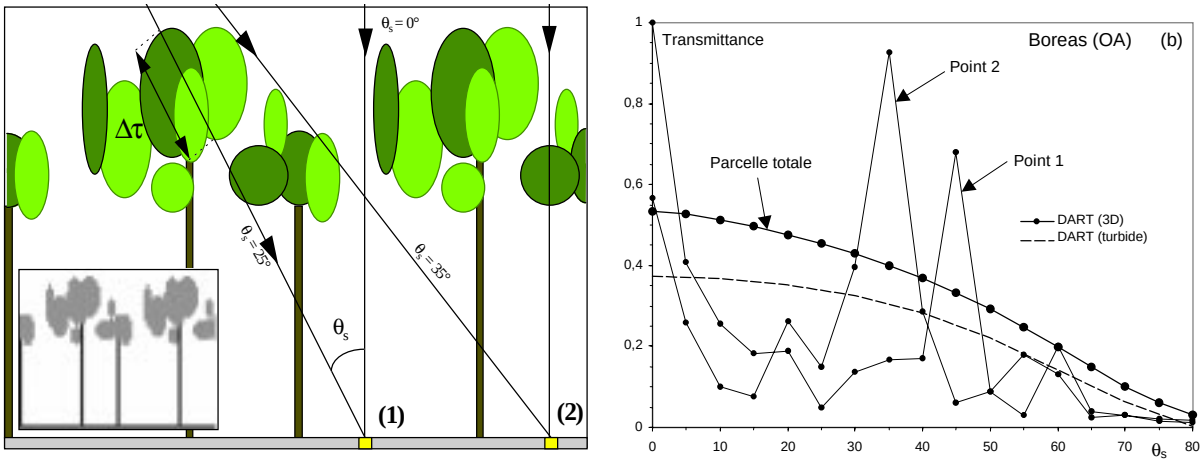


Figure III.8 : Transmittance moyenne et locale de la canopée d'une parcelle de tremble (OA). LAI=2 et %C=70%. La figure de gauche représente la maquette informatique utilisée par DART pour décrire le couvert. La maquette réelle apparaît dans l'encadré.

Les incertitudes associées à la fois aux mesures de PAR et aux paramètres architecturaux caractéristiques du couvert, n'ont pas permis une validation rigoureuse de la transmittance simulée par le modèle DART. Le modèle apparaît toutefois très cohérent avec les mesures : le profil temporel de la transmittance est bien reproduit avec un écart quadratique moyen entre mesures et simulations relativement faible (rmse=0,033). Finalement, pour des milieux complexes tels que les forêts, l'emploi d'un modèle 3D apparaît nécessaire pour pouvoir simuler avec précision la transmittance et ses variations spatio-temporelles.

I.1.3 Le régime du PAR à l'intérieur de la canopée

Le rayonnement photosynthétiquement actif (PAR) est la fraction (≈50%) du rayonnement solaire incident sur les surfaces terrestres dans le domaine du visible (0,4-0,7 µm). La partie absorbée (APAR) du PAR représente l'énergie radiative utilisée par la végétation pour les processus de photosynthèse. L'étude suivante a pour objectif (1) d'évaluer l'influence des paramètres structuraux (architecture de la canopée et LAI) et environnementaux (position du soleil) sur la distribution du PAR à l'intérieur de la canopée et (2) de présenter les capacités et limites d'un modèle d'interception simple pour représenter le profil de PAR d'un couvert forestier. L'existence de relations entre la fraction de PAR absorbée (fAPAR) par la canopée et l'indice de végétation (NDVI) est aussi abordée.

I.1.3.1 Distribution du PAR à l'intérieur du milieu

Le modèle DART simule la distribution 3D des rayonnements incident ou absorbé par les éléments du couvert. De façon à faciliter l'interprétation des résultats, les distributions 3D

sont moyennées et présentées sous forme de profils 1D en fonction de la hauteur dans le couvert. L'environnement radiatif du couvert dépend à la fois de ses paramètres de structure et des configurations d'éclairement. La répartition du PAR à l'intérieur du couvert (canopée + sous-bois) est étudiée dans cette partie en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s et du LAI du couvert (figure III.9 et table III.6). Cette étude est appliquée à une parcelle de pins. Cependant, la dynamique des paramètres utilisés est supérieure à celle correspondant au site d'étude présenté ci-dessus : θ_s varie de 0° à 80° et le LAI varie de 1 à 5. Le fAPAR moyen, absorbé une couche 'L' comprise entre les hauteurs (L-1).Δz et L.Δz dans le couvert, est noté $fAPAR_L$. Il dépend de la hauteur Δz des couches, c'est à dire de la discrétisation verticale du milieu. Pour cette étude, Δz est égal à 0,25m. La hauteur de la canopée est égale à 7 m et le SKYL est calculé par la relation $SKYL = 0,4/(0,4+\cos\theta_s)$.

Les proportions d'énergie radiative absorbée par la canopée et le sous-bois dépendent du trajet optique moyen de la lumière dans le milieu. L'absorption de la canopée est, dans notre cas, supérieure à celle du sous-bois. Elle est maximale pour les directions d'éclairement solaire très obliques et pour les forts LAI, pour lesquels moins de 16% du PAR est absorbé par le sous-bois. En se plaçant au midi solaire dans le cas la parcelle de pins du Bray (θ_s=30° et LAI=3), le fAPAR de la canopée simulée par le modèle DART est égal à 0,74 alors que celui du sous-bois, égal à 0,23, est nettement inférieur. En utilisant une représentation homogène du couvert, cet écart augmente ; le fAPAR de la canopée est surestimé de 11% et celui du sous-bois est sous-estimé de 37% en relatif. Pour les directions très obliques, les écarts entre les estimations déduites des représentations 3D et turbide diminuent fortement. La répartition du fAPAR entre la canopée et son sous-bois est d'autant plus sensible à la structure du milieu que la direction solaire est proche de la verticale (figure III.9). Ces directions sont de plus associées aux valeurs maximales du rayonnement solaire, ce qui souligne la nécessité de disposer de modèles adaptés.

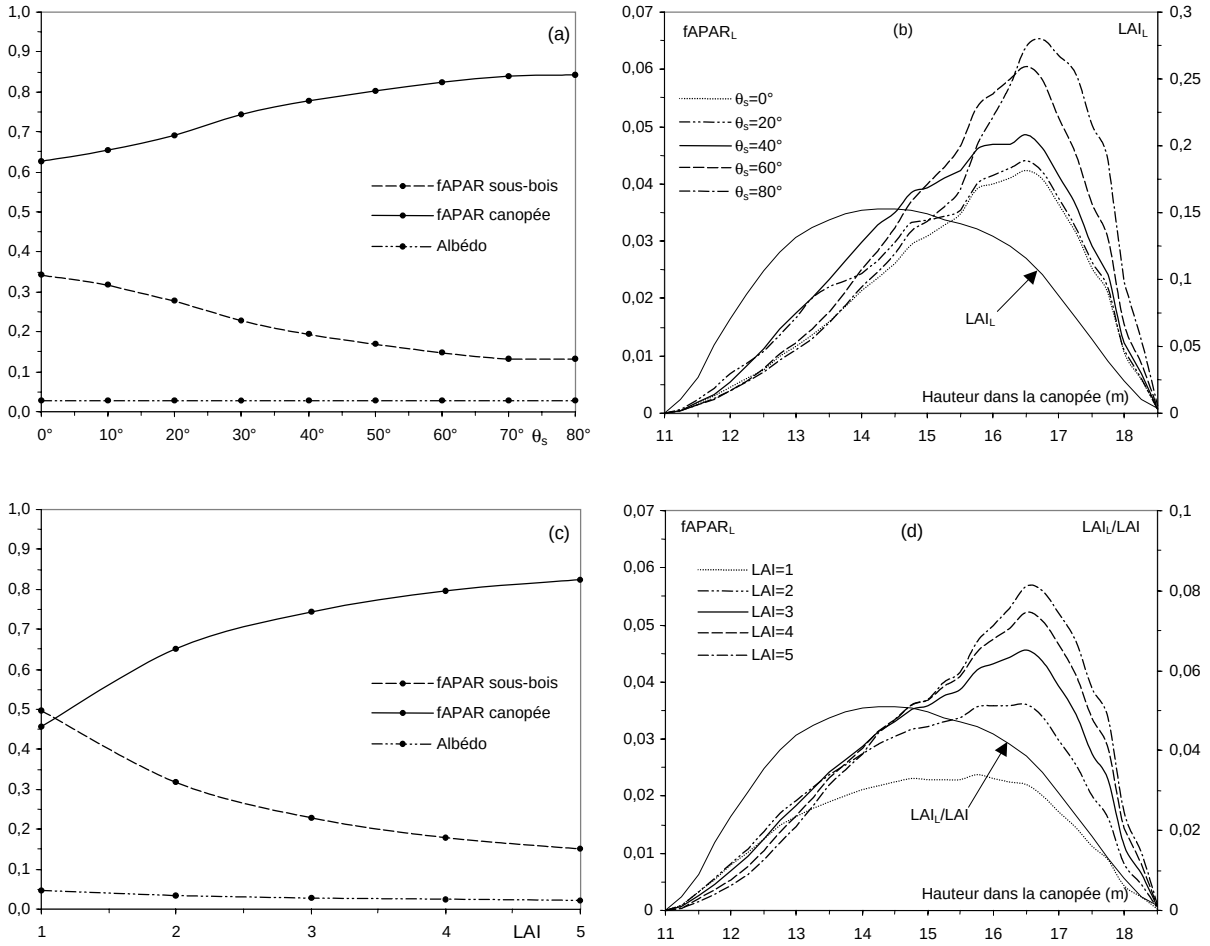


Figure III.9 : Albédo du couvert, fractions de PAR absorbées (fAPAR) par le sous-bois et la canopée et profils de $fAPAR_L$ dans la canopée en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s (a et b :LAI=3) et du LAI (c et d : θ_s=30°). %C=70%, θ_s varie de 0° à 80° et le LAI varie de 1 à 5. LAI_L et LAI_L/LAI représentent respectivement le profil de LAI et le profil de LAI normalisé. Δz=0,25m.

L'albédo de la parcelle de pins (LAI=3) est peu sensible aux variations de la position du soleil. En effet, il est quasiment constant et égal à 0,028 ±0,001 sur la journée (table III.6). L'albédo simulé sur des parcelles de forêts tropicales et boréales est beaucoup plus sensible à la position solaire (Gastellu-Etchegorry, Guillevic *et al.*, 1999). Ainsi, un écart de 40% en relatif a été obtenu sur la forêt tropicale de Sumatra quand θ_s varie de 0° à 80°. Des variations très significatives ont été toutefois obtenues sur l'estimation de l'albédo de la parcelle de pins en fonction du LAI. Celui-ci diminue de 50% quand le LAI passe de 1 à 5 (θ_s=30°) (voir table III.5). L'albédo estimé par DART est 30% inférieur à la mesure faite par le capteur PAR placé sur la tour et orienté vers la canopée. Cet écart n'a pas été étudié ici, compte tenu de l'imprécision associée à cette mesure. En effet, le capteur mesure le rayonnement hémisphérique ascendant, et intègre par conséquent à la fois les rayonnement réfléchis par le couvert, par la tour et par les installations situées sous la tour.

(a) : θ_s		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°
fAPAR	Sous-bois	0,344	0,319	0,278	0,227	0,195	0,170	0,147	0,131	0,132
	Canopée	0,627	0,653	0,693	0,745	0,777	0,802	0,825	0,841	0,841
Albédo		0,029	0,028	0,029	0,028	0,028	0,028	0,028	0,028	0,027
α		0,54	0,60	0,67	0,77	0,79	0,75	0,68	0,55	0,35

(b) : LAI		1	2	3	4	5
fAPAR	Sous-bois	0,497	0,317	0,227	0,179	0,152
	Canopée	0,456	0,650	0,745	0,796	0,825
Albédo		0,047	0,033	0,028	0,025	0,023
α		0,95	0,86	0,77	0,68	0,60

Table III.6 : Albédo du couvert, fAPAR du sous-bois et de la canopée en fonction de l'angle zénithal solaire (a) et du LAI (b), et coefficient de structure α permettant d'étalonner la transmittance directe de la canopée calculée par le modèle d'extinction de Goudriaan (voir § I.1.3.2).

Les courbes III.9.b et d illustrent le fait que le profil fAPAR est très sensible aux variations de θ_s ou du LAI au niveau des couches de végétation qui absorbent le plus de rayonnement. Il est intéressant de noter que les couches qui absorbent le plus de PAR ne sont pas exactement celles où la densité volumique foliaire u_f est maximale. Elles se situent à un niveau intermédiaire entre la hauteur où u_f est maximale et celle où l'intensité radiative est maximale.

I.1.3.2 Étalonnage de la loi de Goudriaan à partir du modèle DART

Les modèles 'homogènes', *c.à.d* qui négligent la structure du milieu de propagation, apparaissent peu adaptés à l'étude de l'environnement radiatif des couverts forestiers. En effet, ils sous-estiment le rayonnement incident au niveau du sol ou du sous-bois (voir § I.1.2 et I.1.3.2), et par conséquent surestiment le rayonnement absorbé par la canopée. Ces modèles, qui sont en général faciles à utiliser et qui nécessitent des temps de calcul relativement courts, restent toutefois très attrayants et par suite très utilisés. L'estimation du LAI d'un couvert, faite par un LICOR LAI-2000 par exemple, est déduite de la mesure du rayonnement incident transmis par la canopée et de l'utilisation d'une formulation simple de l'extinction, généralement basée sur la loi de Beer-Lambert (Ross, 1981). De nombreux travaux, présentés dans la littérature, traitent des améliorations pouvant être apportées à de telles relations de manière à intégrer l'hétérogénéité spatiale du milieu, et en particulier la fraction de trouée de la canopée (Deblonde *et al.*,1994 ; Chen et Cihlar, 1995 et Kucharick *et al.*, 1999). L'étude ci-dessous présente une approche permettant de décrire le profil de

PAR à l'intérieur d'un couvert hétérogène à l'aide de lois exponentielles simples. Elle est basée sur l'étalonnage du modèle semi-empirique de Goudriaan (1977) à partir du profil de PAR simulé par le modèle DART pour un site particulier.

Le modèle de Goudriaan simule la transmission directe du PAR au travers d'une couche de végétation turbide et horizontale, c'est à dire la fraction de trous de la couche. Pour cela il utilise une expression de l'extinction du rayonnement dans le milieu dérivée de la loi de Beer-Lambert (Ross, 1981). Ainsi, la transmittance d'une couche d'indice foliaire ΔLAI, selon la direction (Ω_s), est donnée par la relation suivante :

$$T_{Goudriaan}(\Delta LAI,\Omega_s) = \exp(-k_{Goudriaan}.\Delta LAI) \qquad \text{avec} \qquad k_{Goudriaan} = \frac{G(\Omega_s).\sqrt{1-\omega_f}}{\cos\theta_s} \qquad \text{(III.4)}$$

où $k_{Goudriaan}$ est le coefficient d'extinction par unité de LAI selon la direction incidente $(\Omega_s)=(\theta_s,\varphi_s)$.

$G(\Omega_s)$ est la fraction de surface foliaire efficace selon (Ω_s). Dans notre cas, l'orientation des aiguilles est supposé azimutalement symétrique et sphérique. On a donc $G(\Omega_s) = G(\theta_s) = 0,5$.

ω_f est l'albédo foliaire, $\omega_f = \rho_f+\tau_f$. Le terme $\sqrt{1-\omega_f}$ est introduit par Goudriaan (1997) de manière à prendre en compte l'influence des diffusions sur la transmittance.

L'introduction d'un coefficient de structure α dans la formulation de Goudriaan permet de prendre en compte l'impact de l'architecture de la canopée sur sa transmittance. Le coefficient α ajuste le coefficient d'extinction $k_{Goudriaan}$ de manière à ce que les transmittances de la canopée simulées à partir des modèles de Goudriaan et DART soient égales. α est donc défini tel que :

$$T_{DART}(LAI,\Omega_S) = \exp(-\alpha.k_{Goudriaan}.LAI) \qquad \text{(III.5)}$$

Le modèle de Goudriaan est utilisé ci-dessous en considérant deux distributions verticales du LAI dans le houppier. Le premier profil, constant sur la canopée, correspond au cas d'une représentation 'turbide'. Le second est défini par le LAI moyen des couches de la maquette informatique utilisée par le modèle DART pour décrire le milieu ; il est noté '1D'. Les profils de fPAR et fAPAR pour chaque couche de végétation sont simulés en utilisant à la fois les modèles DART, Goudriaan 'turbide' et '1D' (LAI=3 et θ_s=30°) (voir figure III.10). Les profils de fPAR représentent la fraction moyenne de PAR incident sur une surface horizontale située

dans la canopée. Dans le cas du modèle DART (3D), le fAPAR indiqué sur les profils est une valeur moyenne sur la couche alors que le fPAR est une moyenne calculée uniquement sur les cellules foliaires. L'écart type autour de la moyenne du fPAR est indiqué par les barres d'erreur (figure II.10.a).

Pour les profils de fPAR (figure III.10.a), le modèle de Goudriaan est utilisé sans prise en compte du coefficient de structure α (α=1). Bien qu'utilisant un profil 1D de LAI cohérent avec la modélisation du milieu faite par DART, le modèle de Goudriaan '1D' surestime le fPAR incident à toute hauteur dans la canopée. Ces écarts peuvent atteindre 18% en relatif sur les parties supérieures du couvert. En effet, bien que le LAI moyen par couche soit identique pour les deux représentations, les aiguilles sont regroupées à l'intérieur de cellules dans le cas du modèle DART. Ces cellules sont alors caractérisées par une densité volumique foliaire locale supérieure à celle de la couche turbide ; ceci explique que les éléments foliaires du milieu 3D sont en moyenne moins bien éclairés. Le profil de fPAR estimé par le modèle de Goudriaan 'turbide' sous-estime le fPAR moyen calculé par DART dans les couches supérieures de la canopée, et le surestime dans les couches inférieures. Les différences entre les modèles sont beaucoup plus significatives au niveau de la transmittance totale de la canopée (voir table III.7), qui est sous-estimée de 32% par le modèle de Goudriaan, par rapport à DART. La prise en compte du coefficient α permet d'obtenir, à partir de la relation de Goudriaan, la transmittance totale de la canopée $T_{DART}(LAI,\Omega_s)$ simulée par DART. α est estimé à 0,77 pour le cas présent : LAI=3 et θ_s=30°.

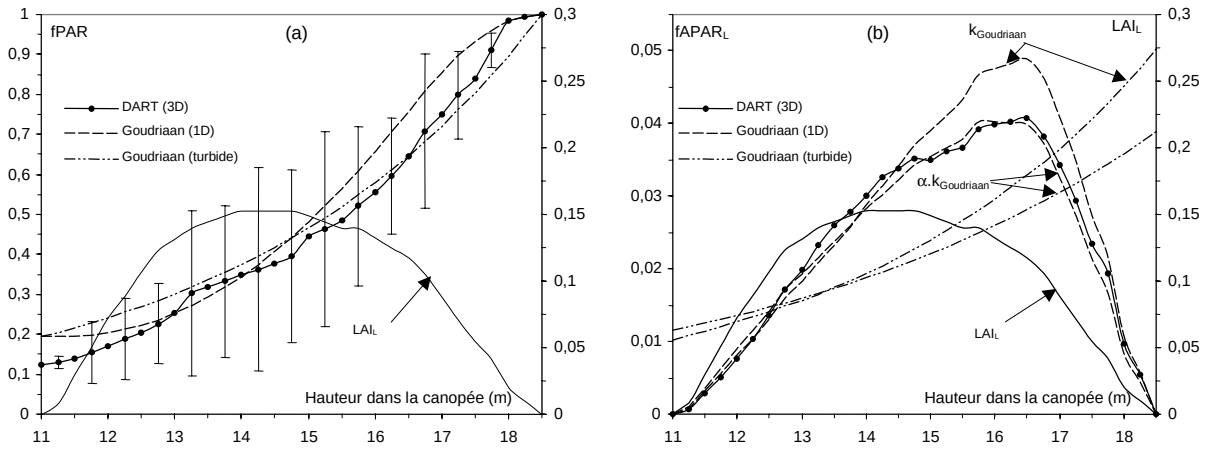


Figure III.10 : Profils de fPAR (a) et de $fAPAR_L$ (b) dans la canopée simulés par les modèles DART (milieu 3D) et le modèle de Goudriaan (milieux 1D et turbide) pour la parcelle de pins maritimes. LAI=3, %C=70% et θ_s=30°. b : Le coefficient α est égal à 0,77.

Les valeurs de la transmittance, et du fAPAR de la canopée, simulées par le modèle de Goudriaan à partir d'un profil 1D ou constant de LAI sont identiques. Le modèle 1D permet cependant de décrire de façon plus réaliste la distribution de l'énergie radiative absorbée entre les différents niveaux de la canopée (voir figure III.10.b). L'écart quadratique moyen relatif entre les profils de $fAPAR_L$ simulés par DART et Goudriaan '1D' passe de 17% à 5% en utilisant le coefficient de structure (α=0,77). La différence relative du fAPAR total de la canopée est alors réduite à 2% (voir table III.7).

	DART	**$k_{Goudriaan}$**	**$\alpha.k_{Goudriaan}$**
Transmittance (canopée)	0,285	0,194 (32%)	0,285 (0%)
fAPAR (canopée)	0,714	0,782 (-10%)	0,699 (2%)

Table III.7 : Transmittance et fAPAR de la canopée calculées à partir des modèles DART et Goudriaan avec et sans prise en compte du coefficient α. α est égal à 0,77.

Les simulations montrent que le coefficient α dépend des paramètres de structure du couvert (LAI, %C, et LAD principalement) et des configurations d'éclairement. Il est compris entre 0 et 1 et peut être assimilé à un indice d'hétérogénéité du couvert traduisant la capacité d'un modèle homogène à décrire l'extinction de l'éclairement solaire au sein de la canopée. Ainsi, α est d'autant plus proche de 1 que le milieu a un comportement 'turbide'; il décroît quand l'hétérogénéité du milieu apparente selon une direction (Ω_s) augmente. Les variations de α en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s et du LAI sont présentées ci-dessous (figure III.11 et table III.6).

