

CHAPITRE 3

La théorie de MO appliquée dans la CLS locale: état de la question, adaptation, mise en oeuvre sur base de données moyennes observées aux stations météorologiques.

Après avoir examiné au chapitre précédent les principales méthodes disponibles pour estimer l'évapotranspiration réelle et les flux turbulents en situation d'homogénéité horizontale, nous avons opté pour la théorie de Monin et Obukhov. Nous analysons dans ce chapitre comment mettre en oeuvre cette théorie que nous appliquons ensuite aux données de stations automatiques. Ces stations situées en des sites dégagés d'obstacles fournissent des observations dans la CLS locale. Notons que nous adoptons dès à présent la valeur 0,40 pour la constante k de von Kármán introduite au chapitre 2. Une partie de la matière contenue dans ce chapitre, en particulier l'analyse de sensibilité présentée à la section III.4, a été publiée (Gellens-Meulenberghs, 2005).

III.1 Mise au point d'une méthode d'estimation de l'ETR et des flux turbulents H et LE

III.1.A Choix des fonctions de stabilité

La détermination des fonctions de stabilité se fait par voie expérimentale et nécessite donc des campagnes de collecte d'observations. Elle a débuté par les travaux pionniers réalisés à partir des années 1950 et surtout 1960 (pour un passage en revue, voir Lettau, 1990; Garratt et Hicks, 1990), et par la célèbre campagne d'observation du Kansas (pour une rétrospective, voir Kaimal et Wyngaard, 1990). L'analyse même des données s'est intensifiée au cours des années 1970 et 1980. Un large consensus accordait à la fin de cette période la préférence aux formulations de type Businger-Dyer (voir les relations (2.14) à (2.17) introduites au chapitre précédent à titre d'exemple).

Ce type de formulation continue à être largement utilisé aujourd'hui aussi bien pour l'exploitation des observations aux stations que dans les modèles atmosphériques de prévision du temps et du climat.

Par ailleurs, des modèles de fermeture des équations de la turbulence (voir chapitre

1) ont été appliqués avec un certain succès pour prédire la forme des fonctions de stabilité. Ainsi, Mellor (1973) utilisant un modèle de fermeture d'ordre 2, obtient-il un résultat très proche de la relation de Businger-Dyer relative à la température mais des valeurs sous-estimées pour la fonction de stabilité relative à la vitesse du vent. Ce résultat est reproduit en utilisant le même type de modèle par Łobocki (1993, 2001) et étendu au régime de convection libre dont nous parlerons plus loin. Des améliorations au modèle de fermeture de Mellor-Yamada (1974, 1982) sont proposées par Nakanishi (2001) et conduisent à une estimation de la fonction relative à la vitesse du vent plus proche de la relation de Businger-Dyer. Avec le modèle récent de fermeture de Canuto *et al.* (2001), Burchard et Bolding (2001) ne semblent pas obtenir de résultats significativement différents. Dans tous les cas, on constate que les relations de type Businger-Dyer continuent à servir de référence pour valider ces modèles.

En atmosphère instable, la formulation de Businger-Dyer a cependant été remise en cause par Kader et Yaglom (1990). En atmosphère stable, d'autres relations ont également été suggérées. Il n'existe pas à notre connaissance de travaux de synthèse très récents en la matière. En effet bien des questions ont été soulevées depuis les premières campagnes de mesures (par exemple Wyngaard *et al.*, 1982). Selon d'autres, elles n'ont pas reçu l'attention qu'elles auraient mérité (Frenzen et Vogel, 1992). Nous avons été amenés à faire un recensement des fonctions de stabilité mentionnées dans la littérature.

Nous n'envisageons pas ici de passer en revue de manière détaillée les avantages et les difficultés expérimentales des expériences individuelles. Nous tentons de faire le point en vue de faire émerger les relations considérées aujourd'hui comme les plus fiables et afin d'aboutir à un choix pertinent pour notre propos. Nous envisageons successivement le cas de l'atmosphère instable et celui de l'atmosphère stable.

a. Atmosphère instable

Rappelons la forme générale des relations de type Businger-Dyer (voir 2.14a à 2.15b et 2.31, 2.32 au chapitre précédent):

$$\phi_{sm} = (1 - b_m \zeta)^{-1/4} \quad (3.1)$$

$$\phi_{sh} = a_h^{-1} (1 - b_h \zeta)^{-1/2} \quad (3.2)$$

$$\phi_{sv} = \phi_{sh} \quad (3.3)$$

et les relations intégrées correspondantes (voir 2.33a à 34 b)

$$\Psi_{sm}(\zeta) = \ln \left[\frac{(1+x)^2(1+x^2)}{(1+x_{0m})^2(1+x_{0m}^2)} \right] - 2 \arctg x + 2 \arctg x_{0m} \quad (3.4)$$

$$\Psi_{sh}(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{(1+x^2)}{(1+x_{0h}^2)} \right] \quad (3.5)$$

$$\Psi_{sv}(\zeta) = \Psi_{sh}(\zeta) \quad (3.6)$$

$$\text{avec } x = (1 - b_i \zeta)^{1/4} \quad (3.7)$$

$$x_{0i} = (1 - b_i \zeta_{0i})^{1/4} \quad (3.8)$$

$$\zeta_{0i} = z_{0i} / L_{MO} \quad (3.9)$$

et $i = m, h$ ou v .

Les relations simplifiées correspondant au cas $z_{0i} \ll L_{MO}$, soit pour $\zeta_{0i} = 0$ (voir 2.35 a et b) sont données par

$$\Psi_{sm}(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{(1+x)}{2} \right] + \ln \left[\frac{(1+x^2)}{2} \right] - 2 \arctg x + \frac{\pi}{2} \quad (3.10)$$

$$\Psi_{sh}(\zeta) = \Psi_{sv}(\zeta) = 2 \ln \left[\frac{(1+x^2)}{2} \right]. \quad (3.11)$$

Les relations (3.1) à (3.3) ont notamment été proposées par Businger *et al.* (1971), Dyer (1974), Businger (1988). Des synthèses ont été réalisées par différents auteurs. Viswanadham (1982) indique d'une manière générale que les données expérimentales s'accordent avec les courbes de Businger *et al.* (1971), Dyer et Hicks (1970), Kondo (Yamamoto, 1975), Hicks (1976) et Lettau (1979). Brutsaert (1982) suggère d'utiliser $b_m = b_h = 16$ et $a_h = 1$ (ce qui correspond à la proposition de Paulson (1970) et Miyake et McBean (1970). Högström (1988), confronte à des observations les relations de plusieurs auteurs et propose *in fine* $b_m = 19,3$, et $b_h = 11,6$ pour $a_h^{-1} = 0,95$ (ou $b_h = 12$ pour $a_h^{-1} = 1$). Cette proposition correspond à celle de Businger *et al.* (1971) corrigée pour tenir compte de la valeur 0,4 pour k . Högström (1996) considère davantage de relations et aboutit à une relation moyenne avec $b_m = 19$, et les mêmes valeurs $b_h = 11,6$ et $a_h^{-1} = 0,95$ que précédemment. Il estime que les différentes formules envisagées dans la littérature sont en accord à 10-20 % près pour $-2 < \zeta < 0$. Sozzi *et al.* (1998), n'étudiant que le profil de la vitesse du vent au cours d'une courte campagne de mesures, obtiennent $b_m = 22,8$ pour cette même plage d'instabilité. Kramm *et al.* (1996), considérant dès l'abord de leur étude que $\phi_h = \phi_m^2$, interprètent la variabilité du paramètre $b_m = b_h$ en terme d'une possible dépendance en ζ de ce paramètre lui-même (nous pensons pour notre part que leur hypothèse de départ pourrait être sujette à caution, ainsi que leur procédure d'ajustement par moindre carré de plusieurs paramètres simultanément). San José *et al.* (1985) concluent, après vérification expérimentale, que les relations de Businger et Dyer peuvent être utilisées jusque $-8 < \zeta < 0$.

Weidinger *et al.* (2000) considèrent 11 fonctions obtenues au cours de la période 1960-1988. Ils ajustent par moindre carrés une relation de type Businger-Dyer à l'ensemble de ces fonctions et obtiennent $b_m = 16$, $b_h = 12,5$ et $a_h^{-1} = 1$ pour $-2 < \zeta < 0$, résultat très proche de celui d'Högström (1988). La relation initiale de Businger *et al.* (1971), avec les valeurs de coefficients estimées à cette époque, s'avère fournir des estimations du flux de chaleur sensible proche du minimum de l'ensemble des autres fonctions. Au contraire, la formulation de Businger corrigée par Högström (1988) est la plus proche de la moyenne de l'ensemble des fonctions considérées.

Les fonctions envisagées jusqu'ici concernent principalement les instabilités faibles et donc le régime dit de convection forcée (voir chapitre 1), dominé par la turbulence d'origine dynamique.

A l'opposé, le régime de **convection libre** se produit pour les instabilités élevées, lorsque la turbulence est principalement d'origine thermique (cf. section I.2.E au chapitre 1).

Dans ce cas, la valeur absolue de la longueur de Monin-Obukhov L_{MO} devient petite et celle du paramètre de stabilité ζ devient grande (et ce d'autant plus que les flux turbulents H et LE et le niveau z considéré sont élevés). Dans le cas instable, la turbulence aux altitudes élevées (dans la CLS) est toujours déterminée prioritairement par les facteurs thermiques. Le profil de température (2.27) devient indépendant de u_* , ce qui ne peut se réaliser en pratique (voir les relations (2.2), (2.8) et (2.12)) que lorsque la fonction de stabilité ϕ_{sh} est proportionnelle à une puissance $\zeta^{-1/3}$ (ce qui contredit la forme 3.2 de type Businger-Dyer). Il tend vers la valeur asymptotique θ_∞ suivant la relation (Monin et Yaglom, 1971)

$$\overline{\theta(z)} = \theta_\infty + C_{cl} \left[\frac{H}{\rho c_p} \right]^{2/3} [\beta_0(z-d)]^{-1/3} \quad (3.12)$$

dans laquelle C_{cl} est une constante universelle sans dimension de l'ordre de 3. Par ailleurs, Monin et Yaglom (1971) indiquent que dans ce cas limite, l'hypothèse selon laquelle le rapport $K_T / K_M \approx \phi_{sh} / \phi_{sm}$ tend vers une valeur constante universelle (sans dimension) est vraisemblable, ce qui implique également la proportionnalité de ϕ_{sm} en $\zeta^{-1/3}$.

Contrairement à notre définition donnée plus haut, le régime de convection libre est parfois considéré dans la littérature comme le cas limite où la vitesse moyenne du vent u tend vers zéro impliquant une valeur limite nulle pour la vitesse de frottement. Dans ce cas L_{MO} est indéterminé sauf s'il devient indépendant de u^* , c'est-à-dire, par le même raisonnement que ci-dessus, si la fonction ϕ_{sh} suit une loi en puissance $-1/3$. Cette définition de la convection libre ne nous paraît cependant pas réaliste. En effet, Monin et Yaglom (1971) indiquent que du point de vue de la théorie de similitude, le régime turbulent à des altitudes $z \gg |L_{MO}|$, pour une vitesse de frottement donnée, ne peut pas différer du régime qui prévaudrait à une altitude moins élevée et pour lequel la vitesse de frottement serait très petite. Cette objection suggère qu'il ne faut pas différencier le traitement des régimes de convection forcée et de convection libre. En effet, lorsque l'atmosphère devient très instable, des structures tourbillonnaires à grandes échelles apparaissent et affectent l'ensemble de la couche convective. Des rafales peuvent se produire de manière aléatoire. Près de la surface cependant, les profils de la vitesse du vent atteignent rapidement un état stationnaire. La convection induit localement une production de turbulence par cisaillement (voir chapitre 1, section I.2.E) liée à la circulation convective. Businger (1973) note que la structure locale des profils du vent est essentiellement la même que pour la convection forcée. Sykes *et al.* (1993) et Beljaars (1994) en concluent que le régime de convection libre doit être traité comme un cas particulier du régime de convection forcée. Beljaars (1994) propose dans un cadre de modélisation une paramétrisation du vent moyen tenant à la fois de la vitesse du vent à grande échelle (synoptique) et d'une composante convective d'origine locale. De cette manière, le vent moyen modélisé ne s'annule pas même dans les situations anticycloniques où le vent synoptique peut être très faible. Ce point de vue est compatible avec notre expérience des séries de vitesse de vent observée: celles-ci présentent un cycle diurne avec un maximum au milieu de la journée que l'on peut associer à l'activité convective. Il ne

nous paraît donc pas opportun de définir la convection libre comme le cas limite où le vent moyen s'annule. Nous maintenons dès lors notre première définition.

Le comportement asymptotique en puissance $-1/3$ des fonctions de stabilité dans le cas de la convection libre a déjà été prédit par Prandtl (1932) et Obukhov (1946). Il a cependant été quelque peu oublié devant le succès remporté par les fonctions de type Businger-Dyer. Quelques études le soulignent cependant (Carl *et al.*, 1973, Tsvang *et al.*, 1985, Troen et Mahrt, 1986). Tsvang *et al.*, 1985 indiquent que le comportement en puissance $-1/3$ peut déjà être attendu à partir de valeurs du paramètre ζ de l'ordre de -0.5 . Le succès des relations de Businger-Dyer et leur incompatibilité avec le comportement asymptotique attendu dans le cas de la convection libre ont donné lieu à de nombreux débats et polémiques. Diverses théories ont été avancées pour tenter de concilier les tenants des deux points de vues. Par exemple, un concept de vitesse de frottement minimum a été introduit par Businger (1973) et utilisé par Grachev *et al.* (1997) qui suggèrent qu'en pratique L_{MO} ne peut pas descendre en deçà d'une limite inférieure et que ζ ne peut dépasser une valeur maximale pour une altitude z donnée. Zilitinkevich (1973) propose une analyse dimensionnelle directionnelle et Wyngaard (1973) introduit des échelles de convection libre locales. Les fonctions de stabilités en puissance $-1/3$ permettent de traiter de la même manière le régime de convection forcée et de convection libre. Ce sont surtout Kader et Perepelkin (1989) et Kader et Yaglom (1990) qui ont remis cette question à l'ordre du jour. Kader et Yaglom (1990) révisent la théorie de Zilitinkevich (1971) et de Betchov et Yaglom (1971) qui proposent de distinguer trois sous régions dans la couche limite de surface qu'ils dénomment "sous-couche dynamique", "sous couche dynamique-convective" et "sous-couche de convection libre" (voir aussi chapitre 1). En confrontant cette théorie aux mesures réalisées à la station russe de Tsimlyansk, Kader et Yaglom (1990) trouvent la trace de trois sous-régions dans les fonctions de stabilité ajustées sur ces données (les valeurs des coefficients ont été adaptées pour tenir compte de la définition de ζ). Ils fournissent des ajustements sur 3 segments disjoints:

$$\phi_{sm}(\zeta) = \begin{cases} 1,040 & -0,04 \leq \zeta < 0 \\ 0,501(-\zeta)^{-1/3} & -1,2 \leq \zeta \leq -0,12 \\ 0,380(-\zeta)^{1/3} & \zeta \leq -2 \end{cases} \quad (3.13)$$

$$\phi_{sh}(\zeta) = \begin{cases} 0,960 & -0,04 \leq \zeta < 0 \\ 0,324(-\zeta)^{-1/3} & -1,2 \leq \zeta \leq -0,12 \\ 0,265(-\zeta)^{-1/3} & \zeta \leq -2 \end{cases} \quad (3.14)$$

Notons que la loi en puissance $+1/3$ trouvée par Kader et Yaglom (1990) pour ϕ_{sm} dans le cas de $\zeta \leq -2$ n'a, à notre connaissance, pas été confirmée par aucune autre expérience. Au contraire elle est mise en doute par certains comme par exemple Högström (1996) et Wilson (2001).

Kader et Perepelkin (1989) proposent les relations suivantes ajustées sur les mêmes observations:

$$\phi_{sm} = \left[\frac{1 + 0,625\zeta^2}{1 - 7,5\zeta} \right]^{1/3} \quad (3.15)$$

$$\phi_{sh} = 0,64 \left[\frac{3 - 2,5\zeta}{1 - 10\zeta + 50\zeta^2} \right]^{1/3} \quad (3.16)$$

En pratique, lorsque la vitesse du vent n'est pas suffisamment faible, le régime de convection libre ne peut être observé qu'à des hauteurs supérieures à celles pour lesquelles les mesures ordinaires sont réalisées. Ceci explique la difficulté de mettre expérimentalement ce régime en évidence. Pour les instabilités faibles, il est tout aussi possible d'ajuster une loi en puissance $-1/4$ que $-1/3$ sur les observations. Ainsi, Frenzen et Vogel (1992) arrivent-ils à cette conclusion après avoir examiné leurs observations de la vitesse moyenne du vent mais en ne considérant qu'une gamme étroite de valeurs de ζ ($-0,15 < \zeta < 0$).

Au cours de la dernière décennie, quelques chercheurs se sont préoccupés d'établir des relations de stabilité interpolées qui soient compatibles avec le comportement asymptotique théorique prédit dans le cas de la convection libre. Ainsi, Delage et Girard (1992) suggèrent d'utiliser la relation

$$\phi_{sh} = (1 - 40\zeta)^{-1/3} \quad (3.17)$$

En supposant $\zeta \approx R_i$, qui semble (relativement) bien vérifié expérimentalement (Businger, 1988), et tenant compte de (2.19), ils déduisent

$$\phi_{sm} = (1 - 40\zeta)^{-1/6} \quad (3.18)$$

Ils n'effectuent pas de confrontation de ces nouvelles fonctions avec des données expérimentales mais ils indiquent que numériquement, leur utilisation ne modifie pratiquement pas les estimations des flux de quantité de mouvement et de température potentielle virtuelle par rapport aux résultats obtenus avec les fonctions d'Högström (1988).

De Bruin (1999), annonce dans une note courte et peu détaillée, qu'en changeant une étape de la dérivation initiale de Businger il aboutit à

$$\phi_{sh} = \phi_{sm}^2 = (1 - 3\zeta)^{2/3} (1 - 10\zeta)^{-1} \quad (3.19)$$

qui présente un comportement asymptotique en puissance $-1/3$ pour ϕ_{sh} et $-1/6$ pour ϕ_{sm} . A notre connaissance, cette relation n'a pas non plus fait l'objet de vérification expérimentale et il nous est difficile de juger si elle est réellement fondée.

Les relations interpolées proposées ne sont cependant pas nécessairement directement intégrables et donc faciles à utiliser pour estimer les relations flux profils. Brutsaert (1992) propose pour la plage d'instabilité $0,01 \leq -\zeta \leq 20$, des fonctions empiriques interpolées et intégrables tenant compte des résultats de Kader et Yaglom (1990):

$$\phi_{sm}(\zeta) = \frac{[a_{mB92} + b_{mB92}(-\zeta)^{n_{mB92}}]}{[a_{mB92} + (-\zeta)^{n_{mB92}}]} + c_{mB92}(-\zeta)^{1/3} \quad (3.20)$$

$$\phi_{sh}(\zeta) = \frac{[a_{hB92} + b_{hB92}(-\zeta)^{n_{hB92}}]}{[a_{hB92} + (-\zeta)^{n_{hB92}}]} \quad (3.21)$$

avec $a_{mB92} = 0,37$, $b_{mB92} = -0,24$, $c_{mB92} = 0,50$, $n_{mB92} = 0,72$, $a_{hB92} = 0,33$, $b_{hB92} = 0,057$, $n_{hB92} = 0,78$ et les formes intégrées correspondantes tenant compte des valeurs de ces paramètres:

$$\Psi_{sm}(\zeta) = \begin{cases} 0 & \text{si } -0,0093 < \zeta < 0 \\ 1,72 \ln \left\{ \frac{[0,37 + (-\zeta)^{0,72}]}{[0,37 + (0,0093 - \zeta_{0m})^{0,72}]} \right\} - 1,5 [(-\zeta)^{1/3} - (0,0093 - \zeta_{0m})^{1/3}] & \text{si } \zeta \leq -0,0093 \end{cases} \quad (3.22)$$

$$\Psi_{sh}(\zeta) = 1,20 \ln \frac{[0,33 + (-\zeta)^{0,78}]}{[0,33 + (-\zeta_{0h})^{0,78}]} \quad (3.23)$$

La relation (3.22) présente un maximum pour $\zeta = -15,025$ dont la pertinence n'a pas été vérifié expérimentalement. Brutsaert (1992) propose une variante à la relation (3.22) pour laquelle la valeur devient constante au-delà de ce seuil et est plus proche des fonctions de type Businger-Dyer pour les instabilités faibles. Avec des valeurs de paramètres légèrement modifiées dans (3.20) (c.-à-d. $a_{m \text{ B92}} = 0,28$, $b_{m \text{ B92}} = 0,10$, $c_{m \text{ B92}} = 0,43$, $n_{m \text{ B92}} = 0,75$), la fonction intégrée (3.22) devient

$$\Psi_{sm}(\zeta) = \begin{cases} 0 & \text{si } -0,0059 < \zeta < 0 \\ 1,47 \ln \left\{ \frac{[0,28 + (-\zeta)^{0,75}]}{[0,28 + (0,0059 - \zeta_{0m})^{0,75}]} \right\} - 1,29 [(-\zeta)^{1/3} - (0,0059 - \zeta_{0m})^{1/3}] & \text{si } -15,025 \leq \zeta \leq -0,0059 \\ \Psi_{sm}(-15,025) & \text{si } \zeta < -15,025 \end{cases} \quad (3.24)$$

Quelques études (Parlange et Brutsaert, 1993; Parlange et Katul, 1995; Sugita *et al.*, 1995) ont permis de comparer les relations (3.22) à (3.24) ci-dessus avec les relations (3.4) et (3.5) utilisant des fonctions de stabilité de type Businger-Dyer. La formulation (3.24) semble mieux convenir que (3.22) et s'ajuste globalement aussi bien que la formulation de Businger-Dyer. Cette dernière convient particulièrement bien lorsque l'échantillon est limité aux cas pour lesquels $-3 < \zeta < 0$ (ce qui confirme d'autres études mentionnées ci-dessus). Les relations (3.23) et (3.24) quant à elles, semblent légèrement mieux appropriées aux cas très instables. Kondo et Ishida (1997) obtiennent également de meilleures estimations du flux de chaleur sensible en utilisant (3.23) à la place de (3.5). Ils adoptent d'emblée la relation (3.4) de Businger et Dyer pour le profil du vent et ne font pas de comparaison avec (3.22) ou (3.24). Il faut noter que la taille de l'échantillon qu'ils considèrent est malheureusement assez restreint (il ne comprend que 20 observations) mais présente l'avantage de comprendre des cas très instables (jusque $\zeta = -497$). Il apparaît clairement que davantage d'observations fiables devraient encore être obtenues et analysées pour les situations très instables. Brutsaert (1999) revient sur l'estimation de (3.20) en proposant une nouvelle forme aussi performante, mais dépendant de deux paramètres en moins

$$\phi_{sm}(\zeta) = \frac{[a_{m \text{ B99}} + b_{m \text{ B99}} (-\zeta)^{n_{m \text{ B99}} + 1/3}]}{[a_{m \text{ B99}} + (-\zeta)^{n_{m \text{ B99}}}]} \quad (3.25)$$

avec $a_{m \text{ B99}} = 0,33$, $b_{m \text{ B99}} = 0,41$, $n_{m \text{ B99}} = 1$. Cette fonction présente un minimum pour $\zeta_{\min \text{ B99}} \approx -1,05$. La fonction intégrée correspondante est donnée par

$$\Psi_{sm}^*(\zeta) = \begin{cases} \ln(0,33 - \zeta) - 1,230(-\zeta)^{1/3} + 0,142 \ln \left[\frac{(1 + x_b)^2}{(1 - x_b + x_b^2)} \right] \\ + 0,491 \arctg \left[\frac{(2x_b - 1)}{1,732} \right] + \Psi_b & \text{si } -14,509 \leq \zeta \\ \Psi_{sm}(-14,509) & \text{si } \zeta < -14,509 \end{cases} \quad (3.26)$$

avec $x_b = \left(\frac{-\zeta}{0,33} \right)^{1/3}$ et $\Psi_b = -\ln 0,33 + 0,257$.

Grachev et al. (2000) adoptent une formulation introduite par Fairall et al. (1996). Ils déterminent la valeur des paramètres pour obtenir des fonctions compatibles avec celles de Businger-Dyer dans la plage de stabilité $-2 < \zeta < -0.1$:

$$\phi_{si} = (1 - b_{gi} \zeta)^{-1/3} \quad (3.27)$$

$$\Psi_{si}^*(\zeta) = 1,5 \ln \left(\frac{y_i^2 + y_i + 1}{3} \right) - \sqrt{3} \arctg \left(\frac{2y_i + 1}{\sqrt{3}} \right) + \frac{\pi}{\sqrt{3}} \quad (3.28)$$

avec $i=m$ ou h , $b_{gm}=10$, $b_{gh}=34$ et $y_i = (1 - b_{gi} \zeta)^{1/3}$.

Wilson (2001) recherche des fonctions qui soient à la fois relativement simples et facilement intégrables, compatibles avec les fonctions de Businger-Dyer pour les faibles instabilités et ayant un comportement asymptotique correct pour les instabilités importantes. Il ajuste les coefficients sur les données d'Högström (1988) avec $a_h^{-1}=0,95$:

$$\phi_{si} = a_i \left(1 + b_{wi} |\zeta|^{2/3} \right)^{-1/2} \quad (3.29)$$

$$\Psi_{si}^*(\zeta) = 3 \ln \left(\frac{1 + \phi_{si}^{-1}}{2} \right) \quad (3.30)$$

avec $a_h^{-1}=0,95$, $b_{wm}=3,6$ et $b_{wh}=7,9$.

Les différentes relations reprises ci-dessus pour ϕ_{sm} et ϕ_{sh} ont été représentées à la figure 3.1. Peu de valeurs expérimentales sont publiées dans la littérature courante. La comparaison de ces relations avec les points expérimentaux publiés par Högström (1988), Garratt et Hicks (1990) et Frenzen et Vogel (1992) pour $-3 < \zeta < 0$, ne permettent pas de trancher facilement en faveur de l'une ou de l'autre. Pour ce qui est de $\zeta < -3$, nous n'avons pas trouvé de valeurs publiées, si ce n'est la figure présentée par Kader et Yaglom (1990). Tout au plus pouvons nous noter que dans le cas de ϕ_{sh} , la fonction de Brutsaert (1992) reste très proche de celles d'Högström (1988, 1996) et est la seule à avoir fait l'objet de tests de validation pour ces valeurs d'instabilité. Dans le cas de ϕ_{sm} , les fonctions de Brutsaert (1992 et 1999) se démarquent nettement des autres fonctions par une pente croissante et des valeurs nettement plus grandes. Les auteurs ayant testé ces fonctions ϕ_{sm} et ϕ_{sh} pour les fortes instabilités ne publient pas les valeurs expérimentales qu'ils obtiennent. Comme nous l'avons vu plus haut, ils mentionnent qu'elles permettent d'obtenir une légère amélioration des estimations des flux, mais devraient être confirmées par davantage de valeurs observées. Nous constatons cependant que dans la plage de valeurs courantes

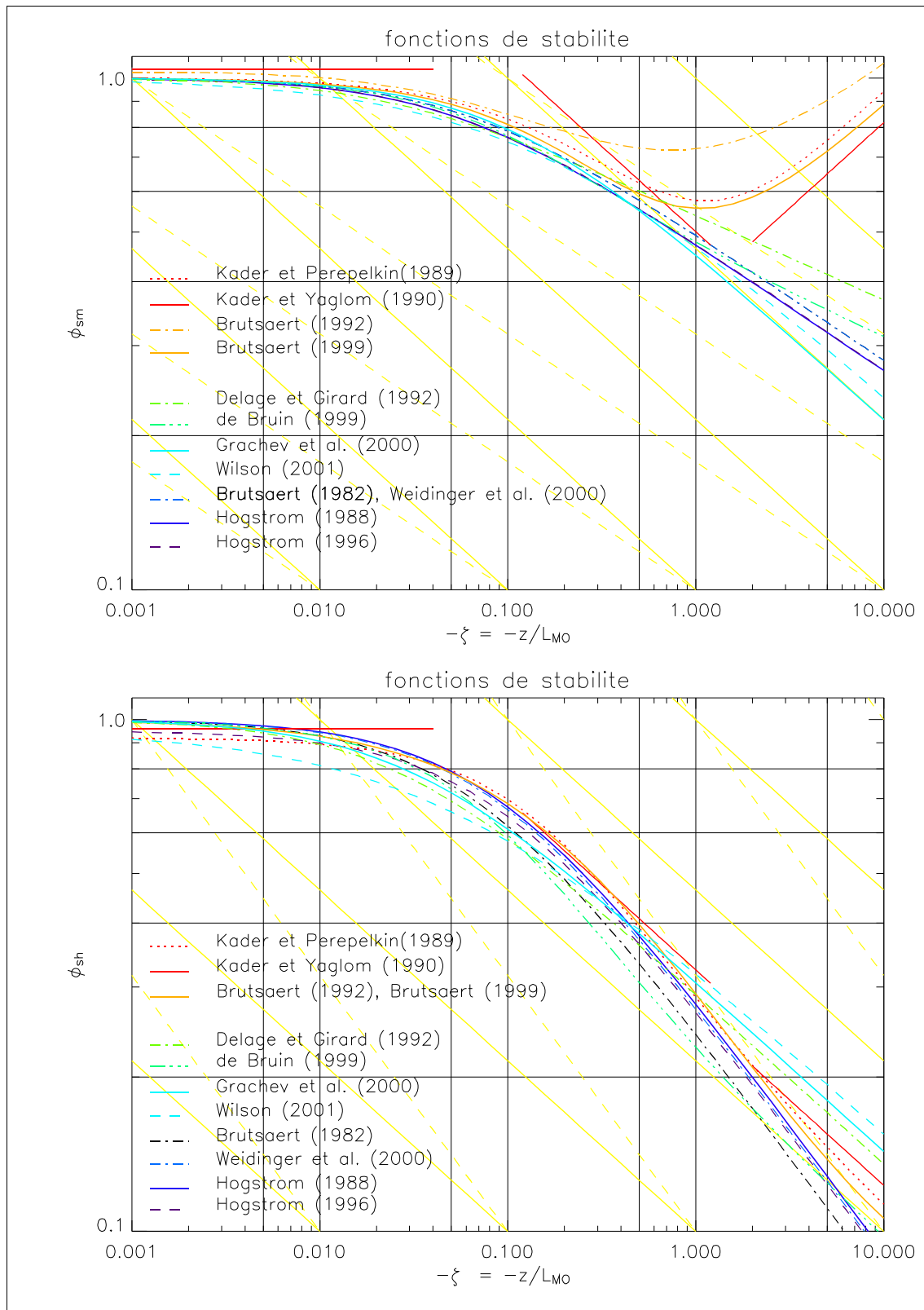


Figure 3.1: fonctions de stabilité ϕ_{sm} et ϕ_{sh} en atmosphère instable. Surimpositions des pentes en jaune: en traits continus -1/3, en traits interrompus -1/4 pour ϕ_{sm} et -1/2 pour ϕ_{sh} .

$-3 < \zeta < -1$, elles sont plus élevées que les autres fonctions et que la majorité des valeurs expérimentales publiées. Les fonctions de Grachev et al. (2000) n'ont malheureusement pas pris en compte lors de leur ajustement des cas correspondant à $\zeta < -3$. La fonction ϕ_{sm} proposée présente une courbure plus importante et des valeurs plus petites que celles des autres fonctions pour les instabilités importantes. La fonction ϕ_{sh} de Wilson (2001) reste par ailleurs nettement en deçà de celle d'Högström (1988) pour les faibles instabilités mais possède les valeurs les plus élevées pour les fortes instabilités. Quant aux fonctions de Delage et Girard (1992) et de de Bruin (1999), elles se comportent de manière intermédiaire par rapport aux autres fonctions, bien que n'étant pas davantage validées. La dépendance en $-1/6$ de la fonction ϕ_{sm} de Delage et Girard (1992) nous laisse cependant quelque peu perplexe quant à son réel fondement.

Si l'on examine le comportement asymptotique sur la base des pentes des fonctions de stabilité pour les grandes valeurs d'instabilité, les fonctions ϕ_{sh} de types Businger-Dyer ont une pente proche de $-1/2$ pour $\zeta < -0,5$. La fonction de Delage et Girard (1992) est la plus proche des segments proposés par Kader et Yaglom (1990), avec une pente en $-1/3$ pour $\zeta < -0,5$. Pour les instabilités élevées, les fonctions de Wilson (2001) et de de Bruin (1999) ont respectivement une pente inférieure et supérieure à $-1/3$. En ce qui concerne les fonctions ϕ_{sm} , celles de type Businger-Dyer manifestent une pente de l'ordre de $-1/4$ pour $\zeta < -1$ environ. Aucune fonction ne présente de pente atteignant la valeur $-1/3$.

Afin de progresser dans la suite de cette recherche, **nous prendrons en compte les deux critères suivants**. Premièrement, nous supposons que les fonctions de type Businger-Dyer constituent la meilleure référence pour les instabilités faibles. Deuxièmement, nous nous appuyerons sur les observations de Kader et Yaglom (1990) pour les instabilités élevées, tout au moins en ce qui concerne ϕ_{sh} . Pour ce qui est de ϕ_{sm} , une grande incertitude subsiste actuellement quant à ses valeurs pour les instabilités élevées. Nous choisissons d'adopter la fonction de Brutsaert modifiée représentée à la figure 3.2 comme fonction de référence.

$$\phi_{sm}(\zeta) = \begin{cases} \frac{[a_{mB99} + b_{mB99}(-\zeta)^{n_{mB99}+1/3}]}{[a_{mB99} + (-\zeta)^{n_{mB99}}]} & \zeta_{\min} < \zeta < 0 \\ \phi_{sm}(\zeta_{\min}) = 0,556 & \zeta \leq \zeta_{\min} \end{cases} \quad (3.31)$$

avec pour rappel $a_{mB99} = 0,33$, $b_{mB99} = 0,41$, $n_{mB99} = 1$ et $\zeta_{\min B99} = -1,05324 \approx -1,05$. Cette fonction coïncide avec la fonction de Brutsaert (1999) jusqu'au minimum de celle-ci et prend une valeur constante, intermédiaire par rapport à celle des autres fonctions, pour les instabilités plus importantes. Nous nous proposons dans une analyse de sensibilité qui sera menée plus loin, d'estimer l'incidence sur le calcul des flux du remplacement de la fonction (3.31) par l'une des quatre autres fonctions qui nous serviront de repère: celles de Brutsaert (1982), Högström (1988), Brutsaert (1999) et Grachev et al. (2000).

