THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité : Physique de l'environnement

présentée par :

Abderrahmane IDELKADI

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Validation du transport atmosphérique direct et inverse des espèces traces aux échelles continentales dans un modèle de circulation générale atmosphérique à grille variable

soutenue le 20 janvier 2002 devant le jury composé de :

M.Philippe Ciais Examinateur

M.Christophe GENTHON Rapporteur

M.Frédéric HOURDIN Examinateur

M.Gérard MEGIE Président

M.Vincent-Henri PEUCH Rapporteur

M.Hervé LETREUT Directeur de thèse

Remerciements

Arrivé au LMD, l'été 1998, pour chercher un stage dans le cadre du Mastère de Météorologie de Météo France, Jean-Yves GRANDPEIX m'a orienté vers Frédéric HOURDIN, je l'en remercie infiniment.

Je tiens à remercier Claude BASDEVANT et Hervé LE TREUT qui m'ont accueilli pour effectuer cette thèse au sein de l'équipe modélisation du LMD.
Hervé LE TREUT a accépté de diriger officielement cette thèse ; je le remercie pour m'avoir fait confiance et pour ses conseils tout au long de cette période.

Il m'est difficile de trouver les phrases convenables pour exprimer toute ma gratitude et mes remerciements les plus sincères à Frédéric HOURDIN qui a dirrigé cette thèse. Il a suivi mon travail tout au long de cette période. Il m'a assuré une solide formation sur le modèle du LMD, m'a initié aux concepts du transport direct et inverse des traceurs, m'a formé sur les plans techniques et informatiques, m'a corrigé mon manuscrit, m'a bien préparé pour le bon déroulement de la soutenance, ...
Merci à Frédéric, également pour sa patience, sa persévérance, sa disponibilité, sa gentillesse et toutes ses qualités humaines ...

Je remercie aussi mes deux rapporteurs Vincent-Henri PEUCH et Christophe GENTHON pour le temps qu'ils ont consacré aux corrections de mon manuscrit et pour le fait de venir de loin (et de se réveiller trop tôt) pour assister à ma soutenance.
Je remercie Gérard MEGIE d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.
Je remercie également Philippe CIAIS d'avoir accepté de participer à mon jury. Merci aussi à Philippe BOUSQUET, à philippe PEYLIN et à tous les chercheurs du LSCE qui m'ont fourni les données radon et qui se sont déplacés pour assister à ma soutenance.

Un grand merci aux responsables du LDG-CEA qui ont finnancés cette thèse. Merci à Philippe HEINRICH qui a témoigné de sa confiance en renouvelant notre contrat et avec qui je continue encore à travailler.

Je ne peux manquer de remercier Laurent FAIRHEAD pour son aide précieuse dans des moments difficiles ; merci Laurent et merci à toute l'équipe de la S13.
Mes remerciements vont également à tous les membres de l'équipe de modélisation de jussieu pour l'ambiance chaleureuse qu'ils arrivent à créer au LMD. Merci beaucoup en particulier à mes collègues du bureau : Soumya JAMILI et Fabrice JEGOU. Merci également à Maeva FABRE, Sebastien CONIL, Sylvie VERANT, Alain LAHELLEC, Francis CODRON, Sandrine BONY, Jean-Louis DUFRESNE, Katia LAVAL, Françoise DESALMAND, Laurent LI et à nos deux secrétaires Martine MAHEROU et Catherine DOUINEAU.

Merci à Matias BEKMAN qui a participé à mon comité de thèse et qui m'a mis sur les rails de l'expérience ETEX. Merci aussi à Line JOURDAIN, à Marie-Alice FOUJOLS et à Marie-Angele FILIBERTI et à tous les chercheurs de l'IPSL.

Enfin un grand merci à ma famille (ma mère, mes frères et mes soeurs), à mes proches à Paris et à tous mes amis.

Table des matières

Résumé

L'étude des couplages chimie-climat et les problèmes de surveillance de l'environnement ont pris ces dernières années une importance grandissante au sein de la communauté scientifique atmosphérique. Dans ces contextes, une étape importante consiste à se doter d'outils de modélisation capables de décrire correctement la dispersion des espèces traces dans l'atmosphère. Le but de cette thèse est de valider le transport atmosphérique des espèces traces à l'échelle continentale dans un modèle de circulation générale à grille variable (LMDZ).

Dans la prmière partie, on évalue le transport des espèces traces aux échelles continentales dans le modèle LMDZ en utilisant deux jeux de données différents et complémentaires : les données de la première expérience ETEX (European Tracer EXperiment) et les mesures de radon sur l'Europe. On utilse les données de la campagne ETEX-1 pour évaluer le transport grande échelle dans le modèle, pour tester la sensibilité à plusieurs paramètres du modèle et pour se comparer à 28 modèles de dispersion. Les résultats des simulations montrent que le modèle reproduit correctement la distribution des concentrations de traceur. La comparaison avec d'autres modèles permet de classer le modèle LMDZT dans la gamme des bons modèles de dispersion.
On utilise ensuite les mesures de radon pour évaluer le modèle de transport dans différentes situations météorologiques. Les résultats montrent que le modèle reproduit correctement les variations synoptiques des concentrations de radon et que, en revanche, les variations diurnes sont fortement sous-estimées par la paramétrisation de la couche limite du modèle.

Dans la deuxième partie, on teste une paramétrisation de la couche limite, non-locale de type flux de masse, et on la compare à l'ancien schéma du modèle et à celui de Mellor et Yamada. Les résultats montrent que cette paramétrisation représente mieux le transport

vertical dans la couche limite et reproduit mieux le cycle diurne en comparaison avec le schéma de Mellor et Yamada et l'ancien schéma du LMD.

Enfin, on teste numériquement une approche originale d'inversion du transport atmosphérique au moyen du modèle LMDZT. On montre sur l'exemple de la campagne ETEX-1, comment des mesures de la composition atmosphérique peuvent être réstituées de façon équivalente par le calcul direct ou inverse.

Summary

The study of interactions between climate and chemistry and the problem of monitoring the environment have been a growing concern of the sientific atmospheric community. In this context, the simulation of the atmospheric transport of trace species represents an important step. The main objective of this work is to validate the representation of atmospheric transport of trace species at continental scale in the general circulation model LMDZ.

Firstly, the transport of trace species is evaluated using the first European Tracer EXperiment (ETEX) datas and the ^{122}Rn measurements over Europe. The ETEX experiment is used to evaluate the atmospheric transport at continental scale in LMDZ, to test the sensitivity of the model performances to various parameters and to compare LMDZT with other models. The LMDZT model is able to reproduce satisfactorily the distribution of measurements and compares well other models. The ^{122}Rn measurements are used to evaluate the transport model in different meteorological situations. The synoptical variations of the ^{122}Rn concentrations are well simulated but the parametrization of the planetary boundary layer under-estimates diurnal variations.

In the second part of this work, a new parametrization of the boundary layer transport based on a mass flux representation of thermal cells is tested and compared to classical boundary layer schemes of LMD and Mellor et Yamada. The results show that the new scheme performs better at simulating the diurnal cycle and the vertical transport in the convective boundary layer.

Finally, we test with LMDZT model an original approach of the inversion of atmospheric transport of trace species. We show, in the context of the ETEX-1 experiment, how measurements of the atmospheric composition can be simulated either with a direct or with an inverse transport simulation.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

1.1.1 Changement climatique

Le climat terrestre est contrôlé par de nombreux processus physiques, chimiques et biologiques. Ces processus se déroulent au sein d'un système physique, appelé système climatique, composé de l'atmosphère, de l'océan, des glaces de mer et de terre, ainsi que de la biosphère. Au cours des dernières décénies, la planète a été soumise à des changements climatiques considérables sous l'effet des activités humaines. Ces activités augmentent les concentrations atmosphériques des gaz à effet de serre, qui altèrent l'équilibre radiatif et tendent à échauffer l'atmosphère. Les scientifiques s'accordent généralement à dire que ce forçage anthropique aura des conséquences aux échelles globale et régionale sur la température, la précipitation et d'autres variables climatiques. Ces perturbations pourraient conduire à des changements globaux de l'humidité du sol, à une augmentation du niveau moyen de la mer, à une augmentation de l'occurrence des évènements extrêmes de haute température, des inondations et des sécheresses.

Il existe aujourd'hui un potentiel de recherche important au sein de la communauté scientifique internationale pour l'étude de ces problèmes de changement climatique. Un enjeu important dans ce contexte consiste à étudier la composition de l'atmosphère et les rétroactions chimie-climat.

1.1.2 Evolution de la composition atmosphérique

La pollution chimique de l'atmosphère résulte du rejet direct de polluants provenant des diverses activités humaines (industrielles, domestiques, transport, combustion, etc...). Les constituants ainsi émis sont appelés anthropogènes. La biosphère produit aussi naturellement des gaz et des particules qui se retrouvent dans l'atmosphère (hydrocarbures de la végétation, gaz provenant des décompositions bactériennes dans les sols, les eaux, etc...). Ces constituants sont appelés biogéniques.

Ces émissions ont modifié sensiblement la composition de l'atmosphère depuis l'avènement de l'ère industrielle. Cette modification conduit à des effets direct et indirect sur le climat. Direct, puisque la distribution des gaz a effet de serre (CO_2, CH_4, N_2O) influence la température, le profil de vapeur d'eau, la couverture nuageuse et la stabilité de l'atmosphère. Indirect, car les oxydes d'azote (NO_x), le monoxyde de carbone (CO), le radical OH et les composés organiques volatils (composés oxygénés, hydrocarbures non méthaniques et le sulfate de diméthyle) sont des précurseurs d'ozone. Ils ont donc un effet indirect sur le climat car ils peuvent modifier à la fois les teneurs atmosphériques et les durées de vie des composés à effet climatique comme le méthane et l'ozone.

L'étude de la rétroaction entre la chimie atmosphérique et le climat a pris ces dernières années une importance grandissante au sein de la communauté scientifique atmosphérique. Cette étude est l'un des objectifs de plusieurs programmes internationaux (PIGB : programme International Géosphère-Biosphère, PMRC : programme Mondial de recherche sur le Climat, ...) et l'une des préoccupations actuelles de plusieurs groupes de recherche scientifique (GIEC : Groupe Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat, ...).

Les communautés nationales et internationales commencent à agir pour limiter les effets néfastes de ces émissions sur l'environnement. Au niveau national, les pouvoirs publics, les industriels et les associations se mobilisent pour la surveillance de la qualité de l'air. Des réseaux de surveillance globaux, régionaux et locaux se mettent en place pour mesurer les polluants. Au niveau international, plusieurs conventions ont été signées par plusieurs pays pour réduire ces émissions. C'est le cas par exemple du protocole de Kyoto ayant pour but de réduire les émissions des gaz à effet de serre, notamment le dioxyde de carbone.

Dans un ordre d'idée différent, mais en lien avec ces problèmes d'environnement, des traités ont été signés par plusieurs pays pour l'arrêt complet des essais nucléaires (TICE : Traités d'Interdiction Complète des Essais nucléaires). A cette fin, un réseau global de surveillance se met progressivement en place (IMS : International Monitoring System). Ce réseau international contiendra un ensemble de stations qui surveilleront continuellement les radioéléments atmosphériques pour détecter de possibles explosions nucléaires et si possible en déterminer la source.

Dans ces contextes, il est essentiel de bien connaître le transport des espèces dans l'atmosphère aussi bien à grande qu'à petite échelle. En effet, une bonne représentation des transports turbulent, méso-échelle et convectif est essentielle pour la modélisation du climat, notamment pour la détermination des échanges océan-atmosphère et atmosphère-biosphère. Une simulation correcte du transport des constituants permet également d'avoir accès à leurs distribution dans l'atmosphère. Ces distributions sont cruciales pour les études chimiques de l'atmosphère (distribution de l'ozone par exemple), pour les études d'évènement de pollution, mais ils jouent également un rôle dans le transfert radiatif (distribution des aérosols par exemple). Une meilleure connaissance de la distribution de l'eau par exemple, principal gaz à effet de serre, permettrait sans doute une meilleure quantification de l'effet sur le climat de l'augmentation des gaz à effet de serre. Enfin, grâce à une bonne connaissance du transport, il est possible d'inverser les trajectoires des particules et de remonter aux émissions.

1.1.3 Modélisation numérique

L'activité de modélisation joue un rôle de premier plan dans les études climatiques. Au cours des années soixante, les premiers modèles numériques de circulation atmosphérique font leur apparition. Aujourd'hui, les modèles de circulation générale atmosphérique (MCGs) sont devenus des outils essentiels à la fois pour la prévision météorologique opérationnelle et pour la "prévision" du climat.

Ces dernières années et avec le progrès des connaissances dans le domaine et la montée en puissance des moyens informatiques, des modèles intégrés, incluant les différentes composantes du climat (atmosphère, océan, chimie, végétation, hydrologie,

...), commencent à être utilisés.

C'est ainsi que le modèle LMDZ, le MCG développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) pour étudier le climat et ses possibles évolutions naturelles ou antropogéniques, a été choisi comme composante atmosphérique d'un modèle intégré du climat, en cours de développement à l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), et qui inclut la chimie, la végétation, l'hydrologie et l'océan.
Pour les aspects chimie-climat, une étape importante consiste à se doter d'outils permettant de calculer le transport des espèces traces par l'atmosphère [1].

Dans les développements effectués à l'IPSL, il a été choisi pour LMDZT de calculer directement le transport des espèces traces dans le modèle atmosphérique (Hourdin and Armengaud, 1999). On parle de modèle en ligne (ou online en anglais) ou branché.

Cette version traceurs du modèle, LMDZT, est utilisée au Service d'Aéronomie (SA), au Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE), au Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE) et au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) pour des simulations de la chimie atmosphérique. Les utilisations les plus classiques sont globales (on utilise un maillage globale avec une résolution typique de quelques centaines de kilomètres dans chaque direction horizontale) et climatiques (on simule de longues périodes de temps qu'on analyse en termes statistiques). Le modèle LMDZT peut être également utilisé avec une grille plus fine sur une région du globe (le Z de LMDZ fait référence à cette possibilité de zoom). Il est également possible de forcer (nudge en anglais) les vents du modèle à suivre les champs issus des analyses ou les réanalyses météorologiques.

Dans ses configurations forcées et zoomées, le modèle peut être utilisé à la fois pour les validations de la chimie par rapport à des campagnes de terrains ou pour les aspects de surveillance de l'environnement.

[1] Les espèces traces peuvent être définies comme tout composé atmosphérique en quantité faible par opposition aux composants majeurs de l'atmosphère (azote, oxygène...). Parmi les espèces traces, certaines suivent passivement l'écoulement sans rétroagir sur les variables dynamiques. On parle alors souvent de traceurs passifs (ou marqueurs).

Etude de la chimie atmosphérique

Les MCGs, couplés avec des modèles de chimie sont de plus en plus utilisés pour évaluer les rétroactions chimie-climat. De nombreux efforts ont été déployés ces dernières années avec pour but général d'étudier l'évolution de la composition chimique de l'atmosphère sous l'effet des activités humaines et d'en évaluer l'impact sur le forçage radiatif. C'est dans ce contexte que le modèle de chimie INCA (INteraction avec la Chimie et les Aérosols), a été développé au SA et au LSCE et interfacé avec le modèle LMDZT. Le module INCA a été conçu initialement pour la chimie des gaz à effet de serre avec 10 à 40 espèces chimiques suivant les versions. Le modèle LMDZT-INCA est utilisé dans un certain nombre de projets. Dans le cadre du projet européen METRIC, le modèle LMDZT-INCA est utilisé pour effectuer plusieurs simulations. Ces simulations ont pour but d' étudier la sensibilité de l'ozone à ses principaux précurseurs (CO, NO_x émis à la surface et par les avions dans une région représentative des latitudes moyennes et des régions tropicales) et les forçages radiatifs associés (Jourdain and Hauglustaine, 2001; Hauglustaine et al., 1999).

Dans le cadre du projet TRADEOFF, visant à étudier l'impact des avions subsoniques sur la composition chimique de la troposphère, le modèle est utilisé au SA et au LSCE pour effectuer plusieurs simulations pour la période 1995-1998. L'évaluation des résultats de ces simulations concerne la plupart des constituants chimiques disponibles pour les campagnes aéroportées effectuées durant cette période.

Une version "cycle du soufre" du modèle LMDZT est également utilisée au SA, au Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement (LGGE) et au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA) pour l'étude de la chimie des espèces soufrées. Cette version comprend les traceurs advectés suivants : DMS, SO_2, H_2S, $DMSO$, MSA, H_2O_2 et SO_4. Les concentrations d'oxydants (OH, HO, NO et O_3), ainsi que le taux de photodissociation de H_2O_2 sont prescrits à partir d'un modèle possédant une chimie plus complète (Boucher and Pham, 2002). Plus récemment, les aérosol non soufrés (aérosols carbonés, poussières industrielles, poussières désertiques) ont été introduites dans le modèle LMDZT-INCA avec pour objectif principal de calculer les forçages radiatifs direct et indirect des aérosols sur le climat (Boucher et al., juillet 2002; Boucher and Pham, 2002; Cosme et al., 2002).

Application à la surveillance de l'environnement

Un autre contexte plus original, où la modélisation numérique du transport des constituants dans l'atmosphère joue un rôle important, est la surveillance de l'environnement et plus généralement l'étude de la pollution atmosphérique. La prévision numérique est en effet un outil indispensable pour prendre des mesures préventives contre les pics de pollution. La modélisation inverse permet de remonter aux sources de la pollution et de définir ainsi les mesures à prendre pour réduire les émissions des polluants. Il existe différentes classes de modèles numériques utilisés pour la surveillance de l'environnement. On peut distinguer des modèles simulant simultanément la météorologie et le transport (LMDZT, REMO, MM5, ...) et des modèles simulant le transport et pour lesquels la météorologie est imposée (TM3, HY-SPLIT, ...). On peut également distinguer des modèles globaux pour lesquels le calcul de transport s'effectue sur tout le globe et des modèles à domaine limité pour lesquels le calcul de transport s'effectue uniquement dans une région du globe. Différentes méthodes sont également utilisées dans ces modèles pour inverser le calcul du transport et pour remonter ainsi aux sources d'émission.

Le modèle LMDZT a été largement utilisé pour l'étude de la pollution atmosphériue et pour la surveillance de l'environnement. Une approche originale d'inversion du transport atmosphérique (Hourdin and Issartel, 1999), développée au LMD en collaboration avec le Laboratoire de Détection et de Géophysique du Commissariat à l'Energie Atomique (LDG/CEA), est également introduite dans le modèle LMDZT.
Cette approche permet d'utiliser LMDZT à rebours dans le temps et de quantifier ainsi la relation source-détecteur à partir de la simulation d'un seul retro-traceur émis depuis une station. Dans le cadre des TICE, ces outils ont permis de contribuer de façon significative à la définition et au choix des réseaux de détection globale actuellement en cours de déploiement. Le modèle devrait être utilisé par la suite, sous une configuration plus opérationnelle, pour analyser les évènements douteux, détectés par ce réseau.

Le modèle commence également à être utilisé au LSCE, dans le cadre des accords de Kyoto, pour l'inversion des mesures de CO_2 atmosphérique et d'autres gaz. Le protocole de Kyoto prévoit d'imposer aux pays industrialisés une réduction, entre 2008 et 2012, de 8% en moyenne des émissions totales de CO_2. Un enjeu important est de quantifier les sources et puits actuels.

Dans le projet ESQUIF (Etude et la Simulation de la QUalité de l'air en Ile de France), le modèle a été utilisé pour étudier l'interaction entre le continent et l'aglomération. Dans ce même contexte, le modèle pourrait être utilisé pour exploiter les mesures sur le Site Instrumental Régional de Télédétection Atmosphérique (SIRTA) de l'IPSL et en général sur la région parisienne. L'objectif sera de disposer, comme dans le cas du projet TICE, d'un outil opérationnel dans le cas d'évènements de pollution menaçant la région parisienne et de pouvoir interpréter les mesures anormales observées sur cette même région.

1.2 Objectif et plan de la thèse

1.2.1 Objectif

Pour tous ces projets, il est essentiel de disposer d'un modèle capable de décrire correctement la dispersion des espèces traces dans l'atmosphère.
L'objectif principal de cette thèse est la validation du transport atmosphérique direct et inverse des espèces traces à l'échelle continentale dans le modèle climatique du LMD.

L'idée ici n'est pas de valider l'ensemble du modèle dans son utilisation climatique, dans laquelle le modèle calcule sa propre météorologie, mais de valider spécifiquement le transport des espèces traces par rapport à des séries temporelles de mesures de concentrations. Pour ce faire, la météorologie simulée est guidée par les analyses et le modèle s'apparente aux Modèles de Chimie-Transport (MCTs) pour lesquels les vents sont imposés. La capacité "Zoom" permet quant à elle d'atteindre une résolution de quelques dizaines de kilomètres sur la région concernée en évitant le problème des conditions aux bords qui se pose pour les modèles de dispersion régionaux à domaines limités.

Pour cela nous nous intéresserons à deux jeux de données. Nous étudions tout d'abord la première expérience ETEX (European Tracer EXperiment). Cette expérience a été organisée, en octobre 1994, dans le but d'évaluer les modèles de dispersion atmosphérique à l'échelle continentale. Un traceur, émis en Bretagne durant 12 h, a été mesuré, pendant 3 jours, sur l'ensemble de l'Europe. Une situation météorologique de flux d'ouest assez stable a été choisie de façon à ce que le traceur soit vu par le maximum des 168 stations d'observation réparties sur toute l'Europe. Dans cette expérience nous disposons d'un grand nombre de mesures et la source est bien définie, ce qui permet d'évaluer précisément la représentation du transport direct et inverse dans le modèle, de tester la sensibilité du guidage ou à certains paramètres physiques et de se comparer à de nombreux modèles de transport. Cette campagne s'avère cependant insuffisante pour valider complétement le modèle, dans la mesure où elle correspond à une situation météorologique particulière.

