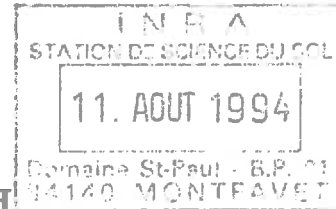


THESE DE DOCTORAT
de
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

spécialité:
SCIENCES DE LA TERRE



Présentée par Adel MELAYAH

pour l'obtention du grade de:
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

**MODELISATION DU TRANSFERT DES ISOTOPES
STABLES DE L'EAU (^{18}O et D) DANS UN SOL NU EN
CONDITIONS NATURELLES**

soutenue le 4 Mai 1994 devant le jury composé de:

MM.	A. MARIOTTI, Professeur à Paris 6	Président
	M. VAUCLIN, Directeur de recherche CNRS	Rapporteur
	B. SEGUIN, Directeur de recherches INRA	Rapporteur
	T. BARIAC, Chargé de recherche CNRS	Examineur
	L. BRUCKLER, Directeur de recherche INRA	Examineur
	B. ITIER, Directeur de recherche INRA	Examineur
	J. JOUZEL, Ingénieur CEA	Examineur
	G. MARSILY (de), Professeur à Paris 6	Examineur

Résumé

Nous proposons dans ce travail un modèle mécaniste de prévision du comportement des isotopes stables de l'eau (^{18}O et ^2H) dans le système sol-atmosphère soumis à des conditions climatiques quelconques. Les principales caractéristiques du modèle sont le couplage avec un modèle de transfert de masse et de chaleur qui calcule les flux convectifs en phases liquide et gazeuse, la prise en compte simultanée des flux isotopiques diffusifs et convectifs en phases liquide et gazeuse, le couplage entre les flux dans le sol et dans l'atmosphère par l'intermédiaire du bilan d'énergie à la surface du sol et de la convection turbulente dans les basses couches atmosphériques. L'expérimentation s'appuie sur le suivi in situ pendant 50 jours d'une parcelle agricole, sur laquelle nous avons caractérisé le bilan d'énergie et les conditions micrométéorologiques au cours du temps, les propriétés hydrodynamiques et thermiques du sol, l'évolution des profils isotopiques, hydriques et thermiques. Les principaux résultats de la confrontation modèle expérience montrent un accord global entre prévision et observation aussi bien en ce qui concerne les flux de masse et de chaleur que les profils isotopiques, la grande sensibilité des profils isotopiques calculés aux flux convectifs liquides et gazeux, le rôle central de la situation isotopique initiale dans l'évolution ultérieure des profils isotopiques. La variabilité spatiale importante observée conduit au constat que seule une validation statistique, et non déterministe, est envisageable.

Mots-Clés : modélisation, transferts isotopiques, conditions naturelles.

Abstract

A physically based model predicting stable isotopes (^{18}O et ^2H) behavior in both soil and boundary atmospheric layer under various climatic conditions is proposed. The main characteristics of the model are i/ the linkage with a heat and water transport modeling that gives convective fluxes in liquid or gaseous phases, ii/ it takes into account the diffusive and convective fluxes for stable isotopes, and iii/ the linkage between soil and atmosphere fluxes using the energy balance at the soil surface and the turbulent fluxes in the atmospheric layers. Soil sampling, measurements of water content and temperature profiles and recording of energy balance and microclimatic conditions were made during a 50 days field experiment. Moreover, hydrodynamic and thermal properties of the field were studied. Results showed a satisfactory agreement between observed and calculated values both for water or temperature and isotopes profiles. Moreover, the great sensitivity of the isotopic profiles to the initial isotope profile was showed. The great spatial variability indicated that only a stochastic validation of the model is reasonable.

Key- Words : modeling, isotopes transport, evaporation.

LISTE DES SYMBOLES

a	:albedo	$(adim)$
A_i	:abondance isotopique de l'isotope i	$(adim)$
A_i^l	:abondance isotopique en phase liquide	$(adim)$
A_i^v	:abondance isotopique en phase vapeur	$(adim)$
C_a	:concentration de vapeur d'eau de l'air à une hauteur z_a	ML^{-3}
C_i^l	:concentration isotopique en phase liquide	ML^{-3}
C_i^v	:concentration isotopique en phase vapeur	ML^{-3}
C_s	:concentration de vapeur d'eau à la surface du sol	ML^{-3}
C_{pa}	:chaleur massique de l'air à pression constante	$ML^{-1}T^{-2}K^{-1}$
C_v	:concentration de vapeur d'eau dans le sol	ML^{-3}
D	:coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le sol	L^2T^{-1}
D^l	:coefficient d'autodiffusion de l'eau	L^2T^{-1}
D_i^l	:coefficient de diffusion de l'espèce isotopique i dans l'eau	L^2T^{-1}
D_i^{*l}	:coefficient de diffusion effective de l'espèce isotopique i dans l'eau	L^2T^{-1}
D_i^{*v}	:coefficient de diffusion effective de l'espèce isotopique i dans l'air	L^2T^{-1}
E	:flux d'eau ordinaire	LT^{-1}
E_i	:flux d'espèce isotopique i	$ML^{-2}T^{-1}$
G	:densité de flux de chaleur dans le sol	MT^{-3}
H	:densité de flux de chaleur sensible	MT^{-3}
h	:humidité relative	$(adim)$
h_l	:coefficient d'échanges convectifs de masse entre la surface du sol et z_a	LT^{-1}
h_s	:coefficient d'échanges convectifs de chaleur entre la surface du sol et z_a	LT^{-1}
K	:conductivité hydraulique	LT^{-1}
L	:chaleur latente de vaporisation	L^2T^{-2}
LE	:densité de flux de chaleur latente	MT^{-3}
M, M_{H_2O}	:masse molaire de l'eau	$Mmole^{-1}$
M_i	:masse molaire de l'espèce isotopique i	$Mmole^{-1}$
N	:nombre d'isotopes légers (^{16}O ou 1H)	$(adim)$
N_i	:nombre d'isotopes lourds (^{18}O ou 2H)	$(adim)$

p	:porosité	(<i>adim</i>)
Pv_a	:pression partielle de vapeur d'eau dans l'air au niveau z_a	$ML^{-1}T^{-2}$
Pv_s	:pression partielle de vapeur d'eau à la surface du sol	$ML^{-1}T^{-2}$
q	:densité de flux d'eau dans le sol, avec:	LT^{-1}
	<i>indice l : liquide</i>	"
	<i>indice v : vapeur</i>	"
	<i>exposant h : lié aux gradients de potentiel</i>	"
	<i>exposant T : lié aux gradients de température</i>	"
q_i	:densité de flux d'espèce isotopique ($H_2^{18}O$ ou $HD^{16}O$), même convention pour les indices et exposants que q	$ML^{-2}T^{-1}$
R	:constante des gaz parfaits	$ML^2T^{-2}mol^{-1}$
Ra	:densité de flux de rayonnement atmosphérique	MT^{-3}
Rg	:densité de flux de rayonnement global	MT^{-3}
R_i	:rapport isotopique de l'isotope i	(<i>adim</i>)
R_i^{res}	:rapport isotopique dans l'eau d'alimentation	(<i>adim</i>)
Rn	:densité de flux de rayonnement net	MT^{-3}
T	:température	K
T_a	:température de l'air au niveau z_a	K
T_s	:température de la surface du sol	K
U_a	:vitesse du vent à la hauteur z_a	LT^{-1}
z_0	:hauteur de rugosité	L
α_i	:facteur de fractionnement liquide-vapeur à l'équilibre	(<i>adim</i>)
α_i^*	:facteur de fractionnement vapeur-liquide à l'équilibre ($1/\alpha_i$)	(<i>adim</i>)
β_i^*	:facteur de fractionnement, en concentrations, liquide-vapeur à l'équilibre	(<i>adim</i>)
δ	:composition isotopique	(<i>adim</i>)
ϵ	:facteur d'enrichissement isotopique	(<i>adim</i>)
η_i	:excédent de fractionnement cinétique	(<i>adim</i>)
θ	:teneur en eau volumique	(<i>adim</i>)
θ_l	:teneur en eau en phase liquide	(<i>adim</i>)
θ_v	:teneur en eau phase gazeuse	(<i>adim</i>)
θ_s	:teneur en eau à saturation	(<i>adim</i>)
θ_r	:teneur en eau résiduelle	(<i>adim</i>)
λ	:conductivité thermique du sol	$MT^{-3}LK^{-1}$

ρ_a	:masse volumique de l'air	ML^{-3}
ρ_v	:masse volumique de la vapeur d'eau	ML^{-3}
ρ_w	:masse volumique de l'eau	ML^{-3}
σ	:constante de Stephan-Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8}$)	$MT^{-3}K^{-4}$
τ	:tortuosité du sol	(<i>adim</i>)
Φ_g	:densité de flux de chaleur dans le sol	MT^{-3}
Φ_l	:densité de flux d'eau en phase liquide	$ML^{-2}T^{-1}$
Φ_v	:densité de flux d'eau en phase gazeuse dans le sol	$ML^{-2}T^{-1}$
Φ_g^s	:densité de flux de chaleur à la surface du sol	MT^{-3}
$\Phi_{H_2O}^s$:densité de flux d'eau à la surface du sol	$ML^{-2}T^{-1}$
Ψ_T	:potentiel hydrique total	L

Table des matières

I	Bases théoriques et bibliographiques	23
1	Synthèse bibliographique	24
1.1	Définitions isotopiques	24
1.1.1	Rapport et abondance isotopique	24
1.1.2	Unité de mesures	25
1.1.3	Fractionnement à l'équilibre liquide-vapeur	25
1.1.4	Fractionnement cinétique α_k	27
1.1.5	Droites $^{18}\text{O} - D$	29
1.2	Synthèse des modèles existants	31
1.2.1	Evaporation à partir d'une surface d'eau libre	31
1.2.2	Evaporation à partir d'un sol saturé	35
1.2.3	Evaporation à partir d'un sol non saturé	36
1.3	Estimation de l'évaporation	46
1.4	Conclusion partielle	48
2	Modèle de transfert d'eau, de chaleur et des isotopes stables de l'eau	49

2.1	Introduction	49
2.2	Transfert d'eau et de chaleur	50
2.2.1	Transferts dans le sol	50
2.2.2	Transferts dans l'atmosphère	53
2.2.3	Bilan d'énergie et couplage sol-atmosphère	55
2.2.4	Infiltrabilité du sol en cas de pluie	56
2.3	Transport des espèces isotopiques de l'eau	58
2.3.1	Transport dans le sol	58
2.3.2	Transport dans l'atmosphère et couplage avec le sol	65
2.4	Fonctionnement du modèle couplé	65

II EXPERIMENTATIONS 69

3 Matériel et méthodes 70

3.1	Introduction	70
3.2	Expérience principale (1990)	72
3.2.1	Site expérimental de Poirson	72
3.2.2	Description de l'expérience	74
3.2.3	Mesures dans l'atmosphère	78
3.2.4	Mesures dans le sol	80
3.3	Expérience complémentaire	81

4	Analyse des données	82
4.1	Introduction	82
4.2	Données climatiques	83
4.2.1	Evènements pluvieux	83
4.2.2	Vitesse du vent	83
4.2.3	Température de l'air et humidité relative	84
4.3	Données radiatives et Bilan d'énergie	86
4.3.1	Rayonnements global, atmosphérique et net	86
4.3.2	Bilan d'énergie	89
4.4	Données hydriques et énergétiques du sol	98
4.4.1	Humidités gravimétriques	98
4.4.2	Humidités neutroniques	98
4.4.3	Températures dans le sol	98
4.4.4	Potentiels hydriques	102
4.5	Caractéristiques physiques du sol	102
4.5.1	Albedo du sol: $a(\theta/n)$	102
4.5.2	Hauteur des aspérités de la surface du sol	104
4.5.3	Longueur de rugosité aérodynamique z_0	104
4.5.4	Masse volumique sèche	106
4.5.5	Relation potentiel-teneur en eau massique $\Psi(w)$	108
4.5.6	La conductivité hydraulique apparente	110

4.5.7	Le coefficient de diffusion gazeuse : $D(\theta)$	111
4.5.8	La conductivité thermique apparente: $\lambda(\theta)$	111
4.6	Données isotopiques	112
4.6.1	Profils de deutérium et d'oxygène-18 dans le sol	112
4.6.2	Relations deutérium—oxygène 18	116
4.6.3	Deutérium et oxygène-18 dans l'atmosphère	118

III RESULTATS ET DISCUSSION 120

5	Validation du modèle couplé	121
5.1	Introduction	121
5.2	Mise en oeuvre du modèle	121
5.2.1	Caractéristiques numériques	121
5.2.2	Conditions initiales et aux limites	122
5.3	Aspect hydrique et énergétique	123
5.3.1	Phase de calage	123
5.3.2	Phase de validation	124
5.3.3	Décomposition des flux d'eau dans le sol	133
5.3.4	Conclusion sur l'aspect hydrique et énergétique	136
5.4	Aspect isotopique	136
5.4.1	Essai de validation sur la base du modèle proposé	136
5.4.2	Sensibilité à la situation initiale	140

5.4.3	Sensibilité liée au forçage atmosphérique	142
5.4.4	Sensibilité liée aux phénomènes diffusifs	142
5.4.5	Sensibilité aux flux convectifs liquides (q_l) et gazeux (q_v)	147
5.4.6	Conclusion partielle	168
A	Détail des équations du modèle mécaniste de transferts couplés d'eau et de chaleur	172
A.1	Liste des symboles utilisés	173
A.2	Liste des symboles (suite)	174
A.3	Signification des indices	174
A.4	Expressions des flux	174
A.5	Coefficients de transferts	175
A.6	Coefficients de stockage	176
A.7	Relations physiques de base	176
B	Les échanges convectifs dans les basses couches de l'atmosphère	177
B.1	Types de convections et stratifications thermiques	177
B.2	Coefficients d'échanges et critère de stabilité	179
B.3	Fonctions de stabilité	181
C	Calcul de β_i^*	182
D	Application de la méthode des éléments finis	184

E Mesures de température dans le sol

Table des figures

1.1	thermodépendance des facteurs de fractionnement et d'enrichissement isotopiques d'après Majoube (1972).	26
1.2	relations oxygène 18 - deutérium dans les eaux naturelles.	30
1.3	modèle de Craig et Gordon (1965)	32
1.4	évolution des teneurs en oxygène 18 et en deutérium dans un réservoir soumis à l'évaporation.	34
1.5	profil isotopique stationnaire en sol saturé soumis à un régime évaporatoire permanent (Zimmermann et al., 1967)	35
1.6	profil isotopique stationnaire, tel qu'il est prédit par le modèle de Barnes et Allison (1983)	38
1.7	effet d'un gradient de température de $20^{\circ}C$, entre la surface du sol et la base du profil étudié, sur la teneur en deutérium d'après Barnes et Allison (1984).	40
1.8	profils théoriques de teneur en deutérium correspondant à un même flux évaporatoire avec une température fixe de $25^{\circ}C$ à la surface du sol et respectivement 15 , 25 et $35^{\circ}C$ en bas.	41
1.9	comparaison entre l'état isotopique stationnaire et transitoire dans le cas du deutérium dans un sol hypothétique, le flux d'évaporation étant le même dans les deux cas. (Barnes et Walker, 1989).	43

2.1	description schématique du modèle mécaniste de transferts couplés d'eau et de chaleur.	57
2.2	organigramme simplifié du modèle couplé	66
2.3	description schématique du modèle couplé	67
3.1	site expérimental de Poirson :localisation géographique et caractéristiques climatiques locales.	71
3.2	disposition des instruments de mesure et des points de prélèvement .	73
3.3	droite d'étalonnage de l'anémomètre sonique.	77
3.4	droites d'étalonnage de la sonde à transmission gamma	79
3.5	droite d'étalonnage de la sonde à neutrons.	79
3.6	droite d'étalonnage du radio-thermomètre (RT).	79
4.1	(a) événements pluvieux. (b) humidité relative. (c) vitesse du vent. (d) température de l'air.	85
4.2	(a) rayonnement net. (b) rayonnement global. (c) rayonnement atmosphérique.	87
4.3	droite de régression établie entre les valeurs de rayonnement atmosphérique mesurées à Carpentras et celles calculées par la formule de Brutsaert en fonction des mesures de température et de pression de vapeur de l'air effectuées sur le site de Poirson.	88
4.4	flux journaliers de chaleur sensible.	90
4.5	régression linéaire entre les flux journaliers de chaleur sensible et l'écart de température entre la surface du sol et une altitude de 1 m à 13 h. .	90
4.6	évolution de la pente B en fonction de la longueur de rugosité z_0 . . .	91
4.7	flux horaires de chaleur dans le sol.	93

4.8	flux horaires de chaleur latente (W/m^2).	93
4.9	bilan d'énergie à l'échelle horaire : exemple de la journée du 12-07-90.	95
4.10	termes du bilan d'énergie : évolution journalière.	96
4.11	évolution au cours du temps des teneur en eau pondérales à différentes profondeurs.	97
4.12	profils de teneur en eau massique : mesures gravimétriques entre 0 et 20 cm de profondeur dans le sol.	99
4.13	évolution au cours du temps des températures à différentes profondeurs dans le sol.	100
4.14	profils horaires de températures de la journée du 12-07-90.	100
4.15	profils journaliers de potentiels.	101
4.16	évolution au cours du temps des potentiels à différentes profondeurs dans le sol.	103
4.17	profils de rugosité de surface	105
4.18	masse volumique sèche.	106
4.19	relation teneur en eau massique - potentiel matriciel.	107
4.20	schématisation de la méthode de calcul de la conductivité hydraulique apparente.	109
4.21	conductivité hydraulique apparente.	109
4.22	conductivité thermique apparente.	111
4.23	profils de deutérium. moyenne des écarts types	113
4.24	profils d'oxygène 18. moyenne des écarts types	114
4.25	(a) variations des teneurs en ^{18}O dans les 5 premiers mm du sol au cours de l'expérience de 1992. (b) variations à l'échelle horaires	115

4.26	relations $^{18}\text{O}-D$	117
4.27	évolution de la teneur en ^{18}O dans la vapeur d'eau atmosphérique au cours de l'expérience de 1992.	119
4.28	évolution de la teneur en deutérium dans la vapeur d'eau atmosphérique au cours de l'expérience de 1992.	119
5.1	conductivité hydraulique ajustée	124
5.2	comparaison modèle-expérience : évolution des teneurs en eau volumiques.	126
5.3	comparaison modèle-expérience : évolution des températures dans le sol.	127
5.4	droite de régression : humidités calculées-humidités mesurées.	128
5.5	droite de régression : températures calculées-températures mesurées.	128
5.6	comparaison modèle-expérience : (a) flux horaires de rayonnement net, (b) flux horaires de chaleur dans le sol.	130
5.7	comparaison modèle-expérience : (a) flux horaires de chaleur sensible, (b) flux horaires de chaleur latente exprimée en mm/h.	131
5.8	comparaison modèle-expérience : (a) flux horaires de rayonnement net. (b) flux horaires de chaleur dans le sol. (c) flux horaires de chaleur sensible. (d) flux horaires d'évaporation.	132
5.9	décomposition des flux d'eau liquide et gazeuse dans le sol.	134
5.10	(a) évolution en fonction du temps des différents flux d'eau à la surface du sol. (b) part des flux gazeux dans le flux d'eau total.	135
5.11	première comparaison modèle-expérience des profils de deutérium dans le sol.	137
5.12	sensibilité du modèle à l'état isotopique initial	139
5.13	sensibilité des profils de deutérium au forçage atmosphérique en comparaison avec les observations expérimentales.	141

5.14 (a) sensibilité des profils de deutérium au coefficient de diffusion en phase liquide en comparaison avec les observations expérimentales. (b) sensibilité des profils de deutérium au coefficient de diffusion en phase gazeuse en comparaison avec les observations expérimentales.	143
5.15 sensibilité des profils de deutérium au coefficient de diffusion en phase liquide en comparaison avec les observations expérimentales.	145
5.16 comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : $100\%.q_l, 100\%.q_v$	149
5.17 comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : $100\%.q_l, 100\%.q_v$	150
5.18 comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : $100\%.q_l, 100\%.q_v$	151
5.19 comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : $99\%.q_l, 100\%.q_v$	152
5.20 comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : $99\%.q_l, 100\%.q_v$	153
5.21 comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : $99\%.q_l, 100\%.q_v$	154
5.22 comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : $101\%.q_l, 100\%.q_v$	155
5.23 comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : $101\%.q_l, 100\%.q_v$	156
5.24 comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : $101\%.q_l, 100\%.q_v$	157
5.25 comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : $100\%.q_l, 95\%.q_v$	158
5.26 comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : $100\%.q_l, 95\%.q_v$	159

5.27	comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario :100%. q_l , 95%. q_v	160
5.28	comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario :100%. q_l , 105%. q_v	161
5.29	comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario :100%. q_l , 105%. q_v	162
5.30	comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario :100%. q_l , 105%. q_v	163
5.31	comparaison des valeurs calculées et observées en ^{18}O pour les cinq cas étudiés.	164
5.32	comparaison des valeurs calculées et observées en deutérium pour les cinq cas étudiés.	165
5.33	comparaison modèle-expérience globale des relations $^{18}O - D$ dans les cinq cas étudiés.	166
5.34	relation etr cumulée- $\delta_D(14h)$	171
B.1	sens des flux verticaux de flux de chaleur sensible et latente dans les cas de stabilité ou d'instabilité thermique	180

INTRODUCTION

L'amélioration des connaissances sur le bilan hydrique dans les sol est un sujet qui suscite l'intérêt des chercheurs dans plusieurs disciplines comme l'hydrologie, l'agronomie, la météorologie, l'environnement et la physique du sol. C'est dans cette optique générale, et essentiellement vers l'étude de l'évaporation que s'oriente cette thèse.

Les espèces isotopiques lourdes de l'eau ($HD^{16}O$ et $H_2^{18}O$) possèdent des propriétés physiques et chimiques proches de celle de l'eau ordinaire et représentent ainsi des traceurs intimes de la molécule d'eau dans les études de transferts de masse dans le sol.

En particulier pour l'étude de l'évaporation à partir des sol, l'utilisation des isotopes stables de l'eau offre un avantage supplémentaire. En effet, le changement de phase liquide-vapeur de l'eau favorise la vaporisation des molécules d'eau légères (et inversement pour la condensation) et l'eau restante s'enrichit en isotopes lourds. Ces derniers marquent ainsi naturellement l'eau du sol en fonction de l'histoire évaporatoire qu'elle subit.

Craig et Gordon (1965) ont modélisé les transferts des isotopes stables de l'eau lors de l'évaporation à partir d'une surface d'eau libre. Zimmerman *et al.*, (1967) ont constaté que l'enrichissement isotopique à la surface d'un sable saturé d'eau, soumis à un régime évaporatoire permanent, diminue d'une manière exponentielle avec la profondeur, et que le taux d'évaporation est proportionnel à la profondeur moyenne de pénétration de cet enrichissement.

Ces travaux ont été étendus aux sols non saturés par Barnes et Allison (1983) qui ont développé un modèle simplifié, décrivant les profils isotopiques dans les sols sableux en évaporation sous des régimes hydriques et isotopiques stationnaires et en conditions isothermes. A cette occasion, ces auteurs ont proposé trois méthodes d'estimation directe de l'évaporation à partir des profils isotopiques.

Barnes et Allison (1984) et Barnes *et al.*, (1989) ont étudié l'effet d'un gradient de température stationnaire sur le comportement des isotopes dans le sol sous des régimes hydriques et isotopiques permanents. Ces derniers ont montré que la non prise en compte de l'effet thermique peut, dans le cas où les flux gazeux sont non négligeables, induire des erreurs considérables sur la prédiction des profils isotopiques et par conséquent sur l'estimation de l'évaporation. A cette occasion, les auteurs ont souligné l'intérêt du traçage isotopique dans la décomposition des flux d'eau liquide et gazeuse dans le sol.

Walker *et al.*, (1988) et Barnes et Walker (1989) ont étudié le cas transitoire en condition isotherme. Ces derniers ont prédit, pour un même taux d'évaporation, des profils isotopiques stationnaires et transitoires peu différents et en ont déduit que l'estimation de l'évaporation instantanée à partir du profil isotopique reste fiable même en régime transitoire.

Malgré les apports considérables de ces différents travaux à nos connaissances sur le comportement des isotopes stables de l'eau dans les sols en cours d'évaporation, leur transposition à des situations climatiques variables ou à d'autres types de sols risque de s'avérer difficile. En effet :

- La plupart des modélisations existantes décomposent le sol en deux ou trois zones, parmi lesquelles figurent souvent : une couche sèche ou très peu humide à transferts en phase gazeuse, et une couche humide à transferts en phase liquide. Cette hypothèse, mieux adoptée a des sols sableux, met en doute la bonne application de ces modèles aux sols argileux (*Barnes et Allison, 1983; Mathieu, 1993*).
- Quand la surface d'un sol non saturé devient sèche, les flux gazeux y prennent de l'importance et la modélisation des transferts isotopiques nécessite la prise en compte des transferts de chaleur dans le sol (*Barnes et Walker, 1989*)
- Le manque de modélisation des échanges isotopiques entre la surface du sol et l'atmosphère et les hypothèses simplificatrices sur les conditions aux limites à la surface du sol risquent de limiter l'utilisation de ces modèles aux expériences de laboratoire.

Afin de pouvoir généraliser ces travaux à des sols quelconques et pouvoir exploiter le traçage isotopique naturel sous des climats variables, nous avons décidé de modéliser le transfert des isotopes stables de l'eau au sein d'un modèle mécaniste de transferts d'eau et de chaleur dans le sol qui intègre les échanges de masse et d'énergie avec les basses couches atmosphériques.

Dans ce but, nous nous proposons de :

- Prendre en compte le couplage eau-chaleur dans les phases liquide et gazeuse sous des régimes transitoires.
- Prendre en compte simultanément au transport de masse et de chaleur les flux

d'espèces isotopiques de nature convective et diffusive.

- Coupler les flux dans le sol avec les échanges atmosphériques turbulents et avec le bilan d'énergie à la surface.
- Prendre en compte la variabilité spatiale observée in situ.
- Etre capables de valider le modèle couplé.

Dans une première partie, nous commencerons par des rappels théoriques sur les isotopes stables de l'eau, nous ferons la synthèse des modèles existants depuis l'apparition de la théorie de Craig et Gordon en 1965, puis nous donnerons les bases théoriques du modèle couplé de transferts de masse, de chaleur et des isotopes qui fait l'objet de ce travail.

Dans une deuxième partie nous décrirons les expériences qui ont été menées sur le terrain dans le but d'acquérir le jeu de données nécessaire à la mise au point et à la validation du modèle couplé de transferts d'eau, de chaleur et des espèces isotopiques de l'eau. Nous présenterons les résultats de ces expériences et nous donnerons les caractéristiques physiques du système sol-atmosphère qui sont utilisées comme entrées du modèle.

Dans une troisième partie, nous passerons à la validation du modèle proposé en précisant les méthodes utilisées et les hypothèses adoptées dans ce but. Enfin, à l'aide du modèle obtenu, nous essaierons d'interpréter la variabilité spatiale des teneurs en isotopes stables de l'eau du sol en relation avec la variabilité des caractéristiques physiques du milieu.

Première partie

**BASES THEORIQUES ET
BIBLIOGRAPHIQUES**

Chapitre 1

Synthèse bibliographique

1.1 Définitions isotopiques

L'eau est majoritairement formée de molécules composées par les isotopes légers de l'oxygène (^{16}O) et de l'hydrogène (^1H) que nous appellerons molécules d'eau légères (H_2^{16}O). Nous nous intéresserons plus particulièrement au comportement des variétés isotopiques lourdes de la molécule d'eau, soient H_2^{18}O et HD^{16}O , qui sont les espèces isotopiques les plus abondantes dans l'eau après la molécule légère H_2^{16}O .

1.1.1 Rapport et abondance isotopique

On définit le rapport isotopique R et l'abondance isotopique A d'un isotope lourd i (^{18}O ou D) dans un échantillon donné comme étant respectivement :

$$R_i = \frac{N_i}{N} \quad [1.1]$$

et

$$A_i = \frac{N_i}{N + N_i} \quad [1.2]$$

avec N : nombre d'isotopes légers (^{16}O ou ^1H).
 N_i : nombre d'isotopes lourds (^{18}O ou D).

1.1.2 Unité de mesures

Les faibles variations du rapport isotopique rendent son utilisation comme unité de mesure peu pratique. Nous nous intéresserons donc plutôt à sa déviation par rapport à une valeur fixe R_s , appelée étalon et prise comme référence. Nous introduisons ainsi l'unité δ qui est la différence relative en part pour mille du rapport isotopique de l'échantillon à celui d'un étalon :

$$\delta_{\text{échantillon}} = \frac{R_{\text{échantillon}} - R_{\text{étalon}}}{R_{\text{étalon}}} \cdot 10^3 \quad [1.3]$$

δ , exprimé en parties pour mille, est pour notre propos, exprimée par rapport à l'étalon standard V-SMOW (Vienna Standard Mean Oceanic Water) (*Gonfiantini, 1978*), version réactualisée du SMOW défini par Craig, (*1961b*). Nous rappelons ci-dessous les valeurs du standard de l'oxygène 18 et du deutérium :

$$R_s(^2H) = 155.76 \quad (\text{parties par million})$$

$$R_s(^{18}O) = 1993.4 \quad (\text{parties par million})$$

1.1.3 Fractionnement à l'équilibre liquide-vapeur

Dans un système en équilibre entre l'eau liquide et sa vapeur, la différence de tension de vapeur entre les espèces isotopiques se traduit par un fractionnement entre les deux phases. D'où la définition du facteur de fractionnement isotopique d'un isotope i (^{18}O ou D) :

$$\alpha_{\text{phase1-phase2}}(i) = \frac{R_{\text{phase1}}(i)}{R_{\text{phase2}}(i)} \quad [1.4]$$

α dépend de la température par une relation de la forme suivante (*Bottinga et Craig, 1969; Majoube, 1971; Jakli et Stachewski, 1977; Kakiuchi et Matsuo, 1979*) :

$$\ln(\alpha_{\text{liquide-vapeur}}) = AT^{-2} + BT^{-1} + C \quad [1.5]$$

où T est la température exprimée en Kelvin et A , B et C sont des coefficients ajustés sur les données expérimentales.

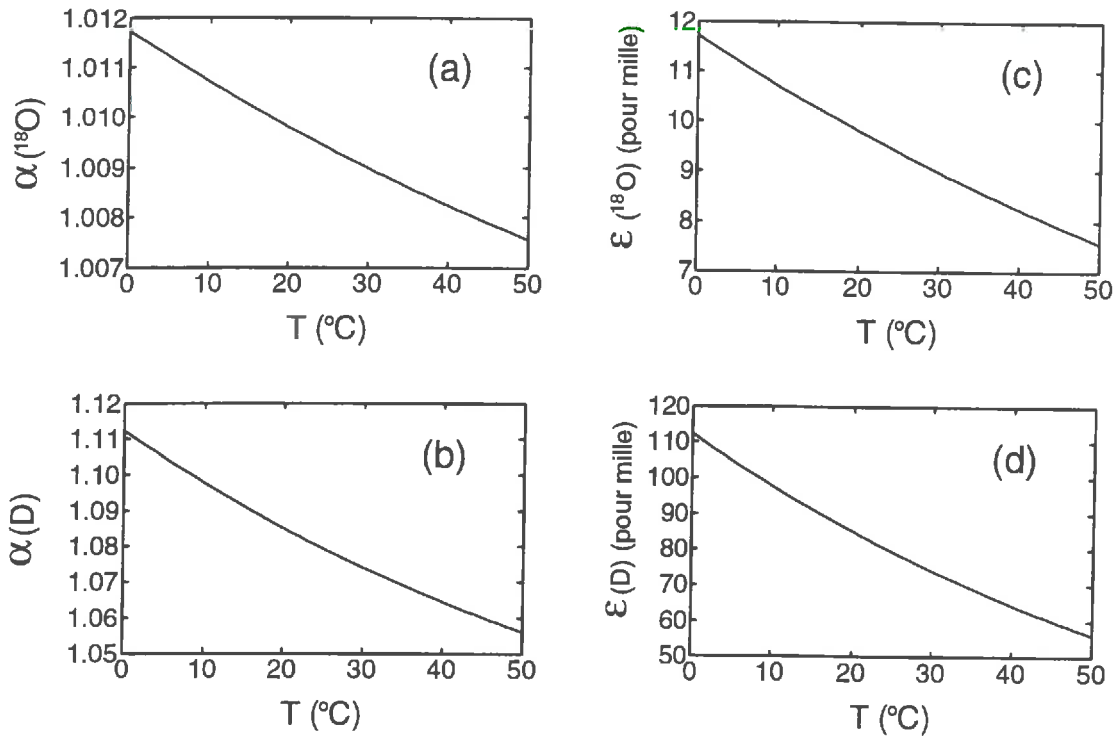


Figure 1.1: (a) *thermodépendance du facteur de fractionnement $H_2^{18}O/H_2^{16}O$ liquide-vapeur à l'équilibre.* (b) *thermodépendance du facteur de fractionnement $HD^{16}O/H_2^{16}O$ liquide-vapeur à l'équilibre.* (c) *enrichissement isotopique en ^{18}O de la phase liquide en équilibre avec la vapeur.* (d) *enrichissement isotopique en deutérium de la phase liquide en équilibre avec la vapeur*

Parmi les relations, assez proches, obtenues par les différents auteurs cités ci-dessus, nous utiliserons celles de *Majoube (1972)* qui sont les plus utilisées dans la littérature. Ces dernières ont été calculées pour l'oxygène 18 et le deutérium dans une gamme de températures comprises entre 0 et 100 °C avec les coefficients suivant :

$$A = 1137 \quad B = -0.4156 \quad C = -0.00207 \quad \text{pour le deutérium}$$

$$A = 24844 \quad B = -76.248 \quad C = 0.05261 \quad \text{pour l'oxygène-18}$$

Ce fractionnement entre l'eau liquide et sa vapeur engendre un enrichissement en isotopes lourds de la phase liquide par rapport à la phase gazeuse. Le facteur d'enrichissement isotopique à l'équilibre s'écrit :

$$\epsilon = (\alpha - 1) \cdot 10^3 \quad \text{‰} \quad [1.6]$$

Quand la température augmente, α et ϵ diminuent comme le montre la figure 1.1 (*d'après Majoube, 1971*).

1.1.4 Fractionnement cinétique α_k

Dans le cas de la diffusion moléculaire en phase gazeuse, les différences de masse et de taille entre les espèces isotopiques de l'eau provoquent un fractionnement isotopique cinétique. Ce fractionnement se produit indépendamment de la température et s'exprime en fonction du rapport des coefficients de diffusion dans l'air. Pour la diffusion moléculaire pure, ce rapport s'écrit (*Merlivat, 1978*):

$$\frac{D}{D_i} = \sqrt{\frac{M_i}{M} \frac{M + M_a}{M_i + M_a} \left(\frac{\sigma_i + \sigma_a}{\sigma + \sigma_a} \right)^2} \quad [1.7]$$

D = coefficient de diffusion de la vapeur d'eau légère dans l'air (L^2T^{-1}).

D_i = coefficient de diffusion de la vapeur de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$ dans l'air (L^2T^{-1}).

avec M = masse de $H_2^{16}O$ (M).

M_i = masse de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$ (M).

M_a = masse de la molécule du gaz vecteur (M).

σ = diamètre moyen de la molécule $H_2^{16}O$ (L).

σ_a = diamètre moyen de la molécule du gaz vecteur (L).

Merlivat (1978) a mesuré les rapports D/D_i pour l'oxygène 18 et le deutérium à $21^\circ C$:

$$\frac{D(H_2^{16}O)}{D(H_2^{18}O)} = 1.0285 \pm 0.0008$$

$$\frac{D(H_2^{16}O)}{D(HD^{16}O)} = 1.0251 \pm 0.0010$$

Dans la littérature, ce fractionnement cinétique est souvent exprimé par :

$$\alpha_k = \left(\frac{D}{D_i} \right)^n \quad [1.8]$$

où n varie entre 0.5 et 1 en fonction des conditions atmosphériques avoisinant la surface évaporante (*Dongman et al., 1974 et Munnich et al., 1977*). En effet, quand

le régime évaporatoire devient turbulent, l'écart effectif entre D_i et D diminue et n tend vers 0.5 (tableau 1.1):

n	régime d'évaporation
0.50	<i>diffusion turbulente</i>
0.67	<i>diffusion moléculaire</i>
1.00	<i>diffusion pure</i>

Tableau 1.1 : les valeurs de n selon le régime d'écoulement d'après Brutsaert, (1975)

Cette expression du facteur de fractionnement cinétique est un cas particulier d'une formule plus générale (Bariac, 1988) établie par Merlivat et Jouzel (1979) en fonction des résistances à la diffusion et s'écrivant de la manière suivante :

$$\alpha_k = \frac{\left(\frac{D}{D_i}\right)^n + \frac{r_T}{r_M}}{1 + \frac{r_T}{r_M}} \quad [1.9]$$

r_T = résistance à la diffusion turbulente ($L^{-1}T$).

avec r_M = résistance à la diffusion moléculaire ($L^{-1}T$).

En effet, si r_T est négligeable devant r_M , ce qui est souvent le cas, leur rapport devient proche de 0 et l'équation [1.8] devient valide. Dans le cas inverse, r_T/r_M devient significatif et tend à diminuer α_k .

Dans le cas des réservoirs d'eau libre soumis à l'évaporation, Gonfiantini (1986) utilise les mesures de Merlivat (1978) dans l'équation (18) de Craig et Gordon (1965) et propose les relations suivantes pour calculer l'enrichissement effectif en isotopes lourds provoqué par l'évaporation :

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{(^{18}O)} &= (r_{(^{18}O)}/r - 1)(1 - h) = 14.2(1 - h) \\ \Delta\epsilon_{(^{2}H)} &= (r_{(^{2}H)}/r - 1)(1 - h) = 12.5(1 - h) \end{aligned} \quad [1.10]$$

$\Delta\epsilon_i$ =facteur d'enrichissement cinétique introduit par Craig et Gordon (1965) .

avec r_i, r =respectivement les résistances totales à la diffusion de l'espèce isotopique i et de l'eau ordinaire ($L^{-1}T$).

h =humidité relative.

Munnich *et al.*, (1980) et Allison *et al.*, (1983) ont montré que, pendant l'évaporation à partir d'un sol non saturé d'eau, la valeur de n tend vers 1 au fur et à mesure que les flux d'eau vapeur dominant à la surface du sol. Ils expliquent ceci par l'épaississement de la couche laminaire traversée par la vapeur d'eau, avant de rejoindre l'atmosphère.

1.1.5 Droites $^{18}O - D$

Craig (1961) a établi, à partir des données des stations océaniques, une relation linéaire entre les compositions isotopiques en oxygène 18 et en deutérium des eaux météoriques qu'on appelle la droite météorique mondiale (figure 1.2.a):

$$\delta_D = 8\delta^{18}O + 10 \quad [1.11]$$

La pente 8 de cette droite caractérise le processus de condensation de l'eau et l'ordonnée à l'origine est en liaison avec l'humidité relative initiale des masses d'air (Merlivat *et Jouzel*, 1979).

Au cours d'une pluie, la vapeur d'eau dans les nuages s'appauvrit continuellement en molécules d'eau lourdes ($H_2^{18}O$ et $HD^{16}O$) qui se condensent plus facilement que les molécules d'eau légères ($H_2^{16}O$) par fractionnement vapeur-liquide. Ainsi cette pluie est de plus en plus appauvrie en isotopes lourds.

Pendant leur chute vers le sol, à travers une atmosphère non saturée en humidité, les gouttes de pluie peuvent subir une évaporation accompagnée de fractionnement cinétique et s'enrichir d'avantage en oxygène 18 qu'en deutérium, alors qu'à l'équilibre l'enrichissement est nettement en faveur du deutérium (cf 1.1.3). Dans ce cas, les droites météoriques locales se situent à droite de la droite météorique mondiale avec des pentes inférieures à 8 (Stewart, 1975).

Dans le cas des réservoirs d'eau soumis à l'évaporation, les compositions isotopiques évoluent selon des droites $^{18}O - D$, dites droites d'évaporation avec des pentes variant entre 4 et 6 pour les surfaces d'eau libre (Fontes, 1974) (figure 1.2.b), et diminuant jusqu'à des valeurs inférieures à 2 pour les sols secs (Munnich *et al.*, 1980 (figure 1.2.c); Allison, 1982; Boujamlaoui *et al.*, 1991) .

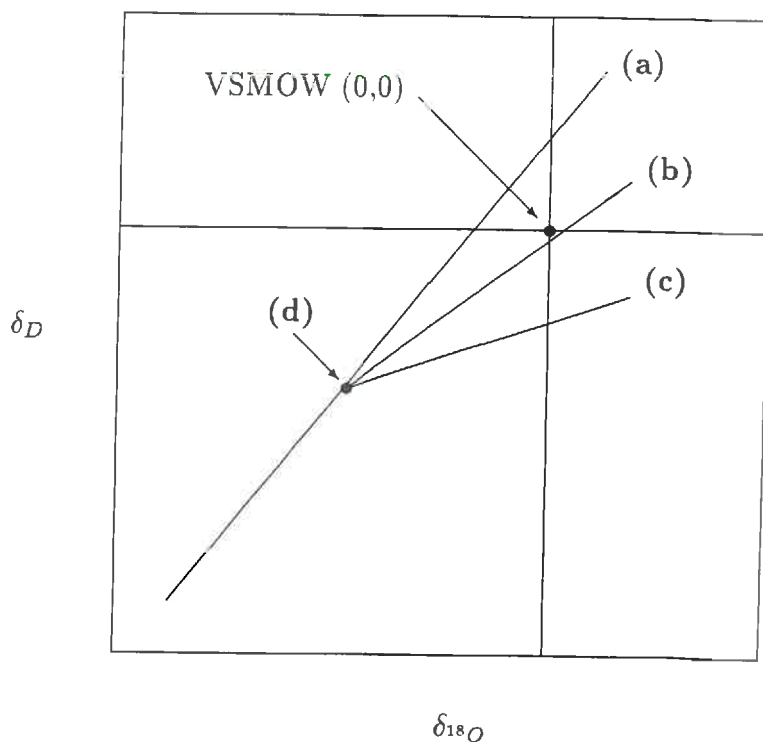


Figure 1.2: (a) droite météorologique mondiale (pente: 8). (b) droite d'évaporation des réservoirs d'eau (pentes: 4 à 6). (c) droite d'évaporation des eaux des sols non saturés (pentes inférieures à 5). (d) composition isotopique de l'eau d'alimentation des réservoirs soumis à l'évaporation et dont les compositions isotopiques évoluent selon les droites (b) et (c).

En ce qui concerne les sols, les pentes des droites d'évaporation nous donnent une indication qualitative sur l'importance de la part cinétique dans le fractionnement isotopique total. En effet, Allison (1982) explique les faibles pentes rencontrées dans les sols non saturés, en cours d'évaporation, par l'augmentation du fractionnement cinétique, entre le front d'évaporation et la surface du sol, due à l'épaississement de la couche laminaire traversée par les différentes espèces isotopiques (cf 1.1.4).

L'intersection de la droite d'évaporation avec la droite météorologique donne accès à la composition isotopique en ^{18}O et D de la pluie initiale, avant évaporation (figure 1.2.d).

1.2 Synthèse des modèles existants

1.2.1 Évaporation à partir d'une surface d'eau libre

Craig et Gordon (1965) décomposent le système eau-atmosphère en 5 couches schématisées sur la figure 1.3. Ils établissent les expressions des flux de $H_2^{16}O$ et des espèces isotopiques $H_2^{18}O$ et $HD^{16}O$ à travers les couches b,c et d à l'aide de la loi de Fick, proportionnellement aux gradients d'humidité relative et inversement proportionnelles aux résistances à la diffusion dans chaque couche.

Sous un régime évaporatoire permanent et avant d'atteindre un état isotopique stationnaire, la composition isotopique de la vapeur qui se dégage évolue au cours du temps. Toutefois, Craig et Gordon (1965) supposent qu'à chaque instant il existe un état isotopique stationnaire dans le compartiment atmosphérique, qu'ils justifient par la rapidité de la réponse du rapport isotopique dans la vapeur d'eau par rapport à celui dans l'eau liquide. Ce phénomène s'explique par la grande différence de concentration d'eau entre ses phases liquide et vapeur (un rapport de 5.10^4 environ). Les flux d'eau (E) et d'espèces isotopiques (E_i) sont donc supposés constants à travers les différentes couches horizontales et s'expriment comme suit:

$$E = (1 - h'_A)/r \quad [1.12]$$

$$E_i = [\alpha R_L(1 + Er_{i,L}) - h'_A R_A] / (r_i + \alpha r_{i,L}) \quad [1.13]$$

E =flux d'eau légère ($H_2^{16}O$) (LT^{-1}).

E_i =flux instantané de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$ (LT^{-1}).

h'_A =humidité relative dans l'atmosphère rapportée à la température de l'interface.

α =facteur de fractionnement liquide-vapeur à l'équilibre.

R_L =rapport isotopique de ^{18}O ou de 2H dans le liquide.

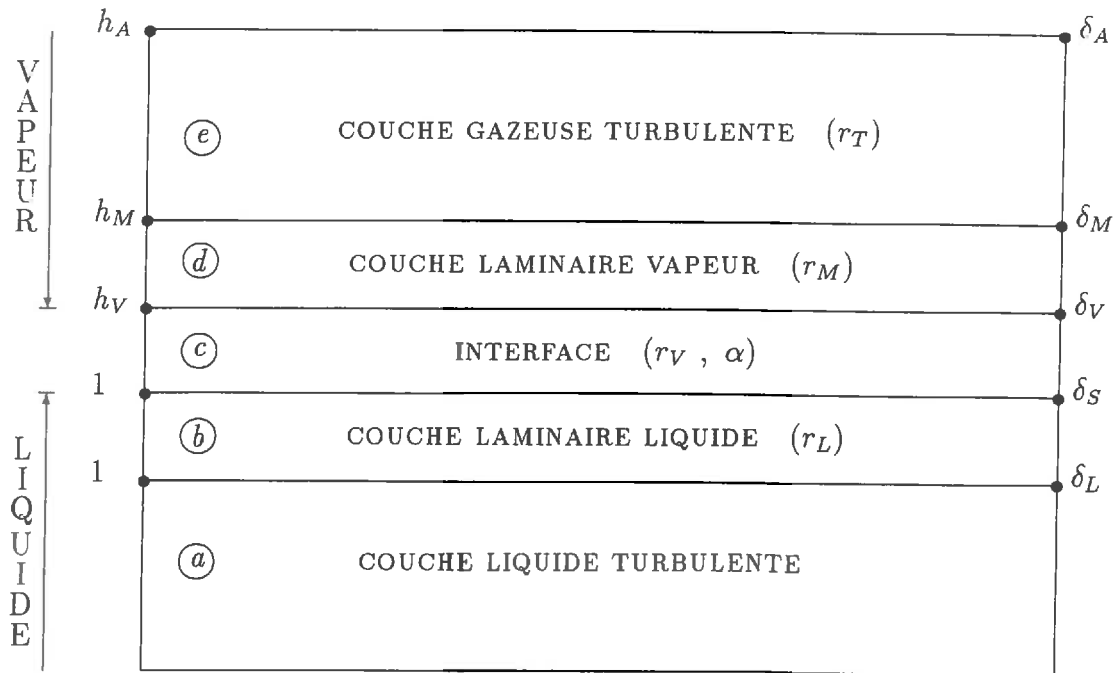
avec: R_A =rapport isotopique de ^{18}O ou de 2H en phase vapeur dans l'atmosphère.

r =somme des résistances à la diffusion des molécules $H_2^{16}O$ ($L^{-1}T$).

$r_{i,L}$ =résistance à la diffusion des molécules $H_2^{18}O$ ou $HD^{16}O$ dans la couche laminaire liquide ($L^{-1}T$).

r_i =résistance atmosphérique totale ($r_T + r_M + r_V$) à la diffusion des molécules $H_2^{18}O$ ou $HD^{16}O$ ($L^{-1}T$).

Figure 1.3 : modèle de Craig et Gordon (1965)



a =couche liquide, domaine de la diffusion turbulente.

b =couche liquide, domaine de la diffusion moléculaire.

c =interface liquide-vapeur où l'humidité relative est à saturation, domaine du fractionnement isotopique à l'équilibre.

d =couche vapeur, domaine de la diffusion moléculaire et du fractionnement isotopique cinétique.

avec e =couche gazeuse, domaine de la diffusion turbulente sans fractionnement isotopique.

α =facteur de fractionnement isotopique à l'équilibre.

δ =composition isotopique.

h =humidité relative.

$r_{T,M,L}$ =résistance à la diffusion de la couche en question.

les indices de $\delta_A, \delta_M, \delta_V, \delta_S, \delta_L, h_A, h_M$ et h_V situent verticalement les différentes couches considérées.

Dans le cas d'un réservoir d'eau bien mélangé ($r_{i,L} = 0$), le gradient de diffusion des espèces isotopiques dans la phase liquide s'annule et l'équation [1.13] devient :

$$E_i = (\alpha R_L - h'_A R_A) / r_i \quad [1.14]$$

Ainsi, en écrivant le rapport des flux E/E_i , les auteurs obtiennent le rapport isotopique R_E , d'une espèce isotopique i , dans la vapeur d'eau qui se dégage de l'interface liquide-vapeur, et qui s'exprime en notation δ par :

$$\delta_E = \frac{\alpha \delta_L - h'_A \delta_A - \epsilon}{(1 - h'_A) + \Delta \epsilon} \quad [1.15]$$

δ_E = composition isotopique de la vapeur qui se dégage.

δ_L = composition isotopique de l'eau liquide.

δ_A = composition isotopique dans la vapeur d'eau atmosphérique.

ϵ = facteur d'enrichissement isotopique à l'équilibre.

avec α = facteur de fractionnement isotopique liquide-vapeur à l'équilibre.

h'_A = humidité relative dans l'atmosphère rapportée à la température de l'interface.

$\Delta \epsilon = (1 - h'_A)(r_i/r - 1)$: facteur d'enrichissement cinétique.

Plusieurs auteurs ont appliqué, par la suite, les équations de Craig et Gordon (1965) à l'étude de l'évaporation des réservoirs d'eau naturels (Fontes et Gonfiantini, 1967; Craig, 1975; Zimmerman et al., 1976; Allison et al., 1979; Gilath et Gonfiantini, 1983; Gonfiantini et al., 1979 entre autres).

Craig et al, (1963) montrent que les compositions isotopiques en oxygène 18 et en deutérium, dans un bac d'eau soumis à évaporation sous une atmosphère assez humide, ne suivent pas la loi de distillation mais tendent asymptotiquement vers un état stationnaire au fur et à mesure que le volume d'eau restant tend vers 0, et ceci indépendamment du taux d'évaporation. La figure 1.4 montre l'évolution de la composition isotopique dans un réservoir d'eau (à volume constant ou variable), soumis à évaporation, en fonction de la fraction d'eau restante ou perdue et pour différentes humidités relatives (Gilath et Gonfiantini (1983)).

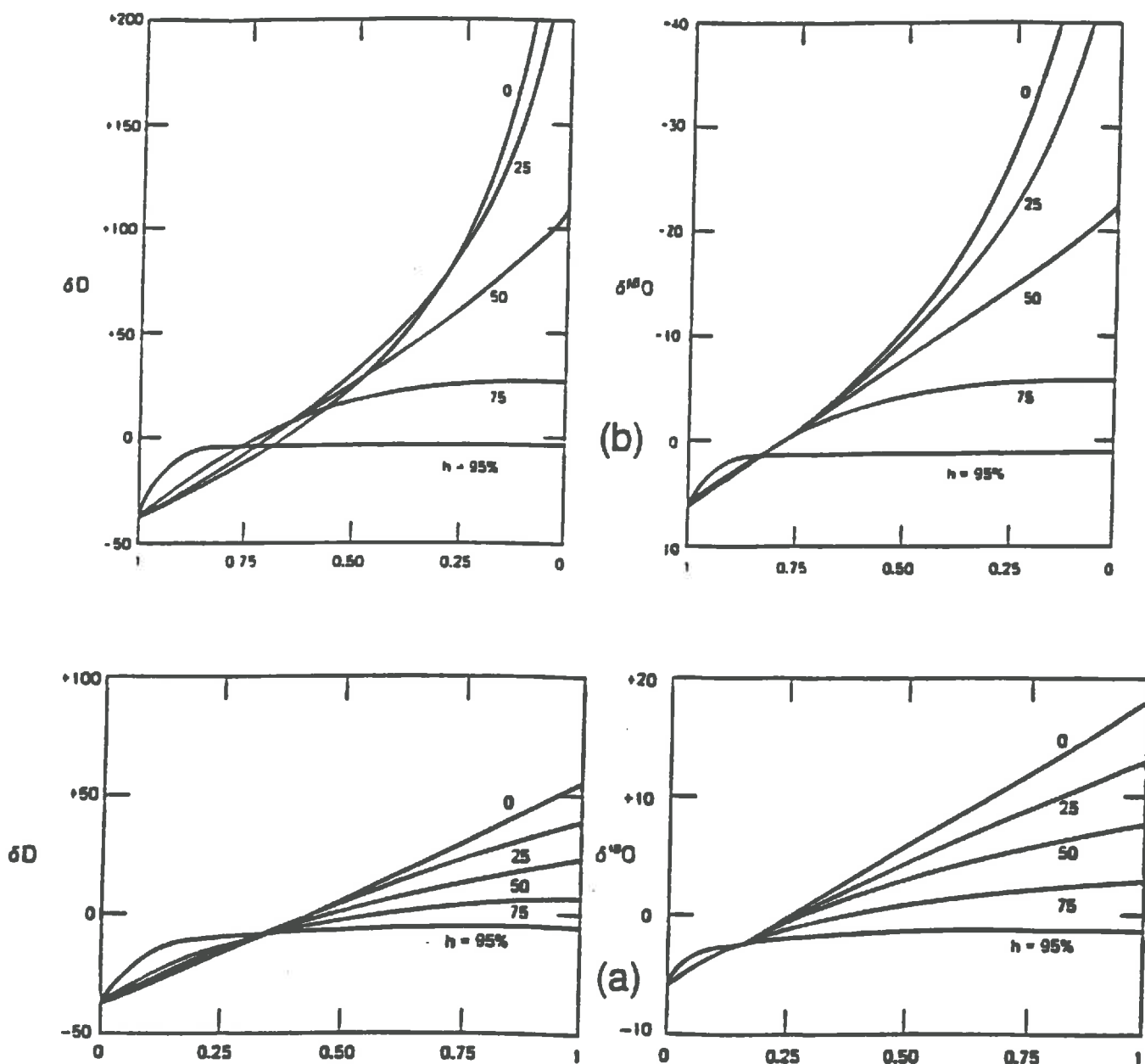


Figure 1.4: (a) évolution des compositions isotopiques en oxygène 18 et en deutérium de l'eau d'un réservoir en fonction de la fraction d'eau perdue par évaporation. (b) évolution des compositions isotopiques en oxygène 18 et en deutérium de la fraction d'eau résiduelle dans un réservoir soumis à l'évaporation (Gilath et Gonfiantini, 1983).

1.2.2 Evaporation à partir d'un sol saturé

Zimmerman et al., (1967) modélisent le comportement du deutérium dans une colonne d'eau saturée soumise à évaporation dans des conditions isothermes et sous une atmosphère où l'humidité relative et la composition isotopique sont maintenues constantes. Ils montrent qu'une fois le régime permanent atteint, le profil du deutérium dans la colonne présente un enrichissement maximum à la surface qui diminue exponentiellement avec la profondeur. Ceci est la résultante de deux flux de sens opposé: un flux ascendant de convection, due à l'évaporation, et un flux descendant de diffusion du deutérium vers le bas de la colonne (figure 1.5):

$$c(z) = c(0) \exp\left(-\frac{z}{\hat{z}_i}\right) \quad [1.16]$$

$c(z)$ = excédent de concentration en deutérium, à la profondeur z dans la colonne, par rapport à celle de l'eau d'alimentation (ML^{-3}).

$c(0)$ = excédent de concentration en deutérium, à la surface de la colonne, par rapport celle de l'eau d'alimentation (ML^{-3}).

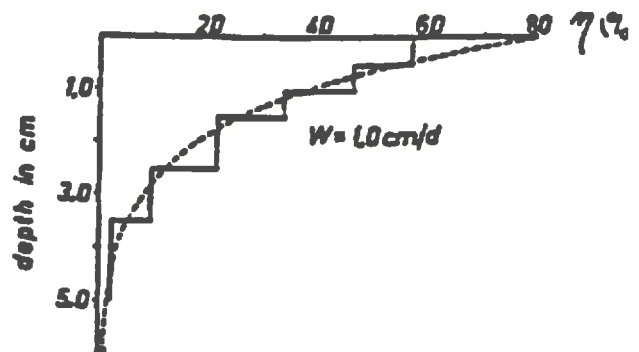
où: $\hat{z}_i = \frac{D_i^*}{E}$: profondeur moyenne de pénétration de l'enrichissement isotopique (la hauteur de la colonne étant nettement plus grande que \hat{z}_i) (L).

E = taux d'évaporation (LT^{-1}).

D_i^* = diffusivité effective de l'espèce isotopique i dans le liquide (L^2T^{-1}).

L'enrichissement maximal en surface de la colonne peut être prédit par la théorie de Craig et Gordon (1965). Allison (1982) montre que la pente de la droite $^{18}O - D$, obtenue à partir des différentes profondeurs d'une colonne de sol saturé, soumise aux mêmes conditions que ci-dessus, est semblable à celle obtenue par évaporation d'une surface d'eau libre. Cela signifie que la diffusion des isotopes dans l'eau du sol ne s'accompagne pas de fractionnement spécifique à la matrice minérale.

Figure 1.5: profil isotopique stationnaire en sol saturé: confrontation modèle-expérience d'après Zimmerman et al., (1967); la ligne discontinue correspond au modèle ajusté aux mesures, couche par couche, représentées par la courbe en escalier. $\eta = \delta_D$ et w correspond au taux d'évaporation.



1.2.3 Evaporation à partir d'un sol non saturé

A-Cas stationnaire isotherme

Quand la surface d'un sol soumis à évaporation devient non saturée, le transfert de l'eau en phase gazeuse apparaît et nécessite la prise en compte du fractionnement isotopique qui l'accompagne. Dans le cas des régimes hydriques et isotopiques stationnaires, et sous des conditions isothermes, Barnes et Allison (1983) proposent un modèle qui suppose l'existence de deux couches horizontales dans le sol : une couche sèche où le transfert se passe en phase gazeuse, reliant le front d'évaporation à la surface du sol (**zone 1**), et une deuxième couche, en dessous, où les transferts se font en phase liquide uniquement (**zone 2**). Toutefois, ils signalent que leur modèle n'est rigoureusement pas applicable aux sols argileux où la zone non saturée, à transfert biphasique, est loin d'être négligeable. Dans la **zone 1**, ils appliquent la loi de Fick en utilisant des résistances supplémentaires à la diffusion dues à la présence d'une couche de sol sec, modifiant ainsi l'effet cinétique de fractionnement, et y établissent l'équation suivante :

$$\delta_i = \alpha_i^* \left[\delta_i^a + \epsilon_i^* + [\eta_i(1 + \delta_i^{res}) + (\delta_i^{res} - \delta_i^a)] \left[\frac{z}{(z + h_a \bar{z})} \right] \right] \quad [1.17]$$

$\delta_i(z)$ = composition isotopique à une profondeur z en dessous de la surface du sol.

δ_i^a = composition isotopique de la vapeur d'eau atmosphérique.

δ_i^{res} = composition isotopique de l'eau d'alimentation.

h_a = humidité relative dans l'atmosphère ambiante.

α_i^* = facteur de fractionnement vapeur-liquide à l'équilibre (l'inverse de celui défini au paragraphe 1.1.3)

avec $\epsilon_i^* = 1 - \alpha_i^*$: enrichissement de la phase liquide à l'équilibre.

$\eta_i = r_i/r - 1$: terme introduit par Barnes et Allison (1983), r_i et r étant respectivement les résistances totales à la diffusion des espèces isotopiques i et de l'eau ordinaire.

$\bar{z} = N_{sat} D^{v*} / \rho E \cong (1 - h_a) z_{ef}$: profondeur moyenne de pénétration (L), avec : N_{sat} la concentration en phase vapeur à saturation (ML^{-3}), D^{v*} la diffusion effective en phase vapeur (LT^{-1}), ρ la densité de l'eau (ML^{-3}), E le flux d'évaporation (LT^{-1}) et z_{ef} la profondeur du front d'évaporation (L).

Dans la **zone 2**, du front d'évaporation vers la profondeur, ils utilisent l'équation de Zimmerman *et al*, (1967) qui s'écrit en notation delta comme suit :

$$(\delta_i(z) - \delta_i^{res}) = (\delta_i^{ef} - \delta_i^{res}) \exp \left[\frac{-f(z)}{\hat{z}_i} \right] \quad [1.18]$$

$\delta_i(z)$ = composition isotopique à la profondeur z .

δ_i^{ef} = composition isotopique au front d'évaporation.

avec: δ_i^{res} = composition isotopique de l'eau d'alimentation.

$f(z)$ = profondeur équivalente qui compense l'effet de variation de la teneur en eau sur la diffusion des isotopes (L).

Leur modèle, ainsi conçu, prédit un profil isotopique qui croit d'un minimum à la surface du sol jusqu'à un maximum d'enrichissement au front d'évaporation, puis diminue exponentiellement avec la profondeur (figure 1.6).

Les auteurs expliquent la forme du profil dans la **zone 1** par la diffusion de la vapeur d'eau en partant du front d'évaporation vers la surface du sol (Barnes et Allison, 1988). Ils établissent les expressions des relations $^{18}O - D$ dans chacune des zones considérées en partant des équations [1.17] et [1.18].

Grâce à des expériences d'évaporation sur colonnes de sol non saturées d'eau, Allison *et al.*, (1983) valident, plus ou moins aisément, le modèle décrit ci-dessus dans la zone 2 où le transfert d'eau n'est considéré qu'en phase liquide, et ceci dans les cas des colonnes où l'apparition de la zone "vapeur" (**zone 1**) n'est pas significative.

Pour l'unique expérience où les auteurs ont effectué des mesures dans la **zone 1**, la validation est moins évidente, surtout au voisinage du front d'évaporation (forme du profil et maximum d'enrichissement).

En effet, l'équation [1.17] donne une composition isotopique en deutérium au front d'évaporation δ_D^{ef} d'environ +40 ‰ alors que la valeur mesurée est de +25 ‰. D'autre part, les auteurs utilisent un δ_D^{ef} de +10 ‰ pour ajuster leur modèle dans la **zone 2** et estimer par la suite le flux d'évaporation. Donc, dans le cas de cette expérience leurs modèles "couche vapeur" et "couche liquide" divergent au front d'évaporation avec un écart de 30 ‰. Ces derniers expliquent cet écart par le fait que le sol étudié présente une tortuosité complexe en dessous du front d'évaporation et complique ainsi le comportement des isotopes à ce niveau.

L'expression théorique de la pente des droites $^{18}\text{O} - D$ dans la **zone 2** est validée en choisissant un $n = 0.63$ pour la colonne de sol saturé et en ajustant la composition isotopique dans l'atmosphère pour les colonnes non saturées.

Dans la **zone 1**, le modèle est plus difficile à vérifier que dans la **zone 2**, d'autant plus que les auteurs ne disposent que de trois mesures de deutérium uniquement, ce qui rendait impossible l'analyse de la relation $^{18}\text{O} - D$ dans cette zone. Toutefois, ils considèrent leur modèle valide et passent à l'étude de l'effet de l'anisothermie sur les profils isotopiques dans le sol (*Allison et al., 1983; Barnes et Allison, 1984*)

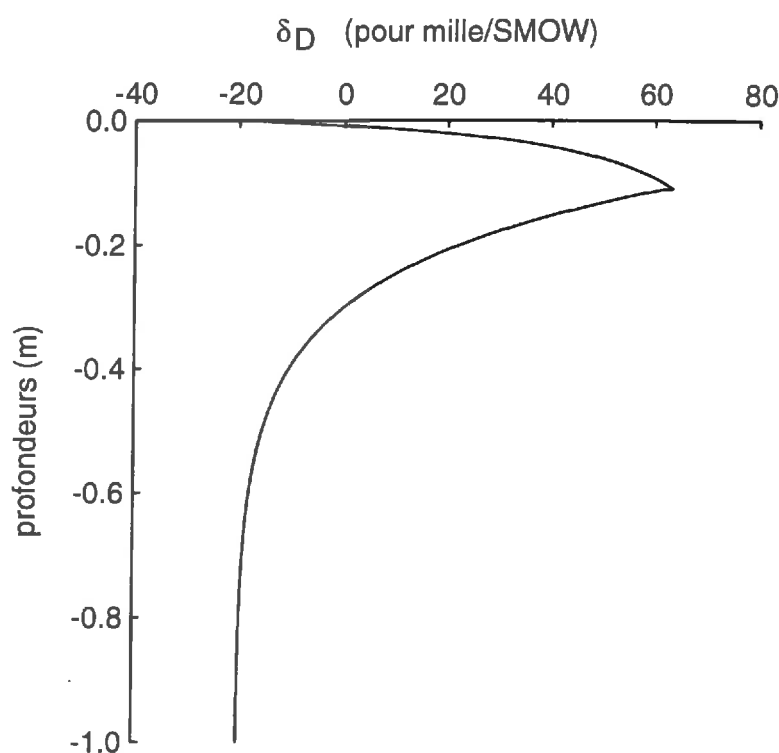


Figure 1.6 : le profil isotopique stationnaire, tel qu'il est prédit par le modèle de Barnes et Allison (1983), dans le cas du deutérium à une température de 20°C dans un sable hypothétique, avec : $p = 0.35$; $E = 0.05 \text{ mmj}^{-1}$; $\delta_D^{\text{res}} = -20 \text{ ‰}$; $\delta_D^{\text{a}} = -100 \text{ ‰}$; $h_a = 0.25$; $\tau = 0.67$; la teneur en eau dans la couche "sèche" est considérée comme constante : $\theta_0 = 0.05$; pour la couche "humide", elle varie de θ_0 au front d'évaporation jusqu'à 0.1 au bas du profil.