Pour ce qui est de la fonction ϕ_{sh} , considérons la famille de fonctions

$$\phi_{sh}(\zeta) = [1 + c(-\zeta)^{n/3}]^{-1/n} \quad (3.32)$$

avec $n=1, 2, 3, \dots$. Ces fonctions restent inférieures à 1 dès que la constante c est positive. Elles sont proches de la valeur unitaire pour les instabilités faibles et présentent un comportement asymptotique en puissance $-1/3$. Considérons pour les instabilités élevées

la fonction moyenne des deux derniers segments proposés par Kader et Yaglom (1990)

$$\phi_{sh}^{KY}(\zeta) = k^{4/3}(-\zeta)^{-1/3} \approx 0,295(-\zeta)^{-1/3} \quad (3.33)$$

Nous imposons pour fixer la constante c que les fonctions (3.32) coïncident avec (3.33) pour $\zeta = -10$, soit la condition

$$c = \frac{\phi_{sh}^{KY}(\zeta=-10) - 1}{(-10)^{n/3}} \quad (3.34)$$

Les fonctions (3.32) avec c donné par (3.34) sont représentées à la figure 3.2. Les courbes correspondant à $n=1$ et $n=2$ sont manifestement trop éloignées des fonctions d'Högström (1988) ou de Kader et Yaglom (1990) pour pouvoir être retenues. A partir de $n=5$, les courbes sont généralement supérieures à la fonction d'Högström(1988) pour les faibles instabilités. La courbe avec $n=3$, pour laquelle c prend la valeur 38,96 est très similaire à la fonction proposée par Delage et Girard (1992). Bien qu'elle ne soit que légèrement différente, nous lui préférons la fonction avec $n=4$ (et $c=132,49$), un peu plus proche de la fonction d'Högström (1988) et nous l'adopterons comme fonction de référence. Nous nous proposons d'utiliser cette fonction par la suite et de comparer plus loin dans ce texte les estimations des flux aux estimations qui seront obtenues avec d'autres fonctions dont la fonction plus courante de Högström (1988). En intégrant (3.32) avec $n=4$ selon (2.29), on obtient la fonction de stabilité intégrée

$$\Psi_{sh}^*(\zeta) = \ln|\zeta| - \frac{3}{2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_f - 1}{x_f + 1} \right) + \arctg(x_f) \right] \quad (3.35)$$

avec

$$x_f = \left[1 + c(-\zeta)^{4/3} \right]^{1/4} \quad (3.36)$$

Les fonctions de stabilités intégrées sont représentées à la figure 3.3. Les fonctions Ψ_{sm} d'Högström et de type Brutsaert se démarquent à partir de $\zeta < -0,1$ tandis que les fonctions Ψ_{sh} restent numériquement forts semblables. Cette dernière fonction, lorsqu'elle est calculée avec (3.35) et (3.36), est légèrement supérieure aux deux autres fonctions pour $-10 < \zeta < -0,03$.

b. Atmosphère stable

La forme générale des fonctions de type Businger-Dyer (Businger *et al.*, 1971; Dyer 1974) en atmosphère stable est donnée par (voir 2.36 et 2.37 au chapitre précédent):

$$\phi_{si} = a_i^{-1}(1 + c_i \zeta) \quad (3.37a)$$

où c_i est une constante et, pour ce qui est de la forme intégrée, par

$$\Psi_{si} = -c_i(\zeta - \zeta_{0i}) \quad (3.37b)$$

avec $i = m, h$ ou v ($a_i = 1$ pour $i = m$).

Comme en atmosphère instable, on considère ici aussi que

$$\phi_{sv} = \phi_{sh} \quad (3.38a)$$

et

$$\Psi_{sv}(\zeta) = \Psi_{sh}(\zeta) \quad (3.38b)$$

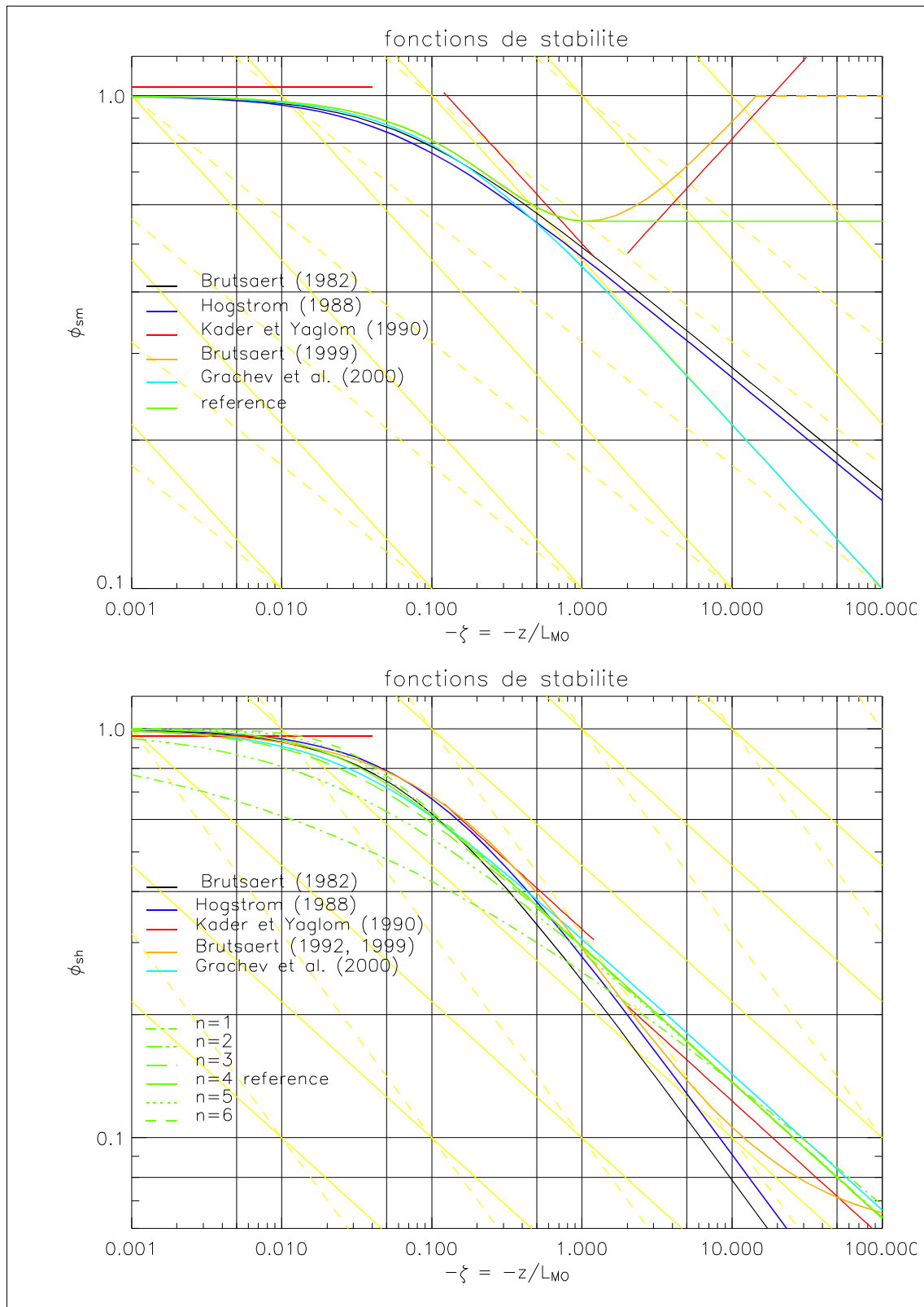


Figure 3.2: fonctions de stabilité ϕ_{sm} et ϕ_{sh} en atmosphère instable. Surimpositions des pentes en jaune: en traits continus $-1/3$, en traits interrompus $-1/4$ pour ϕ_{sm} et $-1/2$ pour ϕ_{sh} .

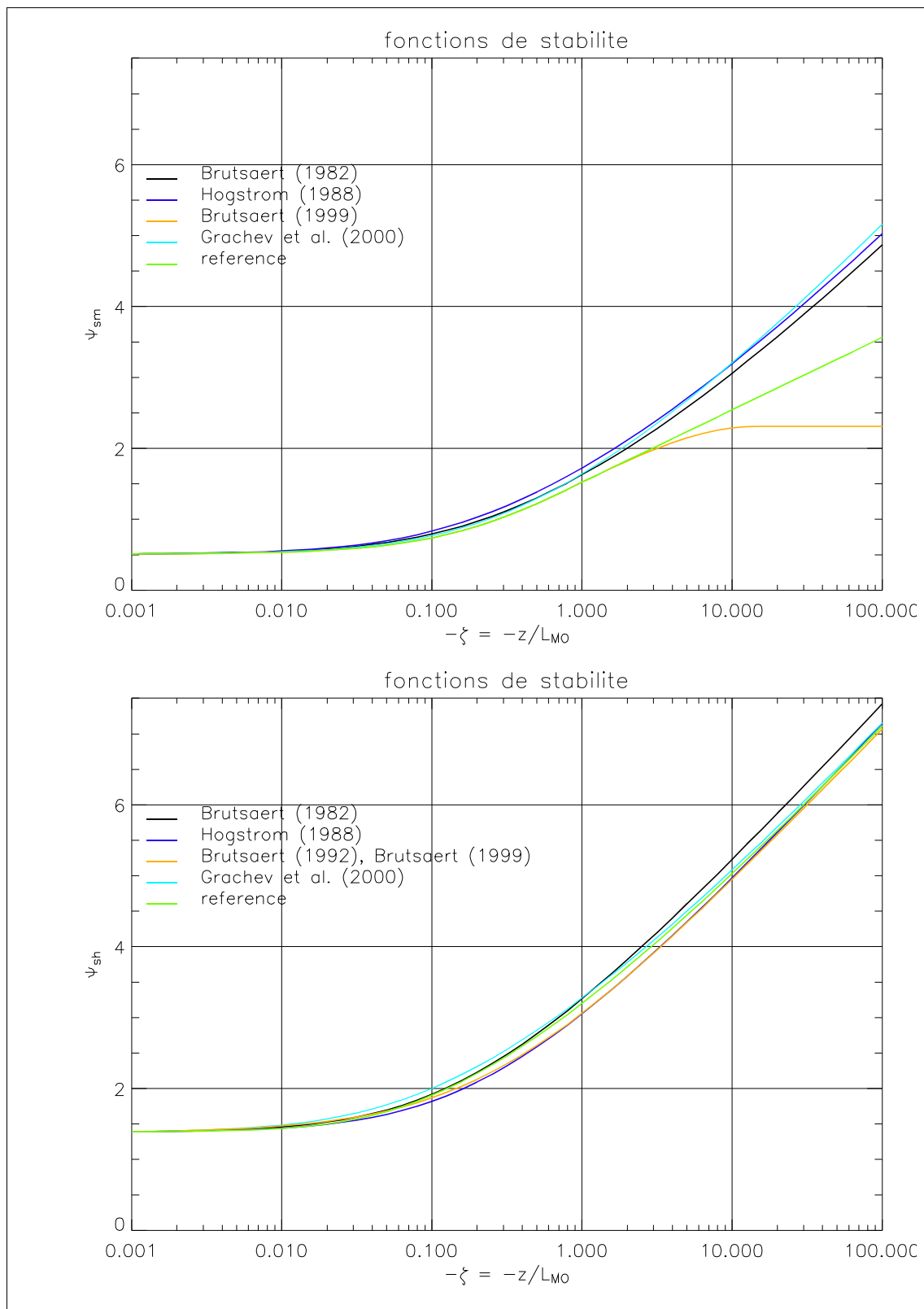


Figure 3.3: fonctions de stabilité Ψ_{sm} et Ψ_{sh} en atmosphère instable.

Pour $0 < \zeta < 0,2$, Viswanadham (1982) rapporte que les observations sont d'une manière générale compatibles avec les relations proposées par Businger *et al.*, (1971), Webb (1970), Kondo (Yamamoto, 1975), et Hicks (1976). Brutsaert (1982) propose d'utiliser $c_m = c_h = 5$ et $a_h = 1$ pour $\zeta \leq 1$ et $\phi_{sm} = \phi_{sh} = 6$ pour $\zeta > 1$ (ce dernier cas correspond à la proposition de Webb (1970) et de Kondo *et al.* (1978)). Högström (1988), après avoir examiné plusieurs relations publiées suggère d'employer $c_m = 4,8$, $c_h = 7,8$ et $a_h^{-1} = 1$ pour $\zeta \leq 0,5$. Högström (1996) envisage davantage de relations et constate que pour $0 \leq \zeta \leq 0,5$ elles sont en accord à 20 % près pour ϕ_{sm} et moins de 10 % pour ϕ_{sh} . Il obtient une relation moyenne avec $c_m = 5,3$ et $c_h = 8,0$. Pour $\zeta > 0,5$, les valeurs observées montrent une dispersion assez importante, mais se disposent en plateau conformément à Webb (1970). Des valeurs quasi constantes au-delà de $\zeta = 1$ sont également rapportées par Foken et Handorf (1996). Weidinger *et al.* (2000) rassemblent 15 fonctions obtenues au cours de la période 1960-1988. Ils ajustent par moindre carrés une relation de type Businger-Dyer à l'ensemble de ces fonctions et obtiennent $c_m = 5,5$, $c_h = 7,5$ et $a_h^{-1} = 1$ pour $0 < \zeta < 1$, résultat très proche de celui d'Högström (1988).

Pour des valeurs plus élevées du paramètre ζ (lorsque la stabilité ou l'altitude considérée augmente) différents auteurs ont été amenés à proposer d'autres fonctions de stabilité. Ainsi, van Ulden et Holtslag (1985) introduisent-ils la relation

$$\Psi_{sm}^*(\zeta) = a_{vH} [1 - \exp(-b_{vH}\zeta)] \quad (3.39a)$$

avec $a_{vH} = -17$ et $b_{vH} = 0,29$. Ce type de relation est notamment utilisée par Sozzi *et al.* (1998) dans une étude du profil de la vitesse du vent lors d'une courte campagne de mesures (avec $a_{vH} = -11,72$ et $b_{vH} = 0,416$). La fonction ϕ_{sm} correspondant à (3.39a) est donnée par

$$\phi_{sm}(\zeta) = 1 - a_{vH} b_{vH} \zeta \exp(-b_{vH}\zeta). \quad (3.39b)$$

Holtslag et de Bruin (1988) proposent une autre relation aux performances jugées comme étant similaires à celles de la relation (3.39a)

$$-\Psi_{sm}^*(\zeta) = a_{HD}\zeta + b_{HD} \left(\zeta - \frac{c_{HD}}{d_{HD}} \right) \exp(-d_{HD}\zeta) + \frac{b_{HD}c_{HD}}{d_{HD}} \quad (3.40)$$

avec $a_{HD} = 0,7$, $b_{HD} = 0,75$, $c_{HD} = 5$ et $d_{HD} = 0,35$. Ils obtiennent également

$$\Psi_{sh}^*(\zeta) = \Psi_{sm}^*(\zeta) \quad (3.41)$$

La relation (3.40) a l'avantage de se comporter comme (3.39a) pour les petites valeurs de ζ et tend vers $a_{HD}\zeta$ pour les grandes valeurs de ce paramètre. Les relations (3.40) et (3.41) s'appliquent pour $\zeta \leq 10$. Nous verrons plus loin qu'elles sont utilisées dans la procédure opérationnelle d'estimation du flux de chaleur sensible à la station de Cabauw aux Pays-Bas. La fonction ϕ_{sm} correspondant à (3.40) est donnée par

$$\phi_{sm}(\zeta) = 1 + \zeta \left[a_{HD} + b_{HD} (1 + c_{HD} - d_{HD}\zeta) \exp(-d_{HD}\zeta) \right] \quad (3.42)$$

Beljaars et Holtslag (1991) suggèrent quant à eux une autre variante aux performances également similaires en adoptant (3.40) avec certaines valeurs de paramètres différentes ($a_{BH} = 1$, $b_{BH} = 0,667$, $c_{BH} = c_{HD}$ et $d_{BH} = d_{HD}$) et

$$-\Psi_{sh}^*(\zeta) = \left(1 + \frac{2}{3} a_{BH} \zeta \right)^{3/2} + b_{BH} \left(\zeta - \frac{c_{BH}}{d_{BH}} \right) \exp(-d_{BH}\zeta) + \frac{b_{BH}c_{BH}}{d_{BH}} - 1 \quad (3.43)$$

Ces relations sont considérées comme les meilleures actuellement par de Bruin *et al.* (2000)

et sont notamment employées dans le modèle de prévision du Centre Européen (Beljaars et Viterbo, 1998). Elles ont également été utilisées par Forrer et Rotach (1997) dans des cas de forte stabilité diurne au Groenland où la comparaison avec la méthode de covariance donne pour l'écart quadratique moyen (rms) 12 et 6,5 W m⁻² respectivement pour le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente. Elles sont aussi exploitées pour 0,01 < ζ < 10 par Howell et Sun (1999) lors d'un mois d'observations intensives au Kansas. Elles correspondent mieux dans la plupart des cas aux résultats expérimentaux que les relations de type Businger-Dyer. La fonction ϕ_{sh} correspondant à (3.43) est donnée par

$$\phi_{sh}(\zeta) = 1 + \zeta \left[a_{BH} \left(1 + \frac{2}{3} a_{BH} \zeta \right)^{1/2} + b_{BH} (1 + c_{BH} - d_{BH} \zeta) \exp(-d_{BH} \zeta) \right] \quad (3.44)$$

La figure 3.4 représente les fonctions ϕ_{sm} et ϕ_{sh} correspondant aux différentes relations reprises ci-dessus dans le cas de l'atmosphère stable. Remarquons la grande similitude des différentes propositions de fonctions de type Businger-Dyer, pour lesquelles les extrapolations au-delà de ζ=0,5 ou 1 ont été indiquées en trait pointillé. Dans le cas de ϕ_{sm} l'ensemble des fonctions envisagées se superposent presque jusqu'à ζ=0,5. La fonction de van Ulden et Holtslag (1985), ainsi que la variante proposée par Sozzi *et al.* (1998), se démarquent des autres fonctions avec une tendance décroissante pour les grandes valeurs de ζ. La proposition de Brutsaert (1982) constitue une bonne approximation des fonctions ultérieures de Holtslag et de Bruin (1988) et Beljaars et Holtslag (1991). Dans le cas de ϕ_{sh} l'ensemble des fonctions coïncident jusqu'à ζ=0,01. La fonction de Brutsaert (1982) se rapproche davantage des fonctions de Holtslag et de Bruin (1988) et Beljaars et Holtslag (1991) que des autres fonctions de type Businger-Dyer. Pour les grandes valeurs de ζ, la fonction de Beljaars et Holtslag (1991) occupe une position intermédiaire par rapport aux autres fonctions.

Nous proposons à l'issue de cette analyse bibliographique d'adopter les fonctions de Beljaars et Holtslag (1991) dans la suite de cette étude. Nous verrons cependant, lors de l'examen des profils de la station de Cabauw en III.2.B ci-dessous, que nous opterons finalement pour les relations de Holtslag et de Bruin (1988).

c. Synthèse des relations adoptées

En définitive, les fonctions de stabilité adoptées dans cette recherche, et qualifiées pour notre propos de "fonctions de référence", sont

- en atmosphère instable la fonction de Brutsaert (1999) modifiée, donnée par la relation (3.31) pour ce qui est de $\phi_{sm}(\zeta)$; les relations (3.32) et (3.34) avec $n=4$ pour ce qui est de $\phi_{sh}(\zeta)$;
- en atmosphère stable la fonction de Holtslag et de Bruin (1988) donnée par la relation (3.42) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et $\phi_{sh}(\zeta)$.

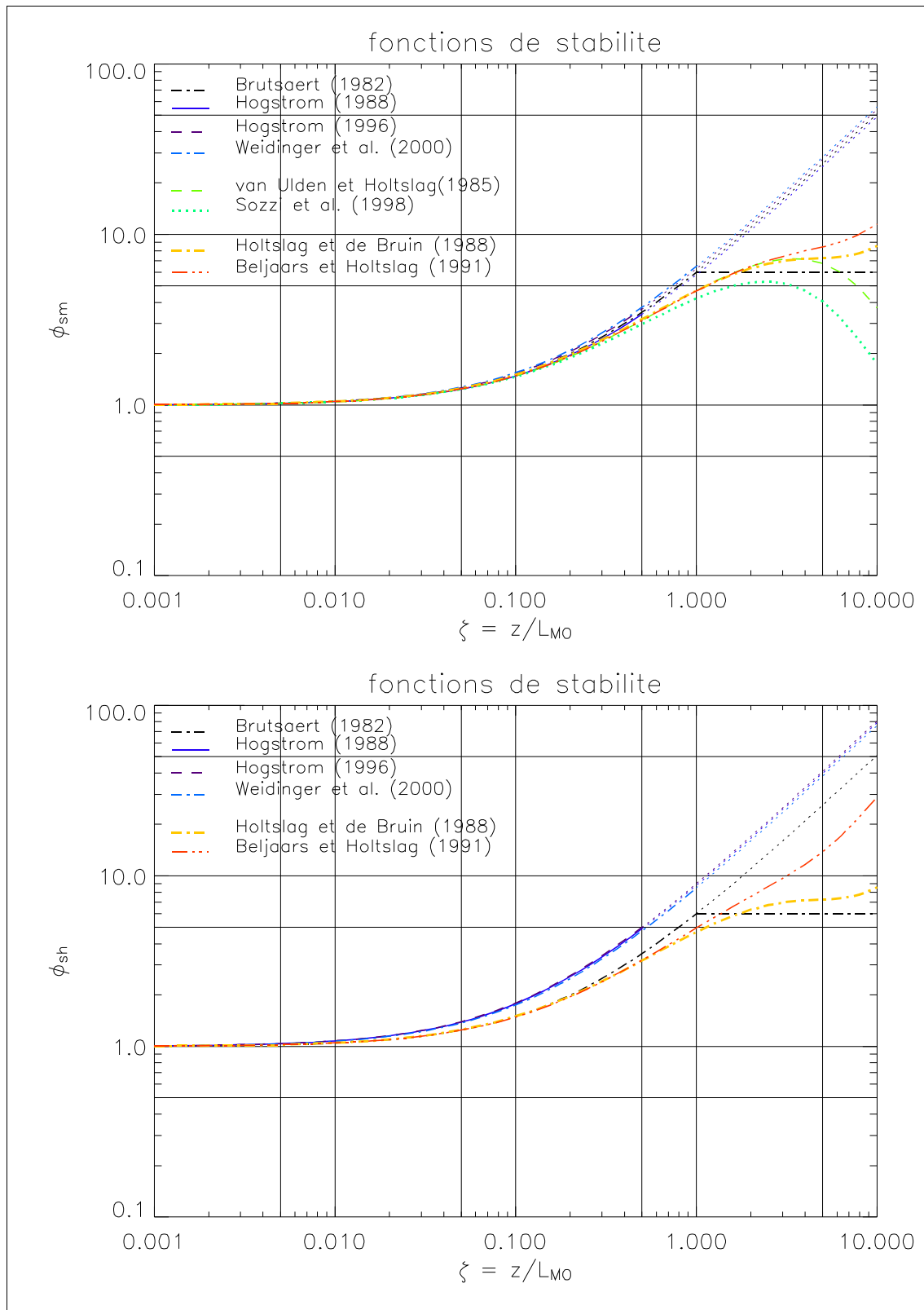


Figure 3.4: fonctions de stabilité ϕ_{sm} et ϕ_{sh} en atmosphère stable.

III.1.B Données d'entrée du modèle de MO, niveaux de mesure et valeurs des paramètres

Les données météorologiques constituant les variables d'entrée du modèle de calcul des flux H et LE et de l'évapotranspiration réelle (ETR) sont la température, l'humidité de l'air, la vitesse du vent, la pression atmosphérique, le flux de rayonnement net et le flux de conduction dans le sol lorsque celui-ci est disponible. La température potentielle et l'humidité spécifique sont calculées comme indiqué au chapitre 1. Toutes les variables d'entrée considérées correspondent à des valeurs moyennes calculées sur des pas de temps de 30 minutes.

Aux stations automatiques de l'IRM, les observations de la température, de la vitesse du vent et de l'humidité de l'air sont effectuées aux deux niveaux de 2 et 10 mètres. Ces hauteurs de mesures sont notamment conseillées par Berkowicz et Prahm (1982) et van Ulden et Holtslag (1985). Un troisième niveau situé à 30 m a été introduit à Melle en août 2002.

Sauf mention contraire plus loin dans ce texte, la valeur par défaut du paramètre de rugosité z_{0m} pour une surface dégagée d'obstacles au-dessus du gazon est de 0,03 m et est 10 fois plus petite pour z_{0h} (Brutsaert, 1982). La valeur de ces paramètres est sans importance dès que l'on utilise deux niveaux de mesures (voir relations 2.26 à 2.28 au chapitre précédent). La hauteur de déplacement d évaluée à 2/3 de la hauteur moyenne des obstacles est supposée nulle compte tenu de l'environnement des stations d'observation.

III.1.C Mise en oeuvre du modèle de MO et critères de précision

La méthode des profils qui a été implémentée sur le plan informatique peut utiliser différents nombre de niveaux de mesures. Les relations (2.38) à (2.40) sont utilisées lorsqu'un seul niveau de mesure est disponible. Si les mesures sont effectuées à deux niveaux, on fait appel aux relations (2.26) à (2.28) que nous réécrivons

$$u_* = k \frac{(\overline{u_2} - \overline{u_1})}{f_m(\zeta_1, \zeta_2)} \quad (3.45)$$

$$H = k_h \rho c_p u_* \frac{(\overline{\theta_1} - \overline{\theta_2})}{f_h(\zeta_1, \zeta_2)} = k k_h \rho c_p \frac{(\overline{u_2} - \overline{u_1})(\overline{\theta_1} - \overline{\theta_2})}{f_m(\zeta_1, \zeta_2) f_h(\zeta_1, \zeta_2)} \quad (3.46)$$

$$\text{avec } f_m(\zeta_1, \zeta_2) = \ln\left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1}\right) - \Psi_{sm}(\zeta_2) + \Psi_{sm}(\zeta_1) \quad (3.47)$$

$$f_h(\zeta_1, \zeta_2) = \ln\left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1}\right) - \Psi_{sh}(\zeta_2) + \Psi_{sh}(\zeta_1) \quad (3.48)$$

Ce sont les mesures à 2 niveaux qui seront exploitées dans ce chapitre.

Lorsque plus de deux niveaux de mesures peuvent être utilisés, les relations (3.45) à (3.48) peuvent être généralisées en substituant au niveau 2 un niveau k quelconque, à la

hauteur z_k au-dessus de la surface dans la CLS. Un profil empirique y peut-être ajusté sur les profils observés de température $\bar{\theta}$ et de vitesse du vent u

$$y = A \ln \left(\frac{z_k - d}{B_k} \right) \quad (3.49a)$$

La forme du profil est supposée d'emblée logarithmique pour pouvoir exprimer les coefficients A et B_k en terme des fonctions de stabilité de la théorie de Monin-Obukhov. L'estimation de A par la méthode des moindres carrés pour n niveaux est donnée par

$$A = \frac{\sum_{k=1}^n y_k \ln \frac{(z_k - d)}{B_k}}{\sum_{k=1}^n \left(\ln \frac{(z_k - d)}{B_k} \right)^2} \quad (3.49b)$$

Dans le cas du profil de la vitesse du vent,

$$\begin{aligned} y_k &= \bar{u}_k - \bar{u}_1 \\ B_k &= (z_1 - d) \frac{e^{\Psi_{sm}^k}}{e^{\Psi_{sm}^1}} \\ u_* &= k A \end{aligned} \quad (3.50a)$$

tandis que dans le cas du profil de température, on a

$$\begin{aligned} y_k &= \bar{\theta}_k - \bar{\theta}_1 \\ B_k &= (z_1 - d) \frac{e^{\Psi_{sh}^k}}{e^{\Psi_{sh}^1}} \\ H &= -a_h k u_* \rho c_p A \end{aligned} \quad (3.50b)$$

une relation similaire à (3.50b) pouvant également être obtenue dans le cas du profil d'humidité.

Théoriquement, les profils d'humidité pourraient faire l'objet d'une exploitation similaire pour déduire le flux de chaleur latente. Cependant, des instruments spécifiques, permettant de réaliser des mesures très précises des gradients d'humidité seraient nécessaires et ne font pas partie de l'équipement actuel des stations automatiques.

Le flux de chaleur latente peut néanmoins être déduit du bilan d'énergie, donné pour rappel (voir chapitre introductif et relation (2.62) au chapitre 2) par

$$Rn - H - LE - G = 0 \quad (3.51)$$

où Rn désigne le flux net radiatif (ou "rayonnement net") et G est le flux de conduction de la chaleur dans le sol.

Lorsque la mesure du flux de conduction dans le sol n'est pas disponible, G est estimé par

$$G = \alpha_g Rn \quad (3.52)$$

avec $\alpha_g = 0,1$ si $Rn \geq 0$ et $\alpha_g = 0,4$ si $Rn < 0$ (de Bruin et Holtslag, 1982, Choudhury *et al.*, 1987, Olivier *et al.*, 1987). La précision de cette relation sera évaluée au point III.2.A ci-dessous.

La méthode emploie une procédure itérative classique (voir par exemple Berkowicz et Prahm, 1982) utilisant comme condition initiale la condition de stabilité neutre. Des tests ont montré que la méthode est très peu sensible aux conditions initiales. Une première estimation de la vitesse de frottement et du flux de chaleur sensible est obtenue dans ces conditions. Le flux de chaleur latente est déduit de l'équation du bilan d'énergie de la surface ce qui permet d'obtenir une première estimation de la longueur de Monin-Obukhov L_{MO} et du paramètre de stabilité ζ (voir définitions 2.7 et 2.8). Une seconde estimation des flux peut alors être obtenue, ainsi qu'une nouvelle estimation des paramètres de stabilité. La procédure itérative se poursuit jusqu'à ce que deux estimations successives des flux H et LE ne diffèrent que par moins de $0,01 \text{ W.m}^{-2}$. Au-delà de 20 itérations, si ce critère de convergence n'est pas satisfait, le résultat est considéré comme manquant. La plupart du temps, surtout en atmosphère instable, la convergence est rapide et ne requiert que quelques itérations.

Nous avons en outre imposé, pour éviter des problèmes numériques, que les flux H et LE soient nuls pendant la nuit lorsque la vitesse du vent aux différents niveaux considérés est inférieure à $0,3 \text{ m.s}^{-1}$. Il en va de même pendant la journée lorsqu'en plus de cette condition, la différence de température potentielle entre les niveaux est inférieure à $0,02 \text{ K}$.

En outre, les valeurs absolues de L_{MO} sont limitées à l'intervalle 0,1 à 1000 m dans le modèle, de sorte que les plus grandes valeurs absolues de ζ considérés plus loin dans l'analyse de sensibilité seront limitées à 100 pour $z_2 = 10 \text{ m}$.

Avant de passer à la mise en application du modèle proposé, notons que les comparaisons des estimations seront notamment faites sur la base d'indicateurs statistiques classiques. Si n désigne la taille de l'échantillon considéré et si $h_{i \text{ obs}}$ est une série d'observations (ou de valeurs de référence) de moyenne arithmétique $\langle h_{obs} \rangle$ par rapport à laquelle on souhaite comparer une série d'estimations $h_{i \text{ est}}$, de moyenne $\langle h_{est} \rangle$, on notera

$$h_{est} = \alpha_r + \beta_r h_{obs} \quad (3.53)$$

l'équation de la droite de régression linéaire de h_{est} en h_{obs} . On utilisera les relations suivantes pour estimer

- le biais

$$b = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (h_{i \text{ est}} - h_{i \text{ obs}}) = \langle h_{est} \rangle - \langle h_{obs} \rangle \quad (3.54)$$

- l'écart quadratique moyen ("root mean square")

$$rms = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (h_{i \text{ est}} - h_{i \text{ obs}})^2} \quad (3.55)$$

- le coefficient de corrélation

$$r_{cor} = \frac{\text{cov}(h_{est}, h_{obs})}{\sigma_{h_{est}} \sigma_{h_{obs}}} = \frac{\sum_{i=1}^n (h_{i \text{ est}} - \langle h_{est} \rangle) (h_{i \text{ obs}} - \langle h_{obs} \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (h_{i \text{ est}} - \langle h_{est} \rangle)^2 \sum_{i=1}^n (h_{i \text{ obs}} - \langle h_{obs} \rangle)^2}} \quad (3.56)$$

- l'indice de Nash (Nash and Sutcliffe, 1970)

$$r_{ntd} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n (h_{iest} - h_{iobs})^2}{\sum_{i=1}^n (h_{iobs} - \langle h_{obs} \rangle)^2} \quad (3.57)$$

Ce dernier indice se retrouve sous l'appellation de "skill-score" dans la littérature anglo-saxonne. Il vaut 1 en cas de coïncidence parfaite entre valeurs estimées et observées. Contrairement au coefficient de corrélation, il est néanmoins sensible à la présence d'un biais, ce qui en fait un indice plus sévère. Il est nul lorsque l'erreur quadratique est du même ordre de grandeur que la variance de l'observé et devient négatif lorsque l'erreur croît davantage.

III.2 Application et tests de la méthode à Cabauw (NL)

III.2.A Le site de Cabauw et les données disponibles

Le site de Cabauw (51,971 °N, 4,927 °E), situé à proximité d'Utrecht aux Pays-Bas, est décrit par van Hulden et Wieringa (1996) et dépend de l'Institut Météorologique de ce pays (Koninklijk Nederland Meteorologisch Instituut, KNMI). Il comprend un mât de 213 mètres destiné à l'observation des variables météorologiques dans la couche limite atmosphérique et plusieurs mâts secondaires de plus petite taille (20 mètres). Il se trouve dans une région agricole à faible relief (à peine quelques mètres de dénivellation dans un rayon d'une vingtaine de kilomètres). L'environnement immédiat du site est constitué de pâturages et est dégagé d'obstacles dans au moins un rayon de 400 mètres (2 kilomètres dans la direction SW des vents dominants, les autres directions comprenant quelques haies, vergers et bâtiments de faible hauteur).

Les mesures ont débuté en 1973 avec un nombre limité d'instruments. Le programme d'observation a été progressivement étendu et les instruments de mesure modernisés. Des observations moyennées sur des périodes de 30 minutes sont disponibles pour la recherche et en particulier pour la validation d'algorithmes d'estimation des flux de surface (Beljaars et Bosveld, 1997). Les observations exploitées ici sont celles des années 1987, 1995 et 1996. Parmi les types de variables mesurées citons les profils de température, d'humidité de l'air, de vitesse et direction du vent à plusieurs niveaux, la pression atmosphérique, le flux de rayonnement net et le flux de conduction dans le sol.

Le flux de chaleur sensible obtenu de manière opérationnelle à Cabauw est déterminé par la méthode des profils. Les observations réalisées sur un mât qui sont utilisées pour le calculer sont d'une part la température et l'humidité de l'air à 0,6 et 10 mètres et, d'autre part, la mesure de la vitesse du vent à 10 mètres. La longueur de rugosité en fonction de la direction du vent est donnée au tableau 3.1.

Tableau 3.1: longueur de rugosité z_{0m} (m) en fonction de la direction du vent (degrés) donnée par Beljaars et Bosveld (1997). La direction du vent est comptée dans le sens horlogique à partir de la direction nord.