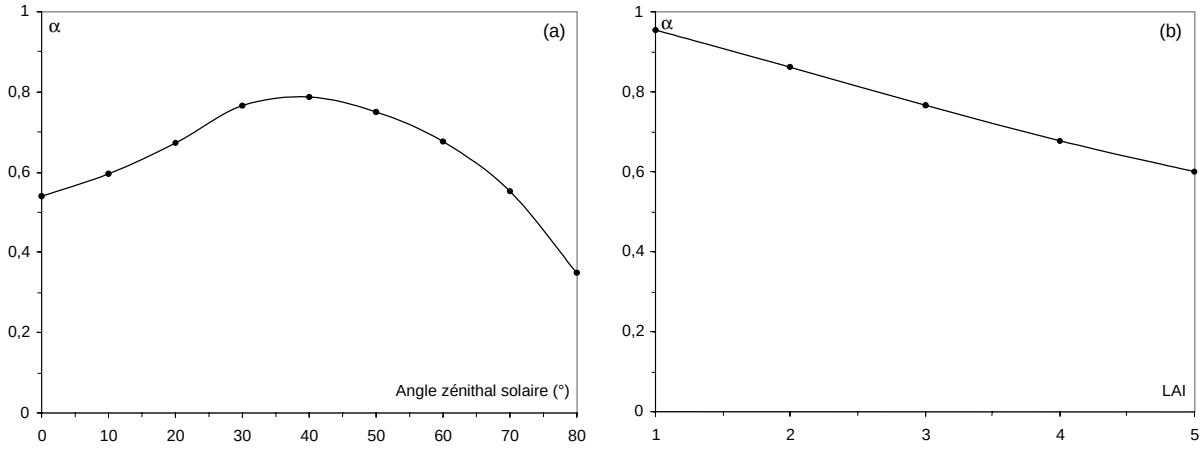


Figure III.11 : Coefficient α en fonction de l'angle zénithal solaire (a : LAI=3) et du LAI (b : θ_s=30°). %C=70%.

Le coefficient de structure diminue quand le LAI croît (figure II.11.b). Pour les faibles LAI, α est proche de 1 (α=0,95 quand le LAI=1). La structure de la canopée a alors une influence mineure sur la propagation des rayonnements en son sein. Cette influence augmente avec une augmentation du LAI. La variation de α en fonction de l'angle zénithal solaire θ_s, *c.à.d* $\alpha(\theta_s)$, n'est pas monotone (figure III.9.a). Ainsi, α augmente quand θ_s varie de 0° à 40° et diminue ensuite. Le milieu apparaît par conséquent beaucoup plus hétérogène selon les directions θ_s=0° et θ_s=80° que selon la direction θ_s=40°. Le fait qu'il existe une direction (ici θ_s=40°) telle que l'effet de la structure soit minimal est expliqué ci-dessous. La transmittance est la somme de deux composantes : $T = T_{dd} + T_{dh}$, où T_{dd} est la transmittance 'direct-direct' et T_{dh} est la transmittance 'direct-diffus'. On suppose ici que les différences obtenues entre les transmittances simulées à partir d'une représentation 3D ou turbide du milieu sont essentiellement dues à la composantes directes T_{dd}. Cette dernière est fortement influencée par le taux de couverture, dont l'impact est maximal selon la direction θ_s=0. La différence relative $\Delta T_{dd}/T_{dd} = (T_{dd(3D)} - T_{dd(turbide)})/T_{dd(3D)}$ est alors maximale, ce qui explique la valeur minimale locale de α pour cette direction. L'influence du taux de couverture sur la transmittance diminue quand θ_s augmente. Par suite, $\Delta T_{dd}/T_{dd}$ diminue et α augmente jusqu'à des valeurs extrémales (pour $\theta_s \approx 40°$). Pour les grands angle d'incidence (θ_s>40°), ce comportement s'inverse : $\Delta T_{dd}/T_{dd}$ augmente et α diminue quand θ_s augmente. Une explication possible est que dans le cas de la représentation 3D du couvert, un rayon lumineux peut passer entre deux couronnes d'arbre dans les couches supérieures de la canopée, et donc être atténué par les parties inférieures uniquement.

Le modèle DART permet de calculer la transmittance directe moyenne $T_{DART}^{Journée}$ de la canopée sur la journée. Le coefficient de structure moyen $\alpha_{journée}$ est alors défini de manière à ajuster $T_{Goudriaan}^{Journée}$ sur $T_{DART}^{Journée}$, c'est à dire de manière à obtenir :

$$T_{DART}^{Journée} = \frac{1}{\sum_{H_s=6H}^{18H} PAR(H_s)} \sum_{H_s=6H}^{18H} T_{DART}(H_s).PAR(H_s)$$

$$= \quad T_{Goudriaan}^{Journée} = \frac{1}{\sum_{H_s=6H}^{18H} PAR(H_s)} \sum_{H_s=6H}^{18H} \exp(-\alpha_{Journée}.k_{Goudriaan}.LAI).PAR(H_s) \qquad \text{(III.6)}$$

$\alpha_{Journée}$ a été estimé à 0,71 par DART à partir des mesures de PAR horaire $PAR(H_s)$ effectuées sur le site du Bray pendant 12 journées ensoleillées du mois d'août 1998. Une étude similaire, basée sur des transmittances mesurées et non simulées, a été réalisée par Berbigier et Bonnefond (1995) sur le site du Bray en juin 1993. Les auteurs ont obtenu un

coefficient $\kappa = \sqrt{1-\omega_f}.\langle\alpha(\Omega_s).G(\Omega_s)\rangle_{journée} = 0{,}32$. En supposant que le LAD est sphérique, soit $G(\Omega_s) = 0{,}5$, $\alpha_{Journée}$ est alors estimé à 0,68. Le coefficient $\alpha_{Journée}$ calculé par DART est donc cohérent avec celui obtenu à partir de mesures expérimentales.

Le comportement du coefficient α est propre à un site donné. Son étude a également été réalisée sur des sites forestiers tropicaux et boréaux (Guillevic et Gastellu-Etchegorry, 1999). La figure III.12 illustre les profils de fAPAR dans la canopée simulés par les modèles DART et Goudriaan (avec et sans prise en compte du coefficient α) dans le cas des parcelles de forêt tropicale et de sapins noirs canadiens (*Old Black Spruce* : OBS). Ces deux sites sont caractérisés par une forte hétérogénéité et par conséquent des valeurs du coefficient α relativement faibles :

- le site tropical (figure III.12.a), situé sur l'île de Sumatra (Indonésie), est constitué de décidus. Il est caractérisé par un LAI égal à 7,5, un taux de couverture proche de 100% et une forte hétérogénéité architecturale caractérisée par la présence d'arbres dominants de très grande taille. Le modèle de Goudriaan surestime de 14% l'absorption de la canopée par rapport à DART. Le coefficient α est égal à 0,44 pour un angle zénithal solaire θ_s égal à 35°.
- le site de sapins noirs (figure III.12.b), situé dans la partie Sud de la forêt boréale canadienne est caractérisé par un LAI égal à 2,3 et un taux de couverture inférieur à 40%. Le modèle de Goudriaan surestime de 37% l'absorption de la canopée par rapport à DART et le coefficient α est estimé à 0,58 pour un angle zénithal solaire θ_s égal à 36°.

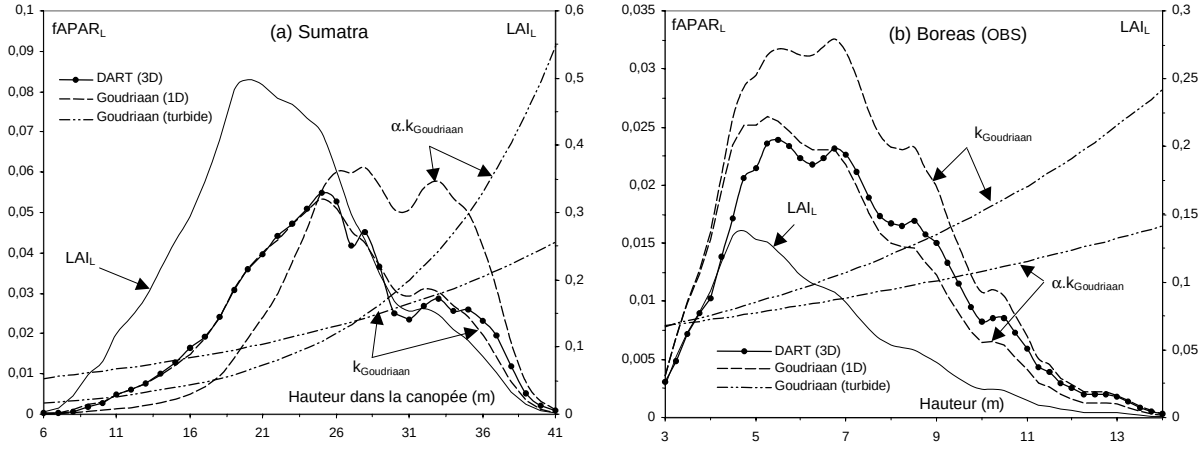


Figure III.12 : Profils fAPAR simulés par les modèles DART (milieu 3D) et le modèle de Goudriaan (milieux 1D et turbide) dans le cas d'une parcelle de forêt tropicale (a : LAI=7.5, %C=100%, θ_s=35° et α=0,44) et du site de sapins *Old Black Spruce* du projet Boreas (b : LAI=2,3, %C=40% et θ_s=36° et α=0,58).

Dans le cas d'une culture de maïs, Prévot (1985) a estimé le coefficient α à partir de photographies hémisphériques. Les valeurs obtenues sont égales à 0,61, 0,95 et 0,81 et caractérisent respectivement les couches inférieure, centrale et supérieure de la canopée.

L'étude précédente est intéressante au niveau de la modélisation des échanges énergétiques à l'interface surface – atmosphère. En effet, les composantes radiatives, telles que la fraction de PAR absorbée par la végétation et le rayonnement nette à la surface, sont généralement simulées à partir de modules radiatif, relativement simples, qui négligent l'hétérogénéité du milieu. C'est le cas, par exemple, du modèle SiB2 (Sellers *et al.*, 1996) qui utilise la formulation de Goudriaan pour simuler le PAR absorbé par la canopée, et par suite l'activité photosynthétique de la végétation haute. Le modèle DART permet d'étalonner de telles formulations pour un site particulier, de façon à améliorer la représentation de l'environnement radiatif au niveau du couvert. Dans ce sens, une application du modèle serait de pré-calculer des tables de coefficients de structure α en fonction des différents biomes couramment prédéfinis par les modèles de surface.

I.1.3.3 Relations NDVI - fAPAR et NDVI - LAI

L'emploi croissant de la télédétection pour l'étude du fonctionnement de la végétation nécessite de relier les mesures radiométriques aux quantités caractéristiques de la surface et de son fonctionnement, telles que le LAI ou le fAPAR. D'une manière générale, l'indice de végétation NDVI est très peu relié au LAI ou au fAPAR du couvert si les configurations directionnelles de visée ou d'éclairement ou si les paramètres biophysiques du couvert (LAI, propriétés optiques, etc.) varient simultanément. Dans le cas idéal où seul le paramètre recherché varie, les relations obtenues entre le NDVI et le LAI ou le fAPAR sont très nettes (Asrar *et al.*, 1992). La figure III.13 représente les relations 'NDVI-fAPAR' et 'NDVI-LAI' obtenues par le modèle DART pour différentes directions d'observation, en faisant varier le LAI de la parcelle de pins maritimes de 1 à 5. Les variations du NDVI sont alors logarithmiques en fonction du LAI et linéaires en fonction du fAPAR (r^2>0,98). Compte tenu de la forte anisotropie de la réflectance dans le visible et le proche infrarouge, ces relations sont très dépendantes des directions d'observation et d'éclairement.

L'importante variabilité des relations 'NDVI – fAPAR' et 'NDVI – LAI' en fonction des configurations expérimentales (Ω_s, Ω_v) et des paramètres de la surface (propriétés optiques, LAI, %C, etc.) explique que de simples relations analytiques et empiriques, fAPAR(NDVI) et LAI(NDVI), ne peuvent être robustes. Elles ne sont généralement valables que sur le site pour lequel elles ont été étalonnées. La modélisation permet alors de définir des marges d'erreur associées à l'emploi d'une relation en dehors du contexte pour lequel elle a été déterminée.

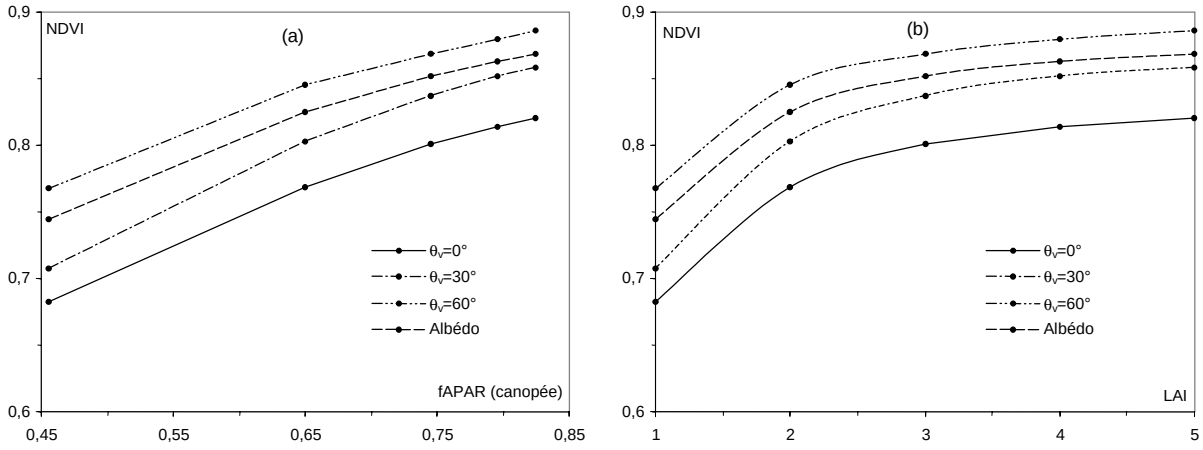


Figure II.13 : Variation du NDVI d'une parcelle de pins en fonction du fAPAR (a) et du LAI (b) de la canopée, pour différentes directions d'observation dans le plan principal solaire. θ_s=30°. %C=70%.

I.2 Le rayonnement net

Le rayonnement net R_n d'un couvert représente le bilan de ses échanges d'énergie sous forme de rayonnement (équation III.1). Le modèle DART et son module thermique TDART permettent de calculer le bilan radiatif de couverts dans les domaines des courtes longueurs d'onde et de l'infrarouge thermique, et par suite de calculer le rayonnement net. Un exemple d'application est présenté pour le site de pins maritimes décrit précédemment. L'influence de l'architecture des arbres sur la distribution du rayonnement net dans le couvert est une nouvelle fois abordée en utilisant des représentations turbide et tridimensionnelle du milieu.

L'importante variation spectrale des propriétés optiques des éléments naturels explique que l'emploi de valeurs constantes sur l'ensemble du spectre solaire peut conduire à de forte erreurs, en particulier si les conditions d'éclairement (position solaire et SKYL) changent. Ce problème peut être minimiser en découpant le spectre en sous-domaines au sein desquels les propriétés optiques sont relativement constantes. Quatre sous-domaines sont ici considérés, correspondants au visible VIS (0,4-0,7µm), au proche infrarouge PIR (0,7-1,4µm), au moyen infrarouge MIR (1,4-3µm) et à l'ensemble du spectre d'émission terrestre IRT. Des valeurs moyennes sur les différents domaines décrivent les propriétés optiques du sol et de la végétation : dans les domaines du VIS, du PIR, du MIR et de l'IRT, l'albédo foliaire est respectivement égal à 0,1, 0,9, 0,5 et 0,02 et la réflectance du sol est respectivement égale à 0,1, 0,2, 0,25 et 0,06. Le rayonnement net au niveau du couvert ou de chacun de ses éléments est donc estimé à partir de quatre simulations (VIS, PIR, MIR et IRT), de la façon suivante :

$$R_n = (\alpha_{VIS}.fAPAR + \alpha_{PIR}.fA_{PIR} + \alpha_{MIR}.fA_{MIR}).R_G + A_{IRT} \quad \text{(III.7)}$$

où R_G est le rayonnement global de courtes longueurs d'onde,

$\alpha_{\Delta\lambda}$ est la fraction du rayonnement R_G attribuée au domaine spectral $\Delta\lambda$. Nous avons utilisé les proportions suivantes : α_{VIS}=50%, α_{PIR}=35% et α_{MIR}=15%.

fAPAR, fA_{PIR}, fA_{MIR} sont les fractions du rayonnement absorbé dans chacun des trois domaines. Elles sont calculées par DART. $fA_{\Delta\lambda} = A_{\Delta\lambda}/(\alpha_{\Delta\lambda}.R_G)$.

A_{IRT} représente le bilan radiatif thermique calculé par TDART, *c.à.d* la différence entre l'énergie thermique absorbée et rayonnée par une cellule.

Le rayonnement global R_G, le rayonnement atmosphérique thermique R_a, ainsi que la température de surface $T_{surface}$, supposée ici représenter à la fois la température du sol et celle de la végétation, sont issus de mesures météorologiques effectuées par le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM, Météo-France). Le jeu de données qui nous a été fourni est décrit dans sa totalité dans le paragraphe suivant. Les profils journaliers utilisés ici sont présentés dans la figure III.14.a. Les positions solaires ainsi que la fraction de rayonnement atmosphérique SKYL sont estimés par le modèle 6S (Vermote *et al.*, 1996), à partir du profil atmosphérique "moyenne latitude - été", pour des aérosols marins et pour une épaisseur optique fixée à priori à 0,225 (λ=0,55µm), ce qui correspond à une visibilité d'environ 25km.

Le milieu d'étude est décomposé selon deux entités : le sol et la végétation. En effet, les mécanismes d'échanges radiatifs, de masse et d'énergie avec l'atmosphère diffèrent au niveau de ces deux composantes du paysage. On a donc :

$$R_n(\text{couvert}) = R_n(\text{sol}) + R_n(\text{canopée}) \qquad \text{(III.8)}$$

La figure III.14 présente l'évolution temporelle sur la journée des bilans radiatifs du sol et de la végétation dans les quatre domaines spectraux considérés. Le rayonnement global R_G (figure III.14.a) et par suite le rayonnement net R_n, ainsi que ses composantes spectrales au niveau du couvert, du sol et de la végétation sont maximaux au midi solaire. Sur l'ensemble de la journée, le rayonnement net de la végétation (*resp.* du sol) représente 74% (*resp.* 26%) du rayonnement net total du couvert.

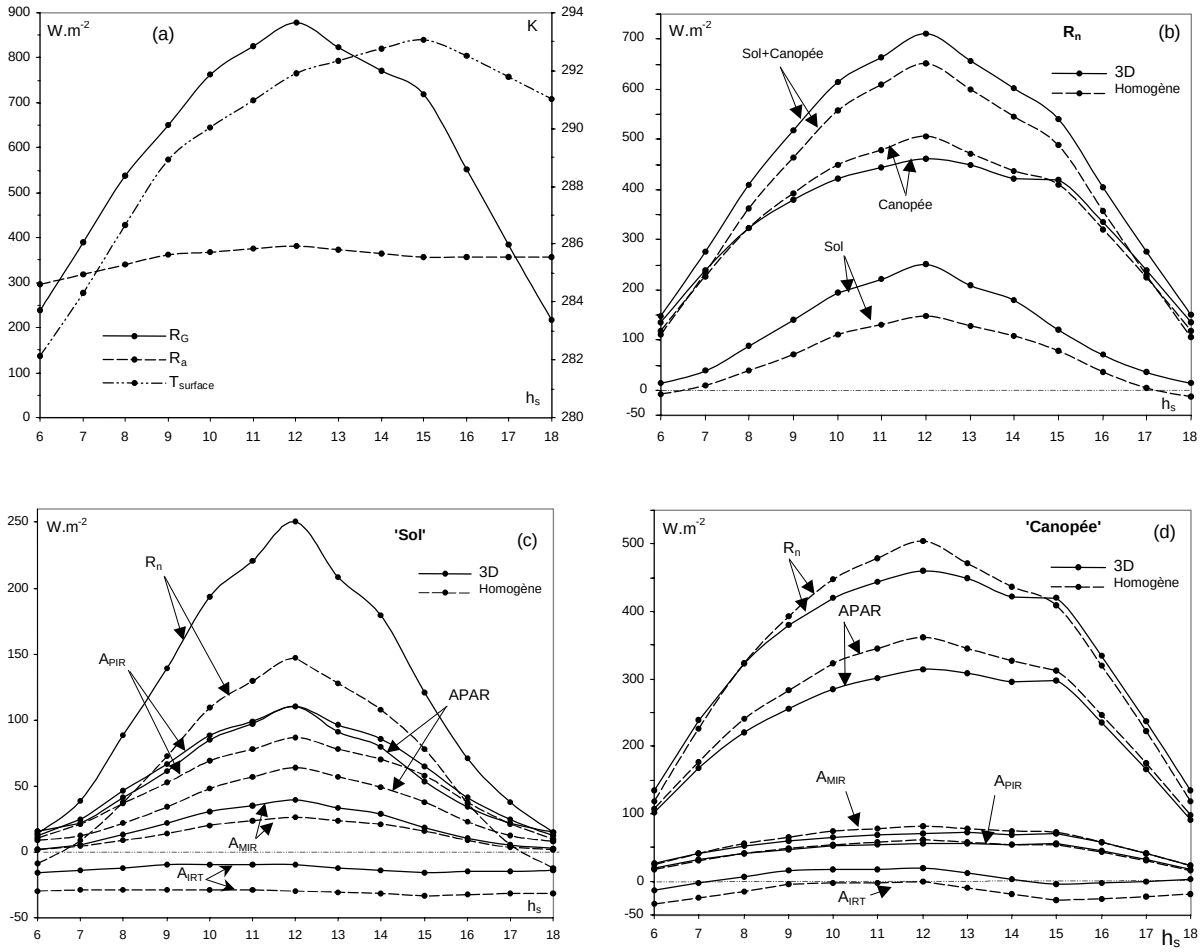


Figure III.14 : (a) Profils journaliers du rayonnement global de courtes longueurs d'onde R_G, du rayonnement atmosphérique thermique R_a et de la température de surface T_s. (b) Distribution du rayonnement net entre le sol et la végétation. Composantes du bilan radiatif du sol (c) et de la canopée (d). Simulations DART avec un pas de temps horaire, pour une représentation turbide et tridimensionnelle de la canopée.

La figure III.14 illustre de plus l'impact de l'architecture de la canopée sur le rayonnement net et sa distribution dans le milieu. Ainsi, négliger l'architecture du couvert conduit à sous-estimer le rayonnement net journalier de 11% au niveau du couvert ('sol+canopée'), de 47% au niveau du sol et à surestimer R_n de 2% au niveau de la canopée. Les différences obtenues sur chaque composantes spectrales du rayonnement net du couvert total, ou de ses composantes 'sol' et 'canopée', sont maximales au midi solaire. Le comportement des bilans radiatifs du sol et de la canopée est analysé ci-dessous.