B-Cas stationnaire anisotherme

Afin d'étudier l'effet d'un gradient de température sur les profils isotopiques dans le sol non saturé, mais toujours sous des régimes hydriques et isotopiques stationnaires, Barnes et Allison (1984), ont pris en compte le transfert de masse lié aux gradients hydriques et thermiques dans le sol, selon Philip et De Vries (1957), avec un gradient thermique constant.

Les auteurs distinguent, du haut vers le bas, trois couches horizontales. Le tableau 1.2 montre pour chaque couche le type de transfert considéré ainsi que les équations décrivant les profils isotopiques correspondant.

	transfert	forme du profil
<i>couche1</i>	<i>vapeur</i>	$hN^{sat}(1 - \alpha_i^* R_i / \sigma_i^v R_i^{res}) = Cte$
<i>couche2</i>	<i>mixte</i>	$\frac{d\delta_i}{dz} + \frac{\delta_i - \delta_i^{res}}{z_l + hz_v} = hz_v \frac{\epsilon_i^* + \eta_i}{z_l + hz_v} \frac{d[\ln\{hN^{sat}(\epsilon_i^* + \eta_i)\}]}{dz}$
<i>couche3</i>	<i>liquide</i>	$\delta_i - \delta_i^{res} = (\delta_i^0 - \delta_i^{res}) \exp[-\int_{z_0}^z \sigma_i dz / z_l]$

Tableau 1.2 : modèle à trois couches de Barnes et Allison (1984), avec : $\sigma_i^v = D_i^{v*} / D^{v*}$ facteur de fractionnement cinétique dans la couche 1, R_i : rapport isotopique à une profondeur z dans la couche 1, R_i^{res} : rapport isotopique de l'eau d'alimentation, Cte : condition aux limites connue à la surface, h : humidité relative dans le sol, N^{sat} : concentration d'eau dans la vapeur d'eau du sol à saturation (ML^{-3}), α_i^* : fractionnement isotopique vapeur liquide à l'équilibre, $\epsilon_i^* = 1 - \alpha_i^*$: enrichissement en isotopes du liquide par rapport à la vapeur, z_l : pénétration moyenne de l'enrichissement dans la couche liquide (L), $z_v = N^{sat} D^{v*} / (\epsilon \rho)$ (L), δ_i : composition isotopique à une profondeur z , δ_i^0 : composition isotopique à l'intercouche 2-3, δ_i^{res} : composition isotopique dans l'eau d'alimentation, $\eta_i = 1 - \sigma_i$.

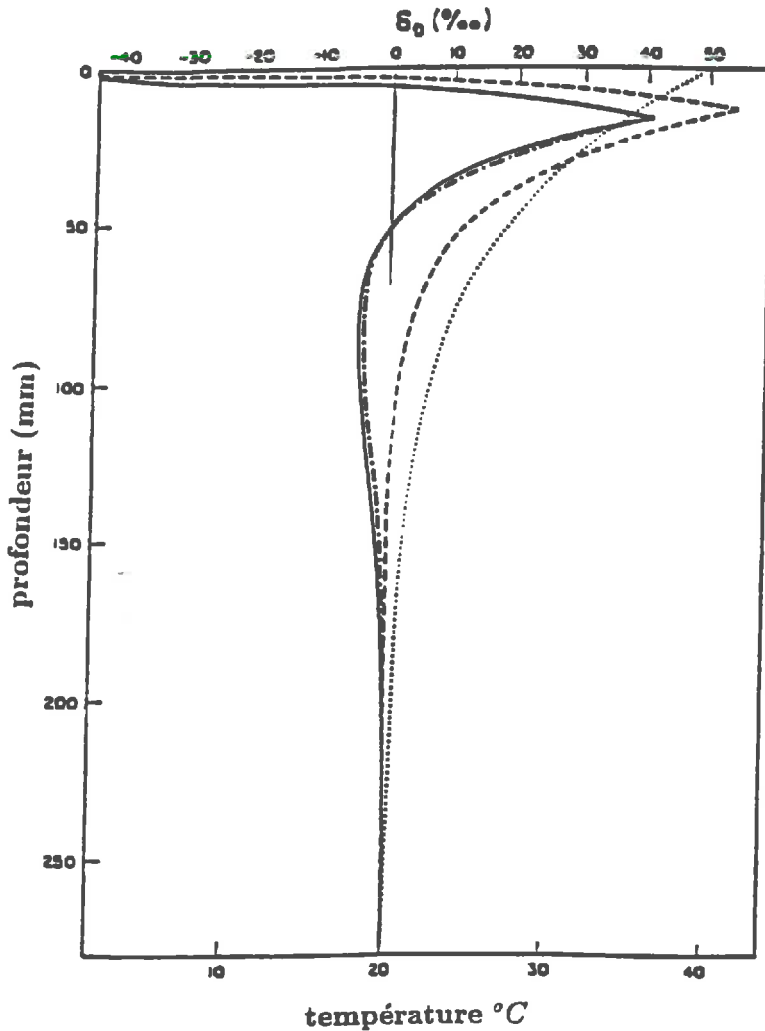


Figure 1.7: l'effet d'un gradient de température de 50°C , entre la surface du sol et la base du profil étudié, sur la teneur en deutérium d'après Barnes et Allison (1984).

avec: $E = 10^{-8}\text{ms}^{-1}$; $h_a = 0.2$; $p = 0.35$; $\delta_D^a = -100\text{‰}$; $\delta_D^{\text{res}} = 0\text{‰}$; $\eta_D = 0.249$; $\theta = 0.05$; $\tau = 0.67$.

- profil de température.
- cas isotherme.
- cas anisotherme: solution réelle
- · - cas anisotherme: solution approchée proposée par Barnes et Allison (1984)

La figure 1.7 montre, selon le modèle décrit par le tableau 1.2, l'effet théorique d'un gradient thermique entre la surface du sol à 40°C et les couches profondes à 20°C , sur le profil stationnaire de deutérium dans un sol non saturée.

La principale constatation faite par Barnes et Allison est l'apparition d'un appauvrissement isotopique relativement à l'eau d'alimentation en dessous du front d'évaporation. Les auteurs attribuent ce phénomène aux flux diffusifs en phase vapeur liés aux gradients thermiques.

En effet, dans le cas de la figure 1.7, ces flux sont en contre sens par rapport au flux net ascendant d'évaporation et ont tendance à recycler la vapeur d'eau appauvrie des couches les plus hautes vers les couches les plus basses.

Des profils présentant de tels minimums isotopiques ont été observés en laboratoire par Allison (1982) et Barnes et Hughes (1983). Toutefois, le modèle n'a pas pu être appliqué à ces expériences en raison de l'absence de mesures de température. A cette occasion, Barnes et Allison (1984) soulignent l'intérêt de l'utilisation des traceurs isotopiques dans la décomposition des flux d'eau liquide et vapeur dans les sols.

Ce n'est qu'en 1989 que Barnes et al., réalisent l'expérience adéquate permettant de valider ce dernier aspect et d'étudier le cas opposé où la température de surface est plus faible que celle en profondeur. Les auteurs prédisent une sensibilité importante aux forts gradients de température (figure 1.8).

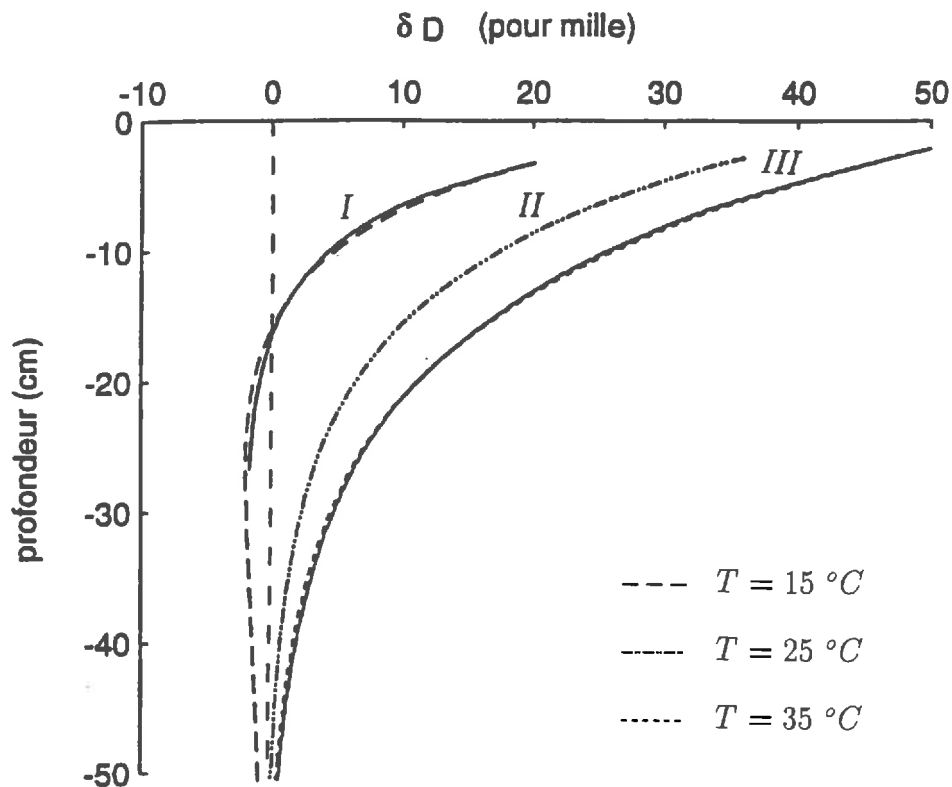


Figure 1.8: *profils théoriques de teneur en deutérium correspondant à un même flux évaporatoire avec une température fixe de 25 °C en haut de la colonne du sol et respectivement 15, 25 et 35 °C en bas dans les trois cas présentés. Les lignes en traits continus correspondent à des ajustements de fonctions exponentielles aux courbes I et III (Barnes et al., 1989).*

C-Cas transitoire isotherme

Dans les sols naturels en cours d'évaporation, l'établissement de l'état isotopique stationnaire peut nécessiter une longue attente pouvant aller de plusieurs jours jusqu'à plusieurs années en fonction du taux d'évaporation (*Barnes et Allison, 1988*) et sans évènements pluvieux. Ceci limite l'application des modèles décrits (ci-dessus) aux expériences de laboratoire ou aux observations faites dans les régions arides (*Fontes et al., 1986; Allison et Barnes, 1985*).

Dans le but d'exploiter les profils isotopiques naturels pour estimer l'évaporation sur le terrain à n'importe quel stade évaporatoire, *Walker et al., (1988)* ont tenté de généraliser le modèle à deux couches de *Barnes et Allison (1983)* afin d'étudier les régimes hydriques et isotopiques transitoires, et ceci précisément durant le second stade évaporatoire du sol.

Suivant *Black et al., (1969)*, et en utilisant des conditions aux limites et initiales assez simples, et sous réserve que les termes gravitaires, qui contribuent au transfert de l'eau dans le sol puissent être négligés, *Walker et al., (1988)* montrent que la composition isotopique de l'eau du sol en cours d'évaporation suit une variable de Boltzmann de la forme :

$$\lambda = zt^{-1/2} \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} \lambda = \text{variable de Boltzmann.} \\ z = \text{profondeur (L).} \\ t = \text{temps (T).} \end{array}$$

Walker et al., (1988) proposent alors des équations de transfert de l'eau et des espèces isotopiques lourdes ($H_2^{18}O$ et $HD^{16}O$) exprimées en fonction de λ .

Barnes et Walker (1989) reprennent ces équations pour développer un modèle de transfert des isotopes stables de l'eau dans un sol non saturé capable de simuler l'état isotopique transitoire sous les contraintes suivantes :

- termes gravitaires négligeables.
- couche sèche bien développée en surface.
- profils initiaux uniformes.

Le profil théorique des isotopes dans le sol prédit par leur modèle est représenté à la figure 1.9 en comparaison avec le profil du modèle de Barnes et Allison (1983) à l'état isotopique stationnaire. La différence majeure entre ces deux profils se situe au niveau de la couche "sèche" (forme concave ou convexe). Cette différence reste difficile à détecter expérimentalement. En effet les faibles quantités d'eau disponibles dans les couches de surface diminuent la précision de mesure des teneurs en isotopes et rendent la comparaison des deux profils difficile.

Dans le cas transitoire, le maximum d'enrichissement isotopique dépend non seulement des compositions isotopiques de l'eau d'alimentation et de la vapeur d'eau atmosphérique mais aussi de la teneur en eau et des propriétés hydrauliques du milieu. Il peut donc se situer plus bas ou plus haut que la profondeur du maximum présenté par le profil isotopique stationnaire.

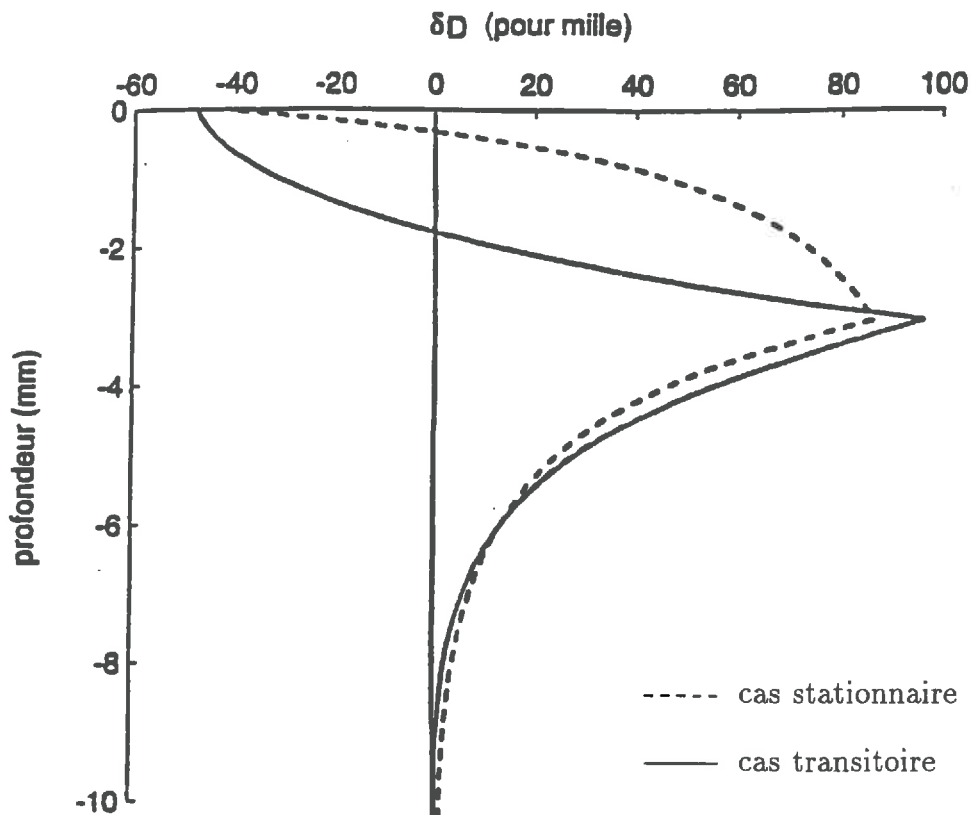


Figure 1.9: comparaison entre l'état isotopique stationnaire et transitoire dans le cas du deutérium dans un sol hypothétique, le flux d'évaporation étant le même dans les deux cas. (Barnes et Walker, 1989).

Shimajima et al., (1990) ont étudié l'évaporation de colonnes de sables (réalimentées ou non) sous une atmosphère turbulente et dans des conditions isothermes et en utilisant le deutérium comme traceur. Ils ont modélisé le transfert du deutérium dans le sol en reprenant dans Barnes et Allison 1984 les bases théoriques relatives au transfert de masse (modèle à trois couches) et en tenant compte de la pénétration de turbulence dans le sol. Ils rajoutent à la diffusion moléculaire effective dans la couche vapeur un coefficient de diffusion turbulente de la forme suivante (Ishihara et al., 1988):

$$D_{vt} = D_{vt0} \cdot \exp(-z/z_t) \quad [1.19]$$

D_{vt} = coefficient de diffusion turbulente à une profondeur z (L^2T^{-1}).

avec : $D_{vt0} = D_{vt}$ à $z=0$ (L^2T^{-1}).

z_t = profondeur de pénétration de la turbulence (L).

Dans l'atmosphère, ils utilisent la théorie de Brutsaert (1982) appliquée au deutérium :

$$\rho_a(q_0^* - q^*) = a^* \Gamma E^* \quad [1.20]$$

ρ_a = masse volumique de l'air (ML^{-3}).

q_0^*, q^* = concentration spécifique en deutérium de la vapeur d'eau à la surface du sol et à un niveau de référence dans l'atmosphère.

avec : a^* = constante égale à 1 dans le cas de leur expériences.

$\Gamma = u/u_*^2$ ($L^{-1}T$) où, u est la vitesse moyenne du vent à une hauteur donnée (LT^{-1}) et u_* est la vitesse de friction (LT^{-1}).

E^* = flux d'évaporation de $HD^{16}O$ ($ML^{-2}T^{-1}$).

Lors des expériences menées par Shimajima et al., (1990), l'état isotopique stationnaire n'est pas observé, que ce soit pour les colonnes à plan d'eau fixe ou pour celles sans réalimentation, même après trois mois d'évaporation.

Les auteurs confirment plus ou moins les travaux de Walker et al., (1988), en vérifiant que les teneurs en eau et en deutérium suivent bien une variable de Boltzmann en régime évaporatoire transitoire. Cependant, un enrichissement excessif par rapport aux prévisions théoriques est observé dans la couche à transferts mixtes (liquide + vapeur).

Dans la couche "vapeur", et surtout vers la surface, Shimojima *et al.*, (1990) prévoient une sensibilité non négligeable aux conditions aérodynamiques à la surface et insistent sur la nécessité de prendre en compte l'effet de la pénétration de turbulence dans la couche superficielle du sol lors des études de l'évaporation dans du sable sous une atmosphère turbulente.

D-Cas transitoire anisotherme

Mathieu (1993) reformule les bases isotopiques théoriques proposées par Barnes et Allison (1983,1984) au sein d'une équation classique de transport de masse par convection-diffusion. Cette équation régit les mouvements de l'eau et des espèces isotopiques dans l'ensemble du sol en dessèchement et tient compte des transferts biphasiques (liquide + vapeur) sous des gradients de température et de potentiels hydriques.

Contrairement aux modélisations antérieures, le modèle proposé par Mathieu ne fait pas de compartimentage "couche vapeur"- "couche liquide". Toutefois, l'application de ce modèle à une situation hypothétique, est en accord avec le modèle de Barnes et Allison (1983,1984).

A cette occasion nous notons, qu'à la différence de Barnes et Allison, qui déduisent la valeur de n (cf 1.1.4) à l'aide des relations $^{18}O-D$ observées, Mathieu (1993) exprime cette dernière en fonction de la teneur en eau de surface de la manière suivante :

$$n = \left[\frac{\theta_s - \theta_{res}}{\theta_{sat} - \theta_{res}} \right] n_a + \left[1 - \frac{\theta_s - \theta_{res}}{\theta_{sat} - \theta_{res}} \right] n_s \quad [1.21]$$

$n_a = 0.5$: cas du régime turbulent au dessus d'une surface d'eau libre.

$n_s = 1.$: correspond à l'évaporation à travers une couche de sol sec.

θ_s = teneur en eau de surface.

θ_{res} = teneur en eau résiduelle.

θ_{sat} = teneur en eau à saturation.

avec:

Ainsi formulé, n prend la valeur de 0.5 quand le sol est saturé et évolue jusqu'à l'unité une fois que la couche sèche est bien développée en surface du sol.

Afin de valider son modèle, Mathieu (1993) a soumis à évaporation une série de colonnes de sol argileux sous des conditions contrôlées. Les profils d'oxygène 18 prédits par son modèle montrent un enrichissement excessif sur toute la profondeur. Toutefois, en supposant l'existence d'une eau immobile dans le sol, il réussit à concilier la théorie et l'expérience. L'auteur estime à 45 % cette fraction d'eau immobile. De plus, il suppose que la composition isotopique de cette eau reste constante au cours du temps et sur toute la profondeur des colonnes. Il justifie le choix de cette hypothèse par la nature argileuse du sol utilisé et note que Barnes et Allison ont généralement eu affaire à des sols sableux.

1.3 Estimation de l'évaporation

Dans le cas d'un sol saturé, sous des régimes hydrique et isotopique stationnaires, le modèle proposé par Zimmermann *et al.*, (1967) (cf 1.2.2) nous permet d'estimer le flux d'évaporation dans la mesure où nous connaissons la tortuosité du sol et le coefficient de diffusion effective de l'isotope étudié dans le sol. Suite à une expérience similaire à celle de Zimmermann *et al.* (cf 1.2.2), Allison *et al.*, (1983) estiment un flux d'évaporation de 1.12 mmj^{-1} pour un flux mesuré de 1.14 mmj^{-1} à partir d'une colonne de sable saturé en conditions contrôlées.

Barnes et Allison (1983) étendent cette étude aux sols non saturés mais toujours en conditions isotopiques stationnaires. Ils proposent trois méthodes indépendantes d'estimation de l'évaporation :

(1) La première méthode consiste à déterminer le flux d'évaporation à partir de la représentation graphique de la relation linéaire entre $[\delta_i - (\delta_i^a)/\alpha_i^*]^{-1}$ et $1/z$ dans la couche "vapeur" (zone 1) (cf 1.2.3-A). Toutefois, les auteurs n'en recommandent pas l'usage pour deux raisons. D'une part, la couche "vapeur" est souvent peu épaisse, ce qui rend l'échantillonnage détaillé difficile, surtout avec des teneurs en eau très faibles conduisant à des difficultés analytiques. D'autre part, ils soupçonnent l'apparition, dans cette couche, d'effets complexes sur le facteur de fractionnement isotopique α_i^* , liés à la présence des forces d'absorption.

(2) La deuxième méthode consiste à déterminer le flux d'évaporation à partir du modèle "couche liquide" (zone 2), après avoir estimé $\hat{z} = D^*/E$ à l'aide d'un tracé logarithmique de l'équation [1.18] (cf 1.2.3-A) :

$$(\delta_i(z) - \delta_i^{res}) = (\delta_i^{ef} - \delta_i^{res}) \exp \left[\frac{-f(z)}{\hat{z}_i} \right]$$

Cette méthode est souvent utilisée par Barnes et Allison. L'incertitude qui l'entoure est liée à la bonne définition de la couche "liquide" et à l'erreur commise en estimant la profondeur moyenne de l'enrichissement isotopique \hat{z} . Elle nécessite cependant, comme la première, un nombre suffisant de prélèvements et de mesures.

(3) La troisième méthode consiste à estimer le flux d'évaporation à partir de la position du maximum d'enrichissement isotopique sur le profil (front d'évaporation), et ceci grâce à l'expression de \bar{z} (cf 1.2.3-A) :

$$\bar{z} = N_{sat} D^{v*} / \rho E$$

L'unique difficulté que présente cette méthode est la parfaite localisation de la profondeur du maximum isotopique. Toutefois, elle reste la plus simple à réaliser expérimentalement et permet d'avoir une estimation instantanée du flux d'évaporation.

La deuxième méthode est utilisée d'une manière assez satisfaisante ($\pm 10\%$), mais dans des conditions assez particulières, pour estimer l'évaporation sur le terrain (*Allison et Barnes, 1983; 1985; Fontes et al., 1986; Sonntag et al., 1985*).

Barnes et Allison (1988) appellent à bien vérifier que l'état isotopique stationnaire soit atteint avant d'appliquer les méthodes énumérés ci-dessus.

Après avoir simulé le cas transitoire (figure 1.7), Barnes et Walker (1989) constatent que pour un même flux d'évaporation, la forme du profil isotopique en zone "liquide" ainsi que le maximum d'enrichissement isotopique sont peu différents de ceux obtenus en régime permanent par Barnes et Allison (1983). Les auteurs en déduisent que l'estimation de l'évaporation instantanée par les deux dernières méthodes peut être fiable même si le régime d'évaporation est loin d'être permanent.

Barnes et al., (1989) montrent que, dans certains cas (où les flux d'eau vapeurs sont considérables dans le sol), la non prise en compte des gradients de température peut conduire à de mauvaises estimations de l'évaporation (100% ou plus d'erreur). Ces derniers discutent les avantages et les inconvénients de ces méthodes d'estimation de l'évaporation par rapport à l'utilisation des profils de chlore dans le sol (*Ullman, 1985; Allison et Barnes, 1985*) en soulignant que dans les sols non saturés, nous obtenons plus rapidement l'équilibre des profils de deutérium et d'oxygène 18 que ceux de chlore.

1.4 Conclusion partielle

A l'issue de cette brève synthèse bibliographique des modèles existants de transfert d'isotopes dans le sol nous constatons les points suivants :

- L'hypothèse décomposant le sol en zone "vapeur" - zone "liquide" n'est pas transposable aux sols argileux (*Barnes et Allison, 1983; Mathieu, 1993*). En effet, d'une part dans la zone humide, mais non saturée, il existe un transfert en phase vapeur, même si le sol est imperméable à l'air (poches de vapeurs déconnectées) (*Philip et De Vries, 1957*), d'autre part, pour ce qui concerne la zone "vapeur", le cheminement de l'eau à travers les films d'eau liquide adsorbée peut être considérable (*Pot et al., 1994*).
- Ces modèle ne prennent pas en compte les transferts de chaleur dans le sol.
- Les auteurs utilisent souvent des conditions aux limites simplifiées à la surface du sol, et sont parfois amenés à les surestimer (*Allison et al., 1983*) pour obtenir un meilleur ajustement du modèle.
- Les échanges de masse et de chaleur avec l'atmosphère en conditions naturelles ne sont pas pris en compte par les modèles rencontrés.

Devant l'intérêt que suscite l'utilisation des profils isotopiques dans le sol, dans la perspective de l'étude quantitative et qualitative de l'évaporation, nous ne pourrions que souligner, comme Barnes et Allison (*1988*) , le besoin d'un modèle numérique plus général permettant d'effectuer des vérifications expérimentales globales du comportement des isotopes dans le sol.

De plus, le couplage de ce modèle général aux transferts de masse et de chaleur dans la basse couche atmosphérique doit permettre d'appréhender les échanges isotopiques avec l'atmosphère sous différentes conditions climatiques.

C'est pourquoi, nous avons jugé nécessaire de modéliser le transfert des isotopes stables de l'eau au sein d'un modèle de transfert de masse et de chaleur dans le sol et dans la basse atmosphère en intégrant le plus possible des paramètres pouvant affecter les transferts hydriques, énergétiques et isotopiques dans le milieu considéré.

Chapitre 2

Modèle de transfert d'eau, de chaleur et des isotopes stables de l'eau

2.1 Introduction

Afin de comprendre le comportement des isotopes stables de l'eau dans le sol, nous proposons de modéliser le transfert de ces derniers dans le cadre d'un couplage avec les transferts de masse et de chaleur dans le sol et dans les basses couches atmosphériques.

La modélisation de ces transferts nous permettra par la suite d'identifier les principaux facteurs contribuant au développement des profils isotopiques dans le sol et d'étudier la relation qui lie ces profils avec la qualité et la quantité des flux évaporatoires.

Dans ce chapitre, nous décrivons brièvement le modèle de transferts de masse et de chaleur utilisé, puis, nous présentons les équations de transport des isotopes couplées à ce dernier.

2.2 Transfert d'eau et de chaleur

Le modèle utilisé est un modèle mécaniste de transferts d'eau et de chaleur dans le sol et dans la basse couche atmosphérique. L'application de ce modèle à l'étude de l'évaporation des sols a été testé par plusieurs auteurs (*Van Bavel et Hillel, 1976; Lascano et Van Bavel, 1986; Bruckler et Witono, 1989; Passeras De Silans et al., 1989; Chanzy, 1991; Chanzy et Bruckler, 1993*). Ce modèle mécaniste fournit à chaque instant les teneurs en eau et les températures dans le sol ainsi que les flux de masse et de chaleur dans l'atmosphère. Nous présentons dans cette section les équations globales qui sont à la base de ce modèle (figure 2.1) et nous joignons leur détail dans l'annexe A.

2.2.1 Transferts dans le sol

A Hypothèses

- Les flux sont mono-dimensionnels et verticaux.
- Il n'y pas de source ni de puits de masse ou de chaleur dans le sol.
- Le sol est non déformable.
- L'eau est incompressible et chimiquement pure.
- La vapeur d'eau est assimilée à un gaz parfait.
- Les phases liquide et vapeur de l'eau sont en équilibre thermodynamique, ce qui permet d'utiliser la relation de Kelvin entre l'humidité relative et le potentiel hydrique matriciel dans le sol.
- La pression totale dans la phase gazeuse est constante et égale à la pression atmosphérique.
- Les flux de vapeur d'eau sont décrits par la loi de Fick uniquement, la convection en phase vapeur étant négligée.
- Le transport d'eau adsorbée lié aux gradients thermiques est négligé.

B Transferts d'eau

Dans la phase liquide du sol, les transferts d'eau sont décrits par la loi de Darcy généralisée aux sols non saturés. Appliquée à un écoulement monodimensionnel, celle-ci s'écrit :

$$\Phi_l = -K \rho_w \frac{\partial \Psi_T}{\partial z} \quad [2.1]$$

l'axe vertical (z) est orienté vers le bas.

Φ_l = densité de flux d'eau en phase liquide ($Kg m^{-2} s^{-1}$).

où K = conductivité hydraulique ($m.s^{-1}$).

Ψ_T = potentiel hydrique total (m).

ρ_w = masse volumique de l'eau ($Kg.m^{-3}$).

Dans la phase gazeuse du sol, les transferts de vapeur d'eau sont décrits par la loi de Fick :

$$\Phi_v = D \frac{\partial C_v}{\partial z} \quad [2.2]$$

l'axe vertical (z) est orienté vers le bas.

Φ_v = densité de flux d'eau en phase gazeuse ($Kg m^{-2} s^{-1}$).

où D = coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans le sol ($m^2.s^{-1}$).

C_v = concentration de vapeur d'eau ($Kg.m^{-3}$).

Nous pouvons noter que le calcul des flux d'eau nécessite la détermination des coefficients de transfert K et D : ici réside la difficulté majeure de la modélisation des transferts de masse.

C Transferts de chaleur

Le flux de chaleur dans le sol s'écrit comme étant la somme des transferts par conduction (loi de Fourier) et changement de phase de la manière suivante :

$$\Phi_g = \lambda \frac{\partial T}{\partial z} + L\Phi_v \quad [2.3]$$

l'axe vertical (z) est orienté vers le bas.

Φ_g = densité de flux de chaleur dans le sol ($W.m^{-2}$).

λ = conductivité thermique du sol ($W.m^{-1}.K^{-1}$).

où

T = température (K).

Φ_v = densité de flux d'eau en phase gazeuse ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$).

L = chaleur latente de vaporisation de l'eau ($J.kg^{-1}$).

D Transferts couplés d'eau et de chaleur

En appliquant séparément les lois de conservation de la masse et de l'énergie sur un volume élémentaire de sol et en adoptant les hypothèses citées au paragraphe 2.2.1.A, nous pouvons écrire le système suivant :

$$\begin{cases} C_m \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{hh} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + D_{hT} \frac{\partial T}{\partial z} + D_{lh} \right) \\ C_h \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_{Th} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + D_{TT} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{cases} \quad [2.4]$$

$\Psi = f(\theta)$ et T sont respectivement le potentiel matriciel et la température (variables d'état) : ce sont les inconnues du système.

C_m = capacité capillaire.

C_h = capacité thermique volumique apparente ($J.m^{-3}.K^{-1}$).

où D_{hh} = conductivité hydrique liée aux gradients de potentiels ($m.s^{-1}$).

D_{hT} = diffusivité hydrique liée aux gradients de température ($m^2.s^{-1}$).

D_{lh} = conductivité hydraulique en milieu non saturé et non isotherme ($m.s^{-1}$).

D_{Th} = coefficient de transfert de chaleur lié aux gradients hydriques ($W.m^{-2}$).

D_{TT} = conductivité thermique apparente ($W.m^{-1}.K^{-1}$).

Les expressions de ces coefficients sont données dans l'annexe A1. Nous supposons connues, les caractéristiques physiques suivantes :

$\Psi(\theta)$ =relation potentiel matriciel-teneur en eau.

$K(\theta)$ =relation conductivité hydraulique-teneur en eau.

$D(\theta)$ =relation coefficient de diffusion en phase gazeuse-teneur en eau.

$\lambda(\theta)$ =relation conductivité thermique apparente-teneur en eau.

$C(\theta)$ =relation capacité thermique volumique apparente-teneur en eau.

$\rho_d(z)$ =profil de densité sèche.

La résolution du système [2.4] est faite par la méthode des éléments finis et requiert la connaissance des profils initiaux de température et de potentiel ainsi que les évolutions des conditions aux limites en fonction du temps. Ces dernières sont : le flux de chaleur ou la température pour les transferts de chaleur et le flux d'eau ou le potentiel hydrique pour les transferts d'eau.

Le modèle (figure 2.1) nous fournit, à chaque instant, les profils de températures (T_{tz}) et de teneurs en eau (via la relation $\Psi = f(\theta)$) ainsi que les différents flux d'eau liquide et gazeuse qui sont utilisés par la suite pour la modélisation du transport des isotopes dans le sol.

2.2.2 Transferts dans l'atmosphère

Le modèle tient compte des convections forcée et mixte dans la basse couche atmosphérique. La convection libre sera implicitement prise en compte en imposant un vent minimum de 0.9 m.s^{-1} au niveau de la limite supérieure de la couche étudiée. Un rappel sur les types de convection dans l'atmosphère est présenté dans l'annexe B1.

Nous utilisons la théorie de turbulence aérodynamique (*Brutsaert, 1982*) qui permet d'exprimer les flux convectifs par le produit d'un coefficient de diffusivité turbulente et d'un écart de température (pour le flux de chaleur sensible) ou de concentration de vapeur d'eau (pour le flux de chaleur latente) :

$$H = \rho_a C_{pa} h_s (T_a - T_s) \quad [2.5]$$

$$LE = L h_l (C_a - C_s) \quad [2.6]$$

ρ_a = masse volumique (Kg.m^{-3}).

C_{pa} = chaleur spécifique de l'air ($\text{J Kg}^{-1} \text{K}^{-1}$).

H = flux convectif de chaleur sensible entre la surface du sol et l'atmosphère (W.m^{-2}).

LE = flux convectif de chaleur latente entre la surface du sol et l'atmosphère (W.m^{-2}).

avec

T_a, T_s = respectivement, la température de l'air à une altitude z_a et celle de la surface du sol.

C_a, C_s = respectivement, la concentration de vapeur d'eau dans l'air à une altitude z_a et celle à la surface du sol (Kg.m^{-3}).

h_s, h_l = coefficients d'échanges convectifs de chaleur et de masse entre la surface et un niveau de référence dans l'air (m.s^{-1}).

Les coefficients d'échanges h_s et h_l tiennent compte de l'état aérodynamique et thermique de l'atmosphère au niveau de référence (z_a), de la température et de la rugosité de la surface du sol.

Si nous nous mettons dans la situation d'une couche limite où les flux verticaux sont conservatifs et nous appliquons la théorie de similitude de Monin et Obukhov (1954), les coefficients d'échanges peuvent alors s'écrire de la manière suivante (d'après Récan, 1982) :

$$h_s = \frac{k^2 U_a}{[f_m(z_a/L') - f_m(z_0/L')] [f_H(z_a/L') - f_H(z_{0T}/L')]} \quad [2.7]$$

$$h_l = \frac{k^2 U_a}{[f_m(z_a/L') - f_m(z_0/L')] [f_v(z_a/L') - f_v(z_{0v}/L')]} \quad [2.8]$$

z_a = altitude de référence (m).

z_0, z_{0T}, z_{0v} = hauteurs de rugosité du sol respectivement, pour les transferts de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente (m).

U_a = vitesse du vent à l'altitude z_a (m.s^{-1}).

avec

k = constante de Karman (≈ 0.40).

L' = longueur d'Obukhov (m).

f_m, f_H, f_v = fonctions de stabilité, respectivement, pour les transferts de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente.

L'expression de la longueur d'Obukhov, qui caractérise l'état de stratification de l'air, ainsi que les fonctions de stabilité utilisées sont données dans les annexes B2 et B3.

Le calcul des coefficients d'échange nécessite donc la connaissance des paramètres suivant :

$U_a =$ vitesse du vent au niveau de référence ($m.s^{-1}$).

$T_a =$ température de l'air au niveau de référence (K)

$T_s =$ température à la surface du sol (K).

$z_0 =$ hauteur de rugosité du sol (m).

2.2.3 Bilan d'énergie et couplage sol-atmosphère

La loi de la conservation d'énergie appliquée à la surface sol, dans le cas de notre étude, peut s'écrire sous une forme simplifiée de la manière suivante :

$$Rn + G + H + LE = 0 \quad [2.9]$$

où Rn est le rayonnement net, G est le flux de chaleur dans le sol, H le flux de chaleur sensible et LE le flux de chaleur latente.

A la surface du sol, les conditions aux limites nécessaires pour la résolution du système d'équations [2.4] sont le flux de chaleur latente (pour le transfert d'eau) et le flux de chaleur dans le sol (pour le transfert de chaleur). Ainsi le couplage sol-atmosphère consiste à injecter dans le sol LE et G provenant de la théorie de turbulence aérodynamique et du bilan d'énergie. Ceci s'opère de la manière suivante:

$$\Phi_g^s = G = -Rn - H - LE \quad [2.10]$$

$$\Phi_{H_2O}^s = LE/L = \frac{M_{H_2O}}{RT} h_l (Pv_s - Pv_a) \quad [2.11]$$

Φ_g^s = flux d'énergie à la surface du sol (W/m^2).

$\Phi_{H_2O}^s$ = flux d'eau à la surface du sol ($m.s^{-1}$).

M_{H_2O} = masse molaire de l'eau (Kg).

où R = constante des gaz parfaits ($8,314 N m K^{-1} mole^{-1}$).

T = température de la masse d'air entre le sol et l'altitude z_a (K).

Pv_a, Pv_s = pressions partielles de vapeur d'eau dans l'air, respectivement, à l'altitude z_a et à la surface du sol (Pa).

Le rayonnement net est, lui, calculé selon la formule suivante :

$$Rn = (1 - a)Rg + \epsilon_s Ra - \epsilon_s \sigma T_s^4 \quad [2.12]$$

Rg = rayonnement global ($W.m^{-2}$).

Ra = rayonnement atmosphérique ($W.m^{-2}$).

a = albedo du sol.

avec

ϵ_s = émissivité de l'air.

σ = constante de Stephan-Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$).

T_s = température à la surface du sol (K).

2.2.4 Infiltrabilité du sol en cas de pluie

En cas de pluie, nous utilisons une forme simplifiée de la théorie de Philip pour modéliser l'infiltrabilité du sol :

$$i(t) = \frac{1}{2} s t^{-1/2} + k_s$$

i = infiltrabilité du sol ($m.s^{-1}$).

où

s = sorptivité du sol ($m.s^{-1/2}$).

t = temps découlé depuis le début de l'évènement pluvieux (s).

k_s = conductivité hydraulique à saturation ($m.s^{-1}$).

La figure 2.1 récapitule les caractéristiques physiques du système sol-atmosphère nécessaire au modèle, les variables d'entrée et les conditions aux limites.

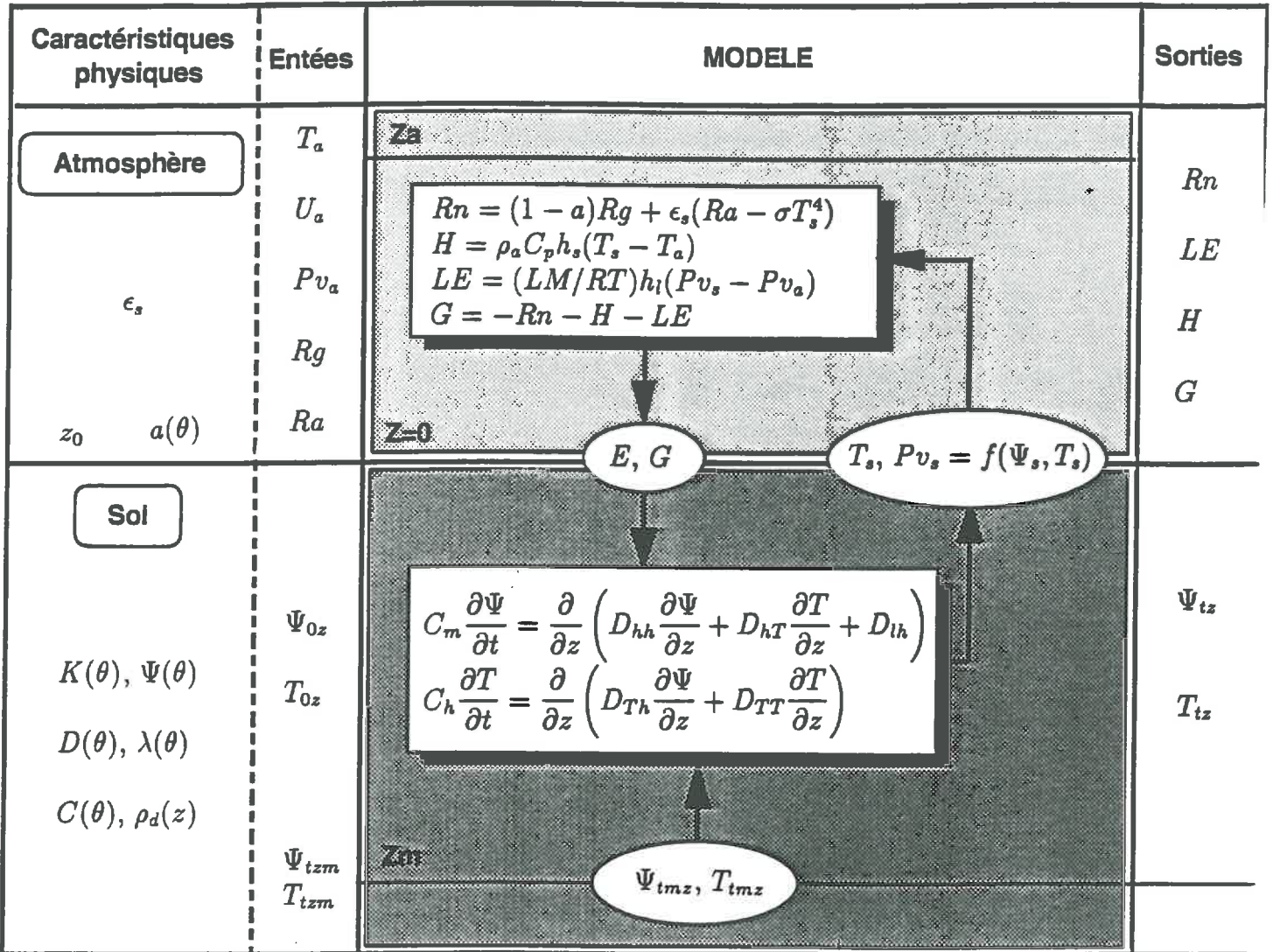


Figure 2.1 : description schématique du modèle mécaniste de transferts couplés d'eau et de chaleur. z_a est l'altitude de référence dans l'atmosphère; z_m est la limite inférieure de la couche de sol modélisée; Ψ_{0z} et T_{0z} sont les profils initiaux, respectivement de potentiels hydriques et de températures dans le sol; Ψ_{tzm} et T_{tzm} sont les évolutions en fonction du temps, respectivement du potentiel hydrique moyen et de la température moyenne à la profondeur z_m ; tous les autres symboles sont explicités dans le texte

2.3 Transport des espèces isotopiques de l'eau

Notre but est de modéliser les transferts d'isotopes dans le cadre d'un modèle mécaniste de transferts d'eau et de chaleur. Les flux élémentaires d'eau en phases liquide et gazeuse sont supposés connus. Le problème est alors traité comme un problème de transferts de solutés prenant en compte les flux isotopiques diffusifs et convectifs dans chacune des deux phases de l'eau participant aux transferts de masse. Le problème est traité dans le cas d'écoulement monodimensionnel.

2.3.1 Transport dans le sol

A-Flux d'eau liquides et gazeux

Dans les équations de transfert, les flux ont la dimension d'une vitesse exprimée en $m.s^{-1}$. Nous distinguons à priori :

- les flux en phase liquide, affectés de l'indice "l"
- les flux en phase gazeuse, affectés de l'indice "v"
- les flux liés aux gradients de température, affectés de l'exposant "T"
- les flux liés aux gradients de potentiel, affectés de l'exposant "h"

Nous avons donc :

$$q_l = q_l^h + q_l^T \quad [2.11]$$

$$q_v = q_v^h + q_v^T \quad [2.12]$$

et le flux total q_t :

$$q_t = q_l + q_v \quad [2.13]$$

B-Flux convectifs d'isotopes

Nous définissons la concentration en isotopes de la manière suivante :

$$C_i^l = A_i^l \cdot \rho_w \quad [2.14]$$

$$C_i^v = A_i^v \cdot \rho_v \quad [2.15]$$

A_i^l = abondance isotopique dans l'eau liquide.

A_i^v = abondance isotopique dans la vapeur d'eau.

avec ρ_w = masse volumique de l'eau liquide ($Kg.m^{-3}$)

ρ_v = masse volumique de la vapeur d'eau ($Kg.m^{-3}$)

C_i^l = concentration de l'isotope i dans la phase liquide ($Kg.m^{-3}$)

C_i^v = concentration de l'isotope i dans la phase gazeuse ($Kg.m^{-3}$)

Nous appelons flux isotopique le flux de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$. Soient :

q_{il}^h = flux isotopique en phase liquide lié au flux d'eau liquide dépendant des gradients de potentiel ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)

q_{il}^T = flux isotopique en phase liquide lié aux flux d'eau liquide dépendant des gradients de température ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)

q_{iv}^h = flux isotopique en phase gazeuse lié aux flux de vapeur d'eau dépendant des gradients de pression partielle ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)

q_{iv}^T = flux isotopique en phase gazeuse lié aux flux de vapeur d'eau dépendant des gradients de température ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)

q_{il} = flux isotopique total en phase liquide de l'isotope i ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)

q_{iv} = flux isotopique total en phase gazeuse de l'isotope i ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)

Nous avons donc :

$$q_{il}^h = C_i^l \cdot q_{il}^h \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.16]$$

$$q_{il}^T = C_i^l \cdot q_{il}^T \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.17]$$

$$q_{iv}^h = C_i^v \cdot q_{iv}^h \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.18]$$

$$q_{iv}^T = C_i^v \cdot q_{iv}^T \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.19]$$

$$q_{il} = q_{il}^h + q_{il}^T \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.20]$$

$$q_{iv} = q_{iv}^h + q_{iv}^T \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.21]$$

C-Flux diffusifs d'isotopes

Ce sont les flux isotopiques liés aux gradients de concentration des isotopes, ils sont donnés par la loi de Fick:

$$q_{il}^D = -D_i^{*l} \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.22]$$

$$q_{iv}^D = -D_i^{*v} \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial z} \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.23]$$

avec

q_{il}^D = flux isotopique diffusif en phase liquide ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)
 q_{iv}^D = flux isotopique diffusif en phase gazeuse ($Kg.m^{-2}.s^{-1}$)
 D_i^{*l} = coefficient de diffusion effectif en phase liquide de l'isotope i ($m^2.s^{-1}$)
 D_i^{*v} = coefficient de diffusion effectif en phase gazeuse de l'isotope i ($m^2.s^{-1}$)
 C_i^l = concentration de l'isotope i dans la phase liquide ($Kg.m^{-3}$)
 C_i^v = concentration de l'isotope i dans la phase gazeuse ($Kg.m^{-3}$)

Le coefficient de diffusion D_i^{*l} englobe la diffusion moléculaire et la dispersion de la manière suivante:

$$D_i^{*l} = D_i^l + D_{i\lambda} \quad [2.24]$$

avec

$$D_i^l = \tau \theta_l D^l \quad [2.25]$$

$$D_{i\lambda} = \lambda \frac{q_l}{\theta_l} \quad [2.26]$$

et où

D_i^l = coefficient de diffusion moléculaire de l'isotope i dans l'eau ($m^2.s^{-1}$)
 D^l = coefficient d'autodiffusion de l'eau liquide ($m^2.s^{-1}$)
 $D_{i\lambda}$ = coefficient de dispersion hydrodynamique ($m^2.s^{-1}$)
 λ = dispersivité hydrodynamique. (m)
 v = vitesse moyenne effective locale dans la phase liquide ($m.s^{-1}$)
 q_l = flux de Darcy en phase liquide ($m.s^{-1}$)
 τ = tortuosité du sol.
 θ_l = teneur en eau volumique en phase liquide.

Le coefficient de diffusion effectif de l'isotope i dans la phase gazeuse: D_i^{*v} est fonction de la porosité libre à l'air, de la tortuosité et de la température de l'air en dessus de l'interface liquide-vapeur, et s'écrit comme suit :

$$D_i^{*v} = f(\theta) \frac{D^v}{(D^v/D_i^v)^n} \quad [2.27]$$

et

$$n = 0.67 + 0.33e^{(\frac{w_v - w}{w_r})}$$

$f(\theta)$ = fonction de forme qui dépend de la porosité libre à l'air et des caractéristiques morphologiques du milieu (cf 4.5.7).

D^v = coefficient de diffusion de vapeur d'eau dans l'air ($m^2.s^{-1}$).

avec D_i^v = coefficient de diffusion de vapeur de $H_2^{18}O$ ou $HD^{16}O$ dans l'air ($m^2.s^{-1}$).

n = exposant caractérisant le fractionnement isotopique cinétique en fonction de la nature de la diffusion des espèces isotopiques (cf 1.1.4).

w = teneur en eau; w_r = teneur en eau résiduelle.

Dans cette expression n passe de 0.67 (diffusion moléculaire) à 1 quand le sol devient très sec (conditions virtuellement statiques).

D-Equation de continuité

Soient θ_l et θ_v respectivement les concentrations volumiques en eau liquide et en vapeur d'eau, la masse d'isotope i par unité de volume s'écrit:

$$m_i = \theta_l.C_i^l + \theta_v.C_i^v \quad (Kg.m^{-3}) \quad [2.28]$$

Soit q_i la somme des flux isotopiques diffusifs et convectifs:

$$q_i = q_{il}^D + q_{iv}^D + q_{il} + q_{iv} \quad (Kg.m^{-2}.s^{-1}) \quad [2.29]$$

En l'absence de fonctions puits/sources, l'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = -\frac{\partial q_i}{\partial z} \quad [2.30]$$

La combinaison des équations [2.28], [2.29], et [2.30] donne :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(C_i^l \cdot \theta_l + C_i^v \cdot \theta_v) &= -\frac{\partial}{\partial z} \left(C_i^l \cdot q_l + C_i^v \cdot q_v - D_i^{*l} \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - D_i^{*v} \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial z} \right) \\ &\iff \\ \theta_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial t} + \theta_v \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial t} + \underbrace{C_i^l \cdot \frac{\partial \theta_l}{\partial t} + C_i^v \cdot \frac{\partial \theta_v}{\partial t}}_{\text{terme 1}} &= \\ \underbrace{-C_i^l \cdot \frac{\partial q_l}{\partial z} - C_i^v \cdot \frac{\partial q_v}{\partial z} - q_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial z}}_{\text{terme 2}} + \frac{\partial}{\partial z} (D_i^{*l} \frac{\partial C_i^l}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_i^{*v} \frac{\partial C_i^v}{\partial z}) & \quad [2.31] \end{aligned}$$

le terme 1 et le terme 2 sont égaux : ils présentent la conservation de masse d'eau dans le volume \mathcal{V} :

$$C_i^l \cdot \frac{\partial \theta_l}{\partial t} + C_i^v \cdot \frac{\partial \theta_v}{\partial t} = -C_i^l \cdot \frac{\partial q_l}{\partial z} - C_i^v \cdot \frac{\partial q_v}{\partial z} \quad [2.32]$$

qui n'est que la somme des deux équations suivantes :

$$C_i^l \cdot \frac{\partial \theta_l}{\partial t} = -C_i^l \cdot \frac{\partial q_l}{\partial z} + I_e \quad [2.33]$$

$$C_i^v \cdot \frac{\partial \theta_v}{\partial t} = -C_i^v \cdot \frac{\partial q_v}{\partial z} + I_c \quad [2.34]$$

$$(I_e + I_c) = 0 \quad [2.35]$$

avec :

I_e = terme de transition de phase liquide-gaz (évaporation).

I_c = terme de transition de phase gaz-liquide (condensation).

Ainsi, ces deux termes peuvent disparaître de l'équation [2.31] qui, après simplification, devient :

$$\theta_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial t} + \theta_v \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial t} = -q_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (D_i^{*l} \frac{\partial C_i^l}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial z} (D_i^{*v} \frac{\partial C_i^v}{\partial z}) \quad [2.36]$$

Puis, nous procédons aux changements de variables suivant:

$$\theta_v = n' - \theta_l \quad \text{et} \quad C_i^v = \beta_i^* C_i^l \quad [2.37]$$

où n' est la porosité totale et β_i^* un coefficient de "fractionnement" entre les concentrations en phases vapeur et liquide d'une espèce isotopique i , obtenu à partir des équations [1.2], [1.4], [2.14], et [2.15] (voir annexe C), dans le cas des eaux naturelles à faible abondance isotopique il s'écrit comme suit :

$$\beta_i^* \cong \alpha_i^* \frac{\rho_v}{\rho_w} \quad [2.38]$$

avec:

$$\alpha_i^* = \frac{1}{\alpha_i} \quad [2.39]$$

où α est le facteur de fractionnement isotopique liquide-vapeur à l'équilibre (cf 1.1.3), ρ_w et ρ_v sont les masses volumiques de l'eau et de sa vapeur ($Kg.m^{-3}$).

Tenant compte des équations [2.37], le terme de gauche de l'équation [2.36] devient :

$$\theta_l \frac{\partial C_i^l}{\partial t} + \theta_v \frac{\partial C_i^v}{\partial t} = \theta_l \frac{\partial C_i^l}{\partial t} + (n' - \theta_l) \frac{\partial (\beta_i^* C_i^l)}{\partial t}$$

et après développement, nous aboutissons à:

$$\theta_l \frac{\partial C_i^l}{\partial t} + \theta_v \frac{\partial C_i^v}{\partial t} = [\theta_l + \beta_i^* (n' - \theta_l)] \frac{\partial C_i^l}{\partial t} + \theta_v \frac{\partial \beta_i^*}{\partial t} \cdot C_i^l \quad [2.40]$$

D'autre part, le terme de droite de l'équation [2.36] devient :

$$\begin{aligned}
& -q_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot \frac{\partial C_i^v}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*l} \frac{\partial C_i^l}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*v} \frac{\partial C_i^v}{\partial z} \right) = \\
& = -q_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot \frac{\partial (\beta_i^* C_i^l)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*l} \frac{\partial C_i^l}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*v} \frac{\partial (\beta_i^* C_i^l)}{\partial z} \right) \\
& = -q_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot \beta_i^* \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot C_i^l \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*l} \frac{\partial C_i^l}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*v} \beta_i^* \frac{\partial C_i^l}{\partial z} + D_i^{*v} C_i^l \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z} \right) \\
& = -q_l \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot \beta_i^* \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - q_v \cdot C_i^l \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left((D_i^{*l} + \beta_i^* D_i^{*v}) \frac{\partial C_i^l}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_i^{*v} C_i^l \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z} \right)
\end{aligned}$$

Il reste :

$$\begin{aligned}
& [\theta_l + \beta_i^* (n' - \theta_l)] \frac{\partial C_i^l}{\partial t} = \\
& \frac{\partial}{\partial z} \left[(D_i^{*l} + \beta_i^* D_i^{*v}) \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - \left(q_l + \beta_i^* q_v - D_i^{*v} \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z} \right) C_i^l \right] - \left(\theta_v \frac{\partial \beta_i^*}{\partial t} + q_v \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z} \right) C_i^l \quad [2.41]
\end{aligned}$$

Suivant la méthode des éléments finis, nous ramenons l'équation [2.41] à un système linéaire de n équations et à n inconnues (Annexe D) dont la résolution nécessite la connaissance de l'état isotopique initial et de l'évolution des conditions aux limites au cours du temps, ces dernières pouvant être les concentrations ou les flux d'isotopes aux limites du sol étudié.

2.3.2 Transport dans l'atmosphère et couplage avec le sol

Par analogie avec le transfert de l'eau dans l'atmosphère (cf 2.2.2), nous exprimons les flux des espèces isotopiques lourdes ($H_2^{18}O$ et $HD^{16}O$) de la manière suivante :

$$E_i = \frac{M_i}{RT} h_i (Pvi_s - Pvi_a) \quad [2.42]$$

E_i^s = flux de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$ à la surface du sol (ms^{-1}).

M_i = masse molaire de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$ (Kg).

$R = 8.314$: la constante des gaz parfaits ($NmK^{-1}mole^{-1}$).

où T = température de la masse d'air entre le sol et un niveau de référence (K).

h_i = coefficient d'échanges convectifs des espèces isotopiques entre la surface du sol et un niveau de référence, pris égal à celui de l'eau ($h_{H_2^{18}O} \cong h_{HD^{16}O} \cong h_{H_2^{16}O}$).

Pvi_a, Pvi_s = les pressions partielles de vapeur d'eau lourde ($H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$) dans l'air (à un niveau de référence) et à la surface du sol (Pa).

La pression partielle Pvi_s étant affectée par le coefficient de fractionnement isotopique cinétique cinétique α_k (cf 1.1.4). Ainsi, pour l'équation [2.41] la condition aux limites à la surface du sol devient :

$$\Phi_i^s = \rho_i E_i \quad (Kgm^{-2}s^{-1}) \quad [2.43]$$

où Φ_i^s est le flux de $H_2^{18}O$ ou de $HD^{16}O$ à la surface du sol et ρ_i la masse volumique correspondante.

2.4 Fonctionnement du modèle couplé

A chaque pas de temps, après un processus itératif (figure 2.2) entre les calculs dans l'atmosphère et ceux dans le sol, la résolution des équations de transferts dans le sol nous donne les teneurs en eau, les températures et la composition des flux d'eau dans le sol. D'autre part le calcul du coefficient d'échanges convectifs de masse dans l'atmosphère nous permet de calculer le flux d'espèces isotopiques à l'interface sol-atmosphère. Ceci nous permet de résoudre l'équation du transport des espèces isotopiques dans le sol et de calculer leurs compositions à chaque instant (figure 2.3).

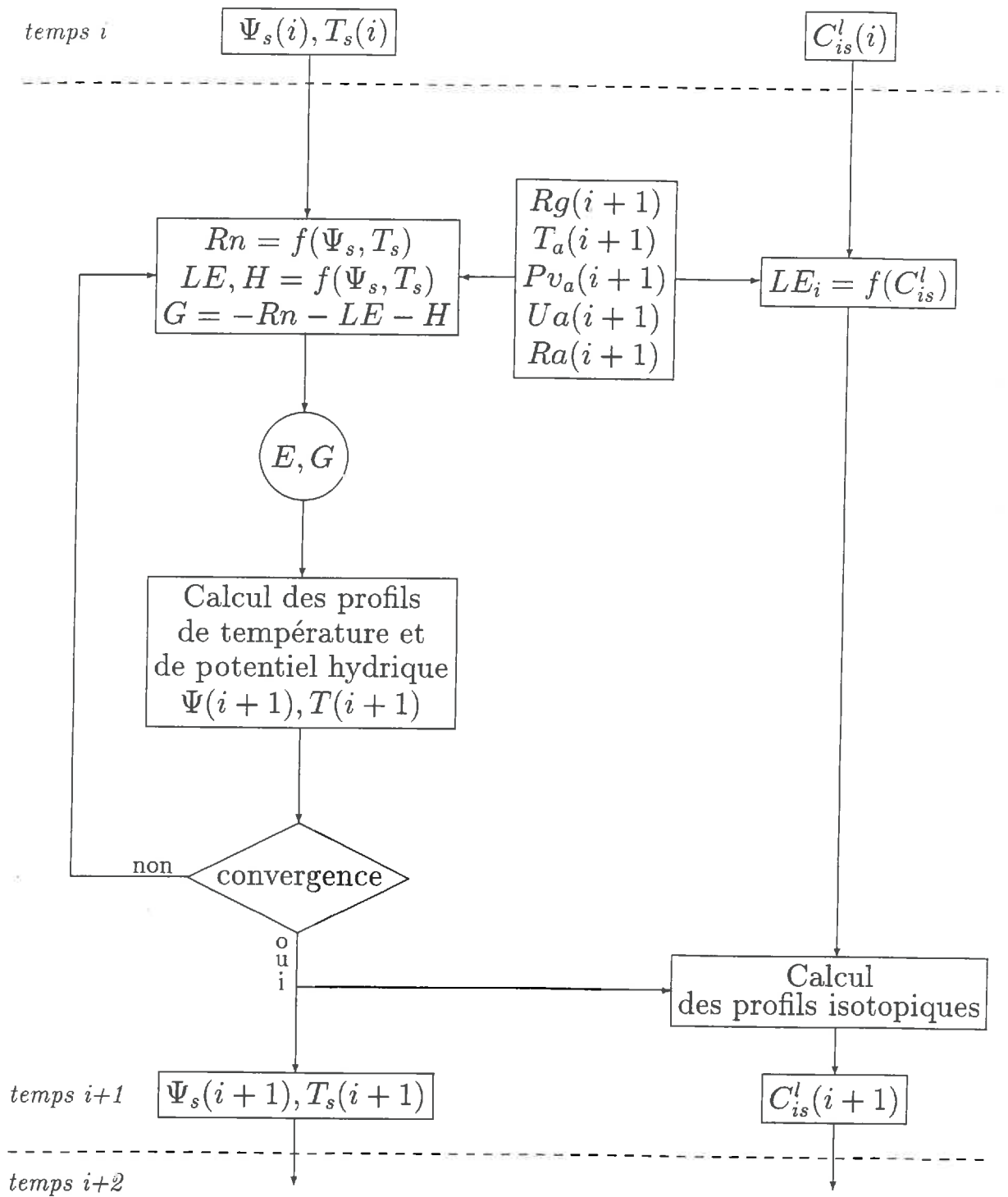


Figure 2.2: organigramme simplifié du modèle couplé

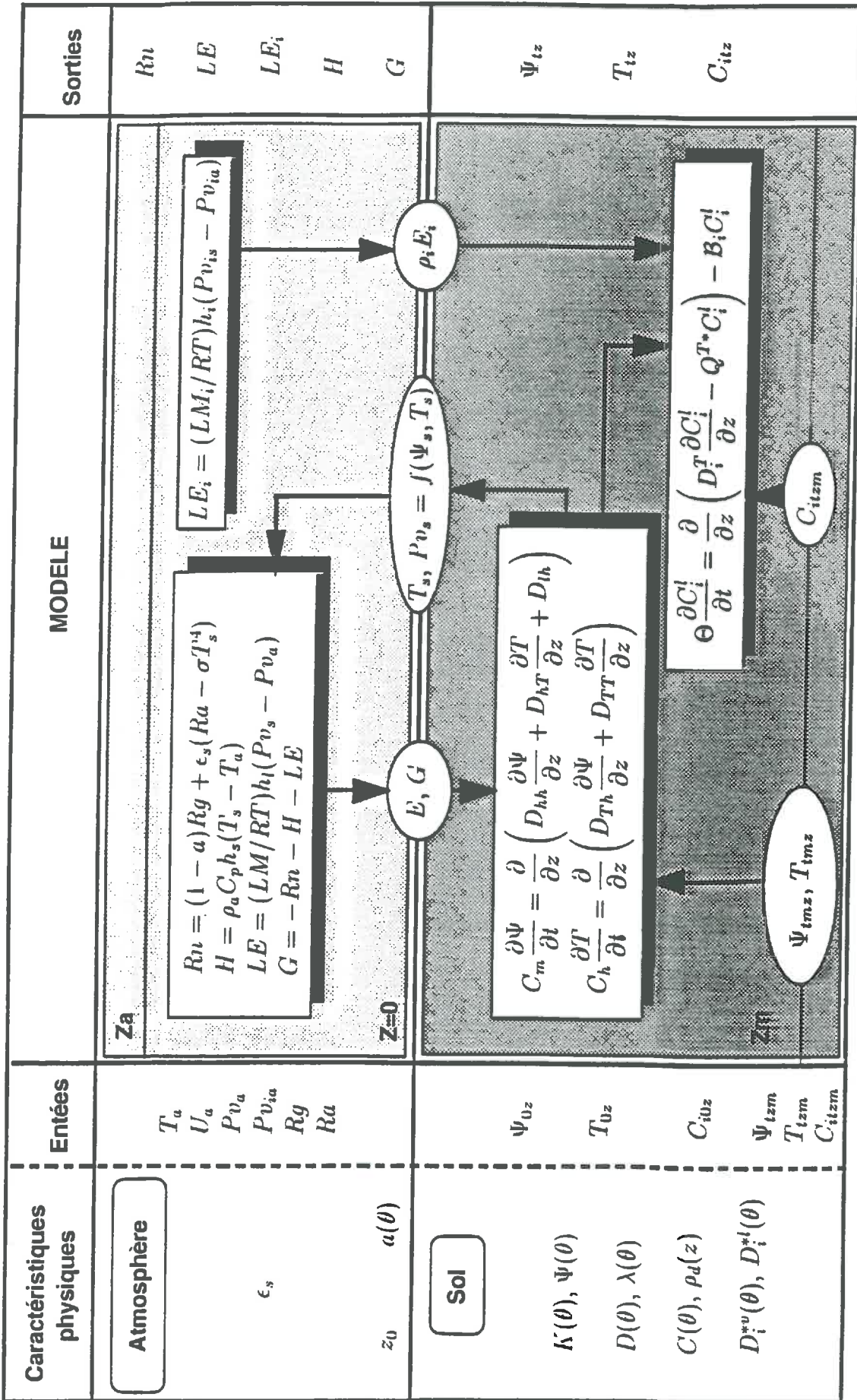


Figure 2.3: description schématique du modèle couplé, avec $\Theta = \theta_l + \beta_i^*(n - \theta_l)$; $D_i^T = D_i^{*l} + \beta_i^* D_i^{*v}$; $Q^{T*} = q_l + \beta_i^* q_v - D_i^{*v} \frac{\partial \beta_i^*}{\partial z}$ et $B_i = \theta_v \frac{\partial \beta_i}{\partial t} + q_v \frac{\partial \beta_i}{\partial z}$, les autres symboles étant définis dans le texte.