Direction	0	20-40	40-60	60-80	80-100	100-120	120-140	140-160	160-180
été	0,06	0,08	0,1	0,15	0,15	0,15	0,11	0,08	0,04
hiver	0,04	0,05	0,05	0,07	0,10	0,12	0,02	0,02	0,02
Direction	180-200	200-220	220-240	240-260	260-280	280-300	300-320	320-340	340-360
été	0,04	0,04	0,04	0,07	0,06	0,06	0,06	0,05	0,05
hiver	0,03	0,03	0,02	0,04	0,03	0,03	0,04	0,04	0,03

Nous qualifierons les valeurs de flux de chaleur sensible fournies par le KNMI de valeurs de "référence", en les notant H_{ref} , pour les distinguer de nos propres résultats. De même, le flux de chaleur latente de référence LE_{ref} obtenu dans la procédure opérationnelle est déduit du bilan d'énergie (3.51) en utilisant le flux de chaleur sensible de référence H_{ref} et le flux mesuré de conduction dans le sol. Des estimations du flux de chaleur latente par la méthode des profils et par la méthode du rapport de Bowen (voir chapitre 2) sont aussi disponibles, mais sont jugées moins fiables par les responsables du KNMI en raison de la difficulté de mesurer de manière précise les gradients d'humidité. Elles ne seront pas exploitées ici.

a. Flux de chaleur sensible et flux de chaleur latente estimés par la méthode de covariance

En 1995 et 1996, des estimations des flux de chaleur sensible et latente par la méthode de covariance (voir chapitre 2) ont également été menées à titre expérimental. Ces estimations ne sont pas jugées satisfaisantes par les gestionnaires du site qui notent que la fermeture du bilan d'énergie est particulièrement mauvaise lorsqu'ils les emploient. La figure 3.5 illustre la comparaison de la méthode de covariance et de la méthode des profils pour l'estimation des flux turbulents au cours de l'année 1996. Le flux de chaleur latente obtenu par la méthode de covariance est nettement sous-estimé et présente une grande dispersion par rapport au flux de chaleur latente de référence ($\alpha_r=14,4$, $\beta_r=0,661$, $b=4,4$ W.m⁻² et $rms=38,9$ W.m⁻² en 1995, $\alpha_r=12,7$, $\beta_r=0,552$, $b=11,9$ W.m⁻² et $rms=45,4$ W.m⁻² en 1996). Le flux de chaleur sensible n'est quant à lui que légèrement inférieur au flux obtenu par la méthode des profils et présente une moins grande dispersion vis-à-vis de celui-ci ($\alpha_r=-2,8$, $\beta_r=0,863$, $b=4,7$ W.m⁻² et $rms=13,7$ W.m⁻² en 1995, $\alpha_r=0,2$, $\beta_r=0,915$, $b=0,8$ W.m⁻² et $rms=12,1$ W.m⁻² en 1996). Au moment d'écrire ce texte, la technique de covariance n'est pas complètement maîtrisée à Cabauw et c'est la méthode des profils qui est utilisée pour produire les valeurs de référence.

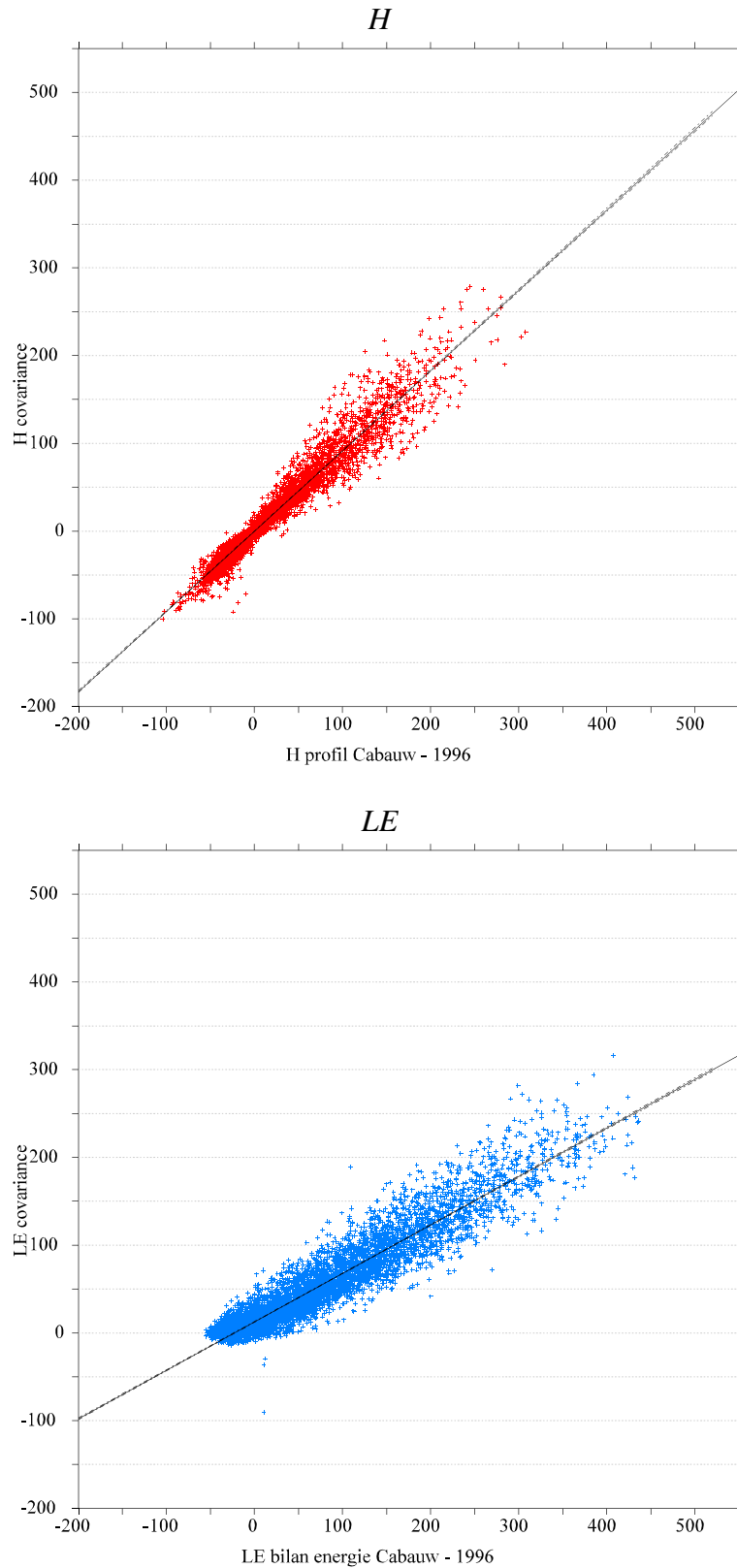


Figure 3.5: Comparaison des résultats de la méthode de covariance vis-à-vis de la méthode des profils pour l'estimation des flux de chaleur sensible H et latente LE à Cabauw en 1996.

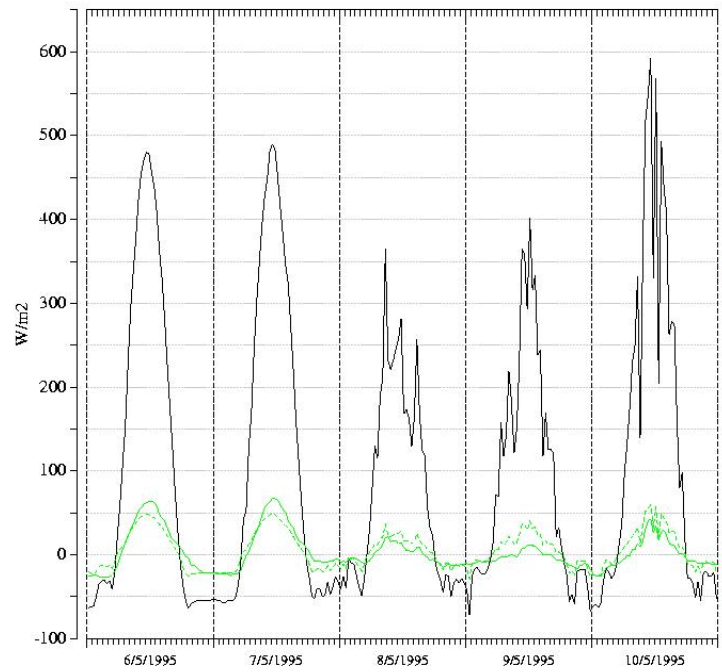
b. Flux de conduction dans le sol estimé et observé

Le flux de conduction G est observé à Cabauw par la méthode capacitive (“heat flux plates”). La comparaison des valeurs observées avec les valeurs estimées par la relation (3.52) est illustrée à la figure 3.6. Le graphique de gauche montre un exemple en mai 1995. Les valeurs moyennes semi-horaires du rayonnement net Rn et des flux de conduction G observés et estimés y sont représentées. Le graphique de droite représente, dans la même échelle que la figure 3.5, la dispersion des valeurs observées et calculées par la relation (3.52) pour l’année 1996.

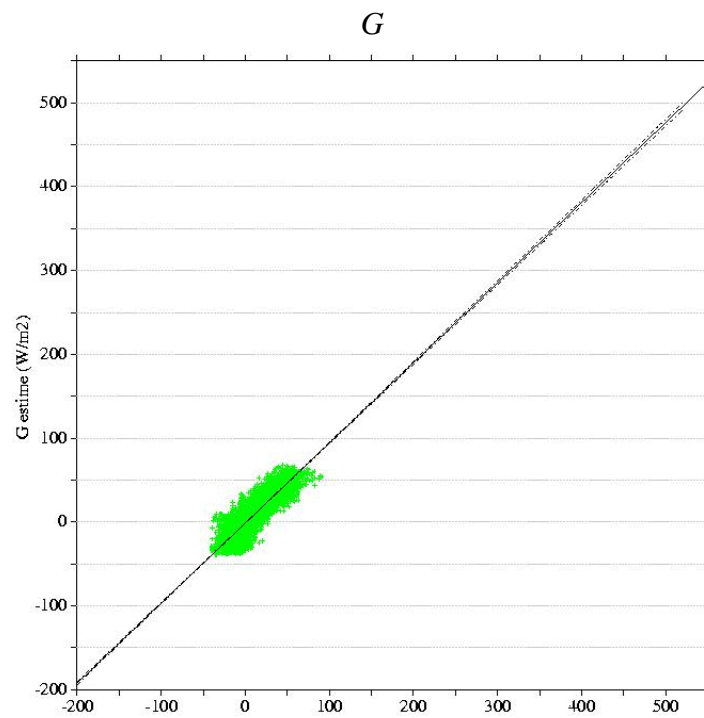
La comparaison de ces résultats sur la base des indices statistiques est reprise au tableau 3.2. Le modèle sous-estime en moyenne d’1 W.m⁻² le flux G observé avec un écart quadratique moyen de l’ordre de 10 W.m⁻². Pour les trois années considérées, le coefficient de corrélation est compris entre 0,79 et 0,86, tandis que l’indice de Nash se trouve dans l’intervalle 0,55 - 0,67. Ce résultat montre que la relation (3.52), utilisée pour déduire le flux de chaleur latente du bilan d’énergie (3.51) n’introduit pas de biais très important mais bien un bruit qui ne peut pas être considéré comme négligeable. Elle ne peut être utilisée qu’en connaissance de cause et comme pis-aller lorsque le flux de conduction dans le sol n’est pas observé.

Tableau 3.2: Indices statistiques de comparaison des flux de conduction G dans le sol observé et estimé à Cabauw; c.f. définitions données par les relations (3.53) à (3.57).

année	1987	1995	1996
n	16.566	17.180	17.443
$\langle h_{obs} \rangle$ (W.m ⁻²)	-0,3	0,2	-0,3
α_r (W.m ⁻²)	-1,1	-1,7	-1,2
β_r	0,702	1,045	0,955
b (W.m ⁻²)	-1,0	-1,7	-1,1
rms (W.m ⁻²)	12,6	10,7	10,0
r_{cor}	0,789	0,846	0,861
r_{nd}	0,610	0,553	0,677



a. Cabauw: R_n (—), G observe (—), G estime (- -)



b. Cabauw: Flux de conduction dans le sol, G observe - 1996

Figure 3.6: Comparaison des flux de conduction G dans le sol estimés et observés à Cabauw. a: exemple de la période du 6 au 10/5/1995; b: diagramme de dispersion pour l'année 1996.

III.2.B Comparaison des flux calculés par le modèle et obtenus par le KNMI à Cabauw

Le modèle basé sur les relations (3.45) et (3.46) a été appliqué aux données observées à Cabauw pour calculer le flux de chaleur sensible H_{cal} . Le flux de chaleur latente LE_{cal} est déduit du bilan d'énergie (3.51) en utilisant les observations du flux de conduction dans le sol. L'objectif de cette section est d'examiner dans quelle mesure le modèle proposé est capable de reproduire les valeurs de référence à Cabauw lorsqu'il utilise en entrée les mêmes niveaux de mesures que dans la procédure opérationnelle. Les résultats sont illustrés à l'aide d'un diagramme de dispersion à la figure 3.7 pour l'année 1995.

Les indices statistiques relatifs à cette comparaison sont indiqués au tableau 3.3. On y distingue l'effectif total des valeurs semi-horaires utilisées pour chaque année considérée, de l'effectif des valeurs supérieures à 10 W.m^{-2} , représentatives des valeurs diurnes qui nous intéressent plus directement. Bien que la corrélation entre les deux estimations soit excellente, le flux de chaleur sensible calculé H_{cal} est légèrement inférieur au flux de chaleur sensible de référence (biais de 0,1 à 0,3 W.m^{-2} selon les années). En contrepartie, le flux de chaleur latente LE_{cal} est légèrement plus grand que le flux de référence correspondant. L'écart quadratique moyen (rms) est quant à lui de l'ordre de 4 W.m^{-2} , ce qui représente environ 6 % des valeurs moyennes annuelles des valeurs diurnes dans le cas du flux de chaleur sensible et moins de 4% dans le cas du flux de chaleur latente. Ces valeurs relatives sont données à titre indicatif mais doivent évidemment être considérées en se souvenant du cycle journalier et du cycle annuel présenté par les variables considérées.

Tableau 3.3: Indices statistiques de comparaison des flux turbulents de référence et calculés à Cabauw. L'effectif et la moyenne des valeurs supérieures à 10 W.m^{-2} sont indiqués entre parenthèses.

	H			LE		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	9.525 (2.582)	13.259 (3.758)	11.094 (3.554)	9.525 (5.313)	13.259 (7.174)	11.094 (5.868)
$\langle h_{ref} \rangle \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	5,4 (55,9)	7,6 (68,6)	14,3 (71,8)	58,4 (111,6)	55,1 (115,2)	53,7 (112,6)
$\alpha_r \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	-0,1	-0,1	0,3	-0,2	-0,6	-0,7
β_r	0,977	0,969	0,97	1,008	1,016	1,016
$b \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	-0,2	-0,3	-0,1	0,2	0,3	0,1
$rms \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	3,7	4,1	4,3	3,7	4,1	4,4
r_{cor}	0,996	0,997	0,997	0,999	0,999	0,999
r_{ntd}	0,991	0,993	0,993	0,998	0,998	0,998

Les écarts que l'on peut constater peuvent en partie être expliqués par quelques différences dans la procédure de calcul des flux. Nous faisons ci-dessous quelques simulations des flux en essayant de nous rapprocher du calcul tel qu'il est réellement effectué dans la procédure utilisée opérationnellement à Cabauw (Bosveld, communication

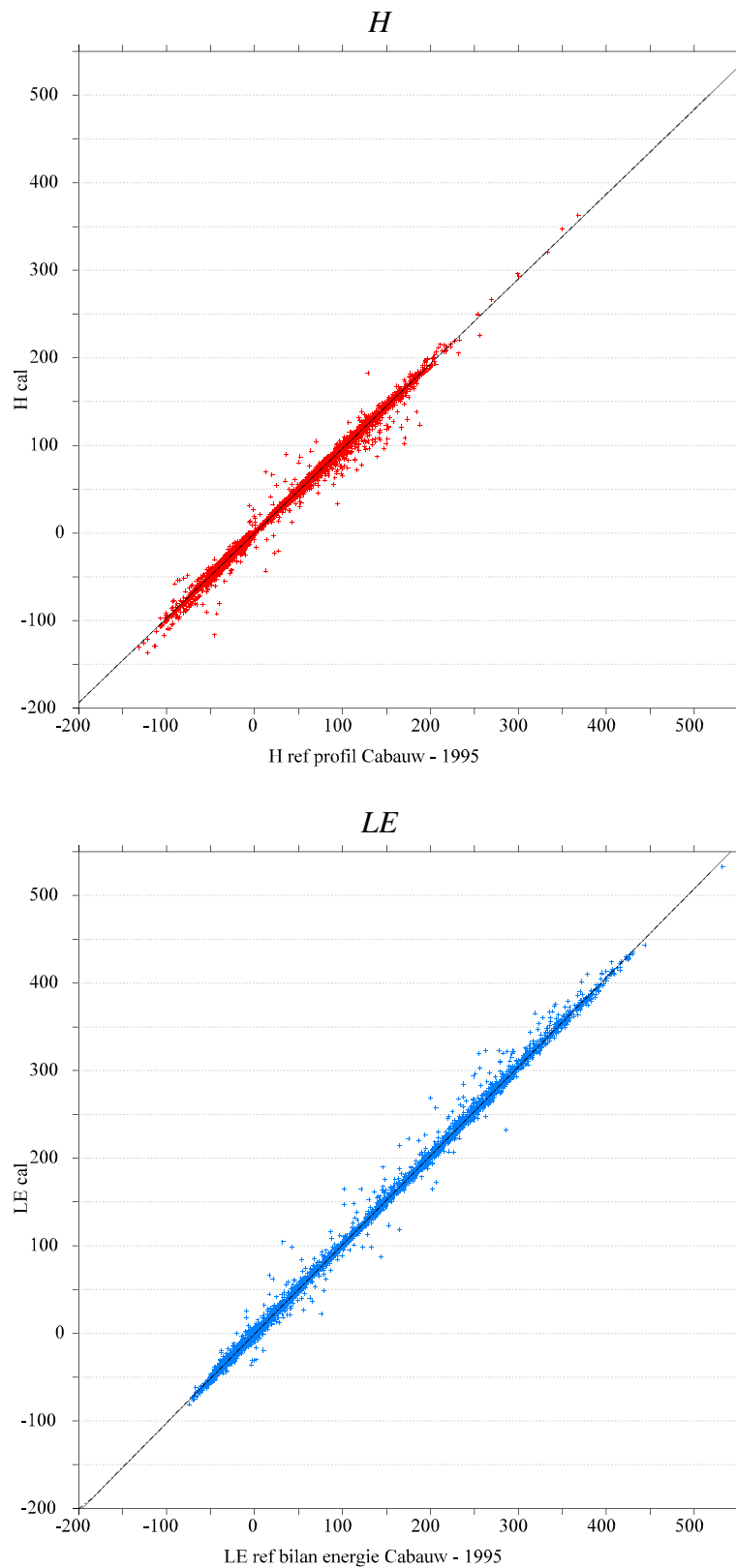


Figure 3.7: Comparaison des flux turbulents calculés et de référence à Cabauw.

personnelle). Nous noterons H_{ical} et LE_{ical} , avec $i=1, 2$ ou 3 , le résultats des trois simulations effectuées dans les conditions décrites ci-dessous.

Premièrement (cas $i=1$), la température potentielle est estimée par la relation approchée suivante:

$$\theta = T + \Gamma_d z \quad (3.58)$$

avec $\Gamma_d = g/c_p \approx 0,01$ est le gradient adiabatique de l'air sec. Cette relation est obtenue en limitant au premier ordre le développement de l'exponentielle apparaissant dans la relation hypsométrique (voir chapitre 1) et en négligeant le facteur faisant intervenir le rapport de la pression de référence de 1000 hPa et de la pression réduite au niveau de la mer.

Deuxièmement (cas $i=2$), en plus de l'approximation donnée par la relation (3.58), les fonctions de stabilités adoptées sont celles qui sont utilisées à Cabauw, à savoir les relations de Brutsaert (1982) (avec $b_m=b_h=16$ et $a_h=1$) en atmosphère instable et celles de Holtslag et de Bruin (1988) en atmosphère stable. Notons que si le paramètre de stabilité ζ excède 200, les fonctions suivantes, vers lesquelles les relations (3.40) et (3.41) tendent, sont directement utilisées

$$-\Psi_{sm}^*(\zeta) = -\Psi_{sh}^*(\zeta) = a_{HD}\zeta + \frac{b_{HD}c_{HD}}{d_{HD}} \quad (3.59)$$

Troisièmement (cas $i=3$), en plus des deux modifications adoptées pour $i=2$, on transforme le critère de convergence de la procédure itérative pour adopter celui qui est utilisé dans la procédure opérationnelle: le calcul itératif s'arrête lorsque la valeur relative de la longueur de Monin-Obukhov diffère de moins de 5 % de la valeur obtenue à l'itération précédente. La valeur initiale adoptée pour la longueur de Monin-Obukhov est égale à ± 36 m (signe positif en atmosphère stable et négatif en atmosphère instable).

Les résultats de ces simulations sont représentés pour l'année 1995 au tableau 3.4. Si l'on se réfère également au tableau 3.3 pour l'année 1995, on voit que l'adoption de la relation (3.58) pour estimer la température potentielle ne modifie pratiquement pas l'estimation des flux. En effet, l'utilisation de la relation approchée (3.58) induit un biais moyen de 1,3 C et un écart quadratique moyen de 1,4 C sur l'estimation de la température potentielle. Ceci reste cependant pratiquement sans conséquence ici car le biais moyen de la différence de température potentielle entre 10 et 0,6 m (les niveaux utilisés dans le calcul du flux de chaleur sensible), n'est que de 0,004 C et l'écart quadratique moyen ne dépasse pas 0,007 C. On examinera plus bas (voir III.4.B) la sensibilité de l'estimation du flux de chaleur sensible à la précision de la température.

L'utilisation des mêmes fonctions de stabilité (voir simulation pour $i=2$ au tableau 3.4) permet d'un peu réduire le biais entre les deux simulations et d'améliorer l'écart quadratique moyen. L'adoption des mêmes critères de convergence et de valeurs initiales (voir simulation pour $i=3$ au tableau 3.4) permet encore un très légère diminution du biais sans apporter d'amélioration à l'écart quadratique moyen. Notons également la diminution du nombre de cas pour lesquels le processus converge (près de 500 cas en moins) avec le critère de convergence adopté pour le cas $i=3$. Le tableau 3.5 montre la comparaison de la simulation pour $i=3$ avec les valeurs de référence dans le cas des trois années disponibles. Les résultats sont assez similaires pour les trois années, avec une correspondance légèrement moins bonne en 1996.

Tableau 3.4: Indices statistiques de comparaison des flux turbulents de référence et calculés à Cabauw en 1995 pour les trois simulations correspondant aux cas $i=1, 2$ ou 3 dans le texte. L'effectif et la moyenne des valeurs supérieures à 10 W.m^{-2} sont indiqués entre parenthèses.

	$H_{1 \text{ cal}}$	$H_{2 \text{ cal}}$	$H_{3 \text{ cal}}$	$LE_{1 \text{ cal}}$	$LE_{2 \text{ cal}}$	$LE_{3 \text{ cal}}$
n	13.257 (3.757)	13.300 (3.758)	12.817 (3.755)	13.257 (7.177)	13.300 (7.173)	12.817 (7.167)
$\langle h_{\text{réf}} \rangle \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	7,6 (68,6)	7,6 (68,6)	7,9 (68,6)	55,1 (116,3)	54,8 (115,1)	58,1 (115,2)
$\alpha_r \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	-0,2	0,2	0,1	-0,4	-0,6	-0,4
β_r	0,973	0,987	0,988	1,015	1,009	1,007
$b \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	-0,4	0,1	0,0	0,4	-0,1	0,0
$rms \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	4,1	3,3	3,3	4,1	3,4	3,3
r_{cor}	0,997	0,998	0,998	0,999	0,999	0,999
r_{ntd}	0,993	0,995	0,996	0,998	0,999	0,999

Tableau 3.5: Indices statistiques de comparaison des flux turbulents de référence et calculés à Cabauw dans le cas de la simulation décrite avec $i=3$ dans le texte. L'effectif et la moyenne des valeurs supérieures à 10 W.m^{-2} sont indiqués entre parenthèses.

	$H_{3 \text{ cal}}$			$LE_{3 \text{ cal}}$		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	9.263 (2.581)	12.817 (3.755)	10.663 (3.555)	9.263 (5.305)	12.817 (7.167)	10.663 (5.867)
$\langle h_{\text{réf}} \rangle \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	5,6 (55,9)	7,9 (68,6)	14,9 (71,9)	60,5 (111,6)	58,1 (115,2)	56,8 (112,6)
$\alpha_r \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	0,0	0,1	0,4	0,1	-0,4	-0,5
β_r	0,993	0,988	0,991	1,002	1,007	1,005
$b \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	-0,1	0,0	0,2	0,1	0,0	-0,2
$rms \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$	3,3	3,3	3,9	3,4	3,3	3,9
r_{cor}	0,996	0,998	0,997	0,999	0,999	0,999
r_{ntd}	0,993	0,996	0,995	0,999	0,999	0,998

La convergence étant ordinairement rapide, la diminution de 20 à 10 itérations permises (comme c'est le cas dans la procédure de routine utilisée à Cabauw) ne permet pas d'améliorer davantage la ressemblance des deux simulations. L'explication de la différence qui subsiste encore, et qui se marque notamment au niveau de l'écart-quadratique moyen, devrait être due soit au fait que le calcul est réalisé ici en double précision (et effectué en simple précision dans la procédure de routine de Cabauw), soit à des questions d'arrondi des données de base fournies. L'analyse de sensibilité menée au point III.4.B ci-dessous nous montrera que cette dernière hypothèse est tout à fait plausible.

III.2.C Tests de la simulation des profils extrapolés par comparaison avec les mesures à plusieurs niveaux pratiquées à Cabauw

Nous proposons pour compléter cette analyse effectuée avec les données de Cabauw, une estimation indirecte de la qualité des valeurs obtenues pour les flux turbulents. Nous simulons par le modèle les profils de la température et de la vitesse du vent à 20 et 40 m de hauteur et les comparons aux valeurs observées. Pour ce faire, les valeurs obtenues précédemment pour la vitesse de frottement u_* et pour les flux turbulents H et LE ont été utilisées, ainsi que les observations de la température, de l'humidité et de la vitesse du vent au premier niveau de mesure disponible (pour rappel, respectivement de 0,6 et 10 m). Le tableau 3.6 reprend les résultats de cette comparaison. En ce qui concerne la température, le biais est de l'ordre de 0,20 C à 20 m et l'écart quadratique moyen avoisine 0,65 C. Des valeurs nettement plus élevées (respectivement de 1 et plus de 3 C) sont obtenues à 40 m. A propos de la vitesse du vent, les biais et écarts quadratiques moyens sont respectivement de l'ordre de 0,18 et 0,29 m.s⁻¹ à 20 m et de 0,30 et 0,70 m.s⁻¹ à 40 m.

Tableau 3.6: Indices statistiques de comparaison de la température et de la vitesse du vent extrapolées et observées à Cabauw à 20 et 40 m.

	t à 20 m			t à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	9.829	13.722	11.355	9.827	13.365	11.165
$\langle h_{obs} \rangle$ (C)	11,94	12,12	11,85	11,92	12,23	11,88
b (C)	0,23	0,20	0,23	0,94	1,07	1,16
rms (C)	0,62	0,66	0,68	3,04	3,52	3,54
r_{cor}	0,9947	0,9945	0,9929	0,8899	0,8733	0,8544
r_{ntd}	0,9874	0,9878	0,9837	0,6898	0,6470	0,5538
	v à 20 m			v à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	9.841	13.634	11.370	9.842	13.741	11.498
$\langle h_{obs} \rangle$ (m.s ⁻¹)	4,72	4,87	4,74	5,59	5,77	5,19
b (m.s ⁻¹)	0,20	0,17	0,16	0,26	0,32	0,38
rms (m.s ⁻¹)	0,30	0,29	0,31	0,69	0,81	0,81
r_{cor}	0,9960	0,9959	0,9930	0,9718	0,9646	0,9521
r_{ntd}	0,9855	0,9872	0,9802	0,9342	0,9091	0,8724

Le tableau 3.7 reprend les valeurs que l'on obtient lorsqu'on limite arbitrairement à une valeur supérieure de 200 les valeurs que peuvent prendre en atmosphère stable le paramètre de stabilité ζ . On peut constater que les résultats à 20 m ne sont pas modifiés par rapport au tableau précédent, mais par contre que ceux qui se rapportent au niveau de 40 m le sont, et ce surtout en ce qui concerne l'estimation de la température. En effet, le biais

observé décroît de 1 à 0,4 C et l'écart quadratique moyen de 3 à 1,3 C environ. Ceci indique que les résultats obtenus en atmosphère très stable influencent fortement les résultats globaux portant sur l'ensemble de la journée et présentés aux tableaux 3.6 et 3.7.

Ceci nous conduit à examiner séparément les résultats correspondant aux cas stables et instables. Le tableau 3.8a reprend les résultats des comparaisons correspondant aux cas pour lesquels la longueur de Monin-Obukhov L_{MO} est inférieure à -0,1 m (cas instables), tandis que le tableau 3.8b se rapporte aux cas pour lesquels L_{MO} est supérieur à 0,1 m (sans limitation supérieure du paramètre ζ).

Tableau 3.7: Indices statistiques de comparaison de la température et de la vitesse du vent extrapolées et observées à Cabauw à 20 et 40 m lorsque le paramètre de stabilité ζ est arbitrairement limité pour ne pas dépasser la valeur 200.

	t à 20 m			t à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	9.829	13.722	11.355	9.827	13.365	11.165
$\langle h_{obs} \rangle$ (C)	11,94	12,12	11,85	11,92	12,23	11,88
b (C)	0,23	0,20	0,23	0,41	0,31	0,4
rms (C)	0,62	0,66	0,68	1,37	1,20	1,36
r_{cor}	0,9947	0,9945	0,9929	0,9734	0,9814	0,9718
r_{ntd}	0,9874	0,9878	0,9837	0,9376	0,9589	0,9340
	v à 20 m			v à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	9.841	13.634	11.370	9.842	13.741	11.498
$\langle h_{obs} \rangle$ (m.s ⁻¹)	4,72	4,87	4,74	5,59	5,77	5,19
b (m.s ⁻¹)	0,20	0,17	0,16	0,14	0,14	0,2
rms (m.s ⁻¹)	0,30	0,29	0,31	0,49	0,59	0,56
r_{cor}	0,9960	0,9959	0,9930	0,9858	0,9831	0,9784
r_{ntd}	0,9855	0,9872	0,9802	0,9669	0,9521	0,9400

En atmosphère instable, l'extrapolation des profils conduit à d'excellentes estimations. En ce qui concerne la température à 20 mètres, le biais, qui peut être positif ou négatif selon les années, ne dépasse pas 0,06 C en valeur absolue, tandis que l'écart quadratique moyen n'excède pas 0,09 C. Des valeurs un peu plus élevées sont notées à 40 m (0,10 C et 0,19 C respectivement). Le biais et l'écart quadratique moyen sur l'estimation de la vitesse du vent restent en général inférieurs à 0,2 m.s⁻¹, l'écart quadratique moyen pouvant atteindre 0,4 m.s⁻¹ à 40 m. Les coefficients de corrélation et indices de Nash sont proches de la valeur unitaire pour toutes les années.

Les extrapolation de la température sont nettement moins bonnes en atmosphère stable (tableau 3.8b). A 20 mètres, le biais et l'écart quadratique moyen sont respectivement

d'environ 0,20 C et compris entre 0,40 à 0,50 C; ils atteignent à 40 m respectivement 0,6 et 1,8 C. La détérioration de qualité par rapport au cas de l'atmosphère instable se marque aussi, mais dans une moindre mesure sur l'extrapolation de la vitesse du vent qui conserve pour toutes les années des coefficients de corrélation et indices de Nash supérieurs à 0,9.

Ces estimations sont refaites ci-dessous en remplaçant les fonctions de stabilités par les fonctions utilisées dans la procédure de routine utilisée à Cabauw (pour rappel, les fonctions de Brutsaert (1982) en atmosphère instable, et les fonctions de Holtslag et de Bruin (1988) en atmosphère stable). Les résultats pour l'atmosphère instable et stable sont respectivement présentés aux tableaux 3.9a et b.

Tableau 3.8a: Indices statistiques de comparaison de la température et de la vitesse du vent extrapolées et observées à Cabauw à 20 et 40 m. a: atmosphère instable ($L_{MO} < -0,1$ m).

	t à 20 m			t à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	3.782	5.043	4.674	3.779	4.950	4.614
$\langle h_{obs} \rangle$ (C)	13,27	14,42	13,45	13,05	14,26	13,23
b (C)	0,04	-0,06	-0,06	0,01	-0,11	-0,07
rms (C)	0,09	0,08	0,08	0,14	0,19	0,14
r_{cor}	0,9999	1,0000	0,9999	0,9997	0,9997	0,9998
r_{ntd}	0,9997	0,9998	0,9998	0,9994	0,9990	0,9994
	v à 20 m			v à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	3.783	5.031	4.675	3.784	5.054	4.747
$\langle h_{obs} \rangle$ (m.s ⁻¹)	5,10	4,91	4,78	5,63	5,39	5,11
b (m.s ⁻¹)	0,15	0,09	0,10	0,12	0,09	0,21
rms (m.s ⁻¹)	0,21	0,16	0,17	0,34	0,41	0,42
r_{cor}	0,9987	0,9986	0,9985	0,9938	0,9890	0,9891
r_{ntd}	0,9930	0,9954	0,9939	0,9850	0,9748	0,9664

En ce qui concerne la température en atmosphère instable, les résultats sont quasi identiques à ceux présentés au tableau 3.8a. Les résultats globaux ne permettent donc pas de mettre en évidence d'amélioration par la fonction de stabilité proposée ici, dont la forme asymptotique est pourtant mieux justifiée théoriquement que celle de la formule d'Högström (1988). Ceci s'explique sans doute par les valeurs numériquement très proches des deux fonctions Ψ_{sh} en question comme le montre la figure 3.3. Quant aux extrapolations de la vitesse du vent, l'utilisation de la formule d'Högström (1988) permet dans plusieurs cas une très légère amélioration (de 0,01 ou 0,02 m.s⁻¹) des biais et écarts quadratiques moyens. Cette amélioration ne peut cependant pas être considérée comme significative si l'on sait que les observations des profils du vent nous ont été communiquées arrondies à 0,1 m.s⁻¹.

On considérera donc comme similaires et de qualités égales les résultats obtenus pour l'atmosphère instable aux tableaux 3.8a et 3.9a.

Le tableau 3.9b indique que si l'usage des fonctions de Holtslag et de Bruin (1988) ne permet pas d'améliorer de manière nette l'estimation des vitesses de vent, au contraire, il apporte une amélioration des estimations des température extrapolées. Par rapport au tableau 3.8b, la diminution du biais est comprise, selon les années, entre 0,05 et 0,09 C au niveau 20 m et entre 0,28 et 0,40 C au niveau 40 m. L'écart quadratique moyen décroît aussi de manière nette avec des différences de 0,20 à 0,25 au niveau 20 m et de 0,96 à 1,20 C au niveau 40 m. Bien que la fonction de Beljaars et Holtsag (1991) ait la préférence de plusieurs auteurs comme on l'a vu plus haut, la relation d'Holtslag et de Bruin (1988) semble mieux convenir pour extrapoler les profils de température à Cabauw. Sans doute la formule de Beljaars et Holtslag (1991) croît-elle trop rapidement (voir figure 3.4) pour les valeurs de stabilité élevées, plus vite atteintes lorsque l'altitude augmente, comme l'indique aussi le test fait au tableau 3.7. Il serait évidemment intéressant de confirmer ces résultats avec les observations issues d'autres sites de mesure.