(12h)		R_n	APAR	A_{PIR}	A_{MIR}	A_{IRT}
Sol+Canopée	**3D**	710,8	423,6	166,6	111,0	9,6
	Homogène	651,4	425,8	147,6	108,7	-30,7
Canopée	**3D**	460,8	313,3	56,6	71,4	19,5
	Homogène	504,5	362,2	61,4	82,2	-1,3
Sol	**3D**	250,0	110,3	110,0	39,6	-9,9
	Homogène	146,8	63,6	86,3	26,4	-29,5

Table III.8 : Bilans radiatifs du couvert, de la canopée et du sol, simulés par le modèle DART à 12h solaire (θ_s=25°, φ_s=195°, R_G=877W.m^{-2}, R_a=380W.m^{-2}, T_f=T_s=292K), pour deux représentations du couvert : 3D et turbide. LAI=3. LAD sphérique.

- *Rayonnement net du sol*

Le rayonnement net du sol est extrêmement sensible à la structure de la canopée (figure III.14.c). Ainsi, représenter la canopée comme un milieu turbide implique une sous-estimation d'environ 30% de la fraction de rayonnement absorbé à 12h dans chaque sous-domaine spectral (figure III.15.a). Le sol absorbe donc une fraction du rayonnement incident total (soleil + atmosphère) d'autant plus importante que le couvert est ouvert. Cette tendance est maximale quand le soleil est à son zénith et s'estompe pour des directions solaires très obliques, car l'extinction par la canopée du rayonnement solaire direct devient alors supérieure à celle du rayonnement atmosphérique diffus.

Les variations journalières du rayonnement atmosphérique thermique sont relativement faibles (figure III.14.a), ce qui explique que les différences obtenues dans l'infrarouge thermique à partir des deux représentations de la canopée sont quasiment constantes sur la journée et de l'ordre de 20W.m^{-2}.

La fraction de rayonnement absorbée par le sol est maximale dans le proche infrarouge et minimale dans le visible (figure III.15.a). En effet, les diffusions multiples au sein de la canopée sont maximales dans le proche infrarouge, ce qui augmente l'éclairement diffus du sol.

		R_n	APAR	A_{PIR}	A_{MIR}	A_{IRT}
Sol+Canopée'	**3D**	459,5	289,7	102,7	74,5	-7,4
	Homogène	408,2	289,9	92,3	72,5	-46,6
Canopée'	**3D**	338,3	233,7	43,4	55,6	5,6
	Homogène	343,6	256,8	43,8	59,2	-16,2
Sol	**3D**	121,2	56,0	59,3	18,9	-13,0
	Homogène	64,6	33,1	48,5	13,3	-30,4

Table III.9 : Bilans radiatifs journaliers du couvert ('Sol+Canopée'), de la canopée et du sol. Simulation DART pour deux représentations du couvert : 3D et turbide. LAI=3. LAD sphérique.

- *Rayonnement de la canopée*

L'absorption dans le visible est la composante majeure du bilan radiatif de la canopée (figure III.14.d) et représente sur la journée 69% de son rayonnement net. Cette proportion est supérieure à celle observée pour le sol (48%), en raison de la faible diffusion foliaire dans le visible. La représentation turbide du milieu surestime l'interception de la canopée, et par suite surestime chacun des termes du bilan radiatif solaire. Les différences obtenues à partir des deux représentations de la canopée sont maximales pour le visible et relativement négligeables pour le proche infrarouge (figure III.15.b), en raison de la faible absorption foliaire dans ce domaine.

Le bilan radiatif thermique de la canopée 3D est supérieur d'environ 20W.m^{-2} à celui de la canopée turbide, pour toute heure de la journée. Cette tendance peut paraître surprenante, car le milieu 3D intercepte moins bien les rayonnements émis par le sol et l'atmosphère. L'explication réside dans le fait que la température des feuilles est supposée constante dans le couvert, indépendamment de leur position, et donc indépendamment de leur environnement microclimatique, ce qui tend à augmenter l'absorption de la canopée. En effet, l'énergie rayonnée par une feuille est en partie absorbée par les feuilles voisines. La densité foliaire des houppiers étant supérieure à celle de la couche turbide, la canopée 3D va donc absorbée une partie plus importante du rayonnement émis par ses feuilles que le milieu turbide. Ce comportement illustre que la simulation du rayonnement net peut conduire à des résultats erronés si la distribution des températures est spécifiée indépendamment de son environnement.

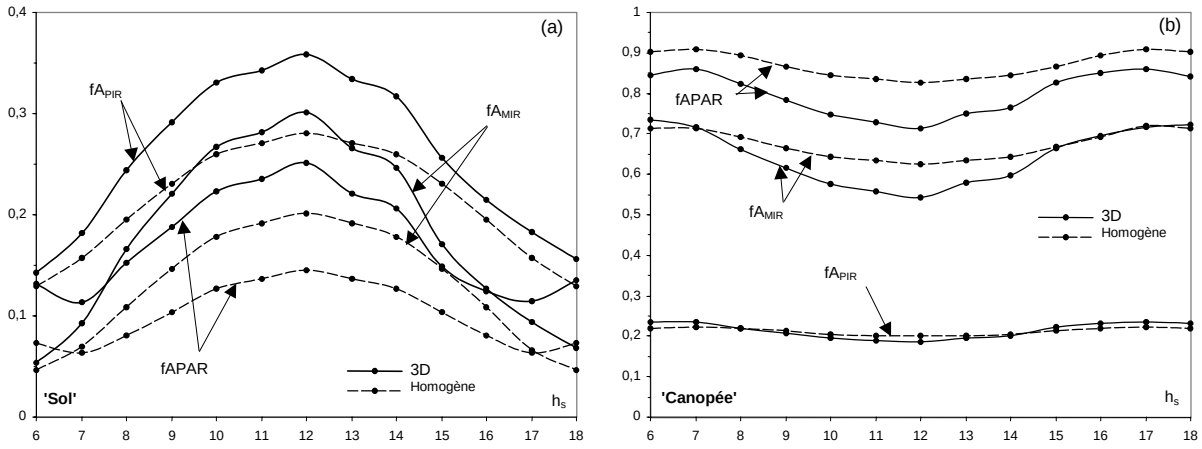


Figure III.15 : Fraction de rayonnement absorbé par la canopée (a) et le sol (b) dans les domaines du visible (fAPAR), du proche infrarouge (fA_{PIR}) et du moyen infrarouge (fA_{MIR}).

Cette analyse conduite dans le cas particulier d'un couvert arboré, illustre la capacité du modèle DART à simuler les composantes spectrales et spatiales (sol et végétation) du rayonnement net. La possibilité d'effectuer une telle décomposition est d'autant plus importante que les mécanismes associés au bilan d'énergie et au fonctionnement des couverts dépendent non seulement du rayonnement net mais aussi de ses composantes. Ainsi, la photosynthèse foliaire utilise uniquement la partie du rayonnement absorbé dans le visible (APAR). Cette étude a montré la forte influence de l'architecture du milieu sur la simulation du bilan radiatif. D'autre part, il est apparu que l'emploi de températures non cohérentes avec le bilan d'énergie local peut conduire à une estimation erronée du rayonnement net. Cette cohérence peut être obtenue en tenant compte de l'ensemble des mécanismes d'échanges qui définissent le bilan d'énergie. Dans ce but, les bases d'un modèle d'échanges d'énergie entre le couvert et son environnement, utilisant la distribution 3D du rayonnement net fournie par DART, sont présentées dans le paragraphe suivant. Actuellement, le modèle calcule les transferts de masse et d'énergie entre la végétation et son environnement. Il reste encore très incomplet pour représenter le bilan d'énergie total du couvert.

II LE BILAN D'ÉNERGIE

La végétation et son environnement échangent en permanence de l'énergie par le biais de flux radiatifs, de flux de conduction et de convection. Ces échanges sont essentiellement gouvernés par les rayonnements solaire et atmosphérique, les mouvements de l'air au voisinage de la surface et les disponibilités hydrique du sol. Le bilan d'énergie d'un système traduit la loi de conservation de l'énergie : la variation d'énergie d'un système est égale à la somme de ses pertes et gains d'énergie. Dans le cas d'un milieu naturel, il peut être appliqué à toutes échelles temporelles (heure, jour, année, etc.) et spatiales (feuille, sol, canopée, parcelle végétale, bassin versant, etc.). Après une description très succincte des principaux formalismes utilisés pour modéliser les échanges énergétiques au niveau du continuum sol-végétation-atmosphère, cette partie présente l'approche retenue pour représenter le bilan d'énergie local au niveau de chaque élément de la canopée.

II.1 Mécanismes et formulations classiques

Au niveau du système 'sol-végétation', le bilan d'énergie s'exprime sous la forme suivante :

$$R_n = LE + H + G + J \qquad \text{(III.9)}$$

où R_n est le rayonnement net. Il représente le bilan des échanges d'énergie sous forme radiative.

LE est le flux convectif de chaleur latente ou évapotranspiration.

H est le flux convectif de chaleur sensible.

G est le flux de conduction dans le sol. Il représente le stockage de chaleur dans le sol.

J est le stockage de chaleur dans le couvert (biomasse et air).

La température caractérise le bilan d'énergie et son évolution dans le temps. Elle intervient au niveau de chacune de ses composantes et varie en fonction des caractéristiques de la surface et des conditions ambiantes.

II.1.1 les principaux modèles utilisés

Les différentes approches utilisées pour estimer les transferts d'énergie entre le sol, la végétation et l'atmosphère s'appuient sur des expressions analytiques et des modèles dont la complexité dépend du domaine d'application et du niveau de précision recherché. Leurs domaines d'application concernent en particulier l'hydrologie, la météorologie, l'agronomie ou la foresterie. D'une manière générale, ces modèles peuvent être regroupés en deux familles principales :

- Les modèles semi-empiriques. Ils utilisent des mesures pour déterminer des relations paramétriques représentatives des quantités du bilan d'énergie. Ainsi, la mesure de télédétection infrarouge est souvent employée pour déterminer directement les flux convectifs (Jackson *et al.*, 1977 ; Seguin et Itier, 1983 ; Seguin *et al.*, 1991 ; Norman, 1993 ; Lagouarde *et al.*, 1996). Ces relations sont étalonnées pour un site particulier et pour des journées claires et sont par conséquent très peu robustes. De plus, ces modèles souffrent du caractère instantané de la mesure radiométrique qui n'est généralement pas représentative d'une journée entière (Lagouarde *et al.*, 1996). Ils sont par contre bien adaptés à l'étude de phénomènes ou quantités sur de grandes échelles temporelle et spatiale. Ainsi, Seguin et al. (1991) ont établi des cartes d'évapotranspiration cumulée sur six mois à l'échelle de la France. Ces approches ne seront pas détaillées dans le suite de ce manuscrit.
- Les modèles mécanistes. Les différentes quantités mises en jeu (flux de chaleur, température, quantité de mouvement, etc.) sont reliées entre elles à partir de lois reposant sur la connaissance des processus liés aux transferts d'énergie. Ces modèles, appelés modèles de surface ou modèles de Transfert Sol – Végétation – Atmosphère (TSVA), simulent, de manière simultanée et cohérente, les différents termes du bilan d'énergie au niveau de la surface. La formulation des échanges énergétiques dépend

alors de la description plus ou moins précise de l'interface sol – végétation – atmosphère. Elle est d'autant plus complexe que le milieu et les processus physiques et physiologiques associés, sont décrits précisément. Les modèles monocouches (Soer, 1980 ; Noilhan et Planton, 1988 ; Olioso, 1995) représentent le sol et la végétation comme une seule entité. Ils ont généralement été développés pour représenter les interactions surface-atmosphère dans les Modèles de Circulation Globale (MCG). Des modèles plus complexes (Lhomme, 1988 ; van de Griend et van Boxel, 1989 ; Norman, 1994 ; Sellers *et al.*, 1996) intègrent une description multicouches du sol et de la végétation et permettent une meilleure représentation des processus intervenant au niveau de la surface. Selon leurs échelles spatiale et temporelle d'analyse, les modèles de surface peuvent être étalonnés à partir de mesures de télédétection ou de mesures *in situ*. Ainsi, l'état et la quantité de végétation peuvent être fixés à partir de mesures satellitales acquises dans les domaines spectraux du visible et du proche infrarouge.

De manière générale, les modèles de surface représentent les échanges radiatifs de façon extrêmement simplifiée. Ainsi, la plupart négligent les effets induits par la structure du couvert (voir § I). Les principaux formalismes sont décrits ci-dessous.

II.1.2 Les échanges de masse et chaleur

Les échanges de masse (H_2O et CO_2) et de chaleur sont représentés par une grandeur mesurable, la densité de flux Φ, définie comme la quantité de masse ou d'énergie traversant une surface par unité de temps ($kg.m^{-2}.s^{-1}$ ou $W.m^{-2}$). Par abus de langage, cette quantité est souvent simplement appelée 'flux'. Il existe plusieurs types de flux : les flux radiatifs (voir § I), les flux conductifs et les flux convectifs.

- La conduction est un transfert de chaleur dans un milieu sans mouvement. Elle résulte des transferts d'énergie cinétique au cours de chocs entre molécules ou de l'action des forces intermoléculaires. La propagation de chaleur dans le sol, par exemple, correspond à des échanges par conduction.
- La convection s'opère par déplacement physique du support. Elle trouve son origine dans la nature turbulente des masses d'air au voisinage de la surface. On distingue plusieurs régimes de convection : la convection libre, uniquement due à des gradients de température et la convection forcée, due aux mouvements turbulents générés par le vent. La convection mixte combine les deux types précédents.

L'étude présentée se place dans le cas d'une atmosphère neutre. Les échanges liés à la convection libre ne sont pas pris en compte.

II.1.2.1 Le flux de conduction dans le sol

Le flux de conduction G dans le sol est basé sur la loi de Fourier. Elle exprime que la densité de flux de conduction de chaleur est proportionnelle au gradient de température, et que le transfert de chaleur s'effectue de la source chaude vers la source froide. Ce transfert tend par conséquent à réduire le gradient local de température. Dans le cas d'une couche superficielle de sol, le flux G s'exprime de la façon suivante :

$$G = C_t.\frac{T_s - T_G}{\Delta z} \qquad (W.m^{-2}) \qquad \text{(III.10)}$$

où C_t est la conductivité thermique du sol, qui dépend à la fois du type et de l'humidité volumique de sol (en $W.m^{-1}.K^{-1}$).

Δz est l'épaisseur de la couche superficielle (en m).

T_s et T_G sont respectivement la température de la surface et du sol à la profondeur Δz (en K).

Au niveau de la surface, le flux G est positif pendant la journée, avec des valeurs généralement comprises entre 0 et 150W.m^{-2}, et est négatif la nuit.

II.1.2.2 Le flux de chaleur sensible

Le flux associé au transfert de chaleur par convection entre la surface et l'air est appelé flux de chaleur sensible H. En première approximation, la modélisation du flux H est basée sur la fermeture au premier ordre du système d'équations représentant l'écoulement de l'air. Ce système est constitué des trois équations de conservation : conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La fermeture d'ordre 1 consiste à décrire les échanges turbulents à partir de coefficients de diffusion turbulents. Le flux de chaleur sensible est alors simplement relié au profil vertical de température par l'expression suivante :

$$H = -\rho_a.c_p.K_h.\frac{\partial T}{\partial z} \qquad (W.m^{-2}) \qquad \text{(III.11)}$$

où ρ_a est la masse volumique de l'air ($kg.m^{-3}$),

c_p est la chaleur massique de l'air ($J.kg^{-1}.K^{-1}$),

K_h est la diffusivité thermique turbulente.

L'intégration de cette expression entre deux niveaux atmosphériques z_1 et z_2, caractérisés par des températures T_1 et T_2, donne en première approximation :

$$H = -\rho_a.c_p.\frac{T_2-T_1}{r_a} \qquad (W.m^{-2}) \qquad \text{(III.12)}$$

où r_a est la résistance aérodynamique, définie comme l'intégrale de l'inverse de la diffusité thermique turbulente. Entre les niveaux z_1 et z_2, elle est donnée par l'expression :

$$r_a = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{K_h(z)} \qquad (s.m^{-1}) \qquad \text{(III.13)}$$

Le calcul du profil vertical du coefficient $K_h(z)$ au sein du système 'couvert-atmosphère' est abordé dans le paragraphe suivant dans le cas d'une atmosphère 'neutre'. Il dépend essentiellement du profil de vent. La prise en compte de fonctions de stabilité mécanique et thermique dans le cas d'une atmosphère stable ou instable est décrite par Lagouarde *et al.* (1995b) et Brunet *et al.* (1995), par exemple.

Le flux H étant proportionnel au gradient de température entre la surface et l'atmosphère, il est généralement très faible voire négatif la nuit et peut atteindre 400W.m^{-2} le jour pour un sol nu. Dans le cas d'une forte évaporation, après une pluie par exemple, le flux H peut toutefois devenir négatif pendant la journée.

II.1.2.3 Le flux de chaleur latente

Le flux d'énergie associé à la vaporisation de l'eau est appelé flux d'évapotranspiration E. Il résulte de l'évaporation de l'eau présente sur les surfaces physiques (sol, feuilles, eau libre), ainsi que de la transpiration des végétaux. Le flux E (en kg.m^{-2}.s^{-1} ou mol.m^{-2}.s^{-1}) est converti en énergie en introduisant la chaleur latente de vaporisation de l'eau L; on parle alors du flux de chaleur latente LE (en W.m^{-2}). De façon similaire au flux de chaleur sensible, la diffusivité turbulente de la vapeur d'eau K_{H2O} permet de relier le flux LE au profil vertical d'humidité spécifique de l'air q (kg d'H_2O/kg d'air) ou au profil de pression de vapeur e (Pa) par les expressions suivantes:

$$LE = -\rho_a.L.K_{H2O}.\frac{\partial q}{\partial z} \qquad (W.m^{-2}) \qquad \text{(III.14)}$$

ou $LE = -\frac{\rho_a.c_p}{\gamma}.K_{H2O}.\frac{\partial e}{\partial z}$ $(W.m^{-2})$ avec $\gamma = \frac{\rho_{H2O}.c_p.R.T_a}{L.M_{H2O}}$ $(Pa.C^{-1})$

où L est la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($\approx 2{,}47.10^{6} J.kg^{-1}$ ou $\approx 44.10^{3} J.mol^{-1}$),

c_p est la chaleur massique de l'air ($J.kg^{-1}.K^{-1}$),

K_{H2O} est la diffusivité de la vapeur d'eau,

R est la constante des gaz parfaits ($\approx 8{,}31\ J.mol^{-1}.kg^{-1}$),

ρ_{H2O} est la masse volumique de la vapeur d'eau ($\approx 0{,}8\ kg.m^{-3}$ à 293K)

M_{H2O} est la masse molaire de l'eau ($\approx 18.10^{-3}$ kg),

γ est la constante psychométrique ($\approx 66{,}6\ Pa.K^{-1}$ dans des conditions normales),

T_a est la température moyenne de l'air.

L'intégration de LE entre deux niveaux atmosphériques z_1 et z_2, caractérisés par des humidités relatives q_1 et q_2, donne alors :

$$LE = -L.\rho_a.\frac{q_2-q_1}{r_a} \qquad \text{(III.15)}$$

Le flux de chaleur latente est positif pendant la journée, avec des valeurs habituellement comprises entre 300 et $600 W.m^{-2}$ pour des couverts végétaux. Pendant la nuit, son comportement peut s'inverser et devenir négatif en présence de condensation.

La diffusivité de la vapeur d'eau $K_{H2O}(z)$ et la diffusivité thermique $K_h(z)$ sont souvent supposées égales à la diffusivité turbulente de quantité de mouvement $K_m(z)$.

II.1.2.4 Le stockage de la chaleur dans le couvert

Le stockage d'énergie, au niveau de la biomasse végétale, est généralement négligeable dans le cas de couverts bas tels que les cultures. Une telle hypothèse n'est justifiée pour un couvert forestier, qu'à l'échelle de la journée. A des échelles temporelles plus courtes, il convient donc de tenir compte de ce terme dans le bilan d'énergie. Ainsi, l'énergie stockée au niveau d'un couvert de pins maritimes varie de 10 à $60 W.m^{-2}$ au cours d'une journée ensoleillée (Diawara, 1990). Le stockage de chaleur (sensible et latente) dans chaque élément du milieu est représenté comme le produit de sa capacité calorifique par la vitesse d'accroissement de sa température $\partial T/\partial t$. Au niveau du couvert, il se décompose de la façon suivante :

$$J = J_{air} + J_{biomasse} + J_{Pn} \qquad (W.m^{-2}) \qquad \text{(III.16)}$$

avec

$$J_{biomasse} = \int_0^H \rho_{veg}.c_v.\frac{\partial T_{veg}}{\partial t}.dz \qquad (W.m^{-2}) \qquad \text{(III.17)}$$

où J_{air} est la variation de chaleur stockée dans l'air,

$J_{biomasse}$ est la variation de chaleur stockée dans la biomasse,

J_{Pn} est le stockage dans les végétaux de l'énergie associée au processus de photosynthèse.

ρ_{veg}, c_v et T_{veg} sont respectivement la masse volumique, la chaleur massique et la température des végétaux.

Les termes J_{air} et J_{Pn} sont en général négligeables (Berbigier *et al.*, 1991). J_{Pn} ne représente que 1 à 3% du rayonnement net.

II.1.3 Problématique : Influence de l'architecture des couverts sur leur bilan d'énergie

Le fonctionnement des surfaces naturelles est fortement influencé par la structure des couverts. Cette dépendance survient particulièrement (1) au niveau de l'énergie lumineuse disponible pour la photosynthèse et de la capacité photosynthétique foliaire associée, et (2) au niveau des transferts de masse (H_2O et CO_2), de chaleur et de quantité de mouvement entre la surface et l'atmosphère. Le fort impact de l'architecture d'un milieu sur son environnement lumineux (VIS, PIR et IRT) a été illustré dans le paragraphe I du présent chapitre. Le modèle de bilan d'énergie présenté ici, a pour but de fournir des informations quantitatives sur l'influence de la structure et de permettre, à terme, d'estimer des quantités intégrées, telles que la température aérodynamique ou la rugosité mécanique du couvert, utilisées par des modèles de surface et de fonctionnement, beaucoup plus complets que notre approche, mais qui en général négligent les effets de l'architecture du milieu.

II.2 L'approche développée

Cette partie présente l'approche retenue pour simuler les échanges d'énergie entre un couvert végétal quelconque et son atmosphère. Basé sur la représentation tridimensionnelle du modèle DART, le modèle développé calcule les composantes du bilan d'énergie au niveau de chaque élément du milieu, c'est à dire au niveau de toute cellule de discrétisation élémentaire (sol et feuilles, essentiellement). Compte tenu des difficultés associées à la représentation des échanges turbulents à l'intérieur d'un couvert hétérogène, ou des transferts énergétiques dans le sol, de très nombreuses simplifications sont ici utilisées. Ainsi, le sol est traité en tant que simple interface et la turbulence est modélisée à l'aide de coefficients de diffusion turbulente. Les principaux mécanismes considérés ainsi que la structure du modèle sont présentés ci-dessous.