Nous nous intéresserons ensuite à la dispersion du radon sur l'Europe. Le ^{222}Rn, grâce à ses caractéristiques et sa mesure relativement aisée, est un excellent traceur pour étudier les processus de transport aux échelles globales et continentales. La teneur atmosphérique locale du radon est le résultat de la combinaison entre sa source (principalement les surfaces terrestres), son unique puits (sa décroissance radioactive) et le transport atmosphérique. La concentration de ^{222}Rn présente ainsi de forts contrastes entre les masses d'air continentales (riche en radon) et les masses d'air océaniques (pauvre en radon). Il a été largement utilisé pour évaluer les performances des modèles de dispersion atmosphériques et pour tester les paramétrisations du transport vertical (Genthon and Armengaud, 1995; Liu and McAfee, 1984; Jacob and Prather, 1990; Heimann et al., 1990; Ramonet et al., 1996; Dentener et al., 1999).
Nous disposons, pour toute l'année 1998, de mesures de ^{222}Rn pour six sites européens d'observation. La source de radon n'est pas aussi bien connue que celle d'ETEX et doit être simulée. En revanche, les données sont disponibles avec un suivi quasi continu, ce qui permet de traiter différentes situations météorologiques. Ces données seront utilisées pour évaluer le modèle de transport à l'échelle continentales dans des conditions météorologiques différentes et le comparer à un modèle de dispersion régional à domaine limité. On utilisera également ces données pour tester la sensibilité de la simulation des concentrations de surface à la paramétrisation la couche limite atmosphérique (CLA).

1.2.2 Plan de la thèse

Dans le deuxième chapitre, la version transport du modèle du LMD est décrite en détail. Les différentes configurations du modèle (guidée, branchée et débranchée) sont présentées.

Le troisième chapitre est consacré à la validation du transport direct en utilisant les données de la campagne ETEX et les mesures Radon sur l'Europe. L'analyse des résultats des simulations, la comparaison aux résultats d'autres modèles et des tests de sensibilité du modèle à différents paramètres sont présentés. L'exemple d'application opérationnelle du calcul de la dispersion atmosphérique, concernant l'accident de criticité de Tokaimura, est montré.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude de sensibilité à la paramétrisation de la couche atmosphérique. Le principe d'une nouvelle paramétrisation, non locale, de type flux de masse et basée sur une représentation idéalisée d'un thermique est rappelé. Cette paramétrisation est ensuite évaluée en utilisant les données de radon et en la comparant au schéma actuel du modèle et à celui proposé par Mellor and Yamada (1974).

Le cinquième chapitre concerne le test de la symétrie du transport atmosphérique dans le modèle. Cette symétrie établie théoriquement, peut être violée par les choix numériques retenus pour le calcul du transport atmosphérique. Les tests numériques sont effectués dans le contexte de la campagne ETEX. On montre pour finir un exemple d'application opérationnelle du calcul du rétro-transport, dans le cadre du projet TICE.

Chapitre 2

LMDZT : la version transport du modèle de circulation générale atmosphérique à grille variable du LMD

2.1 Introduction

Les premiers efforts de modélisation pour étudier la chimie atmosphérique ont été menés en utilisant les MCTs. Ces modèles ne calculent pas leur propre météorologie : ils sont forcés par des champs de vents issus d'observations ou de modèles de circulation générale atmosphérique. Cette méthode, ”offline”, est moins coûteuse en temps de calcul et permet un grand nombre d'expériences mais ne permet pas de rendre compte de la rétroaction entre le transport des traceurs et le climat.

Plus récemment, des MCGs avec une chimie ”online” ont été développés. Cette approche permet d'espérer simuler complétement les rétroactions entre la chimie et le climat. D'autre part, elle permet d'accéder directement à toutes les paramétrisations physiques du MCG (turbulence dans la couche limite, convection, ...) pour le calcul du transport. Cette approche est ainsi plus précise, en particulier pour le calcul des nuages et des processus convectifs (Joussaume, 1984). D'autre part, la simulation du cycle des traceurs pour d'autres climats que la période moderne (glaciaire ou 2xCO_2) est également possible avec la méthode ”online” (Joussaume and Jouzel, 1990). Nous appellerons cette méthode ”branchée” dans ce qui suit.

Les modèles branchés sont généralement utilisés en mode climatique : ils calculent alors leur propre météorologie et leur ”trajectoire” diverge assez rapidement de celle suivie effectivement par l’atmosphère réelle. Cependant, pour des aspects de validation, ces modèles peuvent être utilisés dans une configuration similaire à celle des MCTs en les forçant avec des variables météorologiques issues des analyses des centres de prévision météorologique ou des observations. Le problème présente une similitude avec l’assimilation d’observations météorologiques telle qu’elle est pratiquée couramment dans les centres opérationnels de prévision météorologique. Pour le forçage par les analyses, une méthode simple consiste à ajouter un terme de relaxation dans le MCG pour forcer le modèle à rester proche des analyses (Jeuken et al., 1996). Cette méthode est appelée dans la littérature anglophone ”nudging”. Nous l’appelerons dans la suite ”guidage”. Des méthodes plus sophistiquées consistent à faire une assimilation variationnelle des analyses météorologiques. Cette approche est développée au laboratoire. Dans cette étude nous nous limiterons à la méthode du ”guidage”.

Dans l’approche ”branchée”, des champs météorologiques et physiques doivent être ”passés” au module de transport (flux de masse, coefficients de diffusion turbulente, ...). Si les constituants transportés ne sont pas actifs radiativement ou si leur impact radiatif n’est pas pris en compte, le module de transport peut être débranché. Pour ce faire, les champs météorologiques sont archivés dans une première simulation en mode branché puis relus dans une seconde simulation qui ne concerne que le calcul du transport. Nous appellerons ce mode ”débranché” pour éviter la confusion avec les modèles offline classiques. Si les archives sont construites correctement, le mode débranché peut être aussi précis que le mode branché. La version débranchée est moins coûteuse en temps de calcul et permet d’effectuer plusieurs expériences avec les mêmes archives météorologiques.

La version débranchée permet également d’effectuer des calculs à rebours dans le temps pour des problèmes de surveillance de l’environnement, comme on le verra dans le chapitre 5.

Rappelons que le but de cette thèse est de valider la version transport du modèle de circulation générale atmosphérique (LMDZT). Nous commençons dans ce chapitre par une description du modèle LMDZT sous ses différentes configurations.

2.2 LMDZ

2.2.1 Modèle de circulation générale atmosphérique

LMDZ est un MCG développé au LMD pour l'étude du climat. Ce modèle est également la composante atmosphérique d'un modèle intégré du climat, en cours de développement à l'IPSL et qui inclut l'hydrologie, l'océan, la chimie et la végétation.

La version actuelle du modèle provient de la version originale décrite par Sadourny and Laval (1984) et par Harzallah and Sadourny (1995). Elle a été considérablement améliorée sur le plan informatique et permet aujourd'hui une utilisation beaucoup plus souple. LMDZ est composé de deux parties distinctes : d'une part le code hydrodynamique et d'autre part un jeu de paramétrisations physiques.

Le code dynamique est bâti sur la résolution numérique des équations primitives de la météorologie en utilisant la méthode des différences finies. Les équations sont discrétisées sur une grille de type Arakawa-C : les grandeurs scalaires (température, pression, ...) sont définies au centre de la maille, tandis que les composantes méridienne et zonale du vent sont définies aux frontières de la maille.
Dans LMDZ, les coordonnées horizontales peuvent être choisies de manière à permettre un raffinement de la résolution du modèle sur une région du globe particulière. Le zoom est défini par six paramètres :

- les coordonnées du centre du zoom en longitude et en latitude
- Les facteurs de grossissement selon la longitude et la latitude
- l'extension de la région zoomée en longitude et en latitude

La répartition des mailles sur le méridien est définie soit par une fonction sinusoïdale, soit par une fonction hyperbolique. La fonction hyperbolique permet d'obtenir une résolution quasi uniforme dans la zone zoomée comme on le verra pour le continent européen dans le chapitre 3. La fonction sinusoïdale permet d'avoir une résolution variable autour de la zone zoomée.
La fonction "zoom" permet d'atteindre des échelles spatiales de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres localement.
Sur la verticale, le système de coordonnées choisi est hybride. Les coordonnées sont définies, à chaque niveau l, par la pression $p(l)$ égale à $a(l)p_s + b(l)$, où p_s est la

pression de surface, et a et b sont des coefficients définis de telle sorte que les niveaux du modèle épousent le relief près de la surface : $(p(l) \sim a(l)p_s)$, et soient proches de niveaux isobares à plus haute altitude : $(p(l) \sim b(l))$. La répartition des couches verticales est irrégulière, afin notamment d'obtenir une plus grande précision au niveau du sol. La première couche décrit les quelques premières dizaines de mètres au dessus du sol, tandis que les dernières décrivent plusieurs kilomètres. Dans cette étude, deux configurations sont utilisées : l'une avec 19 et l'autre avec 38 niveaux verticaux. La Table 2.1 décrit quantitativement les épaisseurs approximatives des couches verticales pour la configuration avec 19 niveaux. Pour la configuration avec 38 niveaux, les épaisseurs approximatives des couches verticales représentent la motie de celles avec 19 niveaux.

Couche	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Epaisseur (en m)	70	170	255	393	592	852	1188	1581	1978

10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
2165	1940	1538	1662	1891	2327	2650	3644	4039	10903

TAB. 2.1 – Epaisseurs des couches verticales du modèle LMDZT avec 19 niveaux pour une atmosphère standard.

La partie dite "physique" regroupe un ensemble de "paramétrisations" : transfert radiatif, convection, transport turbulent dans la couche limite, nuages...
Le schéma radiatif est celui du centre européen développé par Fouquart and Bonnel (1980) pour le rayonnement solaire et Morcrette et al. (1986) pour le rayonnement infrarouge. Le mélange turbulent dans la couche limite est représenté par une formulation de diffusivité tourbillonnaire avec une fermeture de second ordre décrite par Laval et al. (1981). La condensation est traitée séparément pour les nuages convectifs et non-convectifs. La paramétrisation de la convection est basée sur le schéma de Tiedtke (1989). L'eau nuageuse est prise en compte également dans le modèle (Le Treut and Li, 1991). Le transport à grand échelle de la vapeur d'eau et de l'eau liquide utilise le schéma de Van Leer (1977).

2.2.2 Utilisation des champs météorologiques analysés

Les modèles de dispersion atmosphérique utilisent, pour le forçage de la météorologie, des champs de vents issus de centres de prévision météorologique. Ces champs d'analyses sont une combinaison d'observations et de résultats de modèles de circulation générale. Mais la façon d'utiliser ces champs d'analyses diffère d'un modèle à l'autre. Dans les MCTs, ces vents sont utilisés directement pour calculer le transport à grande échelle.

Le modèle LMDZ étant à l'origine un modèle de climat qui calcule sa propre météorologie, sa "trajectoire" diverge assez rapidement de la trajectoire effectivement suivie par l'atmosphère réelle. Pour obtenir un calcul de dispersion chronologiquement en accord avec la réalité, on choisit de guider le modèle avec les analyses.

En mode "guidé", le champs météorologique (vent, température, ...) du modèle X est simplement rappelé vers le champs des analyses (ou des réanalyses) X^a en ajoutant aux équations du modèle un terme non-physique de relaxation, soit :

$$\frac{\partial X}{\partial t} = F_m(X) + \frac{X^a - X}{\tau} \tag{2.1}$$

où, F_m est l'opérateur de calcul de la derivé temporelle des variables météorologiques. τ est une constante de temps de relaxation.

Plusieurs propositions ont été avancées pour le choix d'une valeur optimale pour τ (Stauffer and Bao, 1993). Hoke and Anthes (1976) suggèrent que la valeur optimale doit dépendre de la qualité d'observations et de la variable X. Dans d'autres études (Zou et al., 1992; Stauffer and Bao, 1993), la valeur de τ est calculée pour chaque point de grille du modèle en utilisant les méthodes adjointes. Dans plusieurs applications, la variation de τ en fonction du temps et de l'espace n'est pas prise en compte par les modèles (Jeuken et al., 1996). Dans le modèle LMDZ, τ peut dépendre de la variable X, de l'espace et du temps. Une fonction empirique de plusieurs paramètres peut être choisie pour l'expliciter dans le modèle. On se limitera dans cette étude à des valeurs constantes pour τ. Les mesures de la première expérience ETEX seront utilisées pour tester la sensibilité du modèle à ce paramètre (section 3.1.4.1).

En pratique, les analyses sont généralement disponibles toutes les six heures avec une résolution spatiale donnée. Elles sont alors interpolées linéairement dans le temps et dans l'espace avant le calcul du terme de relaxation.

2.2.3 Aspects informatiques

Dans LMDZ, les parties dynamique et physique sont codées de manières différentes et indépendantes. Les calculs concernant la dynamique sont effectués sur une grille tridimensionnelle avec des échanges horizontaux entre mailles. La partie physique peut être vue comme une juxtaposition de "colonnes" d'atmosphère n'interagissant pas entre elles. Le même code physique peut être utilisé pour effectuer des simulations 1D, 3D ou sur un sous-domaine, notamment pour des machines parallèles.

La Figure. 2.1 montre une représentation schématique du modèle LMDZT sous ses différentes configurations. Pour fonctionner en mode climatique, le modèle a besoin en entrée de trois fichiers :

– un fichier contenant les états initiaux des variables dynamiques
– un fichier contenant les états initiaux des variables physiques
– un fichier contenant les conditions aux limites (température de surface de l'océan, relief, rugosité du sol, ...)

Dans la partie dynamique, sont calculées les variables météorologiques (u, v, T, ps, eau, ...) tous les pas de temps météorologiques (3 mn par exemple). A chaque pas de temps physique (30 mn), sont ajoutées à ces variables les tendances (du, dv, dT, deau, ...) calculées dans la partie physique.

En mode "guidé", le modèle a besoin en plus de fichiers contenant les champs d'analyses interpolés sur la grille du modèle.

2.3 LMDZ transport

Ces dernières années, un travail important a été accompli pour développer une version traceur du modèle atmosphérique (LMDZT). Il a fallu ainsi adjoindre au modèle climatique la capacité de représenter le cycle des espèces traces, avec l'inclusion du transport à grande échelle (à l'échelle de la maille) et la paramétrisation du transport à l'échelle sous-maille (mélange turbulent dans la couche limite et transport vertical par la convection).

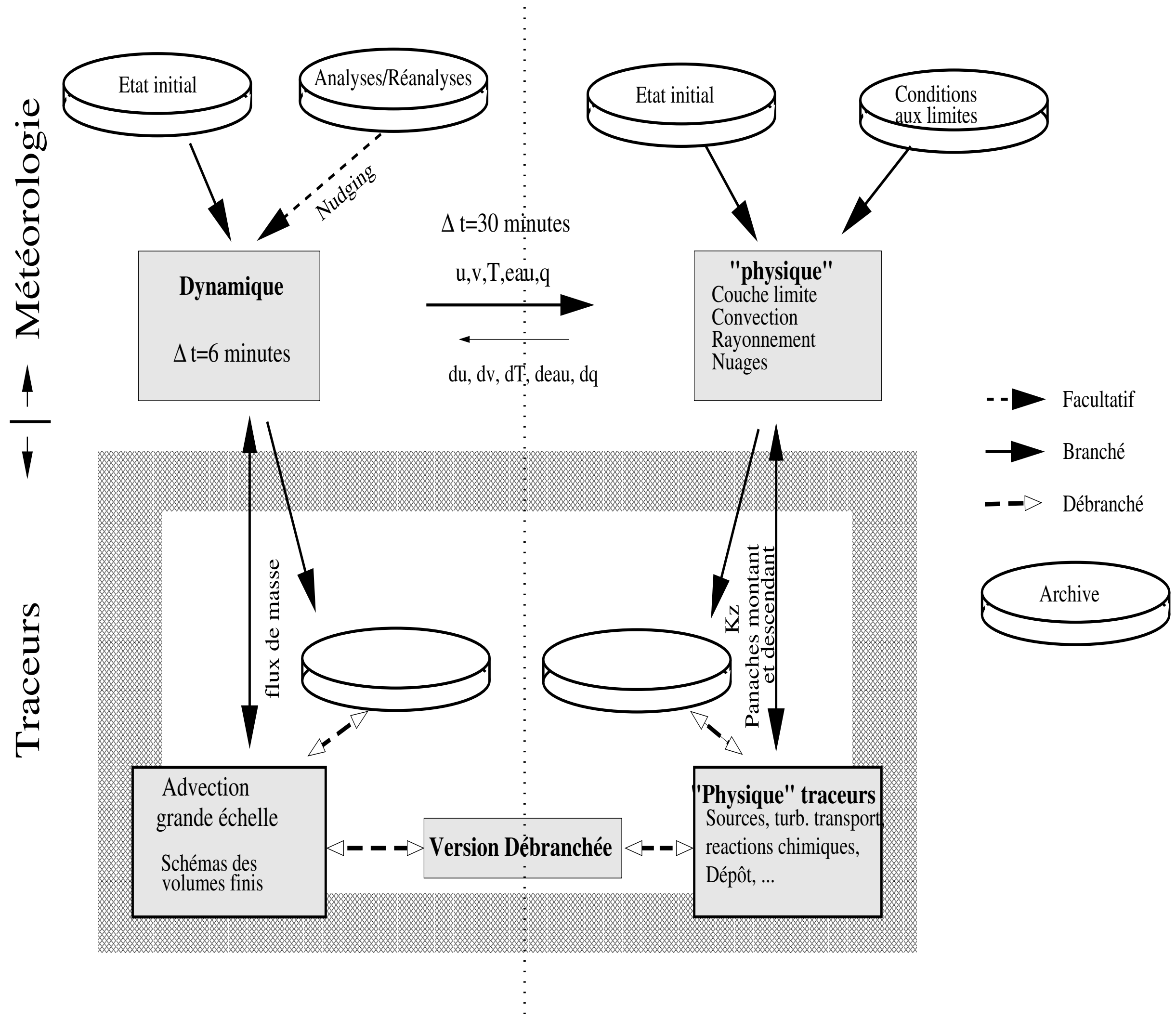


FIG. 2.1 – Représentation schématique du modèle LMDZT.

2.3.1 Equation de conservation des espèces traces

La séparation entre la grande échelle et la petite échelle est généralement introduite à partir de la notion de "moyenne d'ensemble". La moyenne d'ensemble $\overline{q}$ est définie comme la moyenne de la quantité q prise sur un ensemble d'expériences de l'écoulement atmosphérique.

Pour un fluide compressible, il convient d'introduire la moyenne : $\tilde{q} = \overline{\rho q}/\overline{\rho}$ et la perturbation : $q' = q - \tilde{q}$, vérifiant la propriété suivante : $\overline{\rho q'} = \overline{\rho q} - \overline{\rho}\tilde{q} = 0$

En prenant la moyenne d'ensemble de l'équation de transport :

$$\frac{\partial \rho q}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\rho \mathbf{v} q) = 0 \tag{2.2}$$

Il vient :

$$\frac{\partial \overline{\rho q}}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\overline{\rho \mathbf{v} q}) = 0 \tag{2.3}$$

Par aileurs :

$$\overline{\rho q} = \overline{\rho}\tilde{q} \tag{2.4}$$

D'autre part, en décomposant les champs $\mathbf{v}$ et q en sommes de moyennes et fluctuations, dans le terme $\overline{\rho \mathbf{v} q}$, soit :

$$\overline{\rho \mathbf{v} q} = \overline{\rho \tilde{\mathbf{v}} \tilde{q}} + \overline{\rho \tilde{\mathbf{v}} q'} + \overline{\rho \mathbf{v}' \tilde{q}} + \overline{\rho \mathbf{v}' q'} \tag{2.5}$$

où $\tilde{\mathbf{v}} = \overline{\rho \mathbf{v}}/\overline{\rho}$ et la perturbation $\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \tilde{\mathbf{v}}$, et compte tenu du fait que : $\overline{\rho q'} = \overline{\rho \mathbf{v}'} = 0$

il vient :

$$\overline{\rho \mathbf{v} q} = \overline{\rho}\tilde{\mathbf{v}}\tilde{q} + \overline{\rho \mathbf{v}' q'} \tag{2.6}$$

Il en résulte :

$$\frac{\partial \overline{\rho}\tilde{q}}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\overline{\rho}\tilde{\mathbf{v}}\tilde{q}) + \mathrm{div}\left(\overline{\rho \mathbf{v}' q'}\right) = 0 \tag{2.7}$$

Les variables $\overline{\rho}$, $\tilde{\mathbf{v}}$ et $\tilde{q}$ correspondent aux variables prises en compte explicitement dans le modèle (variables grande échelle).

Les deux premiers termes de cette équation représentent le transport à grande échelle (échelle de la maille du modèle). L'équation (2.7), sans le troisième terme, ainsi que l'équation de continuté :

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \mathrm{div}\,(\overline{\rho}\tilde{\mathbf{v}}) = 0 \tag{2.8}$$

sont résolues explicitement dans les modèles.
Pour alléger l'écriture, nous noterons dans la suite ρ, $\mathbf{v}$ et q, les variables $\overline{\rho}$, $\tilde{\mathbf{v}}$ et $\tilde{q}$.

Dans l'équation (2.7), le terme div $\left(\overline{\rho \mathbf{v}' q'}\right)$ représente le transport par les échelles sous-maille (allant du mètre à quelques kilomètres). Il doit être "paramétrisé". Dans les modèles de dispersion, ce terme représente généralement le transport turbulent dans la couche limite et le transport convectif. La représentation de ce terme est essentielle pour la modélisation des échanges entre les différentes composantes du climat et pour la prévision des pics de pollution. En effet, le transport vertical dans la couche limite est essentiel pour représenter l'échange entre une source en surface (essai sub-surface pour une source directe ou détection près de la surface pour une retro-source) et la troposphère libre (au-dessus de la couche limite) dans laquelle s'opère l'essentiel du transport à longue distance.

2.3.2 Advection à grande échelle

Codes de dispersion atmosphérique

Les schémas utilisés dans les modèles de dispersion atmosphérique se classent en trois catégories : les schémas Euleriens, Lagrangiens et semi-Lagrangiens.