Deuxième partie

EXPERIMENTATIONS

Chapitre 3

Matériel et méthodes

3.1 Introduction

Dans le but d'acquérir le jeu de données nécessaire à la mise au point et la validation du modèle de transport des espèces isotopiques de l'eau ($HD^{16}O$ et $H_2^{18}O$) dans le sol en conditions naturelles, nous avons mené une première expérience de terrain pendant les mois de juillet et août de l'année 1990 sur le site expérimental de Poirson au domaine Saint-Paul du Centre de Recherches INRA d'Avignon.

Les mesures issues de cette expérience constituent à la fois la base de données nécessaires pour l'estimation des caractéristiques physiques du sol, les conditions initiales et aux limites du modèle et les observations qui serviront aux comparaisons modèle-expérience. Nous appellerons par la suite cette expérience : "l'expérience principale".

Dans un premier temps, la modélisation du transport des isotopes était restreinte au compartiment sol. Par la suite, et afin de pouvoir étendre cette modélisation jusqu'aux basses couches atmosphériques, un jeu de données décrivant l'évolution des isotopes stables de l'eau dans la vapeur d'eau atmosphérique était indispensable. Nous avons donc mené une expérience de terrain complémentaire sur la même parcelle expérimentale au mois d'août 1992. Cette dernière s'est déroulée dans des conditions climatiques et hydriques proches de celles de l'expérience précédente.

3.2 Expérience principale (1990)

3.2.1 Site expérimental de Poirson

Il se compose d'un ensemble de dix parcelles de sol nu de texture limono-argileuse (Tableau 3.1) situé sur le domaine Saint Paul du centre de recherche de l'Institut National de la Recherche Agronomique (INRA) à Montfavet. Le climat local est méditerranéen et les mois de juillet et août, souvent marqués par une évaporation potentielle importante et une faible pluviométrie, sont favorables aux études expérimentales de l'évaporation en conditions naturelles (figure 3.1).

L'expérience de terrain s'est déroulée sur une parcelle de 20 m de largeur et 50 m de longueur (figure 3.1.d) qui a été préalablement travaillée sur une couche de 15 à 20 centimètres de profondeur avec des passages d'une rotobèche et d'un rotavator. Les statistiques de base de la composition granulométrique, effectuées sur un ensemble de 52 profils de sol entre 0 et 20 centimètres de profondeur (Tableau 3.2) témoignent d'une assez bonne homogénéité spatiale. Le site est équipé d'une infrastructure d'irrigation avec une rampe à déplacement frontal, que nous avons utilisée pour ramener le sol vers des états hydriques et isotopiques initiaux les plus homogènes possibles. Le tableau 3.3 résume l'historique du site quelques jours avant le début des mesures.

<i>Profondeur</i> (m)	<i>Argile</i> (%)	<i>Limons</i> (%)		<i>Sables</i> (%)
		<i>fins</i>	<i>grossiers</i>	
0.0 : 0.2	27.2	45.9	15.8	11.0
0.2 : 0.4	24.3	46.1	17.4	12.2
0.4 : 0.6	25.5	43.4	17.7	13.4
0.6 : 0.8	28.8	34.5	15.3	21.3
0.8 : 1.0	36.8	30.7	9.7	22.8
1.0 : 1.2	30.5	21.2	8.3	40.0
1.2 : 1.4	33.8	23.0	7.2	36.0
1.4 : 1.6	35.5	30.0	10.7	23.8

Tableau 3.1: composition granulométrique du sol de Poirson par couches de 20 centimètres de profondeur.

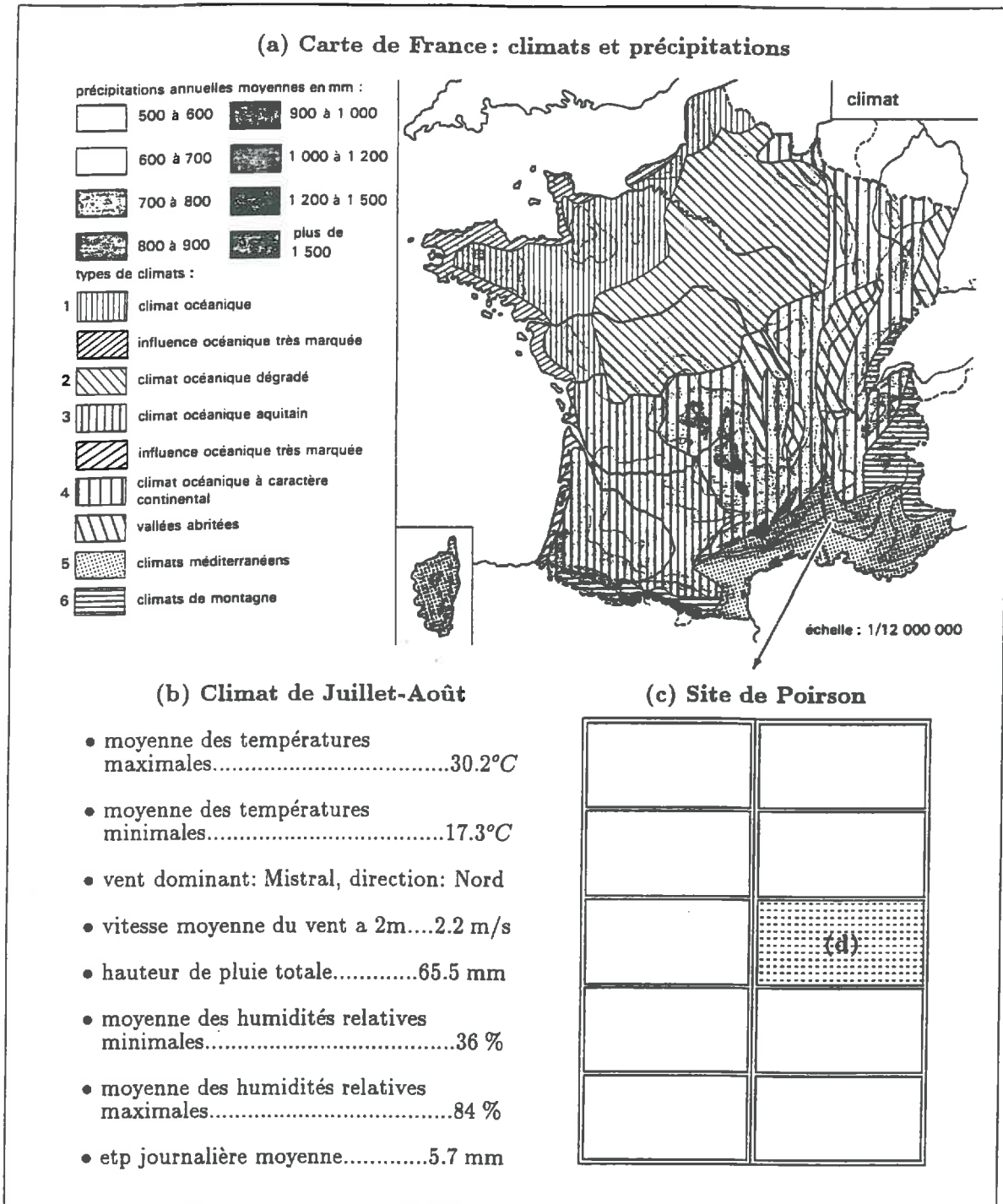


Figure 3.1 : site expérimental de Poirson : (a) localisation géographique, type de climat et précipitations annuelles moyennes. (b) caractéristiques climatiques locales d'après le Service Technique d'Etude des Facteurs Climatiques de l'Environnement du domaine Saint Paul du centre de recherche INRA d'Avignon. (c) le site de Poirson avec ses dix parcelles expérimentales. (d) la parcelle sur laquelle se sont déroulées les mesures.

Classe granulométrique	Argile (%)	Limon(s)(%)		Sables (%)	MO (%)
		fins	grossiers		
Minimum	25.1	43.8	13.8	9.0	1.6
Maximum	29.6	48.3	17.8	13.1	1.9
Moyenne	27.2	45.9	15.8	11.0	1.7
Ecart-type	1.1	1.2	0.9	0.3	0.3
Coef de variation	4.0	2.6	5.6	8.3	4.7

Tableau 3.2: statistiques de base de la composition granulométrique et de la matière organique de la couche entre 0 et 20 centimètres du sol de Poirson, effectuées sur un ensemble de 52 sites. MO=matière organique

Date	Evènement
Du 25 Juin au 4 Juillet	travail du sol et installation du matériel
5 Juillet	irrigation (26 mm en 6 passages)
6 Juillet	pluie (5mm) - pas d'irrigation à cause du vent
7-8 Juillet	pas d'irrigation à cause du vent
9 Juillet	irrigation (55 mm en 16 passages)
10 Juillet	démarrage des mesures et des prélèvements

Tableau 3.3: historique du site avant le démarrage des mesures

C

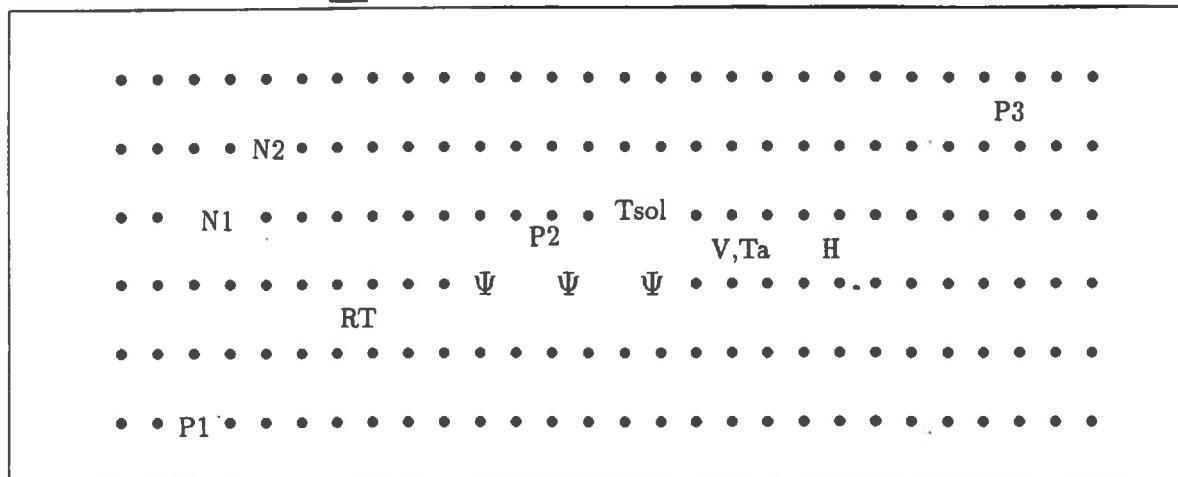


Figure 3.2: disposition des instruments de mesure et des points de prélèvement, avec N1,N2= tubes neutroniques; C=centrale d'acquisition; •=grille principale à la base du tri aléatoire des sites de prélèvements gravimétriques et isotopiques; Psi=site tensiométrique; Tsol=capteurs de température dans le sol; RT=radio-thermomètre; V=anémomètre sonique; Ta=capteurs de température de l'air; P1,P2 et P3=pluviomètres; H=mesure des fluctuations

3.2.2 Description de l'expérience

Du 10 juillet au 28 août de l'été 1990, une parcelle de sol nu (cf 3.2.1) initialement irriguée, a été soumise à évaporation dans les conditions naturelles. Au cours de cette expérience nous avons mesuré les principales variables climatiques, hydriques et isotopiques nécessaires pour la mise en œuvre et la validation du modèle mécaniste. Le résumé de ces mesures est présenté dans le tableau 3.4.

Compartiment	Mesures pour les conditions aux limites	Mesures pour la comparaison modèle-expérience
Atmosphère	<ul style="list-style-type: none"> ◇ vitesse du vent ◇ température de l'air ◇ humidité relative 	<ul style="list-style-type: none"> ◇ rayonnement net ◇ flux de chaleur sensible
Sol	<ul style="list-style-type: none"> ◇ potentiel en profondeur ◇ température en profondeur ◇ δ_{18O} et δ_D en profondeur 	<ul style="list-style-type: none"> ◇ potentiels $\Psi(t, z)$ ◇ températures $T(t, z)$ ◇ teneurs en eau $\theta(t, z)$ ◇ $\delta_{18O}(t, z)$ et $\delta_D(t, z)$ ◇ rugosité de surface

Tableau 3.4: les différentes mesures effectuées pendant l'expérience de Juillet-Août 1990.

Les mesures, pour les conditions aux limites, ont été effectuées à une hauteur de 1 m pour les transferts dans l'atmosphère, et à une profondeur de 1 m pour les transferts dans le sol. Les emplacements des instruments de mesure et des points de prélèvements du sol ont été situés assez loin des bordures de la parcelle où un plan d'échantillonnage au hasard a été établi (figure 3.2).

<i>Mesure</i>	humidités			lectures des tensiomètres
	gravimétriques	neutroniques		
<i>Date</i>	<i>nbre</i>	<i>heure</i>	<i>tube1 + tube2</i>	
10/07	3	09h00	<i>oui</i>	<i>oui</i>
11/07	3	09h30	<i>oui</i>	<i>oui</i>
12/07	3	09h00	<i>oui</i>	<i>oui</i>
13/07	5	09h00	<i>oui</i>	<i>oui</i>
14/07	2	09h20	<i>oui</i>	<i>oui</i>
16/07	5	09h00	<i>oui</i>	<i>oui</i>
17/07	5	09h45	<i>oui</i>	<i>oui</i>
18/07	5	08h45	<i>oui</i>	<i>oui</i>
19/07	5	09h00	<i>oui</i>	<i>oui</i>
20/07	5	08h45	<i>oui</i>	<i>oui</i>
23/07	5	08h30	<i>oui</i>	<i>oui</i>
24/07	5	08h30	<i>oui</i>	<i>oui</i>
25/07	5	08h30	<i>oui</i>	<i>oui</i>
26/07	5	08h40	<i>oui</i>	<i>oui</i>
27/07	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
30/07	5	09h05	<i>oui</i>	<i>oui</i>
31/07	5	09h15	<i>oui</i>	<i>oui</i>
01/08	5	09h10	<i>oui</i>	<i>oui</i>
02/08	5	08h15	<i>oui</i>	<i>oui</i>
03/08	5	08h15	<i>oui</i>	<i>oui</i>
06/08	5	09h15	<i>oui</i>	<i>oui</i>
07/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
08/08	5	08h25	<i>oui</i>	<i>oui</i>
09/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
10/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
13/08	5	08h25	<i>oui</i>	<i>oui</i>
14/08	5	08h40	<i>oui</i>	<i>oui</i>
16/08	4	08h45	<i>oui</i>	<i>oui</i>
17/08	5	08h45	<i>oui</i>	<i>oui</i>
20/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
21/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
22/08	5	08h40	<i>oui</i>	<i>oui</i>
23/08	5	08h40	<i>oui</i>	<i>oui</i>
24/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>
27/08	5	08h40	<i>oui</i>	<i>oui</i>
28/08	5	09h10	<i>oui</i>	<i>oui</i>
29/08	5	08h35	<i>oui</i>	<i>oui</i>

Tableau 3.5: calendrier des prélèvements gravimétriques, des mesures neutroniques et des lectures tensiométriques.

En ce qui concerne les caractéristiques physiques du système sol-atmosphère, seules la masse volumique sèche du sol et la rugosité de surface ont fait l'objet de mesures directes, les conductivités hydraulique et thermique du sol seront estimées par la suite à partir des mesures appropriées (cf 4.4). Les autres paramètres seront repris de travaux antérieurs effectués sur le même sol.

L'ensemble des mesures dans l'atmosphère, ainsi que celles de températures dans le sol ont été réalisées de manière continue à l'aide d'une centrale d'acquisition Campbell CR7, à laquelle ont été reliés les instruments de mesure, les données sont lues toutes les 15 secondes puis intégrées sur des pas de temps de stockage de 15 minutes.

Les mesures de teneurs en eau et les lectures tensiométriques sont faites avec un pas de temps journalier (Tableau 3.5), tandis que la composition isotopique de l'eau a été suivie sur 2 à 3 profils de sol prélevés environ tous les 5 jours (Tableau 3.6).

<i>Date</i>	<i>Nb</i>	<i>Heures</i>	Couches de sol prélevées (épaisseur) limite supérieure : limite inférieure (<i>cm</i>)
04/07	1	(état initial sec)	(1)0 : 2, (3)2 : 5, (5)5 : 30, (10)30 : 100
10/07	3	9h00, 9h45, 10h30	(5)0 : 20, (10)20 : 50
12/07	2	14h00, 14h30	(1)0 : 5, (5)5 : 35, (10)35 : 105
18/07	3	10h30, 11h30, 16h30	(1)0 : 5, (5)5 : 35, (10)35 : 55
23/07	3	10h30, 11h00, 11h15	(0.5)0 : 1, (1)1 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 55
27/07	3	9h45, 10h30, 11h15	(0.5)0 : 1, (1)1 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 55
30/07	2	10h10, 11h00	(1)0 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 55
03/08	3	10h50, 12h00, 13h45	(0.5)0 : 1, (1)1 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 55
08/08	3	10h00, 11h30, 15h30	(0.5)0 : 1, (1)1 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 105
16/08	2	10h30, 10h30	(0.5)0 : 1, (1)1 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 55
24/08	2	10h30, 10h30	(0.5)0 : 1, (1)1 : 5, (2)5 : 7, (3)7 : 10, (5)10 : 35, (10)35 : 55

Tableau 3.6: *profils isotopiques, jours et heures des prélèvements et les limites supérieures et inférieures des couches prélevées, l'irrigation a eu lieu le 09/07/90 et le démarrage des mesures le 10/07/90.*

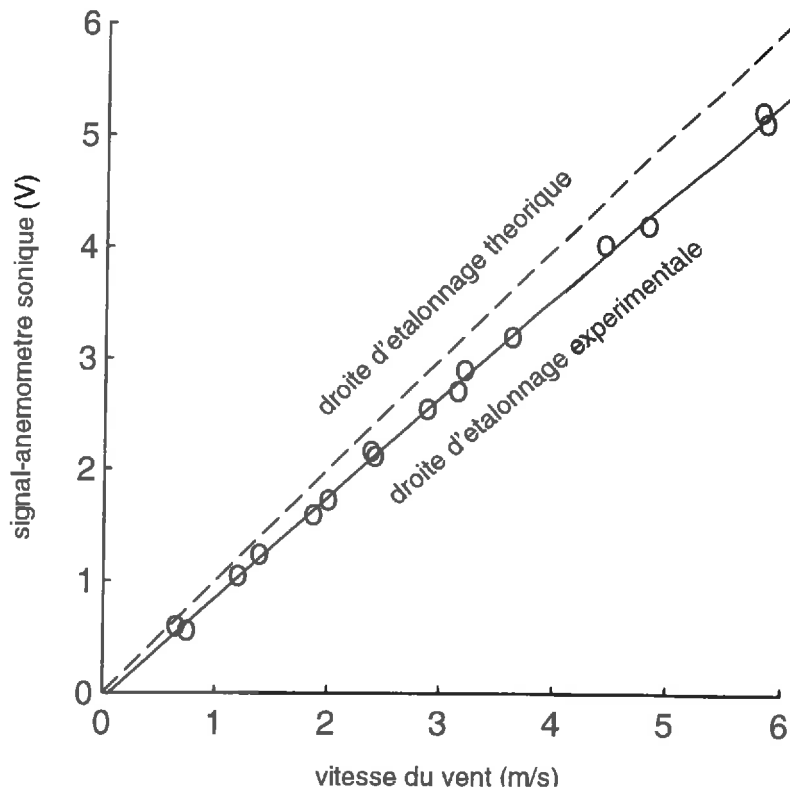


Figure 3.3: droite d'étalonnage de l'anémomètre sonique

Sonde	A1	A0	R2	S2	Sonde	A1	A0	R2	S2
1	0.9995	0.0329	1.0000	0.0009	16	0.9979	0.0281	1.0000	0.0016
2	0.9936	0.0576	1.0000	0.0035	17	1.0012	0.0457	1.0000	0.0024
3	0.9980	0.0410	1.0000	0.0010	18	0.9970	0.0657	1.0000	0.0022
4	1.0039	0.0119	1.0000	0.0008	19	0.9981	0.0129	1.0000	0.0008
5	1.0001	-0.0019	1.0000	0.0013	20	1.0013	0.0595	1.0000	0.0014
6	1.0023	-0.0352	1.0000	0.0038	21	0.9868	0.1724	0.9999	0.0506
7	0.9865	0.1171	1.0000	0.0163	22	0.9954	0.0357	1.0000	0.0086
8	0.9969	0.0852	1.0000	0.0119	23	0.9897	0.1152	0.9999	0.0193
9	0.9987	0.0471	1.0000	0.0008	24	0.9932	0.0890	1.0000	0.0048
10	1.0009	0.0295	1.0000	0.0009	25	0.9919	0.0719	1.0000	0.0054
11	0.9957	0.0248	1.0000	0.0024	26	0.9903	0.0652	1.0000	0.0048
12	0.9917	0.0362	1.0000	0.0041	27	0.9939	0.0886	1.0000	0.0108
13	0.9841	0.1548	0.9999	0.0433	28	0.9965	0.0729	1.0000	0.0077
14	0.9827	0.1238	0.9999	0.0376	29	0.9899	0.1014	1.0000	0.0168
15	0.9886	0.1200	0.9999	0.0182	30	0.9878	0.1124	1.0000	0.0148

Tableau 3.7: résultats d'étalonnage de l'ensemble des sondes platines utilisées pendant l'expérience ($T=A1*T'+A0$). R2=coefficient de corrélation; S2=coefficient de variation résiduelle.

3.2.3 Mesures dans l'atmosphère

Rayonnement net:

Nous avons mesuré le rayonnement net à l'aide d'un pyrromètre différentiel du type Crouzet ventilé par un courant d'air. Cet appareil a été préalablement étalonné par le constructeur.

Flux de chaleur sensible:

Nous avons utilisé un capteur du type Campbell, déjà utilisée par Lagouarde 1988, Mac Aneney *et al.*, 1988, et Bertuzzi, 1989, qui nous donne le flux de chaleur sensible à partir de la mesure des fluctuations du vent et de la température.

Ce capteur se compose d'un anémomètre sonique monodimensionnel (réponse = $1V/ms^{-1}$), pour la mesure des fluctuations du vent, et d'un différentiel de thermocouples (sensibilité $\simeq 80\eta V/^{\circ}C$) pour la mesure des fluctuations de la température. Les résultats d'étalonnage de l'anémomètre sonique sont présentés à la figure 3.3.

L'échantillonnage des fluctuations a été fait avec une fréquence de 10 Hz et les flux ont été calculés toutes les cinq minutes, puis intégrés sur le pas de temps de stockage des données.

Vitesse du vent:

Nous avons mesuré la vitesse horizontale du vent à l'aide d'un anémomètre à impulsions, du type CIMEL-CE155, placé à une altitude de 1 m en dessus de la surface de sol, et dont le seuil de démarrage est de 0.2 m/s.

Température et humidité relative de l'air:

La température de l'air a été mesurée à l'aide de sondes platines (résistance de 100 ohm à 0 °C norme DIN 43760) placées à une altitude de 1m au dessus de la surface du sol. L'étalonnage de ces sondes a été effectué au préalable en laboratoire avec l'ensemble des capteurs de température utilisés pendant l'expérience (Tableau 3.7). Deux sondes platines ont servi à la mesure de l'humidité relative de l'air dans le cadre d'un psychromètre ventilé à thermocouples, la précision de ce type d'appareil est estimée à 5% (Seck et Perrier 1970).

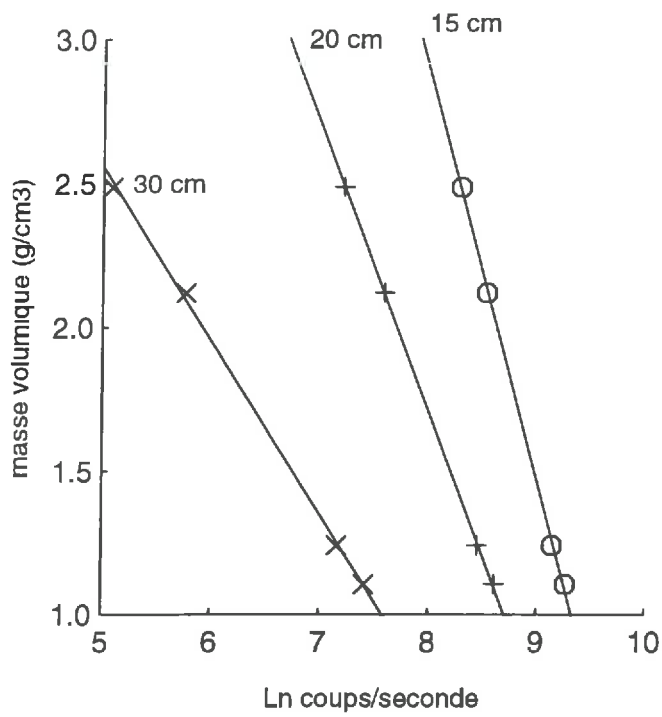


Figure 3.4: droites d'étalonnage de la sonde à transmission gamma pour les écartements 15, 20 et 30 cm.

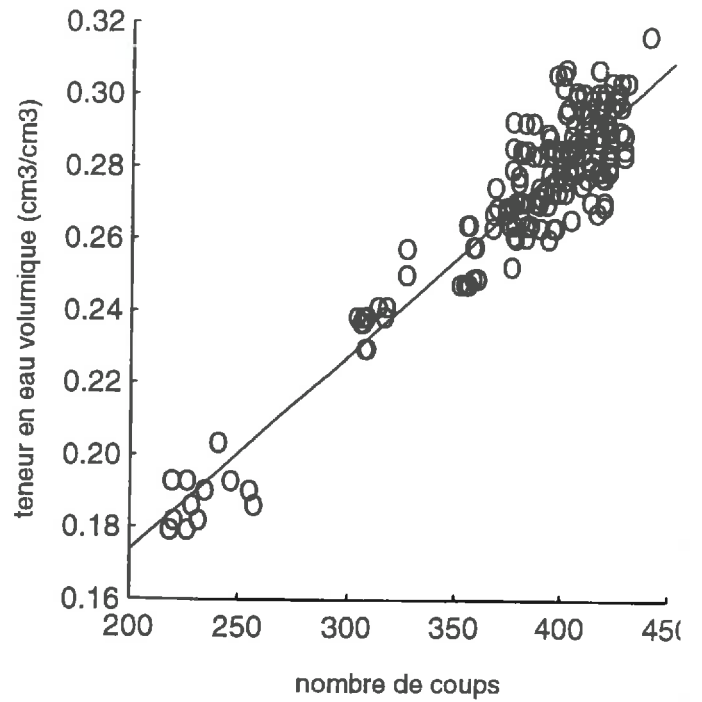


Figure 3.5: droite d'étalonnage de la sonde à neutrons.

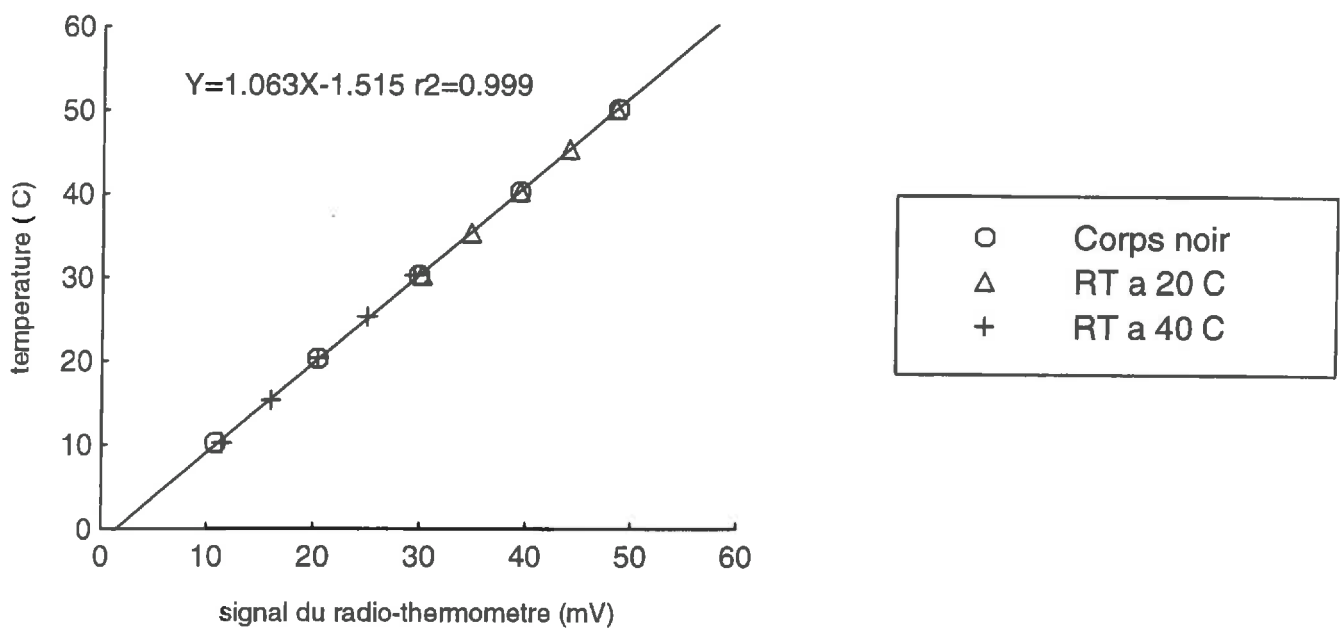


Figure 3.6: droite d'étalonnage du radio-thermomètre.

3.2.4 Mesures dans le sol

Masse volumique sèche:

Au bout de six jours d'évaporation, cinq profils de masse volumique sèche ont été mesurés à l'aide d'une sonde à transmission gamma entre 0 et 20 cm de profondeur avec une résolution verticale d'environ 1 cm et une précision de 30 Kg/m^3 (Stengel et al., 1986, Bertuzzi et al., 1987). Au-delà de la couche qui a été travaillée et pour les profondeurs allant de 20 à 100 cm nous avons mesuré deux profils de masse volumique sèche à l'aide d'une sonde du type Solo 40. Les résultats d'étalonnage de la sonde utilisée sont présentés à la figure 3.4.

Teneurs en eau:

Pour bien restituer les profils de teneur en eau dans le sol nous avons utilisé deux méthodes de mesure:

- Entre 0 et 20 cm nous avons effectué des mesures gravimétriques afin d'avoir une bonne résolution verticale. Au cours de l'expérience, 175 profils de sol ont été prélevés, à raison de 3 à 5 profils par jour de prélèvement, en respectant les couches 0-1, 1-2, 2-3, 3-4, 4-5, 5-7, 7-10, 10-15 et 15-20 cm de profondeur.
- Au delà de 20 cm et jusqu'à 1 m de profondeur les teneurs en eau volumiques ont été mesurées tous les 10 cm à l'aide d'une sonde à neutrons du type Solo 40 préalablement étalonnée sur le terrain (figure 3.5).

Potentiels hydriques:

Les mesures de potentiel hydrique ont été réalisées avec 15 tensiomètres de type Nardeux DTM5000 répartis sur une profondeur de 155 cm dans le sol à raison d'un tensiomètre tous les dix centimètres.

Températures:

Nous avons mesuré les températures dans le sol avec le même type de sondes platines utilisées dans l'atmosphère (cf 3.2.3) placées aux profondeurs suivantes: 0, 1, 2, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 75 et 100 cm en dessous de la surface du sol et reliées à la centrale d'acquisition, la sonde de surface a été placée sous une fine pellicule de terre afin de la protéger du rayonnement. Nous avons renforcé la mesure de la température de surface en utilisant un radio-thermomètre dont les résultats d'étalonnage sont présentés à la figure 3.6.

Rugosité de surface:

Après quelques jours d'évaporation, nous avons mesuré cinq profils d'hauteur des

aspérités de surface, sur 2 m d'étendue chacun, à l'aide d'un rugosimètre laser (*Bertuzzi et al., 1989*).

Composition isotopique en oxygène 18 et en deutérium:

Les échantillons de sol prélevés, en vue d'analyses isotopiques, ont été conservés dans des flacons en verre à fermeture hermétique. L'eau de ces échantillons est ensuite extraite par distillation sous vide et sous un gradient de température d'environ 270°C entre le sol chauffé à 80°C et un piège à azote liquide. Les teneurs en oxygène 18 et en deutérium sont alors déterminées avec une précision de 1 ‰ pour le deutérium et 0.2 ‰ pour l'oxygène 18.

3.3 Expérience complémentaire

Cette expérience a été réalisée pour les objectifs suivant :

- Avoir une idée sur l'ordre de grandeur de la composition isotopique en oxygène 18 et en deutérium de la vapeur d'eau atmosphérique locale.
- Tenter de comprendre l'évolution de celle-ci en fonction des facteurs climatiques locaux afin d'obtenir une meilleure modélisation de la condition aux limites correspondante dans l'atmosphère.

Dans ce but, l'expérience a été menée au mois d'Août 1992 sur le même site que l'expérience principale et dans des conditions climatiques globalement similaires. Lors de cette expérience, la parcelle initialement irriguée a été soumise à évaporation pendant 12 jours. Nous avons prélevé, matin (9h) et après-midi (15h), la vapeur d'eau atmosphérique et le sol des couches de surface en vue d'analyses isotopiques en oxygène 18 et en deutérium. Deux campagnes de 24h de prélèvements intensifs (toutes les deux heures) ont été réalisées.

En parallèle, nous avons mesuré la vitesse du vent, l'humidité relative, le rayonnement net, la température de l'air et celle de la surface du sol ainsi que les teneurs en eau gravimétriques des couches de surface. Pour la plupart des mesures effectuées, le matériel et les méthodes sont identiques à ceux de l'expérience principale. Le prélèvement de la vapeur d'eau atmosphérique a été fait à une altitude de 1 m en faisant passer un débit d'air d'environ 1 à 2 l/mn à travers des pièges à carbo-glace refroidis à -80°C . Les échantillons d'eau ainsi obtenus sont conservés dans des flacons étanches puis analysés en oxygène 18 et en deutérium.

Chapitre 4

Analyse des données

4.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les principaux résultats des mesures réalisées pendant les expériences de terrain (1990,1992) ainsi que les principales caractéristiques physiques du sol nécessaires à la modélisation. Ces dernières sont, selon le cas, estimées ou reprises dans la littérature comme l'indique le tableau 4.1 :

<i>relation</i>	<i>origine</i>
$a(\theta)$	Passerat <i>et al</i> , 1989
$k(w)$	estimé à partir des teneurs en eau et du bilan d'énergie
$\Psi(w)$	Chanzy, 1991
$D(\theta)$	Bruckler <i>et al</i> , 1989
$C(\theta)$	De Vries 1963
$\lambda(\theta)$	estimée à partir des profils de température

Tableau 4.1: les principales relations physiques à la base du modèle et leur mode d'acquisition. avec θ =teneur en eau volumique, w =teneur en eau massique, $a(\theta)$ =albedo, $k(w)$ =conductivité hydraulique, $\Psi(w)$ =courbe de rétention, $D(\theta)$ =coefficient de diffusion gazeuse, $C(\theta)$ =capacité calorifique volumique, $\lambda(\theta)$ = conductivité thermique volumique apparente.

4.2 Données climatiques

4.2.1 Evènements pluvieux

Pendant la durée de l'expérimentation (du 10/07/90 au 28/08/90) il y'a eu deux pluies principales, le 29 Juillet et la nuit des 13-14 Août (figure 4.1.a). Ces dernières sont intervenues au 19^{ème} et au 34^{ème} jour de mesures.

Nous prenons également en compte les pluies de moindre importance qui risquent d'affecter instantanément les profils isotopiques en surface du sol. Les caractéristiques de l'ensemble des événements pluvieux sont présentées dans le tableau 4.2 ci-dessous. Les heures de début et de fin de la pluie sont estimées à un quart d'heure près. L'intensité de chaque pluie est considérée constante et égale au rapport : hauteur/durée (mm/h).

Date	durée	hauteur(mm)	intensité(mm/h)
16/07/90	07h00 : 07h30	0.5	1.0
23/07/90	06h30 : 07h00	1.0	2.0
29/07/90	07h30 : 08h15	5.5	7.3
14 – 15/08/90	23h20 : 01h20	21.0	10.5
25/08/90	00h00 : 06h00	3.5	0.6

Tableau 4.1: caractéristiques des événements pluvieux enregistrés pendant l'expérience.

4.2.2 Vitesse du vent

Le site expérimental se trouve dans une région où le vent du nord (Mistral) est dominant. Celui ci souffle parfois avec des rafales dépassant les 100 Km/h . Les mesures représentées par la figure 4.1.c sont des vitesses de vent intégrées sur des intervalles de temps de 15 minutes et les maximums correspondants sont donc atténués. La moyenne des vitesses maximales journalières est de 2.2 m/s (7.92 Km/h) et le maximum enregistré est de 8.5 m/s (30.6 Km/h).

4.2.3 Température de l'air et humidité relative

Nous avons enregistré une moyenne des températures maximales de 30 °C et une moyenne des températures minimales de 17 °C avec une amplitude moyenne de 13 °C. Les vents à grande vitesse tendent à homogénéiser les températures et à réduire les amplitudes jour-nuit correspondantes (figure 4.1).

L'humidité relative a été calculée à partir des mesures de températures sèche et humide de l'air de la manière suivante :

$$Hr = \frac{Pvs(T_r)}{Pvs(T_a)} \quad (4.1)$$

avec

$$Pvs(T_r) = Pvs(T_h) - 0.66(1 + 0.00115)(T_a - T_h) \quad (4.2)$$

H_r : humidité relative de l'air (%).

$Pvs(T_r)$: pression de vapeur saturante à la température du point de rosée de l'air (mb)

et où:

$Pvs(T_a)$: pression de vapeur saturante à la température de l'air (mb)

T_h : température de l'air humide (K)

T_a : température de l'air (K)

Pvs étant calculée à l'aide de la formule de Lowe (1977):

$$Pvs(T) = a_0 + T(a_1 + T(a_2 + T(a_3 + T(a_4 + T(a_5 + a_6T)))))) \quad (4.3)$$

où T est exprimée en K et avec $a_0 = 6984.505\ 294$, $a_1 = -188.903\ 931\ 0$, $a_2 = 2.133\ 357\ 675$, $a_3 = -1.288\ 580\ 973 \times 10^{-2}$, $a_4 = 4.393\ 587\ 233 \times 10^{-5}$, $a_5 = -8.023\ 923\ 082 \times 10^{-8}$ et $a_6 = 6.136\ 820\ 929 \times 10^{-11}$.

Les humidités relatives, ainsi calculées, oscillent entre 40 et 100 % et sont assez bien corrélées avec la vitesse du vent, en effet, pendant les périodes de fort Mistral les maximums diurnes d'humidité relative chutent considérablement (figure 4.1.d).

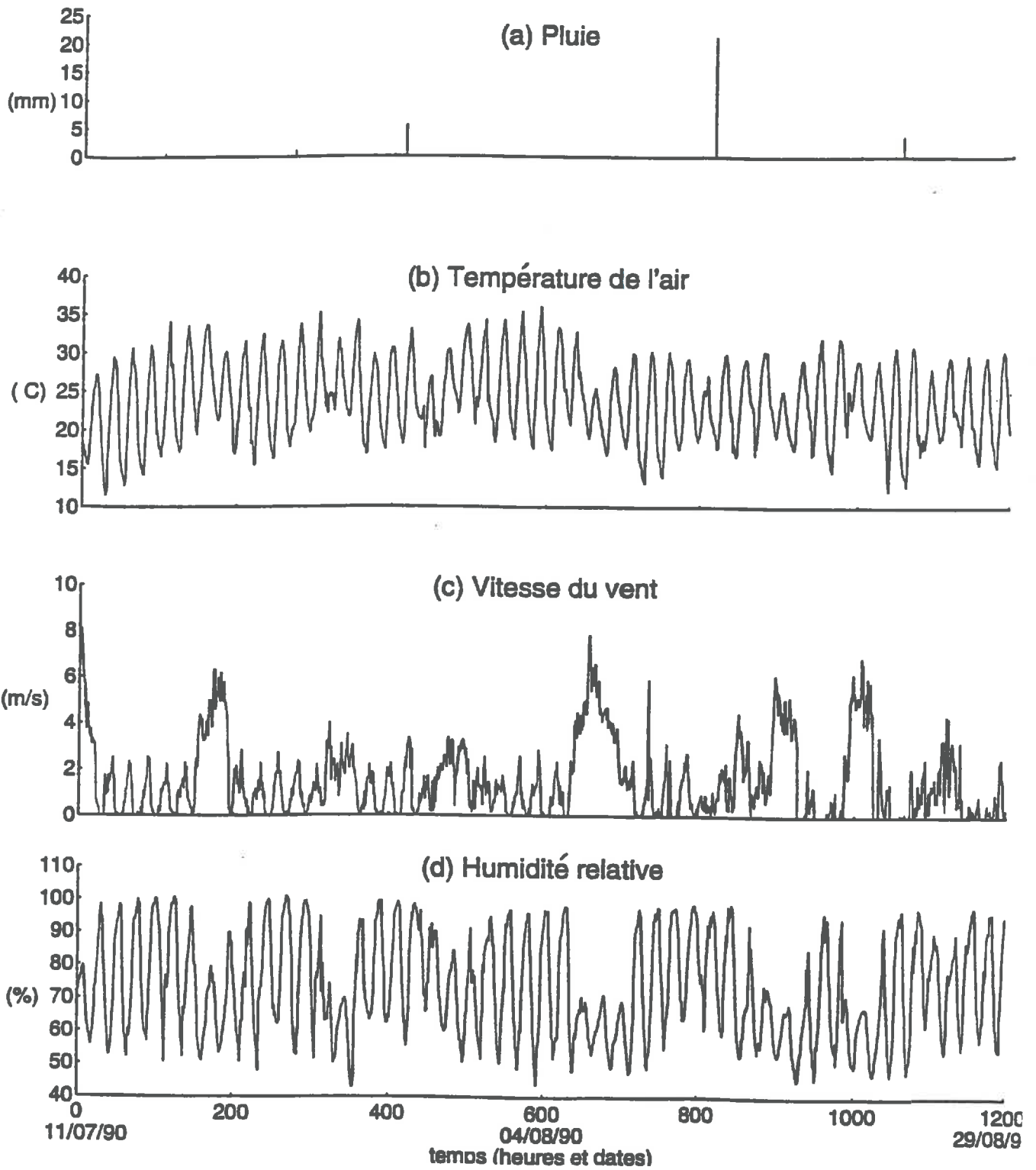


Figure 4.1: (a) événements pluvieux. (b) humidité relative. (c) vitesse du vent. (d) température de l'air.

4.3 Données radiatives et Bilan d'énergie

4.3.1 Rayonnements global, atmosphérique et net

Le calcul du rayonnement net (équation 2.12) nécessite, entre autres, la connaissance des rayonnements global (R_g) et atmosphérique (R_a).

En ce qui concerne le rayonnement global, nous disposons de mesures effectuées sur une parcelle située à quelques mètres de la nôtre, sur le même site expérimental (cf 3.1.1). Celles ci ont été faites dans le cadre d'une autre expérience et couvrent les mois de Juillet et Août de l'été 1990 (figure 4.2.b). Nous pouvons donc considérer que ces mesures sont parfaitement transposable à notre expérience.

Quant au rayonnement atmosphérique (R_a), Nous pouvons l'acquérir de deux manières. La première consiste à utiliser les données de la station climatique la plus proche (Carpentras à 18Km) et la deuxième consiste à estimer R_a par la formule de Brutsaert (1975b) :

$$R_a = 1.24 \left(\frac{P_{va}}{T_a} \right)^{\frac{1}{7}} \sigma T_a^4 \quad (4.4)$$

R_a : rayonnement atmosphérique (W/m^2).

avec P_{va} : pression partielle de vapeur d'eau atmosphérique (mb).

T_a : température de l'air (K).

σ : constante de Stefan Boltzmann .

Nous avons comparé les mesures de rayonnement atmosphérique de la station climatique de Carpentras (figure 4.2.c) avec les calculs donnés par l'équation (4.4). La régression linéaire obtenue entre les deux séries de données présente un coefficient de corrélation de 0.85, une pente de 0.86 et une ordonnée à l'origine de 56.73 W/m^2 (figure 4.3). Les disparités observées peuvent être, en partie, expliquées par le fait que la formule de Brutsaert est essentiellement conçue pour calculer le rayonnement atmosphérique sur des pas de temps assez grands (1 à 10 jours) (Brutsaert, 1975b; Mermier et Seguin, 1976; Aase et Idso, 1978). Pour cette raison, nous n'utiliserons pas cette formule de dans le cadre de notre modélisation.

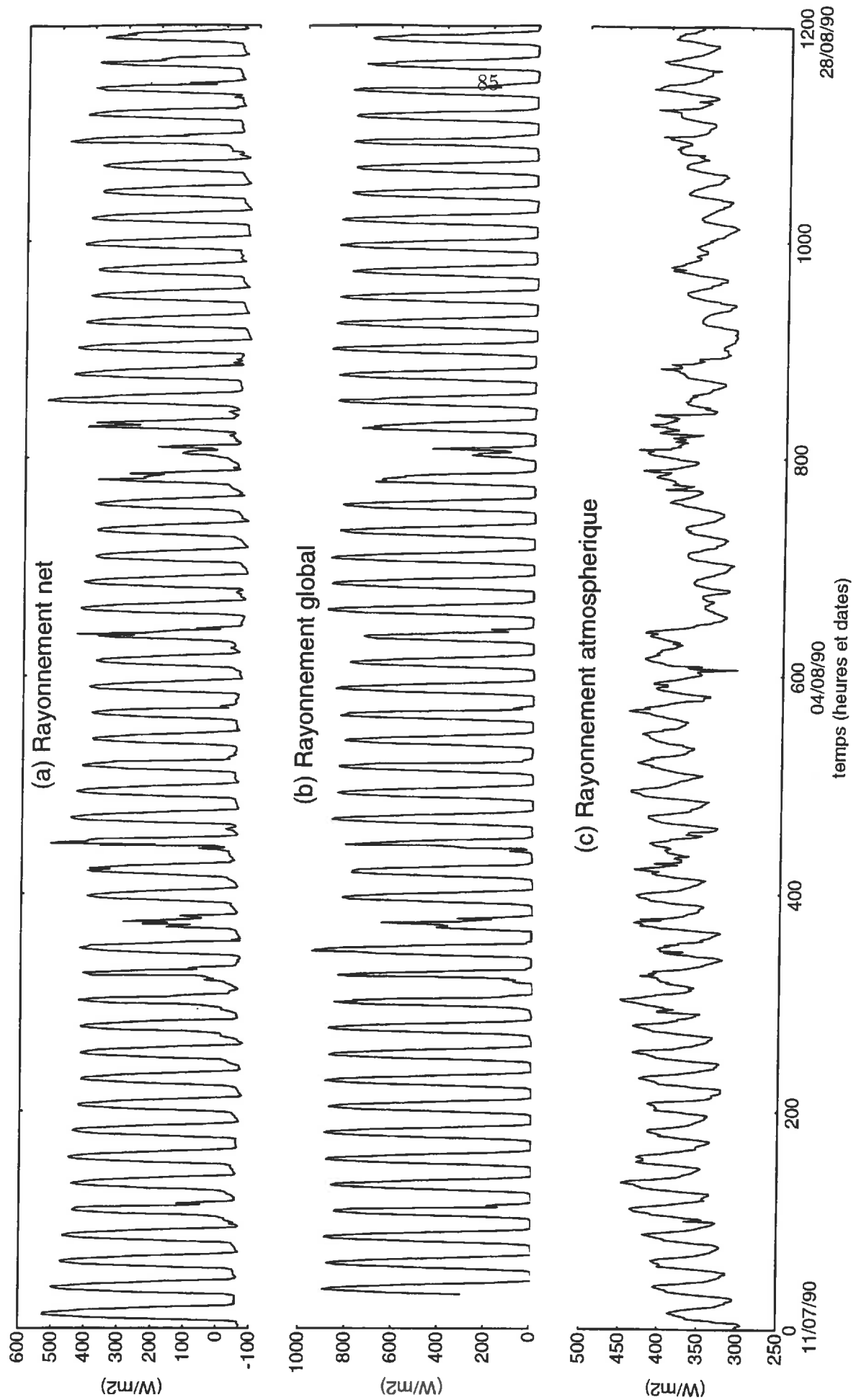


Figure 4.2: (a) rayonnement net. (b) rayonnement global. (c) rayonnement atmosphérique.

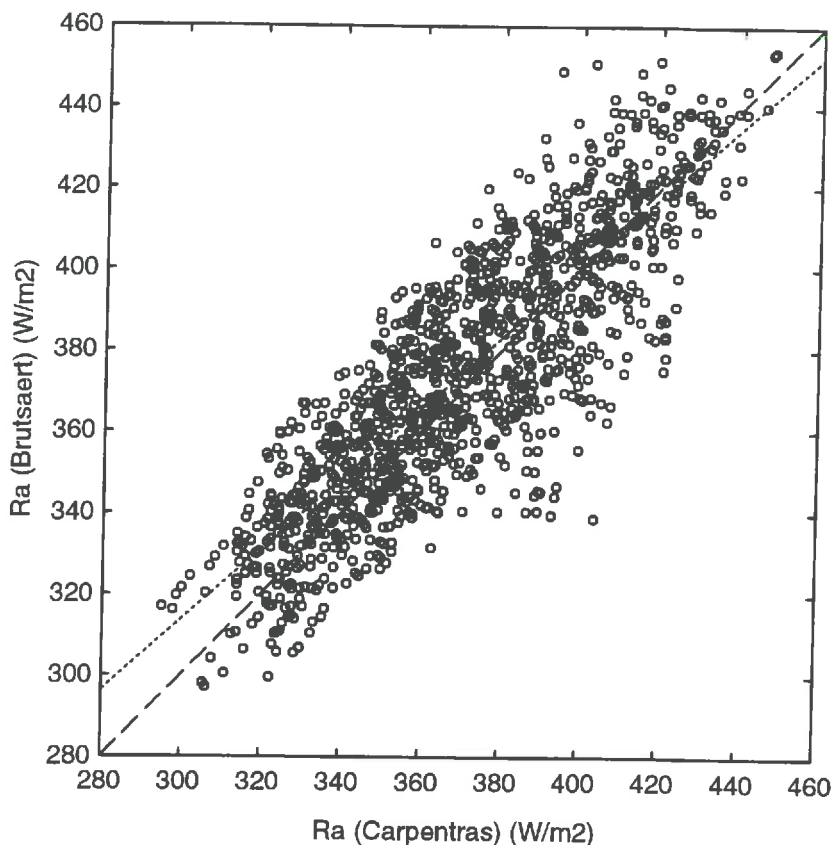


Figure 4.3: droite de régression établie entre les valeurs de rayonnement atmosphérique mesurées à Carpentras et celles calculées par la formule de Brutsaert en fonction des mesures de température et de pression de vapeur de l'air effectuées sur le site de Poirson

Par ailleurs, les mesures de rayonnement net effectuées reflètent bien la dépendance de celui-ci vis-à-vis de la teneur en eau de la surface du sol par l'intermédiaire de l'albedo.

En effet la teneur en eau de surface joue sur 20 à 25 % ($\simeq 100 \text{ W/m}^2$) du maximum journalier de rayonnement net. Celui-ci diminue au fur et à mesure que la surface du sol devient sèche. La figure 4.2.a montre au moins quatre séquences de ce type qui suivent respectivement, l'irrigation et les pluies du 29 Juillet, du 14 Août et du 25 Août.

4.3.2 Bilan d'énergie

A Flux de chaleur sensible H

L'appareil que nous utilisons pour la mesure des fluctuations du vent (cf 3.2.3) peut être endommagé au contact de l'eau. En plus de quelques pannes et par mesure de précaution nous avons préféré le retirer du terrain à chaque fois qu'il y'avait risque de pluie. La série de mesure de flux de chaleur sensible présente donc des lacunes à l'échelle journalière (figure 4.4).

Afin de compléter cette série de mesures nous avons tenté d'utiliser une relation semi-empirique liant le flux de chaleur sensible journalier à l'écart de température entre la surface du sol et une certaine altitude dans l'atmosphère par l'intermédiaire d'une régression linéaire (*Jackson et al., 1977; Seguin et al., 1982*):

$$H_j = A + B(Ts_j - Ta_j)_{13h} \quad (4.5)$$

avec

- H_j : flux de chaleur sensible au jour j (W/m^2).
- Ts_j : température de surface au jour j à 13h (heure solaire) ($^{\circ}C$).
- Ta_j : température de l'air à une altitude donnée dans l'atmosphère ($^{\circ}C$).
- A et B : coefficients de la régression.

La pente de cette droite de régression est sensible à la longueur de rugosité z_0 du sol. Cette sensibilité est d'autant plus forte que z_0 est petit (*Riou et al, 1988; Lagouarde, 1990; Chanzy, 1991*); *Chanzy et al, 1994* (figure 4.6).

Dans notre cas, le travail du sol et l'irrigation intensive qui ont précédé les mesures ont considérablement aplani la surface de la parcelle. Dans une situation situation similaire, *Passerat et al., (1989)* ont calculé une longueur de rugosité $z_0 = 0.175$ mm. Nous nous attendons donc à une pente B estimée très faible.

En effet, à l'aide des mesures disponibles, nous avons obtenu une régression linéaire entre les flux de chaleur sensible et l'écart des températures entre la surface du sol et une altitude de 1 m mesuré à 13 h. Cette régression est caractérisée par une ordonnée à l'origine $A = 0.547$ mm/j, une pente $B = 0.048$ mm/j/ $^{\circ}C$ et un coefficient de corrélation de $r = 0.67$ (figure 4.5).

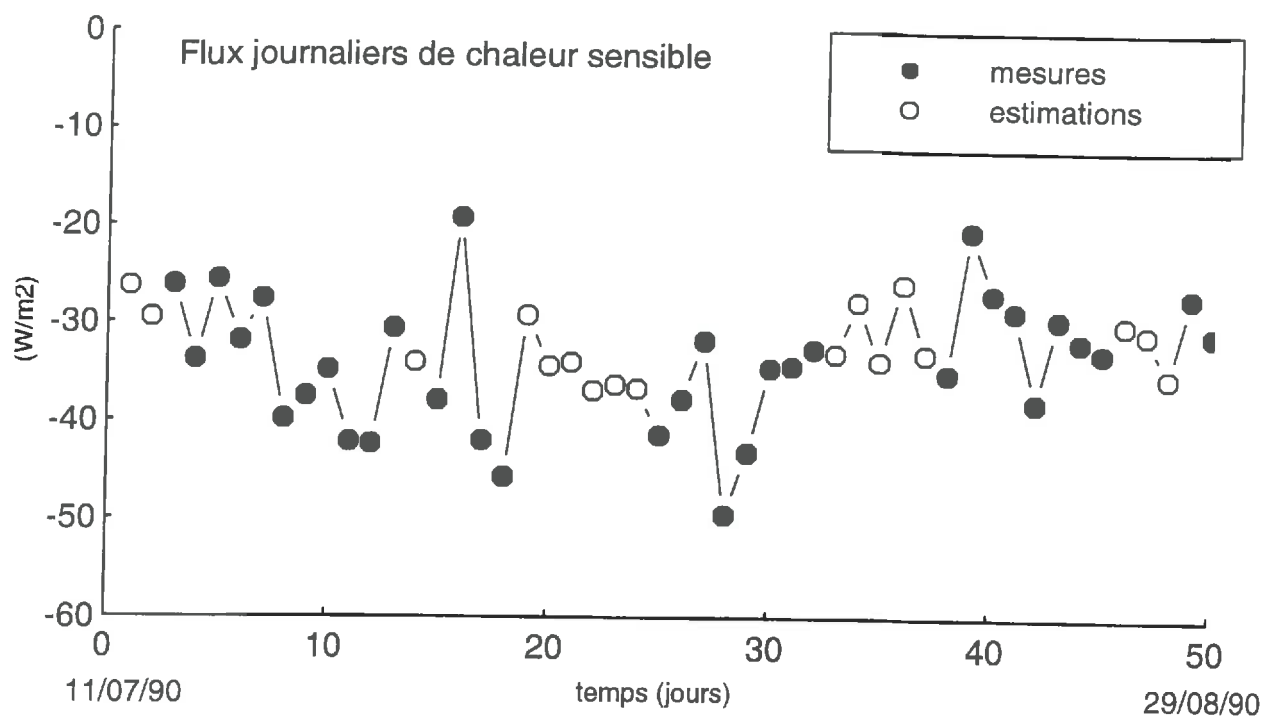


Figure 4.4: flux journaliers de chaleur sensible. Les symboles pleins correspondent aux mesures et ceux vides valeurs reconstituées.

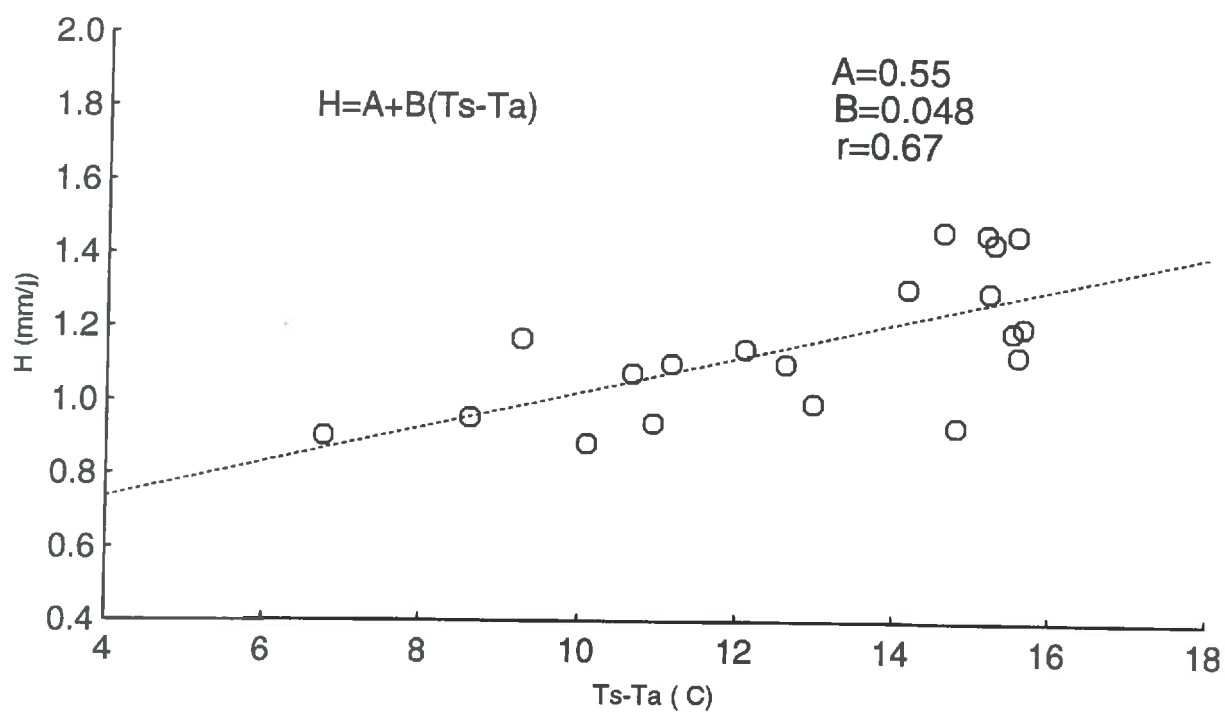


Figure 4.5: régression linéaire entre les flux journaliers de chaleur sensible et l'écart de température entre la surface du sol et une altitude de 1 m à 13 h.

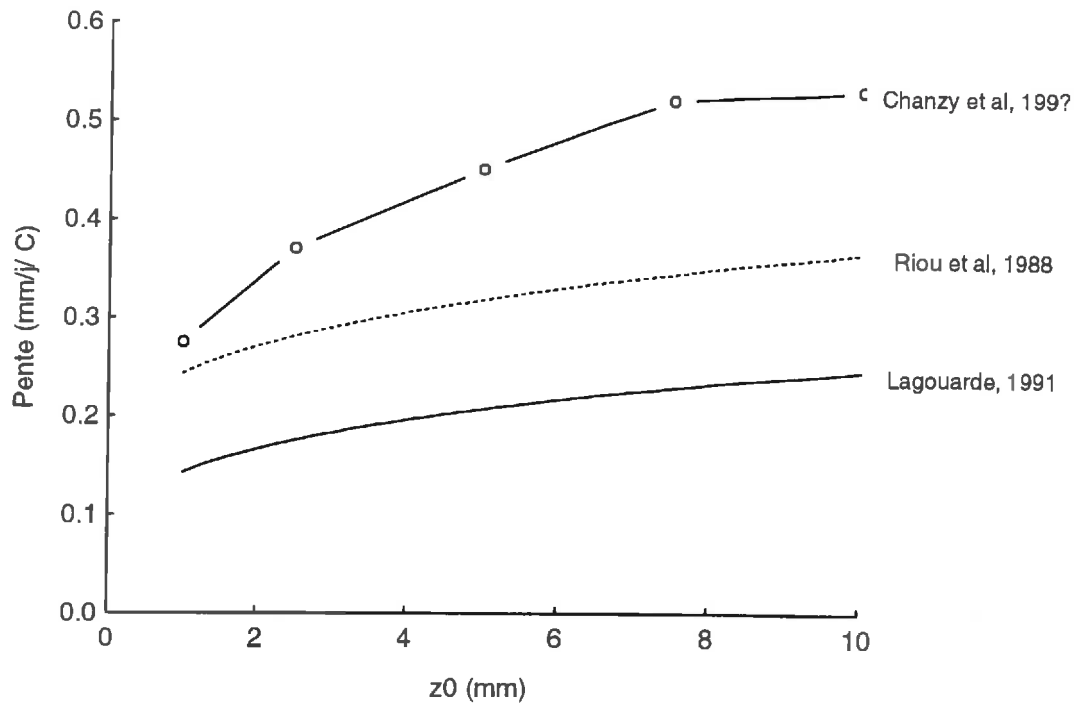


Figure 4.6: évolution de la pente B en fonction de la longueur de rugosité z_0 .

La pente B estimée est environ cinq fois plus petite que celle obtenue par Récan (1982) et Seguin (1983) qui est égale à $0.25 \text{ mm/j/}^\circ\text{C}$. Les résultats obtenus par ces derniers concernent des sol nus dont la longueur de rugosité est estimée à 1 mm .

Les flux journaliers de chaleur sensibles estimés à l'aide de cette relation sont présentés à la figure 4.5.