II.2.1 Les transferts turbulents – formalisme utilisé

Dans l'atmosphère, la convection représente le principal mécanisme de transfert. La couche limite atmosphérique (CLA) est définie comme la partie de l'atmosphère où les transferts turbulents sont influencés par la surface. L'épaisseur de la CLA est souvent définie comme

(d) Température d'un volume élémentaire d'air, après avoir été ramené à la surface de manière adiabatique.

l'altitude où la vitesse de l'écoulement atteint 99% de la vitesse géostrophique. Au delà, la surface terrestre n'influence plus directement les paramètres dynamiques et thermiques atmosphériques ; l'atmosphère est alors dite libre. La CLA comprend la couche limite de surface (CLS) de quelques dizaines de mètres et la couche limite externe qui s'étend jusqu'à 1000-1500km. La CLS est assez proche de la surface pour ne pas être affectée par la rotation terrestre. Sous l'influence du vent et dans une moindre mesure du gradient de température entre la surface et l'atmosphère, les transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement sont généralement turbulents. Ceci est en particulier le cas lors de conditions sur-adiabatiques, c'est à dire au cours de journées ensoleillées pour lesquelles le gradient de température potentielle$^{(p)}$ est négatif. La turbulence influence les profils de variables microclimatiques (température T, humidité spécifique q ou vitesse de l'air $\vec{u}$, par exemple) et par suite les variations spatiales et temporelles des sources et puits d'énergie, de masse et de quantité de mouvement. A titre indicatif, la figure III.16, dérivée de Monteith et Unsworth (1990), illustre les profils types diurnes et nocturnes des principales variables microclimatiques. Par la suite, la vitesse du vent $\vec{u}$ est exprimée dans le repère orienté par rapport à la composante horizontale du vent, tel que : $\vec{u}$ = (u,0,w).

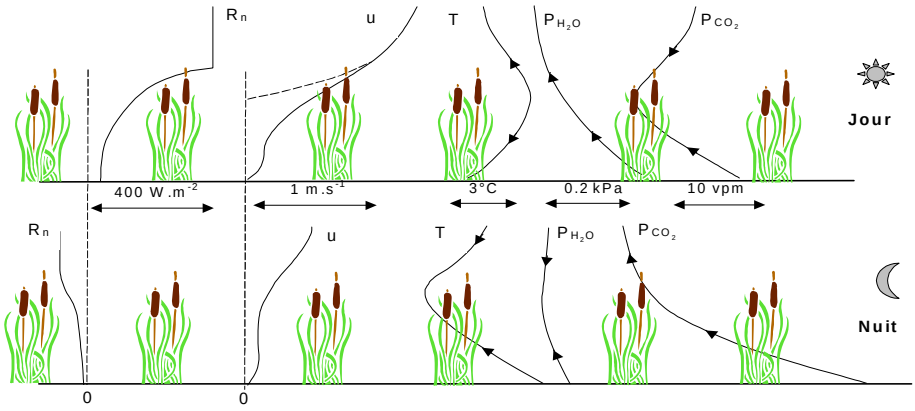


Figure III.16 : Profils de rayonnement net R_n, de vitesse du vent u_x, de température T, de pression partielle de vapeur d'eau P_{H_2O} et de dioxyde de carbone P_{CO_2} à l'intérieur et au voisinage d'un couvert (adapté de Monteith et Unsworth, 1990).

II.2.1.1 Les flux turbulents

Quelle que soit la variable microclimatique ξ considérée, ses variations dans le temps et l'espace sont très rapides. Les fluctuations de cette variable fournissent une information sur l'évolution et l'intensité des transferts (Brunet *et al.*, 1995). De manière classique, la

quantification de ces échanges passe par la décomposition de toute valeur instantanée ξ en sa valeur moyenne $\overline{\xi}$ et une fluctuation ξ' ; il s'agit de la décomposition de Reynolds :

$$\xi = \overline{\xi} + \xi' \qquad \text{(III.18)}$$

Dans cette étude, seuls les échanges verticaux sont considérés ; l'advection est par conséquent négligée. La densité moyenne de flux vertical, associée à la variable ξ, s'écrit alors :

$$\overline{\Phi_\xi} = \overline{w.\xi} = \overline{(\overline{w} + w') \,.\, (\overline{\xi} + \xi')} = \overline{w'.\xi'} \qquad \text{en supposant que} \quad \overline{w} = 0 \qquad \text{(III.19)}$$

$$\text{et} \quad \overline{\xi'} = \overline{w'} = 0$$

Cette approche conduit à exprimer le flux de quantité de mouvement Φ_m, aussi appelé contrainte de cisaillement τ, ainsi que les flux de chaleurs sensible H et latente LE sous la forme :

$$\Phi_m = \tau = \rho_a.\overline{w'.u'}, \qquad H = \rho_a.c_p.\overline{w'.T'} \qquad \text{et} \qquad LE = \rho_a.L.\overline{w'.q'} \qquad \text{(III.20)}$$

sachant que $\rho_a.u$, $\rho_a.c_p.T$ et $\rho_a.L.q$ sont respectivement les densités volumique de quantité de mouvement, de chaleur et d'énergie de vaporisation. q est l'humidité spécifique et ρ_a est la masse volumique de l'air.

II.2.1.2 Le régime turbulent

La propagation des flux convectifs est gérée par les équations de la mécanique des fluides : équation d'état des gaz, équation de continuité pour la conservation de la masse, équation de Navier-Stokes pour la conservation de la quantité de mouvement et équation thermodynamique pour la conservation de l'énergie. Toutefois, l'emploi de ces équations s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices au niveau de la CLS (De Moor, 1978). L'approximation de Boussinesq permet de se ramener à un système d'équations linéaires par rapport aux variables thermodynamiques. Elle consiste à supposer que l'atmosphère est plus ou moins hydrostatique et adiabatique, *c.à.d* neutre, que le nombre de Mach de l'écoulement est très faible, et que l'épaisseur de la couche limite est faible devant l'épaisseur de l'atmosphère, ce qui permet de négliger les variations locales de la densité de référence. L'application du système de Boussinesq aux valeurs moyennes de la densité, température, vitesse, etc. conduit au système d'équations de Reynolds. La résolution de ce

système est complexe, par le fait qu'elle conduit à exprimer tout moment (par exemple $\overline{w.\xi}$) en fonction de moments d'ordre supérieur (par exemple $\overline{w^2.\xi}$). La solution la plus simple, mais aussi la plus imprécise, consiste à supposer que tout flux turbulent Φ_ξ (moment d'ordre 2) de la quantité ξ est proportionnel au gradient du moment d'ordre 1 de cette quantité. Les coefficients de proportionnalité sont appelés coefficient de diffusion turbulente K_ξ, ou diffusivité turbulente. Ils sont en général supposés positifs, ce qui signifie que Φ_ξ est de sens opposé au gradient de ξ. Cette approche n'est valable que si la dimension des mouvements turbulents est petite devant celle du domaine où survient la diffusion. Par exemple, l'introduction de la diffusivité turbulente K_ξ, permet d'exprimer $\overline{w'.\xi'}$ à partir de la valeur moyenne $\overline{\xi}$ et par suite de 'fermer' le système d'équations. Cette méthode est couramment appelée 'théorie en K'. Pour une variable ξ, on a :

$$\overline{\Phi_\xi} = \overline{w'.\xi'} = - K_\xi . \frac{\partial \overline{\xi}}{\partial z} \qquad \text{(III.21)}$$

Dans l'atmosphère libre : $$\frac{\partial \overline{w'.\xi'}}{\partial z} = 0 , \qquad \text{(III.22)}$$

ce qui signifie que les flux turbulents sont conservatifs : $\overline{\Phi_\xi}$ = cste. (III.23)

Considérons le cas particulier des transferts de quantité de mouvement. La variation de vitesse u' est induite par le passage d'une particule du niveau z au niveau $z+l_m$, où l_m est la longueur de mélange. Pour une surface lisse et plane, $l_m = k.z$, où k est la constante de von Karman qui est environ égale à 0,4. On a :

$$u' = u(z+l_m) - u(z) = l_m . \frac{\partial u}{\partial z} \qquad \text{(III.24)}$$

En supposant que la turbulence est homogène, c'est à dire que u' = w', on obtient donc :

$$\Phi_m(z) = \rho_a.\overline{w'.u'} = \rho_a.\left[l_m.\frac{\partial u}{\partial z}\right]^2 \qquad \text{(III.25)}$$

La vitesse de friction ou de frottement u_* est définie telle que : $u_* = \sqrt{\overline{w'.u'}} = l_m.\frac{\partial u}{\partial z}.$ (III.26)

$\rho_a.u_*^2$ représente le flux vertical de quantité de mouvement par unité de volume. Le flux Φ_m est conservatif, si bien que le profil de vent s'exprime de la façon suivante :

$$\boxed{u(z) = \frac{u_*}{k}.\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \qquad \text{(III.27)}$$

où z_0 est la hauteur de rugosité mécanique. Elle correspond à l'altitude pour laquelle la vitesse du vent est nulle.

Dans la couche limite de surface, la vitesse du vent varie donc de façon logarithmique avec l'altitude. D'après les équations III.21 et III.25, on a :

$$K_m = l_m^2 . \frac{\partial u}{\partial z} \qquad \text{soit} \qquad K_m = u_* . k . z \qquad \text{(III.28)}$$

Des expressions similaires gèrent les autres variables microclimatiques. Il est souvent supposé l'égalité des profils des diffusivités associées au transfert de quantité de mouvement K_m, de chaleur K_h, de vapeur d'eau K_{H_2O} et de dioxyde de carbone K_{CO_2}. Cette hypothèse conduit à estimer les transferts turbulents à partir du profil de la diffusivité K_m, et donc du profil de vent.

II.2.2 Régimes turbulents à l'intérieur et au-dessus du couvert

La représentation des échanges turbulents, retenue dans le modèle présenté, repose sur une adaptation du schéma résistif du modèle SiB2 (Sellers *et al.*, 1996) (figure III.17) au cas d'un milieu 3D. Elle nécessite le calcul du profil des diffusivités K_m et donc du profil de la vitesse du vent u à l'intérieur et au dessus du couvert. L'approche adoptée est décrite ci-dessous au niveau de chaque partie du système 'couvert – CLS'.

II.2.2.1 La représentation du couvert - Hypothèse simplificatrice

La description des régimes turbulents à l'intérieur d'un couvert hétérogène est très complexe et nécessite, pour être rigoureuse, l'utilisation de modèles élaborés généralement basés sur la fermeture du second ordre des équations de conservation (Meyers et Paw U, 1987) ou sur l'approche lagrangienne (Raupach, 1989). L'approche que nous avons adoptée est moins précise, mais sa plus grande simplicité de mise en œuvre nous a permis de tester assez rapidement la cohérence du modèle pour des milieux turbides et 3D. La turbulence est décrite à partir des coefficients de diffusion (§ II.2.1.2). La représentation tridimensionnelle du milieu est alors dégradée et réduite à un profil vertical de densités foliaires $u_f(z)$. Dans le cas de maquettes 'DART', le terme $u_f(z)$ est égal à la moyenne des densité foliaires $u_f(x,y,z)$ des cellules de la couche de niveau z.

II.2.2.2 Profil de vent au-dessus du couvert

La couche limite de surface est décomposée en 2 sous-couches superposées, caractérisées par des régimes turbulents distincts (figure III.17). A l'intérieur de ces sous-couches, les flux turbulents sont conservatifs :

- **la sous-couche inertielle** ($z \in [z_t;\ z_{ref}]$), dans laquelle les relations flux-gradient présentées ci-dessus sont valables. z_{ref} définit le niveau de référence atmosphérique, c'est à dire l'altitude à laquelle est mesurée la vitesse du vent $u_{ref} = u(z_{ref})$. Le flux de quantité de mouvement s'exprime de la façon suivante (voir § II.2.1.2) :

$$\Phi_m(z) = -\rho_a.K_m.\frac{\partial u}{\partial z} = -\rho_a.u_*^2 = cste \qquad \text{(III.29)}$$

$$K_m(z) = k.u_*.(z-D) \qquad \text{(III.30)}$$

et $$u(z) = \frac{u^*}{k}.\ln(\frac{z-D}{z_o}) \qquad \text{avec} \qquad u_* = u_m.k\,/\,\ln(\frac{z_{ref}-D}{z_o}) \qquad \text{(III.31)}$$

où D est la hauteur de déplacement. Dans le cas où la surface comporte des éléments de grande taille, comme des arbres par exemple, le profil logarithmique de la vitesse du vent ne s'établit qu'au dessus de ces obstacles et s'annule pour une altitude $z = z_0+D$.

- **Sous-couche de rugosité** près de la surface terrestre ($z \in [z_2;\ z_t]$). Elle est très influencée par la rugosité de la surface et la viscosité de l'air, si bien que le coefficient de diffusion K_m est supérieur à celui que l'on aurait en utilisant l'expression précédente de K_m dans la sous-couche inertielle (Cellier et Brunet, 1992). Ce comportement est cohérent avec le fait que le profil de vent à l'intérieur de la couche n'est pas forcément logarithmique. La hauteur de la sous-couche de rugosité est de l'ordre de deux ou plusieurs fois la hauteur du couvert. Elle est estimée ici à partir de la formule semi-empirique de Sellers *et al.* (1996) :

$$z_t = z_2+G_4.z_0 \quad \text{avec} \quad G_4 = 11{,}78 \qquad \text{(III.32)}$$

Le profil des diffusivités est, dans notre cas, corrigé à partir de la relation suivante :

$$K_m(z) = K_m^*(z).[1+(G_1-1).(\frac{z_t-z}{z_t-z_2})] \qquad \text{avec} \qquad K_m^*(z) = k.u_*.(z-D) \qquad \text{(III.33)}$$

où K_m^* est la diffusivité calculée en supposant un profil de vent logarithmique,

G_1 est un coefficient de correction défini tel que : $K_m(z_2) = G_1.K_m^*(z_2)$. Il est estimé à 1,45 par Sellers *et al.* (1996).

Le profil de vent est alors calculé à partir de l'équation III.29 :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{u_*^2}{K_m} \qquad \text{soit} \qquad u(z) = u(z_2) - u_*^2 . \int_z^{z_t} \frac{dz}{K_m(z)} \qquad \text{(III.34)}$$

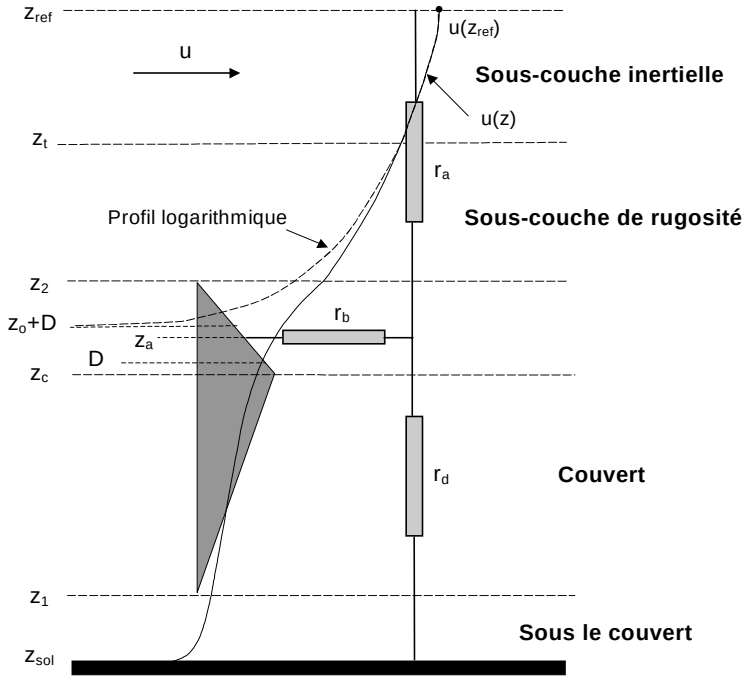


Figure III.17 : Schéma résistif employé par le modèle SiB2 (Sellers *et al.*, 1996) pour simuler la diffusivité turbulente $K_m(z)$ associée à la propagation du flux de quantité de mouvement dans et hors du couvert.

II.2.2.3 Profil de vent à l'intérieur du couvert

Dans le couvert, le flux de quantité de mouvement n'est plus conservatif. Le couvert se comporte alors comme un frein aérodynamique sur les mouvements d'air. Les forces de traînée s'exerçant sur les éléments se traduisent par une perte de quantité de mouvement. La force de traînée caractérise donc un puit de quantité de mouvement. Elle est proportionnelle au carré de la vitesse du vent et peut être paramétrée de la façon suivante (Sellers *et al.*, 1996) :

$$\frac{\partial \Phi_m}{\partial z} = -\rho_a . \frac{\partial u_*^2}{\partial z} = -\rho_a . C_{f,m} . \frac{u_f(z)}{p_s} . u^2(z) \qquad \text{(III.35)}$$

avec $C_{f,m} = 1.328 . \frac{2}{\sqrt{R_e}} + 0.45 . [<\sin\theta_f>]^{1.6}$ (Monteith et Unsworth, 1990)

où $C_{f,m}$ est le coefficient de traînée foliaire. Il dépend de l'inclinaison moyenne $<\sin\theta_f>$ et du nombre de Reynolds R_e. $C_{f,m}$ est en général de l'ordre de 0,2 et 0,3.

$R_e = \frac{u.d_f}{\nu_m}$ est le nombre de Reynolds, où d_f est la dimension des feuilles et ν_m est la viscosité cinématique de l'air ($\nu_m \approx 1{,}5.10^{-5}$ $m^2.s^{-1}$).

u_f est la densité foliaire ($m^2.m^{-3}$),

p_s est le coefficient d'abri. Il traduit le fait que les feuilles, dans la couvert, se protègent mutuellement du vent. De manière à faciliter l'estimation du profil de vent, p_s est supposé constant à l'intérieur du couvert ; une valeur moyenne de la densité foliaire u_f sur le couvert est alors utilisée pour son calcul. D'après Thom (1972), $p_s \approx 1 + u_f^{0,6}$.

La vitesse de frottement u_* caractérise l'absorption de la quantité de mouvement à l'intérieur du couvert. La longueur de mélange peut être exprimée de la façon suivante (Tuzet *et al.*, 1995) : $l_m(z) = \frac{\alpha}{C_{f,m}.u_f(z)}$, où α est un coefficient à ajuster en fonction des profils mesurés. Ici, nous supposons que la longueur de mélange l_m est constante dans le couvert ; cette hypothèse est forte, car elle suppose que le milieu est homogène. Elle est estimée à partir des valeurs de $K_m(z)$ et $u(z)$ au sommet du couvert ($z = z_2$). La diffusivité $K_m(z)$ dans le couvert est supposée proportionnelle à $u(z)$ et continue en $z=z_2$, telle que :

$$K_m(z) = l_m.u(z) \qquad \text{avec} \qquad l_m = \frac{K_m(z_2)}{u(z_2)} \tag{III.36}$$

L'emploi combiné des équations III.29, III.35 et III.36 donne l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2u^2}{dz^2} = \frac{2.C_{f,m}}{p_s.l_m}.u_f(z).u^2(z) \tag{III.37}$$

Les solutions sont de la forme : $u(z) = \sqrt{\alpha_1.e^{-\beta z} + \alpha_2.e^{-\beta z}}$ avec $\beta = \sqrt{\frac{2.C_{f,m}.u_f}{l_m.p_s}}$

Les coefficients α_1 et α_2 sont calculés en exprimant la continuité de la vitesse u et de sa dérivée $\frac{\partial u}{\partial z}$ au sommet du couvert. On obtient :

$$\begin{cases} \alpha_1 = \frac{1}{2}.\left[u^2(z_2) + \frac{2}{\rho.l_m.\beta}.\Phi_m(z_2) \right].e^{-\beta.z_2} \\ \alpha_2 = \frac{1}{2}.\left[u^2(z_2) - \frac{2}{\rho.l_m.\beta}.\Phi_m(z_2) \right].e^{\beta.z_2} \end{cases} \tag{III.38}$$

II.2.2.4 Calcul de la hauteur de déplacement

La porosité du couvert explique l'apparition de la hauteur de déplacement D. Cette tendance est ici représentée en considérant que D est le centre de gravité d'application du taux d'absorption de la contrainte de cisaillement par les feuilles (Thom, 1971) :

$$D = \frac{\int_{z_1}^{z_2} \rho_a . \frac{u_f . C_{f,m}}{p_s} . u^2 . z . dz}{\int_{z_1}^{z_2} \rho_a . \frac{u_f . C_{f,m}}{p_s} . u^2 . dz + \Phi_m(z_1)} \quad (m) \qquad \text{(III.39)}$$

II.2.2.5 Profil de vent sous le couvert

Sous le couvert, Φ_m est de nouveau supposé conservatif. Le profil de vent est donc logarithmique. On a :

$$\Phi_m(z) = \Phi_m(z_1) = \rho_a . \left[\frac{k.u(z_1)}{\ln(z_1/z_{o,s})}\right]^2 = -\rho_a . u_*'^2 = cste \qquad \text{(III.40)}$$

et

$$u(z) = \frac{u_*'}{k} . \ln\left(\frac{z}{z_{o,s}}\right) \qquad \text{(III.41)}$$

où $z_{o,s}$ est la rugosité mécanique du sol. Elle est fixée à 0,05m (Sellers *et al.*, 1996).

u_*' est la vitesse de frottement sous le couvert.

II.2.3 Propriétés aérodynamiques du couvert et variables microclimatiques

II.2.3.1 Hauteur de déplacement et longueur de rugosité

Le profil de vent u(z) et par suite les transferts turbulents à l'intérieur et au dessus du couvert dépendent de la longueur de rugosité mécanique z_0 et de la hauteur de déplacement D. Leur détermination est d'autant plus complexe que z_0 et D dépendent eux-mêmes du profil de vent (équation III.39). Ils varient en fonction de la structure de la végétation. Ici, ils sont calculés de façon à obtenir un profil de vent cohérent à l'intérieur du couvert, c'est à dire de façon à satisfaire la continuité de la contrainte de cisaillement Φ_m ainsi que de la vitesse du vent u au niveau $z=z_1$ (figure III.17). On suppose que la rugosité mécanique du sol $z_{o,s}$ est connue à priori et que D vérifie l'équation III.35. La méthode de calcul repose sur

une approche numérique itérative, à partir d'une première estimation de D et z_0 ($D=0,7.z_2$ et $z_0=0,1.(z_2-D)$). La longueur de rugosité z_0 est ensuite calculée telle que :

$$\Phi_m(z_{1-}) = \Phi_m(z_{1+}) \qquad \text{et} \qquad u(z_{1-}) = u(z_{1+}) \qquad \text{(III.42)}$$

Cette solution fournit donc le profil de vent u(z) et par suite la hauteur de déplacement D. Le couple (z_0, D) obtenu est directement dépendant de notre modélisation du régime turbulent dans le couvert. L'approche retenue permet de simuler les variations de z_o, de D et du profil de vent en fonction des caractéristiques du couvert, comme la distribution du LAI par exemple (figure III.18).