Les méthodes Lagrangiennes (Walton et al., 1988) consistent à "ensemencer" le domaine d'étude (la région source) avec des particules et à les suivre individuellement. Ces méthodes peuvent être très précises mais il faut généralement utiliser un grand nombre de particules pour éviter que des trous se créent dans la distribution spatiale de ces particules.

Dans les méthodes semi-Lagrangiennes (Robert, 1981), la solution à un point de grille pour chaque pas de temps est issue d'une intégration Lagrangienne inverse. La précision de ces méthodes dépend des schémas d'interpolation utilisés pour calculer la concentration à l'origine de la trajectoire qui ne se trouve généralement pas sur un point de maillage (Staniforth and Côté, 1991). Ces méthodes ont été beaucoup utilisés ces dernières années dans la communauté météorologique. Elles présentent cependant le défaut de ne pas être conservatives et nécessitent d'utiliser des "fixeurs".

Dans l'approche Eulerienne, une grande variété d'algorithmes numériques a été développée pour résoudre l'équation d'advection. Ces algorithmes sont basés sur les méthodes de différences finies, d'éléments finis et de volumes finis (Rood, 1987). Les méthodes des volumes finis sont de plus en plus utilisées dans la communauté scientifique atmosphérique (Godunov, 1959; Van Leer, 1977; Prather, 1986). Les méthodes de volumes finis, en comparaison avec les différences finies, considèrent au lieu de points de grille, des boites (ou volumes), où l'évolution de la concentration du traceur est calculée à partir des flux traversant les faces de la boite. Les formulations en volumes finies présentent l'avantage très important d'être conservatives. Ces schémas sont généralement écrits de façon à éviter les créations de valeurs négatives et plus généralement à garantir la monotonie. Cependant, la diffusion numérique peut être très élevée pour ces schémas : c'est le cas par exemple du schéma de Godunov (1959). D'autre part, pour garantir la monotonie pour ces schémas, il est souvent nécessaire d'y introduire des non linéaritées (comme les "limiteurs de pentes" pour le schéma de Van Leer (1977) par exemple). Cela conduit, comme on le verra dans le dernier chapitre, à la violation d'un principe fondamental de symétrie du transport atmosphérique.

Advection à grande échelle dans LMDZT

Le code du LMD utilise des schémas en volumes finis proposés à l'origine par Van Leer (1977) et inclus dans le modèle par Hourdin and Armengaud (1999).

L'intégration des équations de conservation, à grande échelle, sur un polyèdre (volume de contrôle) à N faces conduit aux formulations suivantes :

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \sum_{n=1}^{N} U_n \tag{2.9}$$

$$\frac{\partial qm}{\partial t} = \sum_{n=1}^{N} F_n \tag{2.10}$$

où m est la masse totale d'air dans le polyèdre, q est la concentration massique moyenne du traceur dans le volume, U_n et F_n sont les flux de masse et flux de traceur vers l'intérieur du polyèdre pour la face n.

On voit qu'une telle formulation garantit la conservation de la quantité totale de traceur. Un schéma volume fini particulier correspond à une façon d'estimer F_n à partir de U_n et de la concentration de traceur dans les mailles avoisinantes.

L'étude conduite par Hourdin and Armengaud (1999) a permis de tester plusieurs schémas en volumes finis (Godunov, 1959; Van Leer, 1977; Prather, 1986) avec différentes résolutions spatiales du modèle. Elle montre que le schéma de Van Leer I, souvent appelé MUSCL dans la littérature, est bien adapté pour le transport des traceurs par des vents atmosphériques 3D dans la troposphère.

2.3.3 Paramétrisations physiques

Dans le modèle LMDZT, le terme correspondant au transport "sous-maille" (div $\left(\overline{\rho \mathbf{v}' q'}\right)$) est traité comme la somme de trois termes : transport turbulent dans la couche limite, convection et diffusion latérale.

Couche limite

Dans la version standard du modèle, le mélange turbulent dans la couche limite est représenté par une formulation de diffusivité turbulente.

$$\overline{\rho w' q'} = -K_z \frac{\partial q}{\partial z} \tag{2.11}$$

Les coefficients d'échanges K_z sont calculés à l'aide d'une fonction dépendant du nombre de Richardson (Laval et al., 1981).

Cette paramétrisation ne permet pas de rendre compte du fait que le transport turbulent peut se faire dans le sens du gradient local (des petites valeurs vers les grandes). C'est le cas notamment pour le transport turbulent de la température potentielle dans les couches limites convectives où on observe généralement un profil de température légèrement stable associé à un flux de chaleur orienté vers le haut. Un contre gradient a été alors introduit dans cette paramétrisation (Deardorff, 1972) pour rendre compte de cet effet. Le flux lié à la perturbation du traceur s'écrit ainsi :

$$\overline{\rho w' q'} = -K_z (\frac{\partial q}{\partial z} - \gamma) \tag{2.12}$$

où γ est le contre gradient.

Cependant, ce modèle ne permet pas de rendre compte de différentes observations (vitesses ascendantes importantes et grandes cellules convectives permettant des échanges entre la surface et le sommet de la CLA). Récemment, une paramétrisation de type flux de masse a été développée au LMD et introduite dans le modèle (Hourdin et al., 2002) pour rendre compte de ces observations. Une description et des tests de cette paramétrisation sont présentés dans l'avant dernier chapitre de cette thèse.

Convection

Le schéma de convection utilisé pour LMDZT est celui de Tiedtke (1989). Il offre la possibilité d'utiliser les flux de masse montants et descendants pour calculer le transport vertical des traceurs. La partie théorique de ce schéma est bien expliquée dans les articles de Tiedtke (1989, 1991, 1993). L'introduction de la composante traceur dans le schéma de convection de Tiedtke est calquée sur la paramétrisation de la vapeur d'eau (cf. note technique de Boucher et al. (1995)). Soit $\hat{f}(z)$ (resp. $\check{f}(z)$) le flux de masse correspondant au panache montant (resp. descendant). Ce panache montant (resp. descendant) échange de l'air avec l'environnement. Soit $\hat{e}$ (resp. $\check{e}$) le taux d'entraînement et $\hat{d}$ (resp. $\check{d}$) le taux de détrainement correspondant à cet échange. La conservation de masse dans un colonne d'atmosphère est traduite par :

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial z} = \hat{e} - \hat{d} \tag{2.13}$$

et

$$-\frac{\partial \check{f}}{\partial z} = \check{e} - \check{d} \tag{2.14}$$

Le flux dans les panaches montant et descendant est compensé par le flux dans l'environnement : $f_e = -\hat{f} - \check{f}$.

Pour introduire le schéma de Tiedtke dans le modèle, deux approximations ont étés adoptées. Le modèle est supposé stationnaire sur un pas de temps et la fraction d'aire couverte par les panaches montant et descendant est supposée assez petite pour que la concentration moyenne dans la maille du modèle soit presque égale à celle dans l'environnement pour la colonne convective ($q_e = \tilde{q} = q$). Dans ces conditions, la concentration dans le panache montant $\hat{q}$ et dans le panache descendant sont données par :

$$\frac{\partial \hat{f}\hat{q}}{\partial z} = \hat{e}q - \hat{d}\hat{q} \tag{2.15}$$

et

$$-\frac{\partial \check{f}\check{q}}{\partial z} = \check{e}q - \check{d}\check{q} \tag{2.16}$$

Le flux turbulent est donné, par l'équation :

$$\overline{\rho w' q'} = \hat{f}\hat{q} + \check{f}\check{q} - (\hat{f} + \check{f})q \tag{2.17}$$

Dissipation horizontale

En plus du transport vertical turbulent et du mélange convectif, une dissipation horizontale a également été introduite dans le modèle, pour des tests de sensibilité. Plusieurs simulations sont effectuées dans le cas de l'expérience ETEX pour tester la sensibilité du modèle au calcul de cette dissipation (section 3.1.4.3).

L'équation de transport, compte tenu uniquement de la dissipation horizontale, s'écrit :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = K\Delta q \tag{2.18}$$

où K est le coefficient de dissipation.
Pour expliciter K, on considère une solution de cette équation dans le cas 1D, sous la forme : $q(x,t) = A(t)sin(kx)$
En introduisant cette expression dans l'équation (2.18), il vient : $A(t) = A_0 exp(-\frac{t}{\tau})$, où $\tau = \frac{1}{k_{max}^2 K}$ est le temps de dissipation pour les plus petites longueurs d'onde et $k = \frac{2\pi}{\delta x_{min}}$, avec δx_{min} est la longueur de la plus petite maille de la grille du modèle.
Pour une maille avec une longueur de l'ordre de 70 km et pour un temps de dissipation de 40 mn, la constante de dissipation K est de l'ordre de $2.10^4 m^2.s^{-1}$.

Dans les modèles de climat, la dissipation horizontale des espèces traces est généralement négligée à cause des échelles spatiales considérées et de la diffusion numérique des schémas d'advection grande échelle.

2.3.4 Sources, puits et processus de dépôt

Dans le modèle, les sources peuvent être prescrites de deux manières pour les traceurs émis en surface : soit en exprimant le flux de surface à partir du réservoir au sol et de la première couche (pour le ^{222}Rn et pour l'eau par exemple), soit en imposant le flux surfacique (cas du CO_2 par exemple).

Le plomb-210 et le randon-222 sont déjà implantés dans LMDZT avec leurs sources, leurs puits et leur dépôt :

– La source de ^{222}Rn utilisée dans le modèle LMDZT, est décrite de façon détaillée par Genthon and Armengaud (1995). Pour injecter le ^{222}Rn dans la première couche du code, on utilise un réservoir de sol. Afin de tenir compte des processus de diffusion du radon dans le sol décrits par Dörr and Munnick (1990), on considère une porosité hypothétique de 10 % et un réservoir d'une hauteur de 1 m (Figure. 2.2). L'échange entre le sol et l'atmosphère est contrôlé en surface par la

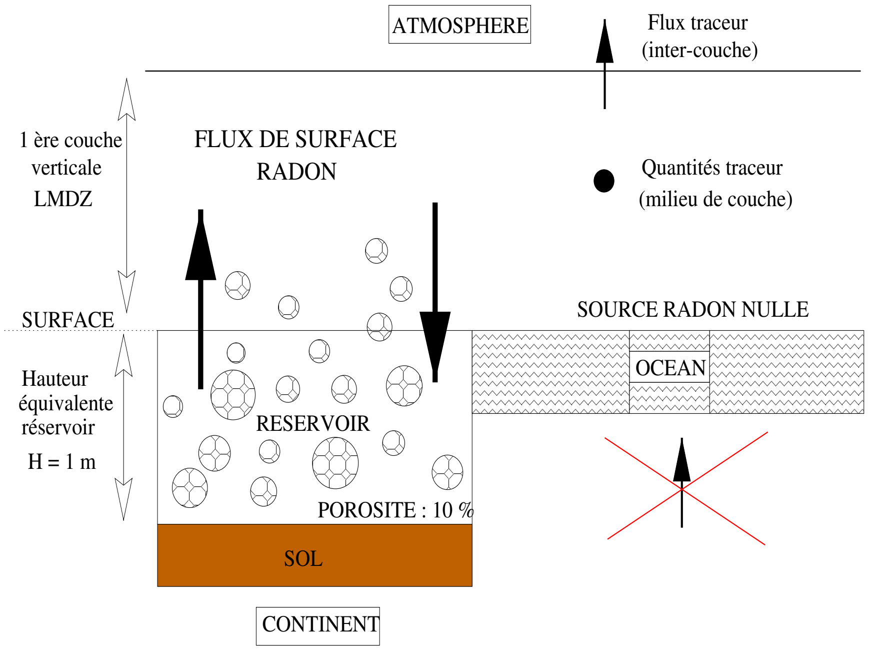


FIG. 2.2 – Représentation schématique de la source de ^{222}Rn dans le modèle LMDZT d'après (manuscrit non publié).

turbulence simulée dans le modèle de climat. Le flux de radon $F_{q_{source}}$ à l'interface surface/atmosphère s'exprime comme :

$$F_{q_{couche\ limite}} = F_{q_{source}} = \rho\, C_d\, (1 + V)[\, q_{sol} - q_{atm}\,] \qquad (2.19)$$

où ρ est la masse volumique de l'air en surface, C_d le coefficient de friction, V la vitesse du vent en surface, q_{sol} la concentration de ^{222}Rn dans le sol, q_{atm} la concentration de ^{222}Rn dans la première couche atmosphérique. L'évolution de la concentration du traceurs sera donc :

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial F_{q_{couche\ limite}}}{\partial z} \tag{2.20}$$

où $F_{q_{couche\ limite}}$ vaut $F_{q_{source}}$ en traversant le sol.

– le seul puits du ^{222}Rn est sa décroissance radioactive qui constitue également la seule source du ^{210}Pb. Celle-ci suit la loi exponentielle :

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} \tag{2.21}$$

soit :

$$n = n_0\, e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{2.22}$$

où n est la quantité de traceurs (nombre d'atomes) et τ la constante caractéristique de désintégration, liée à la demi-vie $T_{1/2}$ par la relation : $T_{1/2} = \tau\ ln(2)$. $\tau(^{222}Rn) = 4.765\ 10^5\ secondes$, soit $T_{1/2}(^{222}Rn) = 3.8\ jour$.

– Les processus de dépôt des aérosols sont également paramétrisés dans LMDZT. (manuscrit non publié) a décrit de façon détaillée les paramétrisations de dépôt sec et humide utilisées dans LMDZT.

La capacité du modèle à représenter le cycle global de ces deux traceurs a été évaluée par (manuscrit non publié).

2.3.5 Modes branché et débranché

Comme on l'a dit plus haut, le modèle LMDZT peut être utilisé en mode "branché", appelé souvent "online" dans la littérature et en mode "débranché" qui s'apparente au mode dit "offline".

Mode branché

En mode "branché", le calcul de la dispersion atmosphérique est effectué en même temps que la simulation météorologique.

D'une part, les flux de masses calculés dans la partie dynamique du MCG, sont utilisés pour calculer l'advection à grande échelle pour un nombre arbitraire de constituants. D'autre part, les tendances physiques (turbulence dans la couche limite, convection, ...) sont calculées dans la partie physique du MCG. A chaque pas de temps, les flux de masse et les paramètre physiques sont directement ”passés” au module de traceurs (Figure. 2.1).

Mode débranché

En mode ”débranché”, le modèle de transport est utilisé seul en relisant les archives météorologiques issues d'une première simulation en mode ”branché” (Figure. 2.1). L'advection à grande échelle et le transport sous-maille sont calculés en utilisant les flux de masses et les paramètres physiques (coefficients de diffusion turbulente, panaches montant et descendant pour le calcul de la convection, ...) relus dans les fichiers d'archivage.

Le modèle LMDZT en mode ”débranché” et ”guidé” s'apparente à un MCT. Mais, alors que dans un MCT la météorologie est directement issue des analyses, on effectue ici une première simulation météorologique en mode ”guidé”. Dans cette simulation, seule la dynamique de grande échelle est relaxée vers les analyses. En plus du fait que le modèle en mode ”débranché” est celui utilisé en mode climatique, cette approche présente l'avantage qu'on a accès à l'ensemble des paramétrisations physiques du MCG (mélange turbulent, convection, ...) pour le calcul du transport sous-maille des traceurs.

En mode débranché le modèle peut être utilisé pour le calcul du transport direct ou du transport inverse. La description du calcul inverse est présentée dans le chapitre 5.

D'autre part, le calcul du transport peut être effectué soit sur la même grille que celle des archives météorologiques soit sur une grille plus fine en utilisant une technique de ”redécoupage” des flux préalablement stockés. Cette technique, appliquée dans le cas de l'expérience ETEX pour tester la sensibilité du modèle à la résolution horizontale, est illustrée dans la section 3.1.4.4..

Chapitre 3

Validation du transport atmosphérique direct dans le modèle LMDZT

Dans ce chapitre, sont présentés les résultats de la validation du transport atmosphérique direct des espèces traces dans le modèle LMDZT.

Deux jeux de données très différents et complémentaires sont utilisés :

- les résultats de la première expérience ETEX.
- des mesures radon en six stations européennes.

La première expérience ETEX nous a permis, d'une part, d'évaluer finement la capacité du modèle LMDZT à représenter le transport atmosphérique des traceurs à l'échelle continentale dans une situation météorologique synoptique particulière et, d'autre part, de se comparer à 28 modèles de dispersion atmosphérique ayant participé à cette campagne. Les mesures de cette campagne sont également utilisées pour effectuer un ensemble de tests de sensibilité du modèle à plusieurs paramètres.
Le ^{222}Rn, grâce à ses caractéristiques et à sa mesure relativement aisée, est un excellent traceur pour étudier les processus de transport aux échelles continentales et régionales. Il est essentiellement émis sur les continents et son unique puits est sa décroissance radioactive. Nous disposons, pour toute l'année 1998, de mesures de ^{222}Rn pour six sites européens d'observations. Les mesures radon nous ont permis de valider le modèle à l'échelle régionale et dans des situations météorologiques différentes et de le comparer à un modèle de dispersion régionale à domaine limité.

La première partie de ce chapitre fait l'objet d'un article en préparation (Idelkadi and

Hourdin, 2002).

3.1 Simulation de l'expérience ETEX

3.1.1 L'expérience ETEX

Objectif et contexte

ETEX (European Tracer EXperiment) est une campagne de mesures dans laquelle un polluant, émis en Bretagne, a été mesuré sur toute l'Europe. Le projet était piloté par l'organisation mondiale de la météorologie (WMO), l'agence internationale de l'énergie atomique (IAEA) et la commission européenne (EC). Les services météorologiques nationaux ainsi que les services de navigation aérienne européens, ont été mobilisés au cours de cette campagne. L'objectif du projet était de conduire une campagne de mesures à l'échelle européenne et de disposer ainsi de données permettant de valider les modèles de transport à l'échelle continentale.

Emission

Deux expériences, avec deux traceurs différents, ont été réalisées, l'une au mois d'octobre 1994 et la seconde au mois de décembre 1994. La comparaison des observations avec les résultats des modèles montre un bon accord pour la première expérience.

Dans la seconde expérience, il est difficile d'évaluer les résultats des modèles. Le traceur est détecté par un nombre faible de stations et avec des valeurs de concentrations faibles et disponibles de façon discontinue. La situation météorologique pendant cette expérience était caractérisée par le passage d'un système frontal traversant l'ensemble des stations d'observation associé à des précipitations. Le système frontal est passé au niveau de la station source juste avant la fin de l'émission. Les résultats obtenus par la plupart des modèles montrent un panache de traceur avec un déplacement nord-est au début de l'émission qui s'oriente vers l'est par la suite. 24 h après, le panache avait quitté la France. Cette évolution n'est pas confirmée par les mesures. Les observations montrent qu'une partie du traceur a été encore trouvé à quelques centaines de kilomètres à l'est de la source, 24 et 48 h après le début de l'émission. Aucune explication claire n'est encore fournie pour ces résultats (Gryning et al., 1998). Cette expérience n'a finalement pas pu être utilisée pour la validation des modèles et nous ne la considérons donc pas ici.

Le traceur choisi pour la première expérience est le Perfluoro-Methyle-Cyclo-Hexane (PMCH). C'est un gaz non toxique et non sensible au lessivage par les précipitations. Il est facile à détecter, même en faible concentration dans l'atmosphère (jusqu'à 0.01 ng.m^{-3}).

Des techniques d'analyse du PFC (PerFluoro-Carbon), ont été développées par le BNL (Brookhaven National Laboratory, Etats-Unis) et par la suite utilisées par l'Institut d'Environnement du JRC (Joint Research Center, Italie) pour estimer la concentration du traceur dans l'atmosphère. La station choisie pour l'émission est Monterfil, située en Bretagne, à 30 km de Rennes. Une quantité totale de 340 kg de PMCH a été émise, le 23 octobre 1994 à 16h00 UTC, à proportion de 7.95 $\mathrm{g/s}$. L'émission dure environ 12h. Le gaz s'écoule à travers une cheminée située à 8 m du sol avec une température moyenne au sommet de la cheminée de 84 ^{o}C et une vitesse moyenne de l'ordre de 45 $\mathrm{m/s}$. Les caractéristiques de l'émission ETEX sont résumées sur la Table 3.1.

Source	Monterfil ($2^o00^{'}30^{''}O, 48^o03^{'}30^{''}N$, 90m)
Hauteur d'émission	8 m
Début d'émission	23/10/94 16 :00 UTC
Durée d'émission	12 heures
Débit d'émission	7.95 gs^{-1}
Température d'émission	84^o C
Vitesse d'émission	45 ms^{-1}
Traceur	PMCH
propriétés du traceur	inerte et non sensible au lessivage

TAB. 3.1 – Caractéristiques de l'émission ETEX1.

Situation météorologique

Le lieu ainsi que la date d'émission de la premire exprience ETEX ont été choisis de manière à ce que le traceur soit vu par un grand nombre de stations sur l'Europe.
Ainsi, une situation de flux d'ouest ou sud-ouest convenait pour advecter le traceur vers l'ensemble des stations. Les prévisions météorologiques pour le 23 octobre 1994 étaient caractérisées par :

– la présence d'un flux d'ouest à sud-ouest assez stable,

– l'absence de centres de hautes ou de basses pressions ou de système frontal passant près de la station d'émission.

Les conditions météorologiques pour cette expérience sont décrites en détail par Gryning et al. (1998) et par Dop and Nodop (1998). La Figure. 3.1 et la Figure. 3.2 représentent les champs de vents d'analyses ECMWF pour les 23 et 24 octobre 1994 repectivement à 800 hPa et à 500 hPa. Cette période, comme le montre cette figure, est caractérisée par des vents de sud-ouest ou d'ouest assez stables.