B Flux de chaleur dans le sol G

Nous avons calculé le flux de chaleur dans le sol (G) à partir des profils de températures en utilisant l'équation de conservation de chaleur dans le sol :

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = -C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.6)$$

avec Q : flux de chaleur (W/m^2).
 T : température (K).
 C : capacité calorifique volumique du sol ($J m^{-3} K^{-1}$).
 z, t : cote dans le sol (m) et temps (s).

En intégrant cette équation entre deux niveaux z_s : en surface et z_p : en profondeur nous obtenons :

$$Q(z_s) = G = Q(z_p) - \frac{d}{dt} \int_{z_p}^{z_s} CT(z, t) dz \quad (4.7)$$

le calcul de G nécessite donc l'estimation de la capacité calorifique volumique C et du flux de chaleur en profondeur $Q(z_p)$.

La capacité calorifique du sol est estimée à l'aide du modèle de De Vries (1963) où elle s'exprime comme la combinaison linéaire des capacités volumiques des différents constituants du sol. Si nous négligeons la capacité calorifique volumique de l'air devant celles de l'eau et des minéraux nous pouvons écrire :

$$C = C_s \frac{V_s}{V_t} + C_w \frac{V_w}{V_t} \quad (4.8)$$

avec C_s : capacité calorifique volumique du solide ($J m^{-3} K^{-1}$).
 C_w : capacité calorifique volumique de l'eau ($J m^{-3} K^{-1}$).
 V_s, V_w, V_t : volumes du solide de l'eau et le volume total (m^3).

Nous estimons le flux de chaleur en profondeur $Q(z_p)$ à l'aide de l'équation de Fourier :

$$Q(z_p) = -\lambda(\theta, z_p) \left[\frac{dT}{dz} \right]_{z_p} \quad (4.9)$$

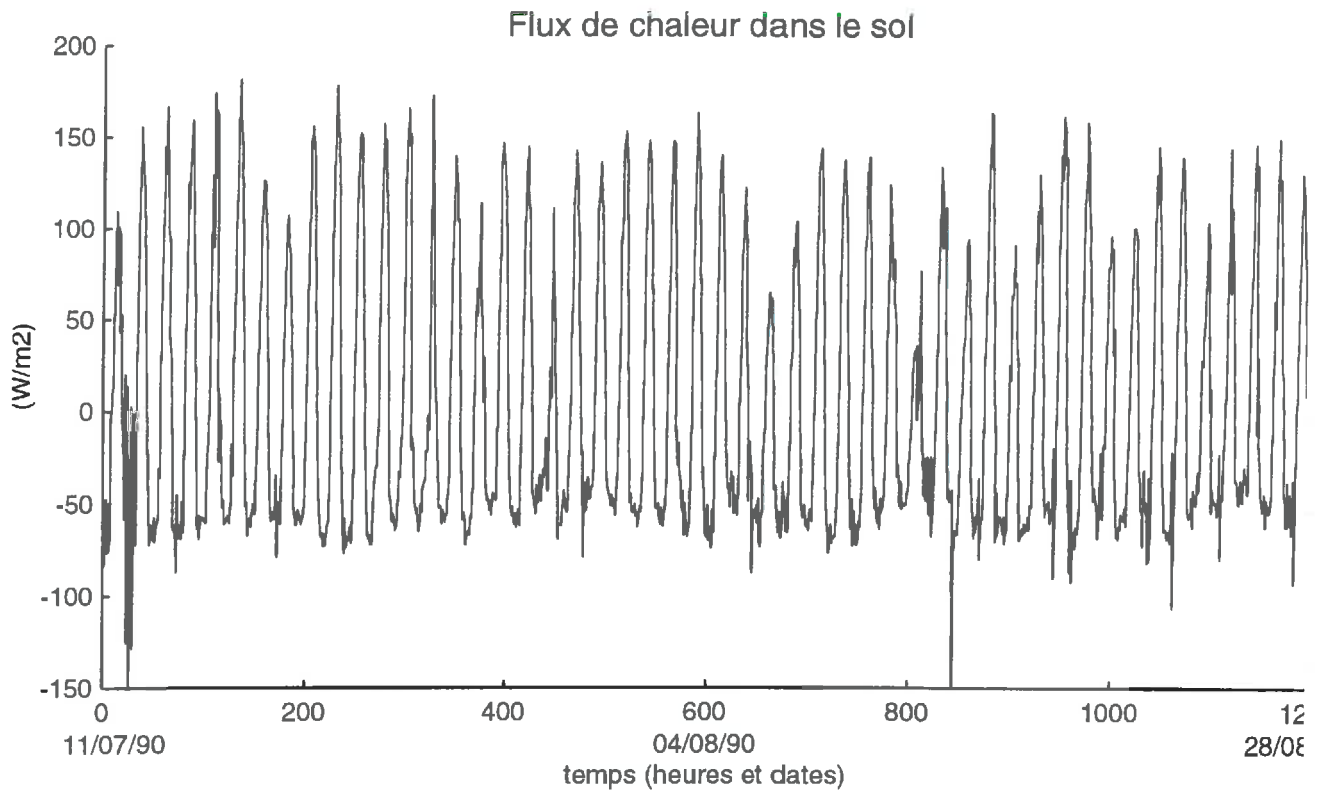


Figure 4.7 : flux horaires de chaleur dans le sol.

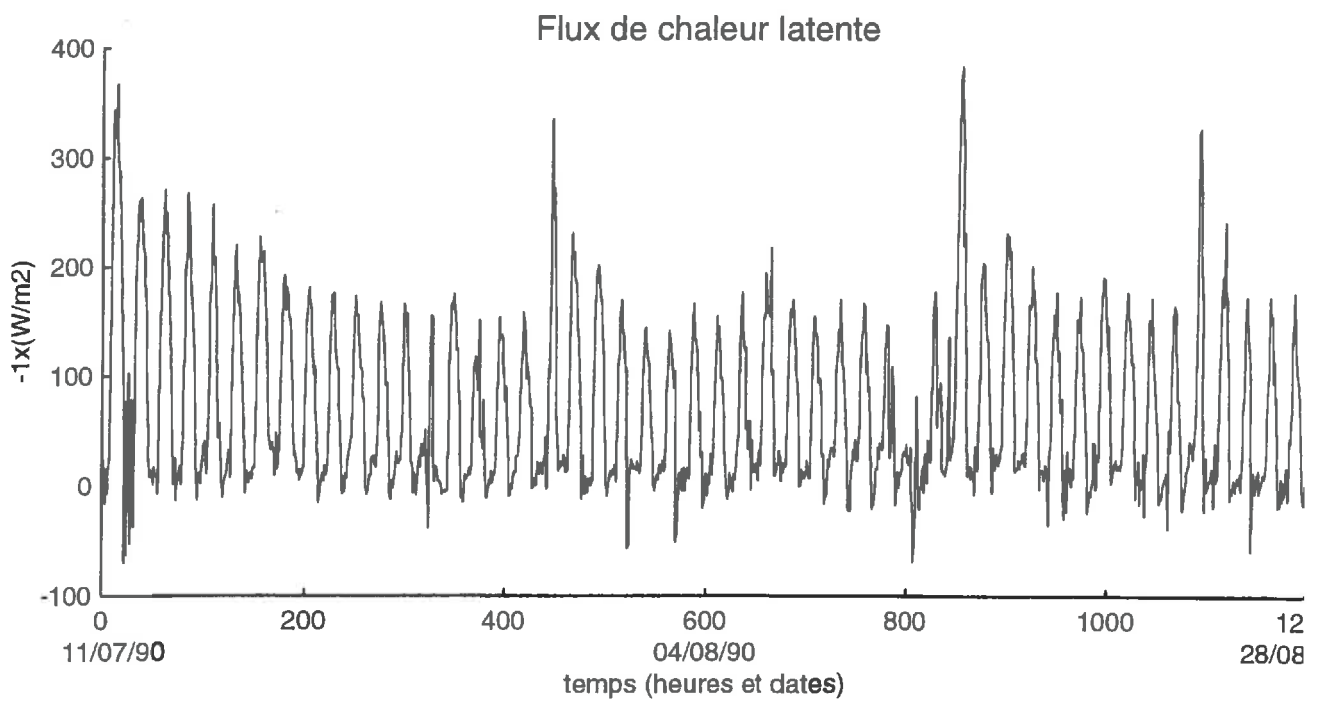


Figure 4.8 : flux horaires de chaleur latente (W/m²).

où $\lambda(\theta, z_p)$ est la conductivité thermique en profondeur qui dépend essentiellement de l'humidité volumique θ . Les faibles variations de cette dernière au cours du temps nous permettent d'avoir une bonne estimation de $Q(z_p)$. Les flux de chaleur dans le sol ainsi calculés sont présentés à la figure 4.7

C Flux de chaleur latente

Le flux de chaleur latente est déduit de l'expression du bilan d'énergie (cf 2.1.3) de la manière suivante :

$$LE = -Rn - H - G \quad (4.10)$$

où

- LE : flux de chaleur latente (W/m^2).
- Rn : flux de rayonnement net (W/m^2).
- H : flux de chaleur sensible (W/m^2).
- G : flux de chaleur dans le sol (W/m^2).

Les flux horaires de chaleur latente ainsi obtenus sont présentés à la figure 4.8. A l'échelle journalière, ces derniers suivent une cinétique semblable à celle du rayonnement net mais encore d'avantage liée à l'état hydrique du sol.

Vers la fin de chaque séquence de dessèchement, le sol semble atteindre un régime hydrique journalier stationnaire avec un flux d'évaporation de d'environ 1.7 mm/j (50 W/m^2) que lui assure la réserve d'eau du sol.

Un exemple de variation horaire des quatres termes du bilan d'énergie est présenté à la figure 4.9. L'évolution moyenne des flux sur 50 jours est présentée à la figure 4.10. Les principales constatations que nous tirons de ce bilan sont le faible poids du flux de chaleur dans le sol G par rapport aux autres termes et la quasi-constance du flux de chaleur sensible.

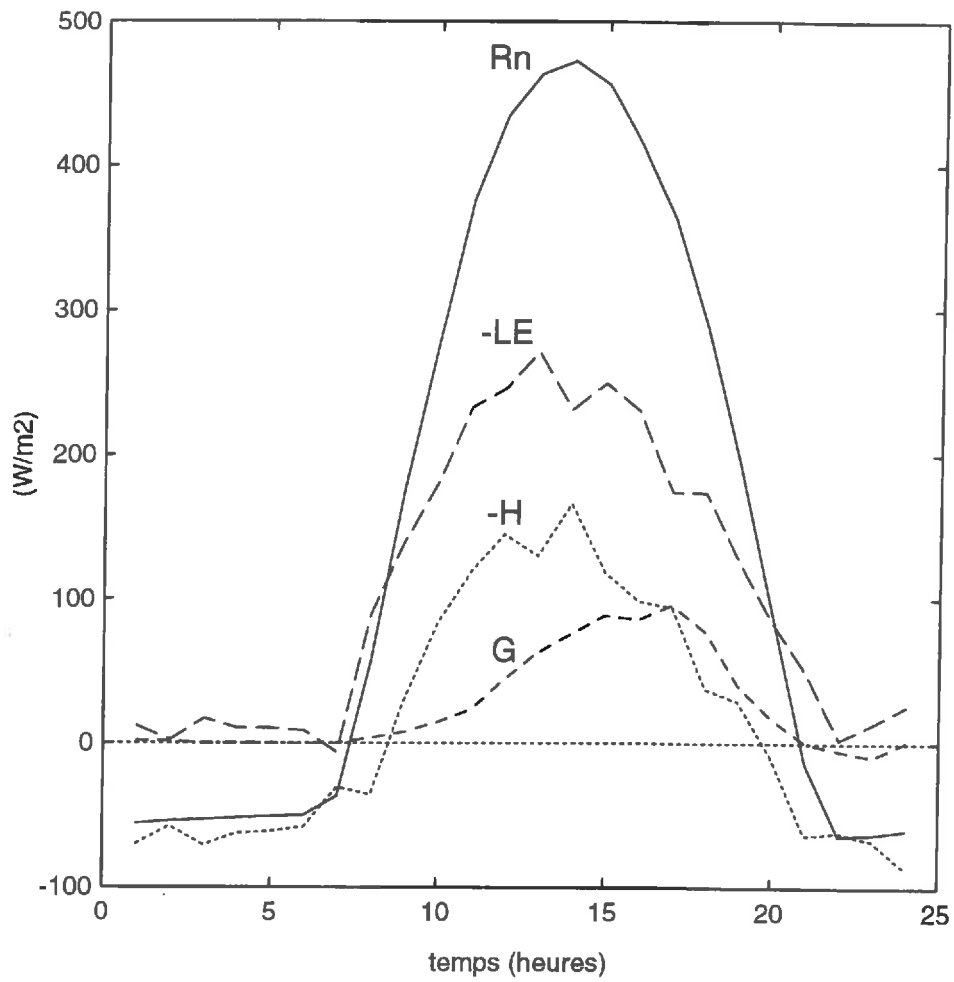


Figure 4.9: termes du bilan d'énergie à l'échelle horaire: exemple de la journée du 12-07-90.

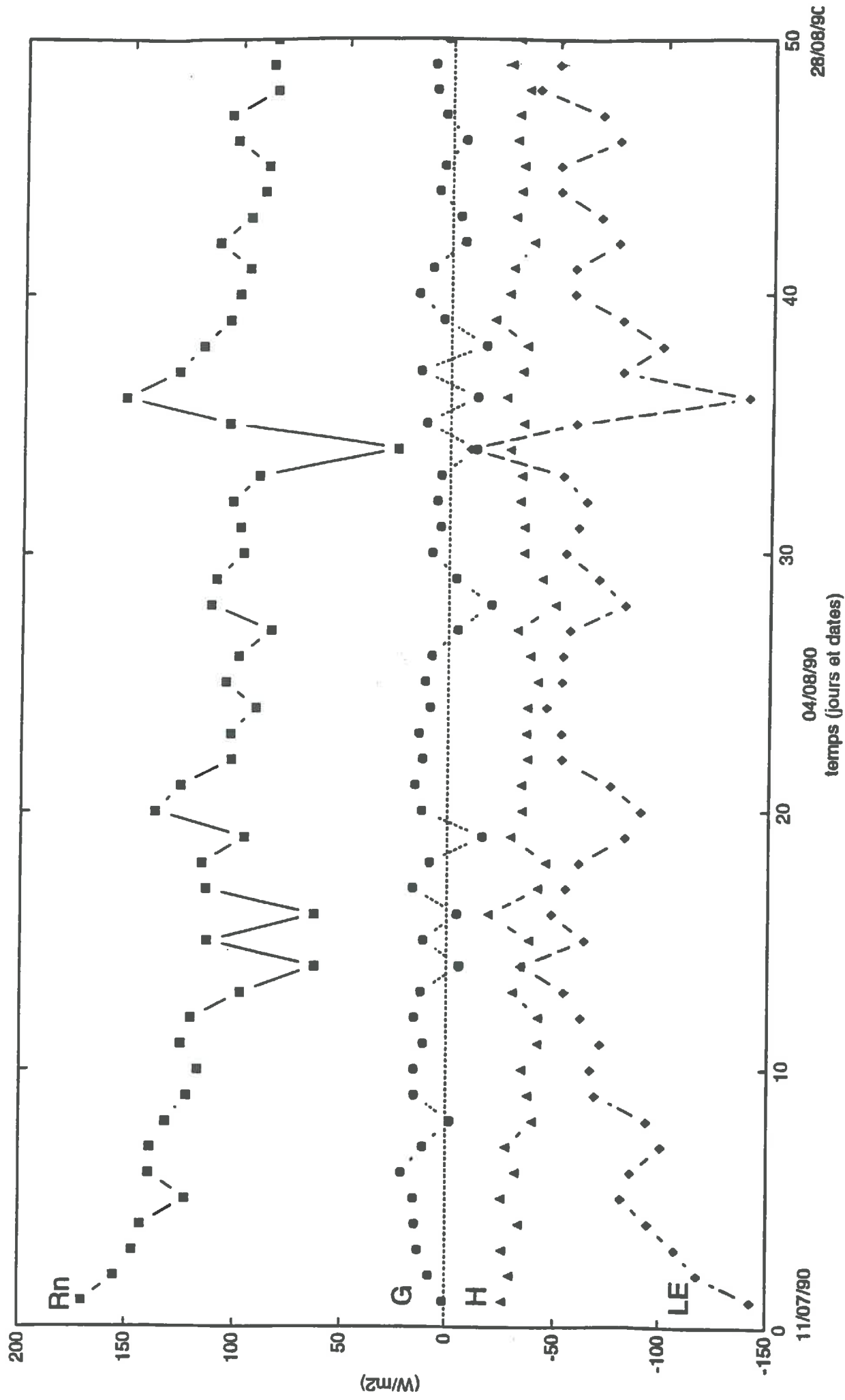


Figure 4.10: l'évolution journalière des quatre termes du bilan d'énergie le long de l'expérience, le jour 1 correspondant au 11/07/90. Rn : flux de rayonnement net; H : flux de chaleur sensible; G : flux de chaleur dans le sol; LE : flux de chaleur

Intanta

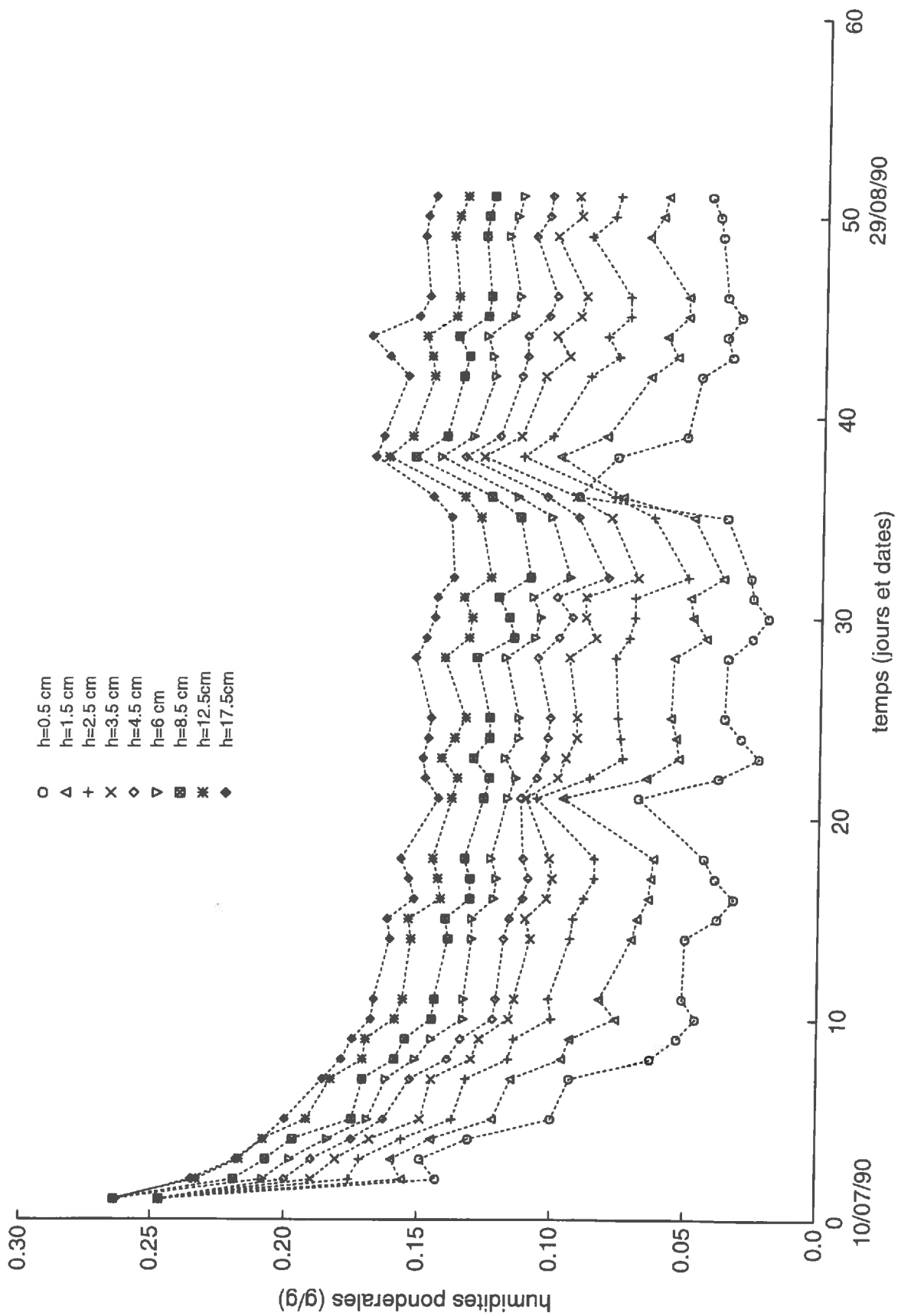


Figure 4.11: évolution au cours du temps des teneurs en eau pondérales à différentes profondeurs.

4.4 Données hydriques et énergétiques du sol

4.4.1 Humidités gravimétriques

Comme le montre la figure 4.11 les teneurs en eau gravimétriques mesurées suivent une cinétique d'assèchement qui s'atténue au cours du temps avant d'atteindre un état quasi-stationnaire. Cette cinétique a été plus ou moins réinitialisée avec les événements pluvieux rencontrés (29 Juillet, 14 et 25 Août).

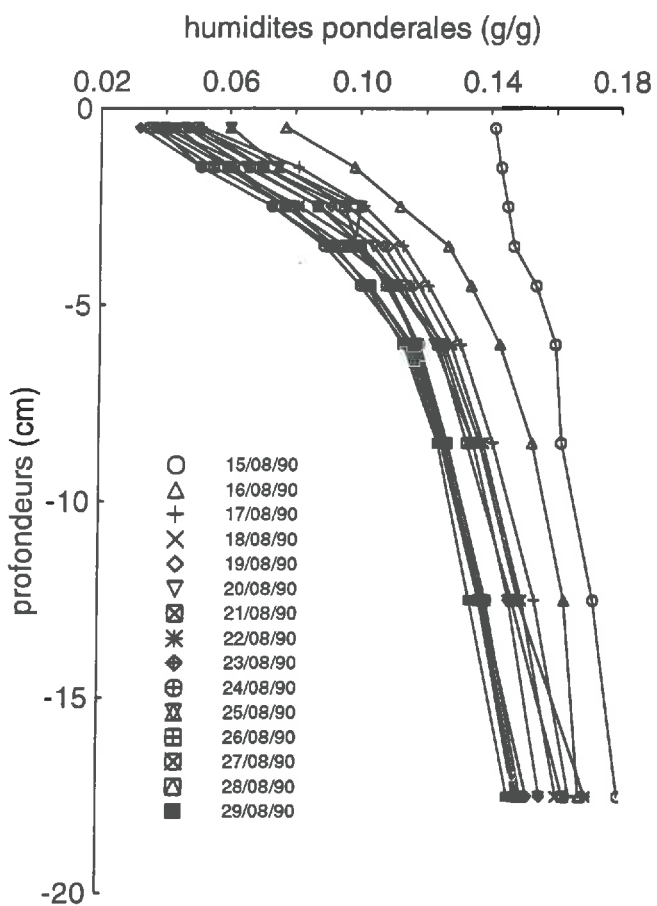
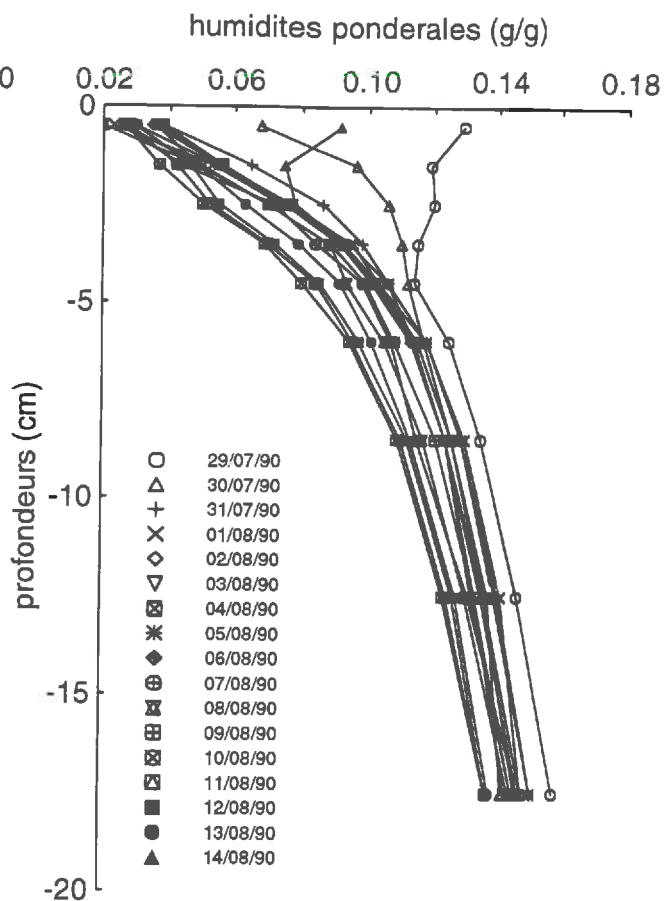
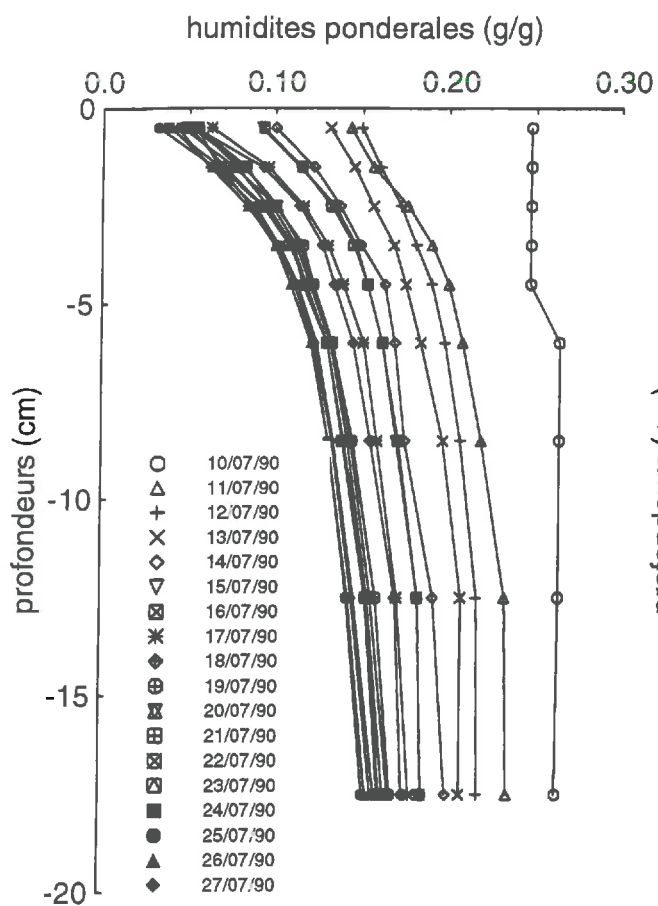
4.4.2 Humidités neutroniques

Les mesures neutroniques d'humidité se sont avérées systématiquement incohérentes avec le reste des mesures. Nous relierons ces incohérences à la non-représentativité de la parcelle par les deux sites de mesures neutroniques. En effet les alentours immédiats des deux tubes installés (cf 3.2.2-figure 3.2) ont été piétinés au début de l'expérimentation, ce qui a modifié les propriétés hydrauliques de la couche superficielle du sol autour des tubes. Celle-ci est devenue plus imperméable aux transferts d'eau dans les deux sens (infiltration-évaporation). Nous avons constaté qu'après chaque pluie les mesures neutroniques sous-estimaient l'humectation du sol de 3 à 4 % d'humidité pondérale par rapport aux mesures gravimétriques.

Par mesure de précaution nous préférons ignorer ces mesures neutroniques biaisées et nous nous contenterons des mesures de teneurs en eau gravimétriques lors de l'estimation des propriétés hydrodynamiques du sol ainsi que pour la comparaison modèle-expérience.

4.4.3 Températures dans le sol

Pour des raisons de clarté nous ne présentons ici qu'une partie des mesures de températures dans le sol (figures 4.13 et 4.14). Nous remarquons que l'influence du cycle de température jour-nuit devient négligeable à partir d'une profondeur de 40 cm avec une température moyenne de 20 °C. L'amplitude des oscillations de température de surface varient entre 20 et 30 °C durant les cinquante jours de mesures (annexe E).



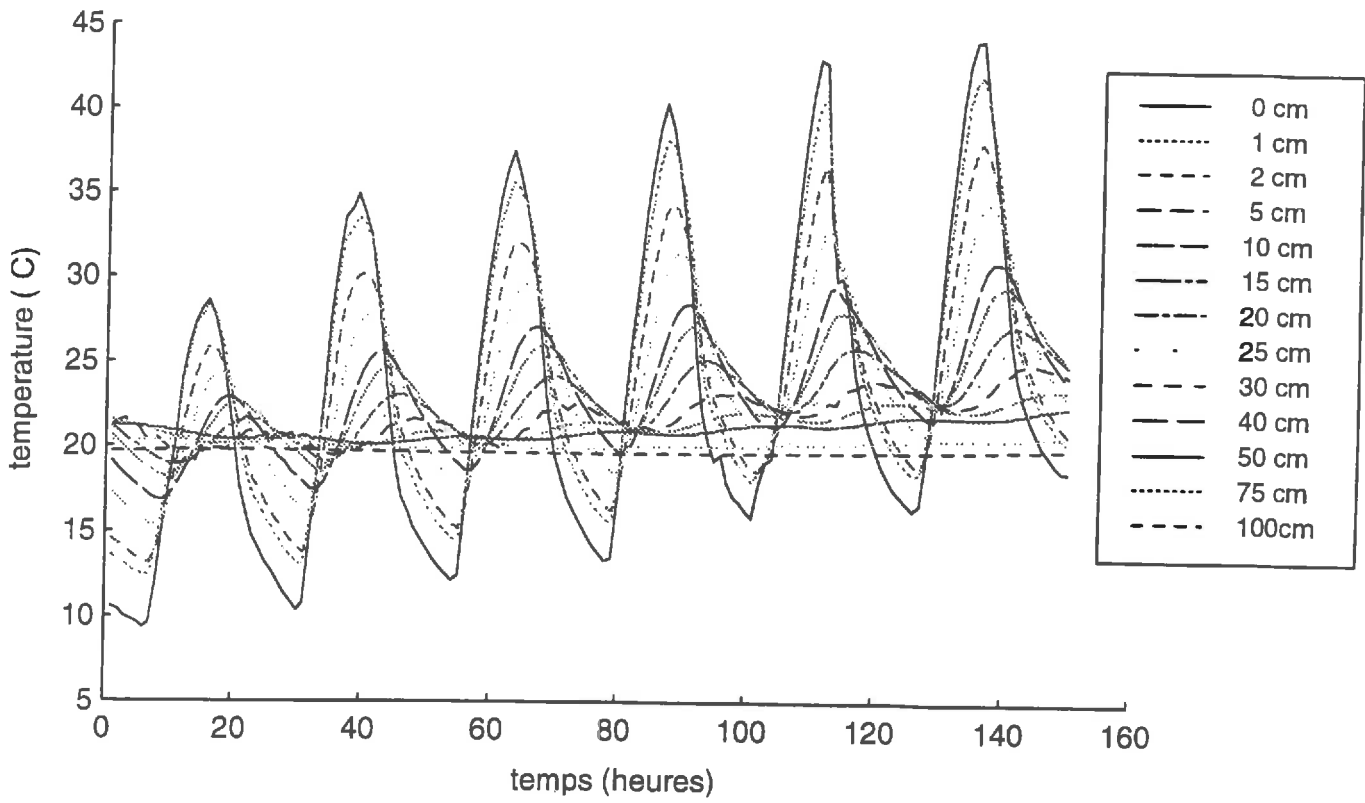


Figure 4.13: évolution au cours du temps des températures à différentes profondeurs dans le sol.

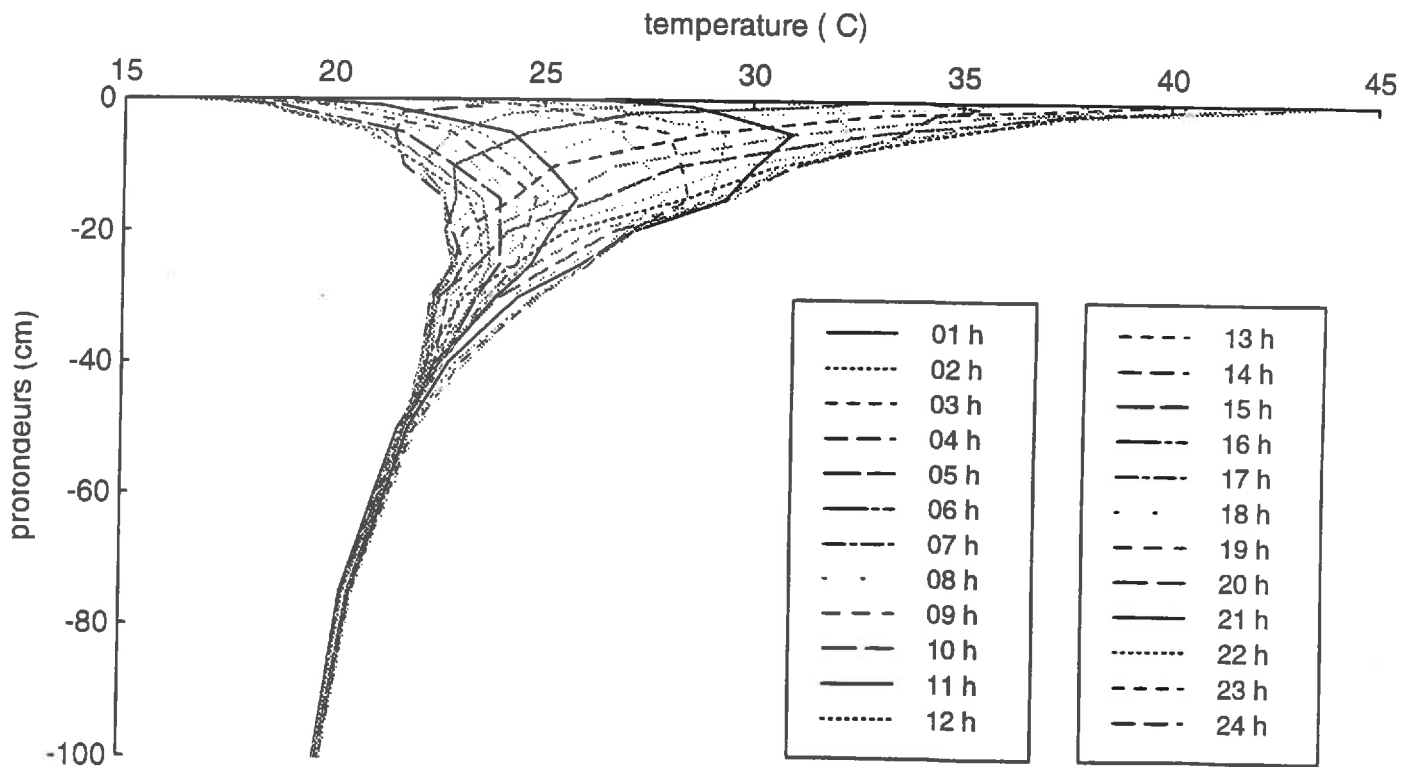


Figure 4.14: profils horaires de températures de la journée du 12-07-90.

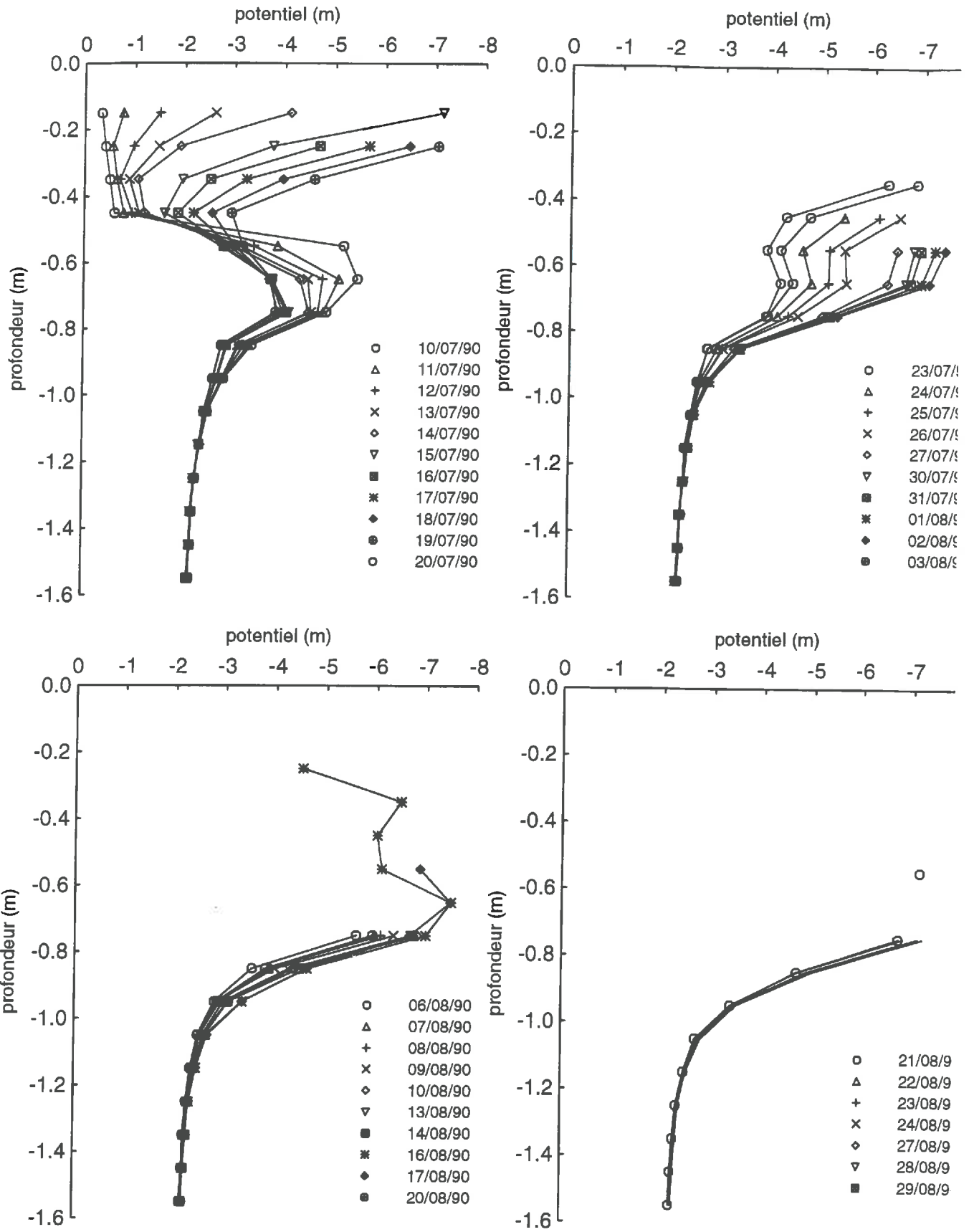


Figure 4.15: évolution des profils de potentiels.

Nous notons aussi un réchauffement progressif du sol, principalement dû aux pertes en humidité pendant les premiers jours d'évaporation. Les températures en surface du sol sont sensibles à la vitesse du vent et chutent avec le passage du mistral (annexe E).

Les gradients de température dans les couches de surfaces sont souvent assez forts en milieu de journée et pourraient de jouer un rôle important dans le développement des profils d'oxygène-18 et du deutérium dans le sol.

4.4.4 Potentiels hydriques

Les profils de potentiel obtenus sont présentés à la figure 4.15 Dès le 10/07/90 et dans la limite des potentiels mesurés ($\Psi > -8 \text{ m}$) nous pouvons distinguer la présence de deux plans de flux nul. Ceux ci se rejoignent progressivement au cours du temps et finissent par disparaître vers le 27/07/90. Nous remarquons que l'influence de la pluie du 14 Août sur les profils de potentiel s'est faite sentir jusqu'à environ 60 cm de profondeur.

A la figure 4.16 nous avons présenté l'évolution au cours du temps des potentiels à différentes profondeurs. Nous remarquons qu'à partir d'un mètre de profondeur ces derniers sont quasi-constants au cours du temps. La troncature des profils de potentiels vers les couches de surface (figure 4.15) est due au désamorçage des tensiomètres en dessous d'un potentiel d'environ -8 m dans l'eau du sol. Sur toute la série des mesures, ceci était pratiquement le cas dans les premiers 15 à 20 cm de profondeur (cf 4.4.2). Comme nous ne disposons pas de mesures suffisante et fiables de teneurs en eau au delà de cette profondeur, l'estimation de la relation potentiel-teneur en eau n'est pas possible.

4.5 Caractéristiques physiques du sol

4.5.1 Albedo du sol: $a(\theta/n)$

Passerat De Silans *et al.*, 1989 ont établi sur la même parcelle expérimentale, et dans des conditions de rugosité de surface similaires, une relation entre l'albedo du sol

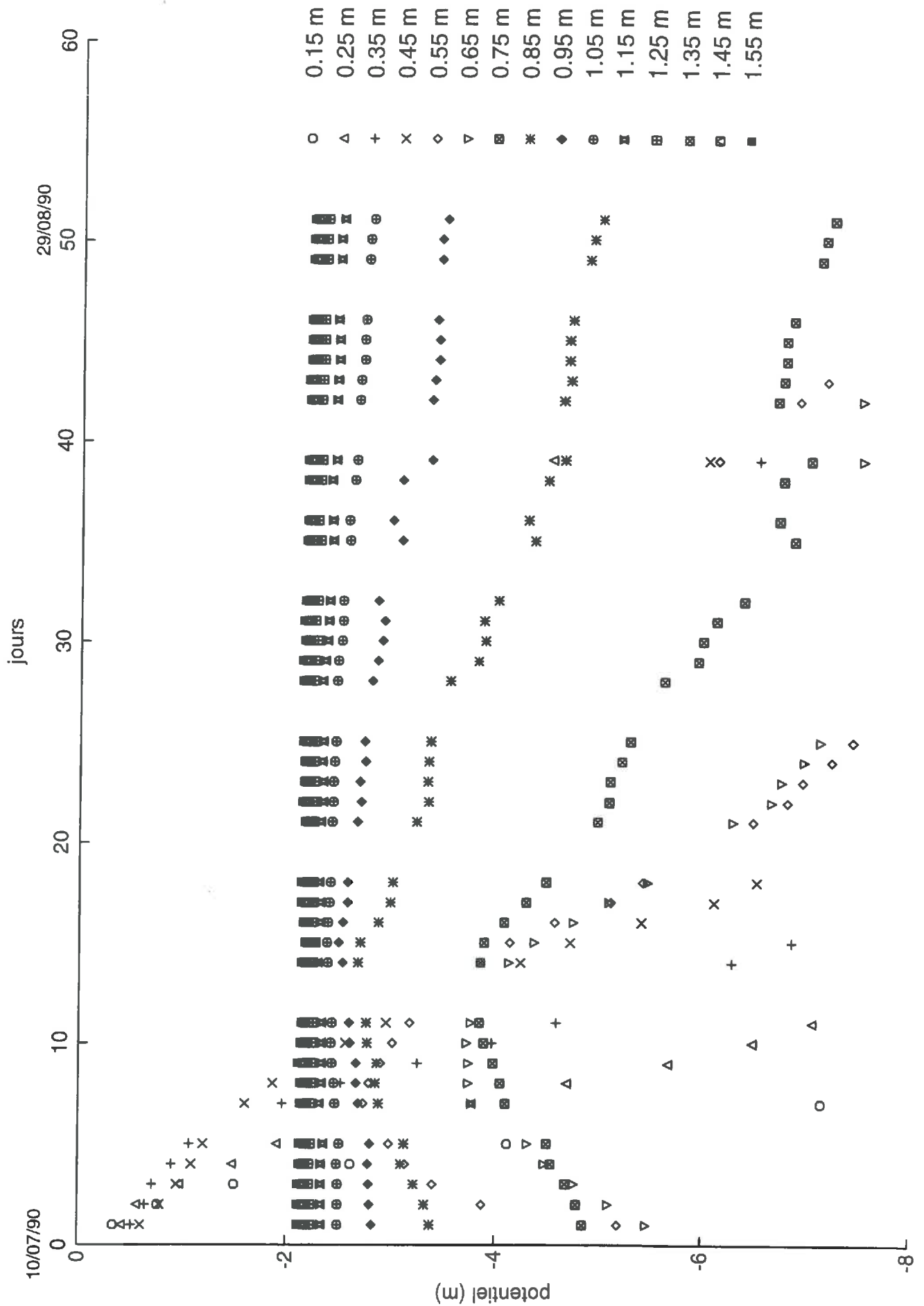


Figure 4.16: évolution au cours du temps des potentiels à différentes profondeurs dans le sol

et le rapport : θ/n , θ étant la teneur en eau volumique et n la porosité. Cette relation est calculée à partir des mesures des radiations solaires incidentes et réfléchies en éliminant l'effet de l'angle solaire (*Bartman, 1980*).

Passerat De Silans *et al.*, 1989 relie l'albedo normalisé à la teneur en eau volumique avec l'expression suivante :

$$\begin{cases} a = 0.40 - 0.32(\theta/n) & \text{pour } \theta/n < 0.5 \\ a = 0.24 & \text{pour } \theta/n \geq 0.5 \end{cases} \quad (4.11)$$

4.5.2 Hauteur des aspérités de la surface du sol

La figure 4.18 montre les cinq profils mesurés de l'hauteur des aspérités de surface h_0 . Ces résultats mettent en évidence l'existence d'une surface relativement lisse. En corrigeant les dérives de pente et en ignorant les fissures nous calculons une moyenne des écart-types des h_0 d'environ 3.4 mm.

Nous notons à cette occasion que les fissures observées atteignent parfois une profondeur de plusieurs centimètres dans le sol. Ces dernières ont été évitées lors du prélèvement des échantillons de sol. Toutefois leur présence peut constituer une source de dérive au modèle à la surface du sol en période sèche. En effet, la non prise en compte des fissures dans la modélisation peut conduire à une sous-estimation des transferts en phase gazeuse à la surface du sol. Ceux-ci étant amplifiés par des transferts horizontaux sol-fissure.

4.5.3 Longueur de rugosité aérodynamique z_0

Une bonne détermination de la longueur de rugosité aérodynamique z_0 nécessite la mesure des profils de vent dans la basse couche atmosphérique. En l'absence de telles mesures, nous avons rencontré dans la littérature des alternatives plus simples, en effet, il existe plusieurs relations empiriques reliant z_0 à la hauteur moyenne des aspérités de surface h_0 . Cependant la plupart de ces relations ont été établies pour des surfaces bien rugueuses (*Brutsaert, 1982*) et risquent de pas être applicables dans le cas de notre expérimentation.

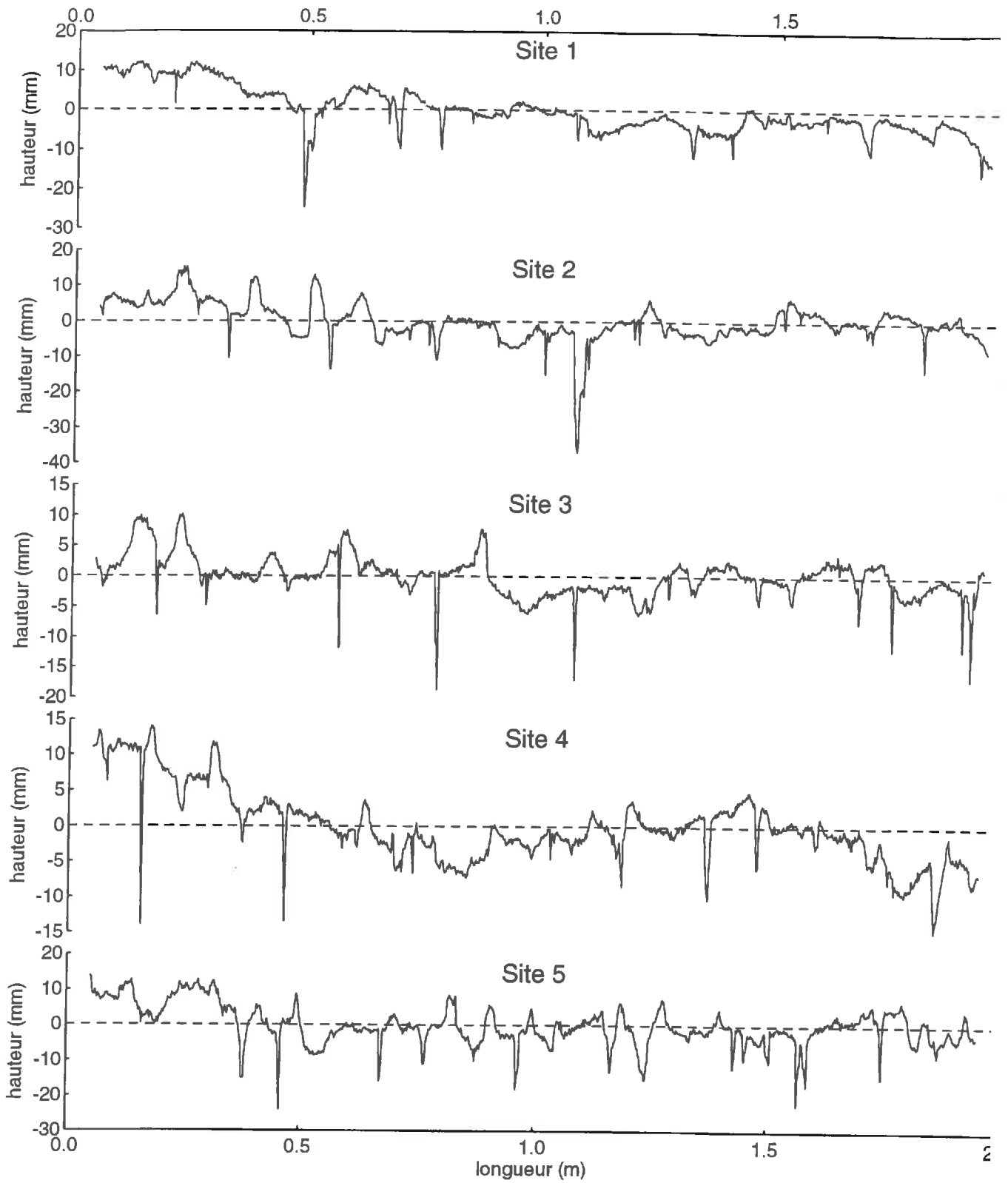


Figure 4.17: *profils d'hauteur d'aspérités de surface*

Passerat *et al.*, (1989) ont estimé un $z_0 = 0.175 \text{ mm}$ à partir de l'analyse des profils de vent sur la même parcelle que la notre et avec un état de surface similaire. Lors de la mise au point du modèle nous ajusterons une longueur de rugosité z_0 à nos données et nous la comparerons avec celle estimée par Passerat *et al.*, (1989). Puis nous donnerons son rapport avec la hauteur des aspérités de surface mesurée h_0 .

4.5.4 Masse volumique sèche

Les résultats des mesures de masse volumique sèche sont présentés par la figure 4.18. Sur les cinq profils mesurés dans la couche travaillée, entre 0 et 20 cm de profondeur, nous observons une variabilité spatiale assez importante. Celle ci peut engendrer une variabilité dans les propriétés hydrodynamiques et thermiques du sol. Les résultats obtenus entre 20 et 160 cm de profondeur sont en cohérence avec des mesures antérieures effectuées par Witono et Bruckler (1989) sur le même site et présentent une faible variabilité spatiale.

Au sein du modèle et pour chaque élément fini, nous utiliserons des masses volumiques sèches interpolées entre ces mesures.

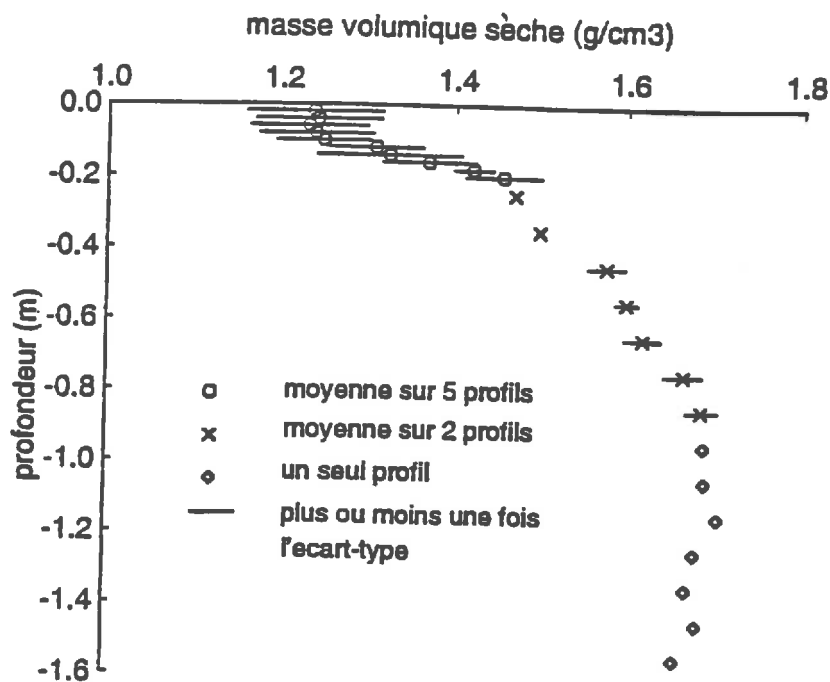


Figure 4.18: masse volumique sèche : les traits horizontaux correspondent à \pm l'écart-type.

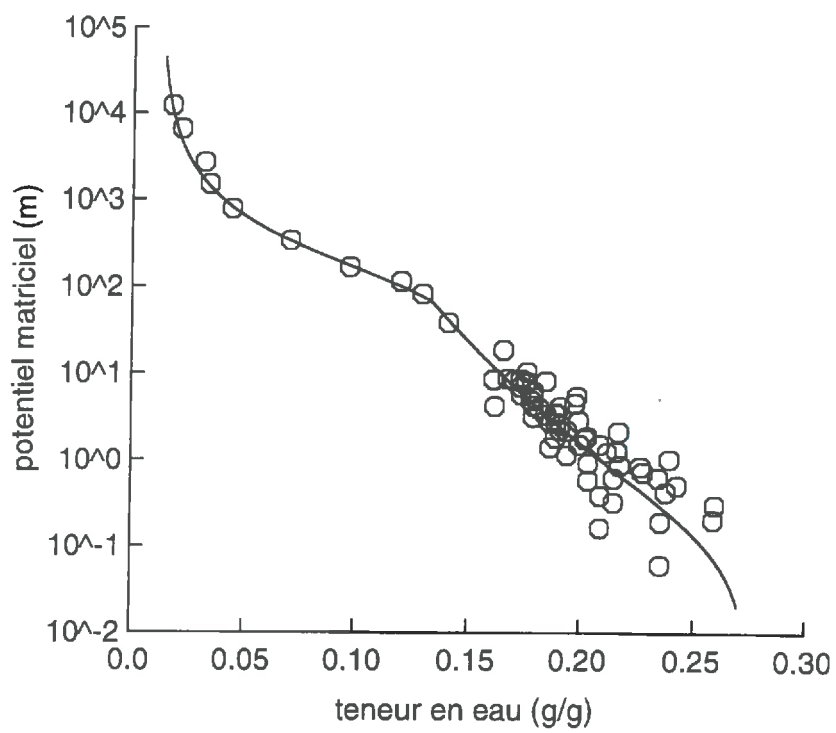


Figure 4.19: relation teneur en eau massique - potentiel matriciel.

4.5.5 Relation potentiel-teneur en eau massique $\Psi(w)$

A défaut de mesures simultanées de teneur en eau et de potentiels dans une même couche de sol (cf 4.4.1 et 4.4.4) nous utiliserons une relation : potentiel matriciel-teneur en eau massique établie à partir des mesures de terrain et de laboratoire (figure 4.19)

Afin d'élargir la gamme des données expérimentales vers les faibles teneurs en eau des mesures ont été effectuées sur des échantillons remaniés, avec la presse de Richard pour des potentiels de 0 à 1000 m et des mesures d'équilibre en phase gazeuse pour des potentiels de 1000 à 20000 m.

Deux relations analytiques du type proposé par Van Genuchten, (1980) ont été ajustées aux points expérimentaux pour deux domaines de teneur en eau massique :

$$\frac{w_s - w}{w_s - w_r} = \left(\frac{1}{1 + (\alpha\Psi)^n} \right)^m \quad (4.12)$$

w_s : teneur en eau à saturation (g/g)

où w_r : teneur en eau résiduelle (g/g)

α (m^{-1}), n et m : des coefficients numériques avec $m = 1 - \frac{1}{n}$ et $n > 1$

Les paramètres correspondant à ces relations sont présentés par le tableau 4.3.

$w(g/g)$	entre 0.000 et 0.133	entre 0.133 et 0.275
$w_s(g/g)$	0.153	0.285
$w_r(g/g)$	0.000	0.000
α	0.0130	11.970
n	1.295	1.114

Tableau 4.3: les coefficients correspondant aux deux relations de Van Genuchten utilisées

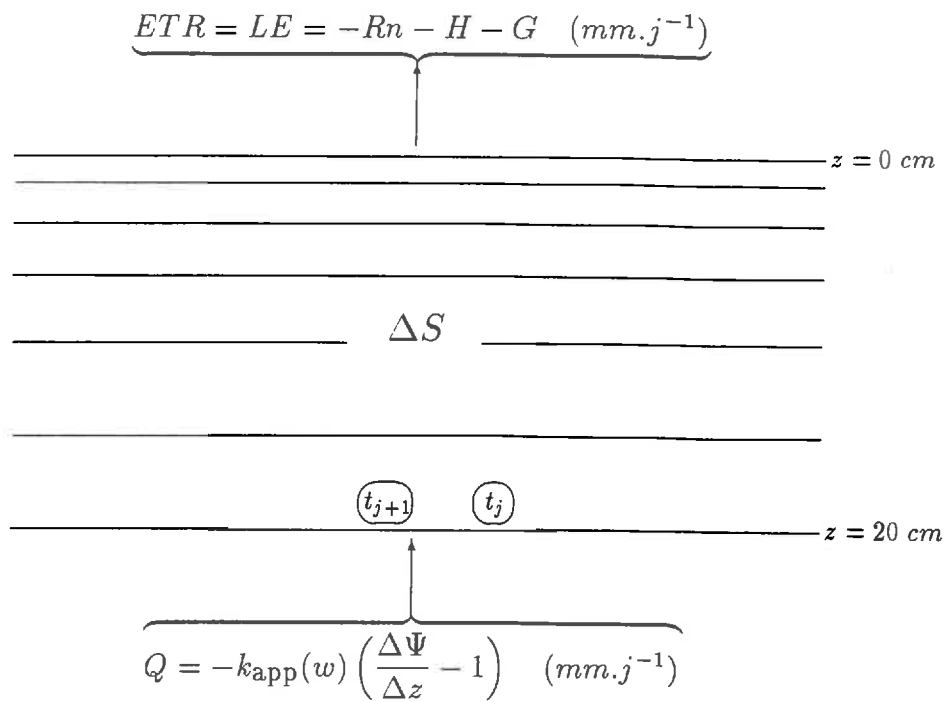


Figure 4.20 : schématisation de la méthode de calcul de la conductivité hydraulique apparente.

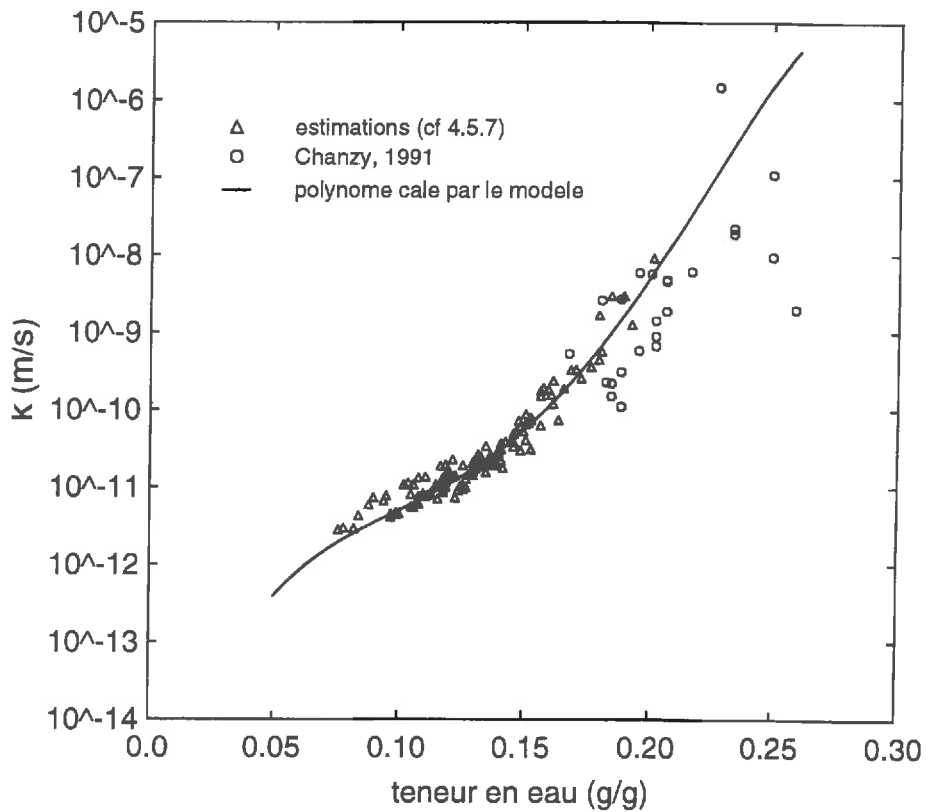


Figure 4.21 : conductivité hydraulique apparente.

4.5.6 La conductivité hydraulique apparente

Nous ne pouvons pas appliquer la méthode du plan de flux nul pour estimer $k_{\text{app}}(w)$, car ce dernier se situe (cf 4.4.4) bien en dessous de la couche où nous disposons des mesures de teneurs en eau (0 à 20 cm). (cf 4.4.1). Par contre, nous disposons des flux de chaleur latente (LE) à la surface du sol que nous avons calculés à partir du bilan d'énergie (cf 4.2.9). En effet connaissant le flux d'évaporation à la surface du sol et la variation du stock dans la couche 0 – 20 cm nous pouvons calculer le flux d'eau à différentes profondeurs dans cette couche. La figure 4.20 schématise ce principe de calcul.

L'équation de conservation de masse entre la surface du sol et une profondeur z peut s'écrire :

$$\Delta S = -k_{\text{app}}(w) \left(\frac{\Delta \Psi(w)}{\Delta z} - 1 \right) - LE \quad (\text{mm.j}^{-1}) \quad (4.13)$$

où w est la teneur en eau massique, ΔS est la variation de stock d'eau, $k_{\text{app}}(w)$ est la conductivité hydraulique apparente (inclut les transferts liquides et gazeux) et la seule inconnue de l'équation (4.13) et $\Psi(w)$ est obtenu à partir de la relation potentiel-teneur en eau (cf 4.5.5).

Afin de minimiser les erreurs dans cette estimation, nous avons ignoré les données qui correspondent aux journées sans mesure de flux de chaleur sensible.

Les résultats ainsi obtenus sont présentés à la figure 4.21, ils couvrent une gamme de teneurs en eau massiques comprise entre 0.03 et 0.23 g/g et sont en cohérence avec des mesures antérieures de conductivité hydraulique effectuées sur le même site (*Chanzy, 1991*) (figure 4.21). Nous avons ajusté un polynôme du quatrième degré à l'ensemble des valeurs estimées :

$$\log_{10}(k_{\text{app}}(w)) = a + b.w + c.w^2 + d.w^3 + e.w^4 \quad (4.14)$$

avec $a = -15.95$; $b = 117.82$; $c = -1210.09$; $d = 5879.5$; $e = -9099.92$.

4.5.7 Le coefficient de diffusion gazeuse : $D(\theta)$

Nous avons repris une relation expérimentale entre le coefficient de diffusion et la porosité libre à l'air (por_a) (*Bruckler et al. 1989a*) . Cette relation a été établie en laboratoire à partir de mesures du coefficient de diffusion gazeuse à 20 °C sur plusieurs sols de textures différentes :

$$D(\theta) = 0.229 \cdot 10^{-4} (por_a(\theta))^{2.248} \quad (4.15)$$

la porosité por_a étant calculée en fonction de la teneur en eau et en respectant le retrait-gonflement du sol.

4.5.8 La conductivité thermique apparente: $\lambda(\theta)$

Nous disposons des mesures horaires de températures à 13 niveaux de profondeurs dans le sol et d'une condition de flux nul en bas des profils, nous avons donc appliqué la méthode du stock thermique pour estimer la conductivité thermique apparente du sol. Ensuite, nous avons ajusté une expression analytique polynomiale du 3^{ème} degré à l'ensemble des points. Celle ci est présentée à la figure 4.22.