Tableau 3.8b: Indices statistiques de comparaison de la température et de la vitesse du vent extrapolées et observées à Cabauw à 20 et 40 m. b: atmosphère stable ($L_{MO} > 0,1$ m).

	t à 20 m			t à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	5.449	7.619	5.764	5.450	7.356	5.634
$\langle h_{obs} \rangle$ (C)	10,99	10,59	10,55	11,06	10,77	10,67
b (C)	0,21	0,16	0,21	0,61	0,48	0,67
rms (C)	0,49	0,41	0,50	1,76	1,49	1,82
r_{cor}	0,9964	0,9974	0,9961	0,9549	0,9683	0,9546
r_{ntd}	0,9909	0,9938	0,9901	0,8817	0,9213	0,8714
	v à 20 m			v à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	5.460	7.543	5.778	5.460	7.627	5.821
$\langle h_{obs} \rangle$ (m.s ⁻¹)	4,78	5,26	4,63	5,91	6,40	5,64
b (m.s ⁻¹)	0,19	0,18	0,16	0,19	0,28	0,28
rms (m.s ⁻¹)	0,29	0,26	0,31	0,52	0,62	0,59
r_{cor}	0,9964	0,9975	0,9927	0,9823	0,9833	0,9751
r_{ntd}	0,9854	0,9898	0,9785	0,9568	0,9433	0,9245

Ces résultats sont néanmoins à considérer avec quelques réserves puisque l'on a vu au chapitre 1 qu'en prenant de l'altitude, on peut sortir de la couche limite de surface locale et que les profils des variables météorologiques subissent, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la surface, l'influence des obstacles éventuels et des surfaces de types différents

situés à une distance croissante du site de mesure. C'est pourquoi nous nous sommes limités à la comparaisons des profils simulés à 20 et 40 m. De plus, en cas de forte stabilité, la couche limite stable peut s'avérer très mince et il y a lieu de s'interroger non seulement sur le bien-fondé de l'utilisation des niveaux de mesure considérés mais aussi sur l'usage de la théorie elle-même lorsque la turbulence s'amortit sous l'effet de la stabilité et prend un comportement intermittent. Vu sous cet angle, on peut s'étonner des relativement bons résultats d'extrapolations obtenus malgré tout à 20 et 40 m en atmosphère stable. Examiner plus avant cette question nous éloignerait cependant par trop de notre objectif initial principalement axé sur l'étude de l'atmosphère instable.

Tableau 3.9a: Indices statistiques de comparaison de la température et de la vitesse du vent extrapolées et observées à Cabauw à 20 et 40 m; a: atmosphère instable ($L_{MO} < -0,1$ m) avec remplacement des fonctions de stabilité par celles d'Högström (1988).

	t à 20 m			t à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	3.780	5.038	4.673	3.777	4.945	4.614
$\langle h_{obs} \rangle$ (C)	13,27	14,42	13,45	13,05	14,27	13,23
b (C)	0,04	-0,06	-0,05	0,02	-0,10	-0,06
rms (C)	0,09	0,08	0,08	0,14	0,18	0,13
r_{cor}	0,9999	1,0000	0,9999	0,9997	0,9997	0,9998
r_{ntd}	0,9997	0,9998	0,9998	0,9994	0,9991	0,9994
	v à 20 m			v à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	3.781	5.026	4.674	3.782	5.054	4.746
$\langle h_{obs} \rangle$ (m.s ⁻¹)	5,10	4,91	4,78	5,63	5,39	5,11
b (m.s ⁻¹)	0,14	0,08	0,09	0,10	0,06	0,18
rms (m.s ⁻¹)	0,20	0,15	0,16	0,33	0,40	0,40
r_{cor}	0,9987	0,9986	0,9985	0,9939	0,9893	0,9894
r_{ntd}	0,9935	0,9958	0,9943	0,9859	0,9759	0,9688

Nous arrêtons ici ces investigations relatives à l'extrapolation de la température et de la vitesse du vent. Retenons-en qu'elles constituent un moyen indirect de vérifier le bon fonctionnement de la méthode proposée ici sur un large spectre de situations météorologiques (3 années). Nous maintenons notre choix initial de fonctions de stabilité sauf en ce qui concerne la fonction relative à la température en atmosphère stable pour laquelle nous adopterons par la suite la fonction d'Holtslag et de Bruin (1988) qui permet une meilleure estimation du profil de température à Cabauw.

Tableau 3.9b: Indices statistiques de comparaison de la température et de la vitesse du vent extrapolées et observées à Cabauw à 20 et 40 m; b: atmosphère stable ($L_{MO} > 0,1$ m) avec remplacement des fonctions de stabilité par celles d'Holtslag et de Bruin (1988).

	t à 20 m			t à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	5.490	7.743	5.849	5.491	7.480	5.719
$\langle h_{obs} \rangle$ (C)	11,00	10,62	10,58	11,07	10,80	10,70
b (C)	0,13	0,10	0,13	0,27	0,21	0,28
rms (C)	0,27	0,21	0,26	0,62	0,54	0,63
r_{cor}	0,999	0,9993	0,9991	0,9942	0,9958	0,9944
r_{ntd}	0,9972	0,9983	0,9974	0,985	0,9898	0,9846
	v à 20 m			v à 40 m		
année	1987	1995	1996	1987	1995	1996
n	5.501	7.667	5.863	5.501	7.751	5.910
$\langle h_{obs} \rangle$ (m.s ⁻¹)	4,77	5,22	4,60	5,90	6,36	5,61
b (m.s ⁻¹)	0,19	0,17	0,15	0,16	0,25	0,25
rms (m.s ⁻¹)	0,29	0,25	0,31	0,53	0,62	0,59
r_{cor}	0,9962	0,9976	0,9925	0,9817	0,9838	0,9745
r_{ntd}	0,9852	0,9901	0,9785	0,9558	0,9436	0,9241

III.3 Application à la station automatique de Melle (B)

La station automatique de Melle (lat. 50°58'35" N, long. 3°49'30" E, alt. 17m) située près de Gand est entrée en fonction en février 1994. C'est la première station automatique du réseau de l'IRM dotée d'un équipement permettant l'estimation des flux turbulents par la méthode des profils. Les valeurs moyennes sur des périodes de 30 minutes sont obtenues pour un ensemble de variables météorologiques. La température, l'humidité relative et la vitesse du vent sont mesurées sur un mât à 2 et 10 mètres. Ces niveaux ne sont ni trop près de la surface, ni trop loin pour se situer dans la couche limite locale d'une station à l'environnement dégagé d'obstacles. Les différentes "composantes" du bilan radiatif en surface sont également observées: le flux radiatif solaire incident $K\downarrow$, le flux radiatif solaire réfléchi par la surface $K\uparrow = rK\downarrow$, le flux radiatif infrarouge incident $L\downarrow$ et le flux radiatif infrarouge émis $L\uparrow$ par la surface. Elles permettent le calcul du flux net radiatif R_n par la relation (2.63). Ces données sont complétées par des observations mesurées sous abri classique: température, humidité relative et température du thermomètre mouillé, pression atmosphérique.

III.3.A Vérification et préparation des données d'entrée du modèle

La vérification de l'ensemble des données des stations automatiques par le personnel auxiliaire de l'IRM n'a été entrepris qu'au début de l'année 2001. Afin d'exploiter ces données dès la mise en service de la station, il nous a donc fallu, avant toute chose, procéder à l'examen détaillé de la qualité des données d'entrée du modèle de calcul des flux turbulents.

Nous avons mis au point une procédure systématique d'examen des données brutes, impliquant notamment la visualisation à l'aide de graphiques de l'ensemble des séries utiles et la comparaison avec les observations des même types de variables effectuées dans des stations voisines. La procédure suivie comprend les étapes suivantes:

- *traitement préliminaire des données synoptiques:*

Lorsque la vérification est effectuée pour le mois en cours, il y a lieu de vérifier au préalable la qualité des séries de données synoptiques qui servent de référence (il s'agit ici des données des stations les plus proches, à savoir celles de Munte et Chièvres). Les données synoptiques horaires ne sont en effet validées par le service en charge de cette tâche qu'après un délai variable de quelques semaines. Or, la pratique montre que les données synoptiques brutes sont entachées d'un certain nombre d'erreurs dont certaines sont faciles à repérer et sont occasionnées au cours des étapes manuelles d'acquisition et de transfert des données. Selon les cas, les données erronées ont été corrigées, interpolées ou encore remplacées par un code "donnée manquante" lorsque la correction aurait été par trop hasardeuse. Les variables concernées par cette étape sont les valeurs horaires de la température, de la température du point de rosée, de la pression atmosphérique réduite au-niveau de la mer et de la vitesse du vent à 10 mètres.

La température et la température du point de rosée sont utilisées pour calculer une

humidité relative de référence aux deux stations synoptiques de Munte et de Chièvres.

- *examen d'un premier ensemble de variables fondamentales à Melle:*

Un premier ensemble de données examinées comprend la température et la température du thermomètre mouillé mesurées sous abri, la vitesse du vent à 2 et 10 mètres et la pression atmosphérique. La visualisation par séquences de quelques jours, des données moyennes sur 30 minutes comparées aux observations des stations synoptiques les plus proches, permet de repérer la présence éventuelle de données aberrantes ou douteuses et de les remplacer par un code "donnée manquante". En particulier, et ce afin de construire une série d'humidité relative de référence, les valeurs d'humidité relative sous abri directement observée d'une part, et calculée à partir de la température et de la température du thermomètre mouillé sous abri d'autre part, sont comparées aux valeurs d'humidité relative calculées aux stations synoptiques. Cette étape n'est pas la moindre car l'humidité de l'air reste une variable difficile à mesurer et il n'est pas toujours aisé, faute de critères objectifs, de départager les différentes estimations disponibles.

- *examen d'un second ensemble de variables à Melle:*

Un second ensemble de données est alors examiné. Il s'agit tout d'abord des quatre composantes du bilan radiatif. Les données brutes ont été comparées visuellement aux données de même type des stations automatiques de Raversijde, Uccle et Saint-Hubert afin de s'assurer de l'absence de données aberrantes. Quelques valeurs douteuses très occasionnelles ont été corrigées manuellement afin de ne pas perdre le bénéfice de séries les plus complètes possibles. Les séries ont alors été utilisées pour constituer la série de référence de valeurs semi-horaires de rayonnement net.

Vient ensuite l'examen des valeurs semi-horaires de la température et de l'humidité de l'air mesurées sur le mât. En ce qui concerne la température, divers aléas ont fait que les observations ne sont exploitables qu'au cours d'une courte période de la première année de mise en service de la station, soit du 12 mai au 9 juillet 1994 (valeurs aberrantes, pannes, surchauffe due à un mauvais fonctionnement du système de ventilation, ...). Ces problèmes se sont prolongés jusqu'au 18 mai 1995. A partir de cette date, les mesures de températures semblent correctes. Des observations sont ainsi réalisées jusqu'à la fin de l'année 1996. Au cours de l'année 1996, des gradients de température anormalement élevés sont observés occasionnellement. La fréquence de journées au cours desquelles ce problème se pose augmente à la fin de l'année 1996 et devient permanent en 1997. En général, les températures mesurées sur le mât sont très bien corrélées avec les mesures effectuées sous abri. Les gradients de température erronés sont alors difficiles à détecter sur base du seul examen des valeurs mêmes. Par contre, ils peuvent occasionner des estimations de valeurs du flux de chaleur sensible supérieures au rayonnement net ce qui implique, dans le modèle utilisé ici, des estimations négatives aberrantes du flux de chaleur latente. En moyenne au cours des années 1994 à 1996, le biais entre la température de l'air mesurée à 2 m sur le mât et la température sous abri est de l'ordre de 0,01 °C. Il atteint 0,21 °C en 1997. Le remplacement dans le modèle de la température de l'air observée à 2 mètres sur le mât par la température de l'air mesurée sous abri occasionne un biais moyen du flux de chaleur sensible de l'ordre de 9 W.m⁻² de 1994 à 1996. Ce biais passe à plus de 30 W.m⁻² en 1997 et dépasse même les 50 W.m⁻² au cours de la saison estivale. Ceci indique que c'est bien la

sonde de température à 2 m qui est défectueuse. L'effectif en matière de personnel disponible à l'IRM et le programme d'installation de tout un ensemble de nouvelles stations automatiques n'a pas permis de réviser en profondeur le système d'acquisition de données de la station de Melle avant le mois d'août 2002. Nous nous limiterons donc ici à l'exploitation des données de la période 1994-1996.

L'humidité relative est également bien corrélée avec l'humidité relative observée ou calculée sous abri. Le gradient d'humidité présente cependant des biais systématiques et des tendances qui apparaissent à l'inspection visuelle des données. C'est pour cette raison que le gradient d'humidité ne sera pas utilisé pour calculer directement le flux de chaleur latente, mais que celui-ci sera déduit du bilan d'énergie en surface comme déjà annoncé plus haut. L'humidité de l'air mesurée sur le mât n'est utilisée ici que pour estimer la température potentielle. Lorsque les observations sur le mât ne paraissent pas suffisamment fiables, elles sont remplacées par les valeurs de référence d'humidité de l'air sous abri.

- *constitution de séries de référence complètes à pas de temps journalier:*

En vue de réaliser plus loin une comparaison avec des résultats précédemment disponibles, des séries complètes (sans valeurs manquantes) de moyennes journalières ont été constituées et sont utilisées plus loin comme données d'entrée d'un modèle hydrologique à pas de temps journalier. Cette étape concerne la température et l'humidité relative sous abri, la vitesse du vent à 2 mètres, la durée d'insolation, les précipitations et la température du sol à 0,1, 0,2 et 0,5 m. A cette occasion, les précipitations ont pu être comparées aux données digitalisées d'un pluviographe analogique, ce qui a permis de réaliser quelques corrections des données de la station automatique.

III.3.B Application du modèle et analyse des résultats

Le modèle décrit ci-dessus (basé sur les relations (3.45), (3.46) et (3.51)) a été appliqué en utilisant les valeurs moyennes sur 30 minutes des observations jugées exploitables enregistrées à la station automatique de Melle au cours de la période 1994-1996. Les données d'entrée sont le rayonnement net, la pression atmosphérique à l'altitude de la station et les observations à 2 et 10 mètres de la température, de l'humidité de l'air et de la vitesse du vent.

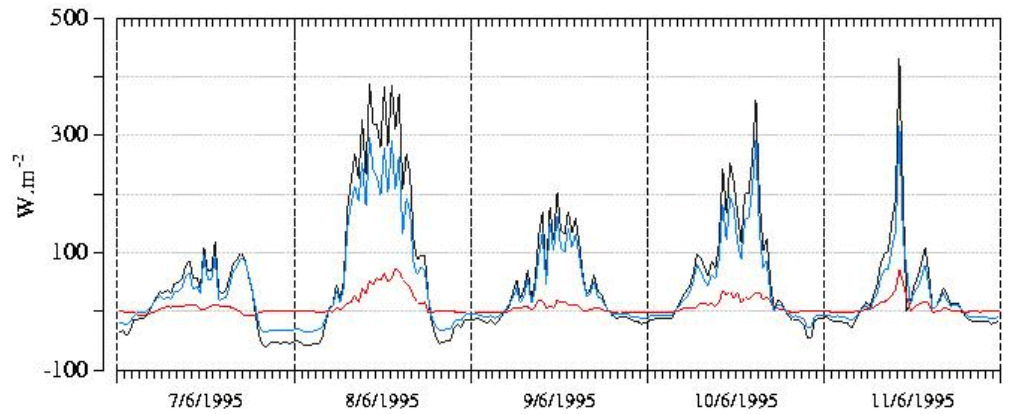
Les figures 3.8 à 3.10 illustrent les résultats pour 3 périodes de l'été 1995. Au cours de la première période considérée, le temps est nuageux (voir les fluctuations du rayonnement net au cours de la journée dans la partie *a* de la figure) et pluvieux au cours de certaines journées (voir les précipitations représentées en partie *b* de la figure). Le flux de chaleur sensible reste largement en deçà des 100 W.m^{-2} au cours de la période diurne et est nettement plus petit que le flux de chaleur latente. L'évapotranspiration réelle est la plus élevée le 8 juin, journée assez ensoleillée malgré des passages nuageux. Elle est la plus faible le 9 juin, journée pluvieuse à l'ensoleillement très réduit pour la saison. La longueur de Monin-Obukhov (voir la partie *c* de la figure) est évidemment généralement positive au cours de la nuit et négative au cours de la journée avec des valeurs absolues particulièrement élevées à la transition entre le jour et la nuit. Au cours de la période diurne, elle est comprise

entre -500 et -100 m les 7 et 9 juin mais est nettement plus faible en valeur absolue au cours des trois autres journées.

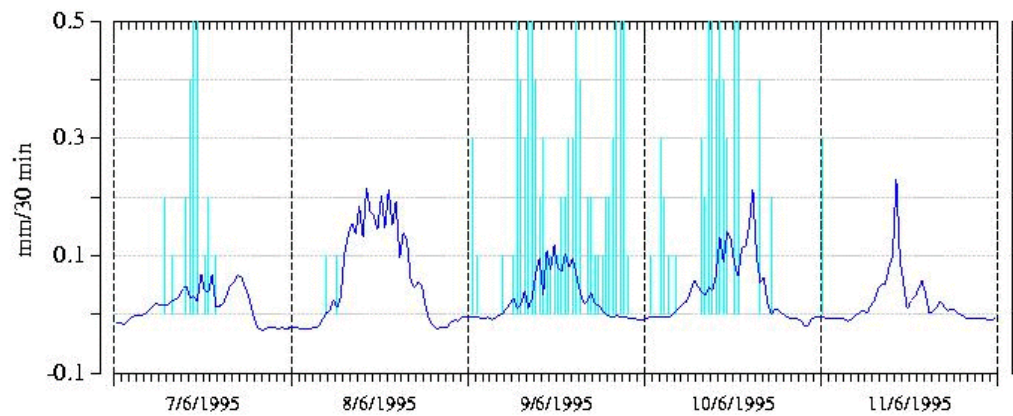
La deuxième période considérée, du 1^{er} au 5 août 1995, suit deux semaines pratiquement sans pluie en juillet. Cette période est bien ensoleillée comme le montre la représentation du rayonnement net dans la partie *a* de la figure 3.9. Au cours de ces 5 jours, le flux de chaleur sensible augmente par rapport au flux de chaleur latente et le dépasse même au cours des deux dernières journées. Dans le même temps, le flux de chaleur latente et l'évapotranspiration réelle diminuent au fur et à mesure que se produit le dessèchement du sol. En dehors de la transition entre le jour et la nuit, les valeurs absolues de la longueur de Monin-Obukhov sont particulièrement petites, indiquant une stabilité particulièrement importante au cours de la nuit et une instabilité élevée au cours de la journée.

Au cours de la troisième période, illustrée à la figure 3.10, des épisodes fortement nuageux alternent avec des périodes d'éclaircies. Quelques épisodes pluvieux se produisent, notamment pendant la nuit. Le flux de chaleur sensible est à nouveau fort réduit par rapport au flux de chaleur latente. L'évapotranspiration réelle est la plus élevée le 28 août, journée la plus ensoleillée de cette période et suivant une nuit pluvieuse. L'atmosphère est moins instable au cours de la période diurne le 28 août que les autres jours de la période à cause de la vitesse du vent qui y est plus élevée (non représenté sur la figure). Des longueurs de Monin-Obukhov positives au cours de quelques demi-heures de la matinée de la journée suivante indiquent qu'une inversion de température se produit alors, précédant un épisode pluvieux.

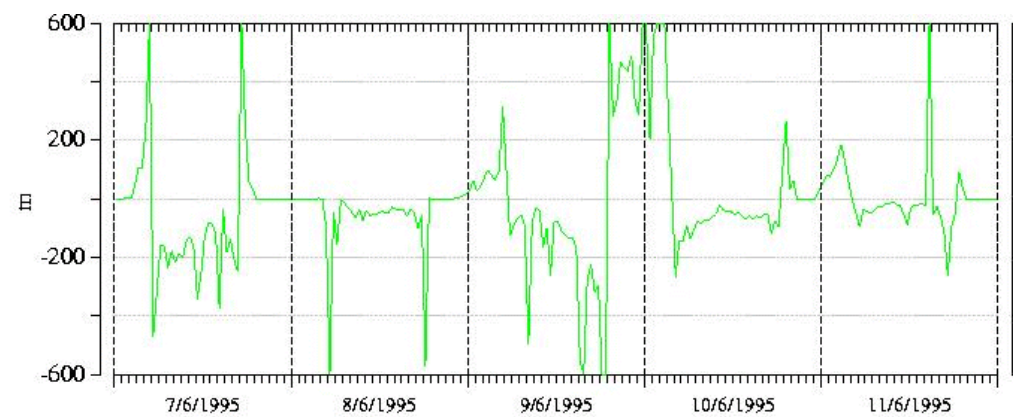
La figure 3.11 permet de visualiser les plus petites valeurs absolues de la longueur de Monin-Obukhov au cours des trois périodes de 5 jours examinées ci-dessus. On peut notamment voir, au cours de la période diurne qui nous intéresse plus spécialement, que la valeur absolue de L_{MO} descend fréquemment en dessous de 40 m et parvient même en dessous de 10 m au cours de certaines journées, c.-à-d. dans la plage d'altitude correspondant aux niveaux de mesures. Le niveau de 10 m se trouve alors dans la partie de la couche limite de surface caractérisée par le régime de convection libre. L'examen d'autres journées, non représentées ici, montre qu'il n'est pas rare que le niveau de 2 m soit également concerné.



Melle: a. R_n (—), H (—), LE (—)

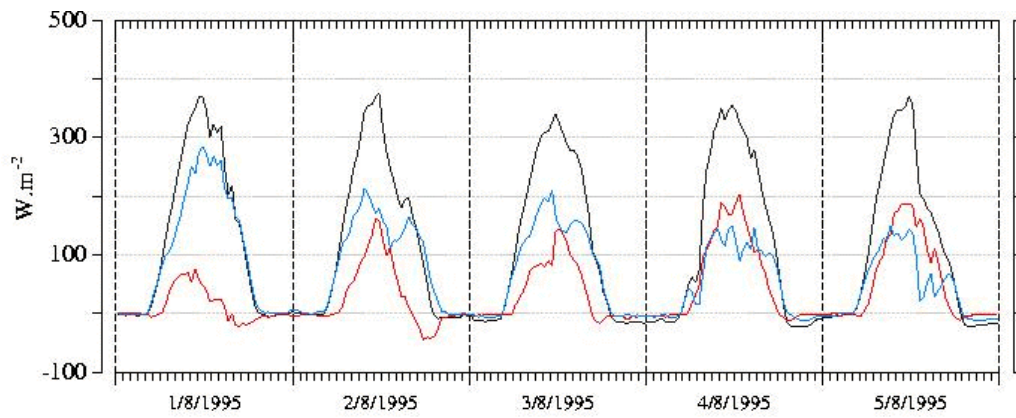


Melle: b. ETR (—), P (—)

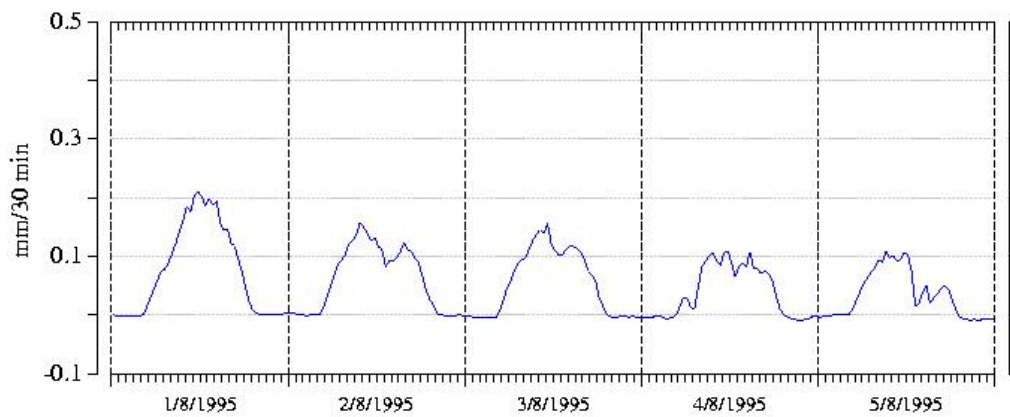


Melle: c. L_{mo} (—)

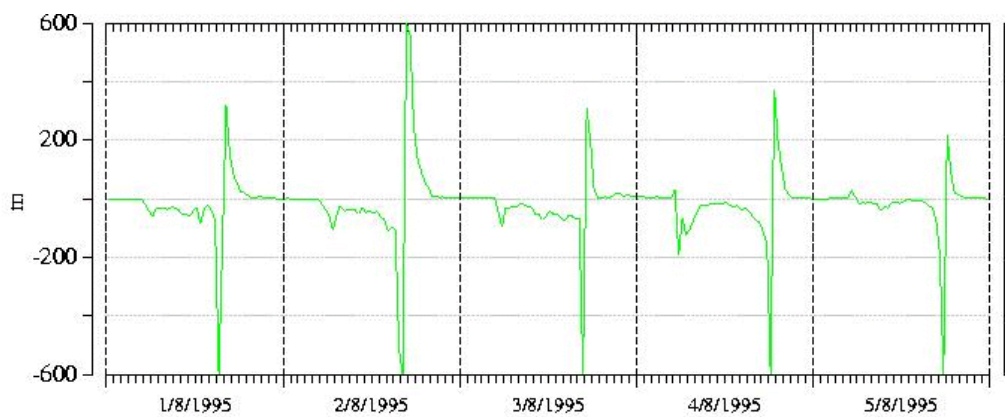
Figure 3.8: Melle - période du 7 au 11 juin 1995. a. rayonnement net R_n , flux de chaleur sensible H et latente LE ; b. évapotranspiration réelle ETR et précipitations P ; c. longueur de Monin-Obukhov L_{MO} .



Melle: a. R_n (—), H (—), LE (—)

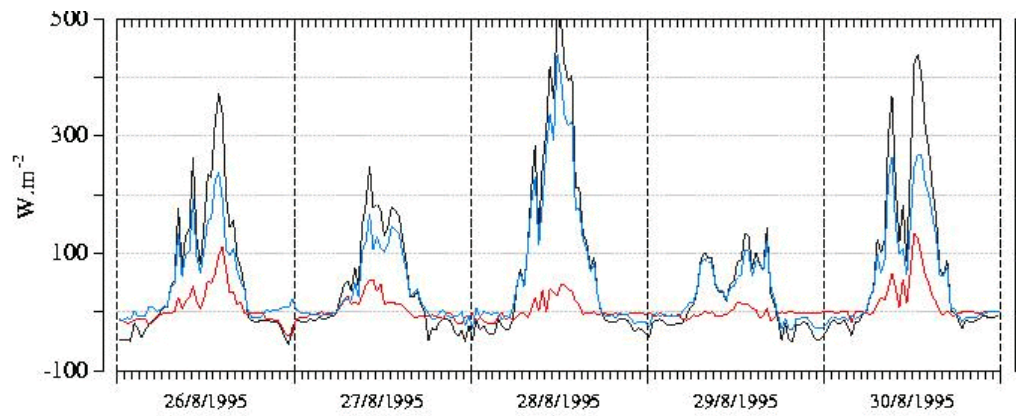


Melle: b. ETR (—), P (—)

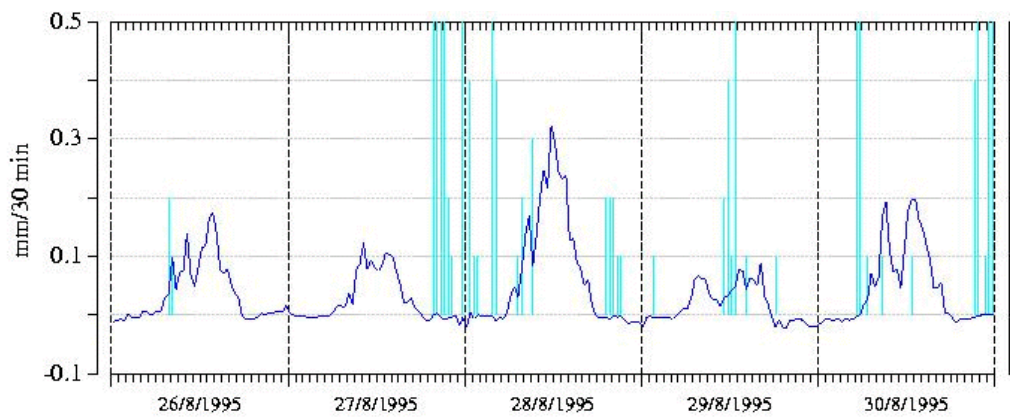


Melle: c. L_{mo} (—)

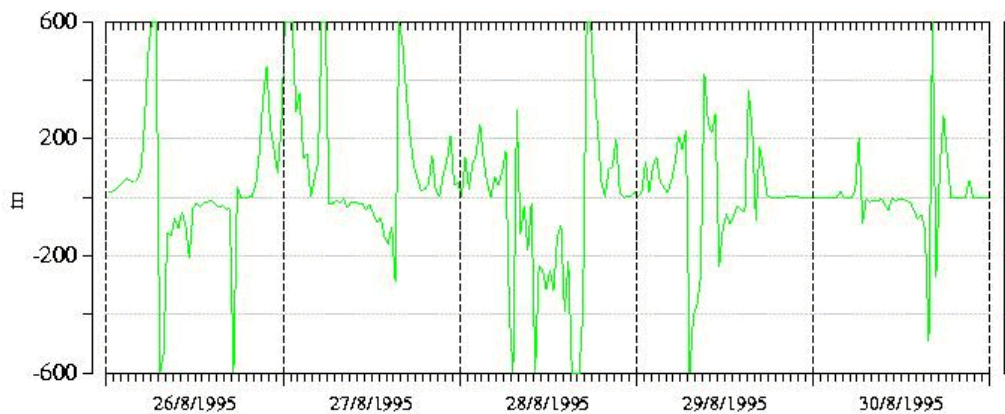
Figure 3.9: Melle - période du 1 au 5 août 1995. a. rayonnement net R_n , flux de chaleur sensible H et latente LE ; b. évapotranspiration réelle ETR et précipitations P ; c. longueur de Monin-Obukhov L_{MO} .



Melle: a. R_n (—), H (—), LE (—)

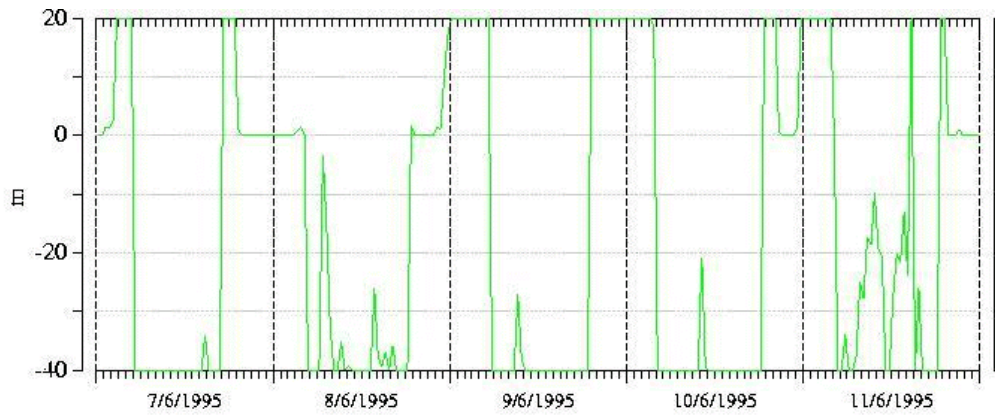


Melle: b. ETR (—), P (—)

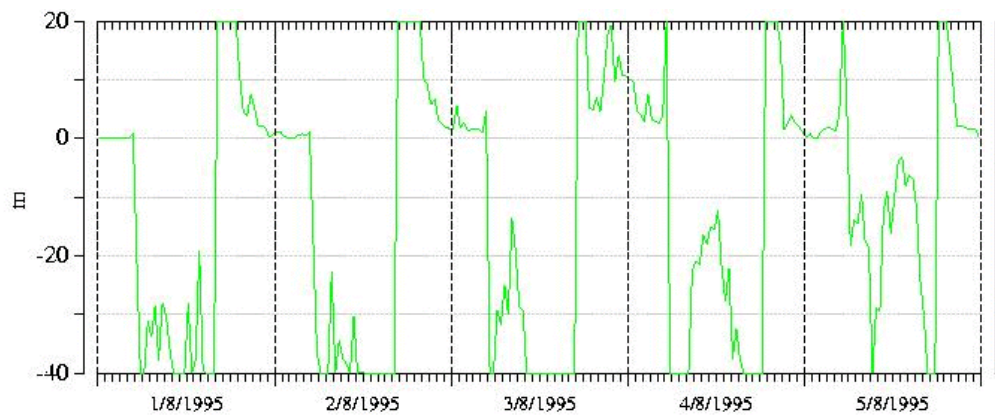


Melle: c. L_{mo} (—)

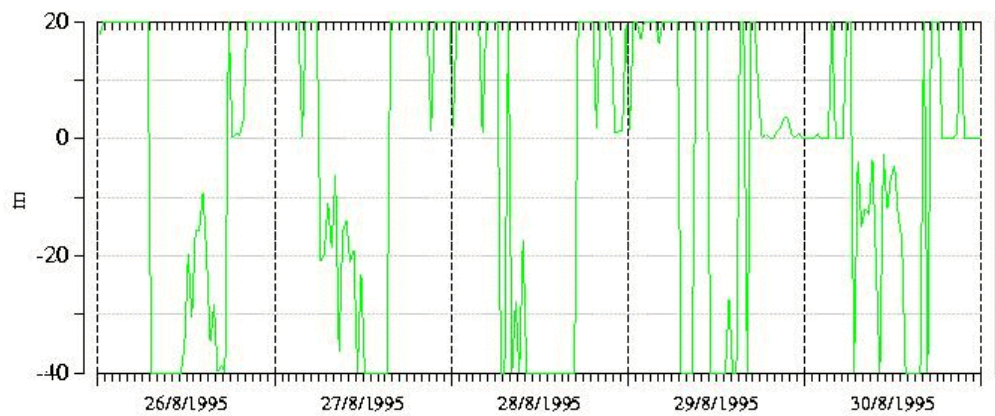
Figure 3.10: Melle - période du 26 au 30 août 1995. a. rayonnement net R_n , flux de chaleur sensible H et latente LE ; b. évapotranspiration réelle ETR et précipitations P ; c. longueur de Monin-Obukhov L_{MO} .



a. Melle: détail L_{mo} (—)



b. Melle: détail L_{mo} (—)



c. Melle: détail L_{mo} (—)

Figure 3.11: Melle - longueur de Monin-Obukhov L_{MO} (détail) - a. période du 7 au 11 juin 1995; b. période du 1 au 5 août 1995; c. période du 26 au 30 août 1995.

La figure 3.12a représente le diagramme de dispersion des valeurs moyennes sur 30 minutes du flux de chaleur sensible en fonction de la différence de température potentielle entre 10 et 2 m en 1996. La partie de gauche avec les valeurs H positives et les différences de température négatives correspond aux situations diurnes, tandis que la partie de droite du diagramme, avec les valeurs H négatives et les différences de température positives, reprend les situations nocturnes. Remarquons l'absence de linéarité, de jour comme de nuit, entre le flux H et la différence de température. Contrairement à l'été 1995, l'été 1996 ayant été pluvieux et peu ensoleillé, le flux de chaleur sensible maximum n'atteint pas 300 W.m^{-2} .

La figure 3.12b permet de visualiser la dispersion du flux de chaleur sensible en fonction de la longueur de Monin-Obukhov. Les valeurs absolues les plus élevées de L_{MO} correspondent aux situations les plus proches de la stabilité neutre, et donc aux flux de chaleur sensible les plus petits. Au contraire, aux grandes valeurs de stabilité ou d'instabilité, sont associées les valeurs de L_{MO} les plus petites. Aux cas les plus instables correspondent les flux les plus élevés.

Enfin, la figure 3.12c montre la dispersion du flux H en fonction du flux de chaleur latente LE . On observe une large dispersion des couples de valeurs. Le rapport de Bowen (2.64) est donc loin d'être constant. Il peut même prendre des valeurs négatives lorsque la nuit le flux de chaleur sensible devient négatif sous l'effet de l'inversion de température tandis que le flux de chaleur latente (et le flux d'évaporation) sont encore positifs.