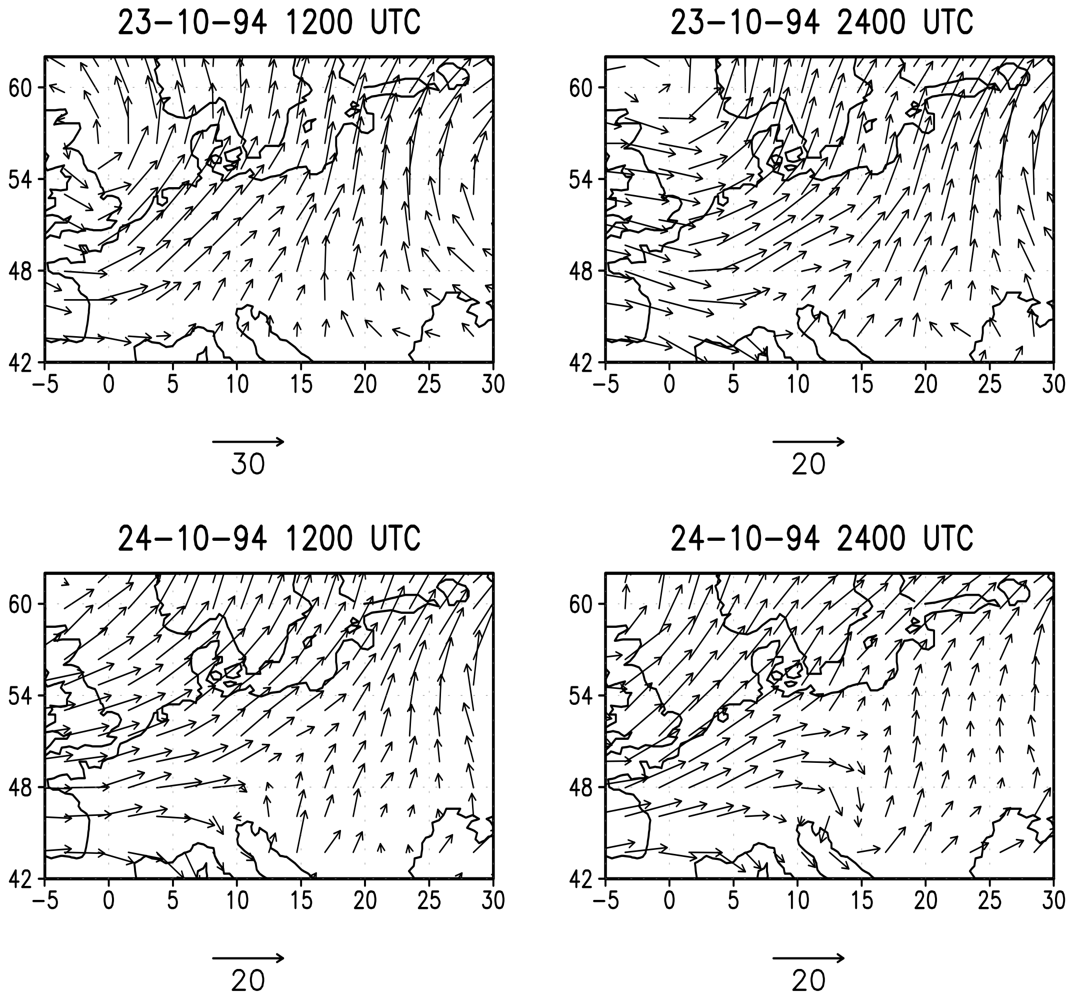


FIG. 3.1 – Champs de vents d'analyses (ECMWF) pour le 23 et le 24 octobre 1994 à 800 hPa (unité en $m.s^{-1}$).

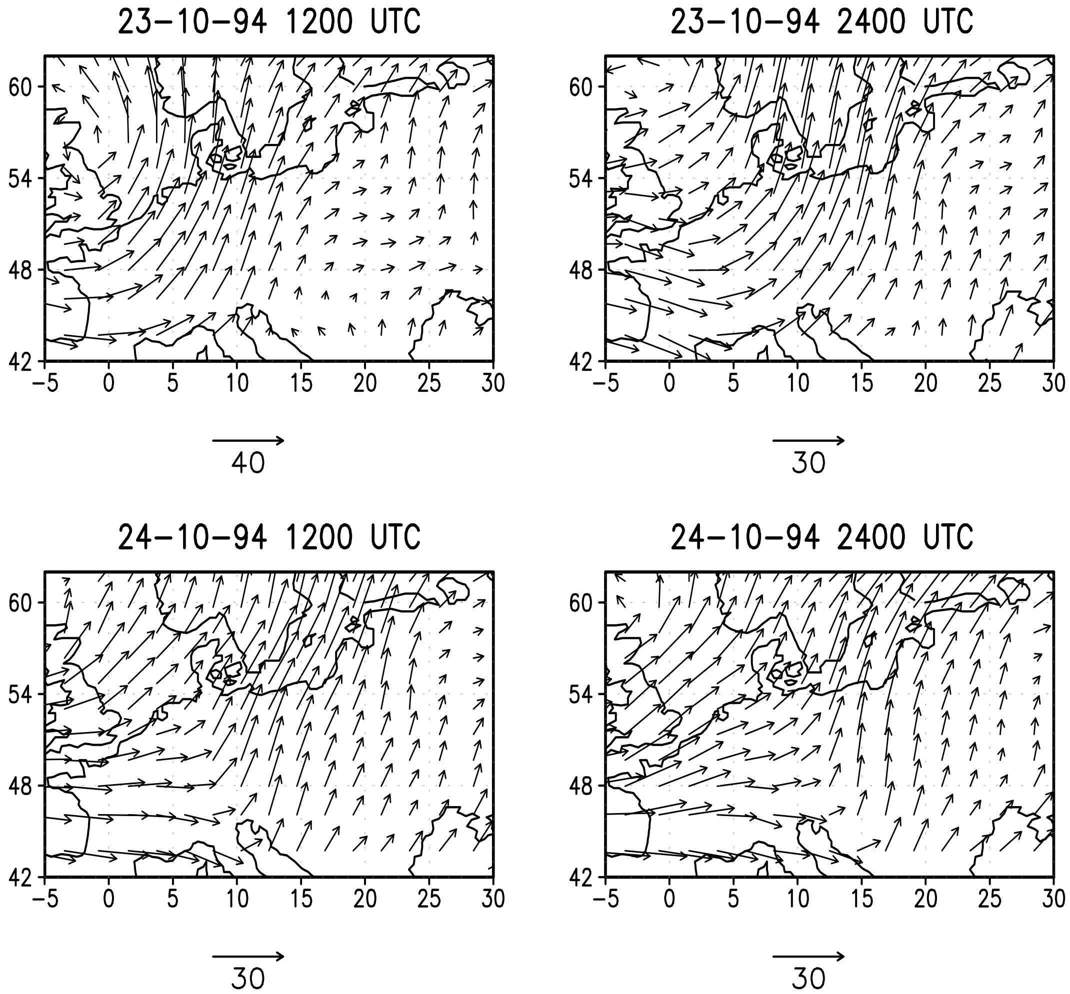


FIG. 3.2 – Champs de vents d'analyses (ECMWF) pour le 23 et le 24 octobre 1994 à 500 hPa (unité en $m.s^{-1}$).

Mesures

Le traceur est observé à 168 stations réparties sur 17 pays européens. Toutes les mesures ont été effectuées dans des stations synoptiques des services météorologiques nationaux. La Figure. 3.3 représente les différentes stations d'observations répartie sur l'Europe. L'expérience a duré trois jours à partir de l'heure d'émission. Les mesures de concentration du polluant sont moyennées toutes les 3 heures pour chaque station.

La Figure. 3.4 montre l'évolution du panache de PMCH pendant les 3 premiers jours suivant l'émission. Le traceur traverse l'Europe dans la direction sud-ouest / nord-

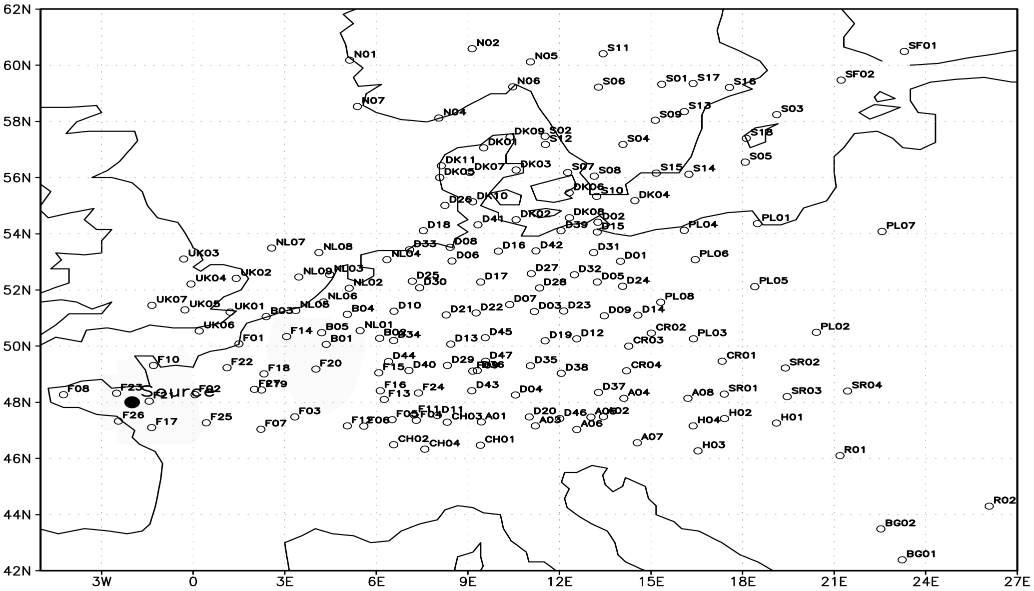


FIG. 3.3 – Les 168 stations d'observations de la campagne ETEX.

est. Après 12h, le traceur est détecté en France et dans quelques stations à l'est de l'Allemagne. 24 heures après, le panache atteint la côte ouest de la Suède au nord et la Hongrie au sud et couvre l'ensemble des stations d'observation. 60 heures après, le panache s'étale du sud de la Norvège jusqu'en Bulgarie avec des valeurs faibles. La méthode utilisée pour construire les cartes de PMCH à partir des mesures aux stations est illustrée dans le paragraphe suivant.

Aux stations proches de la source, la concentration du traceur atteint des valeurs élevées. Dans la station de Rennes par exemple (située à 30 km de la source), une valeur de $0.85ng.m^{-3}$ est détectée. Dans les stations situées en Europe Centrale, les concentrations sont généralement comprises entre 0.008 et 0.05 $ng.m^{-3}$ et dépassent rarement 0.5 $ng.m^{-3}$.

3.1.2 Critères statistiques d'évaluation des résultats des simulations

Pour évaluer les performances des modèles de transport, les organisateurs de la campagne ETEX ont adopté un ensemble de critères statistiques. Ces critères sont présentées par Dop and Nodop (1998).

On distingue trois types de comparaisons : spatiales (à temps fixe et pour toutes les

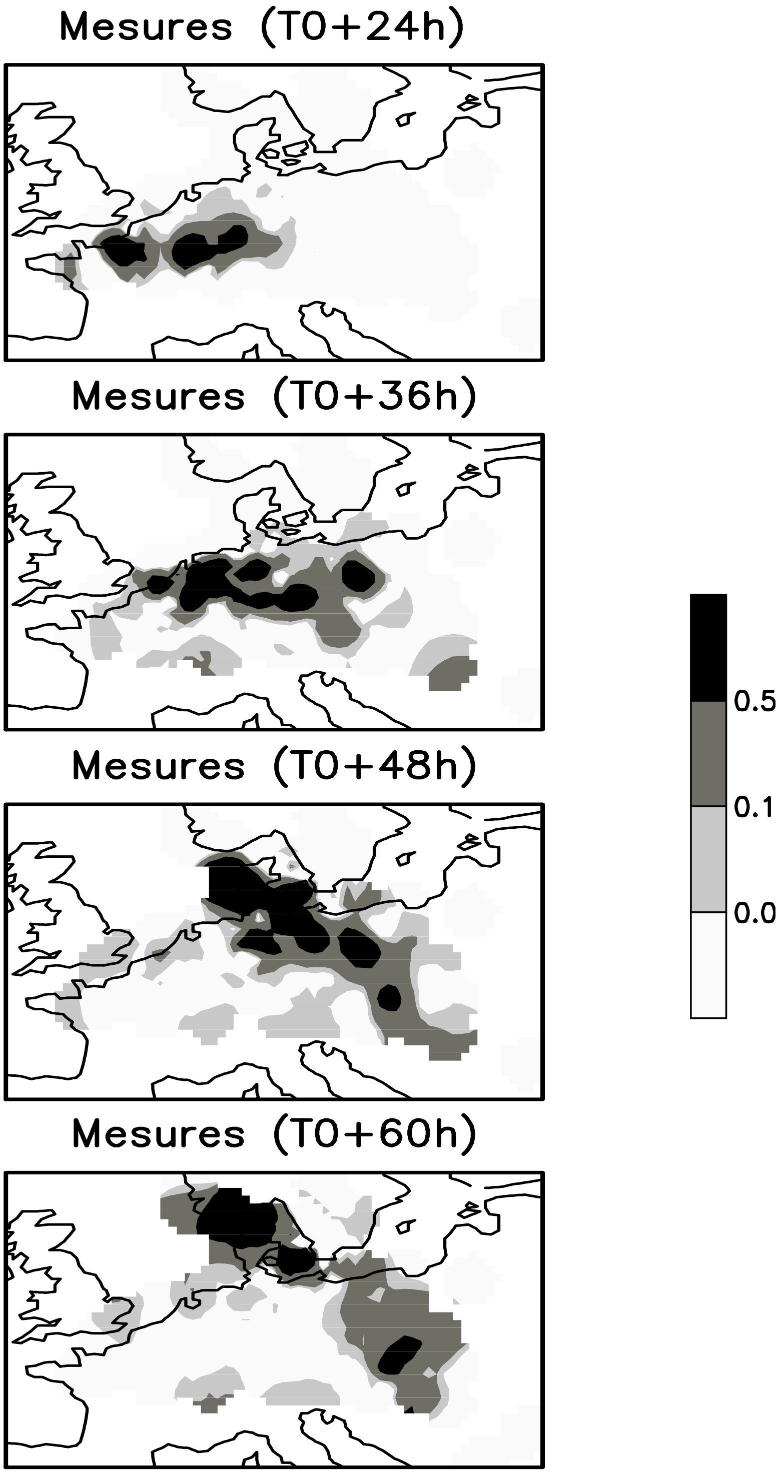


FIG. 3.4 – Carte des panaches observés, 24, 36, 48 et 60h après le début d'émission du PMCH (T0) (unité $ng.m^{-3}$), reconstituées à partir des mesures aux 168 stations d'observation en utilisant l'algorithme de Cressman (1959).

stations), temporelles (à station fixe et pour toute la durée de l'expérience) et globales (pour toutes les stations et pour toute la durée de l'expérience).

Analyse spatiale

Nous nous sommes focalisés pour l'analyse spatiale sur les panaches de PMCH et le biais du modèle.

Nous avons construit les panaches observés de PMCH à partir des valeurs de concentrations aux stations, au moyen de la fonction "oacres" du logiciel graphique Grads. Cette fonction est basée sur l'utilisation de l'algorithme de Cressman (1959). Les valeurs aux points de la grille sont obtenues par interpolation des données aux stations, en utilisant des rayons d'influence choisis arbitrairement. Cette méthode a été utilisée pour tracer les panaches observés (Figure. 3.4).
Pour les panaches simulés, on a le choix entre tracer directement les données "grillées" ou extraire d'abord les valeurs aux stations (on prend simplement la valeur moyenne dans la maille contenant la station) puis reconstruire le panache par la méthode de Cressman (1959).
Cette seconde méthode a été préférée pour être compatible avec les observations.
Pour régler les rayons d'influence, nous avons testé plusieurs valeurs en comparant pour chaque série simulée, le panache issu directement de la grille du modèle et celui reconstruit avec la fonction "oacres".
Nous présentons sur la Figure. 3.5 sur un exemple, la comparaison entre les deux panaches obtenus avec ces deux méthodes. Cette figure montre une différence marginale entre les deux panaches.

Nous avons calculé également le biais du modèle défini, à un instant donné, comme suit :

$$b = \frac{1}{N}\sum_i (P_i - O_i) \tag{3.1}$$

où O_i (resp. P_i) est la valeur mesurée (resp. simulée) dans la station i. $\sum_i$ désigne la somme pour toutes les stations de mesures i et N le nombre total de stations.

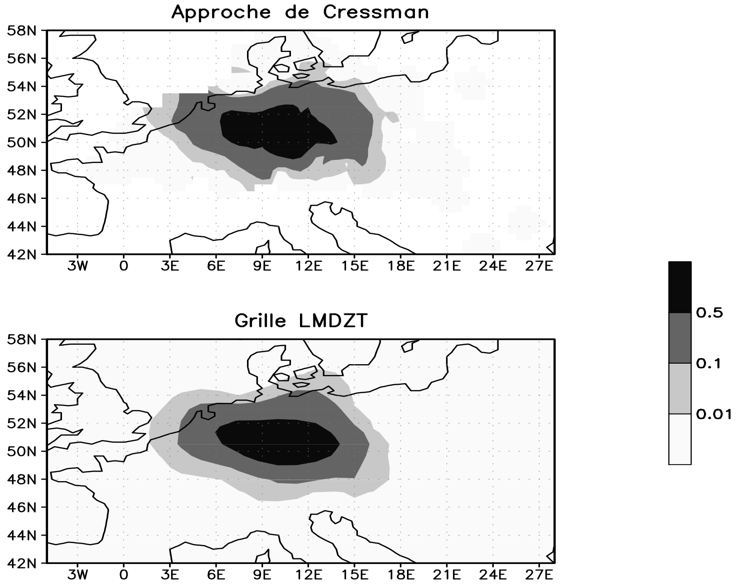


FIG. 3.5 – Comparaison entre un panache reconstruit à partir des valeurs simulées aux stations en utilisant l'approche de Cressman (1959) et un panache issu directement de la grille du modèle (unité $ng.m^{-3}$).

Analyse temporelle

Onze stations, formant deux arcs sur la trajectoire moyenne du panache à 24 et 48 h après le début d'émission, ont été choisies par les organisateurs de la campagne ETEX pour l'intercomparaison des modèles (Figure. 3.6). Le premier arc est situé à 600 km et le second à 1400 km de la source. Ces stations sont choisies parmi les stations où l'on dispose d'une suite continue de mesures pour les pas de temps successifs de 3 h pendant la période d'ETEX.

Nous nous sommes concentrés pour l'analyse temporelle sur la comparaison directe des séries temporelles et sur les paramètres statistiques FMT (Figure of Merit in Time) et biais du modèle pour les 11 stations d'intercomparaison ETEX.

Le paramètre FMT est défini pour une station donnée, lorsque l'on trace sur le même graphe les deux courbes de concentration mesurée et simulée en fonction du temps (séries temporelles), comme le rapport de l'aire commune aux deux courbes et de l'aire en dessous de l'enveloppe des deux (Figure. 3.7).

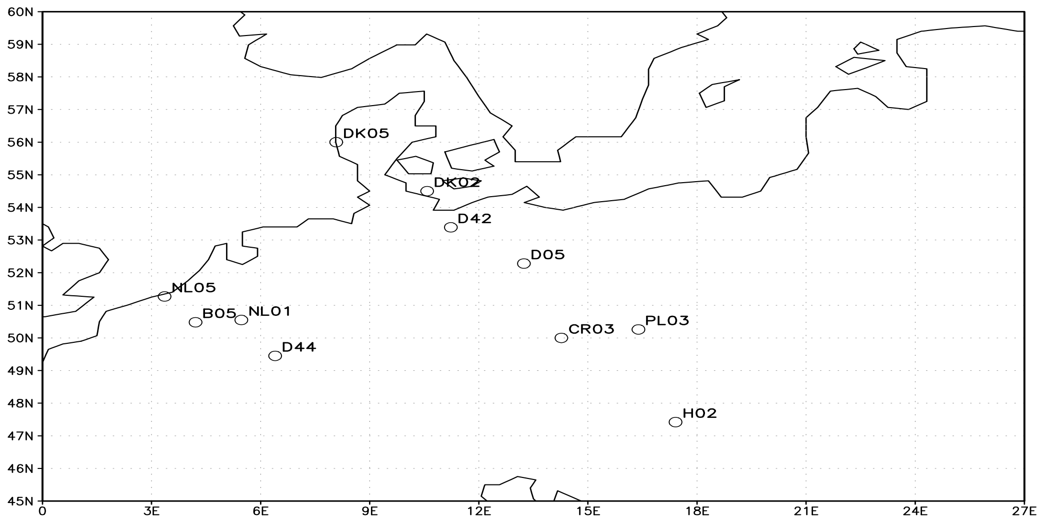


FIG. 3.6 – Les onze stations ETEX retenues pour l'intercomparaison des modèles.

$$FMT_i = 100 \times \frac{\int_0^T MIN[c_i^{\text{obs}}(t), c_i^{\text{sim}}(t)]dt}{\int_0^T MAX[c_i^{\text{obs}}(t), c_i^{\text{sim}}(t)]dt} \tag{3.2}$$

$MIN(x, y)$ (resp. $MAX(x, y)$) est le minimum (resp. maximum) de x et y ; $c_i^{\text{obs}}(t)$ et $c_i^{\text{sim}}(t)$ sont respectivement les concentrations observée et simulée au temps t dans la station i. Le paramètre FMT varie de 0%, lorsque les deux courbes ne se chevauchent pas, à 100% lorsque les deux courbe sont identiques. Ce paramètre est sensible à la fois aux intensités des deux séries et au déphasage temporel entre les deux. Il permet ainsi de mesurer, pour une station donnée, l'accord entre la simulation et l'observation.

Nous avons calculé également le biais du modèle pour les 11 stations. Pour une station donnée, on utilise la même formule (3.1), mais où O_i (resp. P_i) désigne la valeur mesurée (resp. simulée) au temps i dans cette station et N le nombre de temps de mesures.

Analyse globale

Pour l'analyse globale, nous avons tracé le diagramme de dispersion global (Global Scatter Diagram). Sur ce diagramme sont tracées, en échelle logarithmique, les concentrations simulées en fonction des concentrations observées pour toutes les stations et pour tous les temps de mesures.