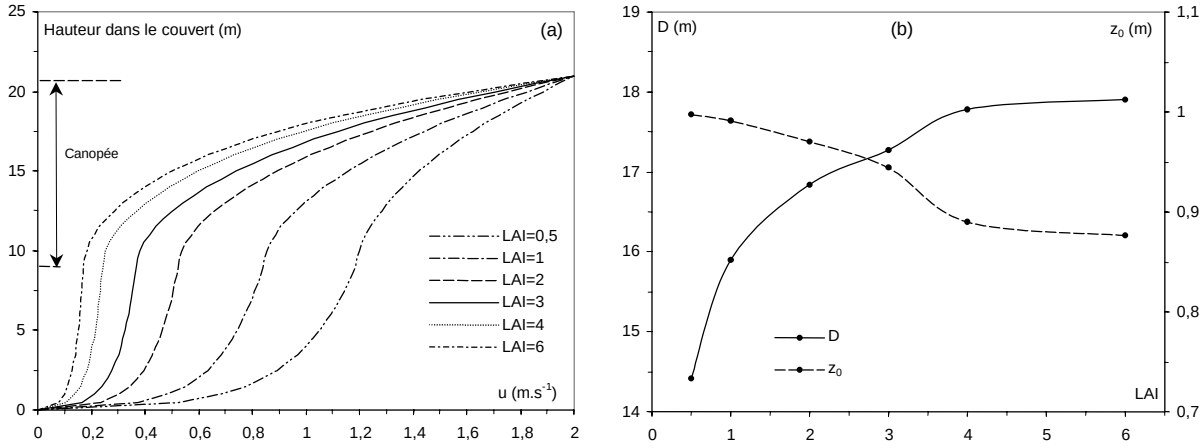


Figure III.18 : (a) Profils de vent u(z) dans le couvert et (b) hauteur de déplacement D et rugosité mécanique z_0, en fonction du LAI. H_{tronc} = 9m et $H_{couvert}$ = 20,5m. $u(z_2)=2m.s^{-1}$.

II.2.3.2 La résistance laminaire foliaire

Au niveau des éléments foliaires, les échanges de masse et chaleur sont gérés par la résistance laminaire de couche limite $r_{b,f}$. Elle représente les transferts entre la surface d'une feuille et l'air au sein du couvert. Elle est proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de la vitesse locale du vent u(z) (Sellers *et al.*, 1996) :

$$r_{b,f}(z) = \frac{C_{f,s}}{\sqrt{u(z)}} \qquad (s.m^{-1}) \qquad \text{(III.43)}$$

où $C_{f,s}$ est un coefficient de transfert de masse et de chaleur estimé à $90.\sqrt{d_f}$ (Goudriaan, 1977). d_f est la dimension moyenne des feuilles.

Dans le modèle intégré, les échanges sont calculés au niveau de chaque cellule foliaire. Une cellule foliaire est caractérisée par une hauteur Δz et une densité foliaire $u_f = u_f(x,y,z)$. La

résistance laminaire $r_{b,cell}$ qui lui est associée, représente l'effet combiné des résistances laminaires mises en parallèle. On a :

$$r_{b,cell} = \frac{p_s.C_{f,s}}{u_f.\Delta z.\sqrt{u(z)}} \quad (s.m^{-1}) \quad \text{avec} \quad p_s = 1+u_f^{0,6} \qquad \text{(III.44)}$$

La résistance laminaire r_b de l'ensemble du couvert est appliquée entre l'ensemble des feuilles et l'air à l'intérieur de la canopée. Elle est alors donnée par :

$$r_b = [\int_{z_1}^{z_2} \frac{u_f(z)}{p_s.r_{b,f}}.dz]^{-1} = [\int_{z_1}^{z_2} \frac{u_f(z).\sqrt{u}}{p_s.C_{f,s}}.dz]^{-1} \quad (s.m^{-1}) \qquad \text{(III.45)}$$

II.2.3.3 Les résistances aérodynamiques du couvert

La notion de résistance aérodynamique a déjà été introduite au paragraphe II.1.2.2. Elle est définie comme l'intégrale de l'inverse de la diffusivité et caractérise les échanges turbulents entre deux niveaux atmosphériques. Nous considérons ici trois niveaux distincts : le sol ($z=z_{sol}$), une hauteur z_a, qui représente le centre d'action des conductances $g_{b,f}$, *c.à.d* le point d'action des sources de chaleurs dans la canopée, et un niveau de référence ($z=z_{ref}$), généralement situé dans la sous-couche inertielle. La hauteur z_a est calculée comme la solution de l'équation intégrale suivante (Sellers *et al.*, 1996) :

$$\left[\int_{z_1}^{z_a} \frac{u_f(z)}{p_s.r_{b,f}}.dz\right]^{-1} = \left[\int_{z_a}^{z_2} \frac{u_f(z)}{p_s.r_{b,f}}.dz\right]^{-1} = 2.r_b \qquad \text{(III.46)}$$

soit $\int_{z_1}^{z_a} u_f(z).\sqrt{u_{(z)}}.dz = \int_{z_a}^{z_2} u_f(z).\sqrt{u_{(z)}}.dz$ si p_s et $C_{f,s}$ sont constants sur le couvert.

Les résistances aérodynamiques r_d et r_a respectivement définies entre le sol et l'altitude z_a et entre les niveaux z_a et z_{ref} sont données par les expressions suivantes :

$$r_d = \int_{z_{sol}}^{z_a} \frac{1}{K_m}.dz \quad \text{et} \quad r_a = \int_{z_a}^{z_{ref}} \frac{1}{K_m}.dz \quad (s.m^{-1}) \qquad \text{(III.47)}$$

Le calcul de ces résistances est effectué de façon numérique à partir du profil de diffusivité $K_m(z)$ dans le système 'couvert-CLS'. Ces résistances sont utilisées pour calculer les flux de chaleurs sensible et latente dans le couvert. Ce point est abordé dans le paragraphe suivant.

II.2.3.4 Température et humidité de l'air à l'intérieur du couvert

Les échanges au niveau des éléments foliaires dépendent des profils de température et d'humidité de l'air dans le couvert. Ici, les flux sont simulés en considérant que la température et l'humidité de l'air dans le couvert sont constantes. Ces quantités sont supposées avoir des valeurs cohérentes avec le schéma résistif utilisé (figure III.4). Ainsi, les sommes des flux issus du sol (H_{sol} et LE_{sol}) et de la végétation (H_c et LE_c) doivent être égales aux flux totaux issu de l'ensemble du couvert. La température T_a et l'humidité q_a (ou pression partielle $P_a(H_2O)$) de l'air sont donc des quantités dites 'aérodynamiques', qui ne sont pas nécessairement égales aux quantité effectivement mesurables dans le couvert.

$$H_{ref} = H_c + H_{sol} \qquad \text{et} \qquad LE_{ref} = LE_c + LE_{sol} \tag{III.48}$$

où H_{sol}, H_c et H_{ref} sont respectivement les flux de chaleur sensible du sol, de la canopée et au niveau z_{ref}.

LE_{sol}, LE_c et LE_{ref} sont respectivement les flux de chaleur latente du sol, de la canopée et au niveau z_{ref}.

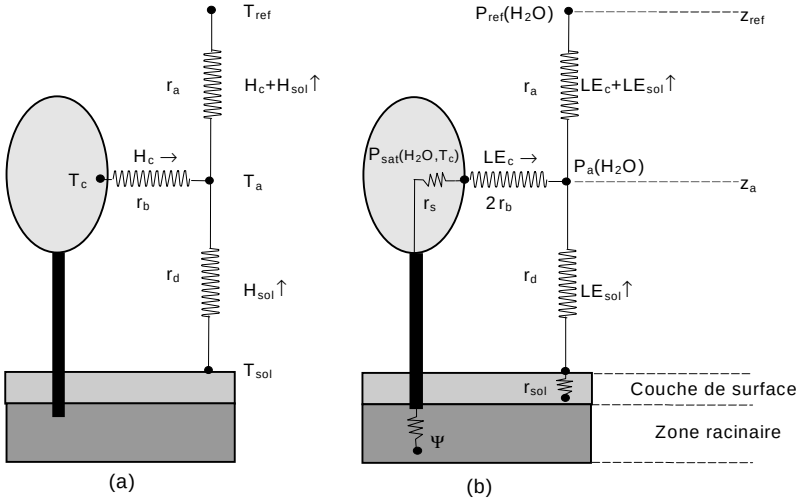


Figure III.19 : Structure schématique d'un modèle bi-couche (adapté de Sellers *et al.*, 1996) : représentation des transferts de chaleur sensible (a) et de chaleur latente (b).

Les trois flux de chaleur sensible indiqués dans la figure III.19 sont donnés par les relations suivante :

$$H_{sol} = \rho_a.c_p.\frac{T_{sol}-T_a}{r_d}, \qquad H_c = \rho_a.c_p.\frac{T_c-T_a}{r_b} \qquad \text{et} \qquad H_{ref} = \rho_a.c_p.\frac{T_a-T_{ref}}{r_a} \tag{III.49}$$

où ρ_a et c_p sont la densité et la chaleur massique de l'air.

T_{sol}, T_c, T_a et T_{ref} sont les températures du sol, du couvert et de l'air au niveau z_a et z_{ref}. T_{sol} et T_c sont des valeurs moyennes des températures du sol et des feuilles.

La température T_a dans le couvert est donc :

$$T_a = \left(\frac{T_{sol}}{r_d} + \frac{T_c}{r_b} + \frac{T_{ref}}{r_a}\right) / \left(\frac{1}{r_d} + \frac{1}{r_b} + \frac{1}{r_a}\right) \quad \text{(III.50)}$$

On obtient une expression similaire de l'humidité q_a de l'air dans la canopée. Toutefois, l'humidité de la surface des feuilles est difficilement estimable. La prise en compte d'une résistance supplémentaire, la résistance stomatique r_s, permet de considérer l'humidité q_i de l'air au sein de la cavité stomatique. Cette dernière est supposée à saturation à la température de la végétation : $q_i = q_{sat}(T_c)$. On a :

$$q_a = \left(\frac{q_{sol}}{r_d} + \frac{q_i}{r_b+r_s} + \frac{q_{ref}}{r_a}\right) / \left(\frac{1}{r_d} + \frac{1}{r_b+r_s} + \frac{1}{r_a}\right) \quad \text{(III.51)}$$

Dans notre cas, la résistance stomatique est calculée à partir du modèle de Collatz *et al.* (1991). Ce modèle est décrit ci-dessous.

II.2.4 Conductance et régulation stomatiques foliaires

L'eau transpirée par les plantes ainsi que le dioxyde de carbone capté dans l'atmosphère pour les processus de photosynthèse, passent par les stomates. D'une manière générale, les stomates régulent les échanges gazeux entre la feuille et l'atmosphère, afin d'établir un compromis entre les pertes en eau et la photosynthèse. La conductance stomatique foliaire $g_{s,f}$, *c.à.d* l'inverse de la résistance stomatique $r_{s,f}$, représente les transferts gazeux entre la cavité stomatique et la surface de la feuille. Elle dépend de tous les paramètres physiologiques et environnementaux qui affectent le fonctionnement foliaire. Il s'agit en particulier du rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde, de l'humidité et de la concentration en CO_2 de l'atmosphère, de la température foliaire, de l'état hydrique du sol et du vent. Les feuilles n'ayant que de très faibles réserves en eau, le sol constitue en effet le réservoir effectif qui leur permet de faire face aux pertes par transpiration. La diminution des réserves en eau du sol commande la fermeture des stomates ($g_{s,f}$=0).

II.2.4.1 Le modèle de fonctionnement foliaire de Collatz

Le modèle de fonctionnement foliaire utilisé (Collatz *et al.*, 1991) simule de manière semi-mécaniste les échanges gazeux entre la feuille et l'air en son voisinage. Les transferts de

vapeur d'eau et de dioxyde de carbone entre l'intérieur de la feuille (i), sa surface (s) et l'air ambiant (a) sont représentés par le biais des résistances stomatiques $r_{s,f}$ et laminaires $r_{b,f}$ foliaires associées à chaque quantité (figure III.20). La transpiration foliaire E_{tr} et l'assimilation nette de carbone A_n sont alors modélisées de la façon suivante :

$$E_{tr} = \rho_a.\frac{H_i - H_s}{r_{s,f}(H_2O)} = \rho_a.\frac{H_s - H_a}{r_{b,f}(H_2O)} = \rho_a.\frac{H_i - H_a}{r_{s,f}(H_2O)+r_{b,f}(H_2O)} \qquad (mol(H_2O).m^{-2}.s^{-1} \text{ ou } m.s^{-1})$$

$$A_n = \rho_a.\frac{C_i - C_s}{r_{s,f}(CO_2)} = \rho_a.\frac{C_s - C_a}{r_{b,f}(CO_2)} = \rho_a.\frac{C_i - C_a}{r_{s,f}(H_2O)+r_{b,f}(H_2O)} \qquad (mol(CO_2).m^{-2}.s^{-1} \text{ ou } m.s^{-1})$$

(III.52)

où $H = \frac{P(H_2O)}{P_a}$ est la concentration en vapeur d'eau ($mol.mol^{-1}$). $P(H_2O)$ est la pression partielle en vapeur d'eau (Pa) et P_a est la pression atmosphérique (Pa).

et $C = \frac{P(CO_2)}{P_a}$ est la concentration en dioxyde de carbone ($mol.mol^{-1}$).

Le passage de l'unité ($mol.m^{-2}.s^{-1}$) à l'unité ($m.s^{-1}$) est réalisé en utilisant la loi des gaz parfaits "P.V=n.R.T". Le volume V d'une mole de vapeur d'eau à la pression P et température T est donc : $V=V_0.T.P_0/(T_0.P)$,

où l'indice 0 indique les conditions normales (P_0=105Pa, T_0=273K et V_0=22,4 l).

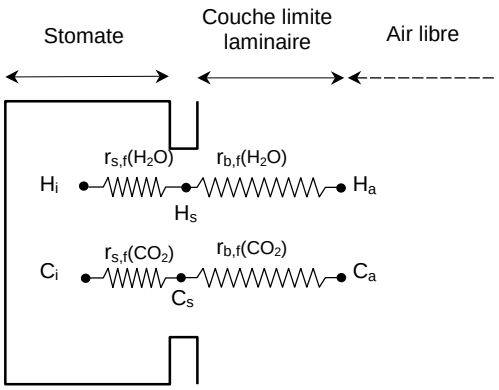


Figure III.20 : Représentation schématique des échanges de vapeur d'eau (de concentration H) et de dioxyde de carbone (de concentrationC) entre le milieu intercellulaire de la feuille (i), sa surface (s) et l'air ambiant (a).

Les processus physiologiques du fonctionnement photosynthétique et stomatique sont respectivement modélisés à partir des travaux de Farquhar (1980) et de Ball et Berry (1982).

- *Le modèle de conductance stomatique*

La conductance stomatique foliaire $g_{s,f}$ représente les échanges gazeux (H_2O et CO_2) entre la cavité stomatique et la surface de la feuille. Elle est reliée à l'assimilation nette A_n de CO_2 par la formule semi-empirique de Ball et Berry (1982) :

$$g_{s,f}(H_2O) = \frac{1}{r_{s,f}(H_2O)} = m \cdot \frac{A_n \cdot h_s}{C_s} + b \qquad (mol.m^{-2}.s^{-1} \text{ ou } m.s^{-1}) \qquad \text{(III.53)}$$

où $h_s = \frac{P_s(H_2O)}{P_i(H_2O)} = \frac{H_s}{H_i}$ est l'humidité relative de l'air à la surface. H est la concentration en vapeur d'eau et P représente la pression partielle.

$C_s = \frac{P_s(CO_2)}{P_a}$ est la concentration en CO_2 à la surface. P_a est la pression atmosphérique.

m et b sont des coefficients empiriques : $m \approx 9$ et $b \approx 0{,}01$ $mol.m^{-2}.s^{-1}$ pour les plantes en C3 et $m \approx 4$ et $b \approx 0{,}04$ $mol.m^{-2}.s^{-1}$ pour les plantes en C4.

La moindre diffusivité du dioxyde de carbone vis à vis de la vapeur d'eau explique que l'on ait :

$$g_{s,f}(CO_2) = \frac{g_{s,f}(H_2O)}{1{,}6} \qquad \text{et} \qquad g_{b,f}(CO_2) = \frac{g_{b,f}(H_2O)}{1{,}4} \qquad \text{(III.54)}$$

- *La photosynthèse*

La photosynthèse utilise l'énergie lumineuse ($\lambda \in [0{,}4;\ 0{,}7\mu m]$) et le CO_2 captés dans l'atmosphère pour synthétiser des glucides. Le processus photosynthétique global implique un grand nombre de réactions réparties en deux groupes :

- **Les réactions photochimiques** (ou réactions 'lumineuses'). Elles nécessitent l'apport de lumière et fournissent les électrons ainsi que l'énergie chimique nécessaires aux réactions de carboxylation et d'oxydation du Ribulose-1,5-biphosphate (RuBP) et à la régénération de celui-ci.
- **Les réactions sombres**. Elles permettent de fixer le CO_2 et de recycler certains composés intervenant dans ce processus. Pour les plantes en C3, la fixation du CO_2 est réalisée sur le RuBP. De manière très schématique, la réaction entre le CO_2 et le RuBP conduit à la formation d'une molécule à 3 atomes de carbone, l'acide phosphoglycérique (APG), d'où la dénomination 'C3'. L'APG ainsi formé entre alors dans le cycle de Calvin qui conduit à la synthèse de glucides et à la régénération du RuBP.

La réaction entre le RuBP et le CO_2 est catalysée par l'enzyme Ribulose biphosphate carboxylase/oxygenase, couramment appelée la Rubisco. Cette enzyme catalyse aussi une

réaction entre le RuBP et l'oxygène, dont l'un des produits, l'acide phosphoglycolique, entre dans un cycle respiratoire complexe conduisant à une libération de CO_2 : la photorespiration. La photorespiration consomme entre 30% et 50% du carbone fixé et limite par conséquent fortement la photosynthèse des plantes en C3.

- *Le modèle de photosynthèse*

L'assimilation nette A_n traduit le bilan de l'assimilation du CO_2 entre les réactions lumineuses de carboxylation et d'oxygénation (assimilation brute A) et les processus respiratoires R_d.

$$\boxed{A_n = A - R_d} \qquad \text{avec} \begin{cases} R_d = 0{,}015.V_m & \text{si plante en C3 (Collatz } \textit{et al.}\text{, 1991)} \\ R_d = 0{,}025.V_m & \text{si plante en C4 (Collatz } \textit{et al.}\text{, 1992)} \end{cases} \qquad \text{(III.55)}$$

où V_m est la capacité catalytique de la Rubisco ($mol.m^{-2}.s^{-1}$) à la température foliaire T_f. Son calcul est abordé par la suite.

Le modèle de photosynthèse foliaire de Collatz *et al.* (1991) utilise une formulation dérivée de Farquhar (1980). Ainsi, l'assimilation brute de CO_2 est modélisée comme le minimum de trois facteurs limitants caractéristiques de l'efficience du système enzymatique (W_c), de la quantité d'énergie lumineuse absorbée par les pigments chlorophylliens (W_e) et de la capacité de la feuille à exporter ou utiliser les produits de la photosynthèse (W_s) :

$$\boxed{A = \min(W_c, W_e, W_s)} \qquad (mol.m^{-2}.s^{-1}) \qquad \text{(III.56)}$$

- **W_c :** représente la limitation par la Rubisco de la carboxylation et de l'oxygénation du RuBP.

$$W_c = V_m.\left[\frac{P_i(CO_2) - \Gamma(T,O_2)}{P_i(CO_2) + K_c.(1 + P_i(O_2)/K_o)}\right] \qquad \text{pour plantes en C3}$$

$$W_c = V_m \qquad \text{pour plantes en C4} \qquad \text{(III.57)}$$

où $\Gamma(T,O_2) = \dfrac{P_i(O_2)}{2\tau}$ est le point de compensation du CO_2. Il représente la pression partielle $P_i(CO_2)$ pour laquelle l'assimilation brute est égale à la respiration. $P_i(O_2)$ est la pression partielle de l'oxygène (≈20,9kPa).

$\tau = 2600.(0{,}57)^{(T-298)/10}$ est le partitionnement carboxylation - oxygénation du RuBP.

$K_c = 30.(2{,}1)^{(T-298)/10}$ est la constante de Michaelis-Menten pour le CO_2.

$K_0 = 30.10^3.(1{,}2)^{(T-298)/10}$ est la constante d'inhibition de l'oxygène.

- **W_e :** limitation due à l'éclairement (disponibilité d'électrons pour régénérer le RuBP).

$$W_e = APAR.\varepsilon_c.\frac{P_i(CO_2) - \Gamma(T,O_2)}{P_i(CO_2) + 2.\Gamma(T,O_2)} \qquad \text{pour plantes en C3}$$

$$W_e = APAR.\varepsilon_c \qquad \text{pour plantes en C4} \qquad \text{(III.58)}$$

où APAR est la quantité de PAR absorbée par la feuille ($mol.m^{-2}.s^{-1}$).
($1\ W.m^{-2}=4{,}26\ \mu mol.m^{-2}.s^{-1}$).

ε_c est l'efficacité quantique d'assimilation du CO_2 ($\approx 0{,}08\ mol(CO_2).mol^{-1}(APAR)$)

- **W_s :** limitation liée à la capacité foliaire à exporter et utiliser les produits de la photosynthèse. Le PAR et $P_i(CO_2)$ sont alors saturants. Pour les plantes en C4, W_s représente la limitation due au CO_2.

$$W_s = \frac{V_m}{2} \qquad \text{pour plantes en C3}$$

$$W_s = 2.10^4.V_m.\frac{P_i(CO_2)}{P_a} \qquad \text{pour plantes en C4} \qquad \text{(III.59)}$$

- *La capacité catalytique de la Rubisco*

La capacité catalytique potentielle de la Rubisco à la température T=298K est notée V_{max}. Elle est proportionnelle à la réserve foliaire en enzyme Rubisco, elle même proportionnelle à la concentration foliaire en azote. L'azote se répartit dans la plante de façon à optimiser l'activité photosynthétique, compte tenu de l'éclairement local. La distribution de la concentration foliaire en azote, et par suite la distribution du paramètre V_{max}, sont souvent considérées proportionnelles à la distribution dans le couvert de l'éclairement incident moyen sur une période ΔJ, représentant approximativement les 15-30 derniers jours (Sellers *et al.*, 1992 ; Dang *et al.*, 1997). Au niveau d'une feuille dans le couvert, on a alors :

$$V_{max} = V_{max0}.\frac{\langle PAR\rangle_{\Delta J}}{\langle PAR_0\rangle_{\Delta J}} \qquad (mol.m^{-2}.s^{-1}) \qquad \text{(III.60)}$$

où V_{max0} est la capacité catalytique potentielle de la Rubisco au sommet du couvert pour une feuille à la température T=298K,

$\langle PAR\rangle_{\Delta J}$ et $\langle PAR_0\rangle_{\Delta J}$ sont les éclairements moyens sur la période ΔJ, incidents sur la feuille et au sommet du couvert ($W.m^{-2}$).