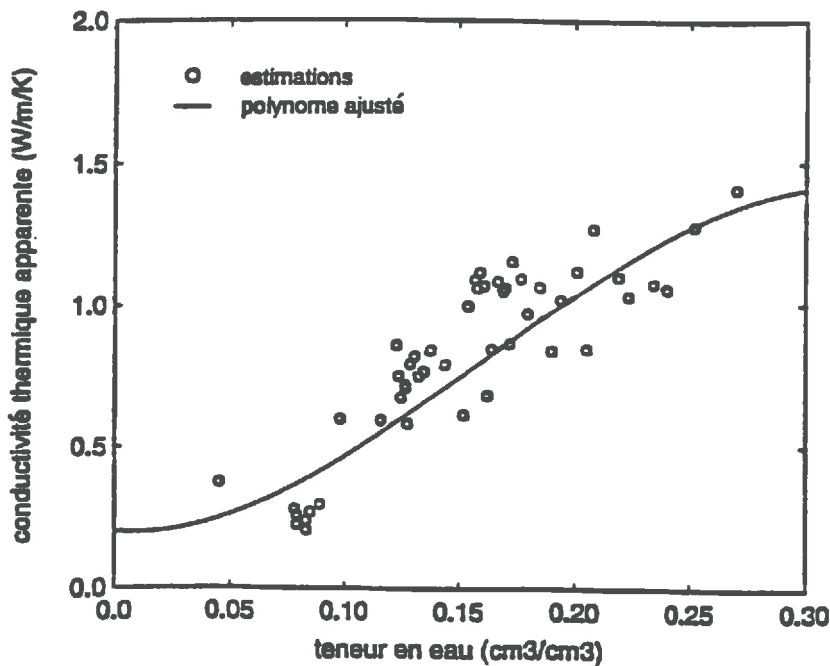


Figure 4.22: *conductivité thermique apparente.*

4.6 Données isotopiques

4.6.1 Profils de deutérium et d'oxygène-18 dans le sol

Nous présentons aux figures 4.23 et 4.24 les moyennes des profils mesurés en deutérium et en oxygène-18 à différentes dates ainsi que les écart-types correspondants. Nous constatons une variabilité spatiale assez importante avec des écart-types allant jusqu'à 5.7 ‰ pour le deutérium et 1.9 ‰ pour l'oxygène-18.

Vers la surface du sol les maxima journaliers en D et en ^{18}O augmentent rapidement pendant les premiers jours d'évaporation. Cette augmentation s'atténue avec le temps et les compositions isotopiques tendent vers des valeurs limites d'enrichissement ($\delta_D \approx -23$ ‰ et $\delta^{18}O \approx +5.5$ ‰). Ce n'est qu'à partir du 3 Août qu'on commence à observer un appauvrissement isotopique vers la surface du sol.

Jusqu'à 30 cm de profondeur, nous observons un minimum isotopique dû à l'eau d'irrigation qui avait un δ_D de -67.6 ‰ et un $\delta^{18}O$ de -9.45 ‰. Ce minimum s'enfonce légèrement dans le sol et disparaît progressivement avec le temps. L'enfoncement de ce minimum semble être pour une part importante un résultat de la variabilité spatiale. En effet, dans la couche du sol considérée (de 10 à 25 cm), les flux nets d'espèces isotopiques lourdes sont généralement ascendants (cf 5.3.3).

En profondeur, les compositions isotopiques en deutérium et en oxygène-18 ne varient pas d'une manière significative au cours de l'expérience. Nous les considérerons constantes en fonction du temps ($\delta_D = -55.9$ ‰ et $\delta^{18}O = -7.59$ ‰).

A priori, nous pouvons lier la variabilité spatiale observée à deux principales sources d'hétérogénéité :

- L'hétérogénéité dans les apports d'eau lors de l'irrigation initiale. Celle-ci peut s'expliquer d'une part par le ruissellement de l'eau vers les dépressions topographiques et d'autre part par des éventuelles hétérogénéités d'aspersion d'eau. Ceci est confirmé par le fait que les écarts types les plus grands coïncident avec la couche de sol correspondant à la frange d'eau infiltrée suite à l'irrigation.

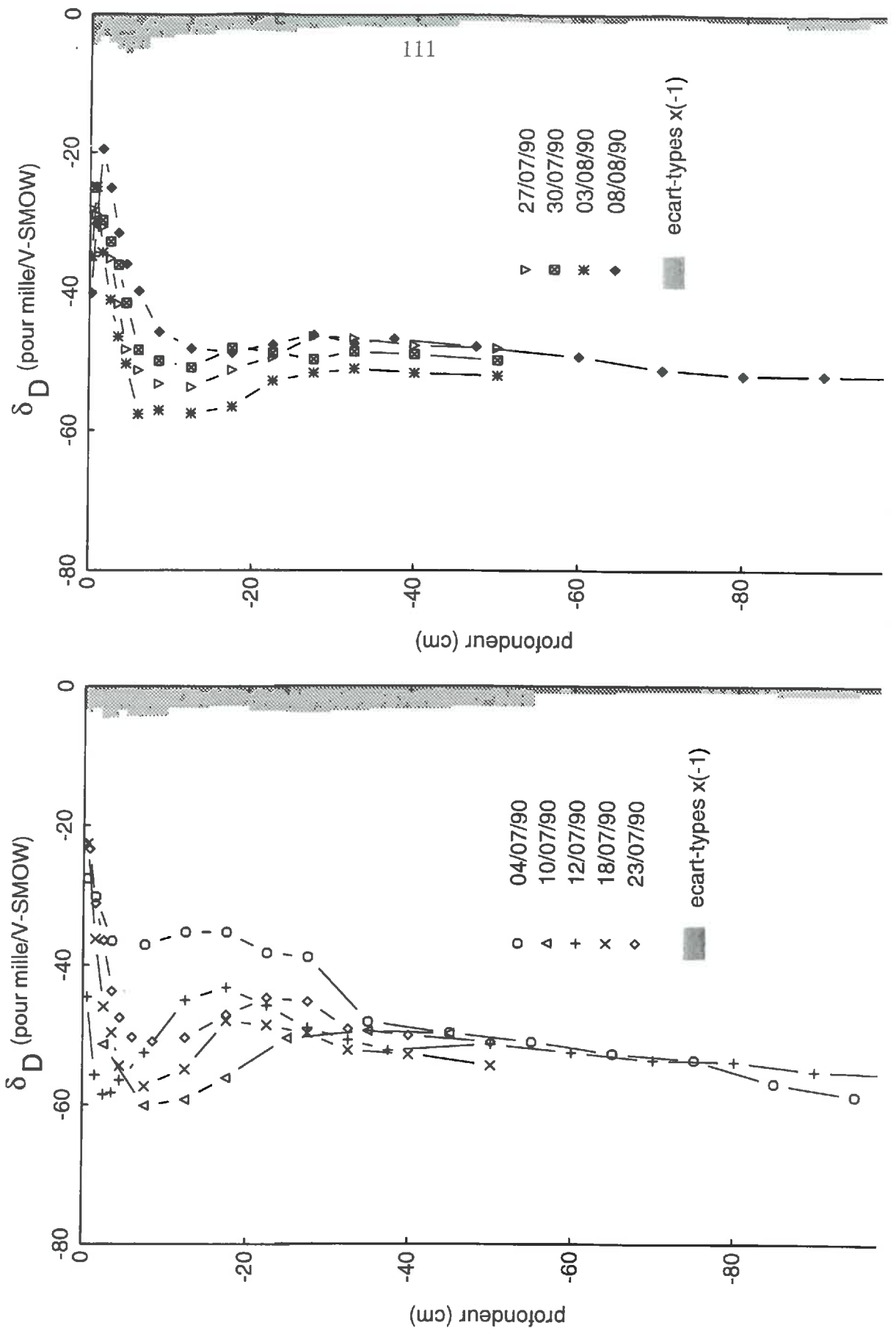


Figure 4.23: *profils de deutérium. moyenne des écarts types*

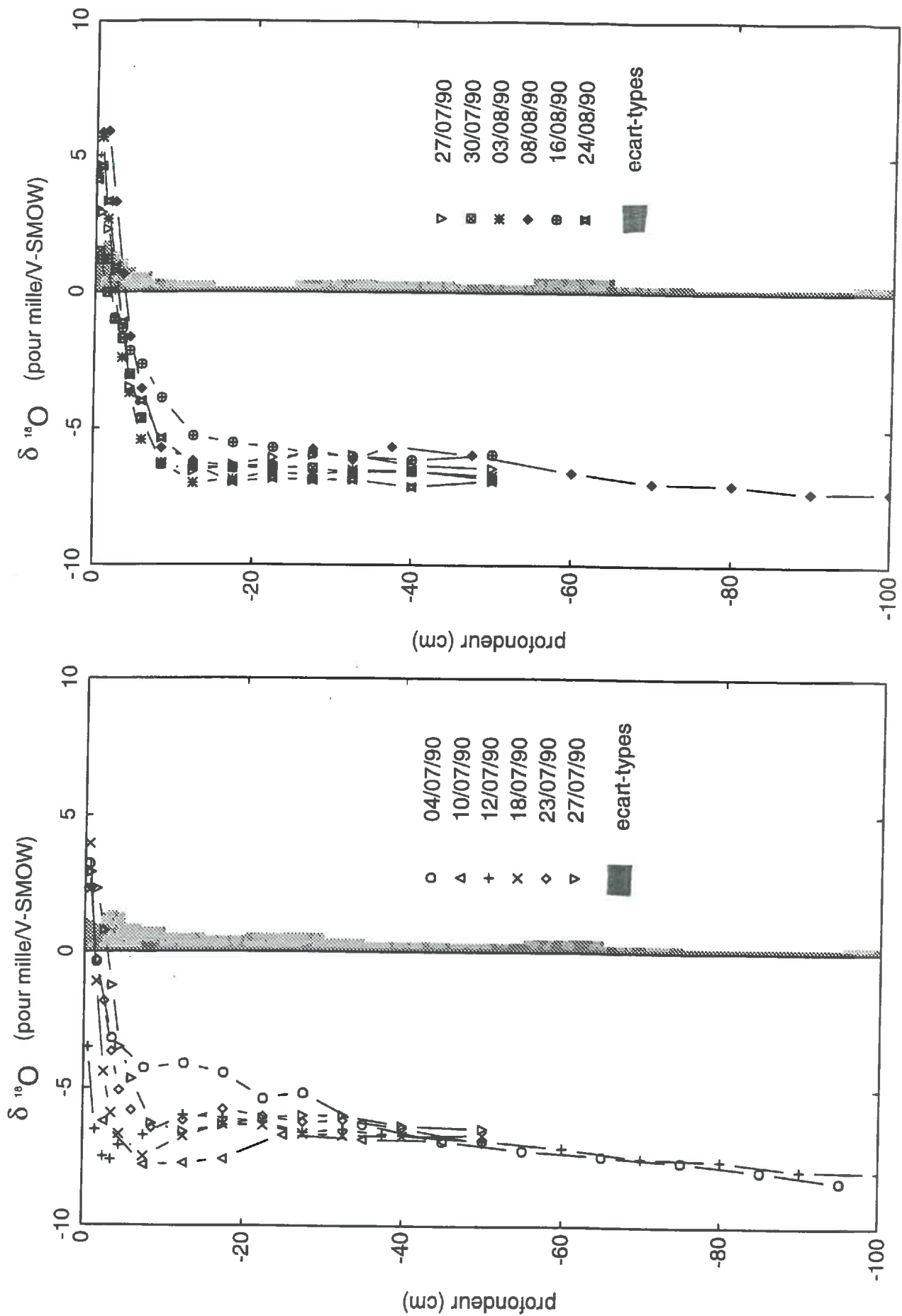


Figure 4.24: *profils d'oxygène 18. moyenne des écarts types*

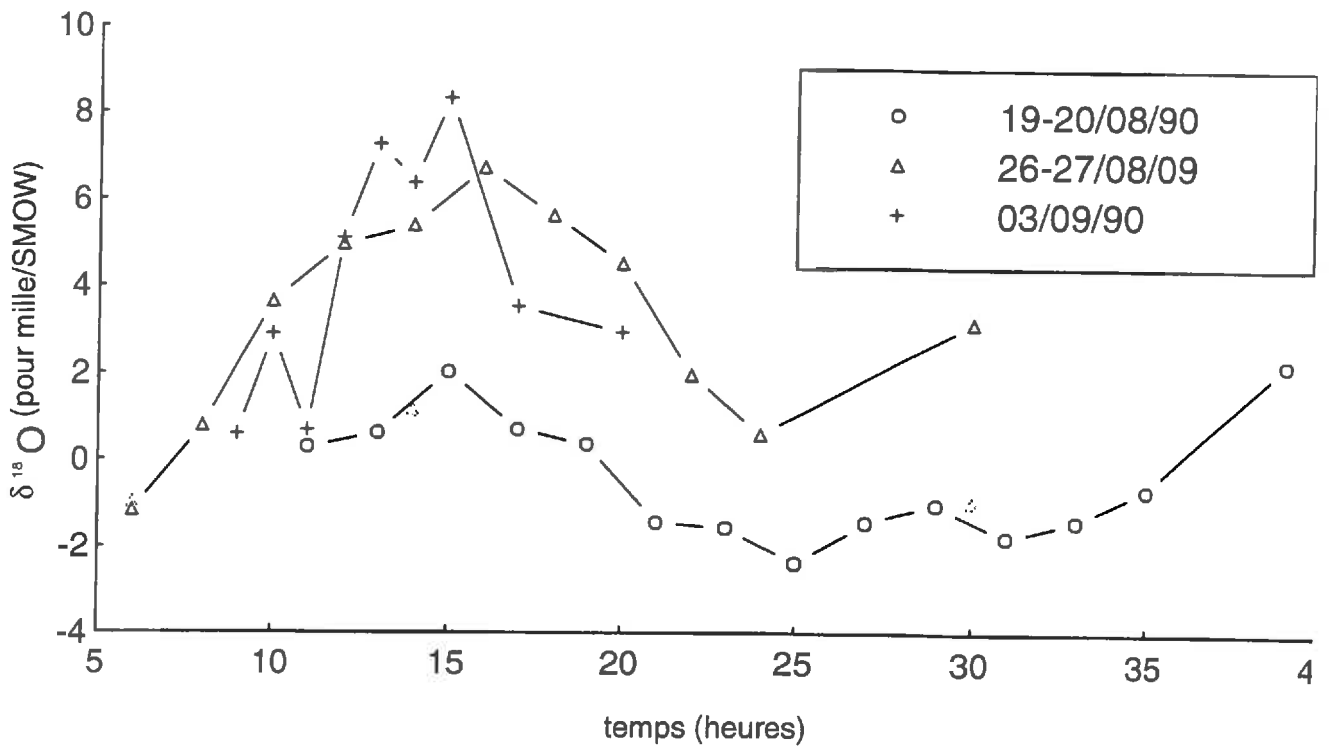


Figure 4.25: variations horaires de la teneur en ^{18}O dans les 5 premiers mm du sol (moyenne sur 5 sites par point).

- L'hétérogénéité des propriétés hydrodynamiques du sol vis à vis de l'infiltration et de l'évaporation.
- Par ailleurs, l'expérience menée en 1992 a montré que les variations à l'échelle horaire de la teneur en isotopes à la surface du sol sont très importantes. En effet, nous avons observé des amplitudes jour-nuit atteignant les 8.5 ‰ en ^{18}O (figure 4.25). Ainsi, une irrégularité dans les heures de prélèvement peut traduire une variation d'origine temporelle.

4.6.2 Relations deutérium–oxygène 18

A la figure 4.26 nous avons présenté les teneurs en deutérium en fonction des teneurs en oxygène-18 pour différentes profondeurs dans le sol. Les relations $D - ^{18}\text{O}$ ainsi obtenues pour les différents jours de prélèvement restent difficiles à interpréter. En effet, celles-ci traduisent à la fois des phénomènes de mélange, d'évaporation, de condensation et de variabilité spatiale. Cependant nous pouvons constater les points suivants :

- L'eau pré-existante, qui alimente le sol par le bas, est en général d'une origine plus riche en isotopes que l'eau d'irrigation et sa composition en isotopes correspond à celle observée en bas des profils (cf 4.6.1).
- Au fur et à mesure que l'évaporation progresse, l'eau pré-existante remplace celle d'irrigation par le bas du profil et l'ordonnée à l'origine des tronçons de droites d'évaporation augmente et passe du δ_D de l'eau d'irrigation au δ_D de l'eau pré-existante. Les déphasages observés par rapport à cette cinétique sont probablement dus à la variabilité spatiale des propriétés hydrodynamiques du sol et des états hydriques et isotopiques initiaux.
- La superposition des phénomènes cités ci-dessus et du mélange des eaux de surface avec les eaux de condensation de vapeur d'eau atmosphérique rend la quantification de l'effet du fractionnement cinétique (cf 1.1.5) sur la pente des droites d'évaporation difficile. Cependant, nous notons bien une tendance à la diminution de la pente $^{18}\text{O}_D$ au cours du temps, révélant une part croissante des phénomènes d'ordre cinétique.

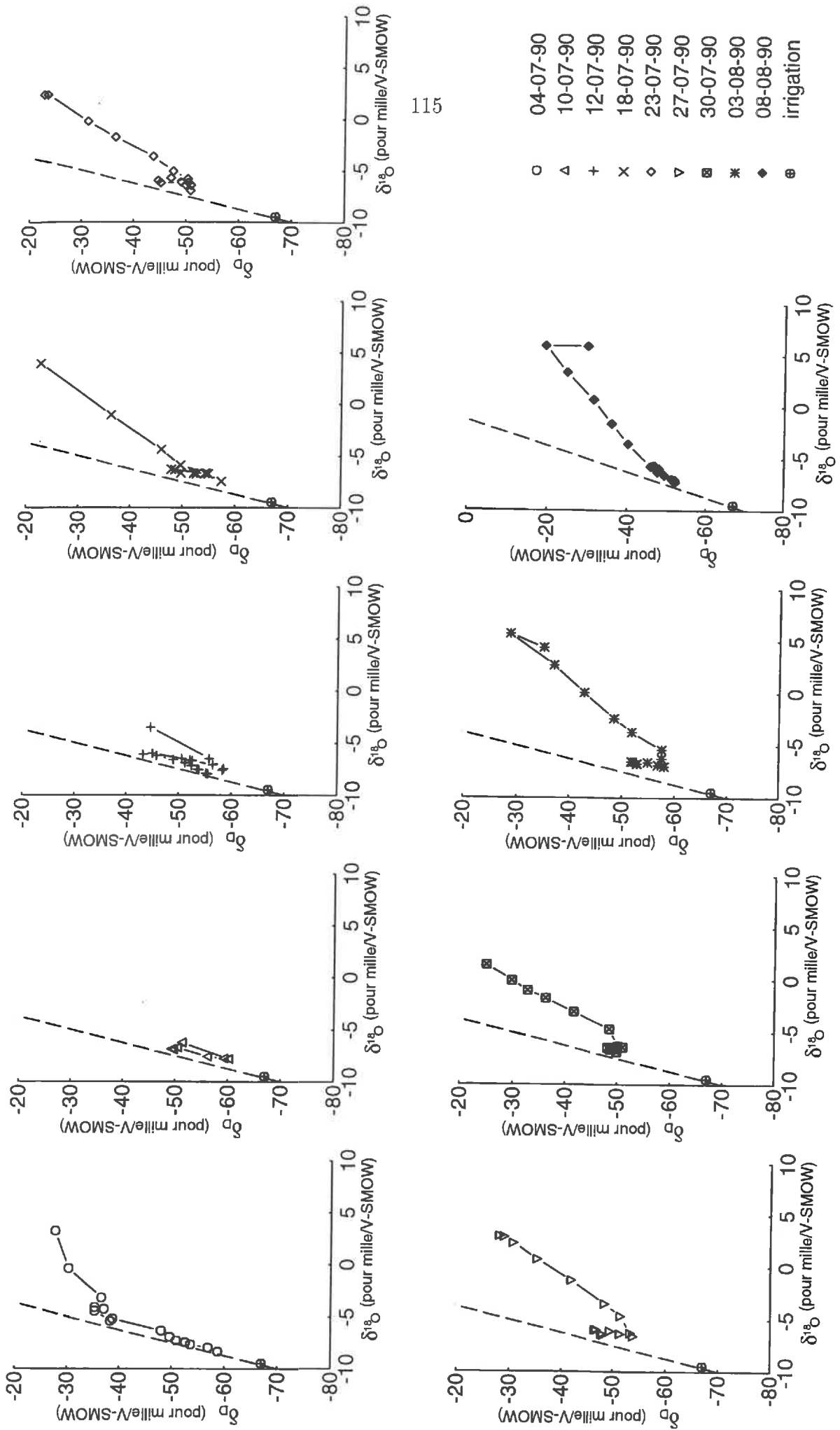


Figure 4.26: relations $^{18}\text{O}-\text{D}$

4.6.3 Deutérium et oxygène-18 dans l'atmosphère

Les compositions isotopiques en deutérium et en oxygène-18 observées dans la vapeur d'eau atmosphérique lors de l'expérience complémentaire de 1992 sont présentées aux figures 4.27 et 4.28. Elles sont comprises entre -100 et -80 ‰ pour le deutérium et entre -20 et -10 ‰ pour l'oxygène-18.

Des modélisations antérieures (Barnes et Allison, 1983; Mathieu, 1993) ont montré que le comportement des isotopes (D et ^{18}O) dans le sol est faiblement sensible à leur composition dans l'atmosphère. Dans un premier temps, nous prenons comme conditions aux limites isotopiques dans l'atmosphère des compositions isotopiques constantes au cours du temps ($\delta_D^{atm} = -88$ ‰ et $\delta_{^{18}O}^{atm} = -14$ ‰). Si le modèle s'avère assez sensible à ces conditions, nous pourrions éventuellement affiner ces dernières en les introduisant sous la forme de fonctions "splines".

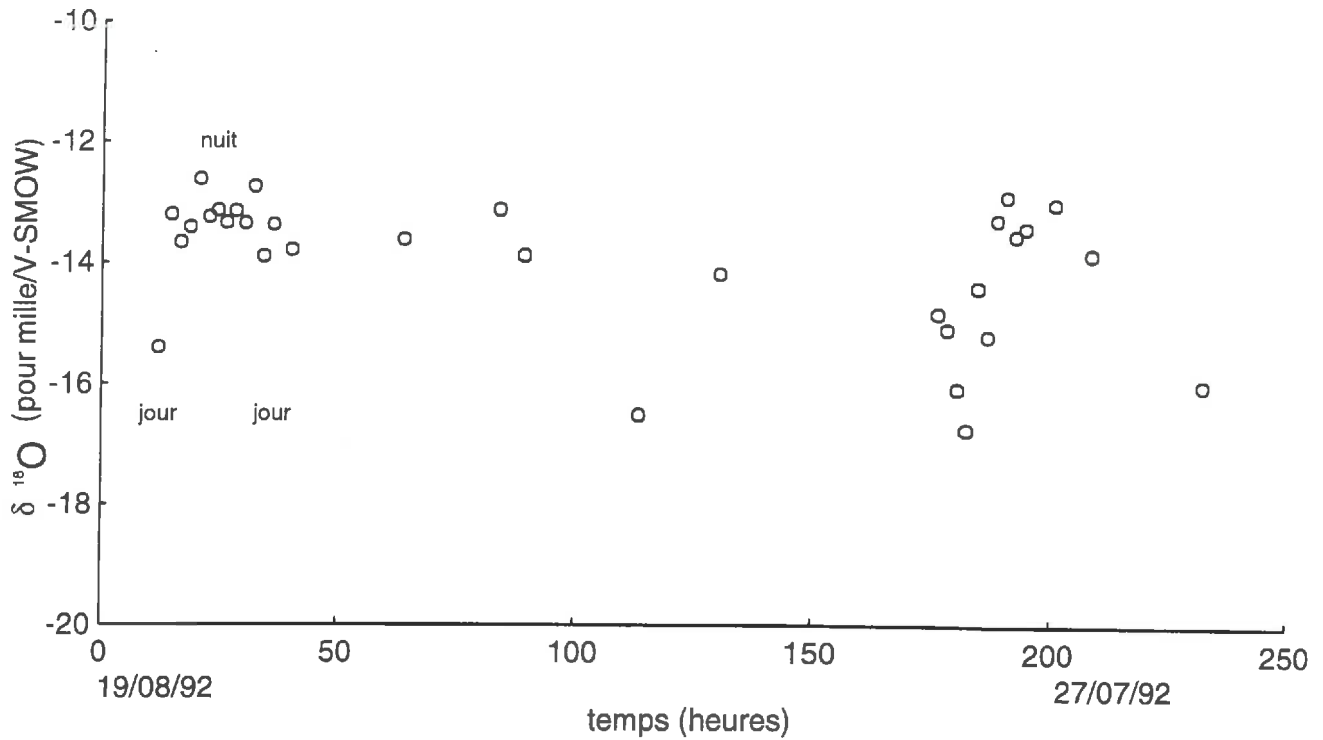


Figure 4.27: évolution de la teneur en ^{18}O dans la vapeur d'eau atmosphérique à 1 m d'altitude au cours de l'expérience de 1992.

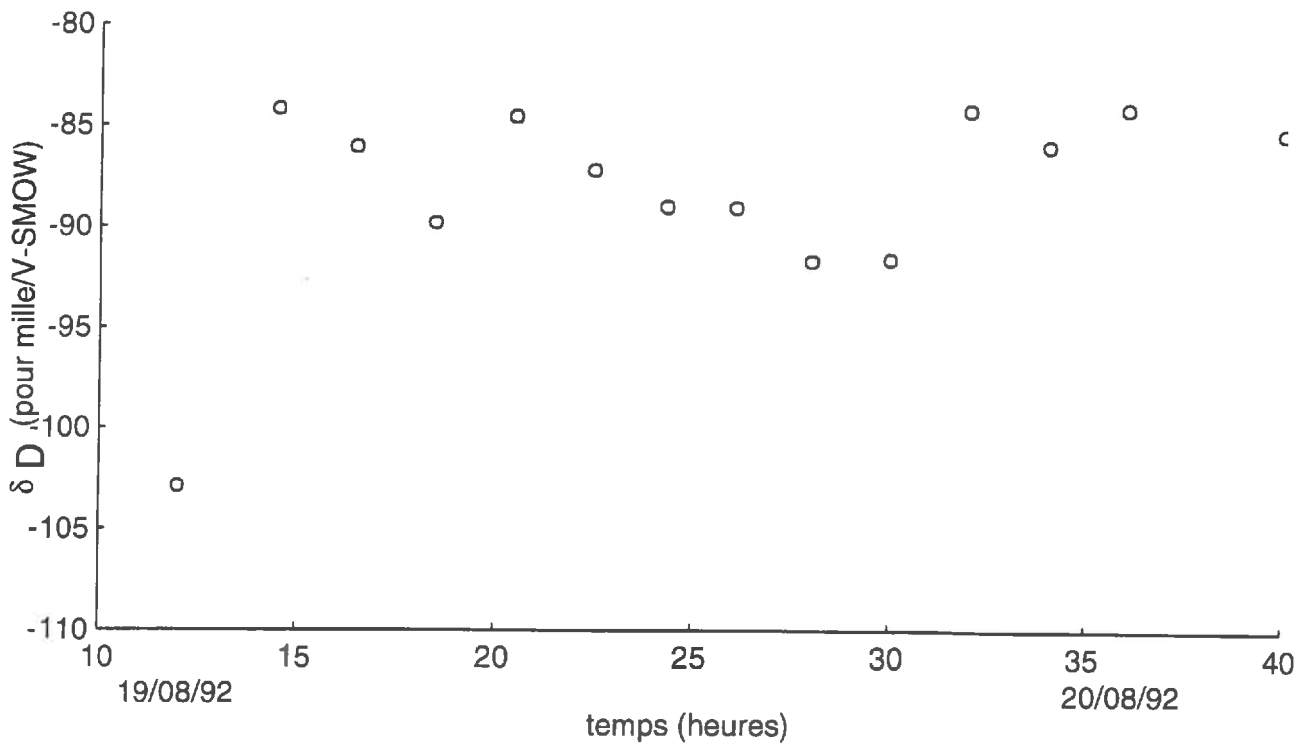


Figure 4.28: évolution de la teneur en deutérium dans la vapeur d'eau atmosphérique à 1 m d'altitude entre le 19 et le 20 août 1992.

Troisième partie

RESULTATS ET DISCUSSION

Chapitre 5

Validation du modèle couplé

5.1 Introduction

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les équations de transferts d'eau, de chaleur et des isotopes stables de l'eau qui sont à la base de notre modèle. Les coefficients de transferts ainsi que les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques relatifs à ces équations ont été donnés au chapitre 4.

Dans ce chapitre, nous décrivons brièvement les conditions aux limites et initiales ainsi que la discrétisation spatiale et temporelle utilisées pour la mise en oeuvre du modèle proposé. Ensuite, nous passons à la validation de ce dernier.

5.2 Mise en oeuvre du modèle

5.2.1 Caractéristiques numériques

Le système modélisé se compose de la couche atmosphérique située entre 0 et 1 m d'altitude et de la couche du sol comprise entre 0 et 1 m de profondeur.

Nous avons découpé le sol en un ensemble de 171 éléments finis avec des longueurs allant de 10 μ en surface jusqu'à 1 cm en profondeur.

Les pas de temps utilisés dépendent de la rapidité de convergence de la résolution des équations différentielles (cf 2.2.1.D), il varie entre 5 et 100 s en temps normal et peuvent atteindre des centièmes de secondes en cas de pluie.

5.2.2 Conditions initiales et aux limites

Les conditions initiales utilisées sont les profils de potentiel, de température et d'oxygène 18 ou de deutérium observés le 12 Juillet 1990. Le profil initial de potentiel est issu des mesures d'humidité de 0 à 20 cm et des mesures tensiométriques de 20 à 1 m. Les éléments finis se situant entre les cotes de mesure sont initialisés par interpolation. Les potentiels et les teneurs en isotopes entre 0 et 0.5 cm sont obtenus par extrapolation.

Les conditions aux limites dans l'atmosphère sont :

- pour le transfert d'eau et de chaleur : les mesures de pression partielle de vapeur d'eau ($Pva(t)$), de température ($T_a(t)$) et de vitesse de vent ($U_a(t)$) effectuées à une altitude de 1 m. Ces dernières sont fournies à tout instant au modèle par interpolation entre les mesures horaires.
- pour le transfert des isotopes : une composition isotopique constante qui correspond à la moyenne des mesures de teneur en ^{18}O ou en D dans la vapeur d'eau atmosphérique à 1 m d'altitude (cf4.6.3). La faible sensibilité du comportement des isotopes dans le sol à la teneur de ces derniers dans la vapeur d'eau atmosphérique (Barnes et Allison, 1983) nous permet de simplifier ainsi cette condition aux limites (cf4.6.3).

Les conditions aux limites en profondeur (1m) sont :

- pour le transfert d'eau et de chaleur : les évolutions mesurées de potentiels et de températures au cours du temps. Le potentiel à 1 m de profondeur varie lentement au cours de l'expérience, ce qui nous permet d'interpoler entre les mesures pour l'avoir à tout instant.
- pour le transfert des isotopes : une concentration constante en isotopes qui correspond à un $\delta_D = -55.9 \text{ ‰}$ ou un $\delta^{18}O = -7.59 \text{ ‰}$. Ce choix se justifie par les faibles variations de teneur en isotopes observées en profondeur (cf4.6.1).

5.3 Aspect hydrique et énergétique

5.3.1 Phase de calage

5.3.1.A Calage de la conductivité hydraulique $k(w)$

Il s'agit du principal paramètre à caler. En effet, la conductivité hydraulique $k(w)$ qui sert d'entrée au modèle concerne les transferts d'eau en phase liquide seulement, alors que nous ne disposons que de l'estimation de la conductivité hydraulique apparente $k_{app}(w)$ (cf 4.5.6) qui cumule les transferts en phase liquide et ceux en phase gazeuse. Nous nous attendons donc à ce que la conductivité calée soit inférieure à $k_{app}(w)$.

Période de calage : nous avons choisi une période de calage de 11 jours allant du 12 au 22 Juillet 1992. En effet, cette période est marquée par des cinétiques hydriques de forte amplitude et constitue une référence intéressante pour le calage de $k(w)$.

Procédure de calage : le calage a été effectué sur les coefficients d'un polynôme du quatrième degré en partant de la relation $k_{app}(w)$ (cf 4.5.6). Ce calage a été fait à l'aide d'un programme d'ajustement non linéaire en minimisant les écart entre les teneur en eau calculées et celles observées dans les premiers 20 cm du sol. En effet, c'est dans cette couche qu'existent les variations les plus importantes de teneur en eau.

Résultats du calage : l'expression analytique de $k(w)$ obtenue est la suivante :

$$\log_{10}(k(w)) = -16.0 + 61.9x - 296.5x^2 + 996.7x^3 - 912.1x^4 \quad (5.1)$$

La figure 5.1 montre que la conductivité calée se situe en dessous du nuage des points correspondant aux estimations de la conductivité hydraulique apparente $k_{app}(w)$. L'écart constaté est plus important pour les faibles teneurs en eau. En effet, ce sont les estimations de k_{app} correspondant aux humidités les plus faibles qui traduisent la participation la plus importante de transferts gazeux.

La conductivité calée est donc en cohérence avec les estimations de k_{app} et permet de simuler d'une manière satisfaisante nos données expérimentales. Les comparaisons modèle-expérience de tous les paramètres mesurés pendant la période de calage sont présentées aux figures 5.2 à 5.8

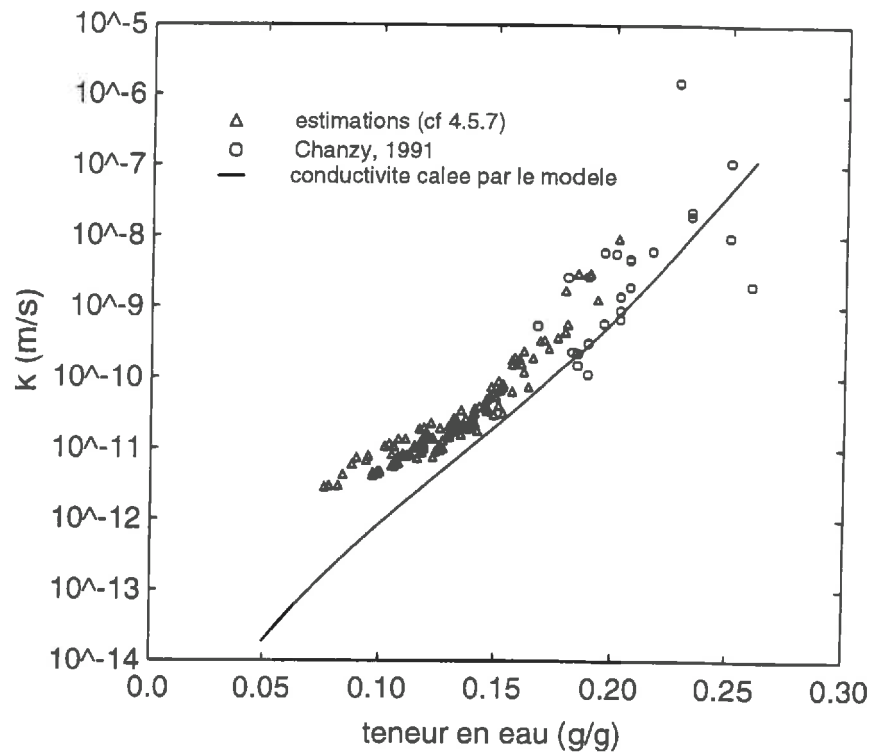


Figure 5.1: *conductivité hydraulique ajustée.*

5.3.1.B Calage de la longueur de rugosité aérodynamique: z_0

En l'absence de mesure de longueur de rugosité aérodynamique z_0 (cf 4.5.3), nous l'avons calé à l'aide du modèle en minimisant les écarts entre les flux d'eau et de chaleur calculés et ceux mesurés à la surface du sol. Le calage a conduit à un $z_0 = 0.14 \text{ mm}$. Ce qui correspond à une parcelle assez lisse en surface (cf 4.5.2)

La valeur calée est comparable avec celle utilisée par Passerat *et al.*, 1989. Ces derniers ont utilisé un $z_0 = 0.175 \text{ mm}$ pour la même parcelle que la notre et avec des conditions de surfaces similaires.

5.3.2 Phase de validation

La période de validation s'étend sur les 38 jours suivant la période de calage: du 23 Juillet au 29 Août 1992.

5.3.2.A Validation sur les teneur en eau :

A défaut de mesures de teneurs en eau au delà de 20 cm de profondeur, la comparaison modèle-expérience sur ce paramètre est faite dans la couche de 0 à 20 cm. La figure 5.2 montre les évolutions des humidités volumiques calculées et mesurées aux cotes 0.5, 2.5, 8.5, et 12.5 cm dans le sol. Nous constatons que le modèle simule d'une manière satisfaisante la cinétique globale des teneur en eau dans la couche considérée.

Le modèle surestime la teneur en eau de surface en période sèche (figure 5.2 et 5.4). Ceci peut être attribué à la non prise en compte de l'effet des fissures (cf 4.5.2) et de celui de la turbulence atmosphérique sur les transferts gazeux dans la couche superficielle du sol. En effet, ces derniers pourraient augmenter la part gazeuse dans les transferts d'eau et permettre ainsi au modèle de simuler des surface plus sèches.

Nous remarquons aussi que le modèle ne simule pas parfaitement la recharge d'eau dans les couches profondes du sol suite à la pluie du 14 août. Ce qui peut s'expliquer par la non prise en compte des fissures qui, en cas de pluie suffisamment intense, permettent un écoulement rapide des eaux d'infiltration vers les horizons profonds. La régression linéaire : θ observées - θ calculées possède une pente de 1.136, une ordonnée à l'origine de -0.027 et un coefficient de corrélation de 0.986 (figure 5.4).

5.3.2.B Validation sur les températures :

La comparaison des évolutions des températures calculées et mesurées à 0, 2, 5 et 20 cm de profondeurs dans le sol (figure 5.3 et 5.5) montre que le modèle reproduit assez bien les variations de l'amplitude jour-nuit de la température.

Un écart systématique de 2 à 3°C est constaté en profondeur. Cet écart peut être lié à une sous-estimation de la conductivité thermique ou de la capacité calorifique du sol. Cependant, l'ensemble des écarts observés ne sont pas très importants et ne devraient pas avoir des conséquences significatives sur le développement des profils isotopiques dans le sol (cf 1.2.3.B).

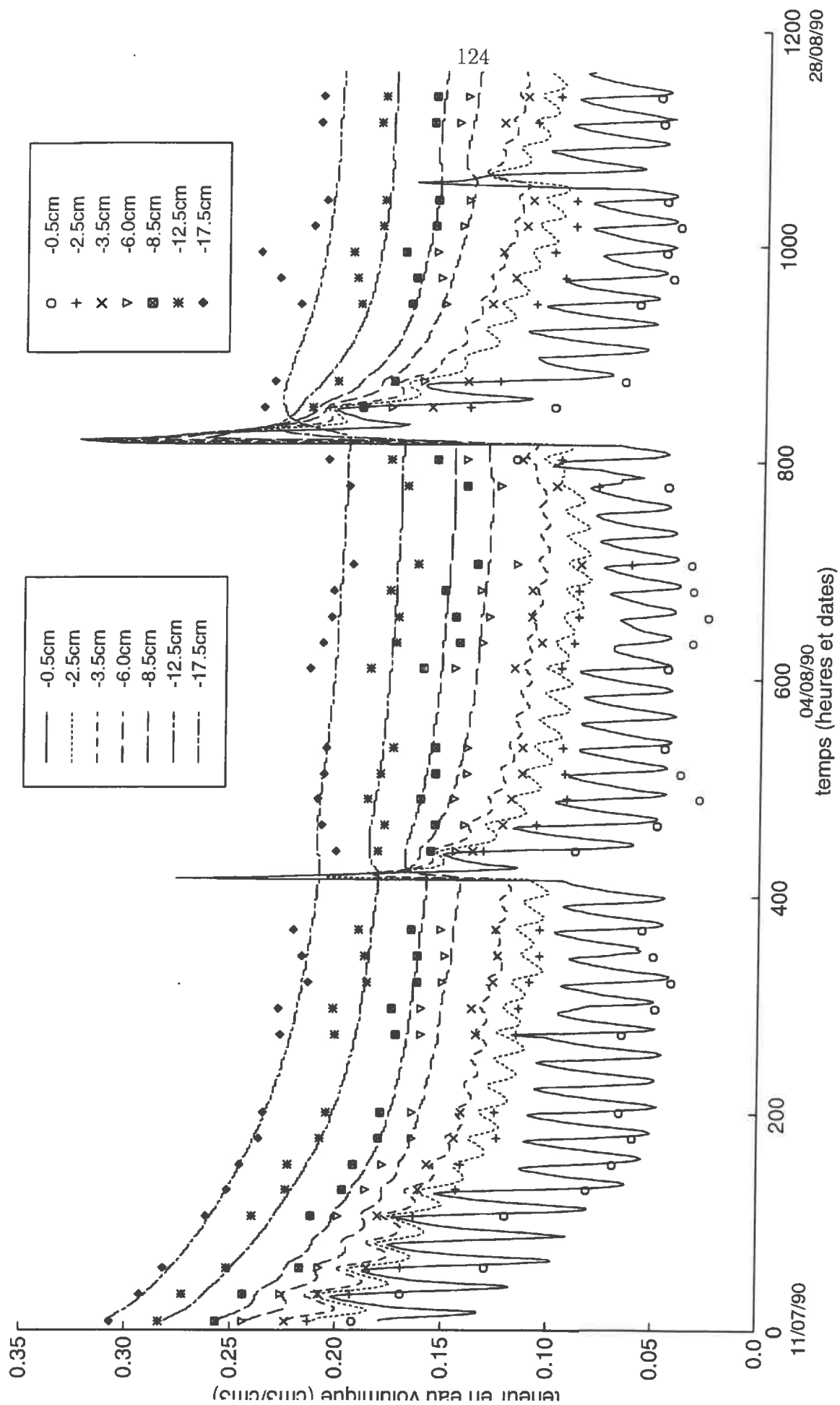


Figure 5.2: comparaison modèle-expérience : évolution des teneurs en eau volumiques.

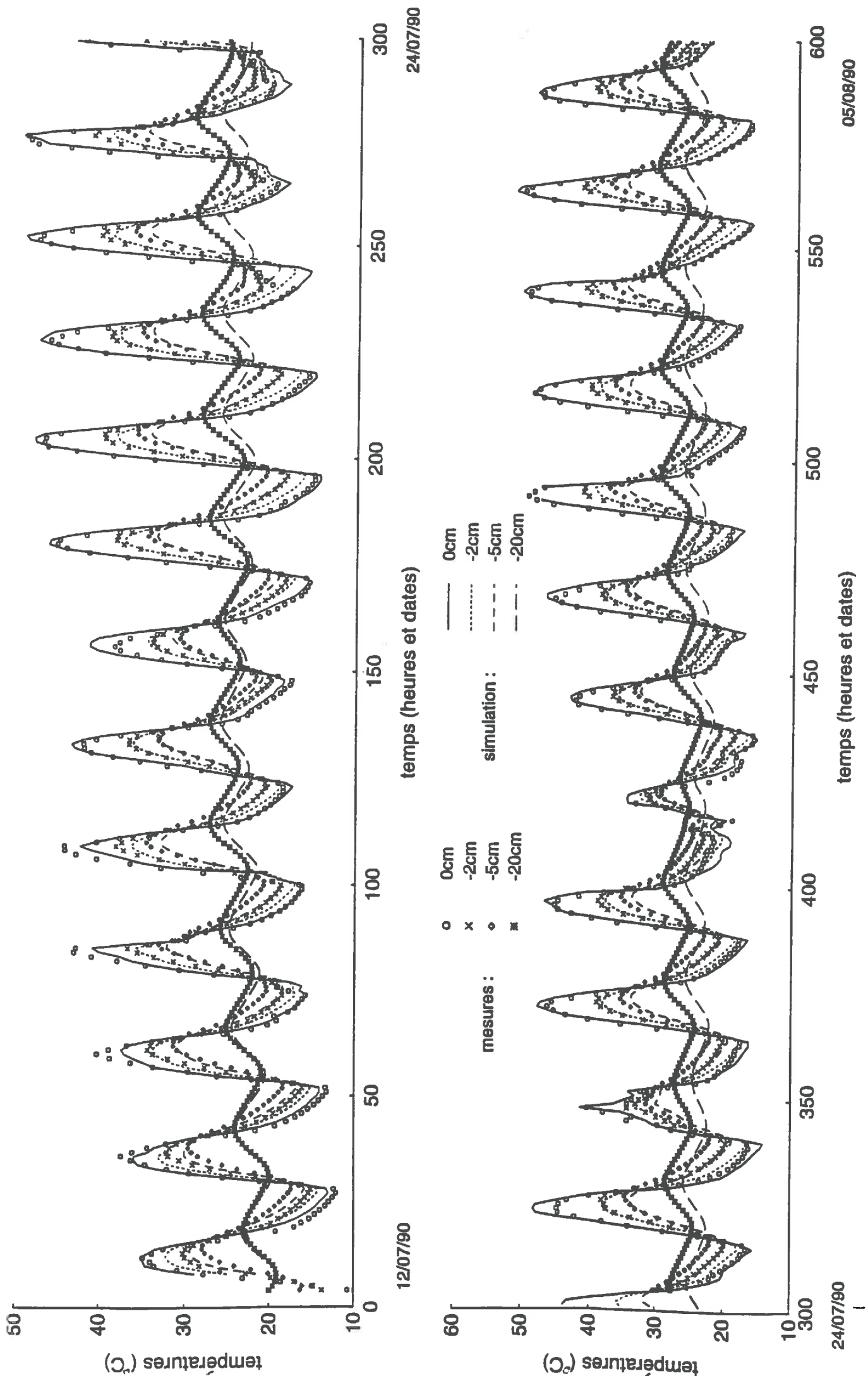
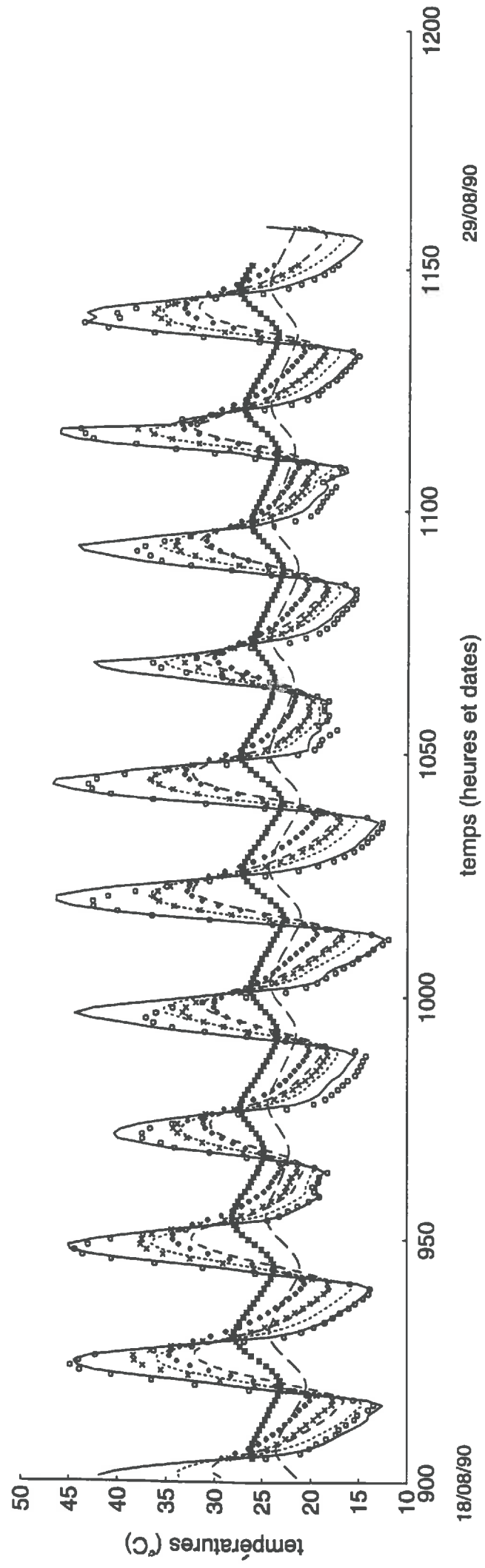
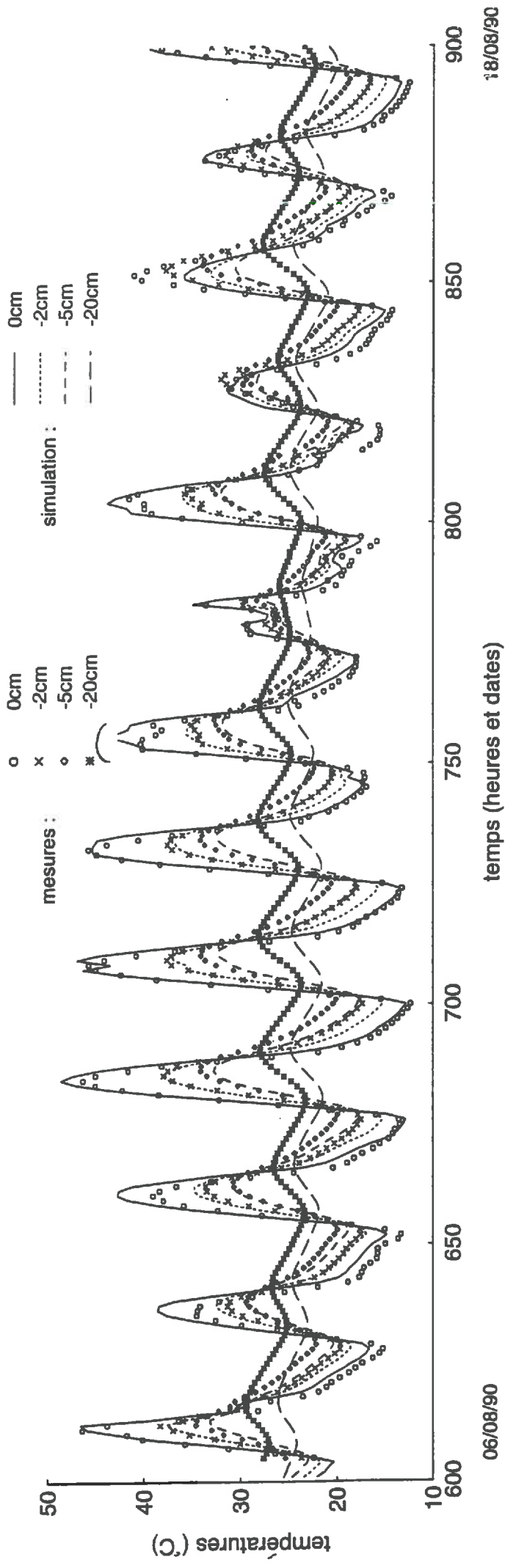


Figure 5.3 : comparaison modèle-expérience : évolution des températures dans le sol.



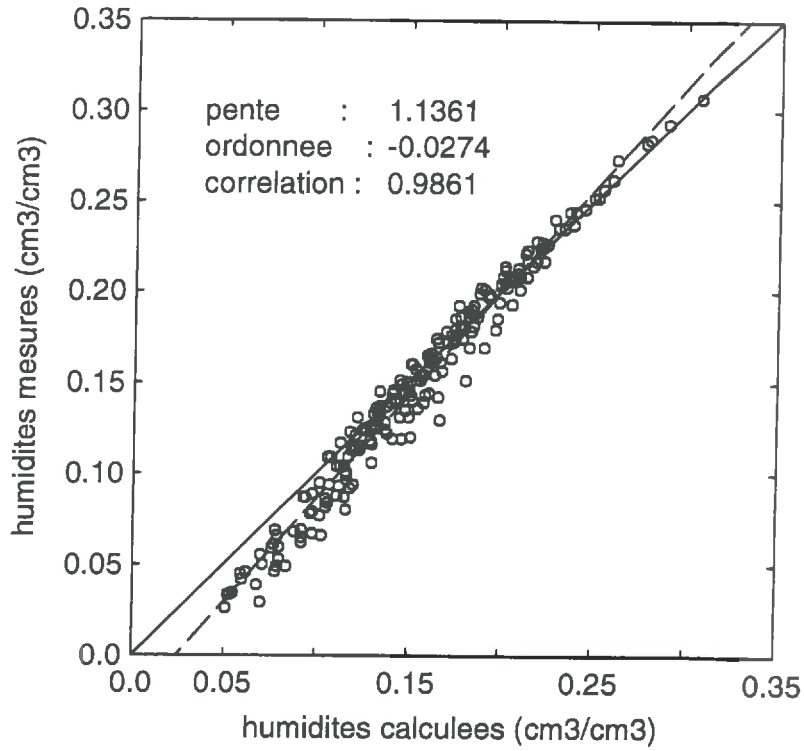


Figure 5.4: droite de régression: humidités calculées-humidités mesurées aux profondeurs 0.5, 1.5, 2.5, 3.5, 6, 8.5, 12.5 et 17.5 cm.

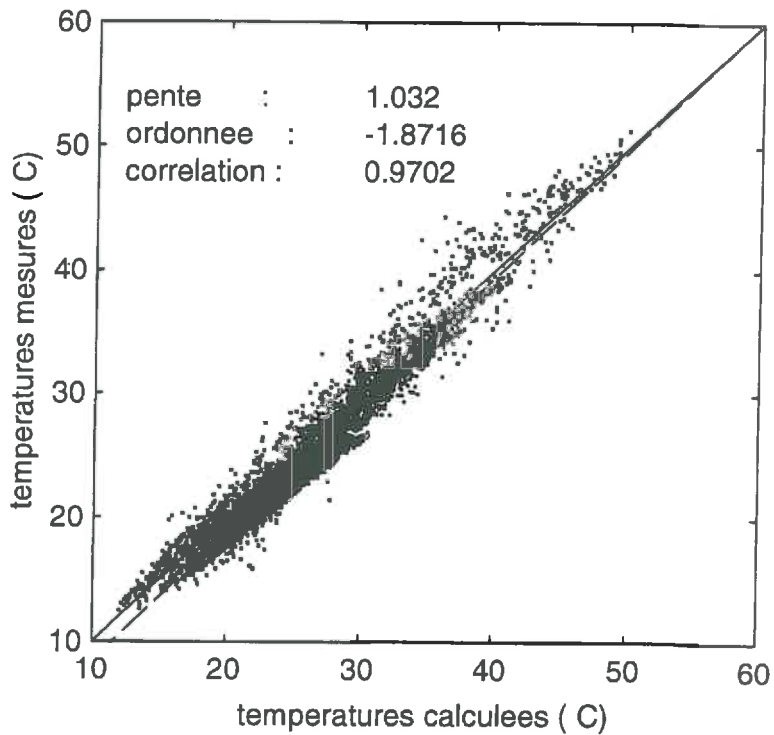


Figure 5.5: droite de régression: températures calculées-températures mesurées aux profondeurs 0, 2, 5 et 20 cm.

5.3.2.C Validation sur les termes du bilan d'énergie

Rayonnement net : Le modèle reproduit d'une manière globalement satisfaisante les flux mesurés de rayonnement net (figure 5.6.a). Les écarts les plus importants (sous-estimation) apparaissent en début et en fin de journée (figure 5.8.a). Ceci met en cause la relation $a(\theta)$ utilisé comme albedo du sol. Le modèle sous-estime également le rayonnement net suite au dernier événement pluvieux (25 août) où la hauteur de pluie correspondante a probablement été sous-estimée.

Flux de chaleur dans le sol : La comparaison modèle-expérience des flux horaires de chaleur dans le sol G montre que le modèle simule assez bien ces derniers (figure 5.6.b). La régression linéaire correspondante (figure 5.8.b) possède une pente de 0.976, une ordonnée à l'origine de 5.37 W/m^2 et un coefficient de corrélation de 0.963.

Flux de chaleur sensible : La comparaison modèle-expérience des flux horaires de chaleur sensible (figures 5.7.a et 5.8.c) montre des divergences qui s'expliquent par le fait que la parcelle de sol étudiée ne remplit pas parfaitement les conditions nécessaires pour la mesure du flux de chaleur sensible. En effet, celle-ci est assez petite pour que l'effet des parcelles voisines se fasse sentir sur les mesures. Les principaux écarts entre les mesures et la simulation apparaissent dans les deux situations suivantes :

- Au début de l'expérience quand notre parcelle était plus humide que celles qui les entourent.
- Lors des passages des forts mistraux où l'effet des parcelles et obstacles voisins est important (cf 3.2.3.B).

Toutefois, la corrélation entre les mesures et les estimations d'une part et les calculs d'autre part reste assez importante ($r = 0.925$)(figure 5.8.c)

Flux de chaleur latente : Nous disposons de l'estimation du flux de chaleur latente à partir du bilan d'énergie (cf 4.3.2.C). Les écarts constatés dans les cas du rayonnement net et du flux de chaleur sensible se répercutent sur la comparaison modèle-estimation des flux d'évaporation (figures 5.7.b et 5.8.d). Cependant sur l'ensemble des flux horaires de chaleur latente, le coefficient de corrélation est égal à 0.91 et la pente de la droite de régression est égale à 0.84

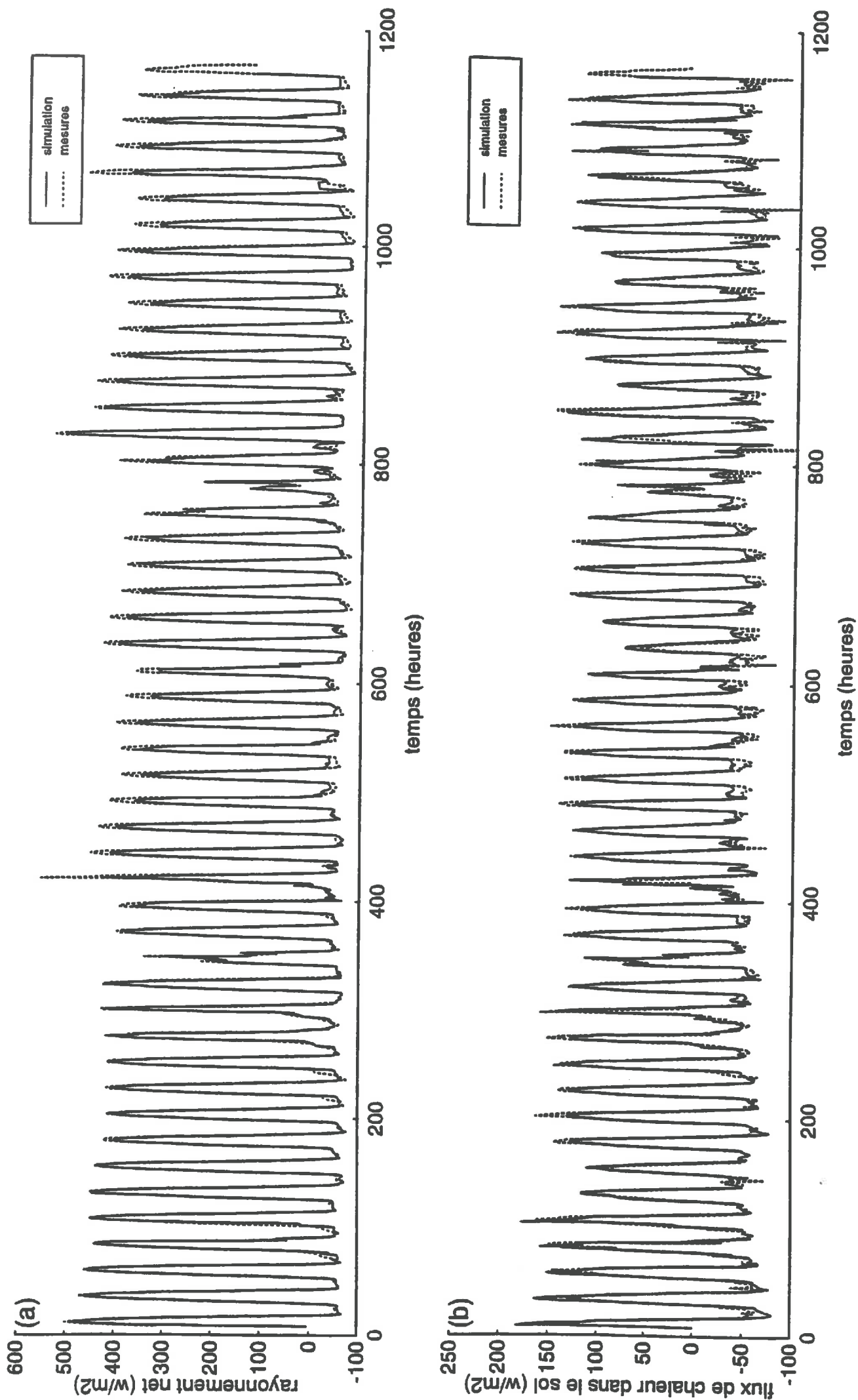
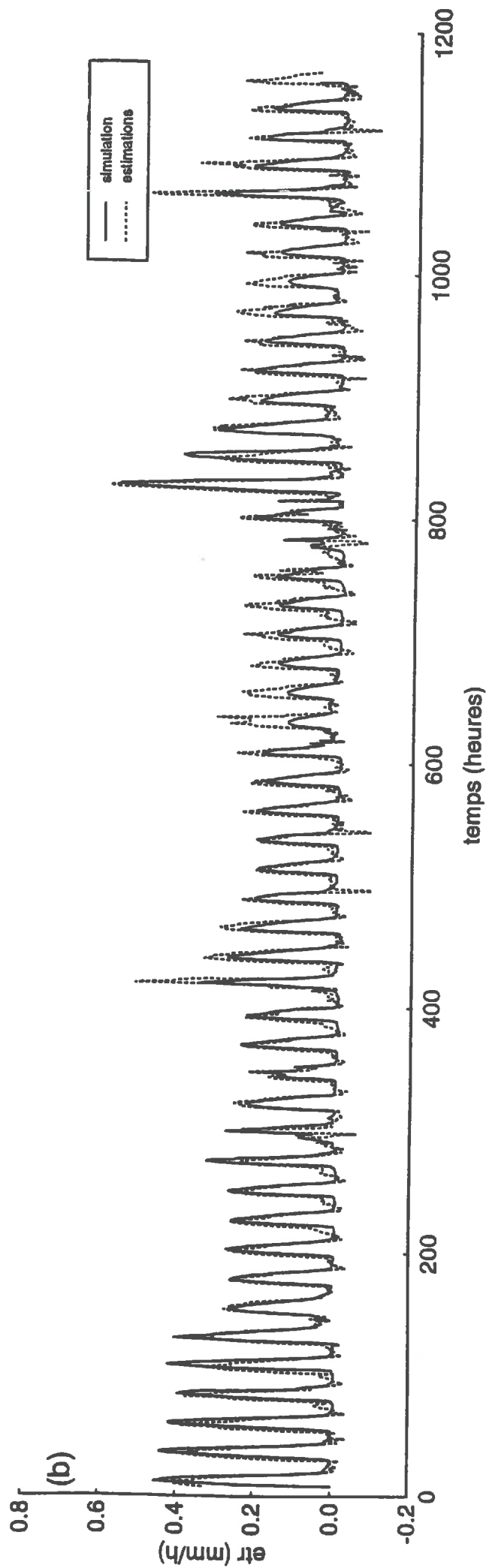
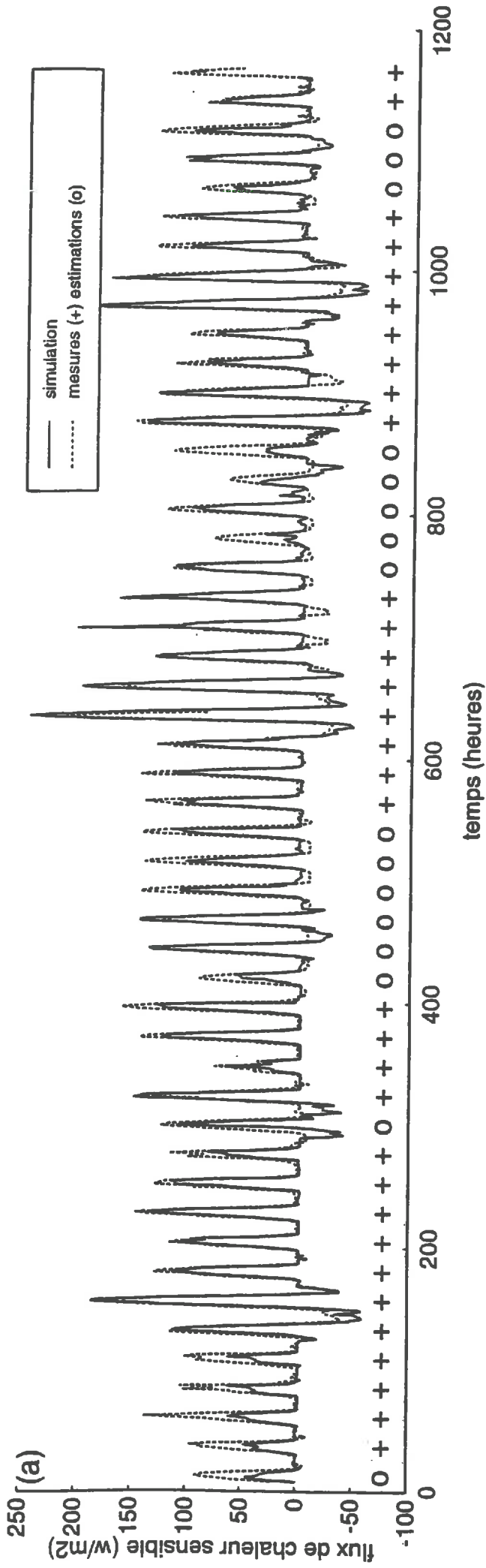


Figure 5.6 : comparaison modèle-expérience : (a) flux horaires de rayonnement net, (b) flux horaires de chaleur dans le sol.