Nous avons utilisé aussi les paramètres statistiques suivant :

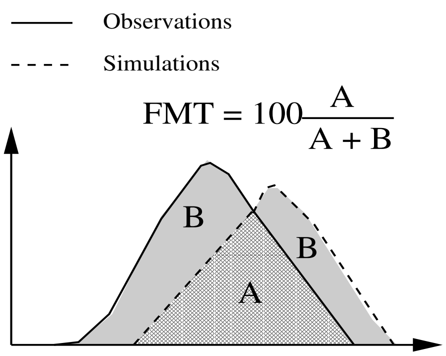


FIG. 3.7 – FMT (Figure of Merit in Time) : paramètre mesurant l'accord entre les simulations et les observations pour une station donnée .

- le paramètre FOEX (Factor of Exceedence) est une mesure de la tendance globale du modèle à surestimer ou à sous-estimer les valeurs des concentrations de PMCH. Il est définit par :

$$FOEX = 100\,(\frac{N(P_i > O_i)}{N} - 0.5) \tag{3.3}$$

  où N le nombre total de mesures. $N(P_i > O_i)$ est le nombre de points pour lesquels les valeurs simulées P_i sont supérieurs aux valeurs observées O_i.
  FOEX varie de $+50\%$ si toutes les valeurs simulées éxèdent les observations et -50% dans le cas opposé. Un bon modèle est caractérisé par un paramètre FOEX proche de 0%.
- le paramètre FA2 (resp. FA5) représente la fraction de points pour lesquels les valeurs observées et simulées diffèrent de moins d'un facteur 2 (resp. facteur 5).
- le biais du modèle en utilisant la formule (3.1), où i désigne à la fois la station et le temps et où la somme est faite pour toutes les stations et tous les temps de mesure.

Le calcul de ces paramètres prend a priori en compte les mesures de concentration de PMCH pour toutes les stations et pour les 20 pas de temps successifs suivant le début de l'émission de PMCH (T0) pour chaque station. Cependant beaucoup de mesures sont nulles et les organisateurs de la campagne avaient décidé de ne pas inclure toutes ces valeurs. Pour chaque station sont prises en compte : les deux mesures nulles précèdant la première valeur mesurée non nulle, les deux mesures nulles suivant la dernière valeur non nulle et toutes les mesures nulles comprises entre deux mesures non nulles.

Pour intercomparer certaines de nos simulations, nous avons également tracé des cartes des FMTs reconstruites avec l'algorithme de Cressman (1959), à partir des FMTs calculées en chaque station du réseau. Ce diagnostique symétrique permet de visualiser en une seule carte les régions où le modèle se comporte plus ou moins bien.

3.1.3 Simulation de contrôle

Description de la simulation

Pour simuler une expérience comme ETEX, un premier travail consiste à choisir une grille pour le modèle. Il s'agit ainsi de définir un maillage 3D et de choisir un zoom centré sur le domaine correspondant à la campagne ETEX. Nous avons conservé pour notre première simulation le nombre de points de la grille standard du modèle climatique (96x72x19). Le zoom est centré sur le point (15^oE, 52^oN) et le facteur de grossissement de 3 permet d'atteindre une résolution de 120x150 km^2 au centre du zoom. La Figure. 3.8 représente cette grille et la résolution correspondante dans la région zoomée.

Pour équilibrer le modèle, nous avons procédé à une première simulation météorologique guidée par les analyses ECMWF, pour les quatre jours précédant l'expérience (du 19 au 22 octobre 1994). L'état final de cette simulation (16 heures avant le début de l'émission ETEX) nous a servi d'état initial pour la simulation ETEX. La météorologie est calculée avec un pas de temps d'1mn30 et les champs météorologiques (vents et température) sont rappelés vers les analyses ECMWF avec une constante de temps de relaxation de 3 heures. Ces analyses sont disponibles avec une résolution horizontale de 1^o25x1^o25 et avec 15 niveaux verticaux.
Le PMCH est injecté grossièrement au premier niveau du modèle dans la maille, contenant la station Monterfil.
L'advection à grande échelle et les tendances physiques sont calculées avec un pas de temps de 30mn.

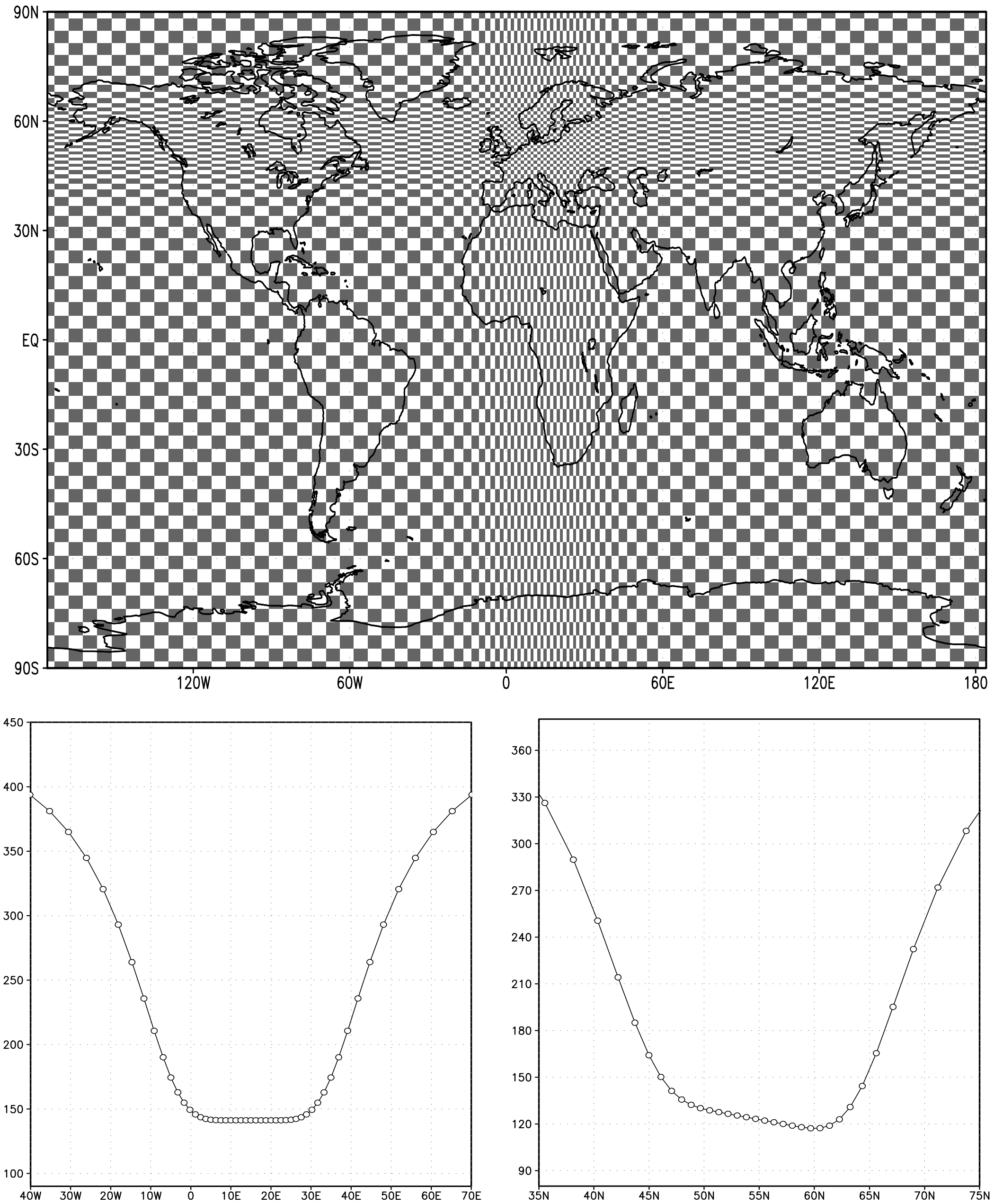


FIG. 3.8 – Grille obtenue avec une résolution 96x72x19 et un zoom centré sur le point $(15^o E, 52^o N)$ avec un facteur de grossissement de 3. Les courbes montrent les résolutions (en km) latitudinale (à la latitude de 52^{o}N) à gauche et longitudinale (à la longitude 15^{o}E) à droite.

Résultats et analyses

Nous avons utilisé les méthodes statistiques définies dans la section 3.1.2 pour comparer les résultats de la simulation de contrôle avec les observations.
Nous avons ainsi construit les panaches simulés de PMCH en utilisant l'approche de Cressman (1959) à partir des valeurs simulées aux stations. Le modèle arrive à reproduire correctement la distribution du traceur. Le modèle tend également à sous-estimer légèrement les valeurs des concentrations, notamment au bord nord du panache à T0+48h et T0+60h (Figure. 3.4 et Figure. 3.9).

La Figure. 3.10 montre les séries temporelles observées et simulées pour les 11 stations d'intercomparaison ETEX et les valeurs des FMTs correspondantes. Le modèle arrive à simuler correctement les concentrations de PMCH avec un léger déphasage temporel (3 à 6h). Des valeurs assez élevées des FMTs sont obtenues aux stations situées au centre du domaine (D05, DK02, PL03) et des valeurs plus faibles aux stations situées aux bords (NL05, DK05).
De faibles valeurs du biais du modèle sont obtenues pour les 11 stations (Table 3.2). Ces valeurs sont négatives pour les stations DK02, DK05, H02 et NL05, où le modèle tend à sous-estimer les concentrations de PMCH et positives pour les autres.

Site	B05	CR03	D05	D42	D44	DK02	DK05	H02	NL01	NL5	PL3
Biais	0.09	0.23	0.08	0.01	0.29	-0.13	-0.29	-0.04	0.06	-0.16	0.12

TAB. 3.2 – Biais du modèle pour les 11 stations d'intercomparaison ETEX (en $ng.m^{-3}$).

La Figure. 3.11 montre le diagramme de dispersion des concentrations simulées en fonction de celles observées. 25% des concentrations observées sont reproduites à un facteur 2 près et 48% à un facteur 5 près. Une valeur assez faible (14%) est obtenue pour le paramètre FOEX : le modèle tend globalement à surestimer les valeurs de concentrations de PMCH. Une valeur faible (0.07 ngm^{-3}) est également obtenue pour le biais global du modèle.

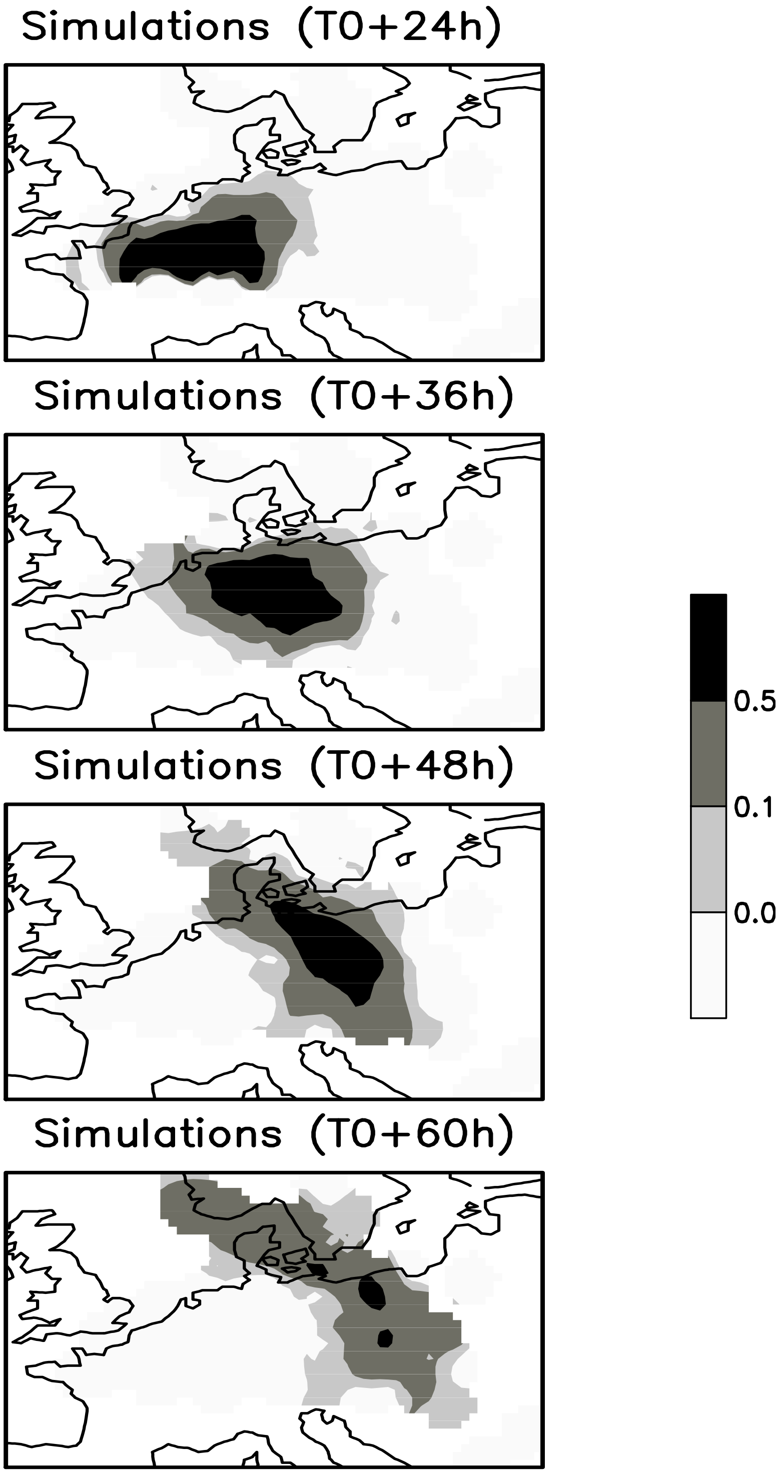


FIG. 3.9 – Panache simulé de PMCH (en $ng.m^{-3}$) à 24, 36, 48 et 60 h après le début d'émission (T0).

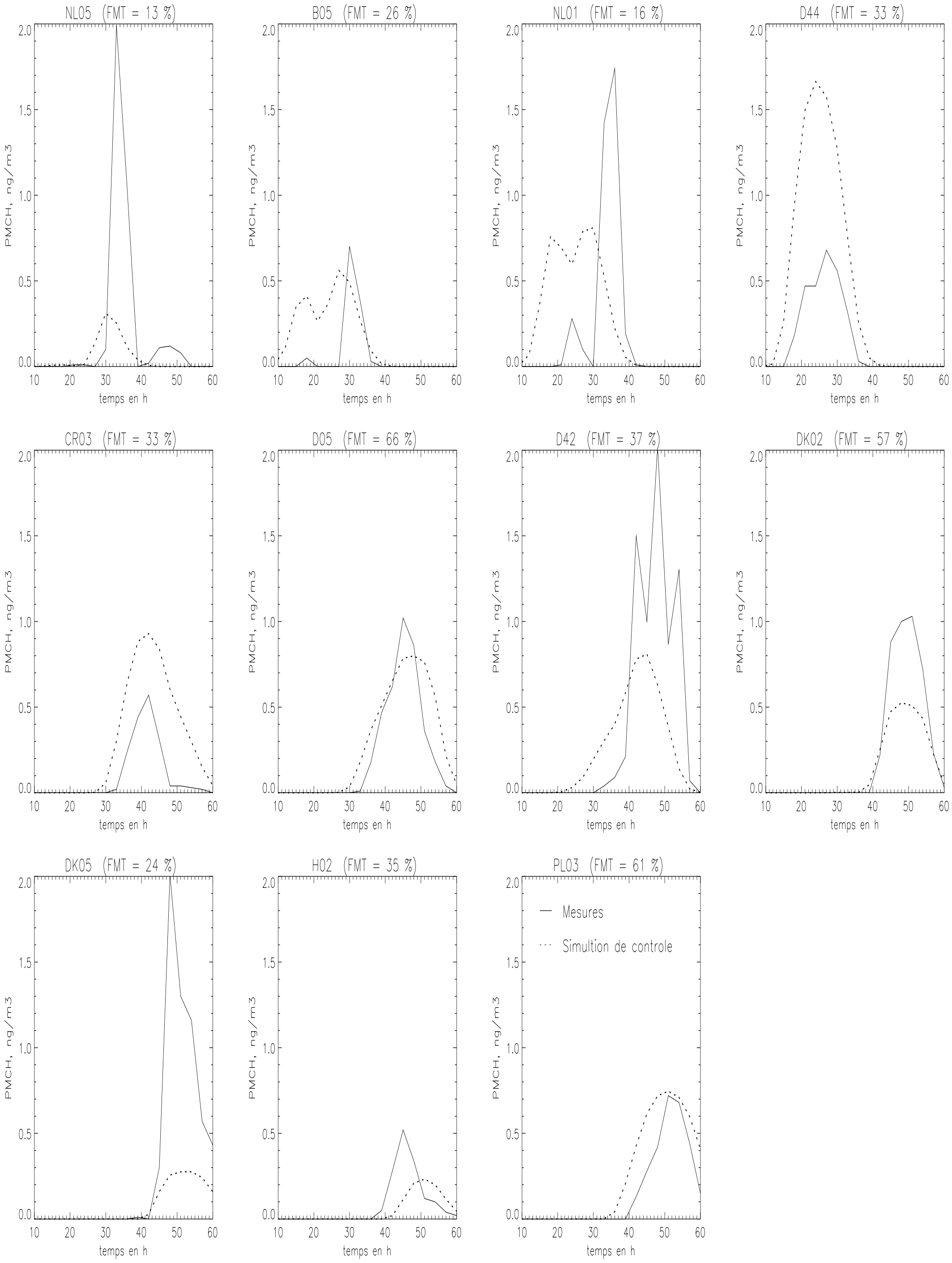


FIG. 3.10 – Séries temporelles observées et simulées pour les 11 stations d'intercomparaison ETEX. Le paramètre FMT mesure l'accord entre la simulation de contrôle et les observations (se reporter au texte pour plus de détails).

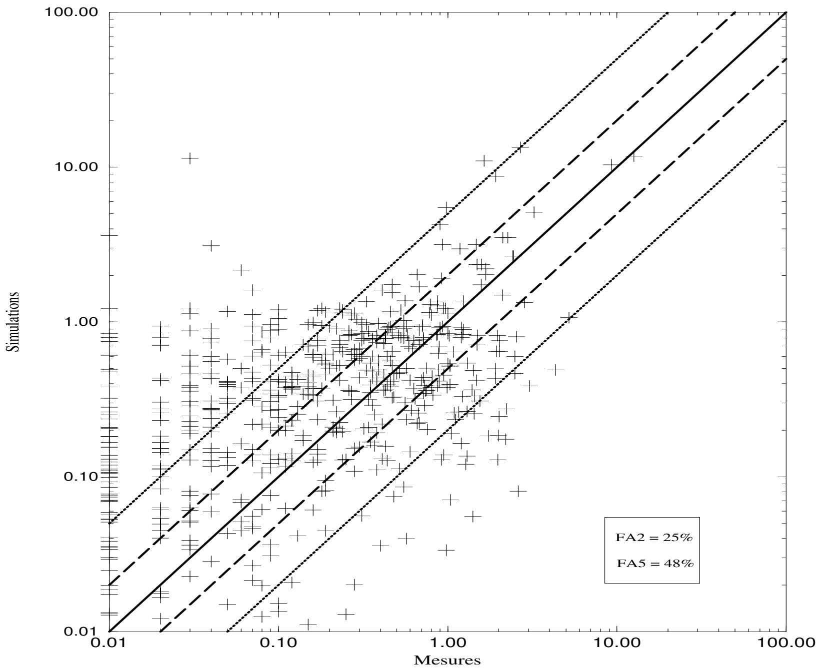


FIG. 3.11 – Diagramme de comparaison globale (global scatter diagram).

Comparaison avec d'autres modèles

28 modèles, issus de 24 organisations différentes (des services nationaux de météorologie et des instituts de sûreté nucléaire) ont participé aux exercices d'intercomparaison ETEX (Table 3.3). Trois groupes de modèles peuvent être identifiés : le groupe des modèles Gaussiens (12 modèles), le groupe des modèles Euleriens (6 modèles) et le groupe des modèles Lagrangiens (10 modèles). Les modèles Gaussiens considèrent des trajectoires lagrangiennes avec une dispersion de type gaussienne de la concentration moyenne autour de l'axe du vent.
La résolution horizontale est très différente d'un modèle à l'autre et ne dépend pas du type de dispersion utilisé.

La plupart des modèles arrivent à simuler correctement la première expérience ETEX. L'intercomparaison entre les modèles, effectuée par les organisateurs de la campagne ETEX, est basée sur les paramètres statistiques (FMT, biais, FOEX, FA2, FA5, ...) obtenus pour chaque modèle (Klug et al., 1992). Les modèles sont classés en trois classes suivantes :

Models	Institut/Pays	Eul	Lag	Horiz. res. Km	Vert. levs. 1.5Km	Dissip. (La t./ Vert.)
PUFF	KMI, Belgium		P	40-55	30	Gauss Gauss
PART	KMI, Belgium		p			
LED	NIMH, Bulgaria		P	75	5	Gaus s K-th
CANERM	CMC, canada	E		25	4	K-th K-th
LOTR1	CHI, Czech Rep.		P	330	3	Gauss Gauss
DERMA	DMI, Denmark		P	23	8	Gauss Box+Gaus s
TRADOS	FMI, Finland		p	55	3	Gauss K-th
SIROCCO	IPSN, France		P	10-200	1	Gauss Gauss
ARPEGE1	Meteo, France	E		150	5	K-th K-th
ARPEGE2	Meteo, France	E		50	5	K-th K-th
LPDM	DWD, Germany		p	55	6	Random Random
ETM	DWD, Germany	E		55	6	K-th K-th
LORA	IIBR, Israel		P	23	8	Gauss B ox
APOLLO	ANPA, Italy		p	55-110	3	Random Box+R an-dom
WSPEED	JAERI, Japan		p	63.5	7	K-th K-t h
PUFF	KNMI, Nether-lands		P	50	2	Gauss Gauss
knmi PUFF	RIVM, NL		P	50	2	Gauss Gauss
SNAP	DNMI, Norway		p	50	10	Synopt. Box+Rand om
19	NIMH, Romania	E		190	5	K-th K-th
STADUIM	Typhoon, Russia		p	18	4	
SHMI-I	SHMI, Slovaky		P			K- th K-th
SHMI-II	SHMI, Slovaky		P	30	1-3	
MATCH	SMHI, Sweden	E		55	5-6	Synopt. K-th
LORAN	SMI, Switzerland		P	55-110	1	Gauus Box
NAME-II	MetOff, UK		p	49	5	Synopt. Box+Random
ADPIC	LLNL, USA			60	15	K-th K-th
HY-SPLIT	NOAA, USA		P	100	3	top-hat. Kth
LPDM	SRS, USA		p	75	8	Random Random

TAB. 3.3 – Les 28 modèles ayant participé à la campagne ETEX. Eul : Eulerien, Lag : Lagrangien, P : Puff, p : part

– classe des modèles à excellente performance : DERMA, ETM, WSPEEDI, Modèle 19, MATCH, NAM-II et HY-SPLIT
– classe des modèles à bonne performance : ARPEGE-I, ARPEGE-II, LPDM, SHMI-II, ADPIC, LPDM et SNAP.
– classe des modèles à moyenne performance, contenant les autres modèles.