L'éclairement moyen $\langle PAR_0\rangle_{\Delta J}$ au sommet du couvert est calculé en intégrant avec un pas de temps horaire le rayonnement incident sur la période ΔJ. Les positions horaires du soleil, ainsi que les éclairements solaires et atmosphériques associés, sont calculés à partir de

relations classiques d'orbitographie (Guyot, 1996) en supposant connue la localisation du site (longitude, latitude) et l'épaisseur optique de l'atmosphère. Dans le cas d'une atmosphère anisotrope, la distribution normalisée du rayonnement atmosphérique est modélisée à partir des relations empiriques de Grant *et al.* (1995). Différentes formulations permettent de prendre en compte la présence et le type de nuages (nuages translucides ou opaques) ainsi que leur altitude (nuages bas ou hauts). L'éclairement directionnel moyen incident sur la surface est estimé en moyennant sur la période ΔJ, les éclairements directionnels journaliers. La distribution dans le couvert de l'éclairement foliaire moyen $<PAR>_{\Delta J}$, est ensuite calculée par une simulation DART, avec en entrée la distribution angulaire de l'éclairement incident moyen. Ces calculs sont réalisés lors d'une phase préliminaire à la modélisation des échanges énergétiques.

L'activité carboxylasique foliaire effective V_m est contrainte par la température foliaire T_f et par le stress hydrique. Ces contraintes sont représentées par deux fonctions semi-empiriques d'inhibition (Collatz *at al.*, 1991). Elle permettent d'exprimer la capacité catalytique potentielle de la Rubisco V_m à partir de sa valeur maximale, compte tenu de l'éclairement local. On a :

$$V_m = V_{max}.f(\Psi_c,\Psi_r).g(T_f) \qquad (mol.m^{-2}.s^{-1}) \qquad \text{(III.61)}$$

avec $f(\Psi_c,\Psi_r) = \dfrac{1}{1+\exp[0,02.(\Psi_c-\Psi_r)]}$

et $g_{C3}(T_f)=\dfrac{2,4^{(T_f-298)/10}}{1+\exp[s_1.(T_f-s_2)]}$ ou $g_{C4}(T_f)=\dfrac{2,4^{(T_f-298)/10}}{\{1+\exp[s_1.(T_f-s_2)]\}.\{1+\exp[s_3.(s_4-T_f)]\}}$

où les s_i traduisent l'inhibition aux basses et hautes T_f. D'après Sellers *et al.* (1996b) : $s_1=0,3K^{-1}$, $s_3=0,2K^{-1}$, $s_2=303K$, $s_4=278K$, pour les conifères.

Ψ_c est le potentiel hydrique critique (m). Il traduit la limite inférieure de la disponibilité en eau de la plante (point de flétrissement).

Ψ_r est le potentiel hydrique racinaire.

Actuellement, l'influence du stress hydrique sur le paramètre V_{max}, *c.à.d* le terme $f(\Psi_c,\Psi_r)$, n'est pas pris en compte par notre approche.

- *Schéma itératif du modèle de Collatz*

L'algorithme du modèle de Collatz repose sur un processus itératif qui permet de converger vers une valeur de la pression interne en CO_2, $P_i(CO_2)$, permettant de satisfaire la condition

de conservation des flux (équation III.52). Le schéma itératif utilisé dans le modèle est présenté par la figure III.21.

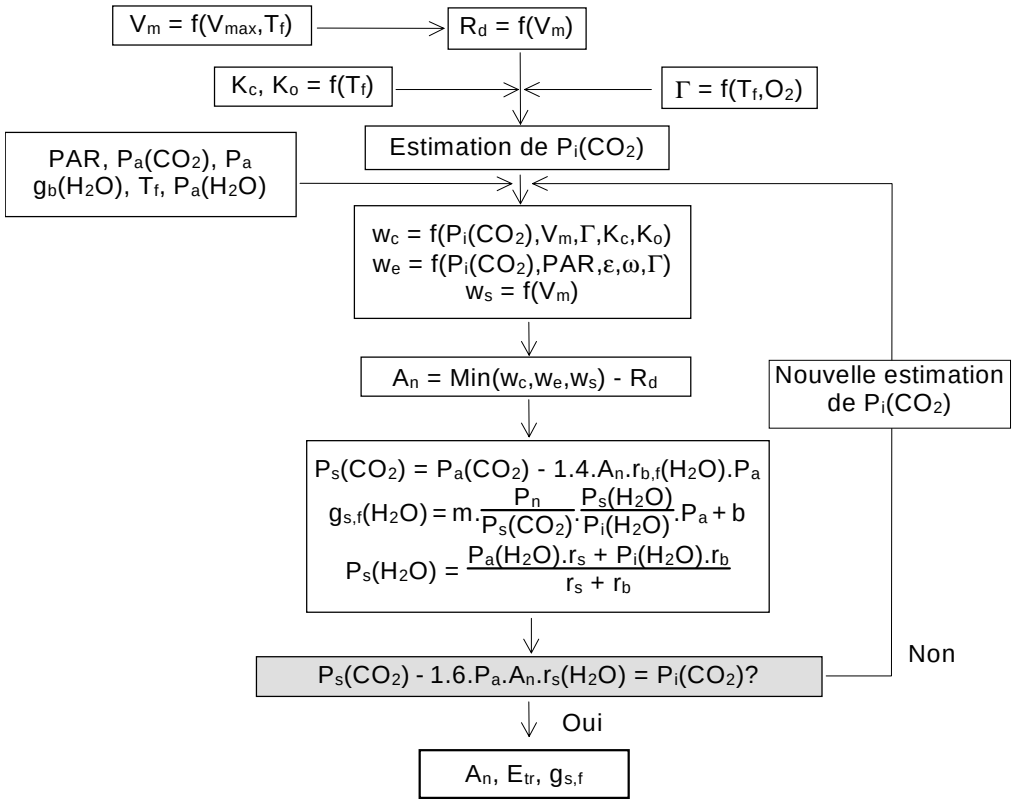


Figure 21 : Approche itérative du modèle de fonctionnement foliaire (Collatz *et al.*, 1991)

- *Conductance stomatique associée à une cellule foliaire et au couvert*

De façon similaire à la conductance laminaire, la conductance stomatique $g_{s,cell}(H_20) = g_{s,cell}$ associée à une cellule de feuilles représente l'effet combiné des conductances stomatiques mises en parallèle. On a :

$$g_{s,cell} = \frac{1}{r_{s,cell}} = u_f.\Delta z.g_{s,f} \qquad (s.m^{-1}) \qquad \text{(III.62)}$$

où u_f est la densité volumique foliaire de la cellule ($m^2.m^{-3}$).

La conductance stomatique g_s associée au couvert est : $$g_s = \frac{1}{r_s} = \int_{z_1}^{z_2} g_{s,f}.u_f(z).dz \qquad \text{(III.63)}$$

où $u_f(z)$ est la densité foliaire moyenne au niveau z dans la canopée ($m^2.m^{-3}$).

II.2.5 Structure générale du modèle intégré

Le modèle présenté calcule les échanges d'énergie entre chaque élément du milieu et son environnement. L'approche générale repose sur un processus itératif permettant de converger vers la distribution des températures qui satisfait l'équilibre énergétique au niveau de chaque cellule de discrétisation. Actuellement, le modèle ne résout pas le bilan d'énergie au niveau du sol. La température du sol est fixée à priori. L'approche est donc uniquement appliquée à la végétation. D'autre part, les processus de stockage dans le couvert et le sol ne sont pas modélisés. Le schéma général du modèle est présentée par la figure III.22.

Lors de la première itération, la distribution des températures foliaires $T_{f,cell}$ est fixée à priori. Elle peut être égale à la température de l'air, par exemple. Le bilan d'énergie au niveau d'une cellule foliaire s'exprime alors de la façon suivante :

$$\boxed{R_{n,cell} = LE_{cell} + H_{cell}} \qquad \text{(III.64)}$$

avec

$$R_{n,cell} = R_{CLO} + R_{IRT} \qquad \text{(III.65)}$$

$$LE_{cell} = L.\rho_a.\frac{q_{sat}(T_f) - q_a}{r_{b,cell}+r_{s,cell}} \qquad \text{(III.66)}$$

et

$$H_{cell} = 2.\rho_a.c_p.\frac{T_{f,cell} - T_a}{r_{b,cell}} \qquad \text{(III.67)}$$

Le calcul du rayonnement net $R_{n,cell}$ a été abordé dans le paragraphe I.2 du présent chapitre. Le facteur '2' introduit dans l'expression du flux de chaleur sensible H_{cell} traduit le fait que les échanges de chaleur surviennent sur les deux faces des feuilles.

Pour chaque itération du modèle, si le bilan d'énergie n'est pas vérifié au niveau d'une cellule (relation III.64), une nouvelle valeur de la température foliaire $T_{f,cell}$ est estimée en inversant l'expression du flux de chaleur sensible :

$$\boxed{T_{f,cell} = T_a + \frac{R_{n,cell} - \mathbf{LE}_{cell}}{2.\rho_a.c_p.g_{b,cell}}} \qquad \text{(III.68)}$$

Les quantités dépendant de la distribution des températures sont alors recalculées lors de l'itération suivante. Ainsi, la température du couvert est recalculée en tant que moyenne pondérée des températures foliaires. De même, le bilan thermique 3D ainsi que la distribution des flux de chaleurs sensible H_{cell} et latente LE_{cell} sont recalculés.

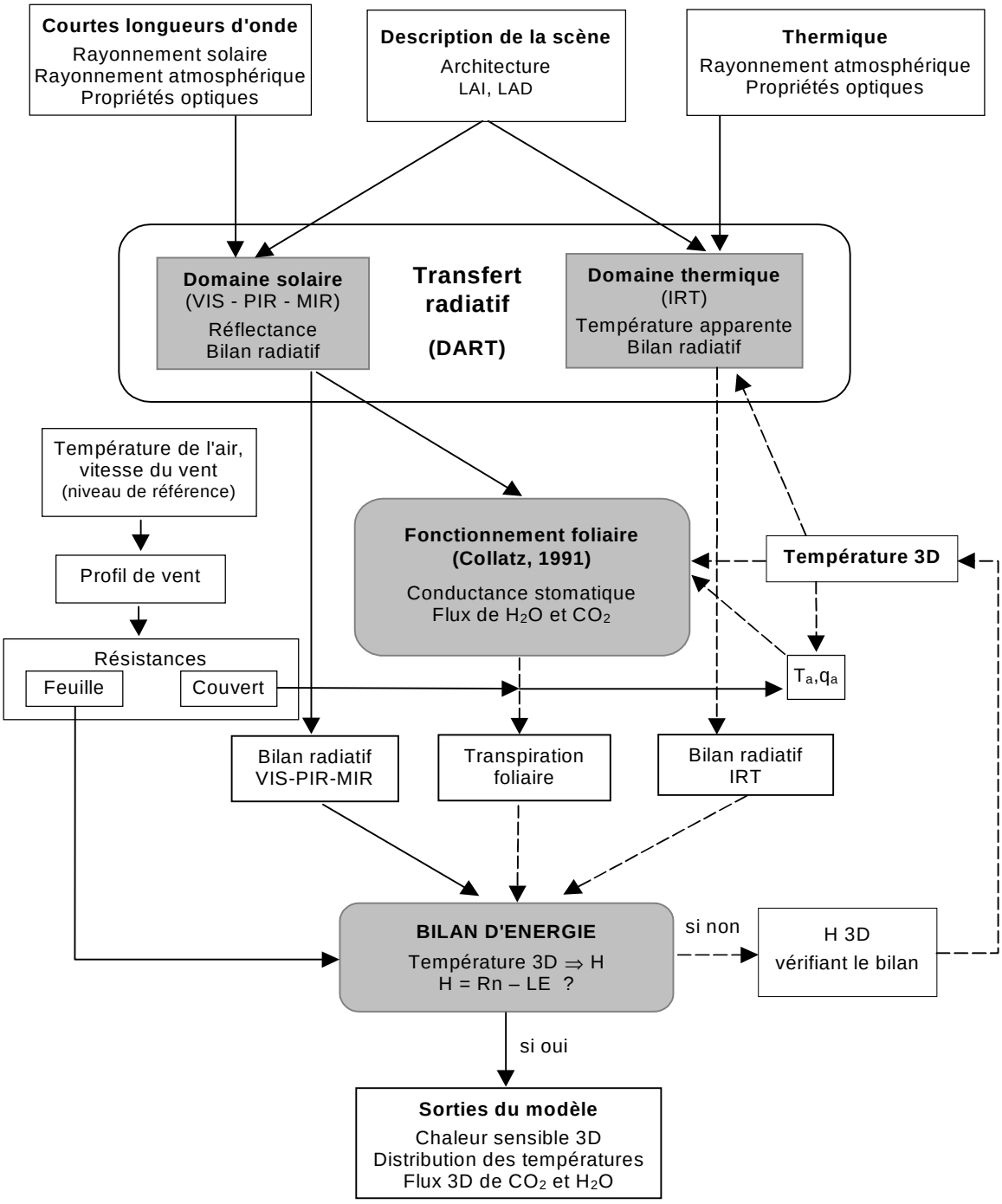


Figure III.22 : Schéma général du modèle intégré. Les processus et les quantités dépendants de la distribution des températures, *c.à.d* recalculés pour chaque itération, sont reliés par des flèches en pointillés.

II.3 Comparaison avec le schéma de surface ISBA

De manière à tester la validité les quantités simulées une comparaison préliminaire a été effectuée avec un modèle de surface reconnu par la communauté scientifique. Il s'agit du schéma de surface ISBA (Noilhan et Planton, 1989 ; Noilhan et Mahfouf, 1996), développé par le Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM / Météo-France).

II.3.1 Le modèle ISBA (Interactions Sol-Biosphère-Atmosphère)

Le schéma de surface ISBA simule les échanges de chaleur et d'eau entre le sol, la végétation et les couches inférieures de l'atmosphère. Les transferts énergétiques sont modélisés à partir d'une paramétrisation relativement simple, qui permet de fournir, dans un contexte opérationnel, les conditions aux limites (flux de surface) des modèles de circulation atmosphérique.

Le modèle ISBA résout le bilan d'énergie du système 'sol-végétation'. Le sol et la végétation sont alors représentés par une surface unique, horizontale, située au dessus de deux couches (réservoirs), permettant de modéliser les transfert hydriques et énergétiques dans le sol. Le taux de couverture végétale (veg) permet de prendre en compte les parties du flux de chaleur latente issues du sol ou de la végétation. Cinq équations pronostiques gèrent l'évolution temporelle de la température de surface T_s, de la température du sol profond T_2, du contenu en eau de surface w_g, du contenu en eau de la couche profonde w_2 et du contenu en eau du réservoir d'interception W_r.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial T_s}{\partial t} = C_T.(R_n - H - LE) - \dfrac{2\pi}{\tau}.(T_s - T_2) \\ \dfrac{\partial T_2}{\partial t} = \dfrac{1}{\tau}.(T_s - T_2) \\ \dfrac{\partial W_r}{\partial t} = veg.P - E_r - R_r \\ \dfrac{\partial w_g}{\partial t} = \dfrac{C_1}{\rho_w.d_1}.(P_g - E_g) - \dfrac{C_2}{\tau}.(w_g - w_{geq}) \\ \dfrac{\partial w_2}{\partial t} = \dfrac{1}{\rho_w.d_2}.(P_g - E_g - E_{tr}) - \dfrac{C_3}{d_2.\tau}.\max(0, (w_2 - w_{fc})) \end{cases} \quad \text{(III.69)}$$

où C_T est la capacité thermique du système 'sol-végétation',

τ est une constante temporelle caractérisant la longueur de la journée,

d_1, d_2 sont respectivement la profondeur du réservoir supérieur et la profondeur totale des deux réservoirs,

P, E_r, R_r représentent le taux de précipitation, l'évaporation du réservoir d'interception et la quantité d'eau ruisselée vers la surface,

P_g, E_g, E_{tr} représentent la quantité d'eau s'infiltrant dans le sol, l'évaporation du sol nu et la transpiration foliaire,

ρ_w, w_{fc} sont la masse volumique de l'eau et la capacité au champ du sol,

C_1, C_2 et w_{geq} sont des coefficients de calibration,

C_3 caractérise la vitesse de rappel vers la capacité au champ.

Les différentes composantes du bilan d'énergie de la surface sont décrites ci-dessous. En l'absence de neige, le flux d'évapotranspiration E est décomposé en trois flux élémentaires : l'évaporation E_g issu du sol nu, l'évaporation E_r de l'eau interceptée par le feuillage et la transpiration E_{tr} de la végétation.

$$R_n = (1 - \omega_{surface}).R_G + \varepsilon_{surface}.(R_a - \sigma T_s^4) \quad \text{(III.70)}$$

$$H = \rho_a.c_p.\frac{T_s - T_a}{r_a} \quad \text{(III.71)}$$

$$E_g = (1\text{-veg}).\rho_a.\frac{h_u.q_{sat}(T_s) - q_a}{r_a} \qquad \text{si } q_{sat}(T_s) \geq q_a \quad \text{(III.72)}$$

$$E_r = \text{veg}.\rho_a.\frac{\delta.(q_{sat}(T_s) - q_a)}{r_a} \qquad \text{et} \qquad E_{tr} = \text{veg}.\rho_a.\frac{(1-\delta).(q_{sat}(T_s) - q_a)}{r_s + r_a} \quad \text{(III.73)}$$

$$G = R_n - LE - H \qquad \text{avec} \qquad LE = LE_g + LE_r + LE_{tr} \quad \text{(III.74)}$$

où $\omega_{surface}$ et $\varepsilon_{surface}$ sont l'albédo et l'émissivité du système 'sol-végétation',

R_G et R_a sont le rayonnement global des courtes longueurs d'onde et le rayonnement atmosphérique thermique,

h_u et δ sont l'humidité relative du sol et la fraction de feuillage recouvert d'eau.

La conductance stomatique g_s est calculée par l'approche de Jarvis (1976), construite à partir de relations semi-empiriques caractérisant la régulation stomatique face aux contraintes environnementales du milieu :

$$R_s = \frac{R_{smin}}{LAI}.F_1^{-1}.F_2^{-1}.F_3^{-1}.F_4^{-1} \qquad \text{avec} \qquad F_2 = \begin{cases} 0 & \text{si } w_2 > w_{fc} \\ \dfrac{w_2 - w_{wilt}}{w_{fc} - w_{wilt}} & \text{si } w_{wilt} \leq w_2 \leq w_{fc} \\ 1 & \text{si } w_2 < w_{wilt} \end{cases} \quad \text{(III.75)}$$

Les fonctions F_1, F_2, F_3 et F_4 caractérisent l'influence du rayonnement solaire, du stress hydrique au niveau du sol, de la température de l'air et du déficit de saturation. Actuellement, le stress hydrique n'est pas pris en compte par notre modèle. Une solution consisterait à utiliser la fonction F_2.

II.3.2 L'étude comparative

L'étude comparative entre le schéma de surface ISBA et le modèle développé est basée sur la simulation du profil journalier de trois quantités caractéristiques du bilan d'énergie de la surface : le rayonnement net et les flux de chaleurs sensible et latente. Actuellement, les échanges hydriques entre le sol et l'atmosphère (E_r) ne sont pas simulés par notre modèle. Le module du modèle ISBA calculant l'évaporation du sol E_r a été combiné à notre approche

de manière à simuler et à comparer les termes du bilan d'énergie total de la surface. Le site d'étude retenu est une parcelle de pins maritimes, caractéristique du bassin versant de l'Adour. Les données météorologiques, ainsi que les paramètres caractéristiques de la surface, nécessaires aux simulations nous ont été fournis par le CNRM.

L'étude est effectuée à partir des mesures acquises au cours de la journée du 21 mai 1993 (jour julien 141). Cette journée a été choisie de façon à s'affranchir au maximum des mécanismes d'échanges énergétiques non encore introduits dans notre modèle. Par exemple, la fraction de feuillage recouvert d'eau δ est minimale lors de cette journée ; l'influence sur le bilan d'énergie de l'évaporation de l'eau interceptée par la végétation est alors minimisée. Les paramètres météorologiques utilisés sont représentés en fonction de l'heure solaire dans le table III.10. Ils décrivent la température de la surface (T_s), la température et l'humidité de l'air (T_a et q_a), le rayonnement global (R_G) de courtes longueurs d'onde, le rayonnement atmosphérique thermique (R_a), la pression atmosphérique (P_a) et la vitesse du vent (u).

Heure solaire (h)	**T_s** (K)	**T_a (2m)** (K)	**q_a (2m)** (-)	**R_g** ($W.m^{-2}$)	**R_a** ($W.m^{-2}$)	**P_a** (Pa)	**U (10m)** ($m.s^{-1}$)
6	282,14	281,95	0,007	90,0	296,0	100716,0	1,23
8	286,67	285,95	0,007	388,6	340,6	101137,3	1,36
10	290,02	288,85	0,007	651,0	369,0	101518,7	1,53
12	291,89	290,65	0,007	877,0	381,0	101860,0	1,76
14	292,75	291,98	0,007	771,6	365,0	101732,0	1,05
16	292,49	292,38	0,007	551,6	356,6	101364,3	1,04
18	291,01	291,85	0,008	217,0	355,8	100757,0	1,74

Table III.10 : Mesures météorologiques et de rayonnements incidents fournies par le CNRM (jour julien 141).

La hauteur du couvert est fixée à z_2=7m. Le LAI de la parcelle est égal à 2,4. Les configurations solaires (θ_s, φ_s) et les valeurs du SKYL dans les domaines du VIS, PIR et MIR pour chaque heure de la journée (table III.11) ont été calculées par le modèle atmosphérique 6S (Vermote *et al.*, 1996). Ces valeurs ont été utilisées par le modèle DART pour simuler la distribution du rayonnement net au sein du milieu.