Le tableau 3.10 permet de comparer les régimes mensuels des valeurs moyennes sur 30 minutes des flux H et LE à Melle et Cabauw. Pour ce faire, les fonctions de stabilité de référence ont été utilisées et seules les données communes (simultanées) aux deux stations ont été prises en compte. La variabilité annuelle est claire et la dispersion des valeurs mensuelles reflètent notamment le cycle diurne. Les stations de Melle et de Cabauw sont approximativement distantes l'une de l'autre de 150 km et sont toutes deux soumises à un climat tempéré maritime. La station de Melle est à 110 km de la Mer du Nord dans la direction Ouest et à 170 km dans la direction Ouest-Sud-Ouest; les chiffres approximatifs correspondant à la station de Cabauw sont respectivement de 70 et 90 km. Ces distances sont plus grandes encore dans la direction Sud-Ouest des vents dominants étant donné l'orientation général des côtes belges et françaises. Ceci explique pourquoi la station de Cabauw est davantage que Melle soumise à l'influence des conditions météorologiques maritimes et enregistre en moyenne des valeurs de vitesse de vent plus élevées. Les vitesses du vent plus faibles à Melle induisent des vitesses de frottement en moyenne plus faibles et des flux de chaleur sensible réduits. Le rayonnement net Rn est aussi la plupart du temps un peu moins élevé à Melle qu'à Cabauw et le flux de chaleur latente est aussi un peu plus petit. D'une manière générale, le rapport entre H et LE (le rapport de Bowen) est plus faible à Melle qu'à Cabauw.

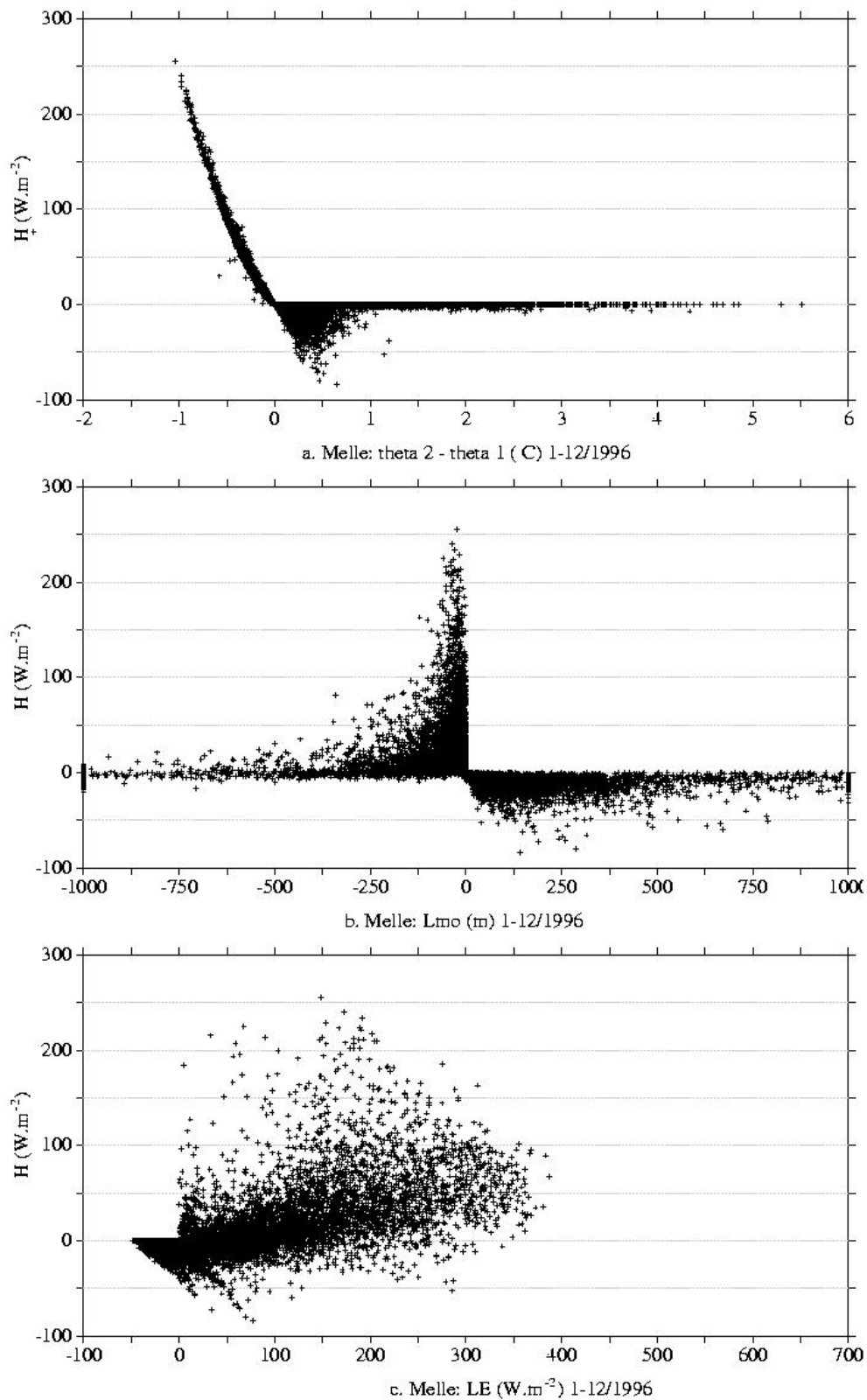


Figure 3.12: Melle - diagramme de dispersion des valeurs moyennes semi-horaires du flux de chaleur sensible (H) de l'année 1996. a. en fonction de la différence de température potentielle $\theta_2 - \theta_1$ entre 10 et 2 m; b. en fonction de la longueur de Monin-Obukhov (L_{MO}); c. en fonction du flux de chaleur latente (LE).

Tableau 3.10: Flux de chaleur sensible (H) et latente (LE) à Melle (B) et Cabauw (NL) in 1996; régime moyen mensuel des valeurs moyennes sur 30 minutes communes aux deux stations. m est la taille de l'échantillon, h représente soit H soit LE , $\langle h \rangle$ est la valeur moyenne de h , σ_h est l'écart-type de h , "max" est la valeur maximale, "min" est la valeur minimale; les valeurs moyennes annuelles se rapportent à la période commune de janvier à novembre.

		J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D	année
	m	243	70	642	927	1226	1107	960	1017	1134	1078	516	537	8920
Melle														
H (W m ⁻²)	$\langle h \rangle$	-5,1	4,5	4,5	9,3	7,9	16,1	19,0	15,8	8,1	1,7	-5,6	-	9,0
	σ_h	6,7	10,0	16,3	26,0	26,4	34,5	48,0	35,3	27,4	18,7	14,6	-	30,4
	max	10,5	45,3	81,9	163,4	180,1	202,5	234,0	215,5	173,9	195,9	96,5	-	234,0
	min	-27,0	-3,0	-19,4	-32,0	-53,5	-44,7	-59,4	-62,3	-62,4	-80,3	-44,5	-	-80,3
LE (W m ⁻²)	$\langle h \rangle$	2,1	21,3	29,5	60,5	63,8	91,7	75,0	75,4	49,5	25,3	6,1	-	55,2
	σ_h	27,9	52,6	56,7	95,7	91,4	111,5	94,6	108,8	83,2	62,2	33,5	-	91,0
	max	83,9	171,7	247,2	348,4	387,4	381,0	366,3	362,0	299,3	287,1	135,8	-	387,4
	min	-38,4	-33,9	-42,5	-42,6	-41,8	-41,5	-38,7	-36,2	-40,2	-37,7	-43,9	-	-43,9
Cabauw														
H (W m ⁻²)	$\langle h \rangle$	-17,8	0,8	10,3	31,6	33,4	43,6	25,9	22,5	10,0	-6,7	-20,1	-14,3	18,2
	σ_h	14,0	18,2	39,4	66,8	67,3	64,0	49,0	55,5	37,4	26,7	22,8	18,5	54,4
	max	36,0	53,0	165,0	241,0	308,0	296,0	249,0	233,0	144,0	98,0	56,0	15,0	308,0
	min	-59,0	-33,0	-59,0	-58,0	-68,0	-52,0	-51,0	-47,0	-75,0	-104,0	-93,0	-74,0	-104,0
LE (W m ⁻²)	$\langle h \rangle$	4,5	22,7	31,8	52,7	68,5	99,5	90,5	72,4	54,8	25,8	17,9	9,8	58,9
	σ_h	30,8	70,5	61,0	82,2	86,5	120,4	111,5	103,2	88,9	57,2	40,8	22,4	92,9
	max	89,0	229,0	334,0	309,0	392,0	435,0	436,0	354,0	327,0	226,0	200,0	126,0	436,0
	min	-48,0	-51,0	-55,0	-51,0	-43,0	-47,0	-44,0	-64,0	-50,0	-46,0	-57,0	-48,0	-64,0

III.3.C Comparaison avec les estimations journalières de l'ETR précédemment disponibles à l'IRM

L'estimation de l'évapotranspiration potentielle (ETP) journalière (voir chapitre 2) est calculée à l'IRM par la méthode de Bultot *et al.* (1983) à partir des valeurs moyennes journalières de la durée d'insolation, de la température et de l'humidité de l'air, ainsi que de la vitesse du vent à deux mètres. Les valeurs moyennes diurnes de la température et de l'humidité de l'air sont utilisées dans la paramétrisation du flux net radiatif. Le flux de conduction dans le sol qui intervient dans l'estimation du flux maximal d'énergie disponible pour l'évapotranspiration est évalué sur base des moyennes diurnes des températures du sol mesurées à 0,1, 0,2 et 0,5 m. Ce calcul des valeurs de l'ETP est effectué en routine depuis plus de 30 années en une quinzaine de stations réparties sur le pays (Gellens-Meulenberghs

et Gellens, 1992). Il a été appliqué dans le cadre de cette étude aux données de la station automatique de Melle.

Si l'on fait abstraction de l'évapotranspiration réelle calculée de manière interne dans le modèle Aladin, il n'y a pas d'estimation de l'ETR effectuée actuellement en routine à l'IRM. Cette variable a cependant été évaluée dans le cadre de projets de recherche à l'aide d'un modèle hydrologique conceptuel à pas de temps journalier développé par Bultot et Dupriez (1976, 1985). Ce modèle, dénommé modèle "IRMB" (pour "Integrated Runoff Model Bultot") appartient à la famille de modèles dits "à godets". Il comprend un ensemble de modules représentant différents réservoirs d'accumulation de l'eau (dans la végétation, dans la partie superficielle du sol, dans les aquifères, ...). Les variables d'état du modèle sont les contenus des différents réservoirs. Les transferts d'un réservoir à l'autre sont régis par le modèle en fonction de leur stock la veille du jour considéré, en fonction des données d'entrée du jour (principalement les précipitations et l'ETP) et en fonction de paramètres. Certains paramètres de ce modèle sont imposés (il s'agit par exemple de la surface relative occupée par un certain type de végétation); d'autres paramètres sont étalonnés pour ajuster au mieux le débit simulé par le modèle sur le débit observé. Le modèle IRMB a été appliqué à plusieurs bassins versants en Belgique (Bultot *et al.*, 1988, Gellens et Roulin, 1998) et dans d'autres pays (Bultot *et al.*, 1992, 1994, Kabubi *et al.*, 1995, Gellens et Schädler, 1997, WMO, 1997). Notons que s'il a été bien validé pour la simulation des débits, il ne l'est pas pour ce qui est de l'évapotranspiration réelle. Tout au plus garantit-il un bilan hydrique correct sur de longues périodes et notamment une bonne estimation de l'évapotranspiration réelle à l'échelle de l'année.

Il nous paraissait intéressant, pour pouvoir établir un lien avec les seules estimations de l'évapotranspiration disponibles jusqu'ici, de comparer l'évapotranspiration réelle obtenue par la méthode mise en oeuvre à Melle et exposée dans ce chapitre avec les estimations qui peuvent être effectuées au moyen du modèle IRMB. Pour ce faire, nous avons appliqué l'algorithme du modèle aux observations journalières de la station automatique de Melle. Contrairement à ce qui est habituellement fait pour les bassins versants, nous n'avons évidemment pas pu étalonner les paramètres sur des observations de débit. Nous avons donc appliqué le modèle pour une couverture de prairie en supposant que les précipitations s'infiltraient directement dans le sol sans ruisseler en surface. Nous avons fixé les capacités maximales des deux réservoirs qui contribuent à l'évapotranspiration dans le modèle (les réservoirs correspondant à la zone superficielle et racinaire du sol), en nous référant aux valeurs étalonnées pour un bassin versant proche de Melle, celui de la Zwalm à Nederzwalm.

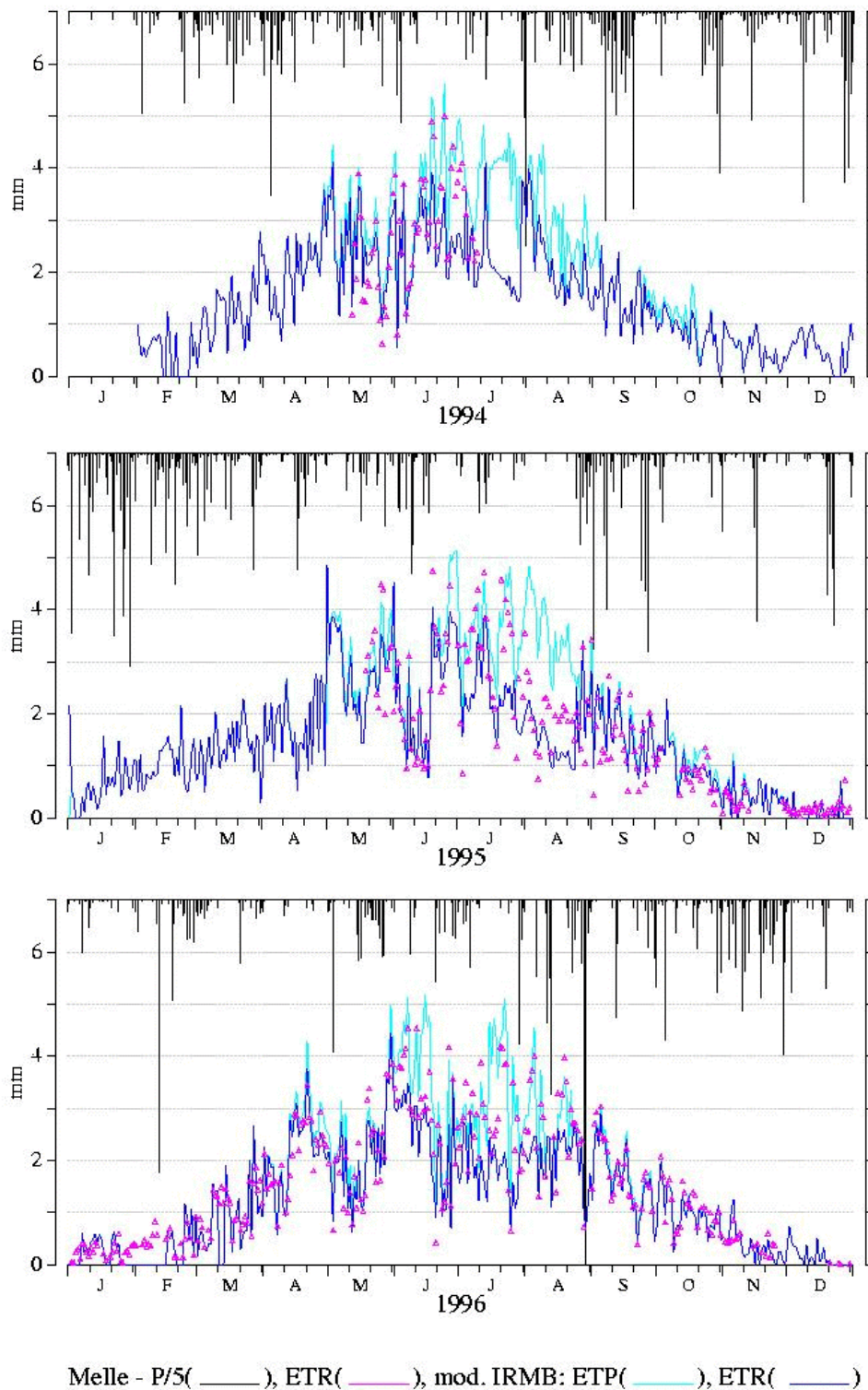


Figure 3.13: comparaison des valeurs moyennes diurnes de l'évapotranspiration réelle (ETR) à Melle avec les valeurs produites par le modèle IRMB; les valeurs journalière de l'évapotranspiration potentielle (ETP) et des précipitations (P) sont également indiquées. Ces dernières sont représentées en échelle inversée et sont multipliées par un facteur 0,2.

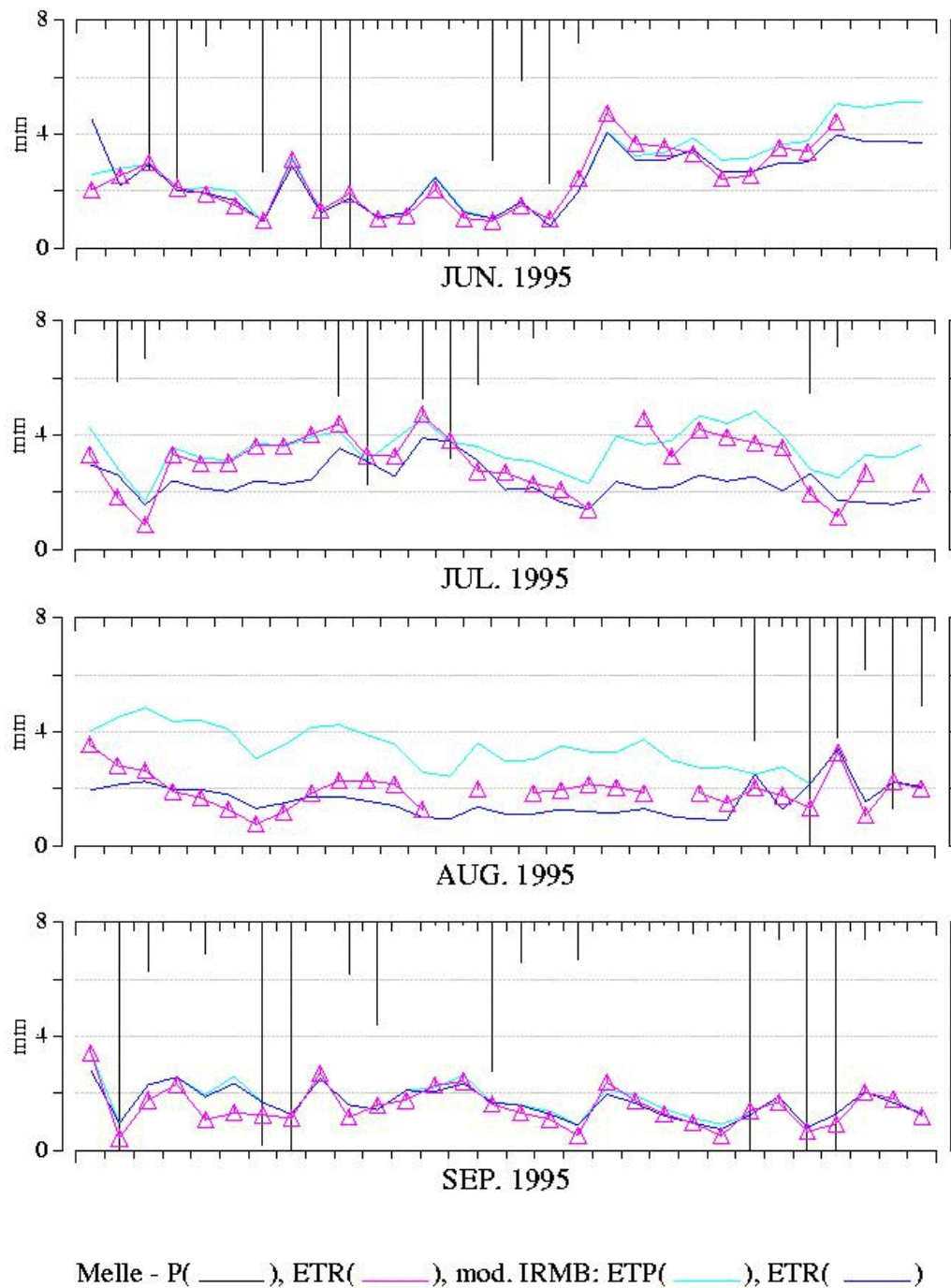


Figure 3.14: comparaison des valeurs moyennes diurnes de l'évapotranspiration réelle (ETR) à Melle avec les valeurs produites par le modèle IRMB; les valeurs journalières de l'évapotranspiration potentielle (ETP) et des précipitations (P) sont également indiquées. Ces dernières sont représentées en échelle inversée.

Les valeurs moyennes semi-horaires de l'évapotranspiration réelle obtenues à la section précédente (III.3.B) ont été intégrées sur la période diurne afin de servir de valeurs de référence. La figure 3.13 illustre la comparaison des valeurs ainsi obtenues avec les estimations du modèle IRMB pour les années 1994-1996. Dans l'ensemble, on observe une bonne correspondance des estimations, tant pour ce qui est de reproduire le cycle annuel, qu'en ce qui concerne les fluctuations journalières au gré de la succession des épisodes secs ou pluvieux. L'ETR produite par le modèle IRMB paraît cependant un peu moins variable, notamment en été, avec des valeurs moins élevées lors des épisodes secs. Elle est au contraire plus grande à d'autres moments, notamment après des événements particulièrement pluvieux. Cette tendance avait déjà été notée lors d'une comparaison de la simulation de l'évapotranspiration de quelques modèles hydrologiques sur le bassin versant du Hupselse Beek aux Pays-Bas (WMO, 1997). Notons encore que les simulations de l'ETR par le modèle IRMB se démarquent de celles de l'ETP de la fin avril au mois d'août, période se prolongeant certaines années jusqu'au début de l'automne.

La figure 3.14 illustre de manière plus détaillée cette comparaison pour les mois de juin à septembre 1995. Cette période est particulièrement intéressante par ses contrastes. En effet, le mois de juin est peu ensoleillé ce qui induit des valeurs d'ETR particulièrement faibles pour la saison estivale. Tant au cours des deux premières semaines pluvieuses qu'à la fin du mois plus chaud et plus sec, les simulations de l'ETR par le modèle IRMB correspondent particulièrement bien à celles du modèle aérodynamique développé dans ce chapitre et combinant la méthode des profils et le bilan d'énergie en surface. Le mois de juillet bénéficie d'une insolation plus importante tout en étant bien arrosé. Il s'ensuit des valeurs d'ETR nettement plus élevées qu'en juin. Le modèle IRMB sous-estime l'ETR au cours des épisodes secs prolongés. Le mois d'août quant à lui est bien ensoleillé mais particulièrement sec sauf au cours des derniers jours. Les valeurs d'ETR sont nettement plus réduites qu'en juillet. Les conditions sont normales en septembre, avec une succession d'épisodes ensoleillés et pluvieux et une bonne concordance des estimations de l'ETR par les deux modèles.

Le tableau 3.11 reprend les indices statistiques de comparaison des deux modèles. Par rapport au nouveau modèle, le modèle IRMB présente un biais négatif de l'ordre $-0,2 \text{ mm.j}^{-1}$ en 1996, soit environ 10 % de la valeur moyenne journalière. L'écart quadratique moyen s'élève à $0,5 \text{ mm.j}^{-1}$ pour cette même année.

Nous en concluons que les estimations par les deux modèles concordent fort bien dans l'ensemble. En nous basant sur les valeurs du nouveau modèle qui sert de référence dans cette comparaison, il nous apparaît que, bien que ce ne soit pas sa destination initiale, l'algorithme du modèle IRMB peut fournir de premières estimations de l'ETR avec une précision de l'ordre de 20 %. Cette précision peut varier de mois en mois. Elle sera meilleure en début et en fin d'année ou lors des épisodes estivaux pas trop secs. Une tendance à la sous-estimation se marque surtout au cours des périodes sèches prolongées. Elle est probablement due au mécanisme trop simple du modèle IRMB qui ne sollicite pas suffisamment l'eau du sol pour simuler l'effet du dessèchement sous l'effet du rayonnement incident et du vent. Lorsqu'une précision plus grande est requise, il est évidemment souhaitable de recourir à un modèle plus élaboré. Rappelons encore que le modèle IRMB est un modèle à pas de temps journalier et qu'il ne permet pas, au contraire de la nouvelle approche développée dans ce chapitre, d'estimer la variation diurne de l'ETR.

Tableau 3.11: Indices statistiques de comparaison des estimations journalières de l'ETR par le modèle aérodynamique et par le modèle IRMB (sans étalonnage) à Melle; les valeurs relatives à la valeur moyenne observée sont indiquées entre parenthèses.

année	1994	1995	1996
n	58	192	294
$\langle h_{aéro} \rangle$ (mm.j ⁻¹)	2,7	1,7	1,6
α_r (mm.j ⁻¹)	0,87	0,28	0,16
β_r	0,58	0,75	0,77
b (mm.j ⁻¹)	-0,3 (-0,10)	-0,1 (-0,08)	-0,2 (-0,13)
rms (mm.j ⁻¹)	0,7 (0,25)	0,6 (0,34)	0,5 (0,33)
r_{cor}	0,809	0,897	0,897
r_{ntd}	0,660	0,790	0,765

III.4 Analyse de sensibilité

Les analyses de sensibilité sont extrêmement rares dans la littérature. Nous examinerons tout d'abord la sensibilité du modèle au choix des fonctions de stabilité avant de nous intéresser à la sensibilité aux erreurs de mesure pouvant entacher les données d'entrée.

III.4.A Analyse de sensibilité du modèle au choix des fonctions de stabilité

A notre connaissance, la seule analyse de sensibilité du calcul des flux aux fonctions de stabilité exposée dans la littérature récente est celle de Weidinger *et al.* (2000), déjà mentionnée en début de chapitre (voir le point III.1.A). Ces auteurs supposent qu'au niveau de 20 m, la température potentielle est constante et égale à 20 °C et la vitesse du vent est de 5 m.s⁻¹. Ils calculent la valeur moyenne du flux de chaleur sensible obtenu en considérant successivement un ensemble de fonctions de stabilité antérieures à 1988. Pour une plage de variation de +/- 5 °C de la différence de température potentielle entre le niveau $z_1 = 0,05$ et $z_2 = 20$ m, ils obtiennent, avec ces diverses fonctions, un écart-type représentant entre 15 et 20 % de l'estimation de la moyenne du flux de chaleur sensible.

Nous nous proposons d'évaluer maintenant la sensibilité du modèle adopté au choix des fonctions de stabilité en utilisant un ensemble beaucoup plus vaste de conditions météorologiques, tout en nous focalisant sur quelques fonctions de stabilité ressortant de l'analyse menée jusqu'ici dans ce chapitre. Pour rappel, les **fonctions de stabilité de référence adoptées** dans cette recherche sont

- en **atmosphère instable** la fonction de Brutsaert (1999) modifiée, donnée par la relation (3.31) pour ce qui est de $\phi_{sm}(\zeta)$; les relations (3.32) et (3.34) avec $n=4$ pour ce qui est de $\phi_{sh}(\zeta)$;
- en **atmosphère stable** la fonction de Holtslag et de Bruin (1988) donnée par la relation

(3.42) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et $\phi_{sh}(\zeta)$.

Nous nous proposons de **comparer les flux calculés avec ces fonctions aux flux obtenus avec les autres choix suivants:**

- i. en atmosphère instable, les fonctions d'Hogström (1988) données par les relations (3.1) et (3.2) avec $b_m=19,3$ et $b_h=12$; en atmosphère stable, les fonctions de Beljaars et Holtslag (1991) données par les relations (3.42) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et (3.44) pour $\phi_{sh}(\zeta)$;
- ii. en atmosphère instable, les fonctions de Brutsaert (1999) données par les relations (3.25) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et (3.21) pour $\phi_{sh}(\zeta)$; en atmosphère stable, les fonctions de Beljaars et Holtslag (1991) données par les relations (3.42) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et (3.44) pour $\phi_{sh}(\zeta)$;
- iii. Les fonctions utilisées dans la procédure opérationnelle de Cabauw, à savoir en atmosphère instable les fonctions de Paulson (1970) (et recommandées aussi par Brutsaert (1982) et Weidinger *et al.* (2000)) avec $b_m=b_h=16$ et, en atmosphère stable, la fonction de Holtslag et de Bruin (1988) donnée par la relation (3.42) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et $\phi_{sh}(\zeta)$. Remarquons que dans le cas de l'atmosphère instable, les fonctions intégrées sont calculées à l'aide des relations simplifiées (3.10) et (3.11) à la place de (3.4) et (3.5);
- iv. en atmosphère instable, les fonctions de Grachev et al. (2000) données par les relations (3.27) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et $\phi_{sh}(\zeta)$; en atmosphère stable, la fonction de Holtslag et de Bruin (1988) donnée par la relation (3.42) pour $\phi_{sm}(\zeta)$ et $\phi_{sh}(\zeta)$.

La figure 3.15 représente les valeurs des fonctions f_m et f_h , données par les relations (3.47) et (3.48) ainsi que leurs produits $f_m * f_h$ et inverses $1/f_m$, $1/f_h$ et $1/(f_m * f_h)$ pour les niveaux $z_1 = 2$ m et $z_2 = 10$ m utilisés à la station de Melle en atmosphère instable. Les différentes fonctions divergent principalement au-delà de $-1/L_{MO} = 0.1 \text{ m}^{-1}$ et présentent d'importantes différences à partir de $-1/L_{MO} = 1 \text{ m}^{-1}$. Par exemple, pour $-1/L_{MO} = 1 \text{ m}^{-1}$, $1/(f_m * f_h)$ vaut 3.3 dans le cas des fonctions de référence ou de Brutsaert (1999) et est égal à 8 dans le cas des fonctions d'Högström (1988). Des graphiques similaires peuvent être réalisés pour toute autre paire de niveaux z_1 and z_2 . Nous proposons cette représentation des fonctions de stabilité que nous trouvons particulièrement indicative de la sensibilité à la stabilité de l'atmosphère. Cependant, dans la figure 3.15, les deux axes ne sont pas indépendants. Cette objection a déjà été formulée par Hicks (1978) et bien d'autres à propos de la représentation plus habituelle des fonctions de stabilité (figures 3.1 à 3.4). Ainsi, l'amplitude relative du flux H calculé au moyen des différentes fonctions de stabilité ne peut pas être directement déduite de l'amplitude relative de $1/(f_m * f_h)$.

La figure 3.16 montre un exemple de simulation des flux H et LE avec différentes fonctions de stabilité. Avec l'échelle verticale nécessaire à la visualisation du cycle diurne, les différents résultats paraissent forts semblables sauf pour quelques journées particulières comme c'est le cas du 31/5/1994. Au cours de cette journée fortement instable les valeurs des fonctions de stabilité induisent d'importantes différences au niveau de la simulation des flux. Au cours de la période diurne, la vitesse du vent est faible (comprise entre 1 et 2 m.s^{-1} à 2 et 10 m) et le gradient de température atteint jusqu'à 0,9 C. La longueur de Monin-Obukhov parvient au dessus de -2 m et atteint même -0,1 m pour certaines demi-heures. Le

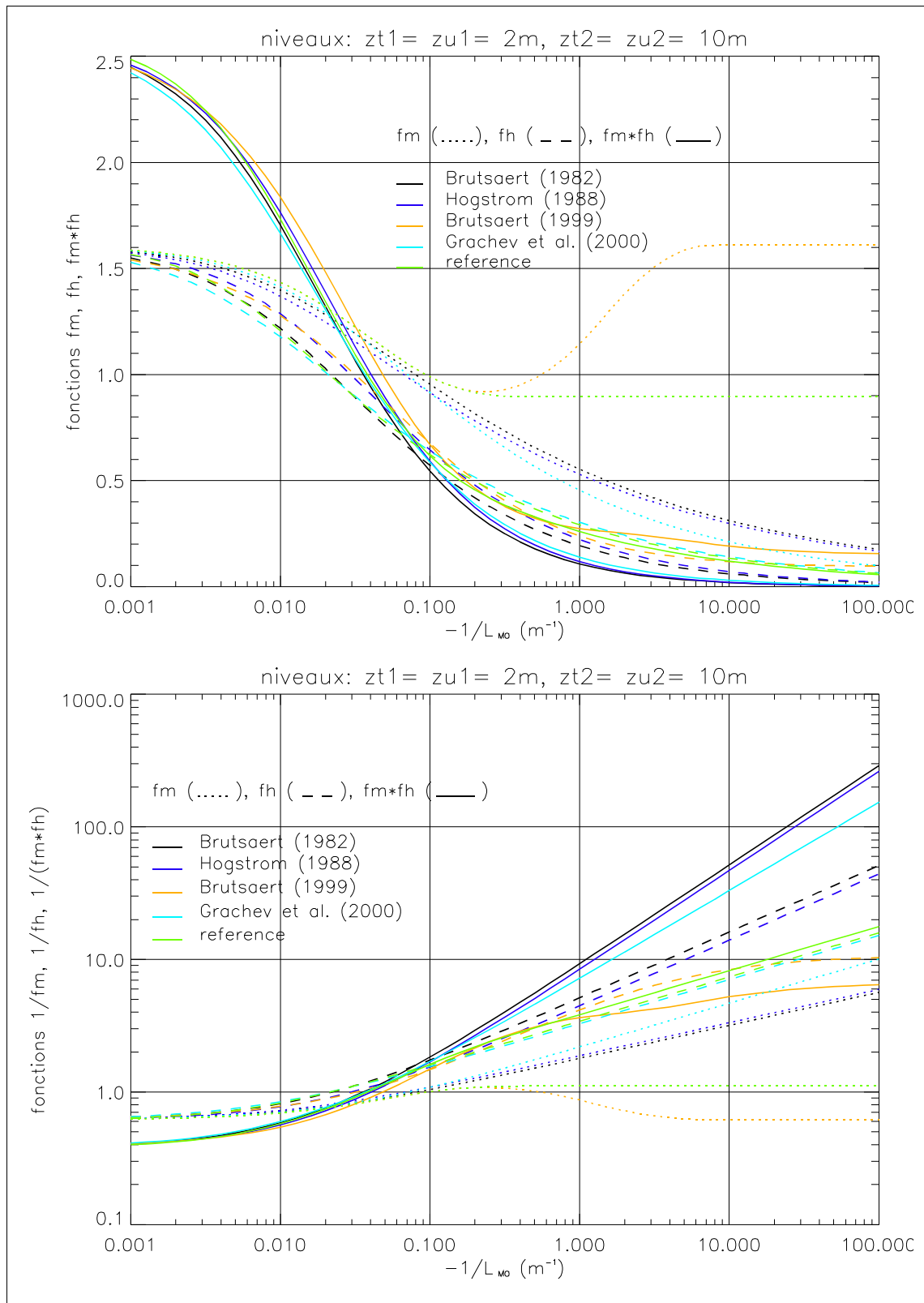


Figure 3.15: (a) fonctions f_m , f_h , f_m*f_h et (b) fonctions $1/f_m$, $1/f_h$, $1/(f_m*f_h)$ atmosphère instable calculées pour les niveaux $z_1= 2$ m et $z_2= 10$ m.

paramètre de stabilité ζ va donc jusqu'à -20 à 2 m et -100 à 10 m ce qui explique que l'on arrive dans une zone de grande sensibilité des fonctions de stabilité.