Il résulte de l'étude d'intercomparaison des modèles dans le cas de la campagne ETEX, que les performances des modèles sont similaires et dépendent plus des champs de vents utilisés pour le calcul de l'advection grande échelle que du type de modèle ou de la complexité de celui-ci. En effet, dans chaque classe, on trouve des modèles Euleriens, Lagrangiens, à haute et à basse résolution horizontale. On distingue par exemple parmi les modèles à excellente performance : des modèles Euleriens (ETEM, modèle 19 et MATCH), des modèles Lagrangiens (HY-SPLIT,WSPEEDI, NAM-II et DERMA), des modèles à haute résolution horizontale (23 km pour le modèle DERMA) et des modèles à basse résolution horizontale (190 km pour le modèle 19).

En tenant compte des critères d'intercomparaison définis par Klug et al. (1992), LMDZT se classe dans le premier groupe de modèles.

En comparaison avec les résultats des autres modèles, on obtient des valeurs assez élevées des FMTs pour les 11 stations (Figure. 3.12) avec une valeur moyenne de 36 $\%$ (la moyenne est comprise entre 20 et 30$\%$ pour la plupart des modèles). Nous avons tracé sur la Figure. 3.13, les valeurs du biais calculé pour chaque modèle aux instants T0+24 h, T0+36 h, T0+48 h et T0+60 h. Cette figure montre là aussi que LMDZT se classe dans le groupe des bons modèles. On notera des valeurs élevées pour certains modèles (par exemple : 2.3 ngm^{-3} pour le modèle LPDM à T0+24 h). Nous avons comparé également les valeurs des paramètres FOEX, FA2 et FA5 obtenues avec le modèle LMDZT aux valeurs obtenues avec d'autres modèles. Les valeurs assez élevées des paramètres FA2 et FA5 (25% et 48%) et la valeur assez faible du paramètre FOEX (14%) confirment le bon comportement du modèle (Table 3.4).

3.1.4 Tests de sensibilité

Un des buts de ce travail était d'évaluer l'impact de certains paramètres du le modèle. Nous avons ainsi testé la sensibilité aux paramètres de forçage, aux champs d'analyses

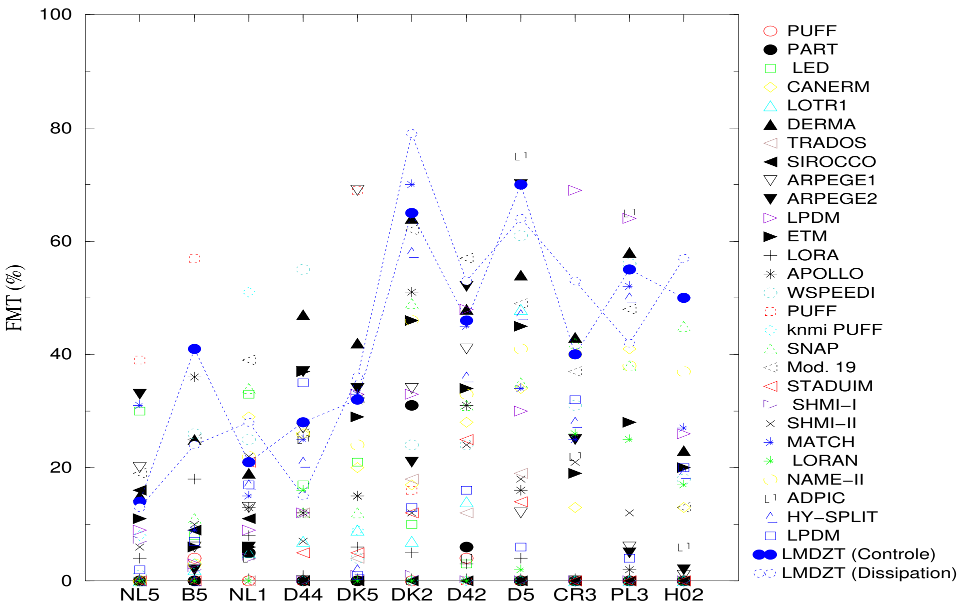


FIG. 3.12 – Comparaison des FMTs du modèle LMDZT aux résultats d'autres modèles pour les 11 stations d'intercomparaison.

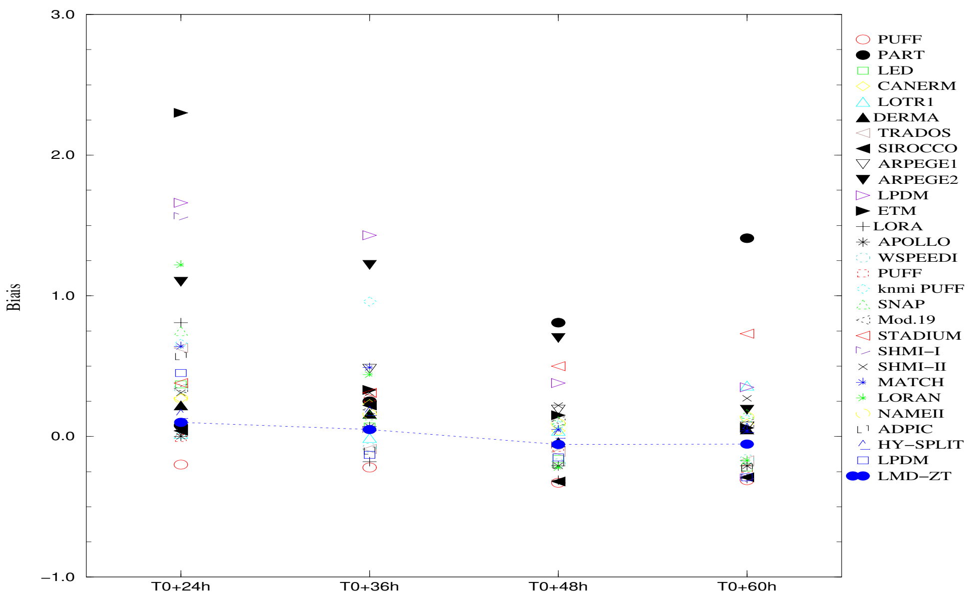


FIG. 3.13 – Comparaison du biais du modèle LMDZT aux résultats d'autres modèles pour les instants T0+24 h, T0+36 h, T0+48 h et T0+60 h.

Modèles	FA2 (%)	FA5 (%)	FOEX (%)	Biais ($ng.m^{-3}$)
PUFF	26	27	-29	-0.27
PART	28	29	-23	1.6
LED	19	25	-7	0.08
CANERM	26	39	5	0.16
LOTR	25	29	-11	0.12
DERMA	23	40	27	0.44
TRADOS	29	30	-29	0.59
SIROCCO	28	29	-28	0.06
ARPEGE 1	15	27	16	1.03
ARPEGE 2	13	26	25	1.36
LPDM	19	35	31	1.58
ETM	15	32	15	0.48
LORA	26	33	-21	0.08
APOLLO	30	36	-17	0.35
WSPEEDI	30	45	4	-0.06
PUFF	28	31	-19	1.1
knmi PUFF	27	30	-22	0.27
SNAP	34	44	-2	0.24
Mod.19	18	36	26	0.17
STADUIM	32	36	-17	0.44
SHMI 1	26	39	-22	6.46
SHMI 2	28	34	-7	0.62
MATCH	26	39	14	0.64
LORN	26	30	-11	0.06
NAME 2	35	47	4	0.35
ADPIC	33	42	-12	1.97
HY-SPLIT	34	43	-5	12.2
LPDM	26	31	-16	-0.08
LMDZT	25	48	14	0.07

TAB. 3.4 – Comparaison de LMDZT avec d'autres modèles (comparaison globale)

utilisés pour le forçage et à la résolution horizontale. La version "débranchée" est également testée et évaluée par rapport à la version branchée.

A cette fin, nous avons conduit une série d'expériences. Les résultats de ces tests sont présentés en se focalisant sur le critère FMT.

Constante de temps de relaxation

Nous avons testé la sensibilité du modèle à la constante de temps de relaxation afin d'en choisir des valeurs optimales pour le guidage du modèle. Pour cela, nous avons effectué une série de simulations en mode guidé et branché. Dans ces simulations, les champs de vents et température sont rappelés vers les analyses ECMWF avec différentes constantes de temps de relaxation. La Figure. 3.14 montre, pour chaque simulation, les valeurs des FMTs pour les 11 stations.

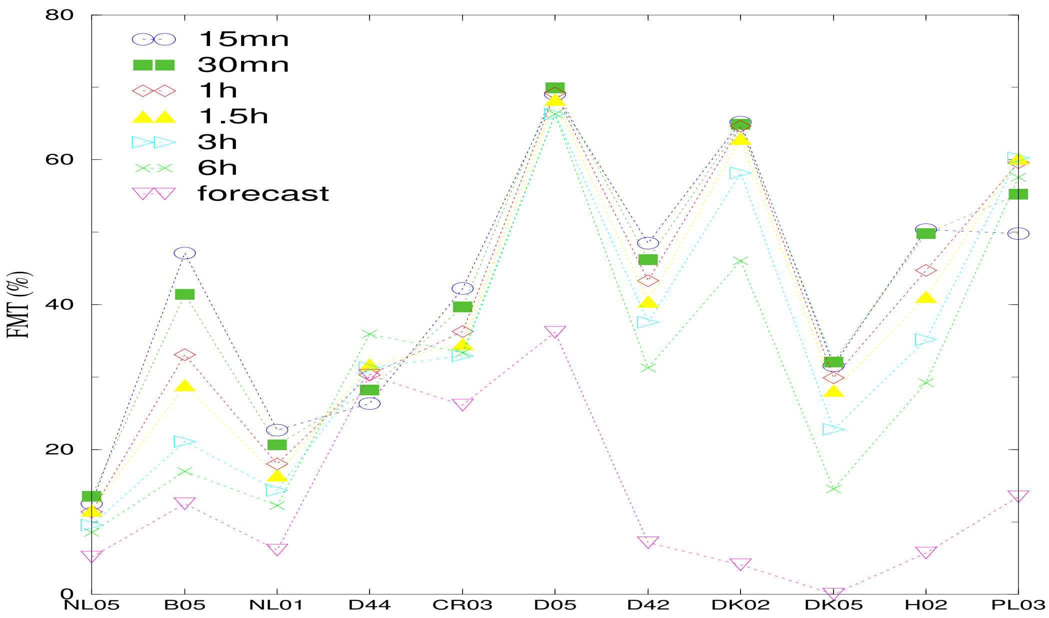


FIG. 3.14 – Sensibilité à la constante de temps de rappel (τ). FMTs pour les 11 stations et pour les simulations avec $\tau = 0.25, 0.51, 1.5, 3, 6\ h$ et pour la simulation en mode prévisionnel.

Les simulations sont plus proches des observations pour des valeur faibles de τ. Des valeurs faibles de τ forcent les vents à être proches des analyses, qui elles mêmes sont contraintes par les observations durant la période ETEX-1. Jusqu'à 3h, la sensibilité du modèle à τ reste très faible. La différence commence à augmenter à partir de $\tau = 6h$.

L'échelle temporelle de beaucoup de phénomènes physiques est de l'ordre de quelques heures et moins. C'est le cas par exemple des mouvements turbulents et dans une moindre mesure du transport convectif. On verra au chapitre suivant que l'utilisation d'une constante de quelques heures permet de tester la paramétrisation de ces processus rapides tout en forçant la situation synoptique à rester proche de la situation observée.

La Figure. 3.14 montre également une simulation en mode prévision (non guidée). Comme pour les autres simulations, le modèle est initialisé avec l'état final de la simulation guidée de 4 jours précédant l'émission ETEX. La simulation ETEX est ensuite conduite sans le terme de relaxation vers les analyses. La simulation en mode prévisionnel reste proche des simulations en mode guidé pour les stations situées sur le premier arc qui est atteint 24 h après le début de la simulation. Comme on peut s'y attendre, la prévision est plus loin des observations pour les stations situées sur le second arc : le modèle calcule ses propres vents et sa trajectoire s'éloigne rapidement de celle suivie par l'atmosphère réelle.

Fréquence d'archivage

Comme nous l'avons expliqué plus haut, le module de transport de LMDZT peut être débranché, notamment pour les aspects de validation et pour les calculs inverses. Nous comparons ici les résultats obtenus à partir des deux modes "branché" et "débranché".

Dans une première simulation météorologique, les flux de masse sont sauvegardés dans des fichiers. En pratique, ces champs ne peuvent pas être stockés tous les pas de temps d'advection du traceur (typiquement 30 minutes à 1 heure pour les applications présentées dans cette thèse). Ils sont donc cumulés et stockés dans des fichiers typiquement toutes les 3 ou 6 heures. En mode débranché, chaque pas d'archivage est re-découpée en plusieurs sous-pas de temps pour l'advection. Pour chaque pas de temps, l'advection est calculée en utilisant le même flux de masse cumulé pendant ce pas d'archivage. A titre d'exemple, pour une fréquence d'archivage de 6 h et un pas de temps d'advection d' 1 heure, le même flux de masse est utilisé pour les 6 pas de temps d'advection consécutifs. Le re-découpage de ces flux est codé correctement, de sorte que, des champs météorologiques constants entre deux pas d'archivage donneraient les mêmes résultats pour les deux simulations en mode branché et débranché.

Nous avons effectué une série de simulations météorologiques avec différentes fréquences de stockage et les simulations correspondantes en mode débranché (Figure. 3.15). Une première simulation consiste à stocker les champs météorologiques toute les 30mn avec un pas de temps d'advection égal au pas de temps physique (30mn). On vérifie que la simulation en mode débranché correspondante avec un même pas d'advection donne exactement les mêmes résultats.

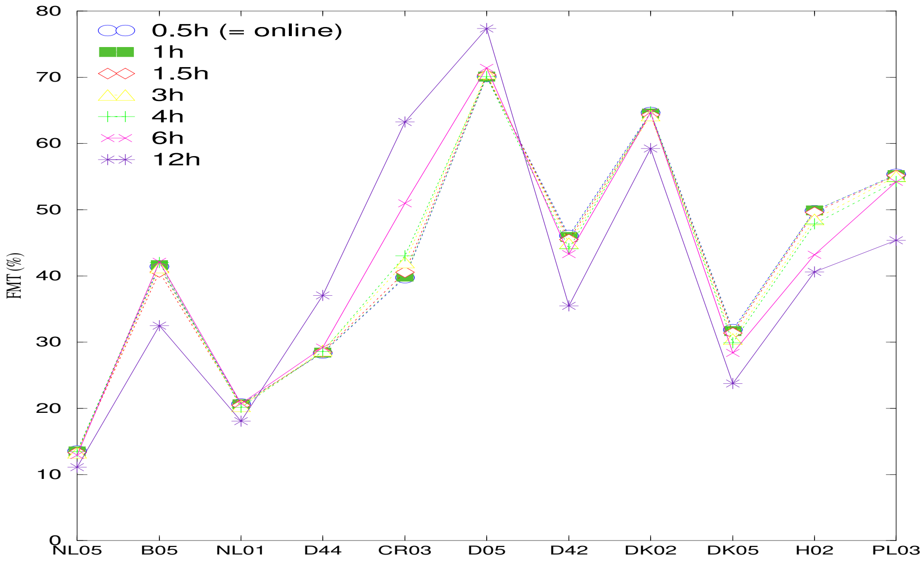


FIG. 3.15 – Sensibilité à la fréquence d'archivage. FMTs pour les 11 stations et pour les simulations en mode débranché utilisant les archives avec des fréquences de : 0.5, 1, 1.5, 3, 4, 6 et 12 h.

Jusqu'à une fréquence d'archivage de 4 h, les résultats obtenus à partir des simulations débranchées restent très proche des résultats de la simulation météorologique. A partir de 6 h, la différence commence à augmenter.

Nous avons retenu pour les simulations ETEX la fréquence de 3 h. Notons cependant que l'expérience ETEX, caractérisée par un flux d'ouest assez stable, représente sans doute un cas favorable pour des fréquences d'archivage assez longues. Dans le cas d'une situation météorologique davantage dominée par des processus locaux (cycle diurne, ...), un archivage avec une fréquence temporelle au-delà de 2 h conduirait peut-être à une dégradation plus importante des résultats.

Résolution horizontale

Nous avons testé l'impact de la résolution horizontale sur le calcul du transport dans le modèle. La principale motivation pour ce test est la diffusion numérique qui peut être très élevée pour un schéma en volumes finis lorsque la résolution horizontale du modèle est faible (Hourdin and Armengaud, 1999).

Pour cela, deux simulations à haute résolution ont été effectuées. Dans la première, la météorologie et le transport sont calculés sur une même grille, qui est deux fois plus fine dans chaque direction horizontale que la grille utilisée pour la simulation de contrôle (60x75 km^2 au centre du zoom).

Dans la seconde, les archives météorologiques stockées au cours de la simulation de contrôle sont utilisées pour calculer le transport, en mode débranché, sur une grille deux fois plus fine que celle de contrôle : les mailles sont re-découpées en 4 (2 dans chaque direction). Ce découpage des flux est illustré sur la Figure. 3.16. Le flux de masse horizontal à chaque interface est la moitie du flux de masse issu de la grille de contrôle et les flux verticaux sont re-découpés en 4. Cette simulation est moins coûteuse en temps de calcul que la simulation en mode branché où la météorologie est calculée sur la grille fine.

Les deux simulations, à haute résolution, donnent des résultats assez proches (Figure. 3.17). La technique de "re-découpage" est efficace et présente une alternative pour des schémas d'advection trop diffusifs : elle est moins coûteuse en temps de calcul et permet un calcul du transport en mode débranché sur une grille plus fine que celle des archives météorologiques.

Il semble ici que le calcul de la météorologie sur une grille plus fine n'apporte pas d'amélioration sensible aux résultats. Cependant, les analyses météorologiques utilisées pour le forçage du modèle sont disponibles avec une résolution de 1^o25x1^o25 alors que la grille utilisée pour les simulations à haute résolution atteint une résolution de 0^o5x0^o5. Une simulation météorologique à haute résolution, guidée par des analyses disponibles sur une grille plus fine (0^o5x0^o5) pourrait conduire à une amélioration des résultats. C'est

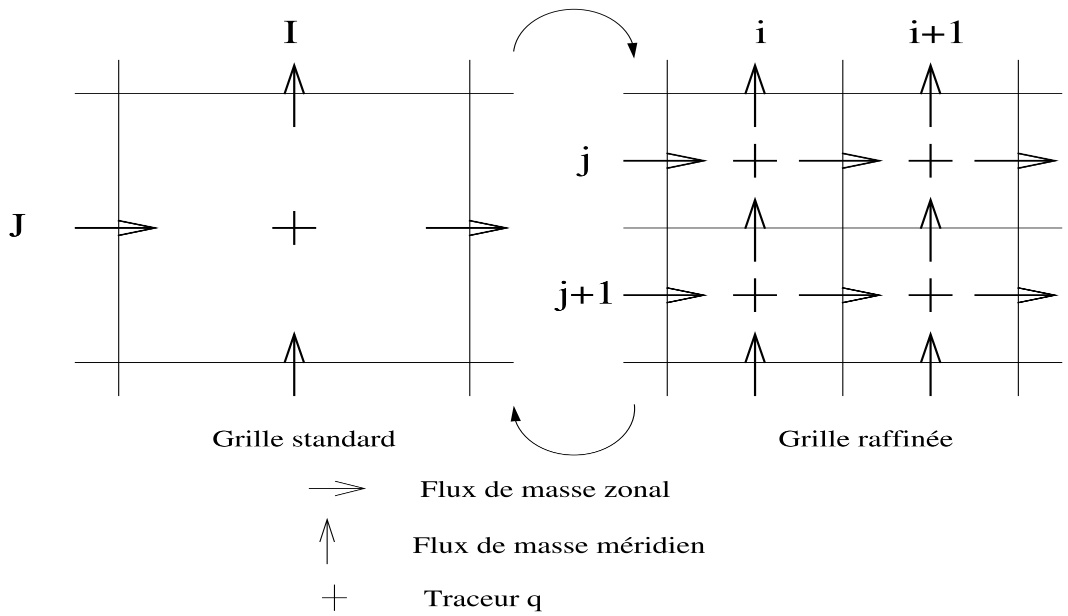


FIG. 3.16 – Illustration du re-découpage.

ce que suggère un test de sensibilité à la résolution des analyses météorologiques effectué par Nasstrom and Pace (1998) dans le cadre de la première expérience ETEX. Il en résulte que les résultats du modèle de dispersion ADPIC (voir Table 3.3) sont beaucoup plus proches des observations lorsqu'il est forcé par des analyses ECMWF d'une résolution horizontale de 0^o5 par 0^o5 qu'avec une résolution de 2^o5 par 2^o5.