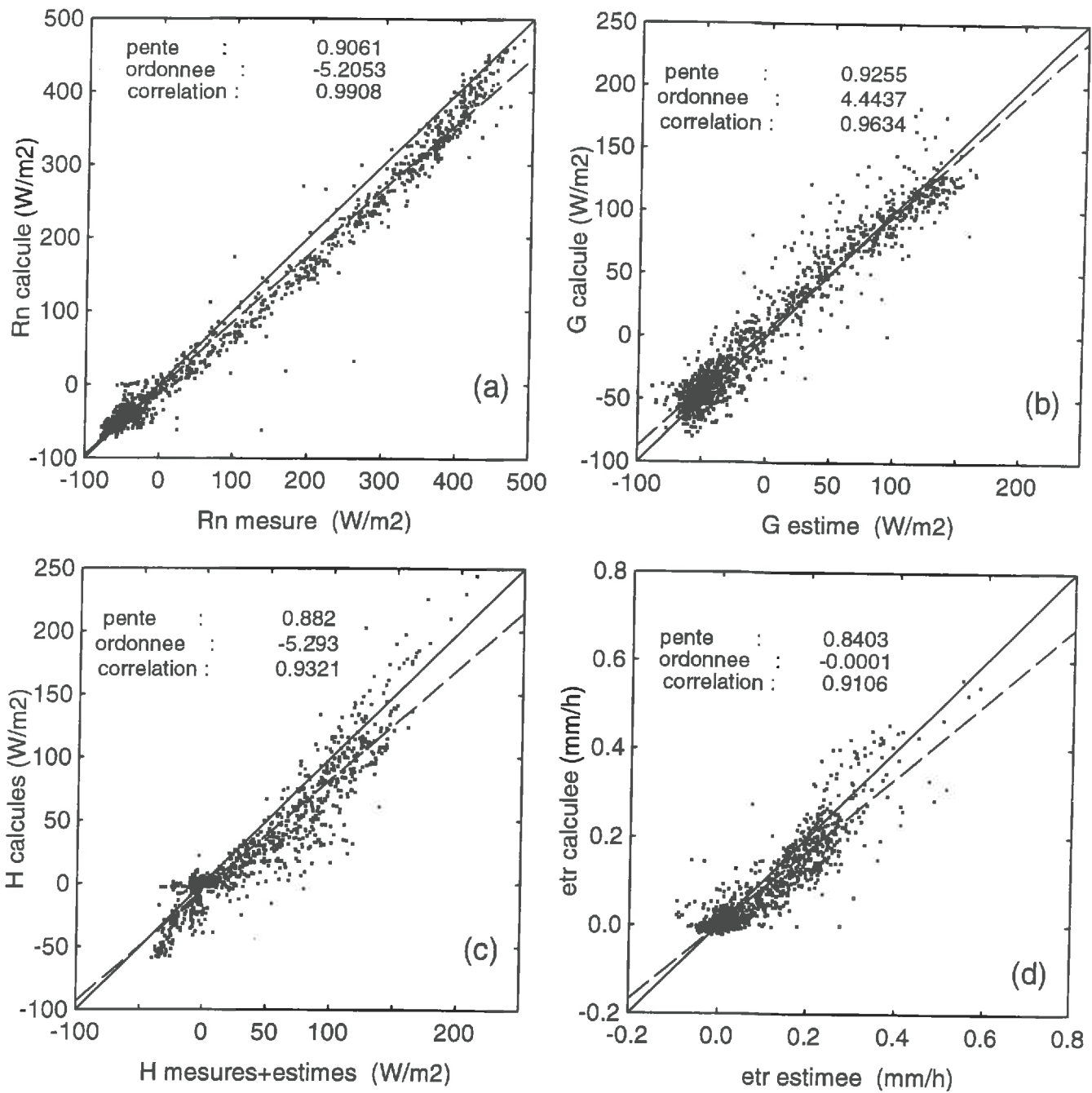


Figure 5.8 : comparaison modèle-expérience : (a) flux horaires de rayonnement net. (b) flux horaires de chaleur dans le sol. (c) flux horaires de chaleur sensible. (d) flux horaires d'évaporation.

5.3.3 Décomposition des flux d'eau dans le sol

Afin de mieux comprendre l'évolution des profils isotopiques, il semble utile d'étudier la dynamique la décomposition des flux d'eau liquides et gazeux dans le sol.

Le modèle simule les flux d'eau suivant :

- flux d'eau liquide liés aux gradients hydriques.
- flux d'eau vapeur liés aux gradients hydriques.
- flux d'eau liquide liés aux gradients thermiques.
- flux d'eau vapeur liés aux gradients thermiques.

La figure 5.9 montre la contribution de ces différents types de flux au flux d'eau total à l'échelle horaire dans les huit premiers centimètres du sol pendant la journée du 27/07/90 que nous pouvons considérer représentative de la période sèche. La dynamique des flux vers la surface du sol est très importante avec une absence totale d'états hydriques stationnaires. En dehors des deux premiers centimètres du sol, où les flux vapeur apparaissent, c'est les flux d'eau liquide liés aux gradients hydriques qui règnent sur toute la profondeur du profil. Les flux d'eau liquides liés aux gradients thermiques sont négligeables par rapport aux trois autres (figure 5.9).

La figure 5.10.a montre l'évolution au cours du temps des trois principales composantes du flux d'eau total à la surface du sol. Plus celle ci devient sèche plus les flux gazeux prennent de l'importance, ils vont jusqu'à contribuer à plus de 70% dans le flux total d'évaporation en période sèche (figure 5.10.b).

A partir d'un centimètre de profondeur, la résultante des flux vapeur est dominée par les flux vapeur liés aux gradients thermiques. Ces derniers, généralement de sens contraire à l'évaporation, transportent de la vapeur d'eau appauvrie en isotopes lourds vers le bas. Ceci peut expliquer en partie le maintien relatif des minima isotopiques observés lors des premiers jours d'évaporation (cf4.6.1).

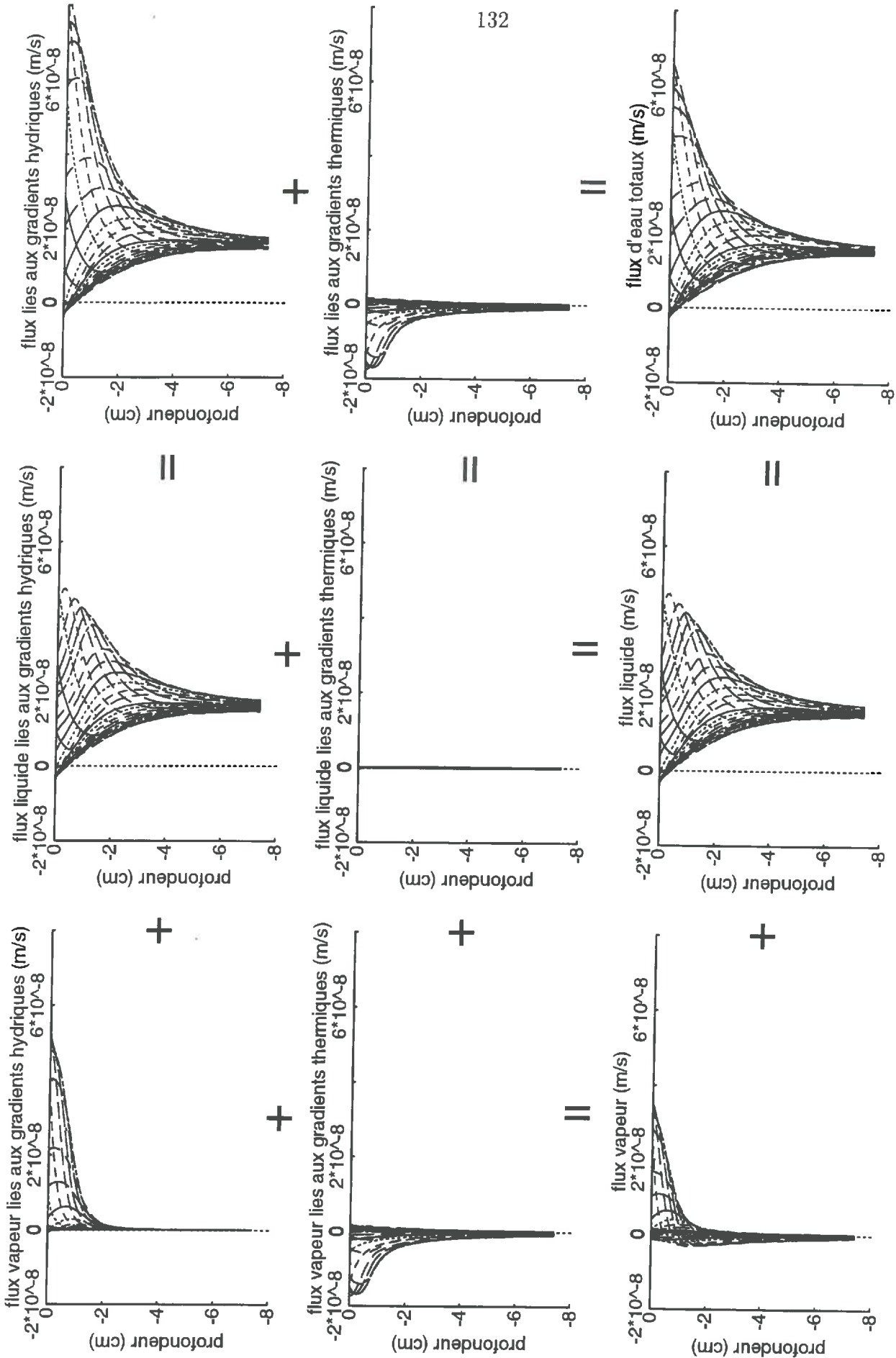


Figure 5.9 : les profils horaires des différents flux d'eau dans les 8 premiers centimètres du sol correspondant à la journée du 27/07/90.

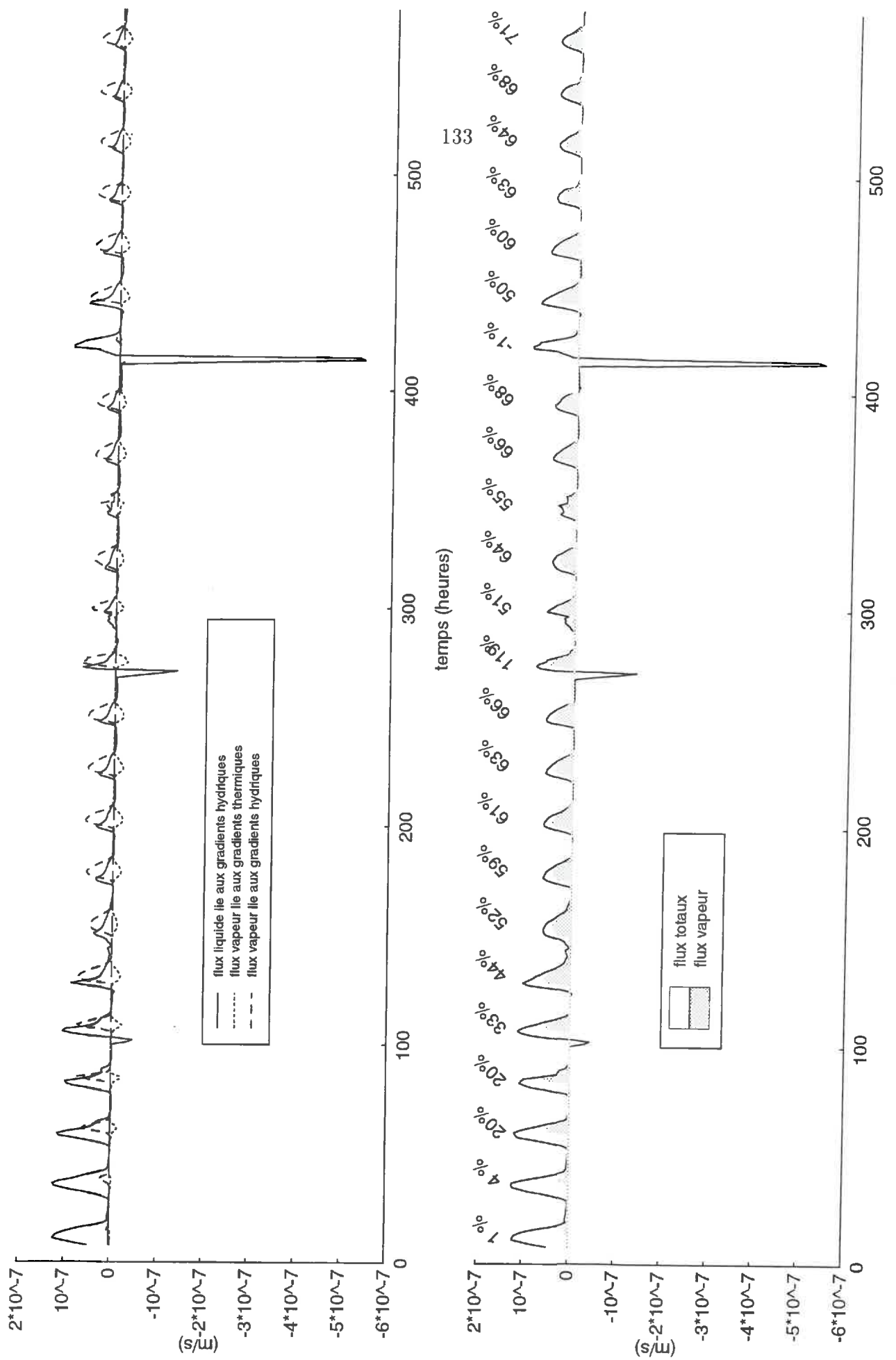


Figure 5.10: (a) évolution en fonction du temps des différents flux d'eau à la surface du sol. (b) part des flux gazeux dans le flux d'eau total à la surface du sol.

5.3.4 Conclusion sur l'aspect hydrique et énergétique

Pour notre propos, le modèle de transfert d'eau et de chaleur reproduit d'une manière acceptable le comportement hydrique et thermique du sol. Les écarts modèle-expérience rencontrés ne sont pas majeurs et traduisent un fonctionnement physique cohérent du système modélisé.

Nous disposons donc du support théorique nécessaire à la modélisation du transfert des espèces isotopiques de l'eau. En effet, cette dernière va s'appuyer à chaque instant sur les teneurs en eau, les températures, la décomposition des flux simulés par le modèle de transfert d'eau et de chaleur.

5.4 Aspect isotopique

5.4.1 Essai de validation sur la base du modèle proposé

Sur la base des paramètres isotopiques présentés au chapitre 2 (cf.2.3.1.C) et en utilisant une tortuosité $\tau = 0.4$ pour notre sol (dans la littérature les auteurs utilisent des valeurs allant de 0.1 jusqu'à 0.5 pour les sols argileux) nous avons tenté une première comparaison modèle-expérience dans le cas du deutérium.

La comparaison des profils de deutérium simulés avec ceux observés au bout de 6 et 11 jours d'évaporation (figure 5.11) montre des dissemblances importantes entre les deux. Il apparaît donc nécessaire de situer et de quantifier les origines de discordances entre observations et mesures. Nous envisagerons dans ce qui suit quatre sources de génération des écarts entre modèle et expérience :

- La connaissance du profil isotopique initial ($t=0$).
- Le forçage atmosphérique isotopique (la connaissance de la teneur en isotopes dans l'atmosphère à tout moment).
- L'estimation des flux isotopiques d'origine diffusive dans les phases liquide et gazeuse et le rôle du fractionnement isotopique cinétique en surface.
- L'estimation des flux isotopiques d'origine convective en phase liquide et gazeuse.

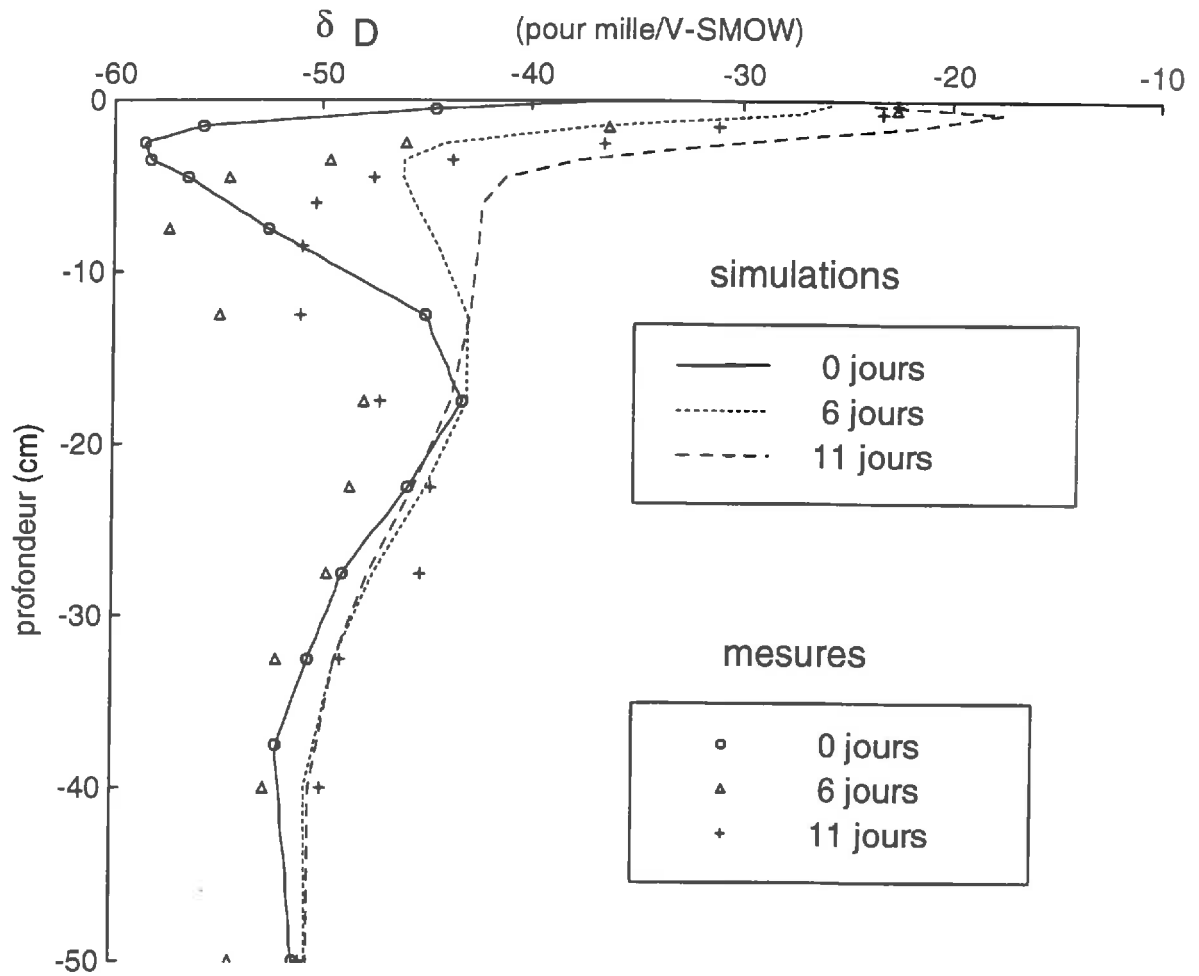


Figure 5.11 : première comparaison modèle-expérience des profils de deutérium dans le sol.

Le sens de chacune de ces origines possibles des écarts est bien différent d'un cas à l'autre :

◇ En ce qui concerne la méconnaissance du profil isotopique initial, elle est essentiellement liée à la grande variabilité spatiale des profils isotopiques déjà soulignée, et à un sous échantillonnage qui conduit à une forte indétermination relative à cette situation initiale.

◇ Dans le cas du forçage atmosphérique, rappelons que nous ne disposons que d'une estimation moyenne (supposée constante au cours du temps) de la teneur isotopique atmosphérique à 1m d'altitude. D'une part cette estimation moyenne peut être entachée d'une erreur systématique (effet année), d'autre part, nous n'avons pas pu prendre en compte le détail de des fluctuations de la concentration en isotopes lourds au cours du temps.

Soulignons, enfin, que ces deux aspects (situation initiale et forçage atmosphérique) ne mettent pas en cause le modèle lui même, mais plutôt ses conditions d'application ou la connaissance des entrées du modèle.

Dans le cas des flux isotopiques diffusifs et convectifs, le modèle proposé peut directement être remis en cause :

◇ En ce qui concerne les flux diffusifs, les effets des formulations choisies pour les coefficients de diffusion en phases liquide et gazeuse doivent être évalués.

◇ En ce qui concerne les flux convectifs, toute remise en cause du modèle à travers les profils isotopiques calculés reviendrait à remettre en cause la partie "Transferts de masse" du modèle proposé, directement utilisée par la modélisation des flux isotopiques convectifs.

La durée de simulation consacrée à cette étude de sensibilité est de 11 jours (du 12/07/90 au 23/07/90). Nous présentons d'une part l'effet des différents paramètres sur les profils simulés et d'autre part la comparaison de ceux ci avec les observations expérimentales du 18 et 23/07/90. Les profils simulés représentent les moyennes (pondérées par les volumes) des compositions isotopiques dans les éléments finis correspondant aux pas de prélèvements des échantillons de sol.

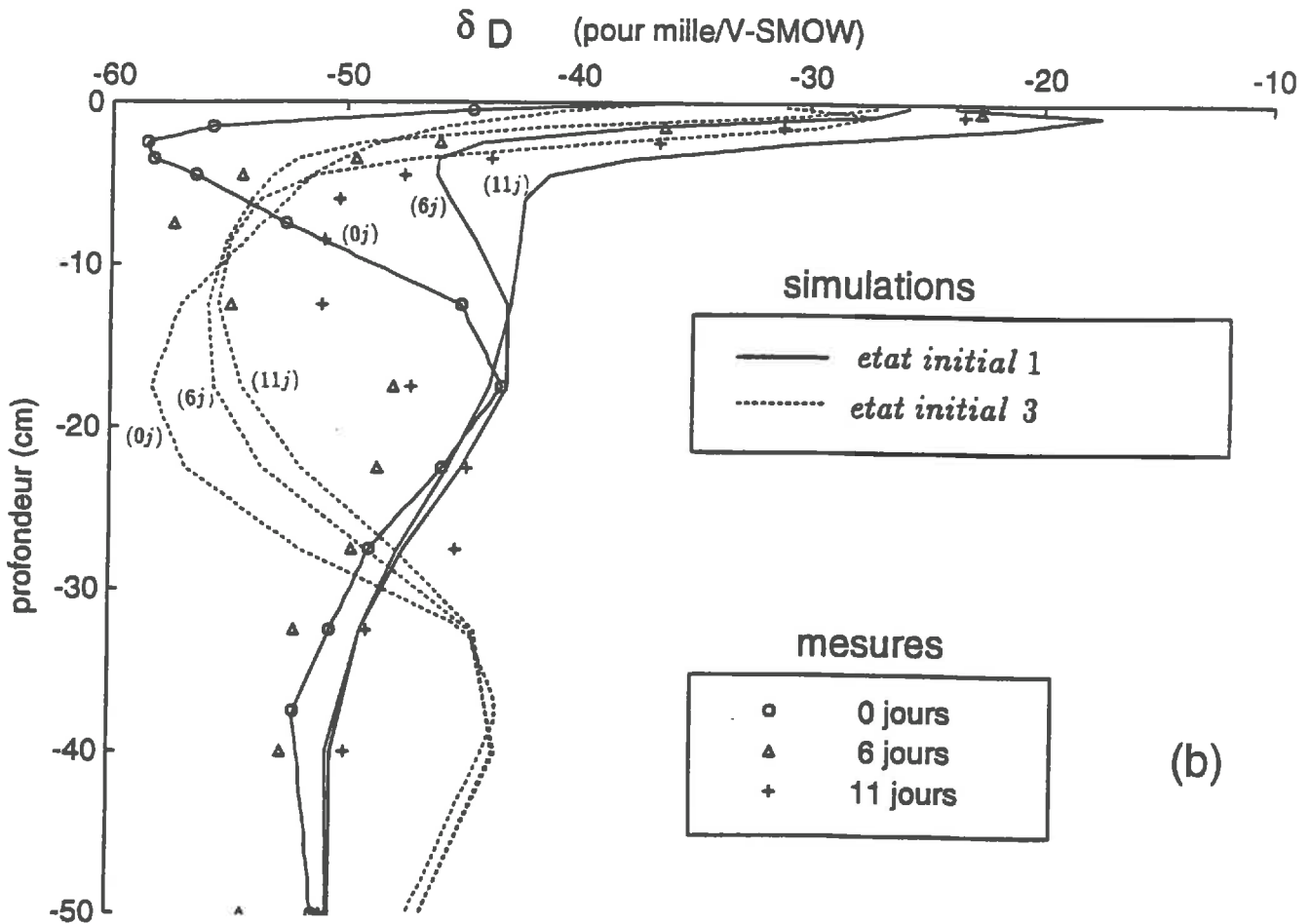
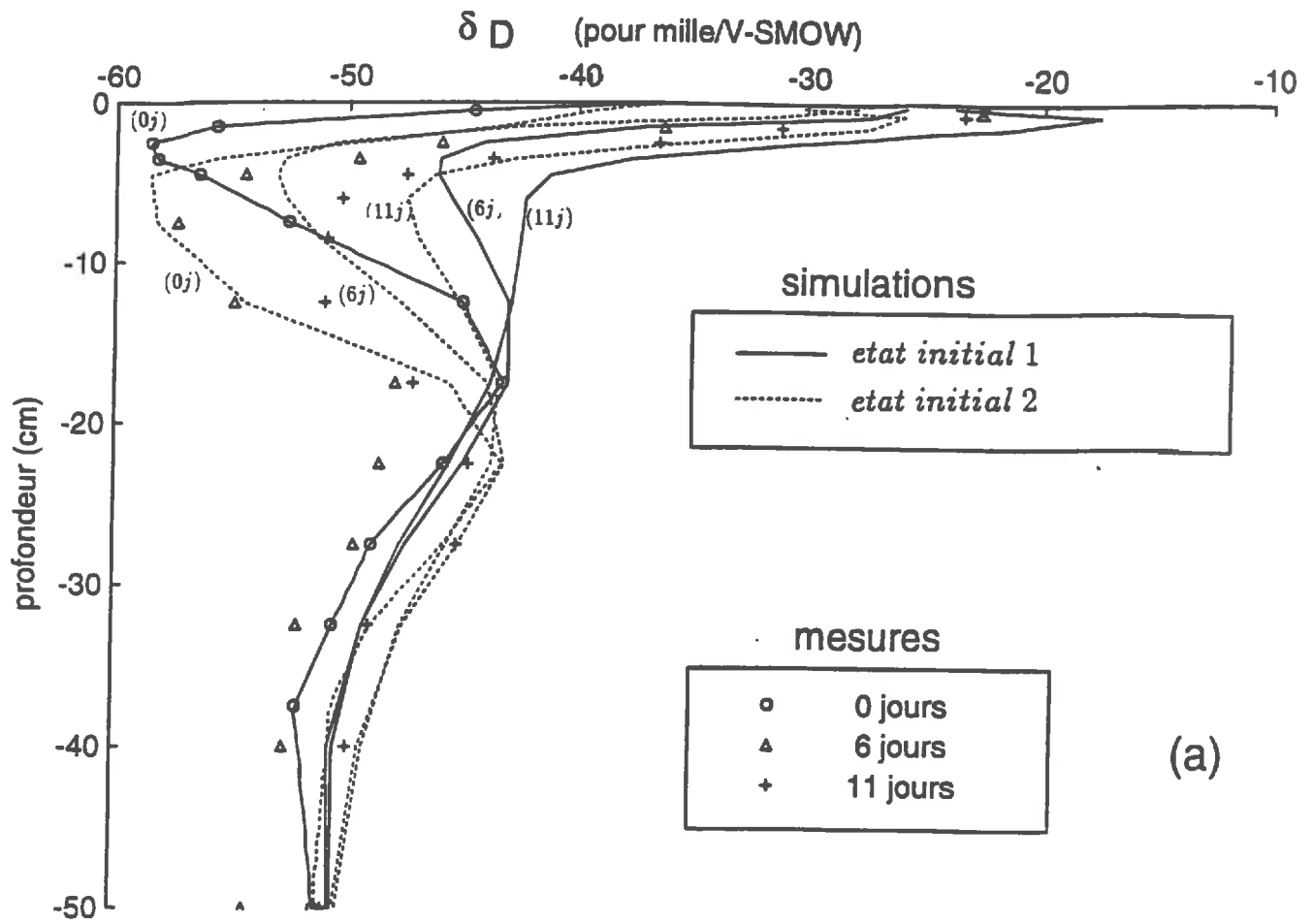


Figure 5.12: sensibilité du modèle à l'état isotopique initial: (a) états isotopiques initiaux 1 et 2. (b) états isotopiques initiaux 1 et 3.

5.4.2 Sensibilité à la situation initiale

Les figures 5.12.a et 5.12.b montrent l'effet du profil isotopique initial ($t=0$) sur l'évolution ultérieure des profils isotopiques calculés (6 jours et 11 jours). Dans le premier cas (figure 5.12.a), le profil initial est davantage étalé vers le bas (5 à 6 cm). Dans le second cas, le profil initial de deutérium est nettement plus étalé vers la profondeur (15 cm environ) et pourrait correspondre à un site local bien irrigué ayant déjà subit un début d'évaporation.

Les simulations montrent que les effets liés à la situation initiale sont considérables. Dans le premier cas (figure 5.12.a), des écarts d'au moins 5 ‰ sur des épaisseurs de l'ordre de 15 cm peuvent être mis en évidence. Par ailleurs, tout se passe comme si le profil initial conditionnait fortement toute l'évolution ultérieure de la forme des profils isotopiques successifs. Ceci est encore plus clairement illustré par la figure 5.12.b pour laquelle les deux évolutions des profils isotopiques n'ont rien à voir l'un avec l'autre :

- Dans le cas observé, l'évolution isotopique affecte les dix premiers centimètres du profil de façon importante avec un effet majeur lié à l'évaporation et l'enrichissement en surface.
- Dans le cas simulé, les évolutions affectent essentiellement la zone située sous la surface (10 à 30 cm), avec un effet probablement lié aux flux convectifs et diffusifs en phase liquide.

Au total, les effets liés à la situation initiale sont très importants. Ils conditionnent toute l'évolution ultérieure des profils isotopiques qui résulte finalement de la conjonction entre le profil isotopique initial et l'importance relative des différents flux de masses (convectifs et diffusifs en phase liquide ou gazeuse) répartis selon la profondeur. Les conséquences de cette forte sensibilité à l'état isotopique initial sont immédiates :

- D'une part, l'échantillonnage isotopique in situ doit s'adapter à la variabilité spatiale rencontrée. Dans notre cas, des échantillonnages plus nombreux aurait été nécessaires.
- D'autre part, nous pouvons même nous demander si le modèle proposé peut être validé dès qu'une incertitude forte pèse sur l'estimation du profil isotopique initial.

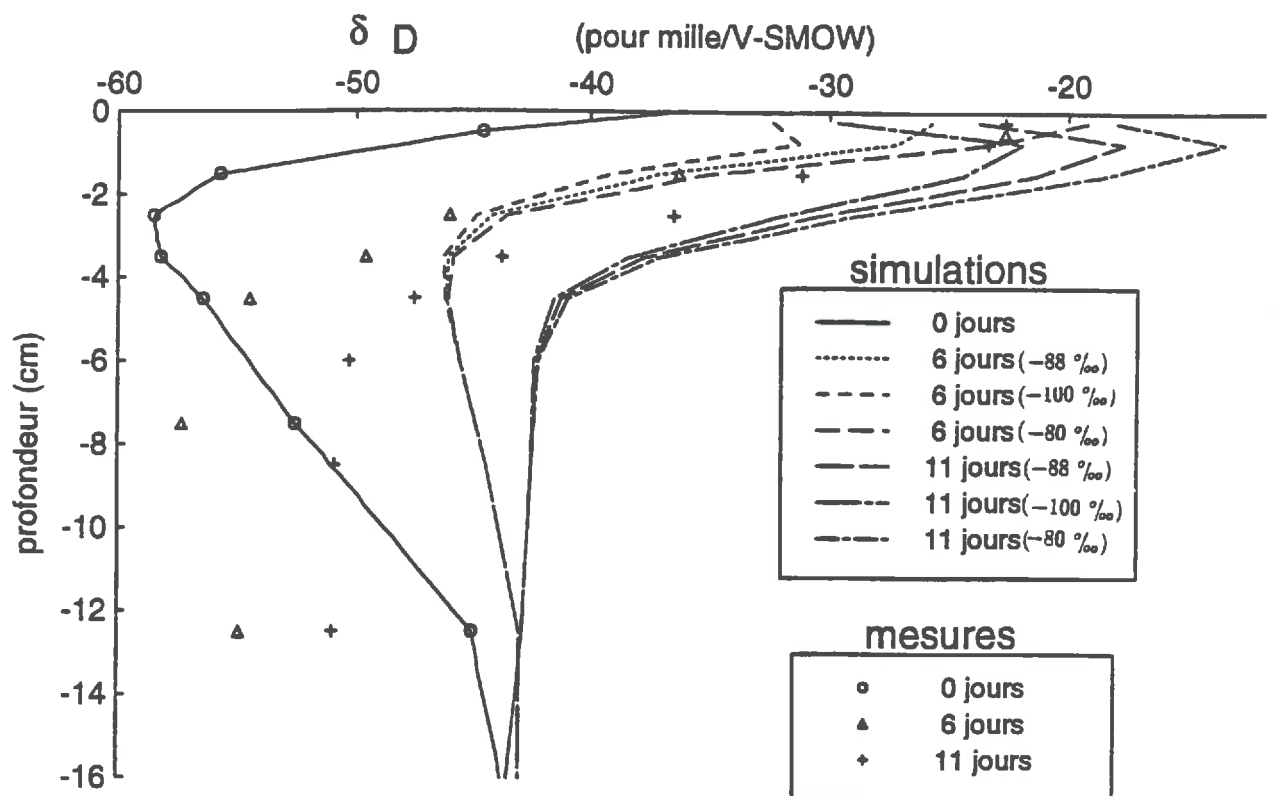


Figure 5.13: *sensibilité des profils de deutérium à la composition isotopique de ce dernier dans la vapeur d'eau atmosphérique en comparaison avec les observations expérimentales.*

- Enfin, il ne faut perdre de vue que toutes les études de sensibilité proposées par la suite sont conditionnées par le choix d'une situation initiale particulière. Une autre réalisation de celle ci aurait pu conduire éventuellement à des conclusions différentes.

5.4.3 Sensibilité liée au forçage atmosphérique

La figure 5.13 fournit un exemple de sensibilité de l'évolution des profils isotopiques dans le sol au changement de forçage atmosphérique ($\delta_D^{atm} = -80, -88 \text{ et } -100 \text{ ‰}$). Dans l'ensemble, il apparait que cet effet atmosphérique intervient de façon notable (différences de l'ordre de 10 ‰ à 1cm de profondeur au bout de 11 jours), mais localisée sur les premiers centimètres (0 à 5 cm).

Cet effet se traduit essentiellement par un moindre enrichissement à proximité de la surface quand l'atmosphère s'appauvrit en isotopes, ceci étant lié aux gradients isotopiques sol-atmosphère qui conditionnent les flux isotopiques au dessus de la surface du sol. Au total, cet effet notable reste modéré malgré tout et, contrairement à la situation isotopique initiale, semble affecter essentiellement les horizons superficiels du sol. Sous réserve de vérifications complémentaires cet effet ne semble pas pouvoir expliquer à lui seul des différences importantes entre modèle et observations pour les couches de sol sous-jacentes (10 à 30 cm par exemple).

5.4.4 Sensibilité liée aux phénomènes diffusifs

Coefficient de diffusion en phase liquide : nous exprimons le coefficient de diffusion effective des espèces isotopiques de l'eau de la manière suivante (cf 2.3.1.C):

$$D_i^{*l} = \tau \theta_l D^l + \lambda \frac{q_l}{\theta_l} \quad (5.2)$$

τ = tortuosité du sol.

θ_l = teneur en eau volumique en phase liquide.

avec D^l = coefficient d'autodiffusion de l'eau liquide ($m^2.s^{-1}$).

λ = dispersivité hydrodynamique (m).

q_l = flux d'eau liquide ($m.s^{-1}$).

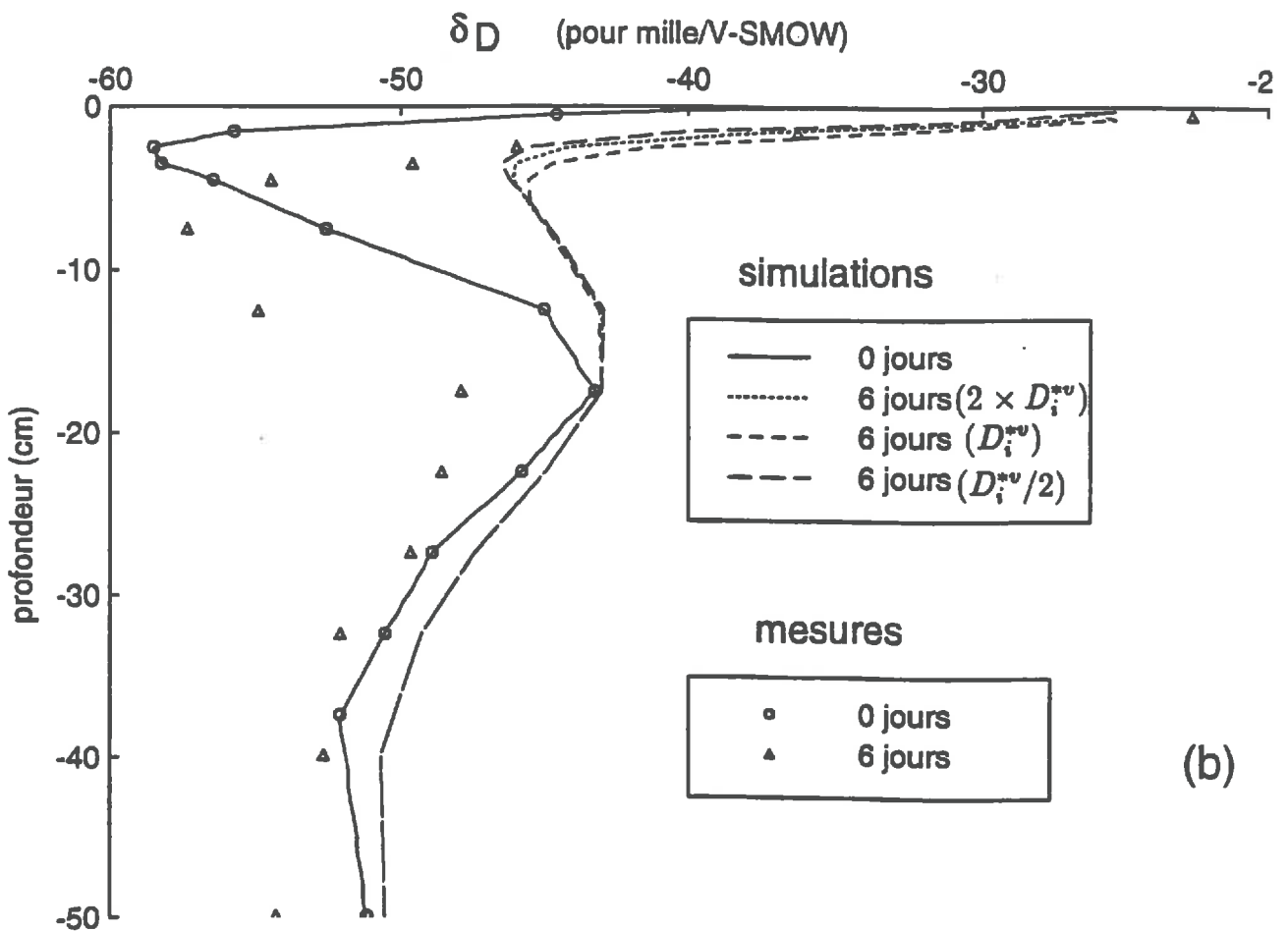
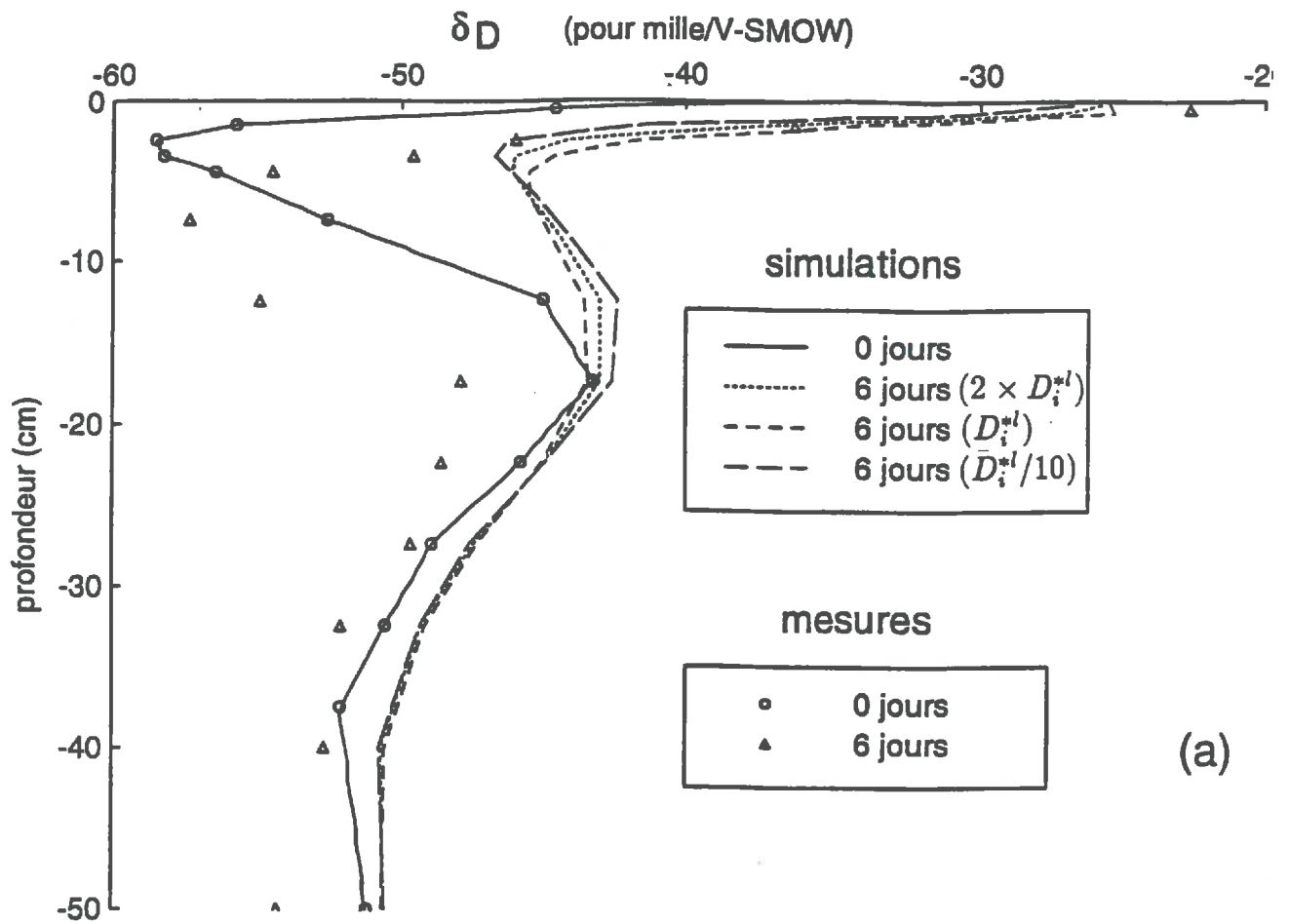


Figure 5.14: (a) sensibilité des profils de deutérium au coefficient de diffusion en phase liquide en comparaison avec les observations expérimentales. (b) sensibilité des profils de deutérium au coefficient de diffusion en phase gazeuse en comparaison avec les observations expérimentales.

Nous notons ici, que pendant la période des simulation choisie le poids du terme dispersif reste assez faible devant celui du terme diffusif. En effet les pluies intervenues dans cette période sont de faibles hauteurs et intensités (cf 4.2.1).

Dans l'ensemble (figure 5.14.a), les effets du coefficient de diffusion en phase liquide restent limités (2 ‰ d'écart au maximum pour les valeurs de D_i^{*l} choisies) même dans la zone de 10 à 20 cm relativement humide et dans laquelle la diffusion en phase liquide peut jouer un rôle important. Par ailleurs, avec des coefficients de diffusion croissants, nous constatons que :

- Les irrégularités du profil initial ont tendance à s'atténuer plus rapidement.
- Le deutérium qui s'accumule à la surface diffuse plus vite en profondeur. Par conséquence les gradients isotopiques sont plus faibles vers la surface du sol et les échanges avec l'atmosphère diminuent.

Nous constatons que dans les limites raisonnables de la turtuosité du sol τ un éventuel calage de D_i^{*l} ne permettra pas d'améliorer les résultats.

Coefficient de diffusion gazeuse : pour la diffusion d'une espèce isotopique i de l'eau dans la phase gazeuse, nous utilisons le coefficient suivant :

$$D_i^{*v} = f(\theta) \frac{D^v}{(D^v/D_i^v)^n} \quad (5.3)$$

$f(\theta)$ = fonction de forme qui dépend de la porosité libre à l'air et des caractéristiques morphologiques du milieu (cf 4.5.7).

avec D^v = coefficient de diffusion de vapeur d'eau dans l'air ($m^2.s^{-1}$).

D_i^v = coefficient de diffusion de vapeur de $H_2^{18}O$ ou $HD^{16}O$ dans l'air ($m^2.s^{-1}$).

$n = 0.67 + 0.33e^{(\frac{w_r - w}{w_r})}$ caractérise le fractionnement isotopique cinétique, n tend vers 1 quand le sol devient très sec (cf 2.3.1.C).

Nous avons effectué des simulations pour trois valeurs de D_i^{*v} ainsi que pour le cas où $n=0.67$. Ce qui correspond uniquement à la diffusion moléculaire sans présence de conditions virtuellement statiques.

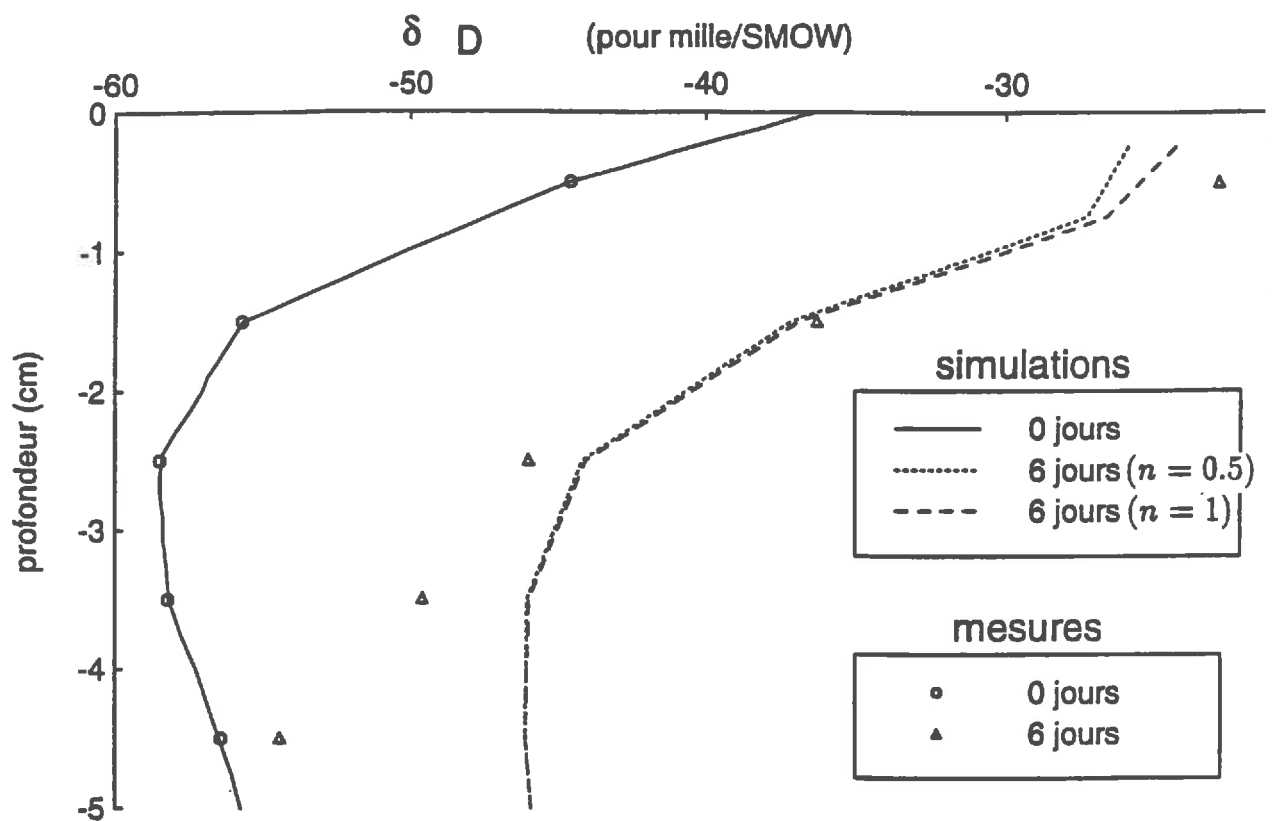


Figure 5.15: *sensibilité des profils de deutérium au fractionnement cinétique en comparaison avec les observations expérimentales.*

Nous notons tout d'abord que l'effet du fractionnement isotopique cinétique par diffusion gazeuse dans le sol n'est pas très important (écarts inférieurs à 1 ‰ en surface pour 11 jours d'évaporation, profil non reporté sur la figure 5.12.a) et n'explique pas les écarts observés entre les mesures et les calculs.

Contrairement à la diffusion en phase liquide, qui est très faible vers la surface du sol en période sèche, la diffusion en phase gazeuse y devient importante (figure 5.14.b). Selon qu'on se situe au dessus où au dessous du maximum d'enrichissement isotopique (pic) l'augmentation de D_i^{*v} a les effets suivant :

- Au dessus du pic, elle augmente ainsi les échanges isotopiques avec l'atmosphère et contribue donc à appauvrir en isotopes lourds la couche superficielle du sol.
- Au dessous du pic, elle joue avec une moindre importance le même rôle que D_i^{*l} en accélérant la diffusion des isotopes lourds vers la profondeur.

Fractionnement cinétique à la surface du sol : la vapeur des espèces isotopiques lourdes de l'eau à la surface du sol concernée par les échanges atmosphériques turbulents (cf 2.3.2) est affectée par le coefficient de fractionnement cinétique suivant :

$$\alpha_k = \left(\frac{D^v}{D_i^v} \right)^n \quad (5.4)$$

où n varie entre 0.5 et 0.67 en fonction de la vitesse de frottement du vent de la manière suivante (cf 2.3.1.C):

$$n = 0.5 + 0.17e^{-u^*/u'^*} \quad (5.5)$$

où u^* est la vitesse de frottement et u'^* est la vitesse de frottement à partir de laquelle n prend la valeur de 0.5.

Pour ce paramètre nous comparons les cas extrêmes : $n = 0.5$ et $n = 0.67$ avec la formulation que nous utilisons (figure 5.15). Les résultats montrent que la sensibilité du modèle à n est assez modérée. Elle affecte sur tout l'enrichissement isotopique à la surface du sol. Nous constatons que notre choix de l'exposant n ne peut pas expliquer les écarts observés entre les mesures et les simulations.

Au total, les coefficients de diffusion en phase liquide et gazeuse jouent un rôle limité et conforme à ce que l'on pouvait prévoir : le coefficient de diffusion en phase liquide

peut intervenir dans des couches assez humides en profondeur (jusqu'à 20 cm dans le cas de notre situation initiale), tandis que le coefficient de diffusion en phase gazeuse intervient essentiellement dans les horizons superficiels de formation du mulch.

Cette faible sensibilité est également vraie pour le coefficient de fractionnement isotopique cinétique qui ne peut à lui seul rendre compte des écarts entre modèle et expérience.

5.4.5 Sensibilité aux flux convectifs liquides (q_l) et gazeux (q_v)

Nous avons tenté de mener une étude assez complète de la sensibilité des profils isotopiques aux flux convectifs. Pour cela, nous avons choisi d'imposer aux flux liquides (q_l) et gazeux (q_v) (Equation (2.41) cf 2.3.1.D) calculés par le modèle de transferts de masse, des petites fluctuations avant introduction de ces flux dans le modèle de transport isotopique. Nous allons ainsi comparer les situations suivantes légèrement différentes les unes des autres :

- (a) 100%. q_l , 100%. q_v (référence non modifiée)
- (b) 101%. q_l , 100%. q_v (modification de q_l uniquement)
- (c) 99%. q_l , 100%. q_v (modification de q_l uniquement)
- (d) 100%. q_l , 95%. q_v (modification de q_v uniquement)
- (e) 100%. q_l , 105%. q_v (modification de q_v uniquement)

Pour chacun des cas de (a) à (e), nous présenterons les graphiques de synthèse suivants :

- (i) Profils isotopiques en ^{18}O et D de 0 à 50 cm de profondeur et du 18/07/90 au 08/08/90.
- (ii) Comparaison globale dans un repère $\delta_D/\delta^{18}\text{O}$ des points calculés et observés (toutes profondeurs et dates confondues).
- (iii) Comparaison date par date dans un repère $\delta_D/\delta^{18}\text{O}$ des points calculés et observés (toutes profondeurs confondues).
- (iv) Comparaison globale des valeurs observées et calculées pour le deutérium et l'oxygène 18 (comparaison par rapport à la première bissectrice).

Ces différentes représentations nous permettent d'appréhender de façon synthétique l'effet des flux convectifs.

◇ En ce qui concerne la situation de référence (figures 5.16 et 5.17), Nous constatons que la simulation rend imparfaitement compte des observations faites sur les profils isotopiques mesurés. Dans le cas de l'oxygène 18, nous observons en effet un biais de l'ordre de 1 à 2 ‰, et dans le cas du deutérium, tout se passe comme si dès le départ, il y avait une surestimation de la teneur isotopique calculée par le modèle.

Au vu des paragraphes précédents, nous pensons qu'une partie importante de cet écart pourrait être liée à une mauvaise connaissance de la situation initiale. Ceci dit, les ordres de grandeur calculés restent cohérents, et ceci est confirmée par l'adéquation globale entre observation et modélisation dans les repères $\delta_D/\delta^{18}O$ (figure 5.18). En effet, quelque soit la date, nous constatons que les relations expérimentales sont assez bien restituées par le calcul. De même, les figures 5.31.a et 5.32.a montrent que, en moyenne, le calcul restitue des résultats faiblement biaisés, et pour lesquels la variance résiduelle est inhérente à la variabilité spatiale du site expérimental.

◇ Dans le cas où l'on fait varier les flux en phase liquide (figures 5.19 à 5.24), nous constatons que les effets observés sont considérables. Des fluctuations faibles de q_l de l'ordre de 1% modifient notablement les profils isotopiques calculés au cours du temps, et ceci est vrai pour chaque espèce isotopique.

Dans ce contexte, nous pouvons remarquer que l'oxygène 18 apparait comme une véritable "loupe grossissante" particulièrement sensible à toute fluctuation du flux convectif liquide. Conformément à cette sensibilité, nous constatons évidemment des répercussions sur les différents indicateurs de comparaison choisis : la figure 5.31.a,b,c montre que la pente observés/calculés pour l'oxygène 18 prend respectivement les valeurs 1.19, 1.08 et 0.95 lorsque q_l p vaut $100\%.q_l$, $99\%.q_l$ et $101\%.q_l$ respectivement. De même, ces valeurs sont respectivement 0.83, 0.86 et 0.78 pour le deutérium (figure 5.32.a,b,c).

◇ En ce qui concerne les flux en phase gazeuse (figures 5.25 à 5.30), les effets observés sont également importants : Une modification sensible des profils isotopiques (en surface) apparait pour des fluctuations modérées des flux convectifs gazeux.

L'importance plus faible en général des flux gazeux par rapport aux flux liquides atténue cette sensibilité par rapport aux flux convectifs liquides et la limite vers les couches de surface. La pente des droites de régression entre les valeurs observées et calculées en deutérium passe ainsi de 0.83 à 0.96 (figure 5.32) lorsqu'on passe du scénario $100\%.q_l$, $100\%.q_v$ au scénario $100\%.q_l$, $105\%.q_v$

Etude de sensibilité aux flux convectifs liquides et gazeux

Situation de référence

$100\%.q_l, 100\%.q_v$

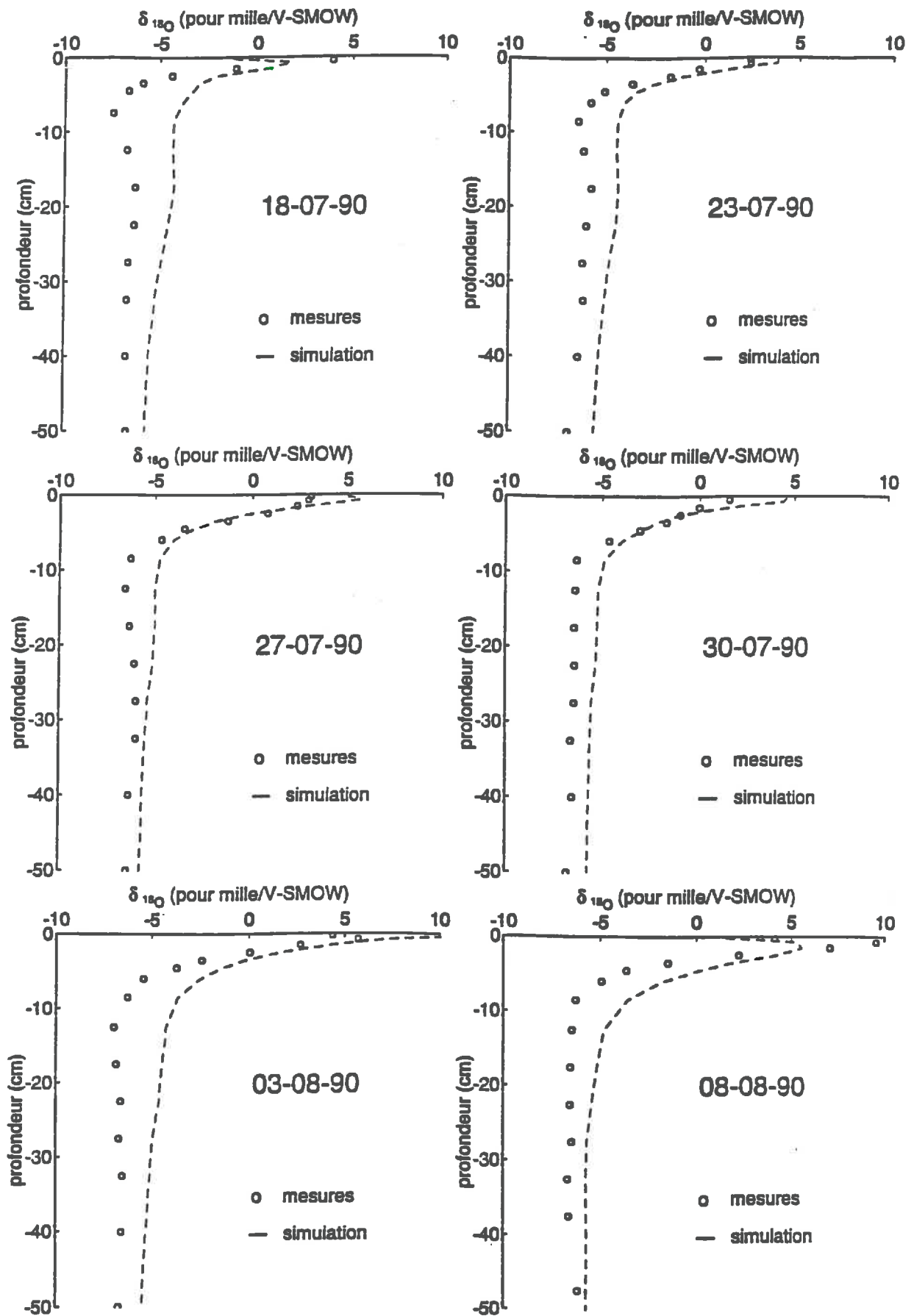


Figure 5.16: comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : 100% q_i , 100% q_v .

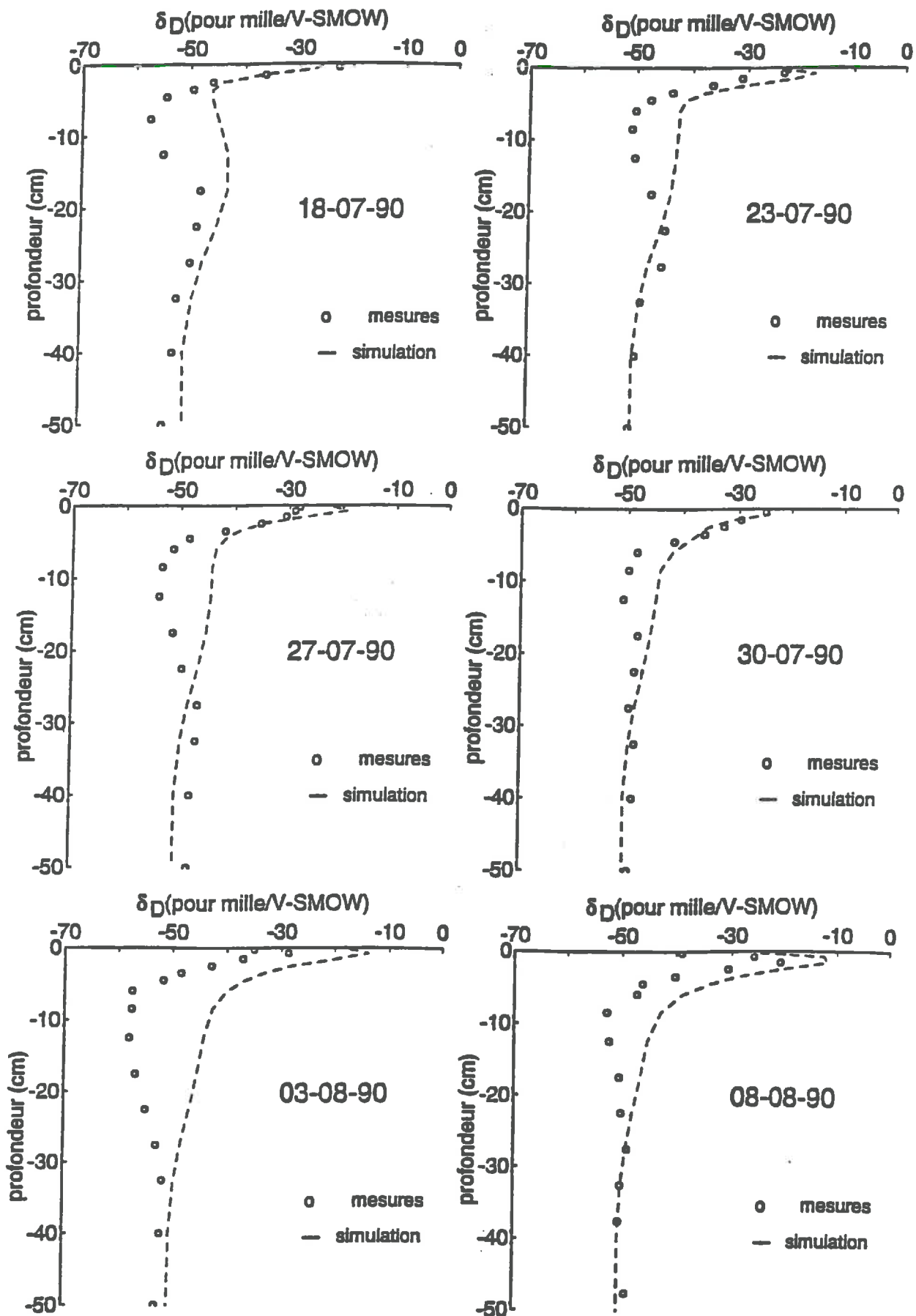


Figure 5.17: comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : 100%. q_1 , 100%. q_v .