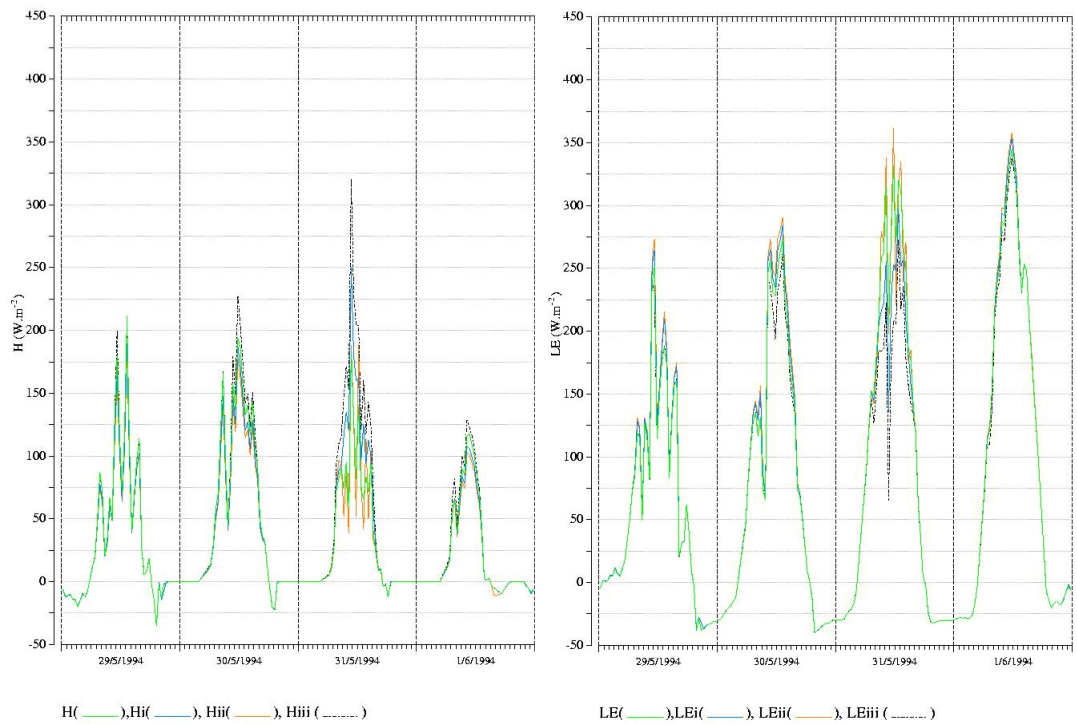


Figure 3.16: Comparaison des flux turbulents calculés à Melle avec différentes fonctions de stabilité.

Les résultats globaux des comparaisons sont donnés au tableau 3.12a ci-dessous pour l'année 1996 à Melle. La valeur absolue du biais reste inférieure à 1 W.m^{-2} et l'écart quadratique moyen est de l'ordre de 3 à 4 W.m^{-2} dans le cas des trois premiers scénarios. Comparé à la simulation obtenue à l'aide des fonctions de référence adoptées ici, la simulation "iv" est la mieux corrélée, et la simulation "iii" est la moins bien corrélée. Ces résultats globaux sont vraisemblablement peu influencés par les situations stables nocturnes. En effet, les fonctions de stabilité d'Holtslag et de Bruin (1988) sont utilisées dans la simulation "iii" comme dans la simulation de référence et ne permettent pas d'expliquer la

Tableau 3.12a: Indices statistiques de comparaison des flux turbulents calculés à Melle en 1996 avec les fonctions de stabilités de référence et quatre autres choix dénotés par *i* à *iv* dans le texte.

	H_i	H_{ii}	H_{iii}	H_{iv}	LE_i	LE_{ii}	LE_{iii}	LE_{iv}
m	12.888	12.891	13.047	12.857	12888	12.891	13.047	12.857
$\langle h \rangle (\text{W.m}^{-2})$	7,0	6,9	6,9	7,1	43,5	43,3	42,6	43,3
$b (\text{W.m}^{-2})$	-0,6	-0,9	0,8	-0,1	0,6	0,9	-0,8	0,1
$rms (\text{W.m}^{-2})$	3,0	3,7	4,2	1,0	3,0	3,7	4,2	1,0
r_{cor}	0,996	0,995	0,991	0,999	0,999	0,999	0,999	1,000
r_{ntd}	0,988	0,983	0,977	0,999	0,999	0,998	0,997	1,000

Tableau 3.12b: Indices statistiques de comparaison des flux turbulents calculés à Melle en 1996 avec les fonctions de stabilités de référence et quatre autres choix dénotés par *i* à *iv* dans le texte. Les flux pris en compte sont supérieurs à 10 W.m⁻².

	H_i	H_{ii}	H_{iii}	H_{iv}	LE_i	LE_{ii}	LE_{iii}	LE_{iv}
<i>m</i>	2.700	2.659	2734	2.732	5.903	5.907	5.894	5.869
$\langle h \rangle$ (W.m ⁻²)	48,6	48,8	48,1	48,2	110,7	110,3	110,8	110,6
<i>b</i> (W.m ⁻²)	-2,7	-4,3	3,6	-0,2	1,3	2,0	-1,7	0,1
<i>rms</i> (W.m ⁻²)	6,6	8,1	9,1	2,1	4,5	5,4	6,2	1,4
r_{cor}	0,989	0,986	0,978	0,999	0,999	0,998	0,998	1,000
r_{ntd}	0,968	0,951	0,938	0,997	0,997	0,995	0,995	1,000

Tableau 3.13: même comparaison que pour le tableau 3.12a, mais détaillé en différentes classes de stabilité de la simulation de référence dans le cas de l'atmosphère instable. σ_h désigne l'écart-type de *h* obtenu avec les fonctions de référence; *Sc* renvoie au numéro de scénario; *i*: Högstrom (1988), *ii*: Brutsaert (1999), *iii*: Brutsaert (1982), *iv*: Grachev *et al.* (2000).

Sc		H			LE		
		$10^{-3} \leq -1/L_{MO} < 0,1$ $0,1 \leq -1/L_{MO} < 1$ $1 \leq -1/L_{MO} < 10$			$10^{-3} \leq -1/L_{MO} < 0,1$ $0,1 \leq -1/L_{MO} < 1$ $1 \leq -1/L_{MO} < 10$		
<i>m</i>	<i>m</i>	3675	476	93	3675	476	93
	$\langle h \rangle$ (W m ⁻²)	29,7	45,3	37,6	129,4	181,8	198,8
	σ_h (W m ⁻²)	37,5	32,1	27,0	80,9	90,8	85,8
<i>i</i>	<i>b</i> (W m ⁻²)	-2,5	1,0	12,5	2,5	-1,0	-12,5
	<i>rms</i> (W m ⁻²)	4,5	4,0	16,6	4,5	4,0	16,6
	r_{cor}	1,0	0,993	0,989	0,999	0,999	0,993
	r_{ntd}	0,985	0,984	0,619	0,997	0,998	0,962
<i>ii</i>	<i>b</i> (W m ⁻²)	-3,4	1,4	1,9	3,4	-1,4	-1,9
	<i>rms</i> (W m ⁻²)	6,0	8,5	9,0	6,0	8,5	9,0
	r_{cor}	0,999	0,97	0,959	0,998	0,996	0,994
	r_{ntd}	0,974	0,933	0,898	0,994	0,991	0,989
<i>iii</i>	<i>b</i> (W m ⁻²)	0,5	11,2	25,2	-0,5	-11,2	-25,2
	<i>rms</i> (W m ⁻²)	1,8	14,7	32,5	1,8	14,7	32,5
	r_{cor}	0,999	0,990	0,987	1,000	0,995	0,972
	r_{ntd}	0,998	0,788	-0,45	0,999	0,972	0,848
<i>iv</i>	<i>b</i> (W m ⁻²)	0,1	-1,9	-2,3	-0,1	1,9	2,3
	<i>rms</i> (W m ⁻²)	1,0	2,3	2,7	1,0	2,3	2,7
	r_{cor}	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
	r_{ntd}	0,999	0,995	0,990	1,000	0,999	0,999

moins bonne corrélation obtenue dans le scénario “iii”. Nous reviendrons sur ce point ci-dessous.

On peut voir que ces résultats se confirment lorsque l'on s'intéresse plus spécifiquement aux situations diurnes. Le tableau 3.12b reprend les mêmes comparaisons mais uniquement pour les flux positifs supérieurs à 10 W.m^{-2} . Dans ces cas et pour les trois premiers scénarios, les biais sont en valeur absolue compris entre 3 et 4 W.m^{-2} et les écarts quadratiques moyens se situent entre 2 et 9 W.m^{-2} pour H et 1 et 6 W.m^{-2} pour LE .

Aux tableaux 3.13 and 3.14, ayant respectivement trait à l'atmosphère instable et à l'atmosphère stable, nous détaillons les résultats pour différentes classes de stabilité. D'une manière générale, les valeurs de rms augmentent lorsque la stabilité ou l'instabilité croît. Dans les cas stables, (tableau 3.14) le biais, le rms et les valeurs de flux restent petites en comparaison des cas instables (tableau 3.13). Les valeurs de rms les plus élevées correspondent à la simulation “iii” pour les cas les plus instables. Ceci ne peut s'expliquer que partiellement par les valeurs relatives des différentes fonctions de stabilité. Il faut encore tenir compte du fait que dans les différents scénarios, la longueur de Monin-Obukhov elle même n'a pas les mêmes valeurs.

Tableau 3.14: même comparaison qu'au tableau 3.13, mais pour l'atmosphère stable. Comparaisons effectuées avec les fonctions de de Bruin and Holtslag (1988) (adoptée comme fonctions de référence et utilisées dans les scénarios “iii” and “iv”) et les fonctions de Beljaars et Holtslag (1991) (utilisées dans les scénarios *i* et *ii*).

	H			LE		
	$10^{-3} \leq I/L_{MO} < 0,1$	$0,1 \leq I/L_{MO} < 1$	$1 \leq I/L_{MO} < 10$	$10^{-3} \leq I/L_{MO} < 0,1$	$0,1 \leq I/L_{MO} < 1$	$1 \leq I/L_{MO} < 10$
m	4064	852	472	4064	852	472
$\langle h \rangle \text{ (W m}^{-2}\text{)}$	-10,6	-1,1	-0,9	14,8	-13	-19,2
$\sigma_h \text{ (W m}^{-2}\text{)}$	8,8	1,1	0,9	34,1	12,9	13,0
$b \text{ (W m}^{-2}\text{)}$	-0,2	0,4	0,7	0,2	-0,4	-0,7
$rms \text{ (W m}^{-2}\text{)}$	0,4	0,6	1,0	0,4	0,6	1,0
r_{cor}	1,000	0,897	0,775	1,000	1,000	0,999
r_{ntd}	0,998	0,668	-0,143	1,000	0,997	0,994

Le tableau 3.15 se rapporte aux valeurs de L_{MO} des scénarios “iii” et “iv” qui correspondent aux simulations de flux les plus contrastées. On peut voir que la corrélation avec les valeurs de référence est élevée mais que dans les classes les plus instables, les valeurs estimées par les scénarios “iii” et “iv” ont systématiquement des valeurs absolues de L_{MO} plus grandes (plus petites valeurs absolues de I/L_{MO}). Ce déplacement est plus important dans le cas du scénario “iv” de sorte que $I/(f_m * f_h)$ atteint fortuitement des valeurs similaires dans le cas des fonctions de Grachev *et al.* (2000) et des fonctions de référence utilisées avec leurs valeurs respectives de L_{MO} .

Dans le cas de l'atmosphère stable, le tableau 3.16 montre que les valeurs de L_{MO} obtenues avec les deux paires de fonctions considérées sont bien corrélées à l'exception de

la classe la plus stable. Dans ce dernier cas, l'ordre de grandeur des flux est très petit et l'incertitude sur les fonctions de stabilité n'a que peu d'incidence sur leur estimation (cf. tableau 3.14).

Tableau 3.15: comparaison des valeurs de L_{MO} (m) simulées avec les fonctions de référence et obtenues par les scénarios “iii” (Brutsaert, 1982) et “iv” (Grachev *et al.*, 2000) fournissant les valeurs de flux les plus contrastées; atmosphère instable à Melle. Les trois premières lignes se rapportent à la simulation de référence

		$0,001 \leq -1/L_{MO} < 0,1$ $-1000 \leq L_{MO} < -10$ m	$0,1 \leq -1/L_{MO} < 1$ $-10 \leq L_{MO} < -1$ m	$1 \leq -1/L_{MO} < 10$ $-1 \leq L_{MO} < -0,1$ m
	m	3675	476	93
	$\langle h \rangle$ (m)	-163,4	-5,4	-0,5
	σ_h (m)	240,9	2,6	0,3
iii	b (m)	-5,1	-0,6	-0,7
	rms (m)	8,1	0,7	0,8
	r_{cor}	1,000	0,998	0,986
	r_{ntd}	0,999	0,932	-6,591
iv	b (m)	-3,0	-1,9	-1,5
	rms (m)	8,2	1,9	1,5
	r_{cor}	0,999	0,999	0,992
	r_{ntd}	0,999	0,63	-0,018

Tableau 3.16: comparaison des valeurs simulées de L_{MO} (m) avec les fonctions de références de Holtslag et de Bruin (1988) et avec les fonctions de Beljaars et Holtslag (1991); atmosphère stable à Melle.

	$0,001 \leq 1/L_{MO} < 0,1$ $10 < L_{MO} \leq 1000$ m	$0,1 \leq 1/L_{MO} < 1$ $1 < L_{MO} \leq 10$ m	$1 \leq 1/L_{MO} < 10$ $0,1 < L_{MO} \leq 1$ m
m	4064	852	472
$\langle h \rangle$ (m)	221,0	2,4	0,8
σ_h (m)	274,6	2,1	0,1
b (m)	0,8	-0,1	-0,6
rms (m)	1,3	0,9	0,7
r_{cor}	1,000	0,981	0,100
r_{ntd}	1,000	0,819	-20,960

Nous allons voir à présent que les conditions météorologiques moyennes (le climat) auxquelles est soumise la station considérée influencent le résultat des tests de sensibilité au choix des fonctions de stabilité. Le tableau 3.17 reprend pour la station de Cabauw la comparaison de la simulation “iii” et de la simulation avec les fonctions de stabilité adoptée. Le tableau 3.17 indique que la simulation “iii” est mieux corrélée à Cabauw qu’à Melle avec la simulation effectuée avec les fonctions de stabilité adoptées dans cette recherche. Les

valeurs de biais et d'écart quadratiques moyens y sont également plus faibles que dans les tableaux 3.22a et 3.22b. On se souvient que les niveaux de mesure sont différents à Cabauw et à Melle et qu'un seul niveau est utilisé pour le vent dans la procédure opérationnelle de Cabauw. Cependant, et c'est probablement le facteur qui explique les différences de sensibilité, la comparaison entre Melle et Cabauw des données d'entrée du modèle indique qu'en moyenne, la vitesse du vent à 10 mètres (niveau commun aux deux stations) est plus faible à Melle ce qui induit en moyenne des valeurs absolues des longueurs de Monin-Obukhov L_{MO} plus faibles, des paramètres de stabilité ζ plus grands en valeur absolue et donc une plus grande sensibilité aux fonctions de stabilité.

Tableau 3.17: Indices statistiques de comparaison des flux turbulents calculés à Cabauw en 1996 avec le choix proposé de fonctions de stabilités et le choix dénotés par *iii* dans le texte. a. prise en compte de toutes les valeurs des flux; b. prise en compte des valeurs de flux supérieures à 10 W.m^{-2} .

	a. toutes valeurs		b. valeurs $> 10 \text{ W.m}^{-2}$	
	H_{iii}	LE_{iii}	H_{iii}	LE_{iii}
n	11.451	11.451	3.592	5.942
$\langle h \rangle (\text{W.m}^{-2})$	13,6	51,5	69,7	112,2
$b (\text{W.m}^{-2})$	0,5	-0,5	1,3	-0,8
$rms (\text{W.m}^{-2})$	2,2	2,2	3,8	3,0
r_{cor}	0,999	1,000	0,998	0,999
r_{ntd}	0,998	0,999	0,995	0,999

La figure 3.17 illustre les histogrammes de L_{MO} obtenus avec les fonctions de stabilité de référence en 1996 aux stations de Melle et de Cabauw. La partie a de la figure indique qu'entre 50 % (à Cabauw) et 70 % (à Melle) des valeurs absolues de L_{MO} sont inférieures à 100 m. La partie b de la figure montre ces résultats de manière plus détaillée pour les petites valeurs de L_{MO} . Les valeurs $1/L_{MO}$ sont présentées à la figure 3.18 au moyen d'un histogramme particulier ayant des classes de même largeur en axe logarithmique. Nous proposons cette représentation similaire à celle qui est habituellement adoptée pour représenter les fonctions de stabilité et qui permet notamment d'examiner de manière plus détaillée les cas les plus stables ou instables. La dernière classe partant de 10 rassemble les valeurs absolues of L_{MO} limitées à $\pm 0,1 \text{ m}$ par le modèle. De tels événements ne sont pas rares, notamment en atmosphère stable (environ 7 % à Cabauw et 20 % à Melle). La première partie de la figure montre clairement la fréquence plus élevée de cas instables à Melle qu'à Cabauw, avec des valeurs de $1/L_{MO}$ comprises entre 1 et 10.

Ainsi, la sensibilité d'un modèle tel celui qui est utilisé ici au choix des fonctions de stabilité peut varier en fonction des conditions météorologiques auxquelles les stations considérées sont soumises. Par conséquent, les sensibilités les plus élevées à la forme des fonctions de stabilité doivent être attendues dans des conditions favorisant les vents faibles et les températures élevées, c.-à-d. les surfaces rugueuses de plaines soumises à un climat de type continental en conditions estivales. Cependant, des cas d'instabilités élevées ne sont pas si rares pour des climats plus tempérés comme celui de la région de Melle.

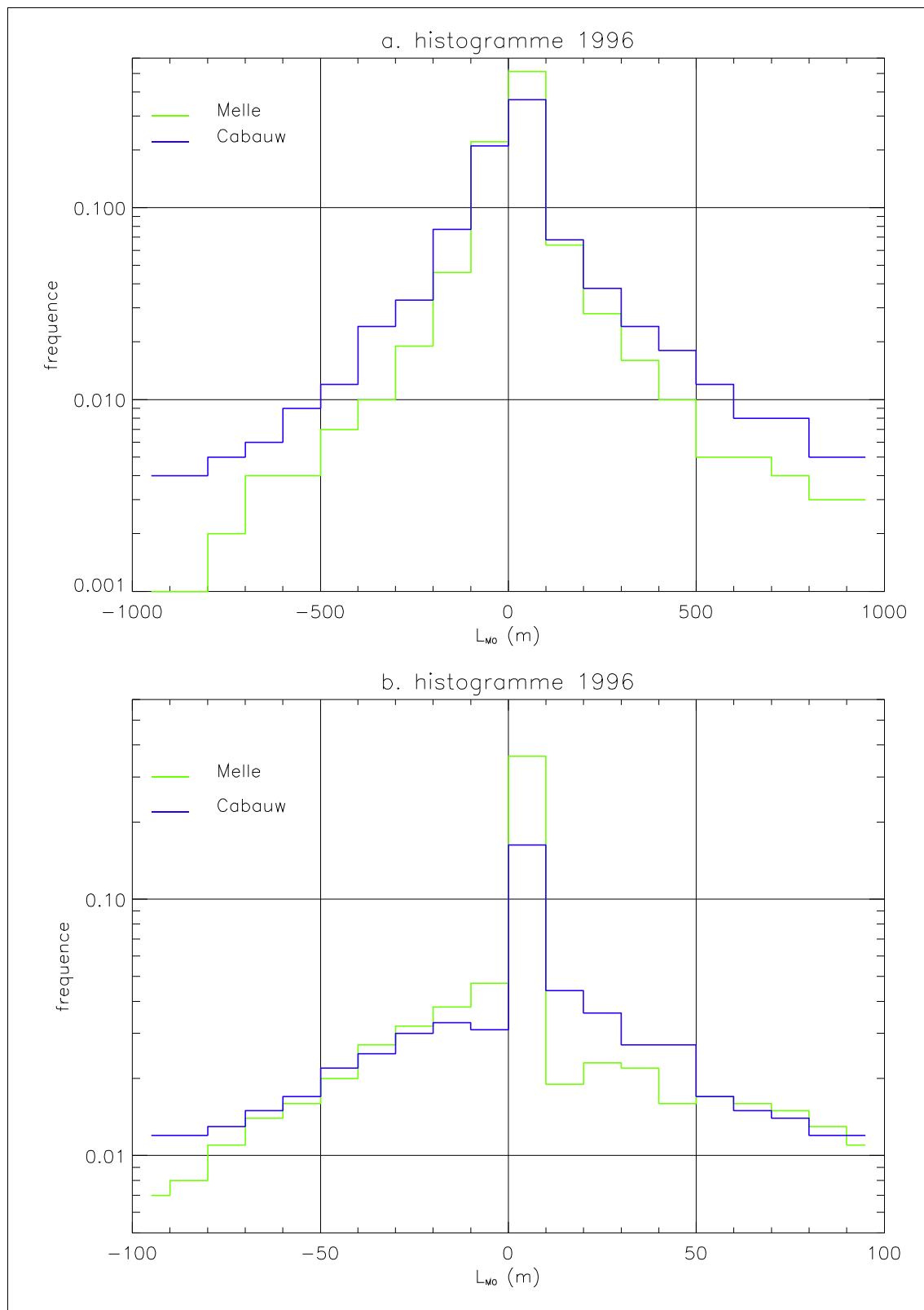


Figure 3.17: histogrammes des valeurs moyennes sur des périodes de 30 minutes de L_{MO} aux stations de Melle et Cabauw en 1996. (a) ensemble complet de valeurs de L_{MO} considérées, (b) détail pour l'intervalle -100 à 100 m.

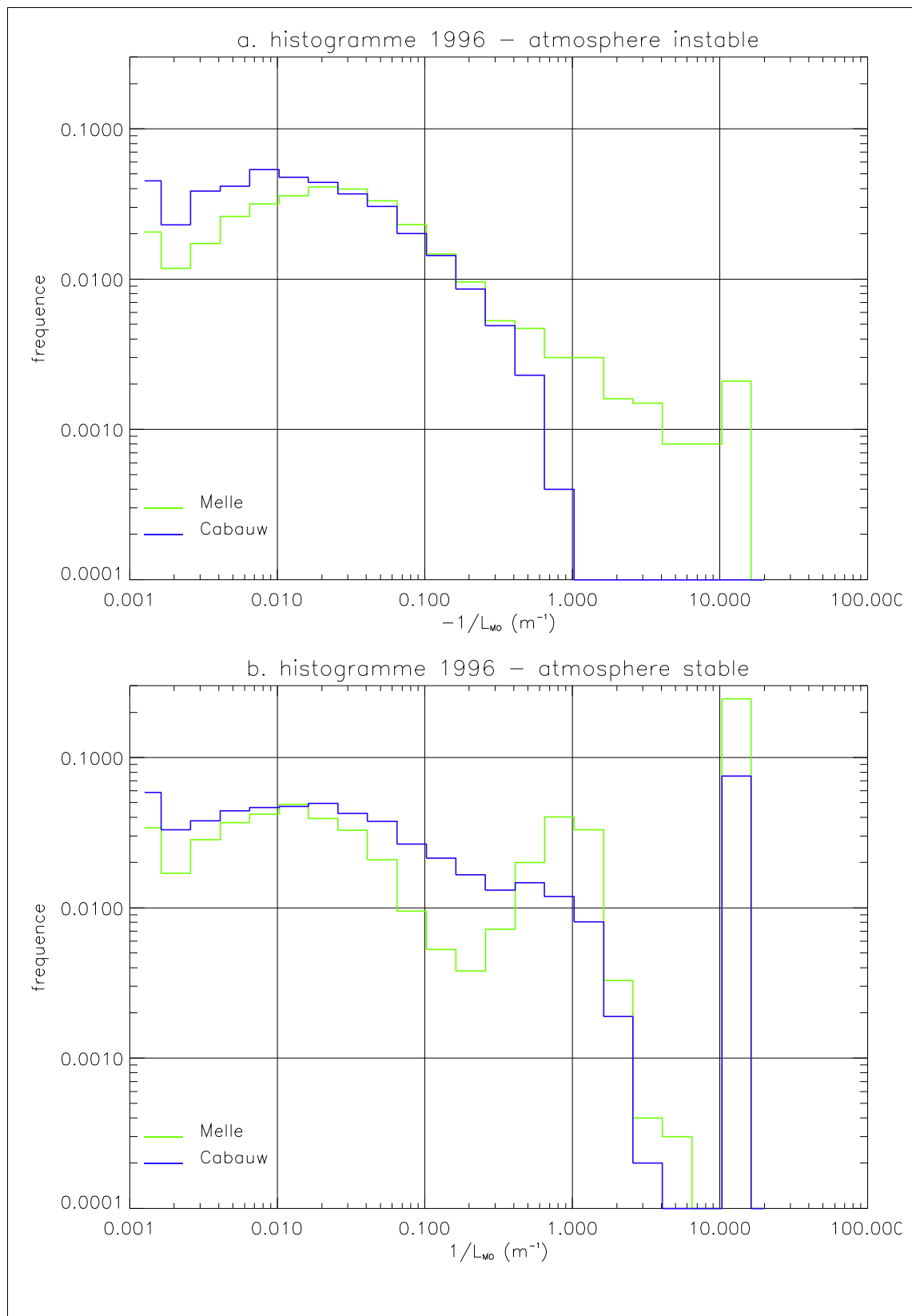


Figure 3.18: histogrammes des valeurs moyennes sur des périodes de 30 minutes de L_{MO} aux stations de Melle et Cabauw en 1996. (a) histogramme de $1/L_{MO}$ avec des classes de largeur variable (axe x logarithmique) pour l'atmosphère instable, (b) similaire à (a) pour l'atmosphère stable; les valeurs absolues de L_{MO} inférieures ou égales à 0,1 m sont rassemblées dans la dernière classe à main droite.

III.4.B Analyse de sensibilité du modèle aux erreurs de mesure sur les données d'entrée

a. Méthodologie.

/i. introduction.

Le calcul d'erreur est un outil généralement proposé afin d'étudier la sensibilité d'une fonction (ou d'un modèle) y à des incertitudes qui peuvent exister au niveau des valeurs des variables $x_1, x_2, \dots, x_n$ dont cette fonction dépend.

Ainsi, l'erreur Δy de la fonction y autour de x_0 ($x_{01}, x_{02}, \dots, x_{0n}$) est généralement écrite, pour un accroissement ou erreur Δx ($\Delta x_1, \Delta x_2, \dots, \Delta x_n$)

$$\Delta y = \sum_{i=1}^n \left| \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \right)_{x_0} \Delta x_i \right| \quad (3.60)$$

lorsque les variables x_i sont indépendantes.

Cette erreur Δy est alors estimée pour les Δx respectifs et en quelque sorte maximisée puisque les valeurs absolues des différents termes du développement de $y(x_0 + \Delta x) - y(x_0)$ sont adoptées. Cette démarche pose cependant deux problèmes pratiques majeurs.

Elle demande tout d'abord que les Δx_i restent petits car le développement en série de Taylor de la fonction y est limitée à ses termes du premier ordre. Il n'est pas toujours possible d'assurer cette linéarité locale car les Δx_i ne sont pas nécessairement petits ou au contraire parce que la fonction y peut être fortement non linéaire.

Ensuite, cette technique ne tient pas compte de la nature physique des questions à traiter. En effet, quel est le sens d'examiner la sensibilité de y à par exemple une augmentation d'un degré de la température si l'on désire analyser la sensibilité de y à l'incertitude qui existe sur la mesure de la température elle-même? Cette incertitude sur la mesure existe mais n'est pas connue a priori à tout moment. Il s'agit d'une variable aléatoire qui est caractérisée par une valeur centrale, un écart-type et d'autres caractéristiques de dispersion. Elle sera tantôt positive, tantôt négative sans que l'on sache pour autant à chaque instant t_0 ce qu'elle vaut réellement.

Face à ces deux objections majeures, il faut utiliser un outil mathématique qui ne demande pas nécessairement la linéarisation de la fonction y autour d'un point x_0 et qui permette de tenir compte d'une manière probabiliste de l'erreur aléatoire qui entache les mesures. La fonction y est de ce fait définie comme une fonction de variables aléatoires. L'outil probabiliste associe à tout Δx la probabilité qu'un tel événement ait lieu. Il ne fournit donc pas une maximalisation de l'erreur de y en fonction de Δx mais une valeur moyenne de l'erreur ainsi que tous les autres indicateurs de dispersion.

Enfin, nous verrons que la technique proposée ici présente l'avantage de pouvoir être appliquée à des fonctions ou modèles comprenant des calculs itératifs. Elle pourra être

appliquée aisément au modèle exploité dans ce chapitre.

/iii. description de la méthodologie.

Soit

$$y = y(x_1, x_2, \dots, x_n, t) \quad (3.61)$$

une fonction de n variables indépendantes x_i et du temps t . L'objectif consiste à estimer l'espérance mathématique de cette fonction, ainsi que divers moments centrés d'ordres supérieurs, à chaque instant t_0 et pour des intervalles de temps T .

Pour tout instant t_0 , l'espérance mathématique ou moyenne est donnée par

$$E_{t_0} = E\{y \mid t = t_0\} = \int_{D_X} y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) dF(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) \quad (3.62)$$

où $F(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)$ désigne la fonction de répartition des variables x_i à l'instant t_0 et D_X le domaine d'intégration des variables x_i . Lorsque la fonction F est dérivable, l'expression (3.62) peut encore s'écrire

$$E_{t_0} = \int_{D_X} y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) f(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) dx \quad (3.63)$$

où $f(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)$ est la densité de probabilité de l'ensemble des variables x_i à l'instant t_0 . Les variables x_i étant supposées indépendantes, la relation (3.63) peut encore s'exprimer par

$$E_{t_0} = \int_{D_{x_1}} \int_{D_{x_2}} \dots \int_{D_{x_n}} y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) f_{x_1 t_0} f_{x_2 t_0} \dots f_{x_n t_0} dx_1 dx_2 \dots dx_n \quad (3.64)$$

où $f_{x_i t_0} = f(x_i, t_0)$ désigne cette fois la densité de probabilité de la variable x_i et D_{x_i} le domaine d'intégration de cette variable.

D'une manière similaire, la variance de la fonction y est donnée en t_0 par

$$Var_{t_0} = Var\{y \mid t = t_0\} = \int_{D_X} [y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) - E_{t_0}]^2 dF(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) \quad (3.65)$$

qui peut encore s'exprimer, lorsque la fonction de répartition est dérivable et que les variables x_i sont indépendantes par

$$Var_{t_0} = \int_{D_{x_1}} \int_{D_{x_2}} \dots \int_{D_{x_n}} [y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)]^2 f_{x_1 t_0} f_{x_2 t_0} \dots f_{x_n t_0} dx_1 dx_2 \dots dx_n - E_{t_0}^2 \quad (3.66)$$

Les moments d'ordres m supérieurs peuvent être exprimés par une généralisation de l'expression (3.65) par

$$Mom_{m, t_0} = Mom_m\{y \mid t = t_0\} = \int_{D_X} [y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) - E_{t_0}]^m dF(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)$$

Pour un intervalle de temps T défini par le domaine D_T , l'espérance et la variance s'expriment respectivement par

$$E_T = E\{E_t\} = \int_{D_T} E_{tT} dt \quad (3.67)$$

et

$$Var_T = Var\{Var_t\} = \int_{D_T} Var_{tT} dt \quad (3.68)$$

L'estimation de E_{t_0} permet d'évaluer le biais moyen de l'estimation effectuée en ne calculant la valeur de la fonction y qu'en un seul point x_0 de coordonnées $(x_{01}, x_{02}, \dots, x_{0n})$ en $t = t_0$.

Soit B_{t_0} le biais moyen en $t = t_0$ défini par

$$B_{t_0} = E_{t_0} - y_{t_0} = E\{y \mid t=t_0\} - E\{(y - y_{t_0}) \mid t=t_0\} \quad (3.69)$$

Il est intéressant de noter que ce biais est nul lorsque y est une fonction symétrique autour de (x_0, y_0) , c.-à.-d. $y(x_0 + \Delta x, t_0) - y_{t_0} = -[y(x_0 - \Delta x, t_0) - y_{t_0}]$ et que les f_{x,t_0} sont centrés et symétriques autour de x_0 . Dans la majorité des cas, il n'est pas possible de garantir que ce biais soit nul.

L'erreur d'estimation moyenne B_{t_0} permet de calculer également l'erreur moyenne quadratique RMS_{t_0} autour de la valeur estimée y_{t_0}

$$\begin{aligned} RMS_{t_0}^2 &= E\{(y - y_{t_0})^2 \mid t=t_0\} = E\{(y - E_{t_0} + E_{t_0} - y_{t_0})^2 \mid t=t_0\} \\ &= E\{(y - E_{t_0})^2 + 2(y - E_{t_0})B_{t_0} + B_{t_0}^2 \mid t=t_0\} \\ &= var_{t_0} + B_{t_0}^2 \end{aligned} \quad (3.70)$$

car $E\{(y - E_{t_0}) \mid t=t_0\} = 0$. On voit donc que $RMS_{t_0}^2 \geq var_{t_0}$.

A noter encore que $SE_{t_0} = \sqrt{var_{t_0}}$ et RMS_{t_0} donnent une indication de la dispersion moyenne respectivement autour de la valeur centrale E_{t_0} et autour de l'estimation y_0 . Elles peuvent être associées au Δy fourni par le calcul d'erreur.

Le biais moyen dans l'intervalle de temps T est défini par

$$B_T = \int_{D_T} B_t dt \quad (3.71)$$

ainsi que l'erreur moyenne quadratique RMS_T

$$RMS_T^2 = \int_{D_T} RMS_t^2 dt = Var_T + \int_{D_T} B_t^2 dt. \quad (3.72)$$

L'erreur relative d'estimation est souvent utilisée comme outil de description de la qualité d'une estimation car elle donne une idée de la proportion que représente l'erreur commise par rapport à l'estimation adoptée. Il n'est cependant pas prudent de l'utiliser sans précaution, notamment lorsque l'on traite des variables ou fonctions caractérisées par des cycles diurnes et/ou annuels, et présentant au cours de ces cycles une alternance de petites

et de grandes valeurs absolues. En effet, mêler lors de l'intégration sur le domaine des données d'entrée D_x et le domaine temporel D_T de grandes erreurs relatives sur de petites valeurs y et de petites erreurs relatives sur de grandes valeurs y , peut ne pas donner une image claire du biais relatif d'estimation sur le domaine complet. Il est donc plus pratique de calculer l'erreur relative ERI , après intégration comme étant

$$ERI_{t_0} = \frac{B_{t_0}}{E_{t_0}} \quad (3.73)$$

et
$$ERI_T = \frac{B_T}{E_T} . \quad (3.74)$$

D'autres définitions peuvent être adoptées en ce qui concerne l'erreur relative comme par exemple

$$ER2_{t_0} = \frac{RME_{t_0}}{E_{t_0}} \quad (3.75)$$

et
$$ER2_T = \frac{RME_T}{E_T} \quad (3.76)$$

Alors que les relations (3.73) et (3.74) donnent une estimation de l'erreur relative liée à la différence entre l'estimation y et $E(t)$, les relations (3.75) et (3.76) fournissent une estimation de l'erreur relative en terme de la dispersion autour de $E(t)$.