Comparativement à la simulation de contrôle, les courbes d'évolution temporelle correspondant aux simulations à haute résolution présentent une plus faible extension dans le temps et des pics plus marqués et souvent surestimés (Figure. 3.18). Ceci s'explique par le fait que le schéma d'advection utilisé est moins diffusif lorsque la grille est raffinée (Hourdin and Armengaud, 1999). Les résultats semblent même suggérer que la diffusion est alors trop faible. Une explication possible est que la variabilité des vents à l'échelle sous maille n'est pas prise en compte dans le modèle. Cette variabilité petite échelle peut en effet produire une diffusion latérale du panache de PMCH. On verra dans le chapitre suivant que la diffusion par la couche limite est sans doute aussi en partie responsable.

Un test de sensibilité consiste à ajouter une dissipation horizontale dans le modèle. Plusieurs simulations avec différents coefficients de dissipation ont été effectuées. L'effet sur le calcul du transport reste négligeable pour des valeurs du coefficient de diffusion

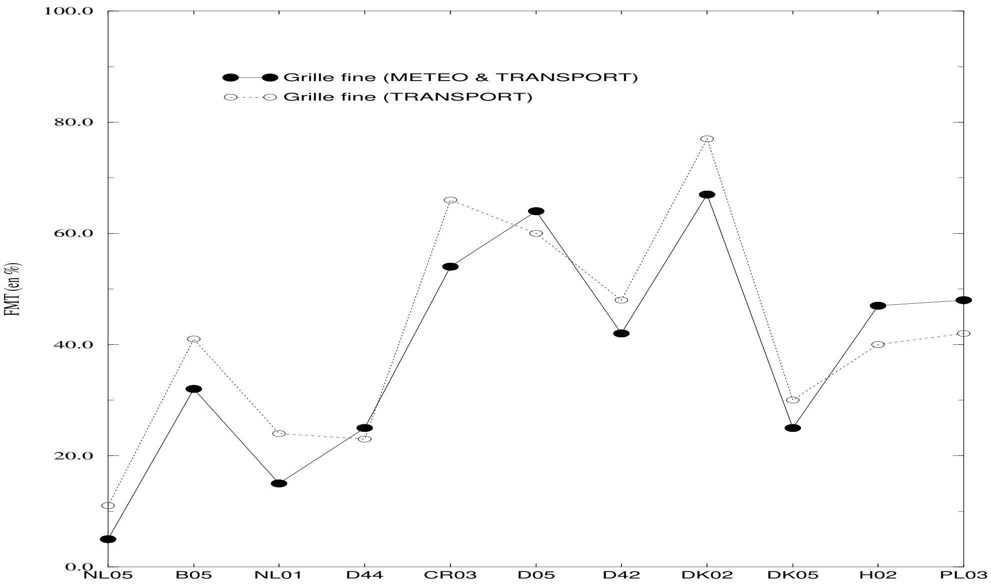


FIG. 3.17 – Valeurs des FMTs des 11 stations pour la simulation à haute résolution pour le calcul de la météorologie et du transport et pour la simulation en mode débranché avec le calcul du transport à haute résolution en utilisant la technique de "redécoupage".

plus faibles que $10^4\ m^2s^{-1}$. Au-delà de $10^6\ m^2s^{-1}$, la diffusion est surestimée.

La prise en compte du calcul de la dissipation horizontale, avec une valeur du coefficient de diffusion de $10^5\ m^2s^{-1}$, apporte une amélioration sensible aux résultats. Les valeurs du paramètre FMT aux 11 stations d'intercomparaison obtenues avec ce calcul et comparées à celles obtenues avec la simulation de contrôle et par d'autres modèles sont présentées sur la Figure. 3.12. Le traceur est légèrement dissipé du centre vers les bords du domaine. Les courbes d'évolution temporelles correspondantes (Figure. 3.18) présentent plus d'extention dans le temps et les pics sont moins surestimés que pour la simulation sans calcul de dissipation. Les cartes des FMTs (Figure. 3.19) montrent une légère amélioration des résultats, notamment aux bords du domaine.

Cependant, ces simulations à haute résolution horizontale restent proches de la simulation de contrôle. Il résulte de ce test que le modèle, dans le cas de l'expérience ETEX, n'est pas très sensible à la résolution horizontale. Le calcul de dispersion sur la grille initiale de 120 km par 150 km permet déjà d'obtenir une bonne simulation de la première expérience ETEX.

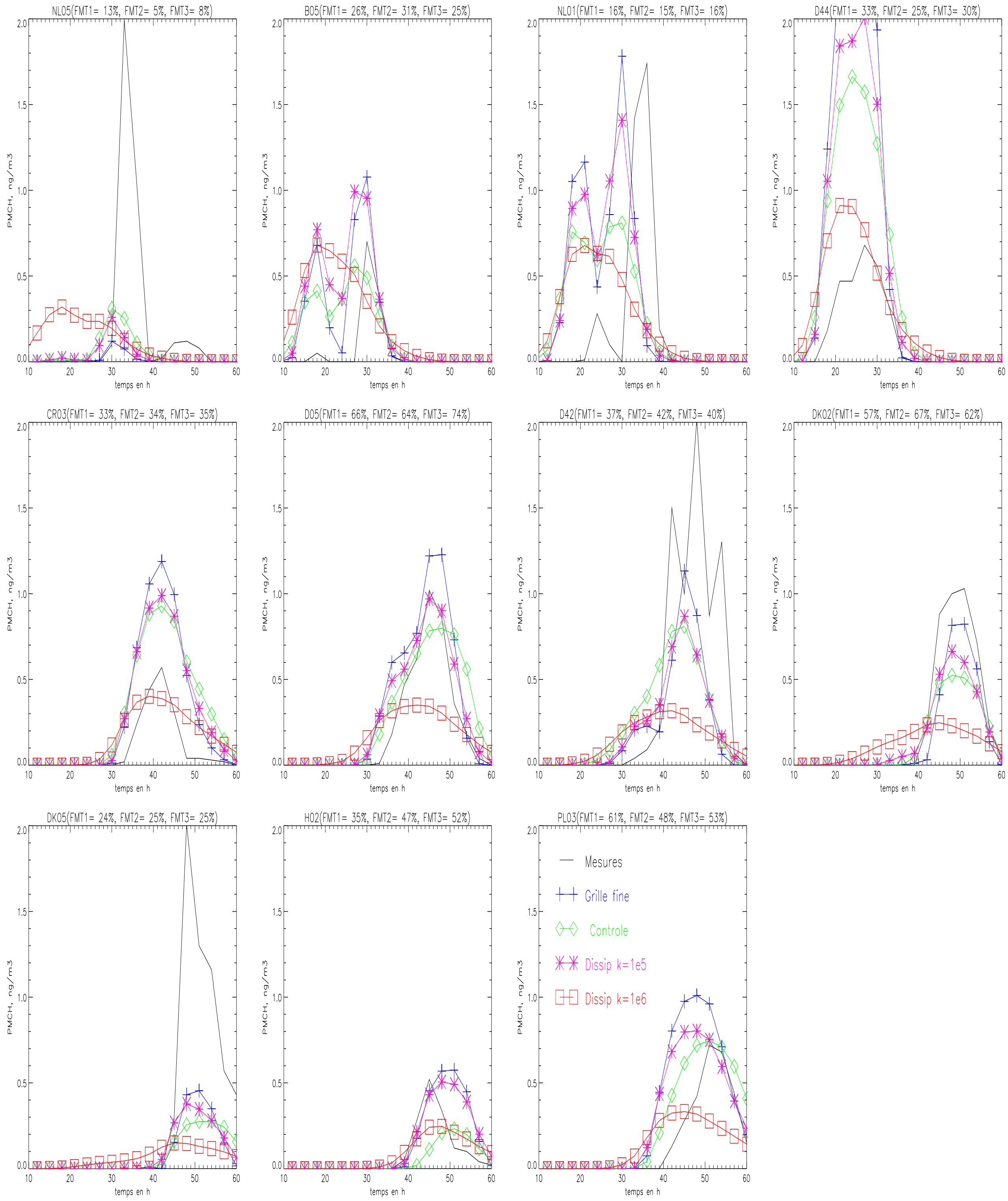


FIG. 3.18 – Séries temporelles observées et simulées pour les 11 stations d'intercomparaison ETEX. Le paramètre FMT mesure l'accord entre la simulation et les observations : FMT1 pour la simulation à haute résolution, FMT2 pour la simulation à haute résolution en prenant en compte le calcul de dissipation horizontale avec un coefficient de diffusion de $10^5\ m^2 s^{-1}$ et FMT3 pour la simulation à haute résolution en prenant en compte le calcul de dissipation horizontale avec un coefficient de diffusion de $10^6\ m^2 s^{-1}$.

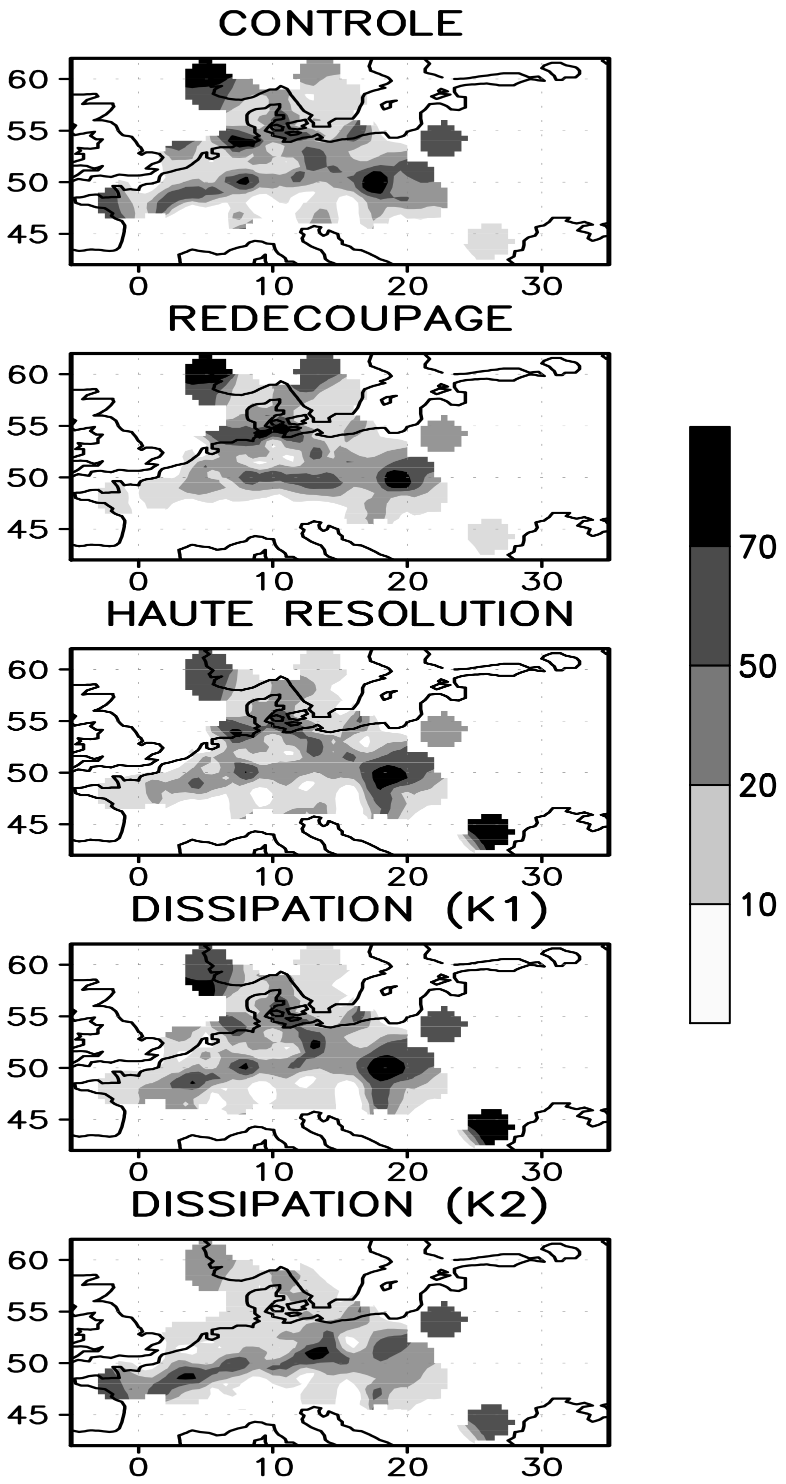


FIG. 3.19 – Cartes des FMTs pour la simulation de contrôle, pour la simulation en mode débranché à haute résolution pour le transport en utilisant le re-découpage des flux, pour la simulation à haute résolution pour le transport et la météorologie et pour les simulation à haute résolution en prenant en compte le calcul de la dissipation horizontale avec des coefficients de diffusion $K1 = 10^5\ m^2 s^{-1}$ et $K2 = 10^6\ m^2 s^{-1}$. Les panaches des FMTs sont reconstruits à partir des valeurs des FMTs aux 168 stations en utilisant l'approche de Cressman (1959).

Analyses météorologiques

Nous avons également testé l'impact du jeu d'analyses utilisé pour le guidage. Dans ce but, nous avons effectué une simulation avec la même configuration du modèle, mais en guidant le modèle avec les données NCEP (National Centers for Environment Prediction). Les données NCEP utilisées sont disponibles avec une résolution horizontale de 2^o5x2^o5.

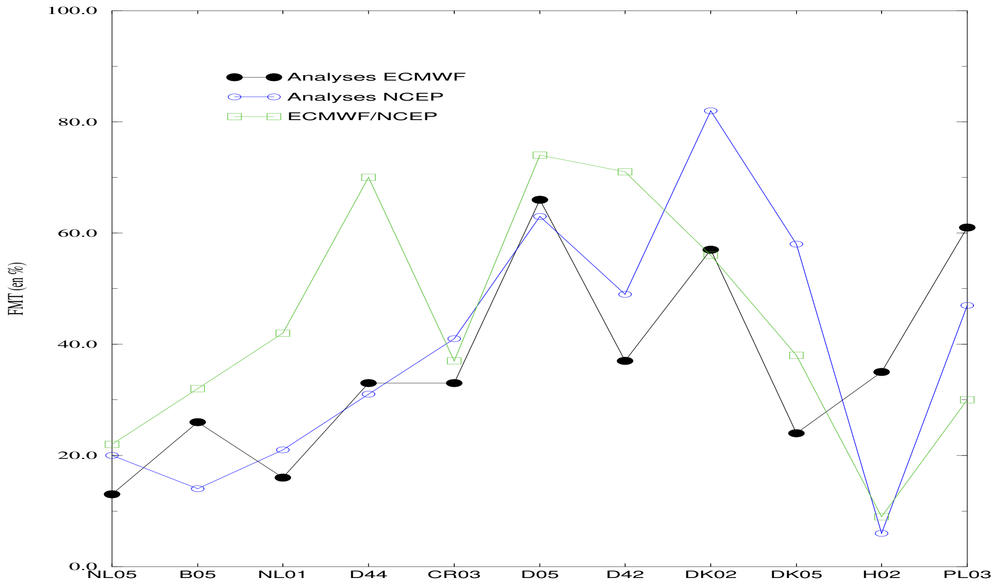


FIG. 3.20 – Valeurs des FMTs, mesurant l'accord entre la simulation guidée par les analyses ECMWF et les observations (noir), entre la simulation guidée par les analyses NCEP et les observations (bleu) et entre les deux simulation (vert).

Ce test montre que le modèle est relativement sensible aux champs de vents utilisés pour le forçage. Pour les stations NL05, DK02 et DK05, situées au bord nord du domaine, on obtient des valeurs plus élevées des FMTs avec les analyses NCEP qu'avec les données ECMWF. Le paramètre FA2 (resp. FA5) passe de 25% (resp. 48%) pour la simulation forcée par les analyses ECMWF à 20% (resp. 43%) pour celle forcée par les données NCEP.

On montre également les FMTs, mesurant l'accord entre les deux simulations guidées avec les analyses ECMWF et les analyses NCEP pour les 11 stations. Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles mesurant l'accord entre les simulations et les

observations (Figure. 3.20). Ceci suggère très clairement que les qualités des simulations de transport sont limités par la qualité des champs de vent analysés.
Il est intéressant de noter également que les valeurs du paramètre FMT obtenues avec les deux analyses diffèrent moins pour les stations situées sur la trajectoire du panache à 24 h.

Un test semblable a été effectué avec le modèle de dispersion MEDIA pour simuler la première expérience ETEX en utilisant les analyses ECMWF et les analyses ARPEGE. La simulation forcée par les analyses ECMWF est beaucoup plus proche des observations que celle forcée par les données ARPEGE (Bompay, 1998).

3.1.5 Résumé

La campagne ETEX1 nous a permis une première validation du modèle LMD-ZT. Les résultats des simulations montrent que le modèle arrive à reproduire assez correctement la distribution du traceur. La comparaison avec les résultats d'autres modèles place LMDZT dans la gamme des bons modèles de dispersion.

L'impact de plusieurs paramètres sur le transport a été testé en utilisant les mesures ETEX. Ces tests ont permis de régler certains paramètres du modèle comme la constante de temps de relaxation pour le guidage du modèle et la fréquence d'archivage pour les simulations en mode débranché. Il résulte également de ces tests et de l'intercomparaison des modèles dans le cadre de la première expérience ETEX, que le modèle LMDZT est plus sensible aux champs d'analyses utilsées pour le forçage grande échelle qu'aux autres paramètres propres au modèle (résolution horizontale par exemple).
L'expérience ETEX, correspondant à une situation météorologique synoptique particulière, nous a surtout permis de valider le transport grande échelle dans le modèle LMDZT.
On verra dans la suite que dans le cas d'une situation météorologique où les processus locaux sont importants (cycle diurne par exemple), le modèle est plus sensible au type de paramétrisation utilisée pour représenter le transport turbulent dans la CLA.

3.2 Simulation de la dispersion atmosphérique du Radon

La campagne ETEX nous a permis une première validation du modèle LMDZT à l'échelle continentale. L'expérience ETEX est intéressante par le grand nombre de mesures qu'elle met à notre disposition et sa source qui est bien définie. En revanche, la période de cette expérience correspond à une situation météorologique bien particulière : flux d'ouest ou sud-est assez stable. Afin de valider le modèle sur un échantillon représentatif de situations météorologiques, nous étudions la dispersion atmosphérique du radon sur l'Europe.

Cette étude a été effectué dans le cadre d'une collaboration scientifique entre le LMD et le LSCE. Elle s'inspire du travail de Chevillard (2002) effectué au LSCE et ayant pour objectif d'évaluer la capacité du modèle à domaine limité REMO à représenter le transport atmosphérique à l'échelle continentale.
Les mesures de ^{222}Rn utilisées ici nous ont été fournies par le LSCE. Ces mesures, relativement récentes, présentent l'avantage d'être disponibles de façon permanente et avec un suivi quasi continu (fréquence de 30 mn).

3.2.1 Mesures utilisées

Le Radon-222

Le radon-222 (^{222}Rn) est un gaz rare, chimiquement inerte et peu soluble dans l'eau. Il résulte de la désintégration radioactive du radium, présent dans les roches crustales. Il peut s'échapper de la croûte terrestre par diffusion moléculaire ou par convection et ainsi atteindre l'atmosphère où il est soumis au transport atmosphérique. L'eau de mer, qui recouvre 70% de la croûte terrestre, contient également du ^{226}Rn dissous, cependant, le taux de production de ^{222}Rn à la surface des océans est environ 100 fois plus faible qu'à la surface des continents (Wilkening and Clements, 1975).

Le ^{222}Rn est affecté par les processus turbulents de la couche limite, la convection sèche et humide, l'advection de grande échelle. La teneur atmosphérique locale de ^{222}Rn est le résultat de la combinaison entre son unique source (principalement les sols non gelés), son unique puits (sa décroissance radioactive, demi-vie de 3.825 jours) et le transport atmosphérique.

Le ^{222}Rn, grâce à ses caractéristiques et à sa mesure relativement aisée, est un bon traceur pour étudier les processus de transport à l'échelle synoptique (de quelques heures à quelques dizaines de jours). Il a été largement utilisé pour évaluer les performances des modèles de dispersion atmosphérique (Genthon and Armengaud, 1995; Liu and McAfee, 1984; Jacob and Prather, 1990; Heimann et al., 1990; Ramonet et al., 1996; Dentener et al., 1999).

Mesures

Dans cette étude nous avons utilisé les mesures de ^{222}Rn pour la même période de mars à octobre 1998 que dans l'étude de Chevillard (2002). Cela nous permet de comparer les deux approches utilisées pour le calcul de la dispersion atmosphérique.

Comme Chevillard (2002), nous nous sommes intéressés à six sites d'observations. Deux (Mace Head et Zingst) sont des sites côtiers, deux (Heidelberg et Tver) sont des sites continentaux et deux sont des stations en altitude (Schauinsland et Jungfraujoch).

Heidelberg est une station Allemande. La mesure du ^{222}Rn est faite à 20 m du sol, sur le toit d'un bâtiment de l'Institut d'Heidelberg (Levin et al., 2002).
Mace Head est une station "océanique" située en Irlande.
La station de Zingst est située sur une péninsule, face à la mer Baltique, à 300 m d'une plage de sable. Elle est entourée à l'est par des forêts, et à l'ouest et au Sud par des champs cultivés (Cuntz, 1997).
La station Fyodorovskoye, appelée aussi Tver, se trouve en Russie occidentale, à environ 300 km de Moscou et à 500-600 km de la mer Baltique.
La station de Jungfraujoch est la plus haute d'Europe et se trouve en Suisse.
La station de Schauinsland est située à 10 km de Fribourg, dans la forêt Noire, au sommet d'une montagne, surplombant d'environ 1000 m la vallée du Rhin. La station est exploitée par l'agence pour l'environnement allemande, faisant partie du programme Global Atmospheric Watch (GAW) de l'Organisation Mondiale de la Météorologie.

La localisation de ces stations est montrée sur la Figure. 3.21 et les caractéristiques sont décrites sur la Table 3.5.