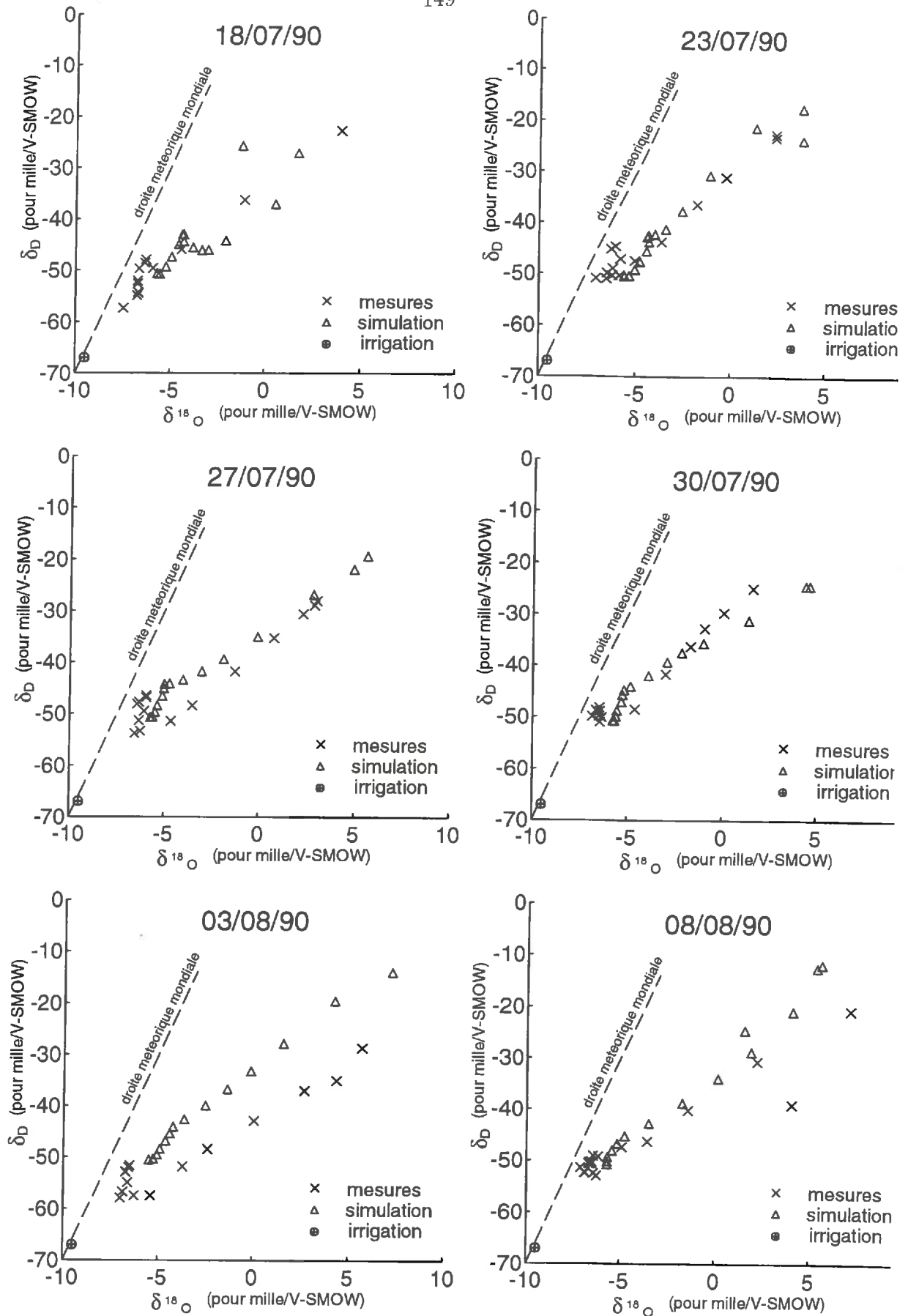


Figure 5.18 : comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : $100\%.q_l, 100\%.q_v$

Etude de sensibilité aux flux convectifs liquides et gazeux

Sensibilité aux flux convectifs liquides

$99\%.q_l, 100\%.q_v$	$101\%.q_l, 100\%.q_v$
-----------------------	------------------------

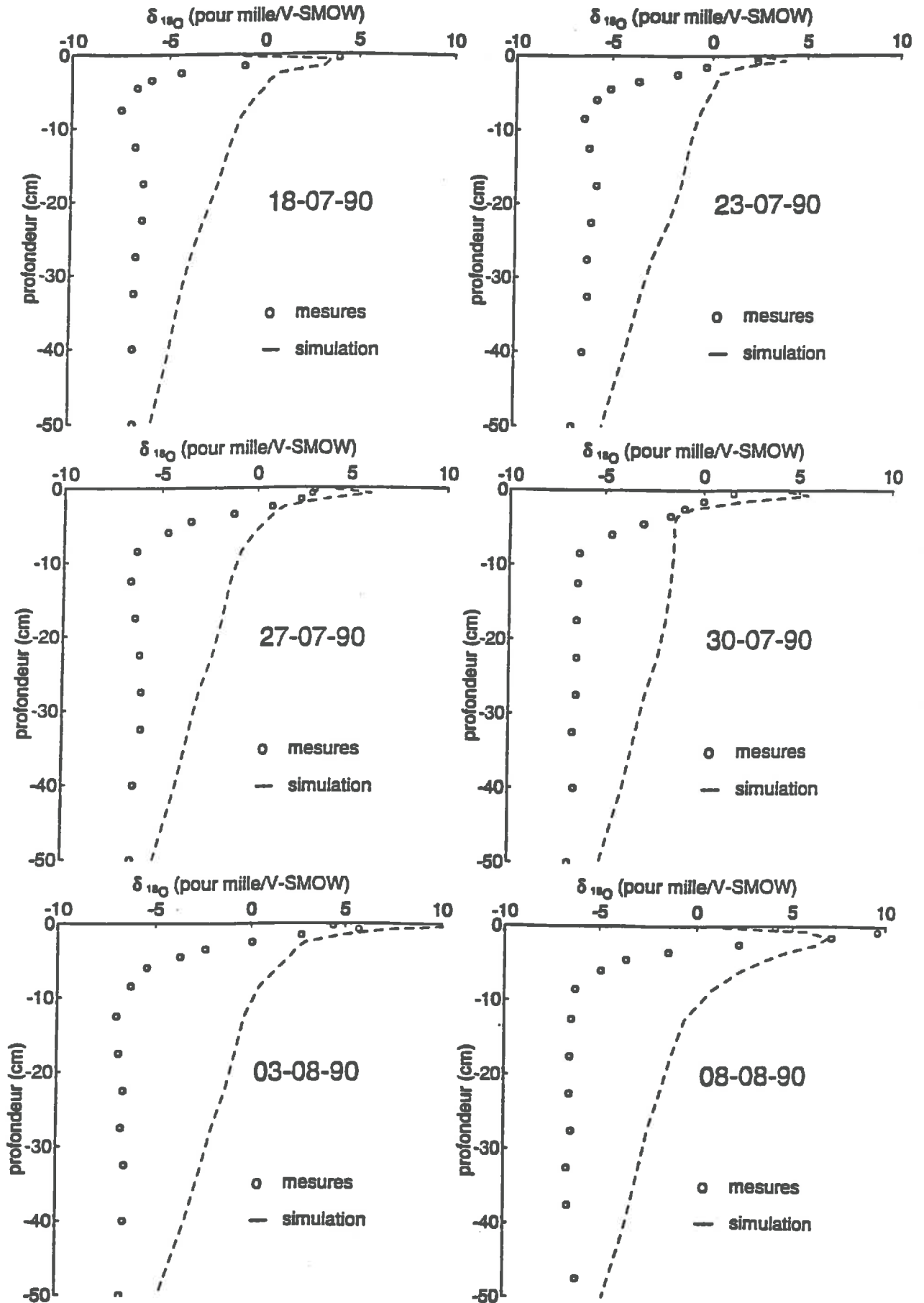


Figure 5.19: comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : 99% q_1 , 100% q_v .

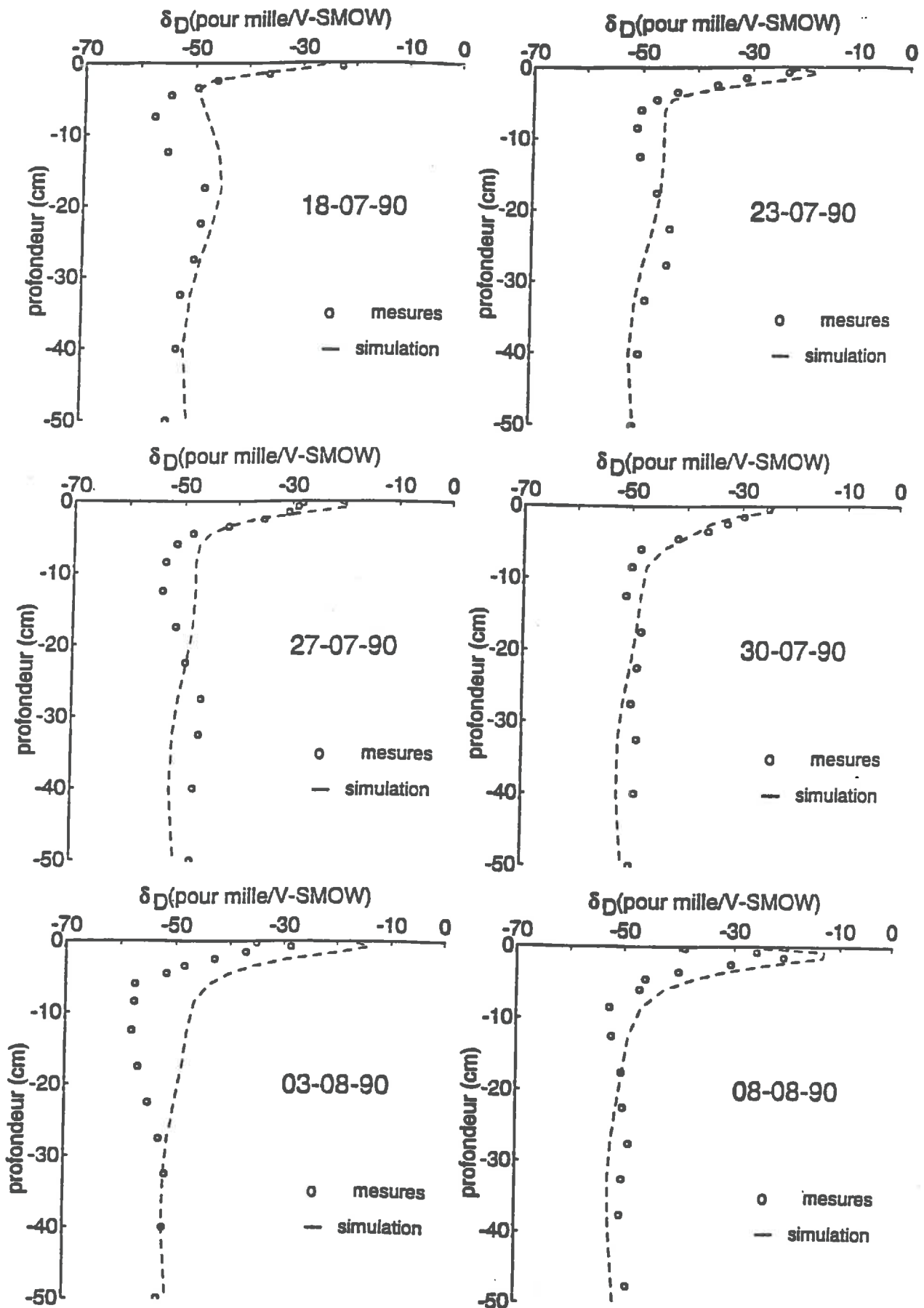


Figure 5.20 : comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : 99%. q_1 , 100%. q_v .

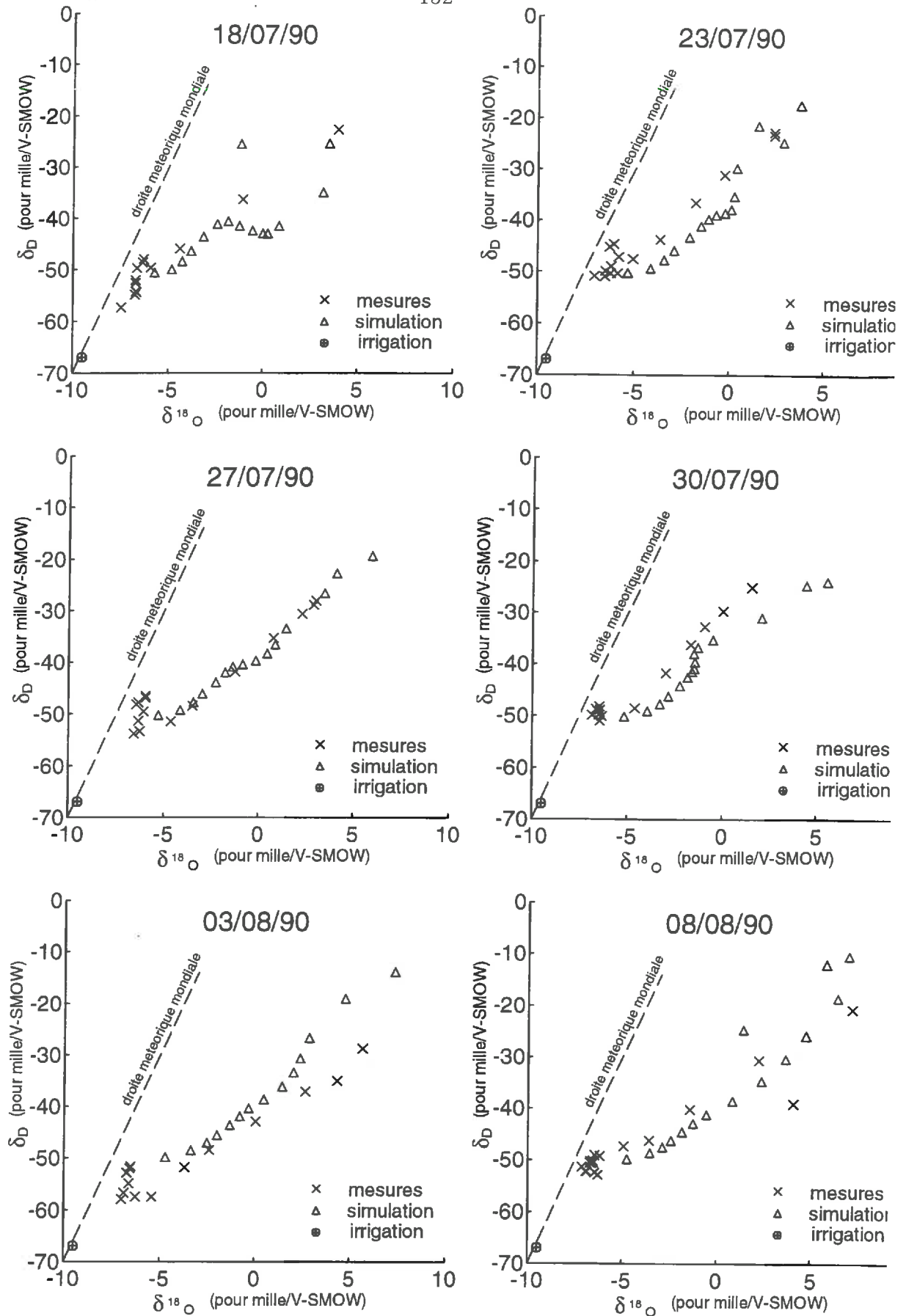


Figure 5.21 : comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : 99%. q_l , 100%. q_v

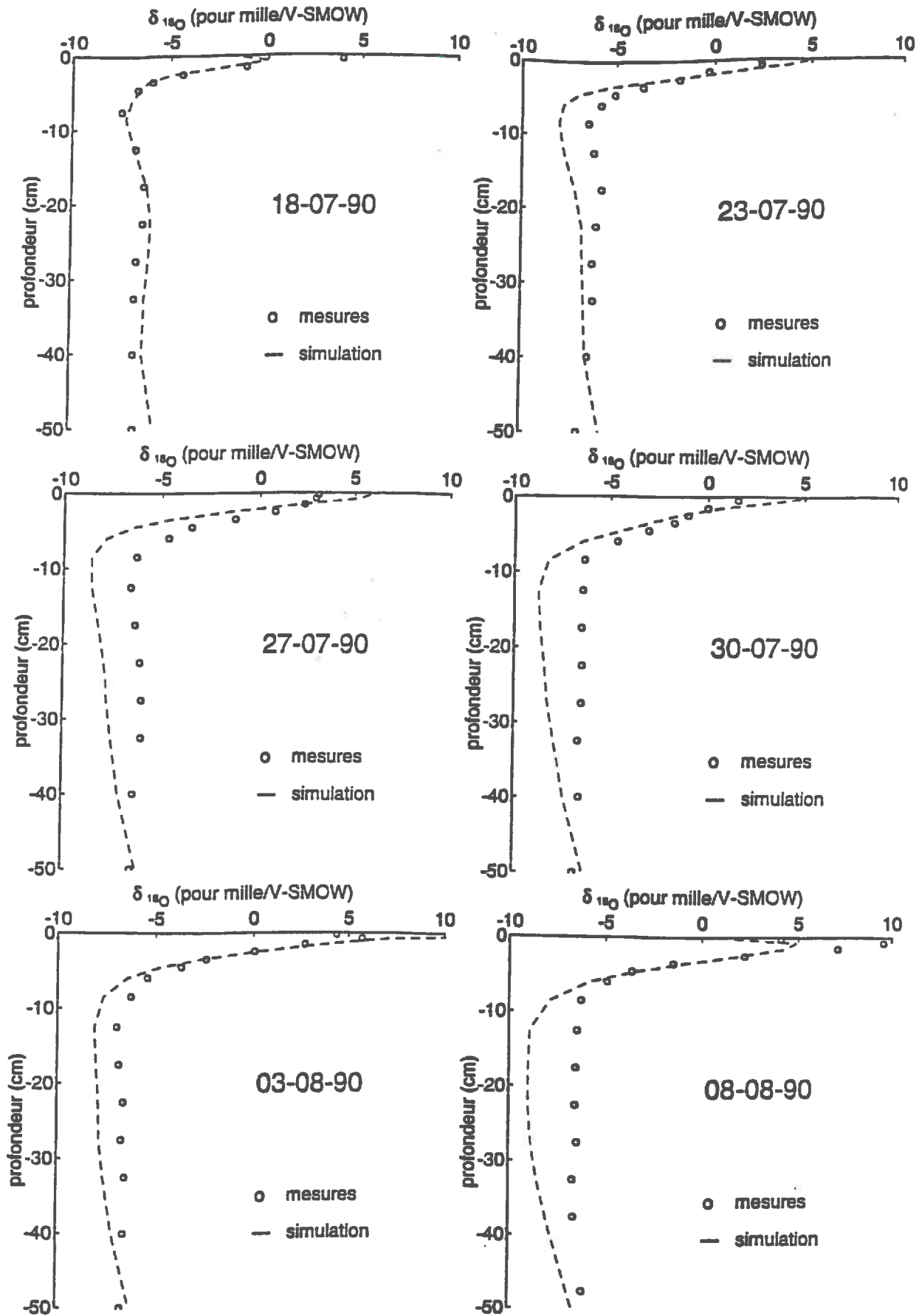


Figure 5.22 : comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : 101%. q_1 , 100%. q_v .

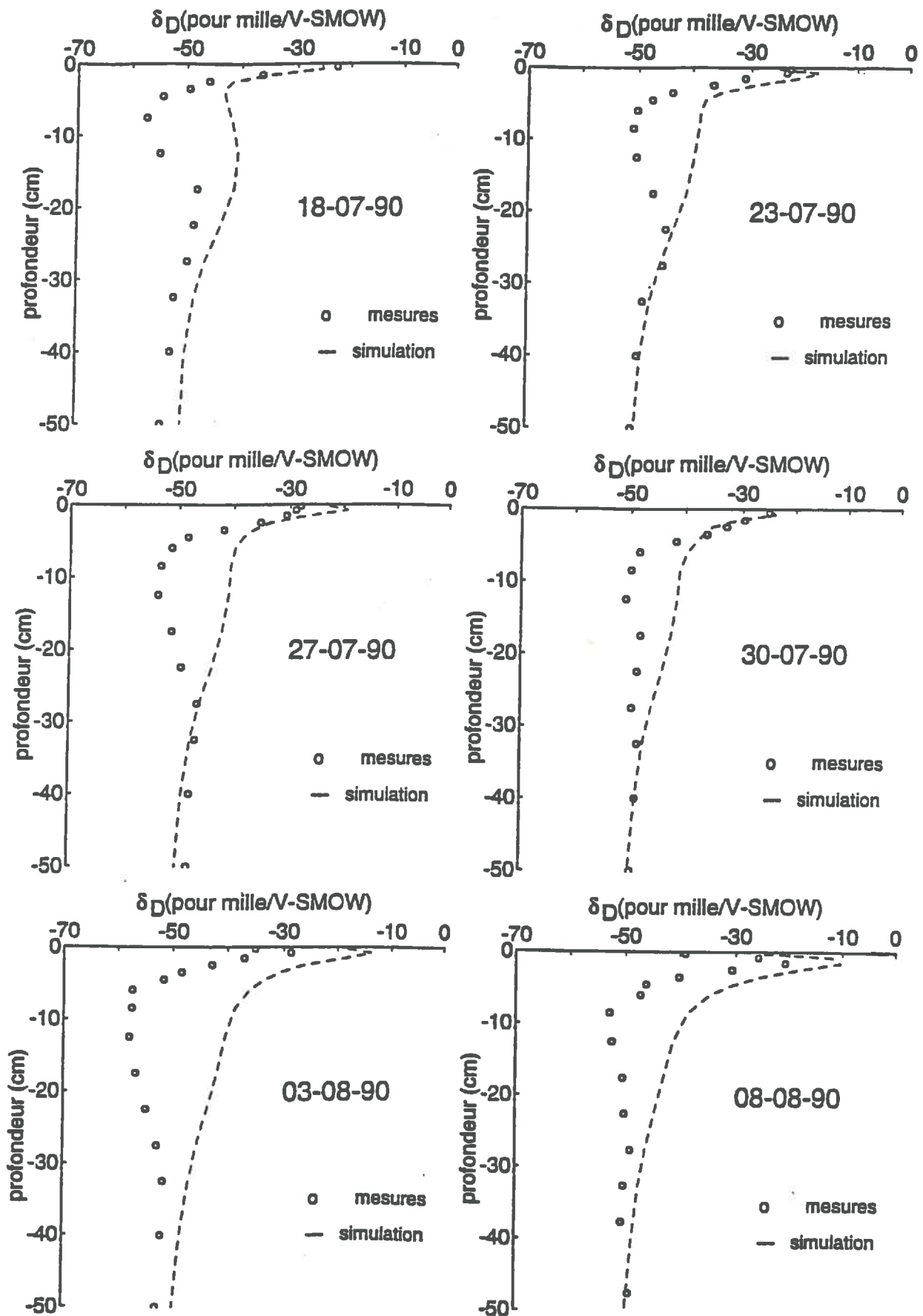


Figure 5.23 : comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : 101% q_1 , 100% q_v .

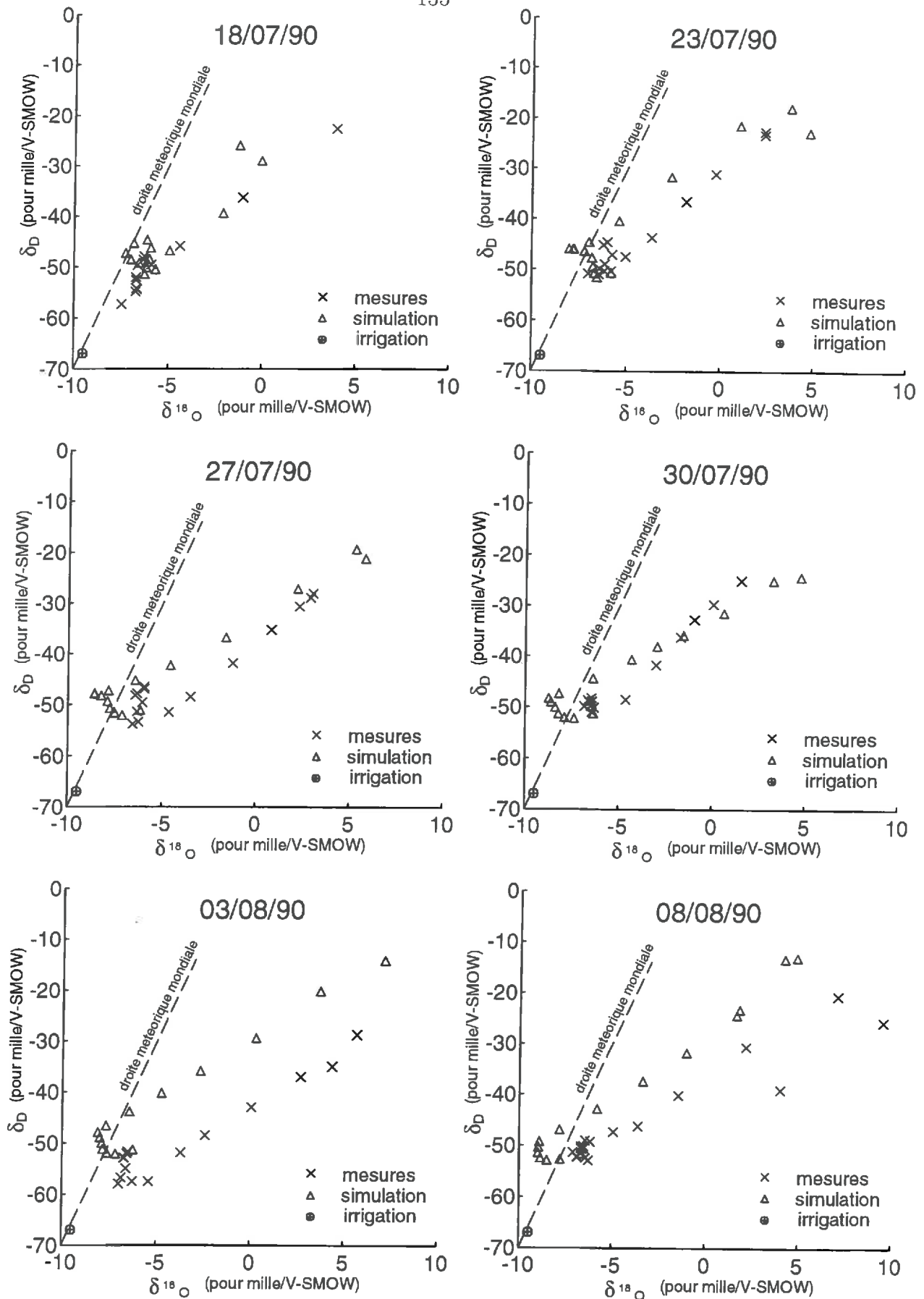


Figure 5.24 : comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : $101\%.q_l, 100\%.q_v$

Etude de sensibilité aux flux convectifs liquides et gazeux

Sensibilité aux flux convectifs gazeux

$100\%.q_l, 95\%.q_v$	$100\%.q_l, 105\%.q_v$
-----------------------	------------------------

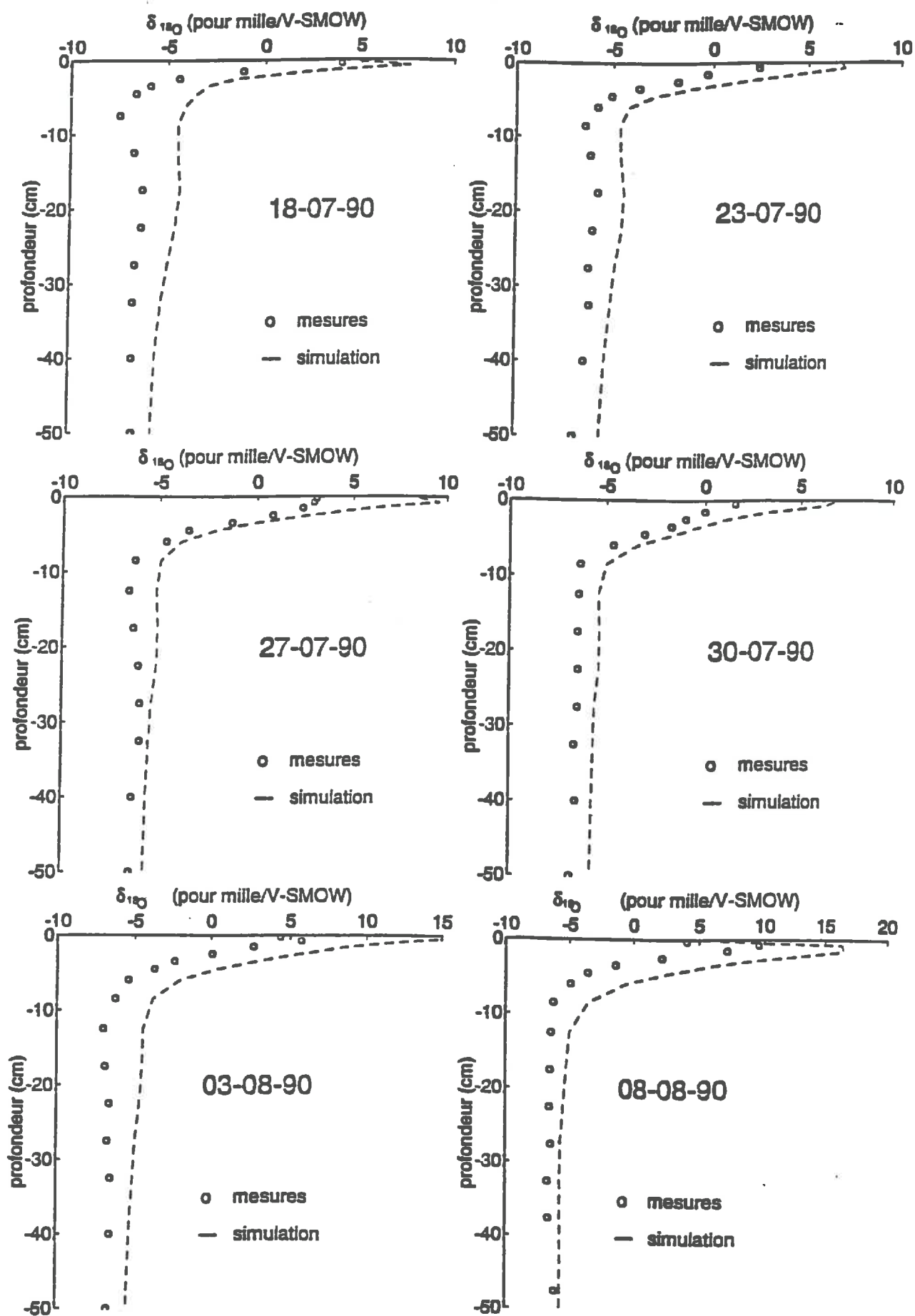


Figure 5.25: comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : 100%. q_l , 95%. q_v .

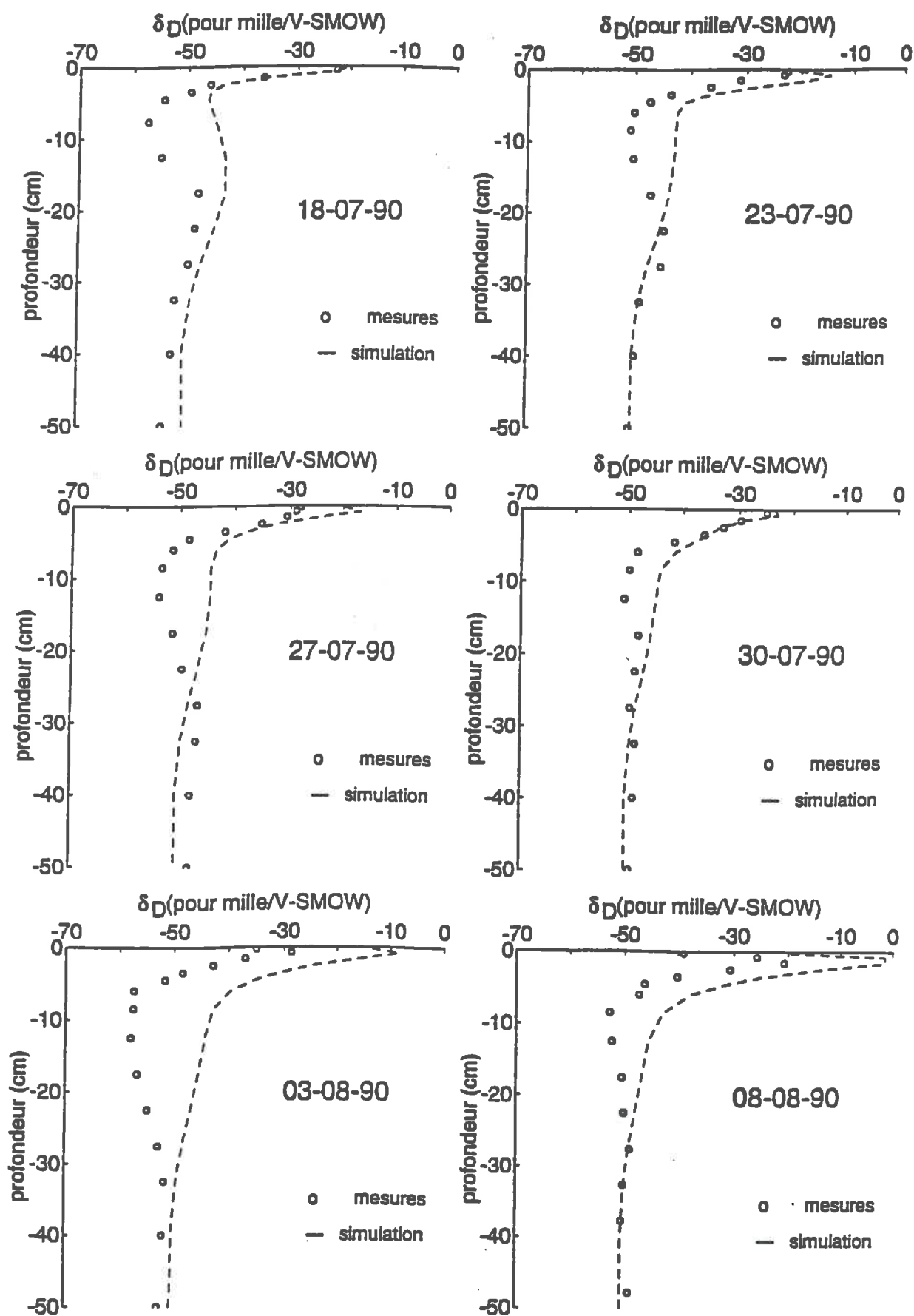


Figure 5.26: comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : 100% q_1 , 95% q_v .

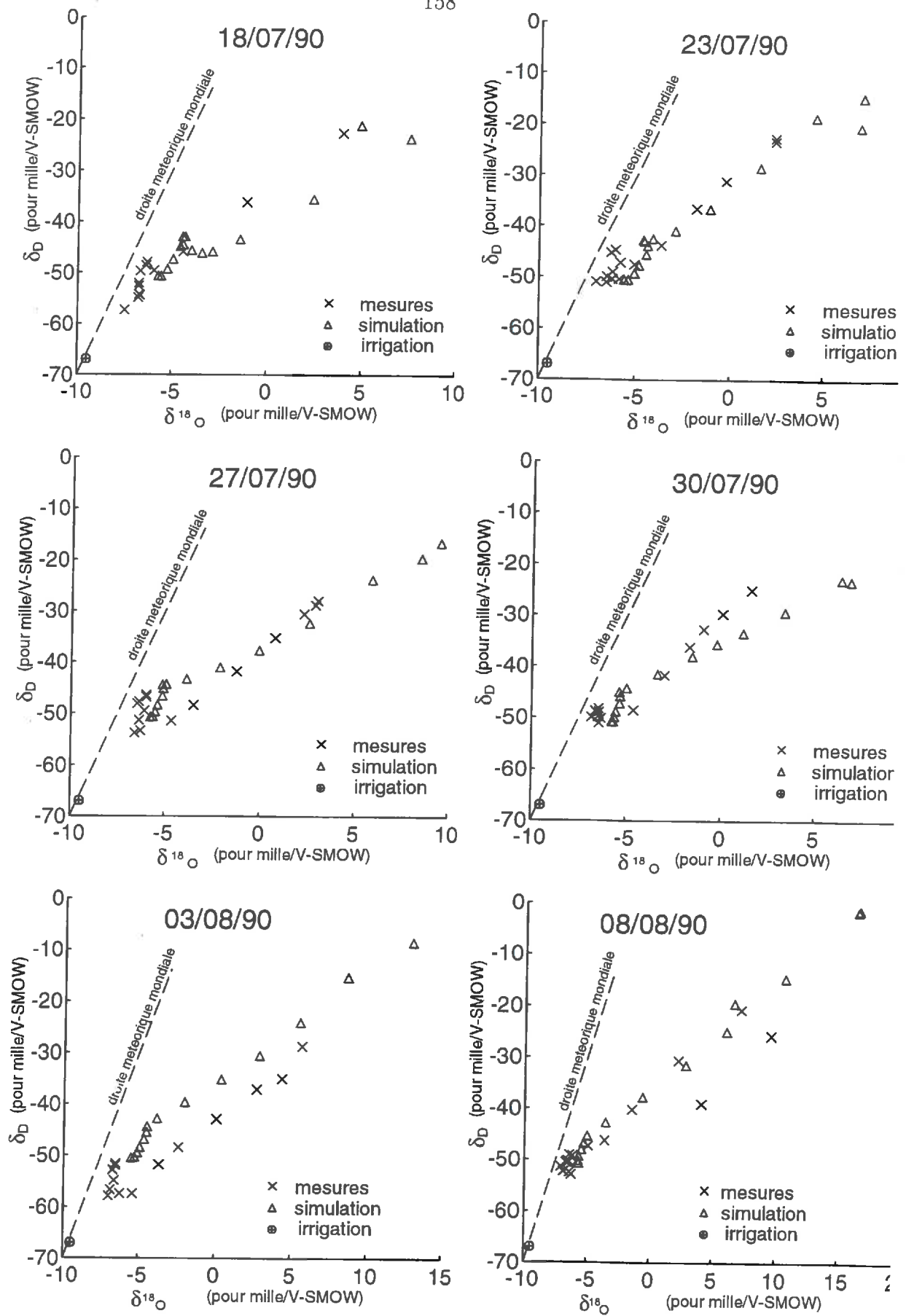


Figure 5.27 : comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : 100%. q_1 , 95%. q_v

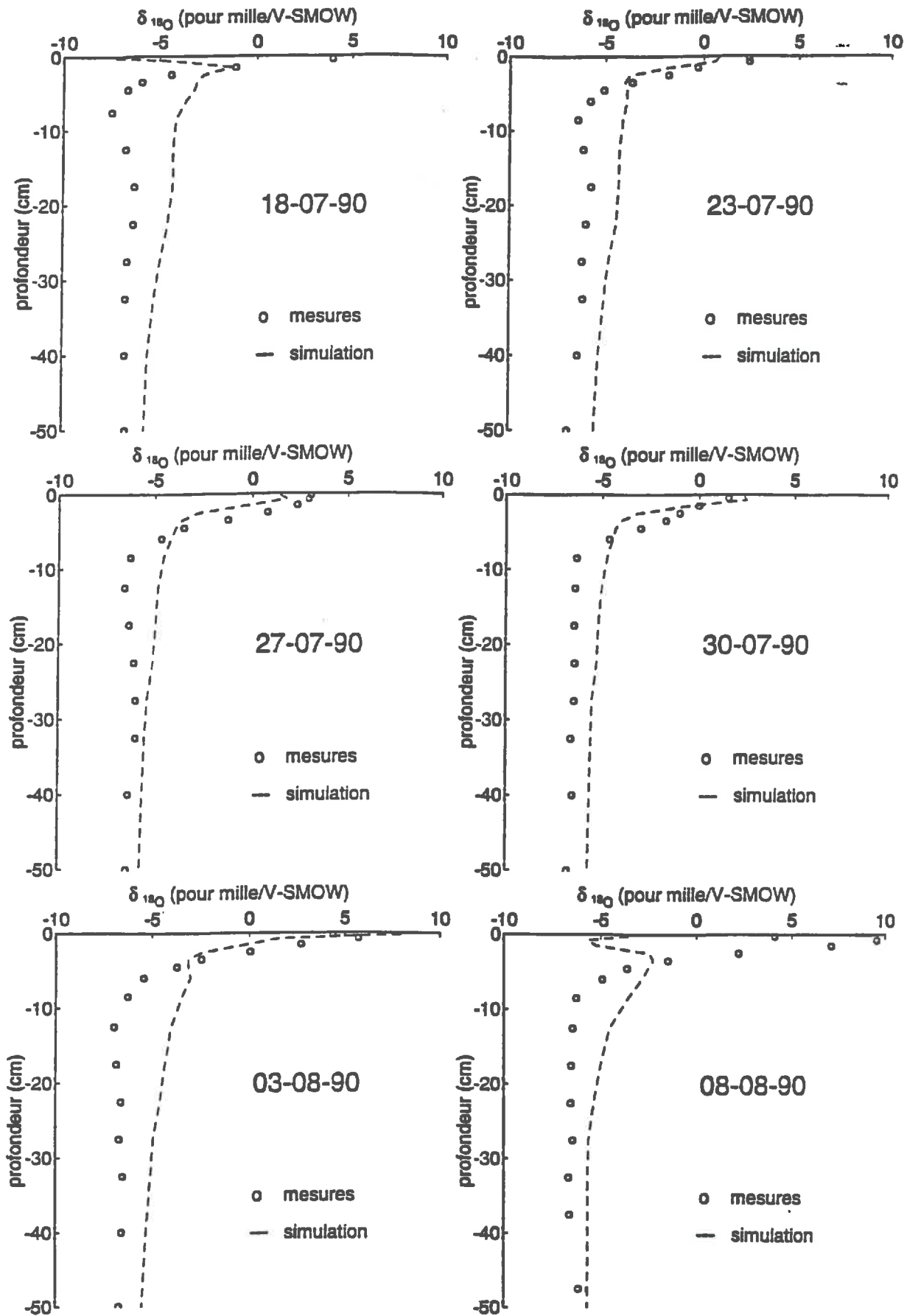


Figure 5.28: comparaison modèle-expérience des profils d'oxygène 18 date par date, scénario : 100% q_1 , 105% q_0 .

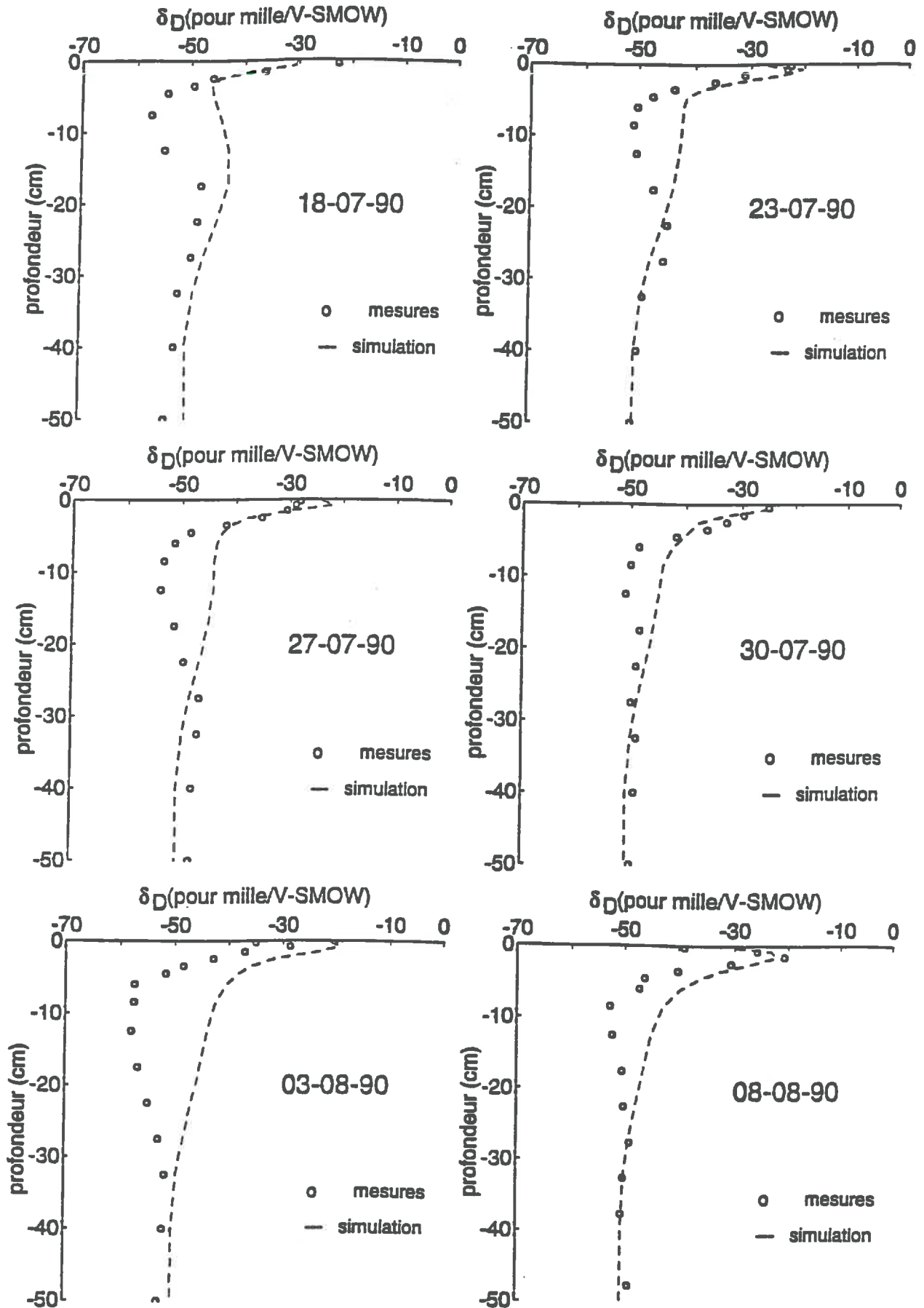


Figure 5.29 : comparaison modèle-expérience des profils de deutérium date par date, scénario : 100%. q_l , 105%. q_v .

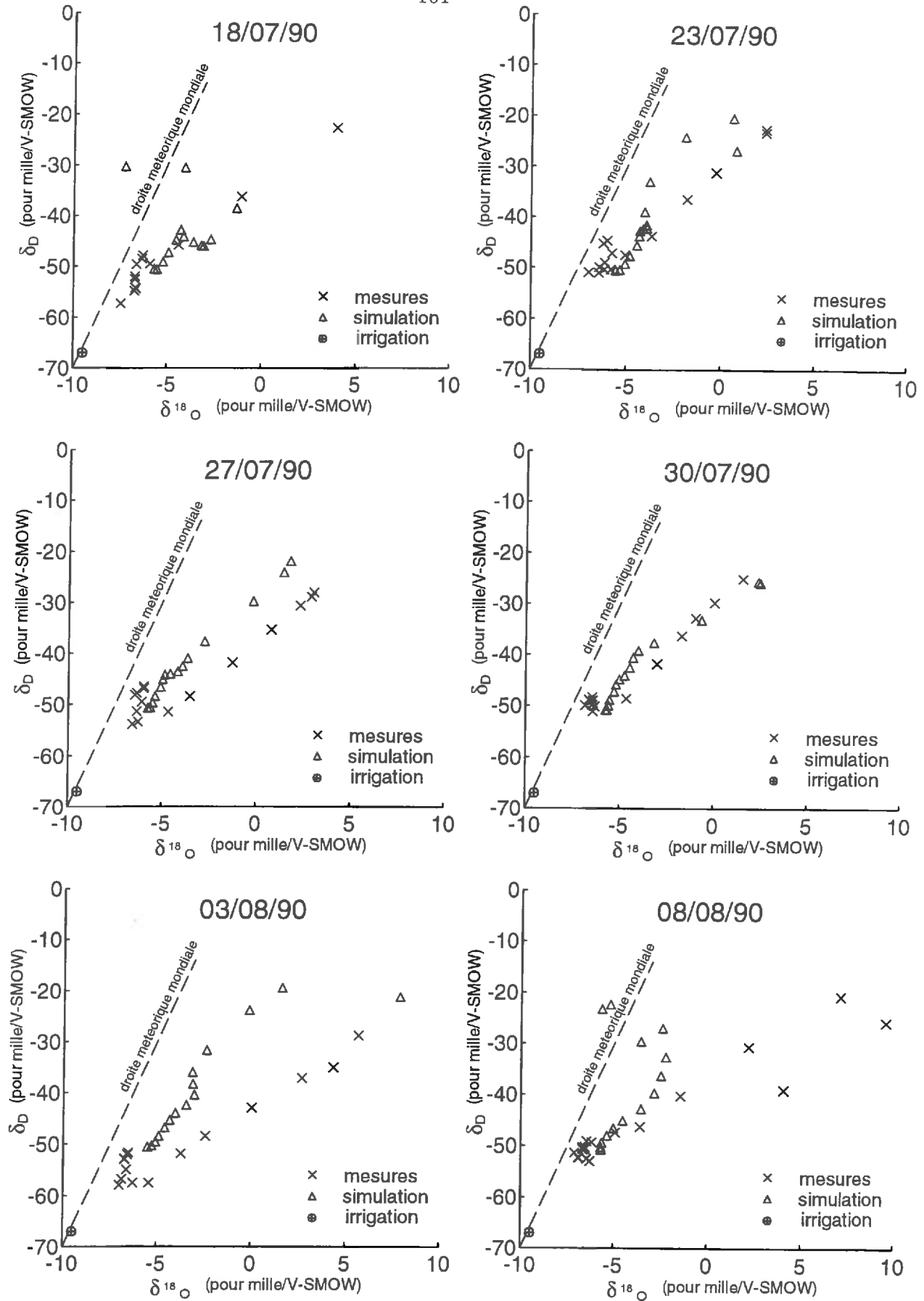


Figure 5.30 : comparaison modèle expérience des relations oxygène 18-deutérium pour le scénario : $100\%.q_l, 105\%.q_v$

Etude de sensibilité aux flux convectifs liquides et gazeux

Graphiques de synthèse

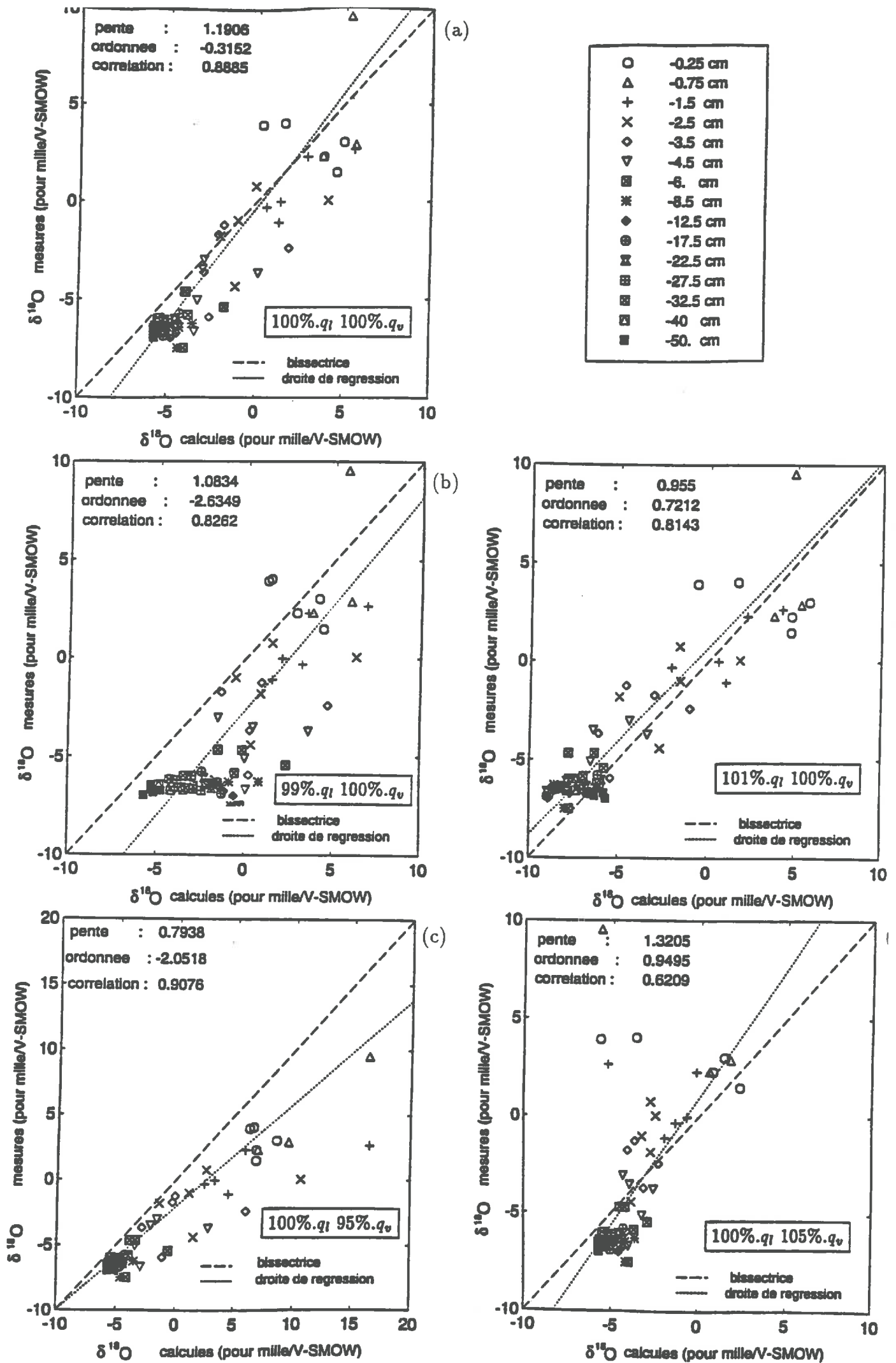


Figure 5.31 : comparaison des valeurs calculées et observées en ^{18}O pour les cinq cas étudiés.

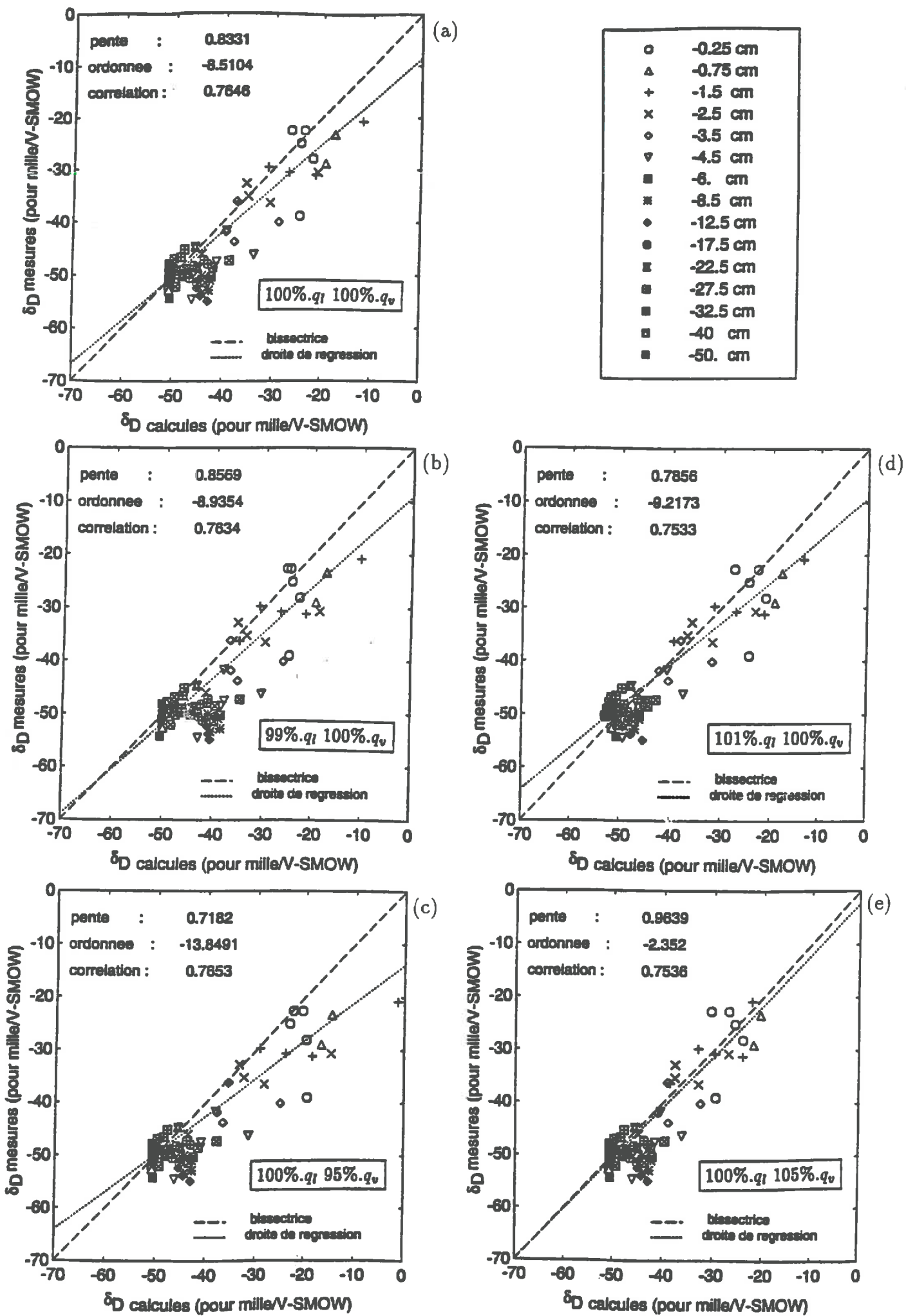


Figure 5.32: comparaison des valeurs calculées et observées en D pour les cinq cas étudiés.

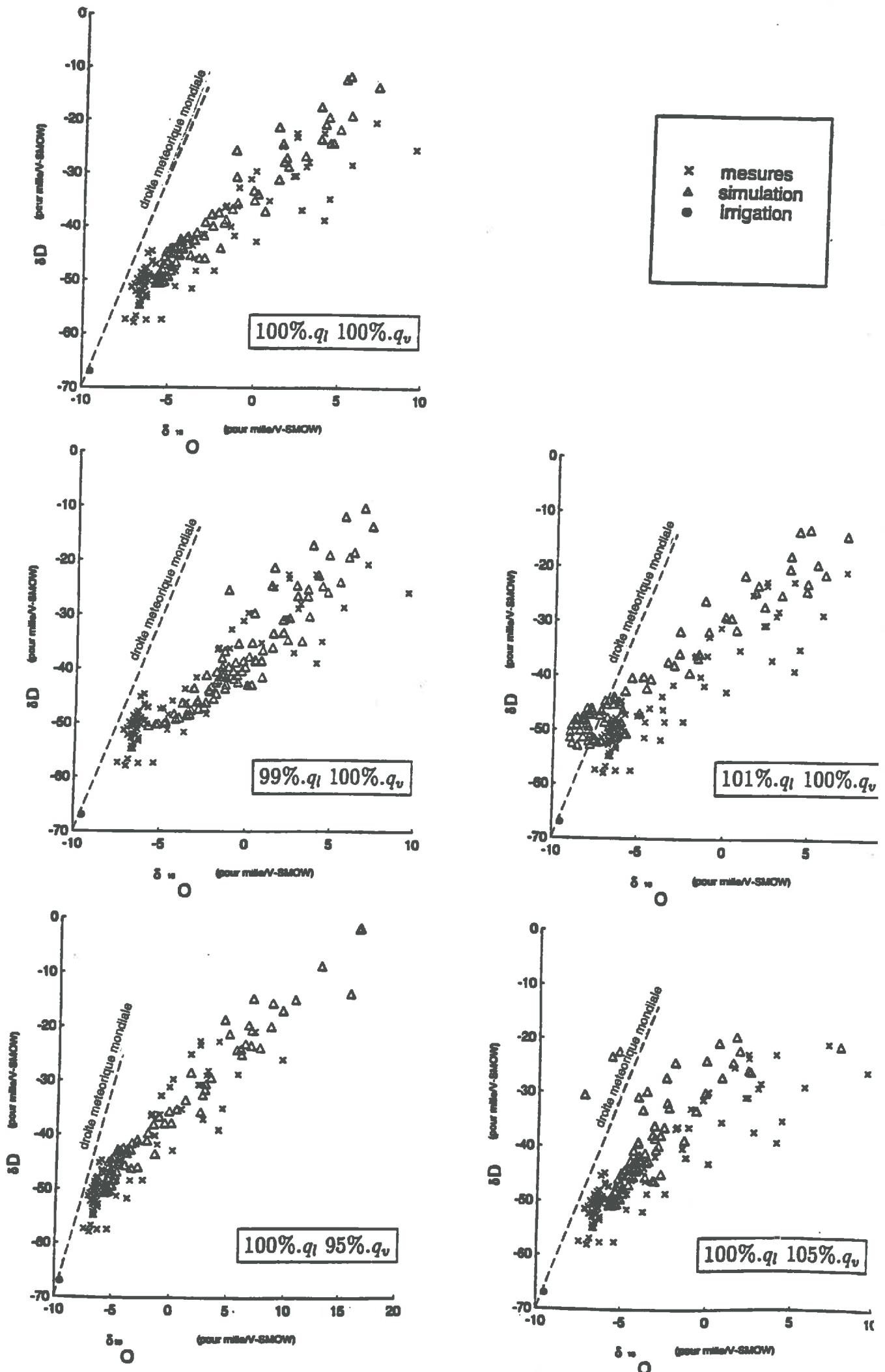


Figure 5.33: comparaison modèle-expérience globale des relations $^{18}\text{O} - \text{D}$ dans les cinq cas étudiés.

Au total, les ordres de grandeurs calculés sont tout à fait cohérents par rapport aux observations, et nous constatons une forte sensibilité aux flux d'origine convective. Ceci nous renvoie à la connaissance la plus précise possible des propriétés hydrodynamiques et de diffusion en phase gazeuse du sol considérée.

5.4.6 Conclusion partielle

Le modèle est-il validé? Est-il validable dans les conditions de l'expérience? Les réponses à ces questions doivent rester prudentes. Nous avons montré que deux facteurs jouaient un rôle prépondérant dans la prévision de l'évolution des profils isotopiques au cours du temps: la situation initiale, et les flux convectifs liquides et gazeux.

La connaissance de la situation initiale nous renvoie à un problème d'échantillonnage. Dans notre situation de forte variabilité spatiale, cet aspect est tout à fait central.

En ce qui concerne les flux convectifs, nous avons vu la grande sensibilité du modèle à ceux-ci. Cet aspect peut être vu aussi bien comme un avantage (le traçage isotopique constitue un outil très précis de connaissance des flux d'eau), et une limite (toute erreur sur les flux convectifs peut entraîner une propagation d'erreur considérable sur les flux isotopiques).

Finalement, un tel modèle n'est probablement validable et validé que de façon statistique, c'est à dire en intégrant toutes les sources de variations possibles et en confrontant la gamme des réponses observées avec la gamme des réponses simulées.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons proposé la mise au point et l'évaluation d'un modèle de prévision des flux des espèces isotopiques lourdes de l'eau ($H_2^{18}O$ et $HD^{16}O$) à l'interface sol atmosphère, en conditions d'évaporation ou d'infiltration.

L'analyse bibliographique faite sur le sujet nous a montré que cette problématique était au coeur de recherches actuelles, mais que les travaux menés depuis une décennie environ manquaient en général d'un cadre conceptuel unifié, permettant de traiter le problème dans sa généralité et dans sa complexité. En effet, la plupart des cas traités renvoient à des situations expérimentales particulières (isothermie par exemple), à des situations simplifiées (une couche sèche surmontant une couche humide), ou à une modélisation partielle du système (flux imposés en surface par exemple). C'est pourquoi, en partant de ce constat, nous nous sommes attachés à proposer un cadre théorique global en mettant notamment l'accent sur :

- La prise en compte simultanée des transferts de masse et de chaleur en phase liquide et gazeuse.
- La prise en compte simultanée des flux isotopiques d'origine diffusive ou convective dans les phases liquides et gazeuses.
- Le couplage entre le sol et l'atmosphère, grâce à l'utilisation du bilan d'énergie à la surface du sol et au forçage atmosphérique lié à la convection turbulente au dessus du sol. A cet égard, nous avons d'ailleurs représenté avec le même formalisme les flux d'eau ordinaire ou d'eau lourde à l'interface sol-atmosphère, afin d'obtenir une approche unifiée de ce "pilotage" atmosphérique.

Notre plan expérimental s'est appuyé sur la caractérisation d'une situation observée in situ. Conformément au cadre théorique proposé, la caractérisation et le suivi ont portés sur le bilan d'énergie à la surface du sol, les conditions micrométéorologiques conditionnant les flux atmosphériques, les propriétés hydrodynamiques, thermiques du sol, l'évolution des profils hydriques et thermiques et isotopiques au cours du temps. Par ailleurs nous avons réalisé un suivi relativement long (50 jours), afin de travailler dans une gamme de situations climatiques variées, et en saisissant toutes les phases successives relatives à l'évolution des profils isotopiques au cours du temps.