Les propriétés aérodynamiques de la surface (longueur de rugosité mécanique z_0 et hauteur de déplacement D) sont des paramètres d'entrée du modèle ISBA. Elles ont été estimées par le CNRM à 1m pour z_0 et à 3m pour D. Le modèle développé calcule ces paramètres. Les valeurs obtenues pour un couvert turbide sont z_0 = 0,28m et D = 4m $\approx$ 0,6.z_2. Dans le cas d'une représentation 3D de la parcelle de pins (z_2=18m, LAI=2,4), nous avons obtenu une

longueur de rugosité z_0 égale à 0,94m et une hauteur de déplacement D égale à 15m ≈ 0,8.z_2.

Heure solaire (h)	θ_s (°)	φ_s (°)	R_g ($W.m^{-2}$)	**SKYL** VIS	PIR	MIR
6	72,0	78,6	90	0,41	0,17	0,074
8	50,4	99,2	388,6	0,27	0,11	0,047
10	30,6	131,0	651,0	0,25	0,10	0,05
12	23,5	193,6	877,0	0,25	0,10	0,05
14	37,6	243,7	771,66	0,24	0,10	0,042
16	58,7	269,2	551,66	0,32	0,13	0,057
18	80,2	288,7	217,0	0,57	0,25	0,11

Table III.11 : Configurations solaires et valeurs du SKYL obtenus par le modèle 6S (Vermote *et al.*, 1996) pour un profil atmosphérique caractéristique des moyennes latitudes, des aérosols marins et une épaisseur optique égale à 0,225.

D'une manière générale, les simulations DART sont cohérentes avec les résultats du modèle ISBA (Figure III.23.a et table III.13). Les différences obtenues entre les deux modèles sont inférieures à 30W.m^{-2} pour le rayonnement net et inférieures à 20W.m^{-2} pour le flux de chaleur sensible entre 6h et 17h. Des écarts beaucoup plus important apparaissent après 17h. Le flux de chaleur latente associé à la canopée est représenté par la figure III.23.b. Le modèle DART surestime de façon significative la transpiration foliaire. Ceci est dû au fait que la version actuelle du modèle ne prend pas en compte la contrainte hydrique associée au sol. Le modèle ISBA permet de représenter l'évaporation de l'eau interceptée par les feuilles (Figure III.23.b).

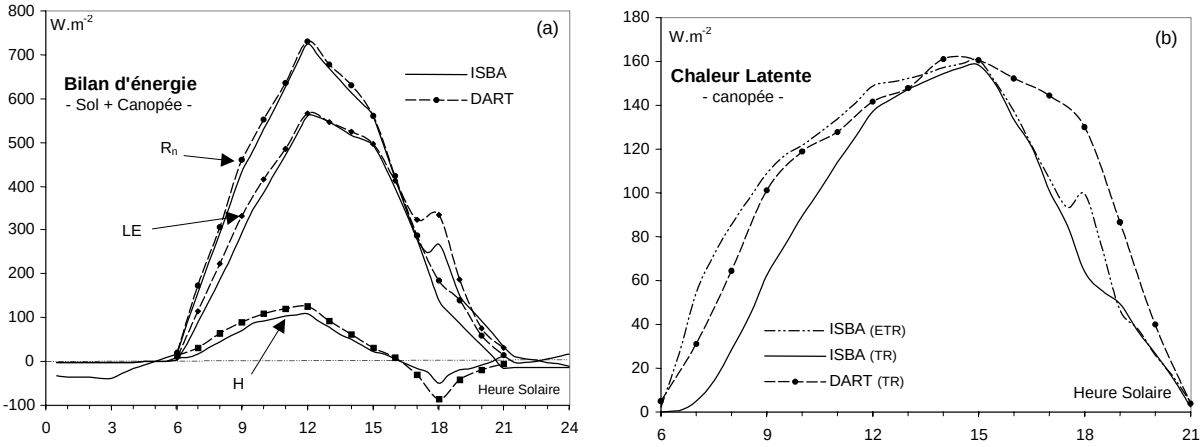


figure III.23 : (a) Bilan d'énergie de la surface (sol+végétation). (b) Flux de chaleur latente associés à la végétation. Modélisation du bilan d'énergie par les modèles ISBA et DART. (a) Flux hydriques (a) Bilan d'énergie de la surface (sol+végétation).

Heure solaire (h)	ISBA			DART		
	R_n	LE	H	R_n	LE	H
6	17,3	3,5	7,9	20	8	13
8	294,1	186,4	45,2	306,5	222,61	64,35
10	529,3	386	92,7	551,08	415,4	110,3
12	725,2	561,4	107,9	729,44	565,57	125,98
14	614,7	516,8	50,1	631,1	523,23	60,82
16	419	394,7	5,5	424,73	413,65	8,14
18	138,3	268,3	-49	183,1	334,71	-85,23
20	35,8	92,2	-8,9	60	75	-20

Tableau III.12 : Modélisation du bilan d'énergie par les modèles ISBA et DART.

Ces résultats encourageants ne doivent pas masquer le caractère préliminaire du modèle de bilan d'énergie développé. De nombreux mécanismes et contraintes environnementales doivent être prise en compte avant d'envisager des études de comparaison ou validation plus significatives. Les améliorations doivent permettre d'améliorer les résultats au niveau de leur précision, mais aussi de faciliter leur interprétation. Finalement, il sera alors possible d'exploiter réellement l'intérêt du modèle qui est d'étudier l'impact de l'architecture des couverts naturels sur les composantes de leur bilan d'énergie.

II.4 Influence de l'architecture de la canopée sur son bilan d'énergie

Ce paragraphe illustre l'impact de l'architecture sur la distribution des températures foliaires (Figure III.24) et des composantes du bilan d'énergie (Figure III.25) au sein de la canopée. Cette étude théorique a été réalisée pour une parcelle de pins, dont les caractéristiques structurales ont été décrites dans le première partie de ce chapitre. L'influence de la structure est mise en évidence en utilisant deux représentations respectivement turbide et tridimensionnelle du milieu.

- *La distribution des températures foliaires*

Quelle que soit la représentation du milieu, la température T_c de la canopée (Table III.13), calculée comme la moyenne pondérée des températures foliaires, décroît quand le LAI du couvert augmente, et les feuilles sont en moyenne plus chaudes dans la partie supérieure du feuillage. Les profils de températures (Figure III.24.a) représentent la moyenne des températures foliaires à différents niveaux dans la canopée. Contrairement à la représentation turbide, toutes les feuilles situées à un niveau z dans le couvert 3D ne sont pas à la même température. Les différences obtenues sur les profils de température en

négligeant ou non l'architecture du milieu sont maximales pour un LAI égal à 1 (rmse=0,32K) et minimales pour un LAI égal à 5 (rmse=0,15K).

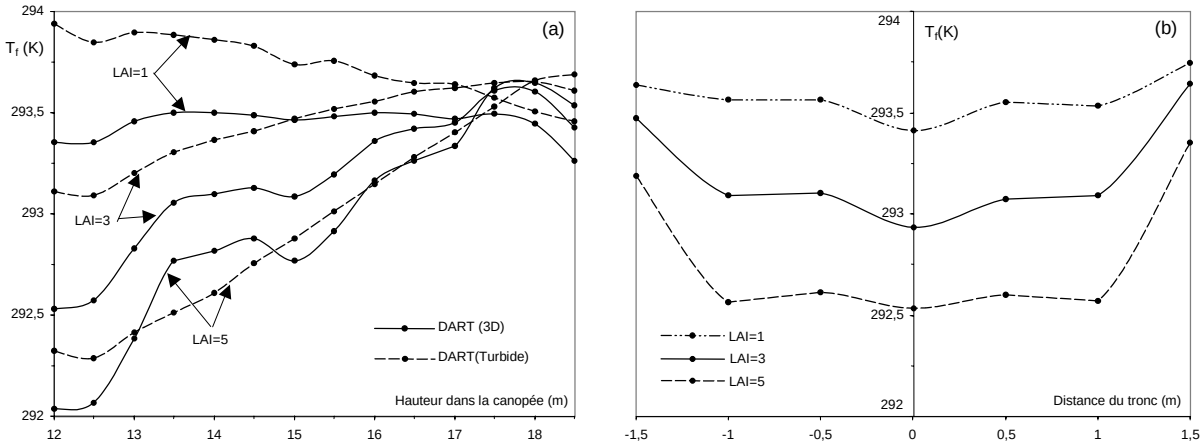


Figure III.24 : (a) Profils verticaux des températures foliaires dans la canopée en fonction du LAI, pour deux représentations du couvert : Turbide et 3D. (b) Variation de la température dans les houppiers en fonction de la distance au tronc à z=15m.

Dans le cas d'une représentation turbide du couvert, la température T_f varie de façon quasi linéaire dans la canopée. Elle croît de la base jusqu'au sommet du couvert pour des valeurs de LAI égales à 3 ou 5. Par contre, elle décroît pour un LAI égal à 1. La température foliaire étant calculée en inversant le flux de chaleur sensible H (Équation III.68), cette décroissance (LAI=1) signifie que la variation relative de la résistance laminaire $r_{b,cell}$ au sein du couvert est supérieure en valeur absolue à celle du flux de chaleur sensible H. Les profils de température (Figure III.24.a) admettent un maximum local à 17,5m dans le couvert. L'écart de température ($\Delta T=T_{max}-T_{min}$) avec les feuilles les plus basses dans la canopée est égal à 0,25K pour un LAI égal à 1, 1,1K pour un LAI égal à 3 et 1,6K pour un LAI égal à 5.

	3D			**Turbide**		
	LAI=1	**LAI=3**	**LAI=5**	**LAI=1**	**LAI=3**	**LAI=5**
R_n	237,2	416,3	482,6	261,2	475,4	551,7
LE	81,9	141,0	171,9	88,6	160,8	195,8
H	155,3	275,4	310,2	172,6	314,6	355,9
T_f moyenne	293,4	293,0	292,8	293,7	293,4	293,0

Table III.13 : Composantes du bilan d'énergie et moyenne pondérée des températures foliaires en fonction du LAI et pour deux représentations du couvert : Turbide et 3D.

La prise en compte de la structure de la canopée permet d'étudier la distribution 3D des températures. Ainsi, à une hauteur donnée, les feuilles sont plus 'froides' au centre des

couronnes d'arbre que sur les bords (Figure III.24.b). Le gradient thermique moyen associé aux feuilles situées à une hauteur de 15m dans le couvert (z_2=18,5m) est égal à 0,8K pour un LAI égal à 5 et à 0,25K pour un LAI égal à 1. De plus, les feuilles directement éclairées par le soleil ont des températures plus élevées que celles situées du coté opposé.

- *Les composantes du bilan d'énergie*

Négliger l'architecture entraîne une surestimation de 14% (*resp.* 10%) du rayonnement net R_n et des flux de chaleurs sensible et latente du couvert pour un LAI égal à 3 (*resp.* LAI égal à 1) (Table III.13). Les erreurs engendrées sont maximales dans les parties supérieures de la canopée (Figure III.25). La représentation 3D permet de décrire de façon plus cohérente les échanges énergétiques au sein du milieu.

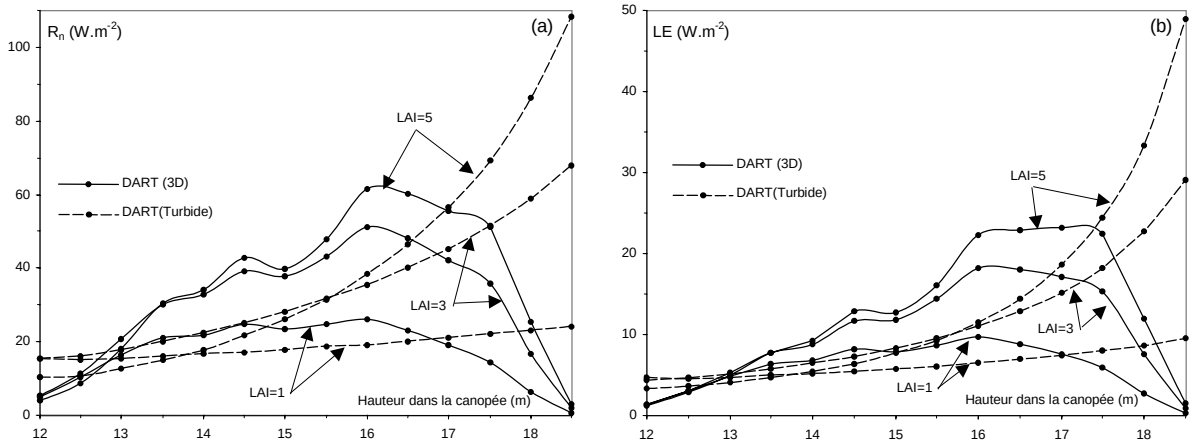


Figure III.25 : Distribution verticale (a) du rayonnement net R_n et (b) du flux de chaleur latente dans la canopée en fonction du LAI, pour deux représentations du couvert : Turbide et 3D.

Le modèle développé ne résout que partiellement le bilan d'énergie des couverts. Son utilisation est donc actuellement très limitée et l'interprétation de ses résultats très délicate. L'étude ci-dessus a uniquement pour but de présenter les premiers résultats du modèle et d'illustrer brièvement le potentiel de la modélisation 3D.

III CONCLUSION PARTIELLE

Le couplage entre le modèle DART 'courtes longueurs d'onde' et son module infrarouge thermique TDART permet de calculer le rayonnement net d'un couvert végétal quelconque. La prise en compte de l'architecture 3D du milieu de propagation améliore de façon significative la description de chaque terme du bilan radiatif. Ce point, abordé dans la première partie de ce chapitre, a conduit à définir les bases d'un modèle d'échanges

d'énergie utilisant la distribution spatiale du rayonnement net fournie par le modèle DART. Ce modèle, présenté en seconde partie de chapitre, ne résout que partiellement le bilan d'énergie dans un milieu 3D. Son état d'avancement actuel ne permet pas d'évaluer de façon rigoureuse l'influence de la structure du milieu sur les composantes de son bilan d'énergie. L'interprétation des résultats du modèle est particulièrement délicate et rend difficiles les comparaisons avec d'autres approches plus complètes ou avec des mesures de flux. De nombreux processus sont encore à prendre en compte. Il s'agit principalement :

- de l'évaporation de l'eau présente sur le sol et interceptée par la végétation,
- du stockage de la chaleur dans le sol et la biomasse végétale,
- des transferts hydriques et énergétiques dans le sol,
- de l'influence du stress hydrique du sol sur la régulation stomatique.

CONCLUSION

Mon travail de thèse a conduit au développement d'un modèle de transfert radiatif dans l'infrarouge thermique. Ce modèle, appelé TDART (*Thermal Discrete Anisotropic Radiative Transfer*), constitue un outil d'analyse capable de simuler la signature infrarouge des surfaces naturelles. Il permet de mieux comprendre et interpréter les mesures de télédétection. Il simule le transfert radiatif thermique dans des milieux de géométrie quelconque, à partir des méthodes du suivi de rayon et des ordonnées discrètes et représente une extension au domaine de l'infrarouge thermique du modèle de transfert radiatif DART, développé par Gastellu-Etchegorry *et al.* (1996) pour les courtes longueurs d'onde. Le modèle fournit des images en température de brillance pour toute direction d'observation, ainsi que le bilan radiatif thermique au sein des couverts végétaux. Sa principale originalité consiste à prendre en compte l'architecture tridimensionnelle des paysages. D'autre part, la représentation du milieu est identique à celle utilisée par le modèle DART dans le domaine du spectre solaire, ce qui permet une certaine cohérence au niveau de la simulation du rayonnement net. La conception, le développement et les premiers tests du modèle ont orchestré ces trois années de thèses, dont le déroulement chronologique ne correspond qu'à moitié aux trois chapitres de ce manuscrit.

La première partie de mon travail a consisté à tester la validité du modèle DART dans les domaines du visible et du proche infrarouge. Cette étude a été conduite d'une part sur trois sites tests du projet BOREAS, à partir de mesures radiométriques de terrain (PARABOLA), complétées par des mesures de télédétection (POLDER) et d'autre part sur une parcelle de pins maritimes de la forêt des Landes à l'aide de mesures de transmittance de la canopée. Elle a permis de mettre en évidence la capacité du modèle DART à reproduire la signature spectrale et directionnelle ainsi que l'environnement lumineux de couverts forestiers, pour lesquels, des modèles basés sur une représentation turbide du milieu apparaissent inadaptés.

L'analyse de la sensibilité du modèle TDART aux variations des ses principaux paramètres d'entrée, a montré que l'influence de la structure du couvert (taux de couverture, LAD, LAI, etc.) ou des configurations d'acquisition (directions solaires et d'observation) sur la température apparente simulée, est d'autant plus importante que la distribution des températures au sein du milieu est caractérisée par un fort gradient thermique entre le sol et la végétation. Ainsi, une mauvaise estimation de l'orientation des feuilles peut engendrer des

erreurs de 1 à 4K sur la température apparente du couvert, dans des conditions 'normales'. La validation du modèle va donc dépendre de la disponibilité et de la qualité de mesures expérimentales 'adaptées' à la représentation du couvert. Elle requiert à la fois une bonne connaissance du milieu (propriétés structurales, biophysiques et optiques), ainsi que des mesures temporellement cohérentes de la température de brillance du couvert et de la distribution des températures thermodynamiques de ses éléments. Un tel jeu 'idéal' de données n'a pu être utilisé dans le cadre de cette thèse. La validité du modèle TDART a cependant été testée dans le cas de couverts homogènes (turbides) et hétérogènes simples (plantations en rangs) à partir de modèles turbides et géométriques. L'emploi du modèle analytique d'Ambartsumian, qui offre l'avantage d'être exact sur son domaine d'application, a permis d'effectuer une validation partielle du modèle développé. De même, le modèle TDART s'est avéré fournir des résultats très similaires aux modèles développés par Prévot, et Kimes et Kirchner pour les cas de milieux turbides et de couverts en rangs, et permet de reproduire l'évolution temporelle et la distribution angulaire des températures apparentes d'un couvert de coton mesurées par Kimes et Kirchner. Ces études comparatives ont en particulier mis en évidence que la principale source de différences entre les modèles provient de la modélisation des diffusions multiples. Ainsi, négliger ces diffusions entraîne une sous-estimation de plus de 1K sur la température apparente des couverts. Le modèle TDART s'est avéré représenter avec une bonne précision les diffusions multiples au sein du milieu de propagation.

Une limitation majeure des modèles de transfert radiatif thermique vient du fait que la distribution des températures dans le couvert doit être connue à priori. Difficilement mesurable, cette distribution dépend de l'état hydrique et énergétique de chaque élément du milieu et varie sur des intervalles de temps relativement courts en fonction des fluctuations des variables microclimatiques à l’intérieur de la canopée. Une solution à ce problème a été abordée avec l'établissement des bases d'un modèle d'échanges énergétiques. Ce modèle permet entre autre d'estimer la distribution des températures qui vérifient l'équilibre énergétique local, atteint en chaque point du milieu, entre les pertes et les gains d'énergie. Il repose sur l'utilisation combinée du modèle de transfert radiatif DART dans le spectre solaire, de son module infrarouge thermique TDART, du modèle de fonctionnement foliaire de Collatz *et al.* (1991) et d'une paramétrisation simple des flux de chaleur et de masse. De façon très préliminaire, l'étude de l'impact de l'architecture de la canopée sur le profil de température foliaire et les termes du bilan d'énergie, a montré le potentiel de la modélisation 3D. Cependant des améliorations sont à apporter. Elles concernent principalement la simulation des échanges hydriques et énergétiques dans le sol et la modélisation de la

turbulence. En effet, l'utilisation des diffusivités turbulentes s'avère inadaptée au cas des forêts. Elle interdit, par exemple, l'existence de flux à contre gradient.

Finalement, ce travail a clairement mis en évidence la nécessité de prendre en compte l'architecture pour simuler et expliquer les signatures radiométriques et les termes du bilan d'énergie. L'approche adoptée par le modèle DART repose sur un compromis entre le degré de précision de la représentation du paysage et la description mathématique du transfert radiatif. Elle sera exploitée dans le cadre de mon séjour postdoctoral au GSFC – NASA, dans le but de prendre en compte certains effets de l'architecture des couverts dans le modèle de surface MOSAIC (Koster et Suarez, 1992).



- *Le modèle thermique TDART*

Des améliorations restent à apporter au modèle TDART. Quatre points sont envisagés :

- Échantillonner avec une plus grande précision l'espace des directions de propagation des rayonnements incidents à l'origine des diffusions multiples. L'emploi de cette approche dans le modèle DART s'avère améliorer les simulations (Thèse Gascon).
- Subdiviser les faces d'émission des cellules en facettes de façon à s'affranchir du coefficient de propagation, introduit pour corriger les erreurs de discrétisation engendrées lors du transfert radiatif en supposant que le rayonnement émis par une cellule est uniquement issu du centre de ses faces.
- Introduire la notion de 'boîte englobante' (Glassner, 1990) de manière à assurer une meilleure représentation 3D des paysages étudiés, sans toutefois augmenter démesurément les temps de simulation.
- Insérer le modèle TDART dans l'environnement interactif déjà développé pour le modèle DART (Thèse Gascon) de manière à faciliter son emploi pour tout utilisateur.

- *Le modèle d'échanges d'énergie*

Concernant la modélisation du bilan d'énergie, notre ambition (à plus long terme) est de déboucher sur un modèle complet qui simule à la fois les composantes du bilan d'énergie et les mesures de télédétection optique (courtes longueurs d'onde et infrarouge thermique). Un tel outils d'analyse permettra en particulier d'étudier :

- l'influence de l'architecture des couverts sur les flux de chaleurs sensible et latente échangés avec l'atmosphère.
- les relations entre les mesures spatiales et la transpiration ou la photosynthèse des couverts.
- la possibilité d'améliorer les paramétrisations retenues dans des modèles de surface plus simples, mais utilisés de façon opérationnelle dans des chaînes de traitement.

De mon coté, et pour la p'tite histoire, je dois très bientôt prendre une nouvelle envolée, vers le pays des plantes siliconées. Et sans demander s'il vaut mieux les simuler ou bien les détecter, je m'en vais sans hésiter au Goddard les remodeler …

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Ambartsumian V., 1958, The theory of radiative transfer in planetary aymospheres. In *Theoretical Astrophysics*, edition V. Ambartsumian New York: Pergamon press, pp. 550-564.

Asrar G., Myneni R.B. and Choudhury B.J., 1992, Spatial heterogeneity in vegetation canopies and remote sensing of absorbed photosynthetically active radiation: a modeling study. *Remote Sensing of Environment*, 41: 85-103.

Ball J.T. and Berry J.A., 1982, The c_i/c_s ratio : A basis for predicting stomatal control of photosynthesis. Carnegie Institute Washington Yearbook, 81:88-92.

Becker F.,1980, Thermal infrared remote sensing principles and applications. *Remote Sensing Application in Agriculture and Hydrology*. Edited by G. Fraysse, Ispra Establishment, Ispra, Italy, 153-213.