Le calcul des expressions (3.62), (3.65) et des moments suivants requiert la connaissance à chaque instant t_0 de la fonction de répartition $F(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)$. Dans le cas présent, l'étude de sensibilité vise à quantifier la dispersion des résultats d'un modèle physique suite aux incertitudes sur la détermination des variables d'entrées de ce modèle. Ces variables sont les données observées à l'aide d'instruments météorologiques ou les valeurs directement déduites de ces données. Les erreurs commises sur leur estimation sont directement tributaires de la précision des instruments utilisés. Elles peuvent pour cette raison être considérées comme indépendantes même si les différentes variables météorologiques sont liées physiquement entre elles. Les données d'entrées x_i des modèles seront considérées par la suite comme le résultat à chaque instant de processus aléatoires indépendants caractérisés pour chacune d'elles par une valeur moyenne μ_i et un écart-type σ_i . On supposera de plus que la fonction de répartition peut être décrite par un n-uple de fonctions de répartitions de la loi normale de mêmes paramètres. L'espérance mathématique μ_i des valeurs observées x_{i0} au temps t_0 est égale à la valeur moyenne de x_i lorsque cette valeur est bien mesurée ou estimée. Cependant, les observations x_{i0} peuvent par exemple être entachées d'un biais systématique b_i et, dans ce cas, l'espérance mathématique μ_i des valeurs observées sera égale à la valeur $x_{i0} + b_i$.

Dans le cas où les erreurs commises sur l'estimation des variables d'entrée du modèle peuvent être considérées comme indépendantes entre elles et peuvent être décrites à chaque instant par des lois normales de paramètres μ_i et σ_i , les relations (3.62) et (3.65) peuvent encore s'exprimer respectivement par les relations (3.64) et (3.66) qui deviennent

$$E_{t_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \int_{D_{x_{1,0}}} \int_{D_{x_{2,0}}} \dots \int_{D_{x_{n,0}}} y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right]^2} dx_i \quad (3.77)$$

$$Var_{t_0} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \int_{D_{x_{1,0}}} \int_{D_{x_{2,0}}} \dots \int_{D_{x_{n,0}}} [y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)]^2 \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right]^2} dx_i - E_{t_0}^2 \quad (3.78)$$

De la même manière des relations analogues peuvent être obtenues pour les autres moments et pour les autres variables telles le biais ou l'erreur quadratique moyenne. Seuls les cas de l'espérance et de la variance seront traités ici.

Théoriquement, le domaine d'intégration $D_{x_{i,0}}$ s'étend de $-\infty$ à $+\infty$ pour chaque variable x_i . En pratique un domaine d'intégration limité est utilisé. Les limites d'intégrations choisies sont égales à $[\mu_i \pm \alpha \sigma_i] = [(x_{i,0} + b_i) \pm \alpha \sigma_i]$ où α est une constante positive. On notera P_α le résultat de l'intégration des fonctions densité de probabilité sur le domaine limité et tel que

$$P_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \int_{\mu_1 - \alpha \sigma_1}^{\mu_1 + \alpha \sigma_1} \int_{\mu_2 - \alpha \sigma_2}^{\mu_2 + \alpha \sigma_2} \dots \int_{\mu_n - \alpha \sigma_n}^{\mu_n + \alpha \sigma_n} \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right]^2} dx_i \quad (3.79)$$

En normalisant les expressions (3.77) et (3.78) par ce facteur, on obtient

$$E'_{t_0} = \frac{1}{P_\alpha \sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \int_{\mu_1 - \alpha \sigma_1}^{\mu_1 + \alpha \sigma_1} \int_{\mu_2 - \alpha \sigma_2}^{\mu_2 + \alpha \sigma_2} \dots \int_{\mu_n - \alpha \sigma_n}^{\mu_n + \alpha \sigma_n} y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right]^2} dx_i \quad (3.80)$$

$$Var'_{t_0} = \frac{1}{P_\alpha \sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \int_{\mu_1 - \alpha \sigma_1}^{\mu_1 + \alpha \sigma_1} \int_{\mu_2 - \alpha \sigma_2}^{\mu_2 + \alpha \sigma_2} \dots \int_{\mu_n - \alpha \sigma_n}^{\mu_n + \alpha \sigma_n} [y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)]^2 \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right]^2} dx_i - E'_{t_0}{}^2 \quad (3.81)$$

Le biais introduit en substituant les relations (3.80) et (3.81) aux relations (3.77) et (3.78) peut être estimé analytiquement pour autant que les expressions soient intégrables. Ainsi par exemple, dans le cas simple d'une fonction linéaire d'une variable

$$y=x$$

on obtient en intégrant

$$E_{t_0} - E'_{t_0} = 0$$

$$\text{et} \quad Var_{t_0} - Var'_{t_0} = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma^2}{P_\alpha} \alpha e^{-\frac{1}{2}\alpha^2}$$

Dans le cas de la fonction linéaire, le biais sur le calcul de l'espérance est nul, ce qui n'est pas le cas du biais sur l'estimation de la variance. Les valeurs de cette dernière expression sont reprises au tableau 3.18 pour différentes valeurs du paramètre α et ce dans le cas où $\sigma=1$.

Tableau 3.18: Valeur intégrée P_α de la fonction densité de probabilité en fonction de α pour $\sigma=1$ et différence entre le calcul sur le domaine complet et le domaine limité de la variance dans le cas de la fonction $y=x$.

α	P_α	$Var_{t_0} - Var$
1,960	0,950	0,2411
2,576	0,990	0,0752
2,807	0,995	0,0438
3,291	0,999	0,0117

Pour un niveau de probabilité égal à 0,95, le biais sur la variance est égal à 0,24. Pour une fonction constituée d'une somme de variables linéaires (le bilan des flux de rayonnement en surface par exemple), les biais s'additionnent. Il est donc important de considérer un domaine d'intégration suffisamment large. Le choix du paramètre $\alpha=3,291$, correspondant au niveau de probabilité 0,999, garantit une bonne qualité d'intégration (biais sur la variance égal à 0,01 dans l'exemple présenté) et sera utilisé par la suite.

En pratique, la plupart des intégrations ne peuvent être effectuées de manière analytique. Les expressions ci-dessus seront calculées numériquement après discrétisation. Les relations (3.79) à (3.81) en particulier deviennent respectivement

$$P'_\alpha \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \sum_{x_1=\mu_1-\alpha\sigma_1}^{\mu_1+\alpha\sigma_1} \sum_{x_2=\mu_2-\alpha\sigma_2}^{\mu_2+\alpha\sigma_2} \dots \sum_{x_n=\mu_n-\alpha\sigma_n}^{\mu_n+\alpha\sigma_n} \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{x_i-\mu_i}{\sigma_i}\right]^2} \Delta x_i \quad (3.82)$$

$$E'_{t_0} \approx \frac{1}{P'_\alpha \sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \sum_{x_1=\mu_1-\alpha\sigma_1}^{\mu_1+\alpha\sigma_1} \sum_{x_2=\mu_2-\alpha\sigma_2}^{\mu_2+\alpha\sigma_2} \dots \sum_{x_n=\mu_n-\alpha\sigma_n}^{\mu_n+\alpha\sigma_n} y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0) \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{x_i-\mu_i}{\sigma_i}\right]^2} \Delta x_i \quad (3.83)$$

$$Var'_{t_0} \approx \frac{1}{P'_{\alpha} \sqrt{2\pi} \prod_{i=1}^n \sigma_i} \sum_{x_1=\mu_1-\alpha\sigma_1}^{\mu_1+\alpha\sigma_1} \sum_{x_2=\mu_2-\alpha\sigma_2}^{\mu_2+\alpha\sigma_2} \dots \sum_{x_n=\mu_n-\alpha\sigma_n}^{\mu_n+\alpha\sigma_n} [y(x_1, x_2, \dots, x_n, t_0)]^2 \prod_{i=1}^n e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i} \right]^2} \Delta x_i - E'_{t_0} \quad (3.84)$$

avec $\Delta x_i = \frac{2\alpha\sigma_i}{k_i}$

et $x_i = (\mu_i - \alpha\sigma_i) + \sum_{j=1}^{k_i} (j-1) \Delta x_j$

où k_i désigne le nombre impair de pas d'intégration pour la variable i .

En ce qui concerne les méthodes numériques d'intégration, différentes techniques ont été mises au point afin de réduire le biais introduit par la discrétisation (Press *et al.*, 1986). Certaines de ces méthodes introduisent par exemple des facteurs correctifs à proximité des bornes d'intégration. En notant $l_i = (k_i - 1)/2$, citons à titre d'exemple les méthodes suivantes:

- "la loi trapézoïdale étendue (d'ordre $1/n^2$)":
 - . pas d'intégration 1 et l_i : facteur de pondération $1/2$;
 - . autres pas d'intégration: facteur de pondération 1;
- "la formule étendue d'ordre $1/n^3$ ":
 - . pas d'intégration 1 et l_i : facteur de pondération $5/12$;
 - . pas d'intégration 2 et $l_i - 1$: facteur de pondération $13/12$;
 - . autres pas d'intégration: facteur de pondération 1;
- "la règle alternative étendue de Simpson (d'ordre $1/n^4$)":
 - . pas d'intégration 1 et l_i : facteur de pondération $17/48$;
 - . pas d'intégration 2 et $l_i - 1$: facteur de pondération $59/48$;
 - . pas d'intégration 3 et $l_i - 2$: facteur de pondération $43/48$;
 - . pas d'intégration 4 et $l_i - 3$: facteur de pondération $49/48$;
 - . autres pas d'intégration: facteur de pondération 1.

La règle de Simpson, plus précise, sera utilisée par la suite. Il faut cependant noter que la correction apportée, estimée dans le cas d'une fonction linéaire, s'est avérée nettement moins élevée (d'un ordre de grandeur) que celle correspondant au choix du facteur α dont il a été question ci-dessus.

b. Application de la méthodologie.

/i. introduction.

La méthodologie présentée ci-dessus a tout d'abord été appliquée à des cas simples afin de tester le bon fonctionnement du programme élaboré. Il s'agit du cas d'une fonction constante et d'une fonction linéaire à une ou plusieurs dimensions. Dans ces cas notamment, les intégrations peuvent être effectuées analytiquement. La méthodologie a ensuite été appliquée au modèle examiné dans ce chapitre. La procédure itérative aboutissant au calcul des flux est mise en oeuvre pour chaque pas d'intégration du calcul basé sur les relations (3.82) à (3.84). Les résultats ci-dessous montrent la sensibilité du flux de chaleur sensible vis-à-vis des erreurs d'observation, ainsi que les répercussions sur l'estimation du flux de chaleur latente déduit du bilan d'énergie en surface.

Le programme principal a été conçu pour traiter des valeurs observées toutes les 30 minutes. Les résultats sont donc disponibles pour ce même pas de temps et sont en outre intégrés sur chaque journée et sur des périodes à définir de plusieurs jours. En ce qui concerne l'intégration sur la journée deux options sont possibles: l'intégration sur l'ensemble de la journée ou l'intégration limitée à la période diurne.

Le cas des valeurs manquantes est traité comme suit: l'intégration au cours de la journée est effectuée pour autant que 90 % des données d'entrée du modèle existent (par exemple dans le cas de l'option d'intégration sur la journée complète, si au-moins 43 des 48 données semi-horaires sont présentes pour chacune des variables d'entrées du modèle considéré). Dans les autres cas, le résultat journalier est considéré comme manquant. L'intégration au cours d'une période de plusieurs jours est réalisée dès que les résultats journaliers sont non manquants, et ce donc sur le nombre effectif de journées non manquantes.

Pour chaque pas de temps de 30 minutes, le programme principal appelle une sous-routine de calcul des paramètres statistiques et fonctionnant selon la méthodologie décrite ci-dessus. Pour chaque variables d'entrée du modèle étudié, il faut fournir au programme principal les paramètres suivants: l'écart-type σ_i , le biais éventuel b_i , le nombre k_i de pas d'intégration Δx_i , le fractile α définissant la largeur de l'intervalle d'intégration et spécifier si l'on souhaite obtenir des valeurs moyennes journalières sur l'ensemble de la journée ou sur la période diurne seulement. A la place de l'écart-type σ_i , nous avons en outre prévu la possibilité d'indiquer une valeur relative rel_i , σ_i étant alors calculé par le programme tel que $\sigma_i = rel_i |x_i|$.

Les variables de sorties du programme sont les valeurs semi-horaires, les valeurs moyennes journalières et les valeurs moyennes pour des périodes de durée à spécifier, des variables suivantes: la valeur y calculée par le modèle, l'espérance mathématique E de l'estimation y , la variance Var de y , l'écart-type SE de y , le biais B de l'estimation y , l'erreur quadratique moyenne RMS de l'estimation y , l'erreur relative ERI liée au biais et l'erreur relative $ER2$ liée à l'erreur moyenne.

/ii. analyse de sensibilité du modèle de calcul des flux.

Nous nous proposons dans cette partie du texte d'appliquer la méthodologie décrite ci-dessus afin d'examiner l'impact d'erreurs de mesures sur le calcul des flux. Nous envisageons tout d'abord des mesures de très bonne qualité et les quatre scénarios d'erreur suivants:

- i./* le rayonnement net (R_n) présente des erreurs caractérisées par un écart-type correspondant à 5 % de sa valeur;
- ii./* le flux de conduction dans le sol (G) présente des erreurs caractérisées par un écart-type correspondant à 5 % de sa valeur;
- iii./* les températures (T) mesurées à 2 et 10 m sont toutes deux sujettes à des erreurs caractérisées par un écart-type de 0,01 °C;
- iv./* les vitesses du vent (u) à 2 et 10 m présentent toutes deux des erreurs caractérisées par un écart-type de 0,1 m.s⁻¹.

Notons en particulier la précision requise pour la mesure de la température, d'un facteur 10 supérieure à celle des dispositifs instrumentaux plus courants de mesure à un seul niveau sous-abri.

Afin d'obtenir une estimation de l'impact de l'utilisation de l'approximation (3.52) lorsque le flux de conduction dans le sol n'est pas observé, nous considérons en outre une variante au scénario *ii.* en envisageant également une valeur d'écart-type plus élevée et égale à 20 % de la valeur moyenne.

Lorsque seule une variable est modifiée (scénarios *i* et *ii*), 50 pas d'intégration ($k_i = 50$) ont été utilisés pour calculer les résultats intégrés pour chaque valeur semi-horaire, bien que l'utilisation de 20 pas seulement ne modifie pas substantiellement les résultats obtenus. Lorsque deux variables sont altérées (scénarios *iii* et *iv*), 20 pas d'intégration sont considérés par variable, afin de maintenir dans un délai raisonnable le temps de calcul. On porte donc à 400 le nombre de simulations des flux nécessaires pour obtenir les résultats intégrés pour chaque demi-heure. La modification des 6 variables ci-dessus simultanément en ne considérant pourtant que 10 pas d'intégration par variable exige 10⁶ simulations des flux par demi-heure. Elle s'est montrée prohibitive en temps de calcul et n'a pas été réalisée sur l'ensemble de la période disponible (47 périodes diurnes traitées ont demandé 2 semaines de temps de calcul).

Les résultats se rapportant à l'ensemble des valeurs semi-horaires disponibles pour l'année 1996 sont indiqués aux tableaux 3.19a (période journalière) et b (période diurne). Nous n'avons pas supposé que les variables d'entrée du modèle soient biaisées. On peut constater que les scénarios envisagés n'impliquent pas de biais importants sur le calcul des flux.

Le flux H est principalement sensible aux erreurs sur la température et sur la vitesse du vent. Les écart-quadratiques moyens sont compris entre 1,5 et 2 W.m⁻² au cours de la

période journalière. Une même erreur se répercute sur le flux de chaleur sensible LE . Si l'on considère uniquement ces deux types d'erreurs, l'impact de l'erreur due à la vitesse du vent est légèrement plus grand au cours de la période journalière, alors que l'effet de l'erreur sur la température est plus élevé au cours de la période diurne. L'ordre de grandeur de l'erreur est similaire, (bien que légèrement inférieur) à celui correspondant à la valeur moyenne du rms lié au **choix des fonctions de stabilité** (voir ci-dessus). Notons l'échantillon fortement réduit (86 jours complets pour la période journalière et 117 jours pour la période diurne) dans le cas du scénario *iv* relatif à la vitesse du vent. En effet, lorsque les gradients de vent sont faibles, des valeurs négatives se produisent en cours d'intégration et sont rejetées par la procédure de calcul des flux. Dès qu'une journée comprend 10 % de demi-heures manquantes, le résultat moyen journalier n'est pas calculé, ce qui réduit l'échantillon des journées "complètes". Les gradients de vent faible se produisent le plus souvent pendant la nuit ce qui explique la plus forte réduction de l'échantillon de valeurs journalières (tableau 3.19a) que de valeurs diurnes (tableau 3.19b).

Tableau 3.19a: Indices statistiques indicatifs des résultats de l'analyse de sensibilité du modèle de calcul des flux à des erreurs sur les données d'entrée. Les différents types d'erreurs *i* à *iv* envisagées sont décrits dans le texte. Résultats intégrés sur l'année 1996 de la simulations des erreurs sur les valeurs semi-horaires des flux au cours de la période journalière (*n* désigne le nombre de journées complètes intervenant dans l'intégration, le nombre de simulations des flux réalisées pour l'intégration est indiqué entre parenthèses). Les valeurs entre [] indiquées en colonne *ii* se rapportent à la variante considérée pour ce scénario.

type d'erreur	<i>i</i> - Rn	<i>ii</i> - G	<i>iii</i> - T	<i>iv</i> - u
<i>n</i>	232 (556,8 10 ³)	242 (580,8 10 ³)	234 (4.492,8 10 ³)	86 (1.651,2 10 ³)
	<i>H</i>			
E_T (W.m ⁻²)	9,23	9,00 [8,81]	8,46	4,44
B_T (W.m ⁻²)	0,00	0,00 [0,00]	0,02	-0,08
RMS_T (W.m ⁻²)	0,14	0,03 [0,11]	1,52	2,33
ERI_T	0,000	0,000 [0,000]	0,002	-0,017
$ER2_T$	0,015	0,003 [0,013]	0,179	0,526
	<i>LE</i>			
E_T (W.m ⁻²)	33,19	34,01 [33,09]	32,34	21,04
B_T (W.m ⁻²)	0,00	0,00 [0,00]	-0,02	0,08
RMS_T (W.m ⁻²)	5,86	0,76 [2,97]	1,52	2,33
ERI_T	0,000	0,000 [0,000]	0,000	0,004
$ER2_T$	0,176	0,022 [0,090]	0,047	0,111

L'impact sur le flux de chaleur sensible de l'erreur qui entache le flux de conduction dans le sol est négligeable; de même l'impact de l'erreur due au rayonnement net est très petit. En effet le flux de conduction dans le sol et le rayonnement net n'interviennent dans le calcul de H que via la longueur de Monin-Obukhov et les fonctions de stabilité. On peut donc s'attendre à un impact relativement faible d'erreurs dues à ces deux variables. Il en va

évidemment tout autrement du flux de chaleur latente qui est directement déduit, dans le modèle, du bilan d'énergie de la surface. Il est tout particulièrement sensible aux erreurs sur le rayonnement net, numériquement plus important que le flux de conduction dans le sol. L'écart-quadratique moyen est égal à $5,9 \text{ W.m}^{-2}$ sur la période journalière et dépasse 7 W.m^{-2} au cours de la période diurne. Les erreurs relatives correspondantes s'élèvent respectivement à 18 et 11 %, valeurs à interpréter compte tenu des cycles journaliers et annuels que présente le flux LE . Si l'on considère **la variante du scénario ii** (lorsque l'on ne dispose pas de mesure de bonne qualité), l'impact sur le flux de chaleur latente de l'erreur entachant le flux de conduction dans le sol n'est pas négligeable et est du même ordre de grandeur que les autres types d'erreurs envisagées.

Notons enfin que l'impact sur le flux de chaleur latente de l'erreur envisagée sur le rayonnement net, est en moyenne sur l'année, du même ordre de grandeur que celui qui résulte du choix des fonctions de stabilité (voir tableaux 3.12 a et b ci-dessus). L'impact sur les flux H et LE des erreurs considérées sur la température et la vitesse du vent est quant à lui un peu plus petit.

Tableau 3.19b: Indices statistiques indicatifs des résultats de l'analyse de sensibilité du modèle de calcul des flux à des erreurs sur les données d'entrée. Les différents types d'erreurs *i* à *iv* envisagées sont décrits dans le texte. Résultats intégrés sur l'année 1996 de la simulation des erreurs sur les valeurs semi-horaires des flux au cours de la période diurne (*n* désigne le nombre de journées complètes intervenant dans l'intégration). Les valeurs entre [] indiquées en colonne *ii* se rapportent à la variante considérée pour ce scénario.

type d'erreur	<i>i</i> - R_n	<i>ii</i> - G	<i>iii</i> - T	<i>iv</i> - u
<i>n</i>	250 (300,0 10^3)	264 (316,8 10^3)	244 (2.342,4 10^3)	117 (1.123,2 10^3)
	<i>H</i>			
E_T (W.m^{-2})	20,02	19,21 [19,03]	19,1	17,08
B_T (W.m^{-2})	0,00	0,00 [0,00]	0,03	0,01
RMS_T (W.m^{-2})	0,16	0,02 [0,07]	1,98	1,82
ERI_T	0,000	0,000 [0,000]	0,001	0,000
$ER2_T$	0,008	0,000 [0,004]	0,104	0,107
	<i>LE</i>			
E_T (W.m^{-2})	69,00	70,10 [69,69]	68,39	62,00
B_T (W.m^{-2})	0,00	0,00 [0,00]	-0,03	-0,01
RMS_T (W.m^{-2})	7,36	0,76 [3,01]	1,98	1,82
ERI_T	0,000	0,000 [0,000]	0,000	0,000
$ER2_T$	0,107	0,011 [0,043]	0,029	0,029

La figure 3.19 présente un exemple de résultats semi-horaires de l'écart-quadratique moyen pour quelques journées en juin 1994. Elle illustre l'impact tout à fait différent de l'imprécision supposée du rayonnement net sur le flux de chaleur sensible et sur le flux de chaleur latente. Si l'on examine le cas du flux de chaleur latente au cours de la période

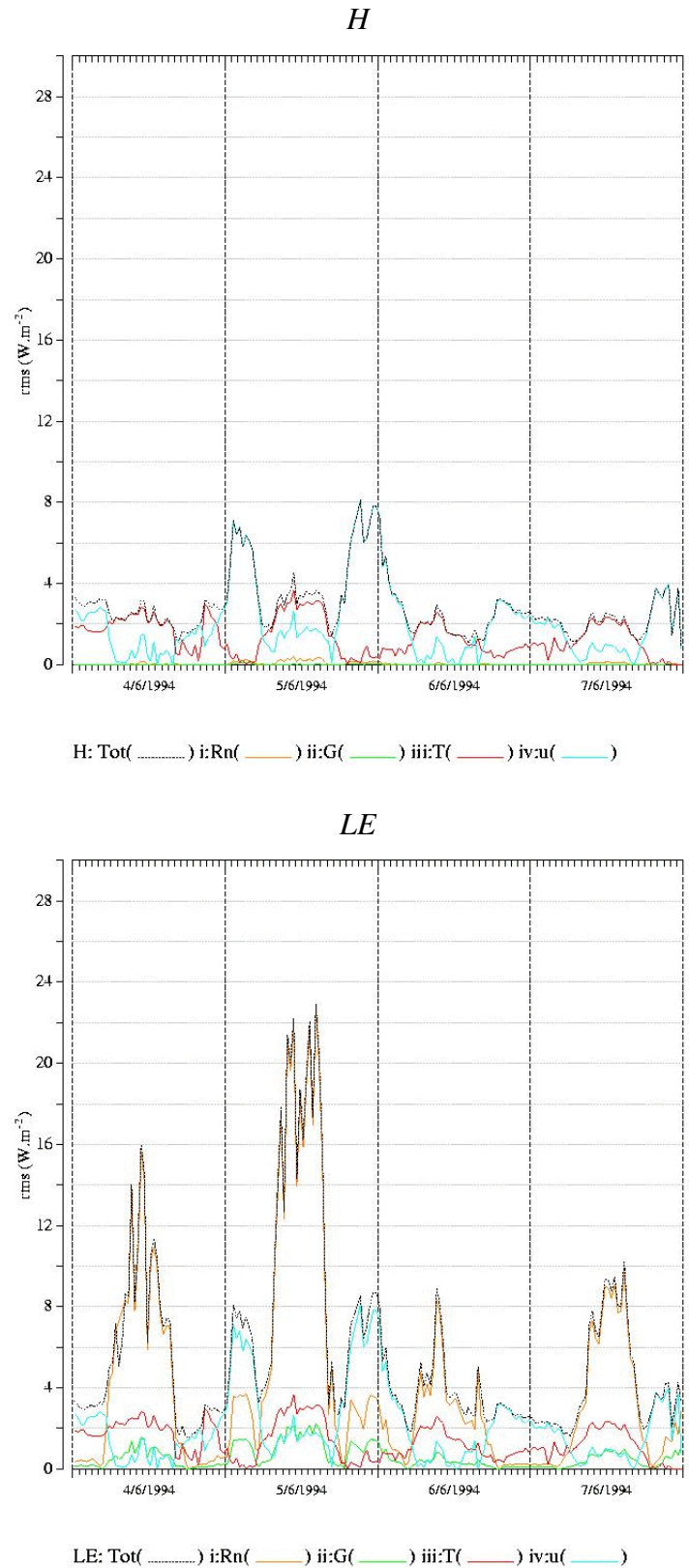


Figure 3.19: Analyse de sensibilité des flux turbulents H et LE calculés à Melle aux erreurs sur les données d'entrée du modèle; différents scénarios d'erreurs (i à iv , voir texte) sont envisagés ainsi que les différents scénarios simultanément (Tot.).

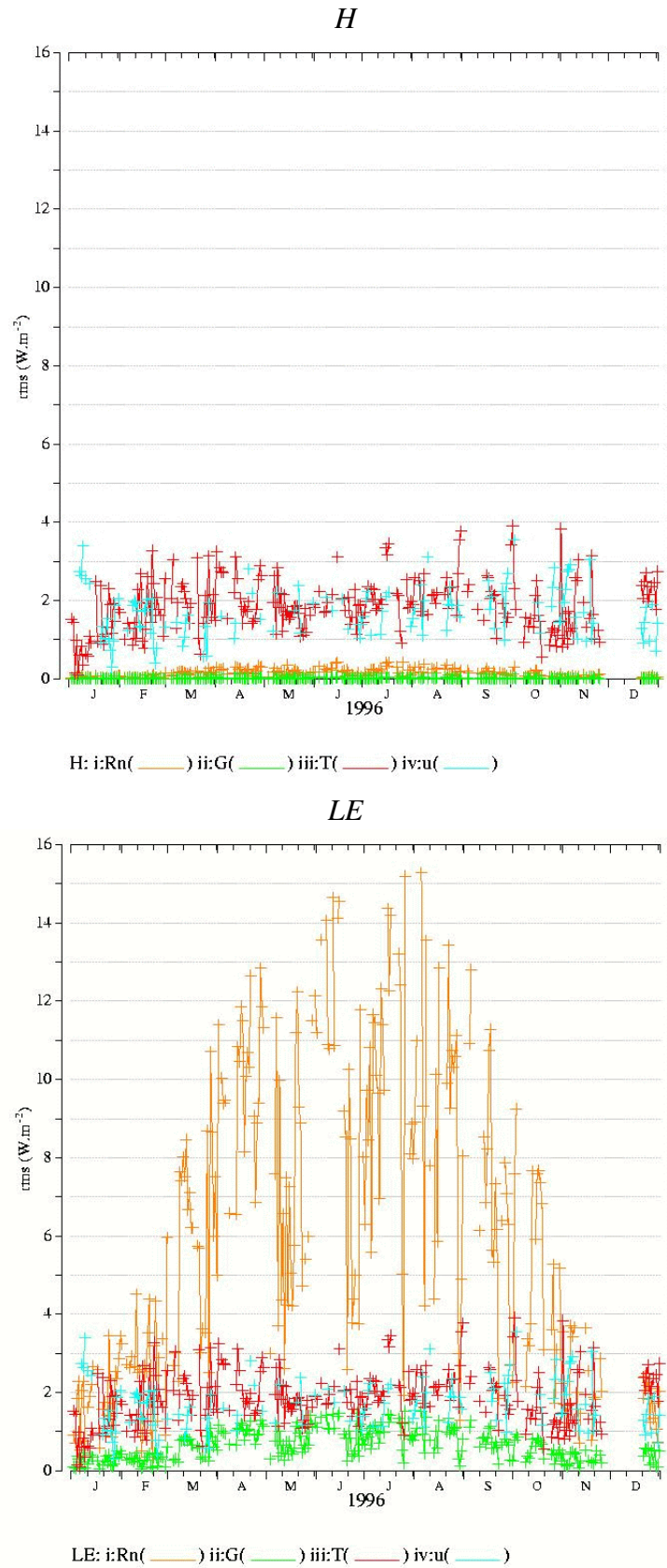


Figure 3.20: Analyse de sensibilité des flux turbulents H et LE calculés à Melle aux erreurs sur les données d'entrée du modèle; différents scénarios d'erreurs (i à iv , voir texte) sont envisagés - moyennes diurnes des résultats semi-horaires pour 1996.

diurne dans les exemples choisis, on peut constater que l'impact de l'incertitude sur le flux de conduction dans le sol est comparable à celui de l'imprécision envisagée sur la vitesse du vent. La figure montre aussi l'importance relative différente le jour et la nuit des erreurs sur la mesure de la température et de la vitesse du vent. Notons encore que **les erreurs ne s'additionnent pas**, puisque la valeur de *rms* obtenue en considérant simultanément les différentes sources d'erreurs *i* à *iv* n'est que légèrement supérieure à la plus grande valeurs de *rms* obtenue en considérant ces scénarios séparément. Il en est de même dans le cas de la variante prise en considération pour le scénario *ii* (non représentée).

La figure 3.20 représente les valeurs moyennes diurnes des écart-quadratiques moyens semi-horaires en 1996. En ce qui concerne le flux de chaleur sensible, les valeurs de *rms* moyen diurne restent inférieures à $0,5 \text{ W.m}^{-2}$ tant en ce qui concerne le scénario *i* (relatif à *Rn*) qu'au scénario *ii* (concernant *G*). Des valeurs de *rms* comprises la plupart du temps entre 1 et 3 W.m^{-2} sont obtenues tout au long de l'année (sans variation annuelle appréciable) pour les scénarios *iii* et *iv*, ayant respectivement trait à la température et à la vitesse du vent. Dans le cas de ces deux derniers scénarios, des valeurs similaires sont obtenues pour le flux de chaleur latente. En général, les valeurs de *rms* moyen diurne relatives au scénario *i* (concernant *Rn*) représentent environ 8 % de la valeur moyenne diurne de *LE* tout au long de l'année. Les valeurs annuelles de *rms* pour ce scénario présentent une variation annuelle. Une valeur absolue de *rms* dépassant 15 W.m^{-2} correspond au mois d'août 1996, mois au cours duquel les valeurs relatives de *rms* restent comprises entre 6 et 10 %.

Nous allons ensuite examiner les résultats obtenus sous d'autres hypothèses que celles qui correspondent aux scénarios d'erreur *i* à *iv* envisagés jusqu'ici. L'impact de **valeurs croissantes de la déviation standard** appliquées à des **données d'entrée non biaisées** est illustré à la figure 3.21.

Le biais *B* reste très proche de 0 et n'est pas représenté. Les valeurs de *RMS* se rapportent au flux de chaleur latente *LE* et sont identiques pour *H* dans le cas des erreurs sur la température t_a ou la vitesse du vent *u*. Nous avons vu précédemment que les flux sont faibles en atmosphère stable (principalement pendant la nuit) et la **sensibilité du modèle au choix des fonctions de stabilité se situe dans l'intervalle de 5 à 10 W.m^{-2} pour les instabilités faibles à modérées**. La figure 3.21 montre que **des valeurs de *RMS* similaires sont atteintes** pour *H* et *LE* quand $\sigma(t_a)$ est compris dans l'intervalle allant de 0,02 à 0,05 K, ou, dans le cas de *LE*, quand *rel* $\sigma(Rn)$ est dans l'intervalle 0,03 à 0,07. Pour la plupart des cas de stabilité, des mesures très précises sont donc nécessaires pour permettre de distinguer valablement l'impact des fonctions de stabilité utilisées dans le calcul des flux.

Dans la figure 3.22, $\sigma(t_a)$ est tout d'abord fixé à 0,01 K (partie supérieure de la figure) pour les deux niveaux de mesure comme c'est le cas dans le scénario *iii*, mais des **valeurs croissantes du biais $b(t_a)$ sont appliquées au second niveau de mesure**, comme lors d'une dérive. Le biais *B* sur *H* ou *LE* n'est plus négligeable et évolue linéairement en fonction du biais de la variable d'entrée altérée. Une valeur de l'ordre de 10 W m^{-2} est atteinte pour un biais $b(t_a) = 0,1 \text{ K}$. Le *RMS* s'accroît aussi en fonction de $b(t_a)$ et montre une évolution légèrement non linéaire. Bien que le *RMS* soit limité à 2 W m^{-2} dans le cas non biaisé, il atteint respectivement 5 et 10 W m^{-2} quand $b(t_a) = 0,035 \text{ K}$ et 0,07 K. Même un

biais très petit est donc capable de biaiser les valeurs de H et LE tout en renforçant considérablement les valeurs de RMS . La partie inférieure de la figure considère $\sigma(t_a)$ fixé à 0,03 K pour les deux niveaux de mesure. L'évolution du biais B sur H et LE est similaire à celle du cas précédent. Il en va de même pour RMS pour les valeurs élevées du biais $b(t_{a2})$ appliqué au deuxième niveau. Par contre, pour les petites valeurs de $b(t_{a2})$, les valeurs de RMS sont nettement plus élevées dans la partie inférieure de la figure, conformément à ce qui a été dit à propos de la figure 3.21. On peut donc schématiser en distinguant d'une part une évolution lente de RMS en fonction de $b(t_{a2})$ quand l'effet de σ domine, c.-à-d. pour $b(t_{a2}) < \sigma(t_a)$, et d'autre part, une évolution plus rapide, quasi linéaire, lorsque l'effet du biais imposé est prépondérant, soit pour $b(t_{a2}) > \sigma(t_a)$.