La confrontation entre modèle et expérience nous a conduit aux principales conclusions suivantes :

- Un accord global (après des phases de calage éventuellement) entre modèle et expérience, aussi bien en ce qui concerne les flux de masse et de chaleur que les flux isotopiques.
- La mise en évidence, dans notre cas d'une grande variabilité spatiale des profils isotopiques pouvant jouer un rôle central dans les procédures de validation. En particulier, nous avons montré combien la connaissance de la situation initiale pouvait être déterminante sur les évolutions isotopiques prévues au cours du temps.
- La grande sensibilité des profils isotopiques calculés aux flux convectifs liquides et gazeux, que nous avons présenté à la fois comme un avantage (traçage très sensible) et comme une limite (propagation des erreurs).

Au total, il est apparu que le cadre théorique proposé était cohérent, compatible avec l'expérience, même si une validation totalement déterministe n'a pu être réalisée et n'est de toute façon pas envisageable dès que l'on travaille sur des situations à forte variabilité.

A l'issu de ce travail, nos principales perspectives sont les suivantes :

- prolonger les travaux relatifs à l'analyse de sensibilité du modèle et à sa validation, en travaillant volontairement dans une approche stochastique : notre but final sera de confronter la gamme des réponses théoriques probables du modèle, compte tenu de plusieurs sources de variabilité, à la gamme des réalisations échantillonnées in situ.
- Utiliser le modèle théorique mis au point comme un modèle de référence et outil de simulation afin d'en déduire, en travaillant sur une large gamme de situations pédoclimatiques, des estimateurs isotopiques simples de l'évaporation. A cet égard, les résultats préliminaires obtenus (figure 5.34) sont encourageants.
- Enfin, à plus long terme, il faudra analyser l'intérêt et les possibilités d'introduire un compartiment végétal dans le système étudié pour modéliser finalement les flux isotopiques dans le système sol-plante-atmosphère.

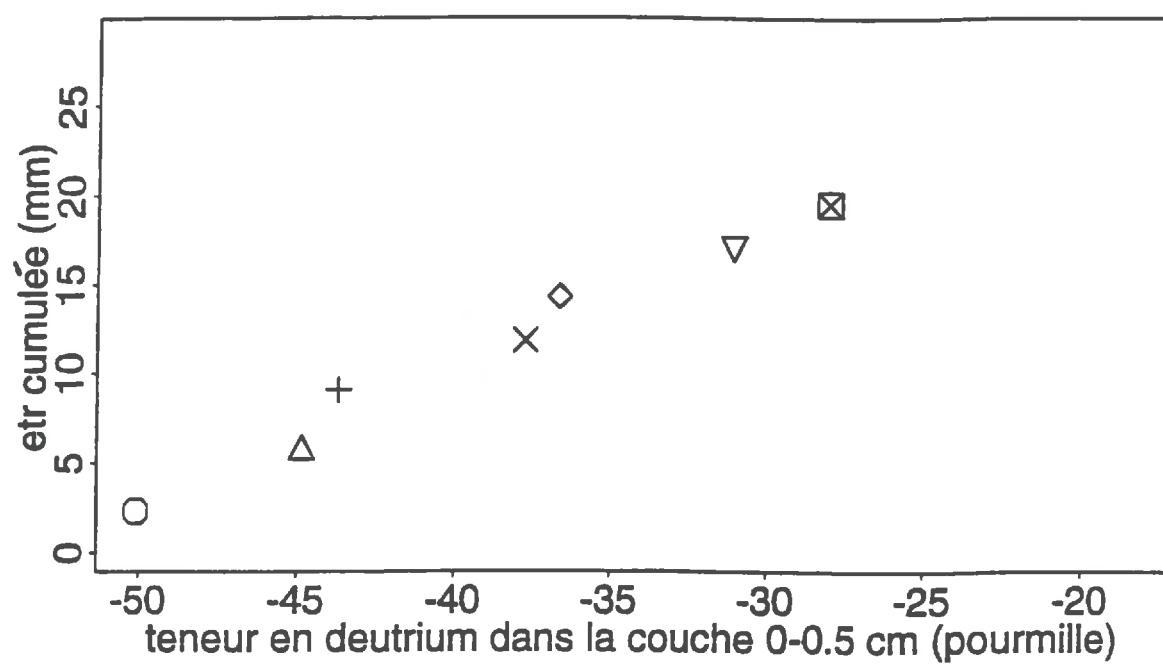


Figure 5.34: relation etr cumulée- δ_D de la couche 0-0.5cm à 14 h pendant 7 jours d'évaporation.

Annexe A

Détail des équations du modèle mécaniste de transferts couplés d'eau et de chaleur

A.1 Liste des symboles utilisés

Symbole	Nom	Unité
D_{va}	Diffusivité moléculaire de la vapeur d'eau dans l'air	(m^2/s)
g	Accélération de la pesanteur	(m^2/s)
h	Potentiel matriciel de l'eau	(m)
K_s	Conductivité hydraulique à saturation	(m/s)
K	Conductivité hydraulique en zone non saturée	(m/s)
M_w	Masse moléculaire de la vapeur d'eau	$(Kg/mole)$
ϵ_a	Porosité libre à l'air	(cm^3/cm^3)
q	Flux dans le sol	$(Kg/m^2.s \text{ ou } W/m^2)$
R	Constante des gaz parfaits	$(8.32J/mole.K)$
T	Température	(K)
t	Temps	(s)
w	Teneur en eau pondérale	(Kg/Kg)
z	Coordonnée verticale	(m)
L	Chaleur latente de vaporisation	(J/Kg)
θ	Teneur en eau volumique	(m^3/m^3)
λ^*	Conductivité thermique apparente	$(W/m.K)$
ρ	Masse volumique	(Kg/m^3)
D_{hh}	Conductivité hydrique liée aux gradients de potentiel	(m/s)
D_{hT}	Diffusivité hydrique liée aux gradients de température	(m^2/s)
D_{lh}	Conductivité hydraulique en milieu non saturé et non isotherme	(m/s)

A.2 Liste des symboles (suite)

Symbole	Nom	Unité
D_{lT}	Diffusivité en phase liquide liée aux gradients de température	(m^2/s)
D_{vh}	Conductivité gazeuse isotherme	(m/s)
D_{vT}	Diffusivité gazeuse liée aux gradients de température	(m^2/s)
D_{Th}	Coefficient de transferts de chaleur lié aux gradients hydriques	(W/m^2)
D_{TT}	Conductivité thermique apparente	$(W/m.K)$
C_m	Capacité capillaire	
C_h	Capacité thermique volumique apparente	$(J/m^3.K)$

A.3 Signification des indices

a : air
 l : liquide
 m : masse
 v : vapeur
 T : chaleur
 h : potentiel matriciel

A.4 Expressions des flux

$$\begin{aligned}
 q_l &= -\rho_l \left[D_{lh} \left(\frac{\partial h}{\partial z} - 1 \right) + D_{lT} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \\
 q_v &= -\rho_l \left(D_{vh} \frac{\partial h}{\partial z} + D_{vT} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\
 q_m &= q_l + q_v \\
 q_m &= -\rho_l \left(D_{hh} \frac{\partial h}{\partial z} + D_{hT} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\
 q_T &= -D_{Th} \frac{\partial h}{\partial z} - D_{TT} \frac{\partial T}{\partial z}
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

A.5 Coefficients de transferts

Conductivité hydrique liée aux gradients de potentiel:

$$D_{hh} = D_{lh} + D_{vh} \quad (\text{A.2})$$

Diffusivité hydrique liée aux gradients de température:

$$D_{hT} = D_{lT} + D_{vT} \quad (\text{A.3})$$

Conductivité hydraulique:

$$D_{lh} = K(h, T) \quad (\text{A.4})$$

Diffusivité en phase liquide liée aux gradients de température:

$$D_{lT} = K(h, T) \left[\frac{\partial h}{\partial T} \right]_h \quad (\text{A.5})$$

Coefficient de diffusion gazeuse:

$$D = f(\epsilon_a) D_{va}(T) \frac{Pa}{Pa - pv(h, T)} \quad (\text{A.6})$$

Conductivité gazeuse isotherme:

$$D_{vh} = \frac{1}{\rho_l} f(\epsilon_a) D_{va}(T) \frac{Pa}{Pa - pv(h, T)} \left[\frac{\partial \rho_l}{\partial h} \right]_T \quad (\text{A.7})$$

ou:

$$D_{vh} = \frac{1}{\rho_l} f(\epsilon_a) D_{va}(T) \frac{Pa}{Pa - pv(h, T)} \left(\frac{M_w}{RT} \right)^2 g Pv(h, T) \quad (\text{A.8})$$

Diffusivité gazeuse liée aux gradients de température:

$$D_{vT} = \frac{1}{\rho_l} f(\epsilon_a) D_{va}(T) \frac{Pa}{Pa - pv(h, T)} \left[\frac{\partial \rho_v}{\partial h} \right]_T \quad (\text{A.9})$$

ou:

$$D_{vT} = \frac{1}{\rho_l} f(\epsilon_a) D_{va}(T) \frac{Pa}{Pa - pv(h, T)} \left(\frac{M_w}{RT} \right)^2 Pv(h, T) \quad (\text{A.10})$$

Transferts de chaleur liés aux gradients hydriques:

$$D_{Th} = -\rho_l L D_{vh} \quad (\text{A.11})$$

Conductivité thermique apparente:

$$D_{TT} = \lambda^* \quad (\text{A.12})$$

A.6 Coefficients de stockage

Capacité capillaire:

$$C_m = \frac{\partial \theta}{\partial h} \quad (\text{A.13})$$

Capacité thermique volumique apparente:

$$C_h = C * (\theta) \quad (\text{A.14})$$

A.7 Relations physiques de base

Tension superficielle de l'eau:

$$\sigma_{aw}(T) = [(-0.15301T) + 117.528].10^{-3} \quad (\text{N/m}) \quad (\text{A.15})$$

Viscosité de l'eau:

$$\mu(T) = 1.0681.10^{-3} \exp(-0.02372T) \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (\text{A.16})$$

Conductivité hydraulique généralisée:

$$K(h, T) = \frac{\mu(T_0)}{\mu(T)} K(h) \quad (\text{m/s}) \quad (\text{A.17})$$

Potentiel matriciel généralisé de l'eau:

$$h(\theta, T) = \frac{\sigma_{aw}(T)}{\sigma_{aw}(T_0)} h(\theta) \quad (\text{m}) \quad (\text{A.18})$$

Chaleur latente de vaporisation:

$$L(T) = 2.502.10^6 - 1.957(T - 273.15) \quad (\text{J/Kg}) \quad (\text{A.19})$$

Pression de vapeur saturante:

$$P_{vs}(T) = 4.063.10^{-5} \exp(0.0609T) \quad (\text{N/m}^2) \quad (\text{A.20})$$

Coefficient de diffusion de vapeur d'eau dans l'air:

$$D_{va} = 0.239.10^{-4} \left(\frac{T}{281} \right)^{1.88} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (\text{A.21})$$

Relation de Kelvin:

$$P_v(h, T) = P_{vs}(T) \exp \left[\frac{M_w g h(\theta, T)}{RT} \right] \quad (\text{A.22})$$

Annexe B

Les échanges convectifs dans les basses couches de l'atmosphère

B.1 Types de convections et stratifications thermiques

Le déplacement des masses d'air dans les basses couches atmosphériques engendre des échanges de chaleur sensible et de chaleur latente entre celles-ci et la surface du sol. Ce déplacement est en général la somme de deux composantes : une première composante liée au gradient de masses volumiques entre les différentes couches d'air qui s'appelle la **convection libre** et une deuxième composante liée à l'action de facteurs extérieurs, comme le vent, et s'appelle **convection forcée**, la somme des deux s'appelle la **convection mixte** et représente la plupart des cas rencontrés en conditions naturelles.

La convection libre dépend du gradient de températures entre la surface du sol et l'atmosphère, ce qui nous amène à distinguer deux cas de stratification thermiques (figure A.1):

stratification thermique stable: où la température du sol est inférieure à celle de l'air, donc la convection libre s'oppose à la convection forcée et tend à stabiliser les masses d'air.

stratification thermique instable: où la température du sol est supérieure à celle de

l'air et les deux types de convection agissent dans le même sens.

Dans le cas où le gradient de température dans l'air est nul on parle de *neutralité thermique* et on peut négliger la convection libre devant la convection forcée.

B.2 Coefficients d'échanges et critère de stabilité

Coefficient d'échanges de chaleur sensible:

$$h_s = \frac{k^2 U_a}{[f_m(z_a/L') - f_m(z_0/L')] [f_H(z_a/L') - f_H(z_{0T}/L')]} \quad (\text{B.1})$$

Coefficient d'échanges de chaleur latente:

$$h_l = \frac{k^2 U_a}{[f_m(z_a/L') - f_m(z_0/L')] [f_v(z_a/L') - f_v(z_{0v}/L')]} \quad (\text{B.2})$$

z_a : altitude de référence (m).

z_0, z_{0T}, z_{0v} : hauteurs de rugosité du sol respectivement, pour les transferts de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente (m).

avec U_a : vitesse du vent à l'altitude z_a (m/s).

k : constante de Karmann (≈ 0.40).

L' : longueur d'Obukhov (m).

f_m, f_H, f_v : fonctions de stabilité, respectivement, pour les transferts de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de chaleur latente.

La longueur d'Obukhov L' est paramètre caractéristique de l'état de stratification de l'air:

$$L' = - \frac{\rho_a \cdot c_{pa} \cdot u_*^3 \cdot T_a}{k \cdot g \cdot H} \quad (\text{B.3})$$

où ρ_a et C_{pa} sont la masse volumique et la chaleur spécifique de l'air, H est la densité de flux de chaleur sensible et T_a la température de l'air à l'altitude z_a et u_* la vitesse de frottement qui s'exprime en fonction de U_a comme suit :

$$u_* = \frac{k U_a}{[f_m(z_a/L') - f_m(z_{0m}/L')]} \quad (\text{B.4})$$

L' est positive en cas de stabilité, négative dans le cas instable et tend vers l'infini au voisinage de la neutralité.

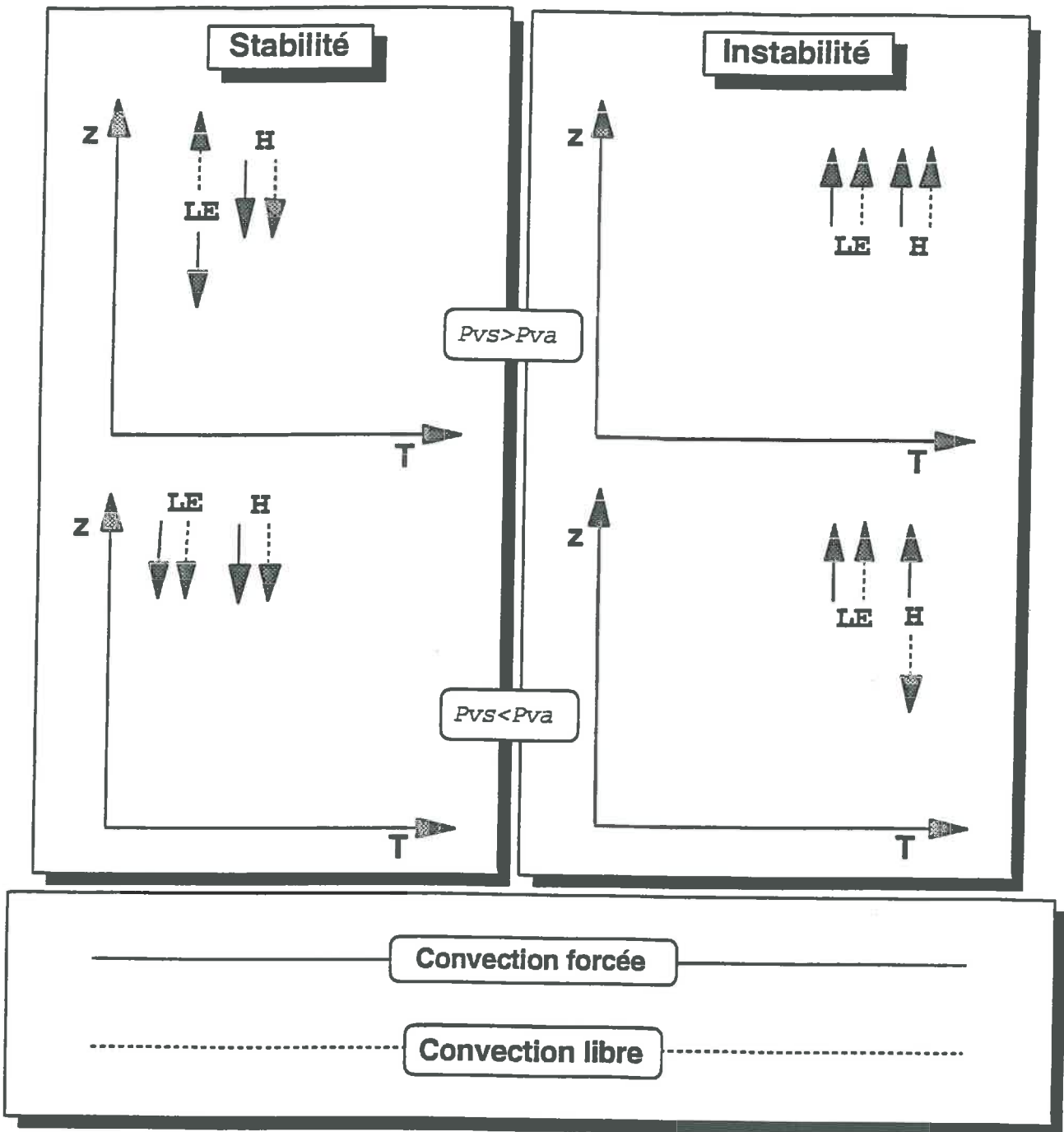


Figure B.1: sens des flux verticaux des flux de chaleur sensible (H) et latente (LE) dans les cas de stabilité ou d'instabilité thermique et selon le gradient de pression de vapeur d'eau entre la surface du sol (P_{vs}) et un niveau de référence dans l'air (P_{va})

B.3 Fonctions de stabilité

Nous utilisons les fonctions de stabilité f_m et f_H proposées par Businger et al., (1971)[23], l'expérience a montré que $f_v = f_H$.

a) cas instable ($L' < 0$):

$$f_m(\zeta_a) - f_m(\zeta_0) = \text{Log} \frac{z_a}{z_0} + \text{Log} \frac{(\eta_0^2 + 1)(\eta_0 + 1)}{(\eta_a^2 + 1)(\eta_a + 1)} + 2(\text{Arctg}(\eta_a) - \text{Arctg}(\eta_0)) \quad (\text{B.5})$$

$$\text{avec } \eta_0 = (1 - 15(z_a/L'))^{1/4} \quad \text{et} \quad \eta_a = (1 - 15(z_0/L'))^{1/4} \quad (\text{B.6})$$

et

$$f_H(\zeta_a) - f_H(\zeta_{0T}) = 0.74 \text{Log} \frac{z_a}{z_{0T}} + 2 \text{Log} \frac{\lambda_{0T} + 1}{\lambda_a + 1} \quad (\text{B.7})$$

$$\text{avec } \lambda_{0T} = (1 - 9(z_{0T}/L'))^{1/2} \quad \text{et} \quad \lambda_a = (1 - 9(z_a/L'))^{1/2} \quad (\text{B.8})$$

$$\text{avec } \zeta = z/L' \quad (\zeta_a = z_a/L'; \zeta_0 = z_0/L'; \zeta_{0T} = z_{0T}/L')$$

b) cas stable ($L' > 0$):

$$\text{si } \zeta > 1 \left\{ \begin{array}{l} f_m(\zeta_a) - f_m(\zeta_0) = \text{Log} \frac{z_a}{z_0} + 4.7 \left[1 + \text{Log} \frac{z_a - z_0}{L'} \right] \\ f_H(\zeta_a) - f_H(\zeta_{0T}) = 0.74 \text{Log} \frac{z_a}{z_{0T}} + 4.7 \left[1 + \text{Log} \frac{z_a - z_{0T}}{L'} \right] \end{array} \right.$$

$$\text{si } \zeta \leq 1 \left\{ \begin{array}{l} f_m(\zeta_a) - f_m(\zeta_0) = \text{Log} \frac{z_a}{z_0} + 4.7 \frac{z_a - z_0}{L'} \\ f_H(\zeta_a) - f_H(\zeta_{0T}) = 0.74 \text{Log} \frac{z_a}{z_{0T}} + 4.7 \frac{z_a - z_{0T}}{L'} \end{array} \right.$$

Annexe C

Calcul de β_i^*

Nous avons:

$$R = N_i/N \quad (\text{C.1})$$

$$A = N_i/N_t \quad (\text{C.2})$$

$$N_t = N + N_i \quad (\text{C.3})$$

$$R^V = \alpha^* R^L \quad (\text{C.4})$$

R : rapport isotopique

A : abondance isotopique

N_i : nombre de molécules lourds

N : nombre de molécules légers

N_t : nombre total de molécules

α^* : facteur de fractionnement vapeur-liquide à l'équilibre

où

Nous voulons calculer β^* telle que:

$$A^V = \beta^* A^L \quad (\text{C.5})$$

afin d'exprimer la concentration C_i^v en fonction de C_i^l .

A partir des équations [B1.1], [B1.2] et [B1.3] nous pouvons écrire :

$$R = \frac{A}{1 - A} \quad (\text{C.6})$$

en combinant les équations [B1.4] et [B1.6] nous obtenons :

$$A^V = \frac{\alpha^* A^L (1 - A^V)}{1 - A^L} \approx \alpha^* A^L \quad (\text{C.7})$$

en effet, dans les situations naturelles les abondances isotopiques sont trop petit devant 1 et l'approximation ci-dessus reste justifiable.

D'autre part nous avons :

$$C_i^l = A^L \rho_w \quad \text{et} \quad C_i^v = A^v \rho_v \quad (\text{C.8})$$

donc :

$$\beta^* \approx \alpha^* \frac{\rho_v}{\rho_w} \quad (\text{C.9})$$

Annexe D

Application de la méthode des éléments finis

L'équation à résoudre est de la forme:

$$\Theta \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - \Phi \cdot C_i^l \right) - \Psi \cdot C_i^l \quad (\text{D.1})$$

ou :

$$\Theta \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \cdot \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - \Phi \cdot C_i^l \right) + \Psi \cdot C_i^l = 0 \quad (\text{D.2})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Theta = \theta_l + \beta_i(n - \theta_l) \\ \Gamma = D_i^l + \beta_i D_i^v \\ \Phi = q_l + \beta_i q_v - D_i^v \frac{\partial \beta_i}{\partial z} \\ \Psi = \theta_v \frac{\partial \beta_i}{\partial t} + q_v \frac{\partial \beta_i}{\partial z} \end{array} \right. \quad (\text{D.3})$$

l'unique inconnue dans l'équation (35) est C_i^l , les autres variables : θ_l , n , q_l et q_v sont données parallèlement par la résolution des équations de transfert de masse et de chaleur ainsi que la température, ce qui nous permet aussi de calculer D_i^l , D_i^v et β_i . Par la suite, lors du passage à l'intégrale élément par élément, on approximera sur des pas de temps et d'espace assez petits $\frac{\partial \beta_i}{\partial t}$ en $\frac{d\beta_i}{dt}$ et $\frac{\partial \beta_i}{\partial z}$ en $\frac{d\beta_i}{dz}$.

la méthode de résolution utilisée ici est celle de Galerkin qui consiste à annuler l'intégrale de l'équation (35) pondérée par δu sur le domaine \mathcal{V}_l :

$$\int_{\mathcal{V}_l} \delta u. \left[\Theta \frac{\partial C_i^l}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial C_i^l}{\partial z} - \Phi C_i^l \right) + \Psi C_i^l \right] d\mathcal{V}_l = 0 \quad (\text{D.4})$$

et si on pose $u = C_i^l$ l'équation devient :

$$\int_{\mathcal{V}_l} \delta u. \left[\Theta \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi u \right) + \Psi u \right] d\mathcal{V}_l = 0 \quad (\text{D.5})$$

si on décompose l'équation (38) on obtient :

$$\underbrace{\int_{\mathcal{V}_l} \delta u \left[\Theta \frac{\partial u}{\partial t} \right] d\mathcal{V}_l}_{\text{premier terme}} - \underbrace{\int_{\mathcal{V}_l} \delta u \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi u \right) \right] d\mathcal{V}_l}_{\text{deuxieme terme}} + \underbrace{\int_{\mathcal{V}_l} \delta u [\Psi u] d\mathcal{V}_l}_{\text{troisieme terme}} = 0 \quad (\text{D.6})$$

Caractérisation de l'élément linéaire à 2 noeuds :

matrice jacobienne :

$$[J] = \left[\frac{z_{i+1} - z_i}{2} \right] \quad (\text{D.7})$$

son inverse :

$$[j] = [J]^{-1} = \frac{2}{z_{i+1} - z_i} \quad (\text{D.8})$$

déterminant de J :

$$\det J = \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \quad (\text{D.9})$$

fonction de passage réel-référence :

$$\langle N \rangle = \left\langle \frac{1 - \epsilon}{2} ; \frac{1 + \epsilon}{2} \right\rangle \quad (\text{D.10})$$

$$\text{avec } : -1 \leq \epsilon \leq +1 \quad (\text{D.11})$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} z = \left\langle \frac{1-\epsilon}{2}; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \left\{ \begin{array}{l} z_i \\ z_{i+1} \end{array} \right\} \\ u(z) = \left\langle \frac{1-\epsilon}{2}; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \left\{ \begin{array}{l} u_i \\ u_{i+1} \end{array} \right\} \end{array} \right. \quad (\text{D.12})$$

on pose :

$$\left\{ \begin{array}{l} u = \langle N \rangle \{u_n\} \\ \frac{\partial u}{\partial z} = \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{u_n\} \\ \delta u = \langle N \rangle \{\delta u_n\} \\ \delta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) = \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{\delta u_n\} \\ \frac{\partial u}{\partial t} = \langle N \rangle \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} \end{array} \right. \quad (\text{D.13})$$

PREMIER TERME :

$$\int_{\mathcal{V}_i} \delta u \Theta \frac{\partial u}{\partial t} d\mathcal{V}_i \quad (\text{D.14})$$

sur un élément $z_i - z_{i+1}$ cette intégrale s'écrit :

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle N \rangle \{\delta u_n\} \Theta^* \langle N \rangle \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} dz \quad (\text{D.15})$$

Θ^* étant une constante qui prend la valeur de Θ à $z = \frac{z_i + z_{i+1}}{2}$

$$\begin{aligned}
& \int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle \delta u_n \rangle \{N\} \Theta^* \langle N \rangle \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} dz = \\
& \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \int_{z_i}^{z_{i+1}} \{N\} \langle N \rangle \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} dz
\end{aligned} \tag{D.16}$$

passage à l'élément de référence :

$$\langle N \rangle = \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \tag{D.17}$$

le premier terme devient :

$$\begin{aligned}
& \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left\{ \begin{array}{c} \frac{1-\epsilon}{2} \\ \frac{1+\epsilon}{2} \end{array} \right\} \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} \cdot \det J \cdot d\epsilon = \\
& \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left\{ \begin{array}{c} \frac{1-\epsilon}{2} \\ \frac{1+\epsilon}{2} \end{array} \right\} \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle d\epsilon \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} = \\
& \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left(\begin{array}{cc} \frac{1-2\epsilon+\epsilon^2}{4} & \frac{1-\epsilon^2}{4} \\ \frac{1-\epsilon^2}{4} & \frac{1+2\epsilon+\epsilon^2}{4} \end{array} \right) d\epsilon \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} = \\
& \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \left[\left(\begin{array}{cc} \frac{\epsilon^3-3\epsilon^2+3\epsilon}{12} & \frac{3\epsilon-\epsilon^3}{12} \\ \frac{3\epsilon-\epsilon^3}{12} & \frac{\epsilon^3+3\epsilon^2+3\epsilon}{12} \end{array} \right) \right]_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} = \\
& \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \left(\begin{array}{cc} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{array} \right) \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\}
\end{aligned} \tag{D.18}$$

en définitif :

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta u \Theta \frac{\partial u}{\partial t} dz = \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\}. \quad (\text{D.19})$$

DEUXIÈME TERME :

$$- \int_{V_i} \delta u \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi u \right) dV_i \quad (\text{D.20})$$

sur un élément on peut l'écrire :

$$- \int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta u \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) dz \quad (\text{D.21})$$

Γ^* et Φ^* étant des constantes qui prennent les valeurs respectives de Γ et Φ à $z = \frac{z_i + z_{i+1}}{2}$ avec l'approximation : $\frac{\partial \beta_i}{\partial z} \simeq \frac{\beta_i(z_{i+1}) - \beta_i(z_i)}{z_{i+1} - z_i}$ pour Φ^*

intégration par parties :

on pose :

$$\begin{cases} U &= \delta u \\ \frac{dV}{dz} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) \end{cases} \quad (\text{D.22})$$

d'où :

$$\begin{cases} \frac{dU}{dz} &= \frac{\partial}{\partial z} (\delta u) \\ V &= \Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \end{cases} \quad (\text{D.23})$$

l'intégration par parties nous donne :

$$\begin{aligned}
 & - \int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta u \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) dz = \\
 & \underbrace{\left[-\delta u \cdot \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) \right]_{z_i}^{z_{i+1}}}_{\text{terme a}} + \underbrace{\int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) dz}_{\text{terme b}} \quad (D.24)
 \end{aligned}$$

Cas du terme b :

$$+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) dz \quad (D.25)$$

on a :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 u = \langle N \rangle \{u_n\} \\
 \frac{\partial u}{\partial z} = \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{u_n\} \\
 \delta u = \langle N \rangle \{\delta u_n\} \\
 \delta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) = \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{\delta u_n\} \\
 \frac{\partial u}{\partial t} = \langle N \rangle \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\}
 \end{array} \right. \quad (D.26)$$

$$+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) dz =$$

$$+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{\delta u_n\} \left[\Gamma^* \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{u_n\} - \Phi^* \langle N \rangle \{u_n\} \right] dz =$$

$$+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle \delta u_n \rangle \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\} \left[\Gamma^* \left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \{u_n\} - \Phi^* \langle N \rangle \{u_n\} \right] dz \quad (D.27)$$

passage à la notation matricielle:

$$\begin{cases} B &= \left[\left\langle \frac{\partial N}{\partial z} \right\rangle \right] \\ B^T &= \left[\left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\} \right] \end{cases} \quad (\text{D.28})$$

$$\begin{aligned} &+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle \delta u_n \rangle [B]^T [\Gamma^* [B] \{u_n\} - \Phi^* \langle N \rangle \{u_n\}] dz = \\ &+ \int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle \delta u_n \rangle [B]^T \Gamma^* [B] \cdot \{u_n\} dz - \int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle \delta u_n \rangle \cdot [B]^T \cdot \Phi^* \langle N \rangle \{u_n\} dz \end{aligned} \quad (\text{D.29})$$

On a de plus :

$$\begin{cases} [B]_{reel} &= [j] \cdot [B]_\epsilon \\ [B]_{reel}^T &= [B]_\epsilon^T \cdot [j]^T \\ dz &= \det[J] \cdot d\epsilon \end{cases} \quad (\text{D.30})$$

on obtient alors :

$$+ \langle \delta u_n \rangle \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} [B]_\epsilon^T \cdot [j]^T \cdot \Gamma^* [j] \cdot [B]_\epsilon \cdot \{u_n\} \cdot \det[J] \cdot d\epsilon -$$

$$\langle \delta u_n \rangle \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} [B]_\epsilon^T \cdot [j]^T \cdot \Phi^* \langle N \rangle \{u_n\} \cdot \det[J] \cdot d\epsilon =$$

$$+ \langle \delta u_n \rangle \cdot \frac{\Gamma^*}{\det[J]} \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left\{ \begin{array}{c} -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} \end{array} \right\} \left\langle \frac{-1}{2} ; \frac{1}{2} \right\rangle \cdot d\epsilon \{u_n\} -$$

$$\langle \delta u_n \rangle \Phi^* \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left\{ \begin{array}{c} -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} \end{array} \right\} \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \cdot d\epsilon \{u_n\} =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \frac{\Gamma^*}{\det[J]} \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} & -\frac{1}{4} \\ -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} \end{pmatrix} \cdot d\epsilon \{u_n\} - \langle \delta u_n \rangle \Phi^* \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \begin{pmatrix} -\frac{1-\epsilon}{4} & -\frac{1+\epsilon}{4} \\ \frac{1-\epsilon}{4} & \frac{1+\epsilon}{4} \end{pmatrix} \cdot d\epsilon \{u_n\}$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \frac{\Gamma^*}{\det[J]} \left[\begin{pmatrix} \frac{\epsilon}{4} & -\frac{\epsilon}{4} \\ -\frac{\epsilon}{4} & \frac{\epsilon}{4} \end{pmatrix} \right]_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \{u_n\} - \langle \delta u_n \rangle \Phi^* \left[\begin{pmatrix} \frac{\epsilon^2-4\epsilon}{8} & -\frac{\epsilon^2+4\epsilon}{8} \\ \frac{4\epsilon-\epsilon^2}{8} & \frac{4\epsilon+\epsilon^2}{8} \end{pmatrix} \right]_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \{u_n\} =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \frac{\Gamma^*}{\det[J]} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \{u_n\} - \langle \delta u_n \rangle \Phi^* \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \{u_n\} \quad (\text{D.31})$$

Cas du terme a:

$$\left[-\delta u \cdot \left(\Gamma^* \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi^* u \right) \right]_{z_i}^{z_{i+1}} = \langle \delta u_n \rangle [q]_{z_i}^{z_{i+1}} = \langle \delta u_n \rangle \begin{bmatrix} -q_{z_i} \\ +q_{z_{i+1}} \end{bmatrix} \quad (\text{D.32})$$

TROISIÈME TERME:

$$\int_{\mathcal{V}_i} \delta u (\Psi u) d\mathcal{V}_i \quad (\text{D.33})$$

sur un élément on peut l'écrire:

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle N \rangle \{ \delta u_n \} \Psi^* \langle N \rangle \{ u_n \} dz =$$

Ψ^* étant une constante qui prend la valeur de Ψ à $z = \frac{z_i+z_{i+1}}{2}$ avec les approximations :
 $\frac{\partial \beta_i}{\partial z} \simeq \frac{\beta_i(z_{i+1}) - \beta_i(z_i)}{z_{i+1} - z_i}$ et $\frac{\partial \beta_i}{\partial t} \simeq \frac{\beta_i(t+dt) - \beta_i(t)}{dt}$

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} \langle \delta u_n \rangle \{N\} \Psi^* \langle N \rangle \{u_n\} dz =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \int_{z_i}^{z_{i+1}} \{N\} \langle N \rangle \{u_n\} dz \quad (\text{D.34})$$

passage à l'élément de référence :

$$\langle N \rangle = \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \quad (\text{D.35})$$

le troisième terme devient :

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left\{ \begin{array}{c} \frac{1-\epsilon}{2} \\ \frac{1+\epsilon}{2} \end{array} \right\} \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle \{u_n\} \cdot \det J \cdot d\epsilon =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left\{ \begin{array}{c} \frac{1-\epsilon}{2} \\ \frac{1+\epsilon}{2} \end{array} \right\} \left\langle \frac{1-\epsilon}{2} ; \frac{1+\epsilon}{2} \right\rangle d\epsilon \cdot \{u_n\} =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \int_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \left(\begin{array}{cc} \frac{1-2\epsilon+\epsilon^2}{4} & \frac{1-\epsilon^2}{4} \\ \frac{1-\epsilon^2}{4} & \frac{1+2\epsilon+\epsilon^2}{4} \end{array} \right) d\epsilon \cdot \{u_n\} =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \left[\left(\begin{array}{cc} \frac{\epsilon^3-4\epsilon^2+4\epsilon}{12} & \frac{3\epsilon-\epsilon^3}{12} \\ \frac{3\epsilon-\epsilon^3}{12} & \frac{\epsilon^3+4\epsilon^2+4\epsilon}{12} \end{array} \right) \right]_{\epsilon=-1}^{\epsilon=+1} \cdot \{u_n\} =$$

$$\langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \left(\begin{array}{cc} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{array} \right) \cdot \{u_n\}. \quad (\text{D.36})$$

en définitive :

$$\int_{z_i}^{z_{i+1}} \delta u (\Psi^* u) dz = \langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \cdot \{u_n\}. \quad (\text{D.37})$$

l'équation de départ peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$\Theta \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial u}{\partial z} - \Phi u \right) + \Psi u = 0 \quad (\text{D.38})$$

\Leftrightarrow

$$\begin{aligned} & \langle \delta u_n \rangle \cdot \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} + \langle \delta u_n \rangle \begin{bmatrix} -q_{z_i} \\ +q_{z_{i+1}} \end{bmatrix} + \\ & \langle \delta u_n \rangle \cdot \frac{\Gamma^*}{\det[J]} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \{u_n\} - \langle \delta u_n \rangle \Phi^* \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \{u_n\} + \\ & \langle \delta u_n \rangle \cdot \Psi^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \cdot \{u_n\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{D.39})$$

on simplifie par $\langle \delta u_n \rangle$:

$$\Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \cdot \left\{ \frac{\partial u_{z_i}}{\partial t} \right\} + \begin{bmatrix} -q_{z_i} \\ +q_{z_i+1} \end{bmatrix} +$$

$$\left[\frac{\Gamma^*}{\det[J]} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} - \Phi^* \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} + \Psi^* \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \right] \{u_n\} = 0 \quad (\text{D.40})$$

on pose :

$$\left\{ \begin{array}{l} [C] = \Theta^* \cdot \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \\ \{f\} = \begin{bmatrix} -q_{z_i} \\ +q_{z_i+1} \end{bmatrix} \\ [K] = \frac{\Gamma^*}{\det[J]} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} - \Phi^* \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{pmatrix} + \Psi^* \frac{z_{i+1} - z_i}{2} \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{D.41})$$

sur l'ensemble des éléments on a donc à résoudre :

$$[C] \cdot \left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} + [K] \cdot \{u_n\} + \{f\} = 0 \quad (\text{D.42})$$

On approxime :

$$\left\{ \frac{\partial u_n}{\partial t} \right\} = \frac{1}{\Delta t} \cdot \{ \{u_{t+\Delta t}\} - \{u_t\} \} \quad (\text{D.43})$$

Il vient :

$$[C] \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot \{ \{u_{t+\Delta t}\} - \{u_t\} \} + [K] \cdot \{u_{t+\Delta t}\} + \{f_{t+\Delta t}\} = 0 \quad (\text{D.44})$$

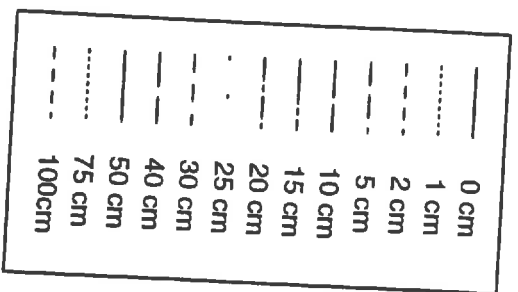
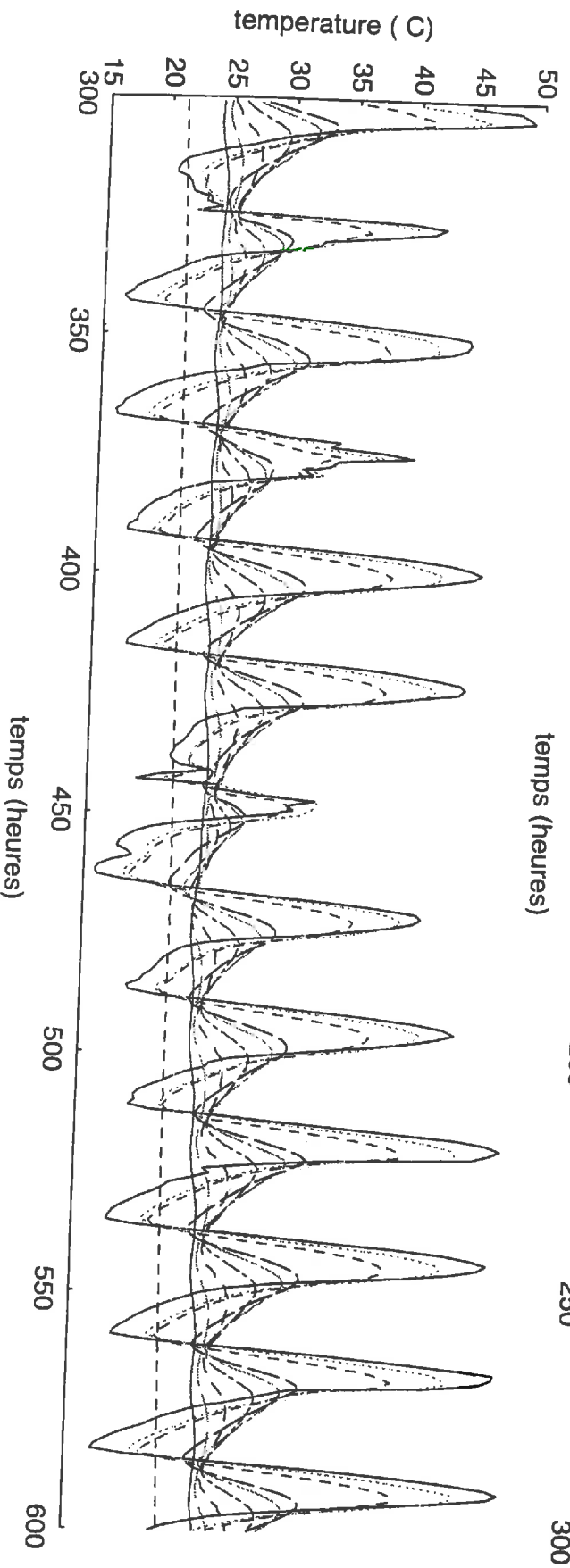
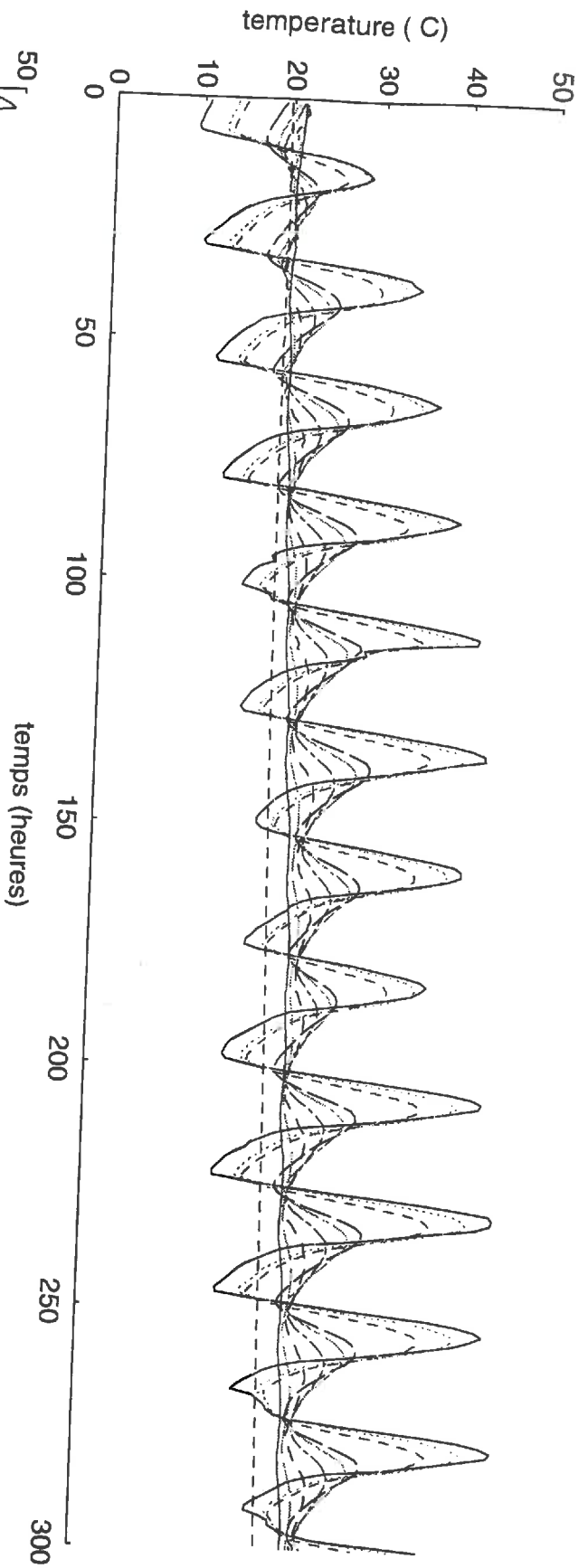
$$\left\{ [C] \cdot \frac{1}{\Delta t} + [K] \right\} \{u_{t+\Delta t}\} = [C] \cdot \frac{1}{\Delta t} \cdot \{u_t\} - \{f_{t+\Delta t}\} \quad (\text{D.45})$$

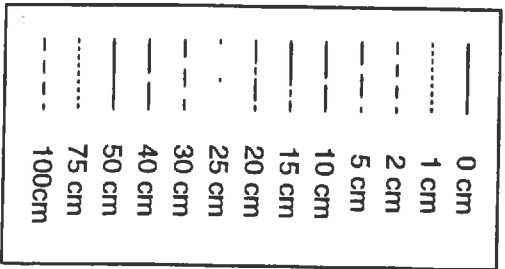
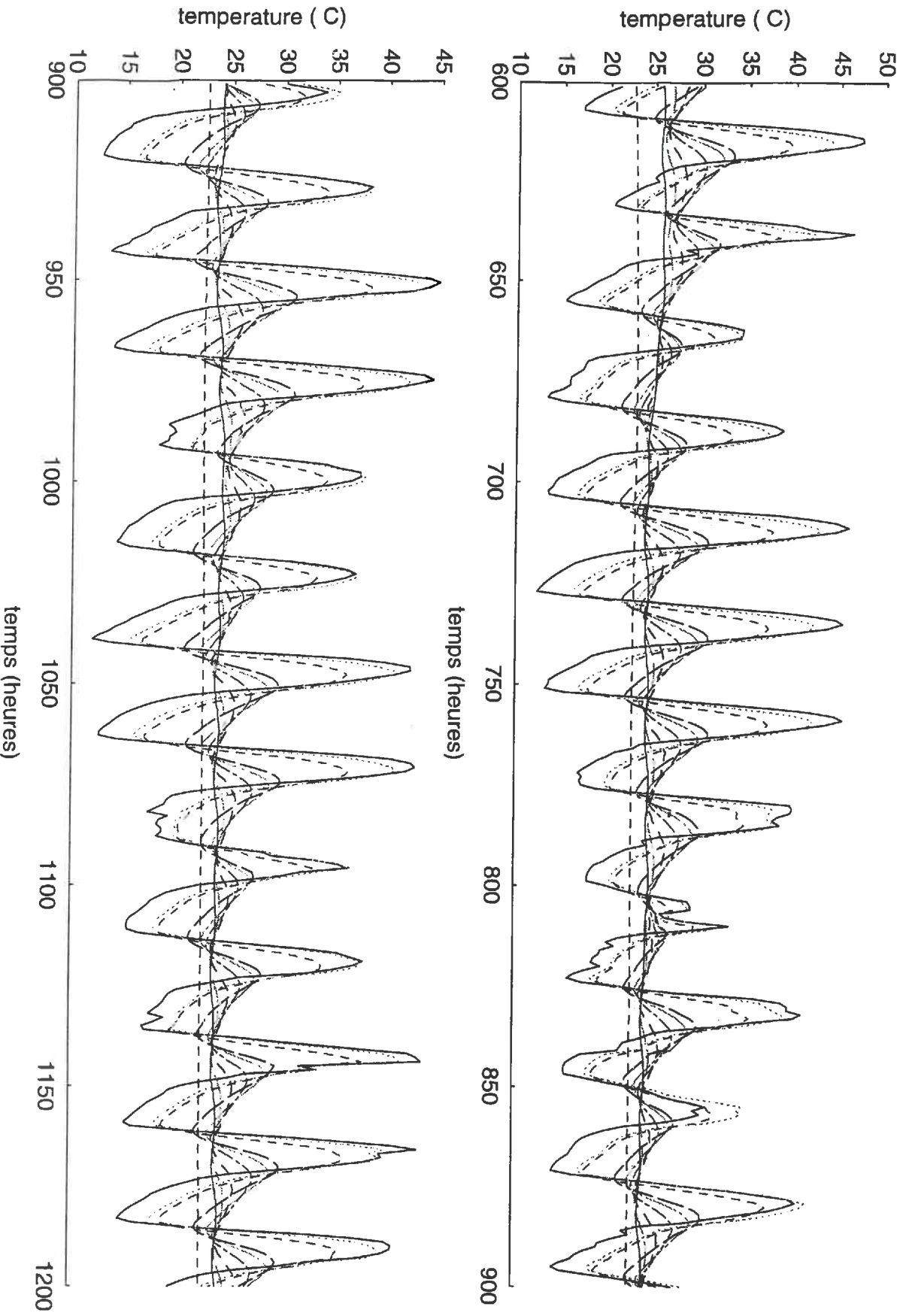
$$\{ [C] + \Delta t \cdot [K] \} \{u_{t+\Delta t}\} = [C] \cdot \{u_t\} - \Delta t \cdot \{f_{t+\Delta t}\} \quad (\text{D.46})$$

Annexe E

Mesures de température dans le sol

..





Bibliographie

- [1] ALLISON, G.B. The relationship between ^{18}O and deuterium in water in sand columns undergoing evaporation. *J. Hydrol.*, 55:163–169, 1982.
- [2] ALLISON, G.B., BARNES, C.J. et HUGHES, M.W. The distribution of deuterium and ^{18}O in dry soils. 2:experimental. *J. Hydrol.*, 64:377–397, 1983.
- [3] ALLISON, G.B., BROWN, R.M. et FRITZ, P. Evaluation of water balance parameters from isotopic measurements in évaporations pans. In *Isotopes in Lake Studies*, Vienna., 1979. IAEA. 21.
- [4] ALLISON, G.B. et BARNES. Estimation of evaporation from non-vegetated surfaces using natural deuterium. *Nature*, 301:143–145, 1983.
- [5] ALLISON, G.B. et BARNES, C.J. Estimation of evaporation from the normally 'dry' Lake Frome in South Australia. *J. Hydrol.*, 78:229–242, 1985.
- [6] ALLISON, G.B. et HUGHES, M.W. The use of natural tracers as indicators of soil-water movement in temperate semi-arid regions. *J. Hydrol.*, 60:157–173, 1983.
- [7] BARNES, C.J., ALLISON, G.B. et HUGHES, M.W. . Temperature gradient effects on stable isotope and chloride profiles in dry soils. *J. Hydrol.*, 112:69–87, 1989.
- [8] BARNES, C.J. et ALLISON, G.B. . The distribution of deuterium and ^{18}O in dry soils, 1. theory. *J. Hydrol.*, 60:141–156, 1983.
- [9] BARNES, C.J. et ALLISON, G.B. . The distribution of deuterium and ^{18}O in dry soils, 3. theory for non-isothermal water movement. *J. Hydrol.*, 74:119–135, 1984.
- [10] BARNES, C.J. et ALLISON, G.B. . Tracing of water movement in the unsaturated zone using stable isotopes of hydrogen and oxygen. *J. Hydrol.*, 100:143–176,

1988.

- [11] BARNES, C.J. et WALKER, G.R. . The distribution of deuterium and O-18 during unsteady evaporation from a dry soil. *J. Hydrol.*, 112:55-67, 1989.
- [12] BARTMAN, F.L. A time variable model of earth's albedo. *NASA Rep.*, 159, 1980.
- [13] BERTUZZI, P. Comparaison de trois méthodes d'estimation du flux de chaleur sensible au dessus d'un couvert végétal de soja. Mémoire de Projet de fin d'étude de L'ENSA de Rennes, 1989.
- [14] BERTUZZI, P., BRUCKLER, L., GABILLY, Y. et GAUDU, J.C. Calibration and error analysis of gamma-ray probe for the in-situ measurement of dry bulk density. *Soil Sci.*, 6(144):425-436, 1987.
- [15] BERTUZZI, P., CAUSSIGNAC, J.M., STENGEL, P., MOREL, G., LORENDEAU, J.Y. et PELLOUX, G. An automated non-contact laser profile meter for measuring soil roughness in-situ. *Soil Sci.*, 3(149):169-178, 1990.
- [16] BLACK, T.A., GARDNER, W.R. et THURTELL, G.W. Prediction of évaporation, drainage and soil water storage for a bare soil. *Soil Sci. Soc. Am., Proc.*, 33:655-660, 1969.
- [17] BOTTINGA, Y. et CRAIG, H. Oxygen isotope fractionation between CO_2 and water and the isotopic composition of marine atmosphere. *Earth Planet. Sc. Lett.*, 5:285-295, 1969.
- [18] BOUJAMLAOUI, Z., BARIAC, T., MEROT, P., DE MARSILY, G., CARBONNEL, J.P., JUSSERAND, C., ABOUFIRASSI, M. et EL JAMILY M.O. Bilan hydrique et isotopique d'un sol soumis à l'évaporation : cas d'un milieu contrôlé., 1991. *VIIth World Congress on Water Ressources*, Rabat.
- [19] BRUCKLER, L. et WITONO, H. Use of remotely sensed soil moisture content as boundary conditions in soil-atmosphere water transport modelling. 2. estimating soil balance. *Wat. Resour. Res.*, 12(25):2437-2447, 1989.
- [20] BRUTSAERT, W. . *Evaporation into the atmosphere: Theory, History and Applications*. D. REIDEL, Dordrecht, Holland, 1982.
- [21] BRUTSAERT, W. On a derivable formula for long wave radiation from clear skies. *Water Resour. Res.*, 11:742-744, 1975.

- [22] BRUTSAERT, W. A theory for local evaporation (or heat transfert) from rough and smooth surfaces at ground level. *Water. Resou. Res.*, 11:543–550, 1975.
- [23] BUSINGER, J.A., WYNGAARD, J.C., IZUMI, Y. et BRADLEY, E.F. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28:181–189, 1971.
- [24] CHANZY, A. *Modélisation simplifiée de l'évaporation d'un sol nu utilisant l'humidité et la température de surface accessibles par télédétection*. Thèse, Inst. Nat. Agr. PARIS-GRIGNON, 1991.
- [25] Chanzy, A., Bruckler, L. et Perrier, A. Possible use of microwave remote sensing for predicting bare soil evaporation : implementation of a simple model and expected performances. *J. Hydrol.*, 1994.
- [26] CHANZY, A. et BRUCKLER, L. Significance of soil surface moisture with respect to daily bare soil evaporation. *Wat. Resour. Res.*, 29(4):1113–1125, 1993.
- [27] CRAIG, H. . Isotopic variations in meteoric waters. *Science*, 133:1702–1703, 1961.
- [28] CRAIG, H. Standard for reporting concentrations of deuterium and oxygen-18 in natural waters. *Science*, 133:1833–1834, 1961.
- [29] CRAIG, H. Lake Tanganyika geochemical and hydrographic study. 1973 Expedition, Scripps Institution of Oceanography, SIO Reference Series 75-5, Univ of California, La Jolla, California., 1975.
- [30] CRAIG, H. et GORDON, L.I. Deuterium and oxygen-18 variations in the ocean and marine atmosphere. In *Stable Isotopes in Oceanography Studies and Paleotemperatures.*, pages 9–130, 1965.
- [31] CRAIG, H., GORDON, L.I. et HORIBE, Y. Isotopic Exchange Effects in the Evaporation of Water. 1. Low-Temperature Experimental Results. *J. Geophys. Res.*, 68(17):5079–5087, 1963.
- [32] DE VRIES, D.A. *Thermal properties of soils.*, pages 210–235. W. R. Van Wk., North-Holland, Amsterdam, 1963.
- [33] DONGMANN, G., NURNBERG, H.W., FORSTEL, H. & WAGENER, K. On the enrichment of $H_2^{18}O$ in the leaves of transpiring plants. *Rad. and Environm. Biophys.*, 11:41–52, 1974.

- [34] FONTES, J.C. Quelques aspects isotopiques du cycle des eaux naturelles. In *Isot. Oxygène*, pages 197–225. CEA, Cadarache, 1974.
- [35] FONTES, J.C. et GONFIANTINI, R. Comportement isotopique au cours de l'évaporation de deux bassins sahariens. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 3:258–266, 1967.
- [36] FONTES, J.C., YOUSFI, M. et ALLISON, G.B. Estimation of the long term, diffuse groundwater discharge in the northern sahara using stable isotope profiles in soil water. *J. Hydrol.*, 86:315–327, 1986.
- [37] GILATH, C.H. et GONFIANTINI, R. Lake dynamics in. guidebook on nuclear techniques in hydrology. Technical Report 91, IAEA, Vienna. 129., 1983.
- [38] GONFIANTINI, R. Standards of stable isotope measurement in naturel compounds. *Nature*, 271:534–536, 1978.
- [39] GONFIANTINI, R. *Environmental isotopes in lake studies*, volume 2, pages 113–123. Elsevier, Amesterdam, 1986.
- [40] GONFIANTINI, R., ZUPPI, G.M., ECCLES, D.H. et FERRO, W. Isotope investigation of lake malawi. In Fritz et Fontes., editor, *Isotopes in Lake Studies.*, Vienna., 1979. IAEA. 195.
- [41] ISHIHARA, Y., SHIMOJIMA, E. et MINOBE, Y. Water vapor transfer in evaporation from a bare land. In *the 6th Congress Asia & Pacific Regional Div. of internat. Assoc. Hydraul. Res. Vol(1)*, pages 33–40, 1988.
- [42] JACKSON, R.D., REGINATO, R.J. & IDSO, S.B. Wheat canopy temperature: a practical tool of evaluating water requirements. *Wat. Resour. Res.*, 13:651–656, 1977.
- [43] JAKLI, G. et STASCHEWKI, D. Vapour pressure of $H_2^{18}O$ ice ($-50^\circ C$ to $0^\circ C$) and $H_2^{18}O$ water (0 to $170^\circ C$). *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, 1(73):1505, 1977.
- [44] KAKIUCHI, M. et MATSUO, S. Direct measurements of D/H and $^{18}O/^{16}O$ fractionation factors between vapor and liquid water in the temperature rang from 10 to $40^\circ C$. *Geochim. J.*, 13:307, 1979.

- [45] LAGOUARDE, J.P. Mesure des flux par la méthode directe des fluctuations au moyen de l'anémomètre sonique campbell. Note interne N0 M/88/5, INRA-Station de Bioclimatologie, Avignon, 1988.
- [46] LAGOUARDE, J.P. Use of noaa-avhrr data combined with an agrometeorological model for evaporation mapping. *Int. J. Remote Sensing.*, 12(9):1853–1864, 1991.
- [47] LASCANO, R.J. et VAN BAVEL, C.H.M. Simulation and measurement of evaporation from a bare soil. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 50:1127–1133, 1986.
- [48] LOWE, P.R. An approximating polynomial for the computation of saturation vapor pressure. *J. App. Meteo.*, 16:100–103, 1977.
- [49] MAC ANEMEY, J., BAILLE, A. et SAPPE, G. Turbulence measurement during mistral winds with a 1-dimensional sonic anemometer. *Bound. Layer. Meteor.*, 42:153–166, 1988.
- [50] MAJOUBE, M.A. Fractionnement en oxygène-18 et en deutérium entre l'eau et sa vapeur. *J. Chim. Phys.*, 68:1423–1436, 1971.
- [51] MATHIEU, R. *Contribution de la géochimie isotopique (^2H et ^{18}O) à la caractérisation des mouvements de l'eau dans les sols argileux*. Thèse, Université Pierre et Marie Curie., Paris VI., 1993.
- [52] MERLIVAT, L. Molecular diffusivities of H_2^{16}O , HD^{16}O and H_2^{18}O in gases. *J. Chem. Phys.*, 69:2864–2871, 1978.
- [53] MERLIVAT, L. et JOUZEL J. Global climatic interpretation of the deuterium-oxygen 18 relationship for precipitation. *J. Geophys. Res.*, 84:5029–5033, 1979.
- [54] MONIN, A.S. et OBUKHOV, A.M. Dimensionless characteristics of turbulence in surface layer. *Akad. Nauk. SSSR, Geofiz. Inst. Tr.*, 24:163–167, 1954.

- [55] MUNNICH, K.O., CLARKE, W.B., FISCHER, K.H., FLOTTMANN, D., KROMER, B., ROETHER, W., SIEGENTHALER, U., TOP, Z. et WEISS, W. Gas exchange and evaporation studies in a circular wind tunnel, continuous radon-222 measurements at sea and tritium/helium-3 measurements in a lake. In A. Favre et K. Hasselmann, editor, *Turbulent Fluxes Through the Sea Surface, Wave Dynamics and Prediction*, pages 151–165, Marseille, Plenum, New York, 1977.
- [56] MUNNICH, K.O., SONNTAG, C., CHRISTMANN, D. et THOMA, G. Isotope fractionation due to evaporation from sand dunes. *Z. Mitt. Zentralinst. Isot. Strahlenforsch.*, 29:319–332, 1980.
- [57] PASSERAT DE SILANS, A., BRUCKLER, L., THONY, J.L. et VAUCLIN, M. Numerical modelling of coupled heat and water flows during drying in a stratified bare soil. comparaison with field observations. *J. Hydrol.*, 105:109,138, 1989.
- [58] PHILIP, J.R. et DE VRIES, D.A. Moisture movement in porous media under temperature gradients. *Trans. Am. Geophys. Union*, 38:222–232, 1957.
- [59] POT, V., APPERT, C., MELAYAH, A., ROTHMAN, D. et ZALESKI, S. Modelling water flow in unsaturated porous media by interacting lattice gas-cellular automata: Evaporation. *soumis pour publication (2^{ème} lecture) dans Water Resour. Res.*, 1994.
- [60] RECAN, M. *Simulation numérique du comportement thermique et hydrique d'un sol nu. Application à l'étude de l'évaporation par télédétection*. Thèse, Inst. Nat. polytechnique de Toulouse., 1982.
- [61] RIOU, C., ITIER, B. et SEGUIN, B. The influence of surface roughness on the simplified relationship between daily evaporation and surface temperature. *Int. J. Remote Sensing.*, 9(9):1529–1533, 1988.
- [62] SEGUIN, B., BAELZ, S., MONGET, J.M. & PETIT, V. Utilisation de la thermographie ir pour l'estimation de l'évaporation régionale. i.mise au point méthodologique sur le site de la crau. *Agronomie.*, 1(2):7–16, 1982.
- [63] SHIMOJIMA, E., CURTIS, A.A. et TURNER, J.V. The mechanism of evaporation from sand columns with restricted and unrestricted water tables using deuterium under turbulent air-flow conditions. *J. Hydrol.*, 117:15–54, 1990.

- [64] SONNTAG, C. CHRISTMANN, D. et MUNNICH, K.O. Laboratory and field experiments on infiltration and evaporation of soil water by means of deuterium and oxygen-18. In *Stable and Radioactive Isotopes in the Study of the unsaturated Soil Zone*, pages 161–178, 1985. September 1984, IAEA-TECDOC-357.
- [65] STENGEL, P., GABILLY, Y., BERTUZZI, P., GAUDU, J.C. et BRIFAULT, A. La double sonde lpc-inra. définition, expérimentation et utilisation en agronomie. *Bull. Liason Lab. Pont et Chaussées*, 14:109–119, 1986.
- [66] STEWART, M.K. Stable isotope fractionation due to evaporation and isotopic exchange of falling waterdrops. Application to atmospheric processes and evaporation of lakes. *J. Geophys. Res.*, 80(9):1133–1146, 19.
- [67] ULLMAN, W.J. Evaporation rate from a salt pan: Estimates from chemical profiles in near surface groundwaters. *J. Hydrol.*, 79:365–373, 1985.
- [68] VAN BAVEL, C.H.M. et HILLEL, D.I. Calculating potential and actual evaporation from a bare soil surface by simulation of concurrent flow of water and heat. *Agricultural meteorology.*, 17:453–476, 1976.
- [69] VAN GENUCHTEN, M.Th. A close form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Sci. Soc. Am. J.*, 44:892–898, 1980.
- [70] WALKER, G.R., HUGHES, M.W., ALLISON, G.B. et BARNES, C.J. The movement of isotopes of water during evaporation from a bare soil surface. *J. Hydrol.*, 97:181–197, 1988.
- [71] ZIMMERMANN, U., BAUMANN, U., IMEVBORE, A.M.A., HENDERSON, F. et ADENIJI, H.A. Study of the mixing pattern of Lake Kainji using stable isotopes. *Catena*, 3:63., 1976.
- [72] ZIMMERMANN, U., EHHALT, D. et MUNNICH, K.O. Soil water movement and evapotranspiration: Changes in the isotopic composition of the water. In *Isotopic in Hydrology.*, pages 567–585, Vienna, 1967. IAEA.