Becker F., Ngai W. and Stoll M.P., 1981, An active method for measurering thermal infrared effective emissivities: implications and perspectives for remote sensing. *Advances in Space Research*, 1, 193-210.

Becker F., Nerry F., Ramanantsizehena P. and Stoll M.Ph, 1986, Mesures d'émissivité angulaire par réflexion dans l'infrarouge thermique – Implications pour la télédétection. *International Journal of Remote Sensing*, vol. 7, n° 12, 1751-1762.

Becker F. and Li Z.L., 1990, Temperature independent indices in thermal infrared. *Remote Sensing of Environment*, 32 : 17-33.

Becker F. and Li Z.L., 1993, Surface temperature and emissivity at various scales: definition, measurements and related problems. In proceedings of Workshop on *'Thermal remote sensing of the energy and water balance over vegetation in conjunction with other sensors'*, La Londe les Maures, France, September 1993, CEMAGREF ed., pages 35-60.

Berger X., 1988, A simple model for computing the spectral radiance of clear skies. *Solar Energy*, Vol. 40, N° 4, pp. 321-333.

Berbigier P., Diawara A. et Loustau D., 1991, Étude microclimatique de l'effet de la sécheresse sur l'évaporation d'une plantation de pins maritimes et du sous-bois. *Annales des sciences forestières*, 22, 157-177.

Berbigier P. and Bonnefond J.M., 1995, Measurement and modelling of radiation transmission within a stand of maritime pine. *Annales des sciences forestières*, 52, 23-42.

Bicheron P., 1997, Apport des données multidirectionnelles de l'instrument POLDER pour le suivi de la végétation terrestre. *Thèse de doctorat*. Université Paul Sabatier (Toulouse III), 160 pages.

Bicheron P. and Leroy M., 1999, A method of biophysical parameter retrieval at global scale by inversion of a vegetation reflectance model. *Remote Sensing of Environment*, 67, 251-266.

Boissard L.K., Guyot G. and Jackson R.D., 1990, Factors affecting the raditive temperature of a vegetative canopy. *Application of Remote sensing in agriculture*, M.D. Steven and J.A. Clark edition,. Butterworths, London, pp. 45-72.

Bréon F.M., Vanderbilt V., Leroy M., Bicheron P. Walthall C.L. and Kalshoven J.E., 1997, Evidence of Hot Spot directional signature from airborne POLDER measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 35, N° 2, pp. 479-484.

Brunet Y., Pradel E. et Camenen L., 1995, Introduction aux transferts turbulents. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 3-7 avril 1995, Le Croisic, France. Tome 1, pages 405-423.

Cellier P. and Brunet Y., 1992, Flux gradient relationships above tall plants canopies. *Agricultural and Forest Meteorology*, 57:93-117.

Chauki H., Olioso A., Taconet O., Ottlé C. et Outalha S., 1997, Estimation de l'évaporation des couverts végétaux par inversion de modèles de télédétection. *Physical Measurements and Signatures in Remote Sensing*, Guyot and Phulpin (editions), Balkema, Rotterdam, pages 449-455.

Chen J.M. and Cihlar J., 1995, Quantifying the effect of canopy architecture on optical measurements of leaf area index using two gap size analysis methods. *IEEE Transactions. Geoscience and Remote Sensing*, 33, 777-787.

Collatz G.J., Berry J.A., Farquhar G.D. and Pierce J., 1990, The relationship between the Rubisco reaction mechanism and models of photosynthesis. *Plant, Cell and Environment*, 13, 219-225.

Collatz G.J., Ball J.T., Grivet C. J.A. and Berry J.A., 1991. Physiological and environmental regulation of stomatal conductance, photosynthesis and transpiration: a model that includes laminar boundary. *Agricultural and Forest Meteorology*, 54: 107-136.

Collatz G.J., Ribas-Carbo M. and Berry J.A., 1992, Coupled photosynthesis-stomatal conductance model for leaves of C_4 plants. *Australian Journal of Plant Physiology*, 19, 519-538.

Dang Q.L., Margolis H.A., Sy M., Coyea M.R., Collatz G.J., Walthall C.L., 1997, Profiles of photosynthetically active radiation, nitrogen and photosynthetic capacity in the boreal forest: Implications for scaling from leaf to canopy. *Journal of Geophysical Reserach*, 102, N° D24, pages 28,845-28859.

Deblonde G., Penner M. and Royer A., 1994, Measuring leaf area index with LICOR LAI-2000 in pine stands. *Ecology*, 75, 1507-1511.

Deering D.W., Ahmad S.P., Eck T.F. and Banerjee B.P., 1995, Temporal attributes of the bidirectional reflectance for three boreal forest canopies, *Igarss'95*, 95.0418, Florence.

De Moor G., 1978, Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique. EERM, Direction de la météorologie, Boulogne Billancourt, 288 pages.

Diawara A, 1990, Échanges d'énergie à l'intérieur et au-dessus d'une forêt de pins des Landes. *Thèse de doctorat*. Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II), ≈300 pages.

Duchemin B., 1998, Apport des capteurs satellitaires à large champ pour l'estimation de variables de fonctionnement des écosysthèmes forestiers tempérés. *Thèse de doctorat*, Université Paul Sabatier (Toulouse III) , 140 pages.

Elvidge C.D., 1988, Thermal infrared reflectance of dry materials: 2.5-20.0µm, *Remote Sensing of Environment*, 26, 265-285.

EUROFLUX, 1996, First year annual report. Commission of the European Communities, 34 pages.

Faivre R. and Fischer A., 1996, Predicting crop reflectances using satellite data observing mixed pixels, *Journal of Agricultural, Biological and Environmental Statistics*, volume 2, number 1, pages 87-107.

Farquhar G.D., von Cammerer S. and Berry J.A., 1980, A biochemical model of photosynthetic CO_2 assimilation in leaves of C3 plants. *Planta*, 149:78-90.

François C., Ottlé C., and Prévot L., 1997, Analytical parametrisation of canopy emissivity and directional radiance in the thermal infrared. Application on the retrieval of soil and foliage temperatures using two directional measurements. *International Journal of Remote Sensing*, 12, 2587-2621.

Fuchs M., Kanemasu E.T., Kerr J.P. and Tanner C.B., 1967, Effect of viewing angle on canopy temperature measurements with infrared thermometers, *Agronomy Journal*, 59(5), pages 494-496.

Fuchs M., 1990, Infrared measurement of canopy temperature and detection of plant water stress. Theoretical and Applied Climatology, 42, 253-261.

Gastellu-Etchegorry J.P., Demarez V., Pinel V. and Zagolski F., 1996, Modeling radiative transfer in heterogeneous 3-D vegetation canopies, *Remote Sensing of Environment*, 58:131-156.

Gastellu-Etchegorry J.P., Guillevic P., Zagolski F., Demarez V., Trichon V., Deering D., Leroy M., 1999. Modeling BRF and radiation regime of tropical and boreal forests, Part I : BRF, *Remote Sensing of Environment*, 68 : 281-316.

Glassner A.S., 1990, An introduction to ray tracing. Academic press, Harcourt Brace Jovanovitch Publishers, 329 p.

Goudriaan J., 1977. Crop micrometeorology: a simulation study. *Center for Agricultural Publishing and Documentation*, Wageningen, The Netherlands, 249pp.

Grant R. H., Heisler G. M., Gao W., 1996, Photosyntetically-active radiation : sky radiance distributions under clear and overcast conditions. *Agricultural and Forest Meteorology*, 82: 267-292.

Guérif M., Lagouarde J.P. et Nicolas H., 1996, Variables de fonctionnement des couverts végétaux issues des données de télédétection dans les domaines optique et infrarouge thermique. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 25-29 mars 1996, Le Croisic, France. Tome 2: pages 81-108.

Guillevic P., Gastellu-Etchegorry J.P. and Demarty J., 1998, DART: a 3D model for studying canopy functionning processes related to radiative energy. *Second International Workshop on Functional-Structural Tree Models,* Clermont-Ferrand, France, October 12-15 1998.

Guillevic P. et Gastellu-Etchegorry J.P., 1999. Modeling BRF and radiation regime of tropical and boreal forests, Part II : PAR regime, *Remote Sensing of Environment*, 68 : 317-340.

Guyot G. et Chasseray E., 1981, Analyse de la signification physique et biologique de la température radiative d'un couvert végétal de céréales. *Les colloques de l'INRA N°5 : 'Signatures spectrales d'objets en télédétection'*, Avignon, France, 8-11 septembre 1981, pages 379-389.

Guyot G., 1996, Climatologie de l'environnement : De la plante aux écosystèmes. *Enseignement des Sciences de la Vie*, édition Masson.

Habets F., 1998, Modélisation du cycle continental de l'eau à l'échelle régionale. Application aux bassins versants de l'Adour et du Rhône. *Thèse de doctorat*. Université Paul Sabatier (Toulouse III). 224 pages.

Hapke B., 1993, Theory of reflectance and emittance spectroscopy*. Topics in remote sensing 3, Cambridge University Press*, 455 pages.

Hope A.S., Goward S.N and Petzold D.E., 1988, Tersail: a numerical model for combined analysis of vegetation canopy bidirectional reflectance and thermal emissions. *Remote Sensing of Environment*, 26:287-300.

Huband N.D.S. and Monteith J.L., 1986a, Radiative surface temperature and energy balance of a wheat canopy. I. Comparison of radiative and aerodynamic canopy temperature, *Boundary-Layer Meteorology*, 36, 1-17.

Huband N.D.S. and Monteith J.L., 1986b, Radiative surface temperature and energy balance of a wheat canopy. II. Estimating fluxes of sensible and latent heat, *Boundary-Layer Meteorology*, 36, 107-116.

Huete A.R., Jackson R.D. and Post D.F., 1985, Spectral response of plants canopy with different soil backgrounds. *Remote Sensing of Environment*, 15:37,53.

IPCC, 1995, Climatic change 1994 ; Radiative forcing of climate change and an evaluation of the IPCC IS92 emission scenario. Cambridge University Press, for the Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge, Great Britain, 339p.

Jackson R.D., Reginati R.J. and Idso S.B., 1977, Wheat canopy temperature: a practical tool for evaluating water requirements. *Water Resour. Res.*, 13, 651-662.

Jackson R.D., Reginato R.J., Pinter P.J. and Idso S.B., 1979, Plant canopy information extraction from composite scene reflectance of row crops. *Applied Optics*, 18 : 3775-3782.

Jarvis P.G., 1976, The interpretation of variations in leaf water potential and stomatal conductance found in canopies in the field. Philos. Trans. R. Soc. London, 273, 593-610.

Kimes D.S., 1980a, Effects of vegetation canopy structure on remotely sensed canopy temperature, *Remote Sensing of Environment*, 10, pp. 165-174.

Kimes D.S., Idso S.B., Pinter P.J., Jackson R.D. and Reginato R.J., 1980b, Complexities of nadir-looking radiometric temperature measurements of plant canopies. Applied Optics, 19 : 2162-2168.

Kimes D.S., Idso S.B., Pinter P.J., Reginato R.J. and Jackson R.D., 1980c, View angle effects in the radiometric measurement of plant canopy temperatures. Remote Sensing of Environment, 10 : 273-284.

Kimes D.S, Smith J.A. and Link L.E., 1981, Thermal IR exitance model of a plant canopy. Applied Optics, 20 : 623-632.

Kimes D.S. and Kirchner J.A., 1983a, Directional radiometric measurements of row-crop temperatures. *International Journal of Remote Sensing*, vol.4, N°2, 299-311.

Kimes D.S. and Kirchner J.A., 1983b, Diurnal variation of vegetation canopy structure. *International Journal of Remote Sensing*, vol.4, N°2, 257-271.

Koster R.D. and Suarez M.J., 1992, Modeling the land surface boundary in climate models as a composite of independent vegetation stands. *Journal of Geophysical Research*, 97, 2697-2715.

Kucharick C.J., Norman J.M. and Gower S.T., 1998, Characterizing the radiation regime in nonramdom forest canopies: Theory, measurements, modeling and simplified approach. Submitted to *Tree Physiology*.

Labed J. and Stoll M.P., 1991, Angular variation of land surface spectral emissivity in the thermal infrared: laboratory investigations on bare soils. *International Journal of Remote Sensing*, vol. 12, 11,2299-2310.

Lagouarde J.P. and Kerr Y., 1993, Experimental study of angular effects on brightness surface temperature for various types of surfaces. In proceedings of Workshop on *'Thermal remote sensing of the energy and water balance over vegetation in conjunction with other sensors'*, La Londe les Maures, France, September 1993, CEMAGREF ed., pages 107-111.

Lagouarde J.P., Kerr Y. and Brunet Y., 1995a, An experimental study of angular effects on surface temperature for various plant canopies and bare soil, *Agricultural and Forest Meteorology*, 77, 167-190.

Lagouarde J.P., Loustau D., Courault D. et Tournebize R., 1995b, Le bilan d'énergie d'un couvert végétal. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 3-7 avril 1995, Le Croisic, France. Tome 1, pages 383-404.

Lagouarde J.P., Pradel E. et Sanz C., 1996, Estimation des flux de surface à l'échelle régionale. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 25-29 mars 1996, Le Croisic, France. Tome 2: pages 361-382.

Lagouarde J.P. et Roujean J.L., 1998, EMATREF (Études Multi-Approche du Transfert Radiatif dans les écosystèmes forestiers) : comparaison de méthodes de mesure et de modèle de fraction de trouée et de BRDF. Projet déposé au Programme National 'télédétection Spatiale'. 33 pages.

Lhomme J.P., 1988, Extension of Penman's formulae to multi-layer models. *Boundary-Layer Meteorology*, 42, 281-291.

McGuire M.J., Balik L.K., Smith J.A. and Hutchison B.A., 1989, Modeling directional radiance from a forest canopy. *Remote Sensing of Environment*, 27 : 169-186.

Monteith J.L. and Unsworth M.H., 1990, Principles of environmental physics (second edition). Edward Arnold.

Moulin S., 1995, Assimilation d'observations satellitaires courtes longueurs d'onde dans un modèle de fonctionnement de culture. *Thèse de doctorat*, Université Paul Sabatier de Toulouse, 261 pages.

Noilhan J. and Planton S., 1989, A simple parametrization of land surface processes for meteorological models, *Monthly Weather Review*, 117, 536-549.

Noilhan J. and Mahfouf J.F., 1996, The ISBA land surface parameterisation scheme. *Global and Planetary Change*, 13, 145-159.

Norman J.M., Chen J. and Geol N., 1990, Thermal emissivity and infrared temperature dependency of plant canopy architecture and view angle, in *proceedings of the IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, 20-24 may 1990, College Park, MD, IEEE, New York, vol. 3, pp. 1747-1750.

Norman, 1993, Estimation of surface fluxes from remote observations of directional IR temperature. In proceedings of Workshop on *'Thermal remote sensing of the energy and water balance over vegetation in conjunction with other sensors'*, La Londe les Maures, France, September 1993, CEMAGREF ed., pages 281-291.

Norman J.M., Kustas W.P. and Humes K.S., 1994, A simple two-layer model for computing turbulent fluxes with radiometric surface temperature. *Remote Sens. Rev.*, pp. 581-583.

Norman J.M., Castello S. and Balick L.K.,1994, Directional infrared temperature and emissivity of vegetation: measurements and models. Proceedings of the 6th symposium on physical measurements and signatures in remote sensing, 17-21 janvier, Val d'Isère, France, CNES ed., pages 749-758.

Olioso A., 1992, Simulation des échanges d'énergie et de masse d'un couvert végétal, dans le but de relier la transpiration et la photosynthèse aux mesure de réflectance te de température de surface. *Thèse de doctorat*. Université de Montpellier II, 254 pages.

Olioso A., Wigneron J.P., Chelle M. et Doussan C.,1995, AliBi : un exemple de modèle de transferts Sol-Végétation-Atmosphère. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 3-7 avril 1995, Le Croisic, France. Tome 1: pages 489-503.

Paw U K.T., 1992, Development of models for thermal infrared radiation above and within plant canopies. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 47, 189-203.

Meyers T.P. and Paw U K.T., 1989, Modelling the plant canopy micrometeorology with higher-order closure principles. *Agricultural and Forest Meteorology*, 41: 143-163.

Prévot L., 1985, Modélisation des échanges radiatifs au sein des couverts végétaux - Application à la télédétection - Validation sur un couvert de maïs. *Thèse de doctorat*, Université Paris VI, 135 pages.

Prévot L., Brunet Y., Paw U K.T. et Seguin B., 1993, Canopy modeling for estimating sensible heat flux from thermal infrared measurements. In proceedings of Workshop on *'Thermal remote sensing of the energy and water balance over vegetation in conjunction with other sensors'*, La Londe les Maures, France, September 1993, CEMAGREF ed., pages 17-22.

Prévot L., Gu X. et Hanocq J.F., 1995, Modélisation des échanges radiatifs dans l'infrarouge thermique: la température de surface. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 3-7 avril 1995, Le Croisic, France. Tome 1: pages 371-382.

Prévot L., Laville P. et Gu X., 1996, Les mesures de télédétection dans l'infrarouge thermique. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 25-29 mars 1996, Le Croisic, France. Tome 2: pages 69-80.

Raupach M.R. and Finigan J.J., 1988, 'Single-layer models of evaporation from plant canopies are incorrect but useful, whereas multilayer models are correct but useless': discuss. *Australian Journal of Plant Physiology*, 15:705-716.

Raupach M.R., 1989, A practical Lagrangian method for relating scalar concentrations to source distributions in vegetation canopies. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 115:609-632.

Ross J., 1981, The radiation regime and architecture of plant stands. W. Junk, The Hague, the Netherlands, 391 pages.

Sabins F.F., 1987, Remote sensing – Principles and interpretation. Second edition: W.H. Freeman and company, New York, 449 pages.

Salisbury J.W. and D'Aria D.M., 1992, Emissivity of terrestrial materials in the 8-14µm atmospheric window, *Remote Sensing of Environment*, 42, pp. 83-106.

Seguin B. and Itier B., 1983, Using midday surface temperature to estimate daily evaporation from satellite thermal IR data. *International Journal of Remote Sensing*, 4, 371-383.

Seguin B., Lagouarde J.P. and Savane M., 1991, The assessment of regional crop water conditions from meteorological satellite thermal infrared data. *Remote Sensing of Environment*, 35: 141-148.

Sellers P.J., Berry J.A., Collatz G.J., Field C.B. and Hall F.G., 1992, Canopy reflectance, photosynthesis and transpiration, III. A re-analysis using enzyme kinetics electron transport models of leaf physiology, *Remote Sensing of Environment*. 42:187-216.

Sellers P.J., Hall F.G., Margolis H., Kelly R.D., Baldocchi D., Den Hartog J., Cihlar J., Ryan M.G., Goodison B., Crill P., Ranson J., Lettenmeier D. and Wickland D., 1995, The Boreal-ecosystem-atmosphere study (BOREAS): An overview and early results from the 1994 field year, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 76(9):1549-1577.

Sellers P.J., Randall D.A., Collatz J., Berry J.A., Field C.B., Dazlich D.A., Zhang C., Collelo G.D. and Bounoua L., 1996a, A revised parametrization (SiB2) for atmospheric GCMs. Part I: model formulation, *Journal of Climate*, Vol. 9, No. 4, 676-705.

Sellers P.J., Los S.O., Tucker C.J., Justice C.O., Dazlich A.D., Collatz G.J. and Randall D.A., 1996b, A revised parametrization (SiB2) for atmospheric GCMs. Part II: The generation of global fields of terrestrial biophysical parameters from satellite data, *Journal of Climate*, Vol. 9, No. 4, 706-737.

Sinoquet H. and Bonhomme R., 1992, Modeling radiative transfer in mixed and row intercropping systems. *Agricultural and Forest Meteorology*, 62, 219-240.

Sinoquet H., Le Roux X., Ameglio T. et Daudet F.A., 1998, Modélisation 3D du microclimat, de la transpiration et de la photosynthèse au sein de la couronne d'un arbre isolé. 11ième colloque INRA Ctifl sur les recherches fruitières – *Architecture et modélisation en arboriculture fruitière*, Montpellier, France, 5-6mars 1998, pages 263-270.

Smith J.A., Ranson K.J., Nguyen D., Balick L., Link L.E., Fritschen L. and Hutchison B., 1981, Thermal vegetation canopy model studies. *Remote sensing of environment,* 11 : 311-326.

Sobrino J.A. and Caselles V., 1990, Thermal infrared radiance model for interpreting the directional radiometric temperature of a vegetative surface. *Remote Sensing of Environment*, 33:193-199.

Soer G.J.R., 1980, Estimation of regional evapotranspiration and soil moisture conditions using remote sensed crop surface temperatures. *Remote Sensing of Environment*, 9: 27-45.

Stewart J.B., Kustas W.P., Humes K.S., Nichols W.D., Moran M.S. and de Bruin H.A.R., 1993, Sensible heat flux – Radiometric surface temperature relationship for 8 semi-arid areas. In proceedings of Workshop on *'Thermal remote sensing of the energy and water balance over vegetation in conjunction with other sensors'*, La Londe les Maures, France, September 1993, CEMAGREF ed., pages 27-30.

Sutherland R.A. and Bartholic J.F., 1977, Significance of Vegetation in Interpreting Thermal Radiation from a Terrestrial Surface, *Journal of Applied Meteorology*, 16(8), pages 759-763.

Taconet O., Olioso A., Ben Mehrez M. and Brisson N., 1995, *Seasonal estimation of evaporation and stomatal conductance over a soybean field using surface IR temperatures*. Agricultural and Forest Meteorology, 73, 321-337.

Thom A.S., 1971, Momentum absorption by vegetation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 97, 414-428.

Thom A.S., 1972, Momentum, mass and heat exchange of vegetation. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 98, 124-134.

Tuzet A., Sanz C., Zurfluh O. et Fouéré A., 1995, Les changes convectifs au sein du couvert. *Actes de l'Ecole-Chercheurs INRA en Bioclimatologie*, 3-7 avril 1995, Le Croisic, France. Tome 1, pages 425-440.

van de Griend A.A. and van Boxel J.H., 1989, Water and surface balance model with a multilayer canopy representation for remote sensing purposes, *Water Resources Research*, 25, N° 5, pp. 949-971.

Verhoef W., 1984, Light scattering by leaf layers with application to canopy reflectance modeling: the SAIL model, *Remote Sensing of Environment*. 16:125-141.

Vermote E., Tanré D., Deuze L., Herman N. and Morcrette J.J., 1996, Second simulation of the satellite signal in the solar spectrum (6S), 6S user's guide, version 1. Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Lille, France, 214 pages.

Vining R.C. et Blad B.L., 1992, Estimation of sensible heat flux from remotely sensed canopy temperatures. *Journal of Geophysical Research*, 97, 18951-18954.