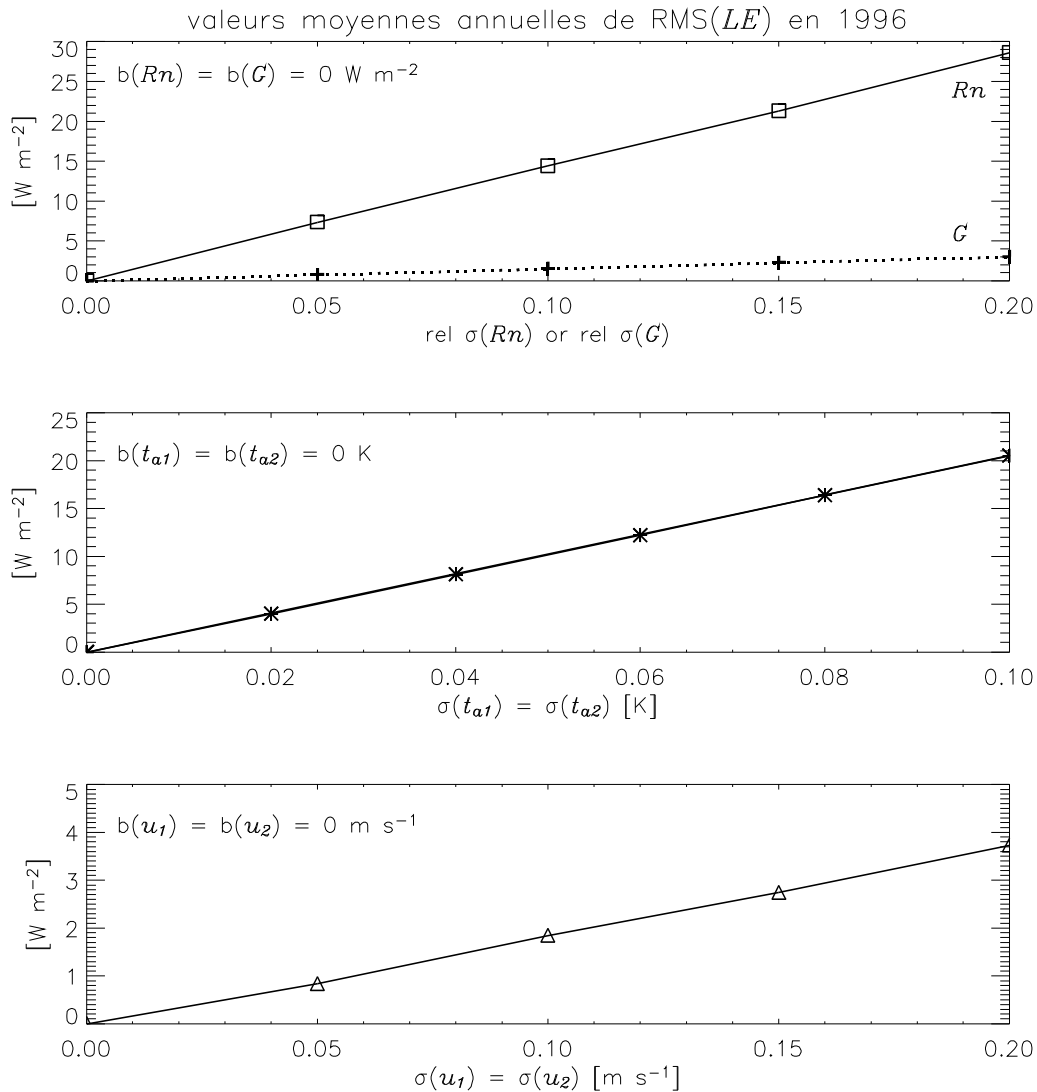


Figure 3.21: Sensibilité à la précision des données d'entrée des flux turbulents calculés à la station de Melle; valeurs moyennes annuelles de l'écart quadratique moyen $RMS(LE)$, obtenues en modifiant de différentes façons la déviation standard de données d'entrée non biaisées (voir texte); résultats identiques pour $RMS(H)$ dans le cas d'une modification de la température (t_a) ou de la vitesse du vent (u).

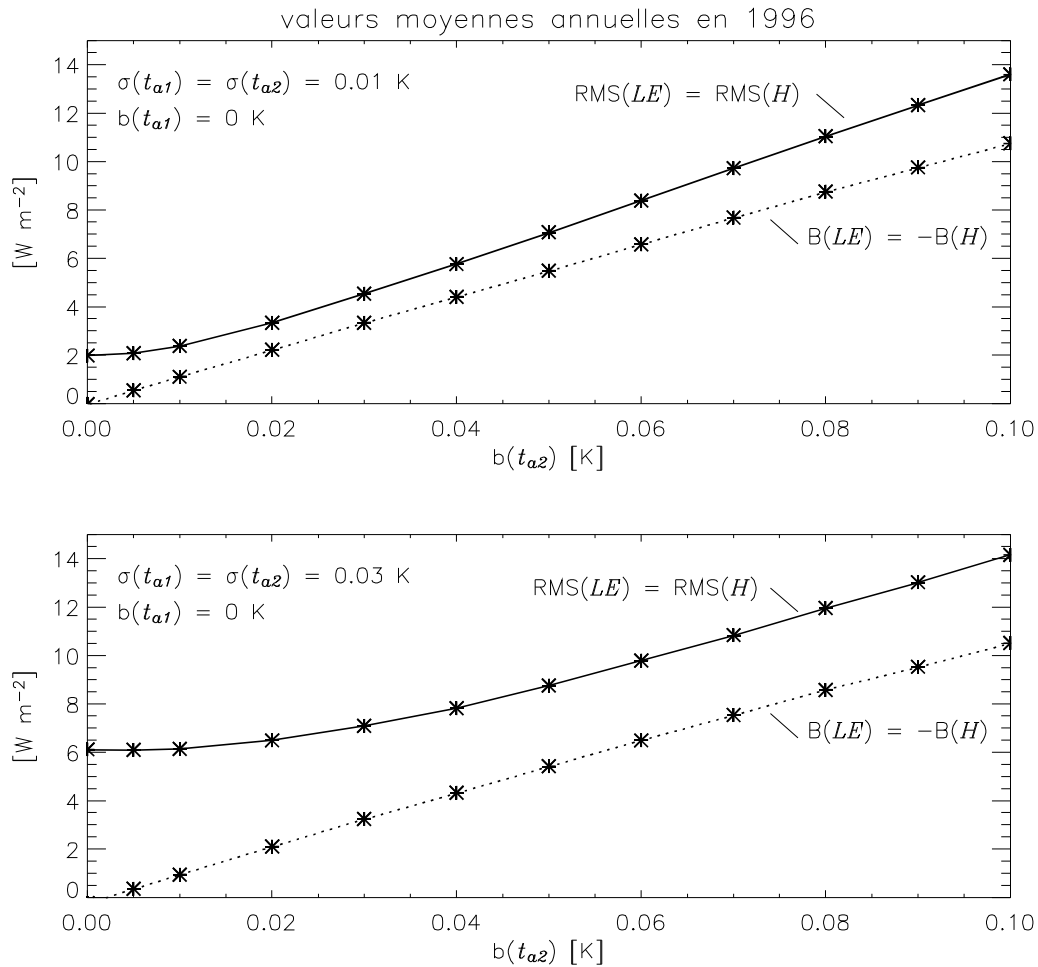


Figure 3.22: Sensibilité à la précision des données d'entrée des flux turbulents calculés à la station de Melle; valeurs moyennes annuelles du biais (B) et de l'écart quadratique moyen (RMS) obtenus en modifiant de différentes façons le biais sur la température mesurée au second niveau; la déviation standard de la température est supposée égale à 0,01 ou 0,03 K.

Un biais $b(u)$ sur la vitesse du vent au second niveau de mesure a été considéré à la figure 3.23. Le second niveau est supposé non biaisé et aux deux niveaux $\sigma(u) = 0,1 \text{ m s}^{-1}$ comme dans le scénario *iv*. La valeur absolue du biais calculé B pour H ou LE reste inférieur à 2 W m^{-2} même lorsque $b(u_2) = 1 \text{ m s}^{-1}$, tandis que d'importantes valeurs de RMS sont produites. De plus, les résultats RMS sont très sensibles à la taille de l'échantillon, contrairement au biais B ou à l'espérance mathématique E . En effet, la taille de l'échantillon est automatiquement modifiée dans la procédure de calcul puisqu'en ajoutant un biais positif à la vitesse du vent au deuxième niveau de mesure on augmente le nombre de cas avec un gradient de vitesse de vent positif au cours de l'intégration effectuée en considérant $\sigma(u) = 0,1 \text{ m s}^{-1}$. Il s'ensuit une augmentation du nombre j de jours "complets" qui peuvent contribuer au résultat moyen annuel (courbes en gris). Une courbe RMS plus progressive (en noir) est obtenue en ne prenant en compte que les jours utilisés dans le cas non biaisé $b(u_2) = 0 \text{ m s}^{-1}$. De petites variations de la taille de l'échantillon sont cependant visibles sur la figure et sont dues à quelques périodes de 30 minutes présentant des problèmes de convergence au cours de 4 journées de l'année 1996. Nous n'examinerons pas plus avant ces petites fluctuations des résultats, le point important à retenir étant qu'un biais sur la

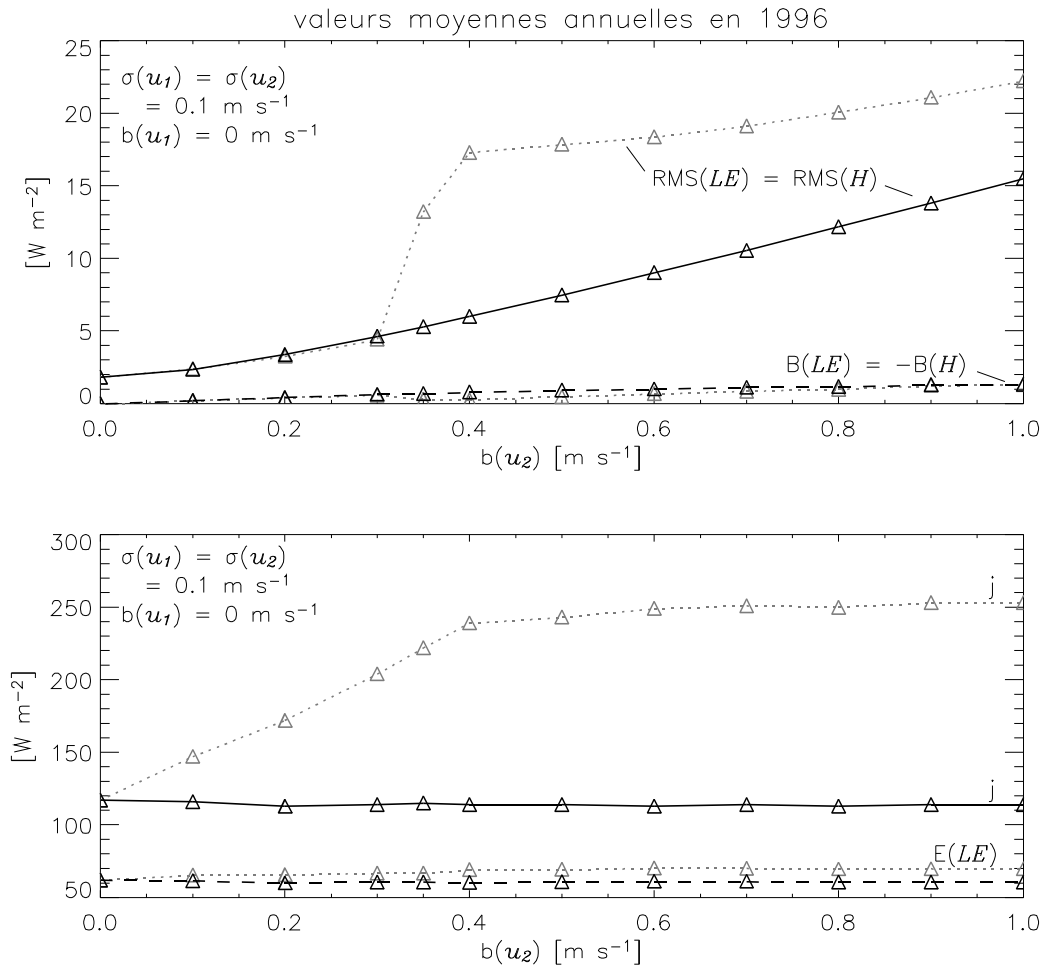


Figure 3.23: Sensibilité à la précision des données d'entrée des flux turbulents calculés à la station de Melle; valeurs moyennes annuelles du biais (B) et de l'écart quadratique moyen (RMS) obtenues en modifiant de différentes façons le biais de la vitesse du vent mesurée au second niveau de mesure; la déviation standard de la vitesse du vent est supposée égale à $0.1 m s^{-1}$. Espérance mathématique du flux de chaleur latente $E(LE)$ et nombre j de jours considérés. Echantillon limité (en noir) ou non (en gris) aux jours pris en compte dans le cas $b(u_2) = 0 m s^{-1}$.

température ou la vitesse du vent peuvent tous deux amplifier le RMS sur H et LE simulés par le modèle.

c. Originalité de la méthodologie proposée.

L'approche du calcul d'erreur proposée ici peut être considérée comme originale dans le domaine qui nous occupe. En effet, les analyses de sensibilités que l'on trouve dans la littérature sont peu nombreuses et considèrent d'une manière générale des biais systématiques entachant les observations utilisées comme variables d'entrée.

On ne trouvait, jusqu'il y a peu, que des analyses d'impact sur de courtes périodes (quelques jours) de modifications systématiques (constantes) des variables d'entrée du modèle étudié. On peut par exemple citer l'étude de Stricker et Brutsaert (1978) qui, sur base d'un set de données un peu hétérogènes (mélange de valeurs moyennes et instantanées,

G supposé négligeable car non disponible), appliquent un modèle de calcul des flux similaire à celui qui est utilisé ici (avec des fonctions de stabilité de type Businger-Dyer et un seul niveau de mesure de la vitesse du vent). En envisageant des biais entachant les variables d'entrées, cette étude aboutit notamment à la mise en évidence de la sensibilité de l'ETR journalière à la précision du rayonnement net. Goutorbe (1991) obtient, pour le même type de modèle, un ordre de grandeur de 25 % d'erreur sur le flux de chaleur latente en considérant des biais égaux à 5 % du rayonnement net et à 30 % du flux de conduction dans le sol. Dans cette étude, le biais envisagé sur la mesure de la température est d'environ 0,5 C et sur la vitesse du vent de 0,6 m.s⁻¹.

Si l'on envisage d'autres classes de modèles de calcul des flux, on peut citer quelques exemples récents, bien que peu nombreux, d'analyse de sensibilité qui envisagent aussi des biais systématiques, mais avec des sets de données plus étendus. Llasat et Snyder (1998) estiment la sensibilité de l'ETP au rayonnement net qui fait lui même l'objet d'une paramétrisation en terme de cinq variables. Dans ce cas, l'erreur sur le rayonnement net est principalement une fonction de la température à une altitude donnée. Cette approche est aussi celle qui est suivie par Perez *et al.* (1999) qui examinent la sensibilité du flux de chaleur latente et du flux de chaleur sensible obtenus par la méthode du rapport de Bowen (voir chapitre 2). Comme on pourrait s'y attendre, l'erreur relative est la plus importante au cours de la nuit lorsque les flux sont petits. Au cours de la période diurne, en considérant des erreurs absolues de 0,02 C sur la température et de 0,2 hPa sur la tension de vapeur, et des biais relatifs de 5 % sur le rayonnement net et de 30 % sur G , l'erreur relative sur le flux de chaleur latente est comprise entre 9 et 30 %, tandis que l'erreur relative sur le flux de chaleur sensible est comprise entre 30 et 80 %.

Il semble, d'après l'examen de la littérature que nous avons effectué, que seul Ahn (1996) ait proposé une première analyse de sensibilité d'un modèle d'ETP par une approche ayant des accointances avec la méthodologie introduite ici. Cet auteur s'intéresse à une région humide du sud de la Floride pour laquelle il note une corrélation entre le rayonnement net et l'humidité relative. Il introduit une dépendance linéaire entre ces deux variables dans son modèle. Celui-ci dépend de 4 variables d'entrée (le rayonnement net, la pression atmosphérique, la température et l'humidité relative mesurée sous abri) et s'avère particulièrement sensible au rayonnement net. Le propos de cet auteur est davantage de mettre en évidence l'impact dans son modèle de la modification d'une variable, que la sensibilité à une erreur de mesure sur cette variable, indépendamment des autres erreurs de mesures, comme c'est le cas ici.

III.5 Mise en oeuvre opérationnelle et perspectives

Actuellement, l'acquisition des données des stations automatiques est effectuée plusieurs fois par jour à l'IRM de sorte qu'il est possible d'exploiter les données brutes en temps quasi-réel. Une procédure automatique faisant intervenir le modèle proposé dans ce chapitre permet depuis l'été 2005 d'obtenir de premières estimations des flux turbulents. Cette procédure demande à être réappliquée si les données d'entrées font l'objet de corrections.

Neuf stations automatiques sont actuellement équipées pour la mesure des flux turbulents par la méthode des profils (voir figure 3.24 et tableau 3.20). La colonne "mise en service" dans le tableau se réfère à la date à partir de laquelle l'ensemble des données nécessaires au modèle de calcul des flux est devenu disponible. Notons en particulier la rénovation de la station de Melle en 2002. Le modèle présenté dans ce chapitre a été appliqué aux données de ces stations jusqu'en 2003 pour préparer les données de référence utilisées au chapitre 5. Il est apparu à l'examen des données de Dourbes que le gradient de température n'était pas fiable en 1999 et paraissait souvent sous-estimé en 2000 et 2001. D'autres problèmes ponctuels peuvent également être notés pour d'autres stations.

Pour fournir des résultats de bonne qualité, la procédure de routine doit inclure la vérification régulière et préventive de l'étalonnage des senseurs tout comme la maintenance générale, effectuée de manière suivie, de l'instrumentation et du système électronique d'acquisition des données. Elle doit en outre comprendre la supervision quotidienne des données par des procédés automatisés et manuels (graphiques) afin de signaler et de remédier à toute anomalie survenant dans le système d'acquisition des données dans les délais les plus brefs. Cette procédure de suivi des données est en cours d'implémentation à l'IRM.

La figure 3.25 montre un exemple de résultat de calcul basé sur les données brutes de la station de Mont-Rigi. La période choisie comprend 7 jours sans pluie et fait elle même suite à une semaine sans précipitations. Alors que la proportion relative du flux de chaleur sensible et latente (le rapport de Bowen introduit au chapitre précédent) est environ la même le 25 mai qu'au cours de la semaine qui précède, elle augmente au cours des trois jours qui suivent en s'accompagnant d'une diminution de l'évapotranspiration réelle. Ce rapport est proche de l'unité les 29 et 31 mai; la valeur moins élevée le 30 mai doit être attribuée à la vitesse du vent plus faible qu'au cours du reste de la période (elle est d'environ 2 m.s^{-1} pendant la journée le 30 et est comprise entre 4 et 5 m.s^{-1} les 29 et 31 mai).

L'ensemble des données des neuf stations maintenant disponibles devrait permettre pour la première fois d'aborder l'étude comparative des flux turbulents en différents sites répartis sur le territoire de la Belgique. Les résultats obtenus seront exploités comme valeurs de référence au chapitre 5.

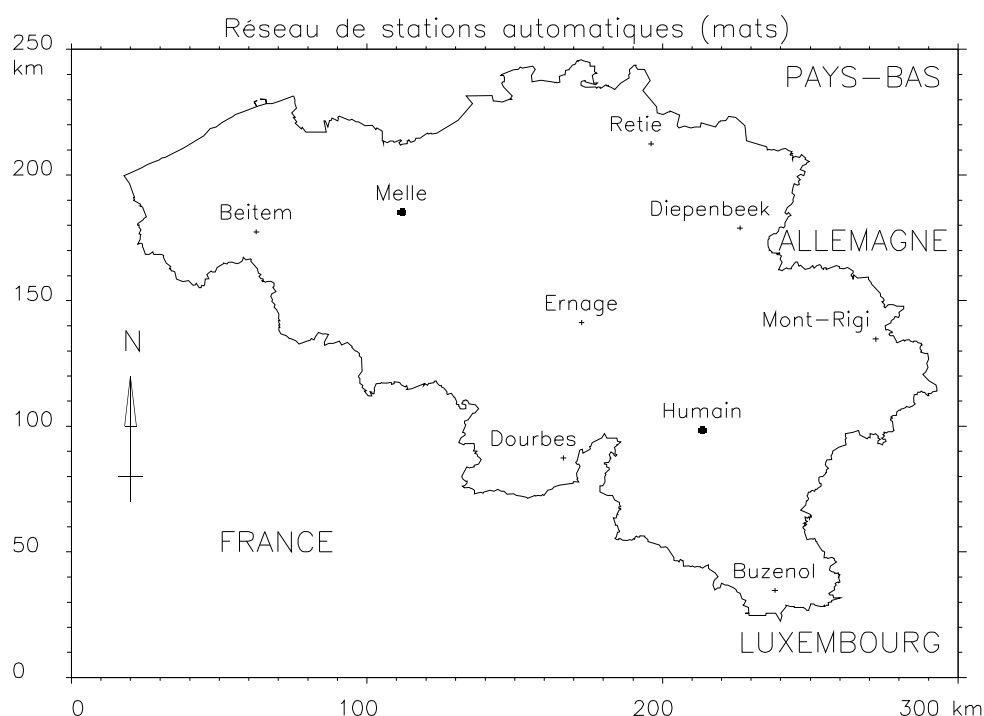
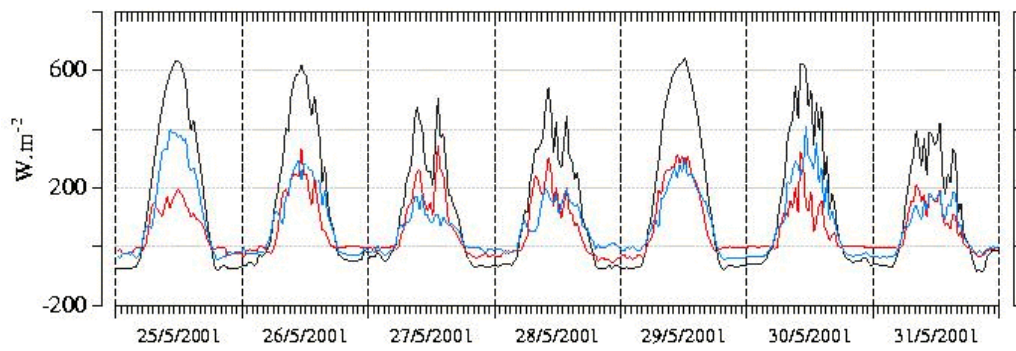


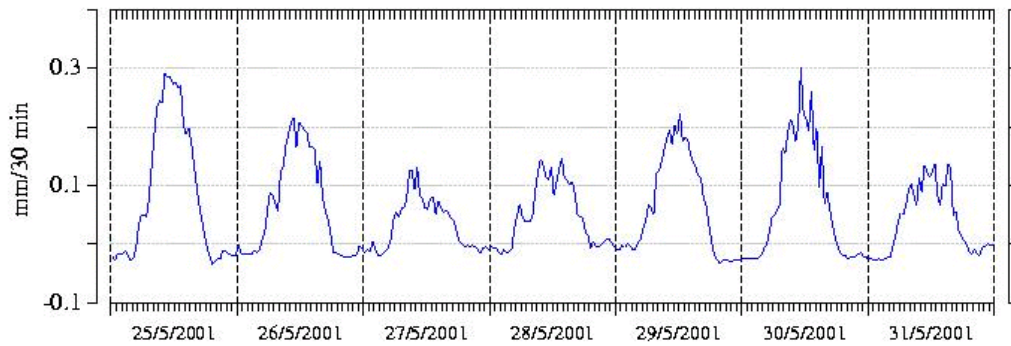
Figure 3.24: Réseau de stations automatiques de l'IRM équipées d'un mât.

Tableau 3.20: Stations automatiques du réseau de l'IRM équipées pour la mesure des flux turbulents par la méthode aérodynamique.

Station	latitude N	longitude E	altitude (m)	mise en service
Melle	50° 58' 35"	3° 49' 30"	17	février 1994 rénovation en août 2002
Dourbes	50° 05' 55"	4° 35' 53"	240	juillet 1999
Mont-Rigi	50° 30' 42"	6° 04' 05"	673	février 2001
Retie	51° 13' 18"	5° 01' 42"	21	mars 2002
Humain	50° 11' 42"	5° 15' 28"	270	mars 2002
Ernage	50° 35' 00"	4° 41' 14"	159	mai 2002
Buzenol	49° 37' 06"	5° 35' 10"	300	mars 2003
Beitem	50° 54' 06"	3° 07' 30"	28	juillet 2003
Diepenbeek	50° 54' 59"	5° 27' 06"	39	juillet 2004



Mont-Rigi: R_n (—), H (—), LE (—)



Mont-Rigi ETR (—), P (—)

Figure 3.25: Mont-Rigi - période du 25 au 31 mai 2001 - rayonnement net R_n , flux de chaleur sensible H et latente LE , évapotranspiration réelle ETR et précipitations P (pas de pluie au cours de cette période).

III.6 Synthèse

Dans ce chapitre, nous nous sommes basés sur la théorie de Monin-Obukhov pour proposer un modèle de calcul des flux turbulents et de l'évapotranspiration réelle. La disponibilité en type d'observations nous a amené à estimer le flux de chaleur sensible sur base des profils de température et de vitesse du vent. Nous avons dû consentir à l'approximation donnée par la relation (3.52) pour l'estimation du flux de conduction dans le sol en attendant l'installation de fluxmètres destinés à la mesure de cette variable. L'utilisation des observations du rayonnement net nous permet ensuite de déduire le flux de chaleur latente de l'équation du bilan d'énergie de la surface (3.51).

Le modèle utilise comme données d'entrée les valeurs moyennes semi-horaires de 9 variables observées (le rayonnement net, le flux de conduction dans le sol, la pression atmosphérique et les observations à 2 et 10 mètres de la température et de l'humidité de l'air ainsi que de la vitesse du vent). Les différentes fonctions faisant intervenir ces variables ont été présentées au chapitre 1 (voir les définitions de la température potentielle, de l'humidité spécifique, etc.). Elles interviennent dans la résolution de deux équations non linéaires implicites (2.26) et (2.27) à deux inconnues principales (u_* et H) et résolues de manière itérative. Le caractère non-linéaire provient du paramètre de stabilité ζ (2.7) et de la forme des fonctions universelles intervenant dans les équations.

Depuis une trentaine d'années, les fonctions de similitude ont fait l'objet d'estimations sur base d'observations. On manque cependant encore de données pour les grandes valeurs absolues du paramètre de stabilité, ce qui implique que la forme précise de ces fonctions n'est pas encore connue. La difficulté vient de la longueur des campagnes de mesures qui seraient nécessaires pour rassembler un échantillonnage d'effectif suffisant pour estimer sans ambiguïté les valeurs de ces fonctions pour les situations fortement instables (ou très stables, mais ces situations nous préoccupent moins dans le cadre de cette recherche). Or, il n'est pas encore possible aujourd'hui de garantir sur de longues périodes la qualité des mesures de haute précision qui seraient nécessaires. Il n'est pas beaucoup plus aisé d'augmenter l'effectif d'observations utiles en installant en hauteur sur des mâts les dispositifs expérimentaux. Toujours est-il qu'aujourd'hui les résultats de Kader et Perepelkin (1989) et Kader et Yaglom (1990) sont la seule référence en la matière pour l'atmosphère fortement instable. Ils n'ont pas pu être reproduits par d'autres équipes depuis lors et, s'ils ne sont pas contestés (sauf pour ce qui est du comportement en $+1/3$ de la fonction de la vitesse du vent), ils sont toujours l'objet de discussions dans la littérature. Le fait particulièrement intéressant pourtant est que ces résultats sont compatibles avec le comportement théorique attendu dans le cas asymptotique de la convection libre. Ils indiquent par ailleurs que ce régime prévaut déjà dans la CLS à partir d'une hauteur voisine de la longueur de Monin-Obukhov.

Confronté à l'absence de synthèse disponible en la matière dans la littérature, nous avons dû tout d'abord faire le point sur les travaux réalisés depuis les premières expériences historiques d'Australie et du Kansas. Nous avons alors proposé pour l'atmosphère instable les nouvelles fonctions de stabilité données par les relations (3.31) et (3.32), cette dernière étant utilisée avec $n=4$ et c donné par (3.34). Ces fonctions intègrent les résultats de Kader et Yaglom (1990) tout en étant compatibles avec les fonctions de type Businger et Dyer pour

les instabilités faibles. Pour l'atmosphère stable, nous avons opté pour les fonctions de Holtslag et de Bruin (1988).

Nous avons tout d'abord vérifié que le modèle était capable de reproduire les valeurs des flux obtenues en routine pour le site de Cabauw au Pays-Bas. Quelques aménagements du modèle ont été réalisés pour effectuer le calcul dans les mêmes conditions que la procédure en usage à Cabauw. La différence subsistant entre les deux simulations peut s'expliquer par les arrondis des valeurs moyennes sur 30 minutes qui nous ont été communiquées. Nous avons ensuite proposé une validation indirecte du calcul des flux en examinant la précision de l'extrapolation des profils de température et de vitesse du vent à 20 et 40 mètres à partir de la donnée des flux calculés et des observations au premier niveau disponible (0,6 m pour la température et 10 m pour la vitesse du vent). La précision est excellente et les différences avec les valeurs observées peuvent s'expliquer par l'influence, croissante lorsque l'altitude augmente, de l'environnement du site de mesure (voir chapitre 1).

Nous avons ensuite entrepris d'appliquer le modèle à la station automatique de Melle qui est la première station du réseau de stations automatiques de l'IRM qui soit suffisamment équipée pour mettre en oeuvre le modèle proposé ici. Nous avons tout d'abord été confronté à la validation des données d'entrée du modèle et nous avons mis au point une procédure systématique d'examen des données. Nous avons alors abouti à la délimitation de périodes au cours des années 1994-1996 pour lesquelles l'ensemble des données nécessaires au modèle nous paraît exploitable. Les valeurs moyennes sur des durées de 30 minutes des flux de chaleur sensible et de chaleur latente et du flux d'évapotranspiration réelle ont été simulées. Les valeurs prises par la longueur de Monin-Obukhov ont également été examinées. C'est ainsi qu'on a pu illustrer des résultats pour des situations météorologiques contrastées. On a aussi exploité les valeurs obtenues pour illustrer la non linéarité attendue du flux de chaleur sensible en fonction du gradient de température potentielle et pour représenter graphiquement la faible corrélation entre les valeurs moyennes sur 30 minutes du flux de chaleur sensible et du flux de chaleur latente (importante variabilité du rapport de Bowen).

Jusqu'ici, seule l'ETP journalière est calculée en routine à l'IRM. Des valeurs moyennes diurnes de l'ETR peuvent par ailleurs être obtenues à l'aide d'un modèle hydrologique à pas de temps journalier, le modèle IRMB. L'algorithme de ce modèle a été appliqué aux données de la station automatique de Melle et les valeurs simulées ont été comparées aux valeurs moyennes diurnes de l'évapotranspiration réelle obtenue par le modèle aérodynamique exposé ici. On observe une bonne corrélation des simulations des deux modèles. Du début de l'automne à la fin avril, l'évapotranspiration s'effectue au taux potentiel. Si l'on prend le modèle aérodynamique comme référence, le modèle IRMB semble sous-estimer l'ETR au cours des épisodes secs prolongés. La nouvelle méthode présentée dans ce chapitre permet d'obtenir des valeurs plus précises et surtout avec un pas de temps plus court autorisant le suivi du cycle diurne de l'ETR.

L'analyse de sensibilité a porté tout d'abord sur le choix des fonctions de stabilité. Les flux simulés avec les fonctions de stabilité adoptées dans le modèle ont été comparés aux flux qui sont obtenus avec d'autres fonctions. En atmosphère instable, on a retenu d'une part la classique formulation de Businger-Dyer, avec les paramètres proposés par Brutsaert

(1982) et Högström (1988), d'autre part les plus récentes fonctions de Brutsaert (1999) et Grachev et al. (2000). En atmosphère stable, on a utilisé les fonctions d'Holtzlag et de Bruin (1988) ou de Beljaars et Holtzlag (1991). La combinaison des fonctions de stabilités utilisées dans la procédure de routine à Cabauw a notamment été envisagée. Les diverses fonctions prises en compte se démarquent le plus nettement pour les instabilités, ou les valeurs de stabilité, les plus élevées. Au cours de la période diurne, le modèle apparaît plus sensible au choix de la fonction $\phi_{sh}(\zeta)$ que de la fonction $\phi_{sm}(\zeta)$. Pour les flux supérieurs à 10 W m^{-2} à Melle, l'écart quadratique moyen est, selon le choix des fonctions, compris entre 2 et 9 W.m^{-2} pour le flux H et est inclus dans l'intervalle $1\text{-}6 \text{ W.m}^{-2}$ pour LE . Une sensibilité moindre a été obtenue à la station de Cabauw (rms d'environ 4 W.m^{-2} pour H et de 3 W.m^{-2} pour LE) et s'explique par la vitesse du vent qui y est en moyenne plus élevée. En effet, lorsque la vitesse du vent augmente, la valeur absolue de la longueur de Monin-Obukhov augmente et le paramètre de stabilité ζ diminue, impliquant une zone de moindre sensibilité des fonctions de stabilité. La sensibilité au choix des fonctions de stabilité dépend donc de la localisation de la station de mesure utilisée. Cette constatation n'est pas, à notre connaissance, mise en évidence dans la littérature.

Dans la littérature, les analyses de sensibilité du type de modèle utilisé ici aux erreurs sur les variables d'entrée sont rares et considèrent des biais systématiques. Les échantillons utilisés pour établir les résultats sont généralement petits. Une méthodologie originale a été développée ici et appliquée aux données semi-horaires issues de plusieurs années d'observation. Les erreurs de mesures sont inhérentes aux dispositifs expérimentaux utilisés pour les différentes variables considérées et sont indépendantes les unes des autres. Dans l'approche proposée ici, elles ne sont pas uniquement représentées par de possibles biais mais sont supposées distribuées selon des lois normales de moyennes et d'écart-types donnés. L'erreur sur les données de sortie s'exprime en terme d'un biais et d'un écart quadratique moyen calculés par intégration des résultats pour toutes les combinaisons d'erreurs envisagées. Nous examinons tout d'abord l'impact d'un scénario d'erreurs correspondant à des mesures d'excellente qualité. Les résultats montrent que les biais introduits par ce scénario sont très petits, mais qu'il n'en va pas de même des écarts-quadratiques moyens. Le flux H est surtout sensible à précision de la mesure de la température et dans une moindre mesure à la vitesse du vent. Un écart-type de $0,01 \text{ }^{\circ}\text{C}$ caractérisant l'erreur sur les températures mesurées aux deux niveaux à Melle induit un écart quadratique moyen de 2 W.m^{-2} sur les valeurs diurnes. Un écart-type de $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ appliqué aux deux niveaux de mesures de la vitesse du vent implique une valeur de rms légèrement inférieure ($1,8 \text{ W.m}^{-2}$). Le flux de chaleur latente est quant à lui très sensible à la précision du flux net radiatif. Un écart-type égal à 5% de la valeur du rayonnement net implique une valeur de rms de plus de 7 W.m^{-2} au cours de la période diurne. La précision du flux de conduction dans le sol n'a pas d'impact significatif sur l'estimation du flux de chaleur sensible mais n'est pas négligeable pour ce qui est de l'estimation du flux de chaleur latente au cours de la période diurne. Les résultats indiquent aussi que l'écart quadratique moyen dû aux différentes sources d'erreurs envisagées sur les variables d'entrée reste proche de la valeur de rms induite par la variable d'entrée à laquelle le modèle est le plus sensible. Les résultats d'autres scénarios d'erreur ont ensuite été examinés. L'écart quadratique moyen se renforce considérablement lorsqu'un biais entache les observations utilisées comme données d'entrée du modèle. Un très bon niveau de précision est requis pour que les erreurs exprimées en terme d'écart quadratique moyen reste inférieures à celles inhérentes au choix des fonctions de stabilité ($5\text{-}10 \text{ W m}^{-2}$).

Le déploiement d'un réseau de stations automatiques de l'IRM est bien avancé. La station de Melle est la plus ancienne mais d'autres stations ont récemment été mises en service. Des résultats ont été obtenus sur base des données brutes. Elles seront utilisées comme valeurs de référence au chapitre 5. A condition qu'une bonne qualité des données observées soit assurées, l'utilisation du modèle proposé devrait permettre à l'avenir l'étude comparative des flux de chaleur sensible et de chaleur latente des stations réparties à travers le pays.

Nous aborderons dans le chapitre suivant l'estimation des flux turbulents non plus en un point (une station) mais sur des surfaces de quelques kilomètres de côté comme les mailles des modèles météorologiques à méso-échelle ou les pixels des satellites. Sur base de cette analyse, une approche méthodologique sera sélectionnée en vue d'obtenir une première estimation des flux turbulents et de l'évapotranspiration réelle. Elle combinera des données météorologiques classiques et des flux radiatifs obtenus au moyen de données satellitales et sera mise en oeuvre au chapitre 5. L'intérêt résidera tout à la fois dans l'examen des performances du modèle proposé et dans la possibilité d'obtenir des informations sur la climatologie régionale de l'ETR en générant des résultats sur une période pluri-annuelle.