MHD	Mace Head	$53^o20^{'}N, 9^o54^{'}W$	5 m	station côtière, Atlantique
ZG	Zingst	$54^o26^{'}N, 12^o44^{'}W$	1 m	station côtière, mer Baltique
HD	Heidelberg	$49^o24^{'}N, 8^o42^{'}W$	116 m	basse altitude, Europe de l'ouest
TV	Fyodorovskoye	$56^o28^{'}N, 32^o55^{'}W$	265 m	basse altitude, Europe de l'est
SCH	Schauinsland	$47^o55^{'}N, 7^o55^{'}W$	1205 m	Montagne, Europe de l'ouest
JFJ	Jungfraujoch	$46^o33^{'}N, 7^o59^{'}W$	3454 m	Haute altitude, Europe de l'ouest

TAB. 3.5 – Caractéristiques des stations de mesure de ^{222}Rn.

3.2.2 Simulations et analyses des résultats

Simulations

Pour simuler la dispersion atmosphérique de ^{222}Rn avec une résolution horizontale similaire à celle d'un modèle régional comme REMO (50km sur l'Europe), nous avons utilisé une grille avec 192 par 145 points et un zoom d'un facteur 4. Cette grille permet d'atteindre une résolution horizontale de 45x50 km^2 sur l'Europe (Figure. 3.21).

Une première simulation a été effectuée pour la période de janvier à octobre 1998. Le modèle est guidé par les analyses ECMWF disponibles avec une résolution horizontale de 1^o25x1^o25 et avec 15 niveaux verticaux. La constante de temps de rappel du modèle vers ces analyses est de l'ordre de 3 h. Les concentrations calculées sont moyennées et stockées en sortie, avec une fréquence de 6 heures.

La source de ^{222}Rn et sa décroissance radioactive sont prises en compte dans le modèle et sont décrites dans la section 2.3.4.

Résultats et analyses

Nous avons calculé les moyennes mensuelles des concentrations de ^{222}Rn simulées au sol pour les mois de mars, juillet et octobre 1998 (Figure. 3.22). Comme on peut s'y attendre, les concentrations de ^{222}Rn sont plus importantes à l'intérieur des continents que près des océans.

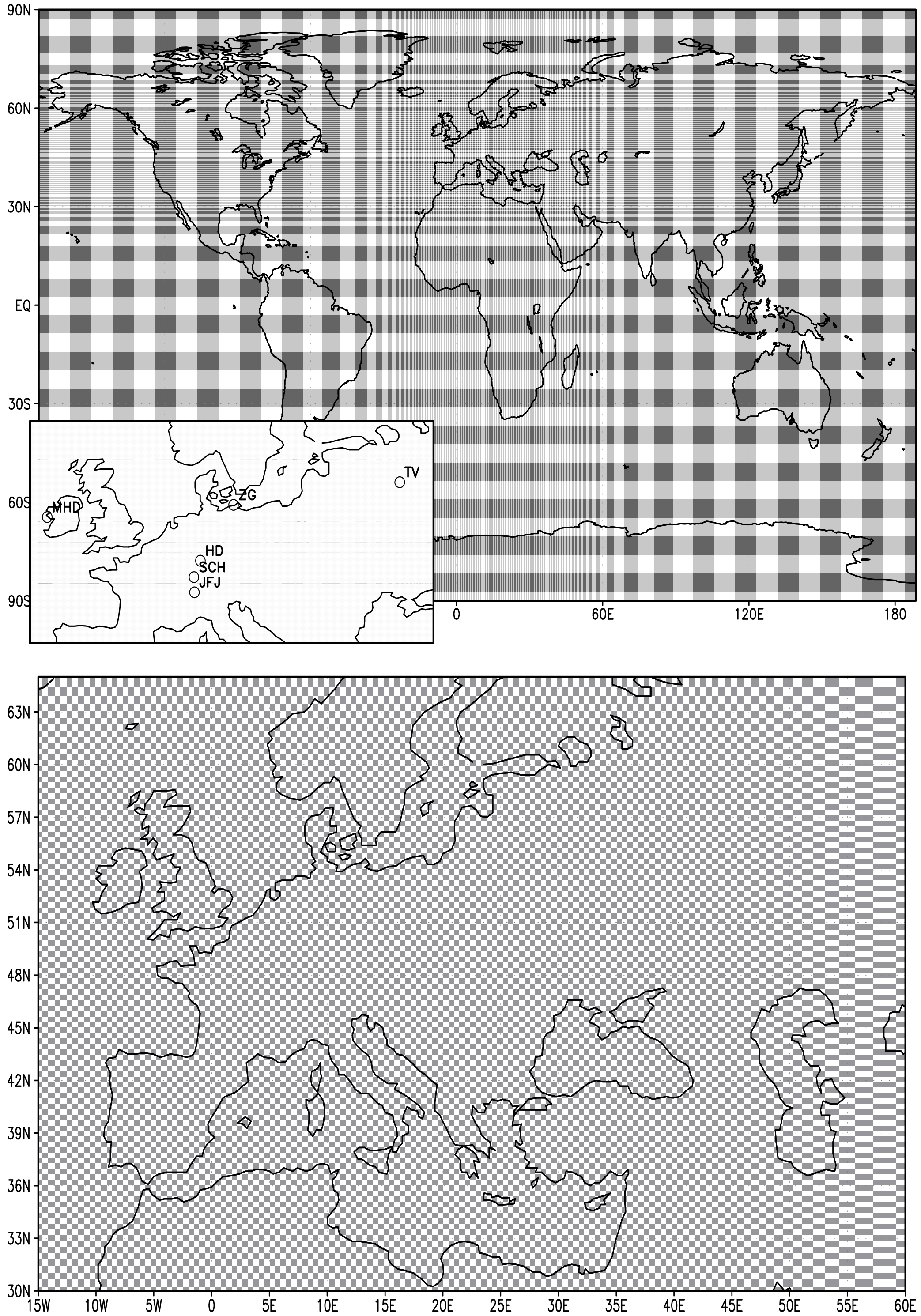


FIG. 3.21 – En haut : grille horizontale utilisée pour les simulations ^{222}Rn (192x145x19 avec un zoom d'un facteur 4 autour d'une région située entre 15^oW et 55^oE et entre 30^oN et 64^oN. La carte en incrustation montre les positions des stations de mesures. En bas : la grille pour la partie zoomée.

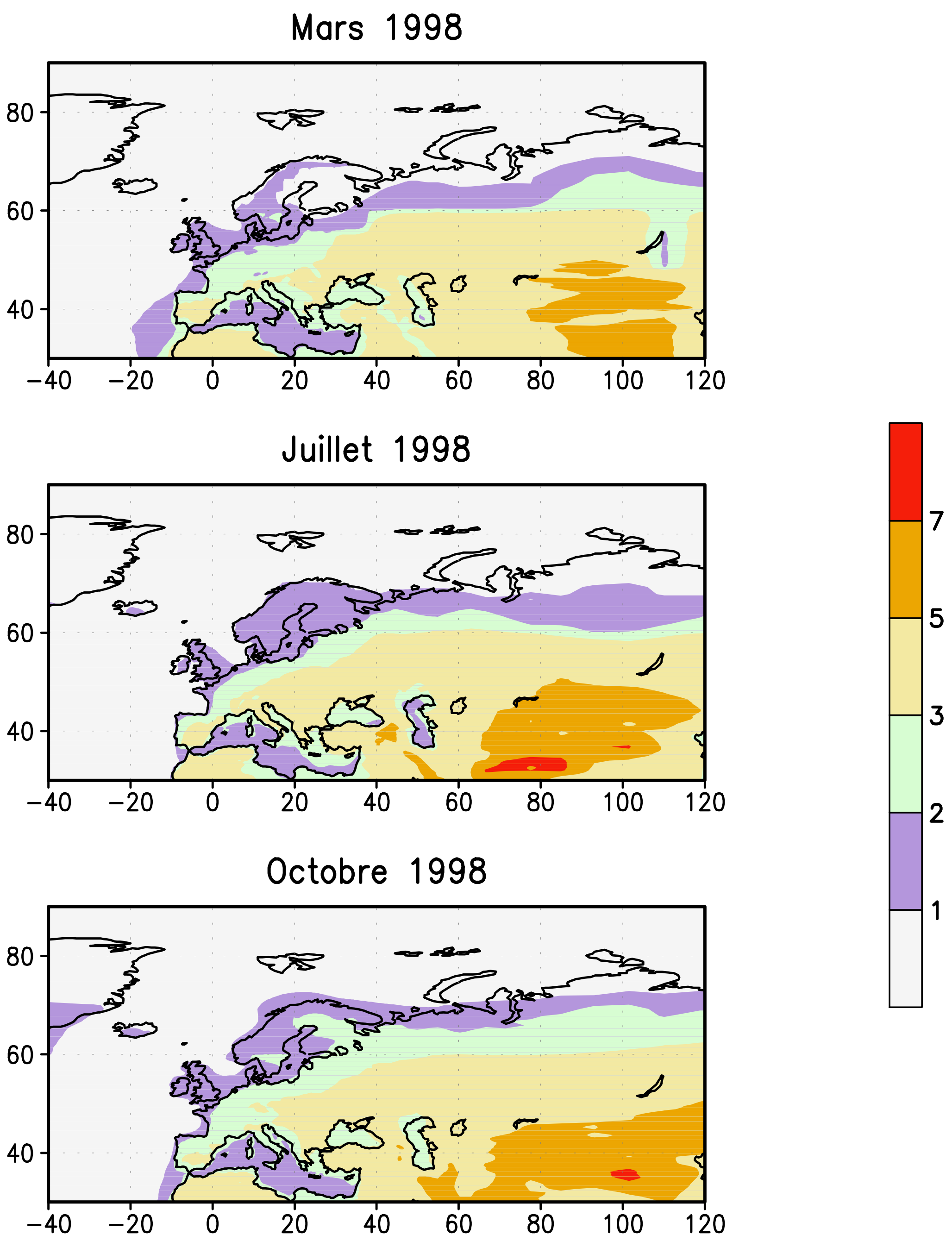


FIG. 3.22 – Moyennes mensuelles de la concentration du ^{222}Rn, au sol, pour les mois de mars, juillet et octobre 1998.

Une étude détaillée a été menée pour chaque type de station.

– Stations côtières

  Les concentrations mesurées à la station de Zingst sont souvent faibles (en moyenne 2 $Bq.m^{-3}$) avec des maximum de 8 $Bq.m^{-3}$ (Schmidt, 1999). Les données ont un faible cycle diurne pour cette station. Le maximum est généralement observé le matin, avant que l'air stable ne soit dilué verticalement.

  La Figure. 3.23 montre un bon accord entre les mesures et les simulations pour la station de ZG avec un cycle diurne légèrement sous-estimé.

  La station côtière de Mace Head, en Irlande, est principalement sous l'influence de passages de fronts d'ouest, provenant de l'océan Atlantique Nord. Parfois, des vents d'est apportent des masses d'air continentales, provenant d'Irlande ou d'Europe du Nord (Bousquet et al., 1996; Biraud et al., 2000). Les valeurs minimales de ^{222}Rn (baseline), associées à des masses d'air venant du secteur marin (Biraud et al., 2000), sont inférieures à 0.3 $Bq.m^{-3}$ tandis que lors des évènements synoptiques venant d'Europe, la concentration de ^{222}Rn peut atteindre 5 $Bq.m^{-3}$.

  La variabilité synoptique est bien simulée pour la station de MHD, mais les concentrations de ^{222}Rn sont en général surestimées par le modèle (Figure. 3.24). Cette surestimation peut s'expliquer par le fait que la maille du modèle contenant cette station est une maille terrestre émettant du radon. En effet, pour un vent d'ouest, la vrai station, située sur la côte, ne "voit" que le radon de fond provenant de l'océan. Alors que dans le modèle, et dans les mêmes conditions, la station "modèle" voit en plus le radon moyen émis sur une maille de 45km de côté. La maille adjacente, située immédiatement sur mer à l'ouest de la maille du modèle LMDZT contenant la station de MHD, permet de mieux simuler les concentrations de ^{222}Rn pour cette station (Figure. 3.24).

  Le même problème de positionnement de la station est rencontré par Chevillard (2002) pour la station de ZG, comme on le verra dans la suite.

– Stations en altitude

  Pour la station de Schauinsland, les mesures de ^{222}Rn varient entre 1 et 10 $Bq.m^{-3}$. Pendant la nuit, la station est généralement au-dessus de la couche limite, tandis que

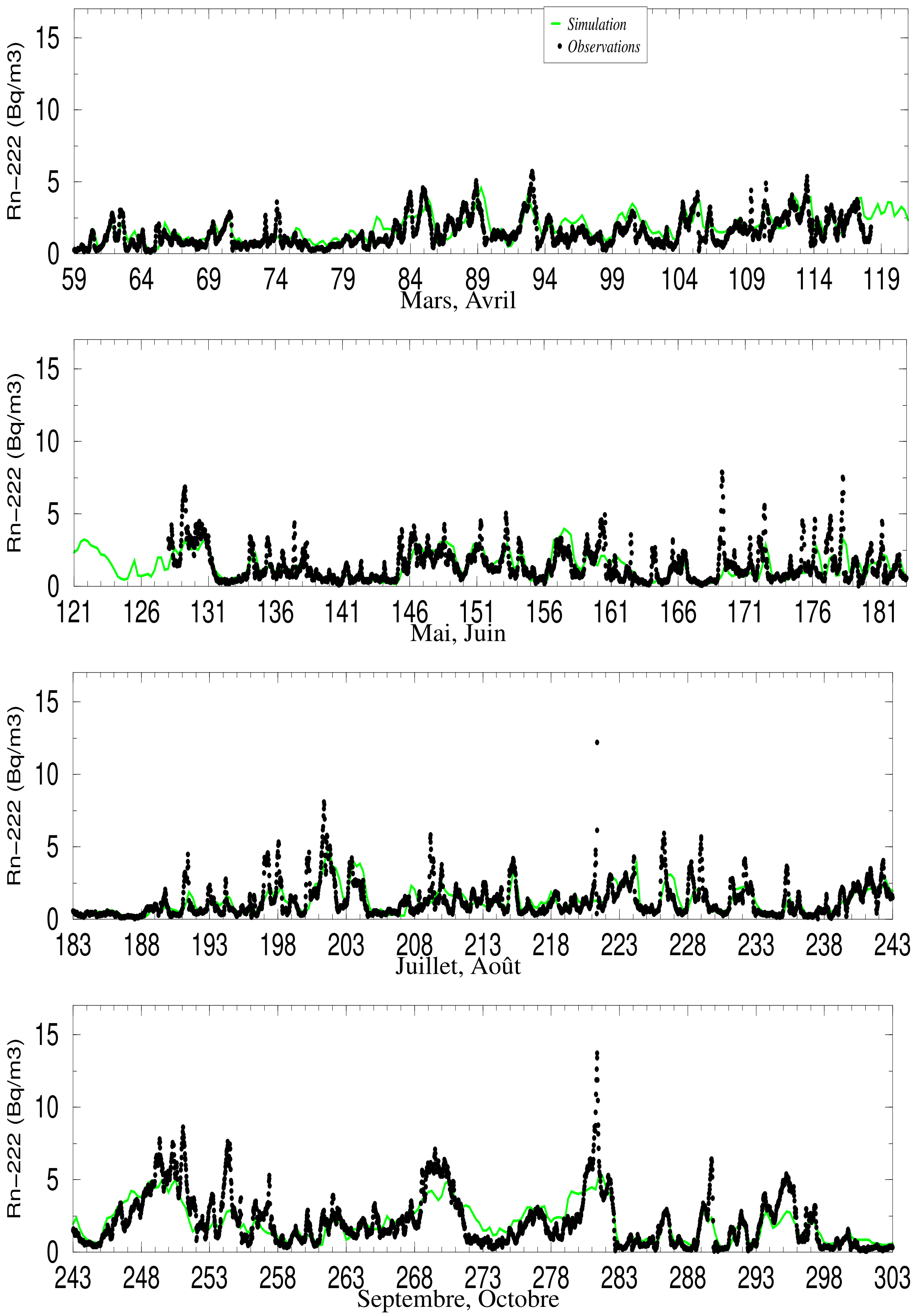


FIG. 3.23 – Mesures (noir) et simulation (vert) du ^{222}Rn pour la station Zingst (ZG).

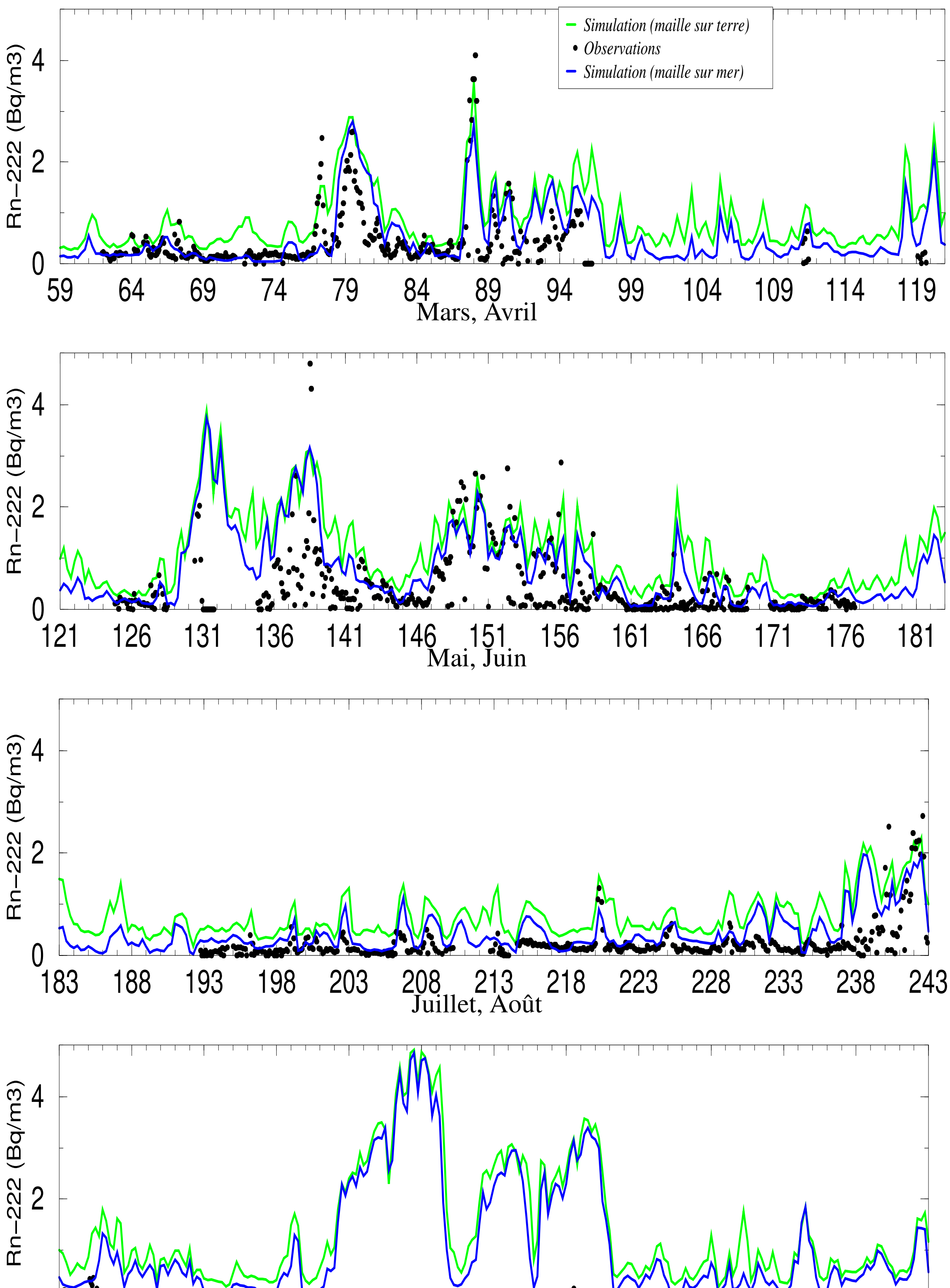


FIG. 3.24 – Mesures (noir) et simulation du ^{222}Rn pour la station Mace Head (MHD). En vert : concentrations simulées dans la maille du modèle correspondant à la station de MHD et située sur terre. En bleu : concentrations simulées dans la maille adjacente situéee sur mer.

pendant la journée, et surtout en été, la station se trouve souvent dans la couche de mélange (Levin et al., 1995). Ainsi, les masses d'air mesurées la nuit à la station sont en général représentatives de la troposphère libre et sont influencées par des sources placées à des centaines de kilomètres.

En hiver, la concentration de ^{222}Rn, dans la station de Jungfraujoch est souvent inférieure à 1 $Bq.m^{-3}$, sans cycle diurne. Au printemps (avril, mai, juin), les maximums de ^{222}Rn atteignent 6 $Bq.m^{-3}$ en fin d'après-midi. En été, les variations sont principalement diurnes, avec un maximum dans l'après-midi. La station est, à cette période, principalement influencée par la couche limite via le transport convectif. Le reste du temps, les conditions de la troposphère dominent (Lugauer et al., 1998).

La résolution horizontale du modèle LMDZT (50 km) ne permet pas de représenter parfaitement les montagnes pour ces stations, et notamment pour la station de JFJ (3454 m d'altitude). La maille du modèle contenant la station de JFJ se trouve à une altitude de 1880. Dans la première couche, les concentrations de ^{222}Rn simulées sont très élevées par rapport aux observations. La couche du modèle correspondant à l'altitude de cette station (7ème couche) reproduit en général mieux les concentrations observées que la maille de surface (Figure. 3.25). La maille du modèle contenant la station de SCH se trouve à 590 m. La Figure. 3.26 montre également que la couche du modèle correspondant à l'altitude de cette station (4ème couche) arrive à mieux simuler la station de SCH que la première couche. Cependant le cycle diurne est fortement sous-estimé par le modèle pour les deux stations.

– Stations continentales

Pour la station de TV, les concentrations mesurées sont très faibles en comparaison avec celles mesurées aux autres stations. Le même problème a été rencontré par Chevillard (2002). C'est sans doute la source de radon qui est en cause. En effet, le sol était gorgé d'eau suite à des pluies abondantes et la nappe d'eau souterraine était relativement proche de la surface, entre 5 et 70 cm. Les flux de ^{222}Rn étaient alors sans doute très faibles. L'étude de cette station relèverait d'une modélisation plus sophistiquée de la source de ^{222}Rn. Dans cette étude, nous ne nous sommes

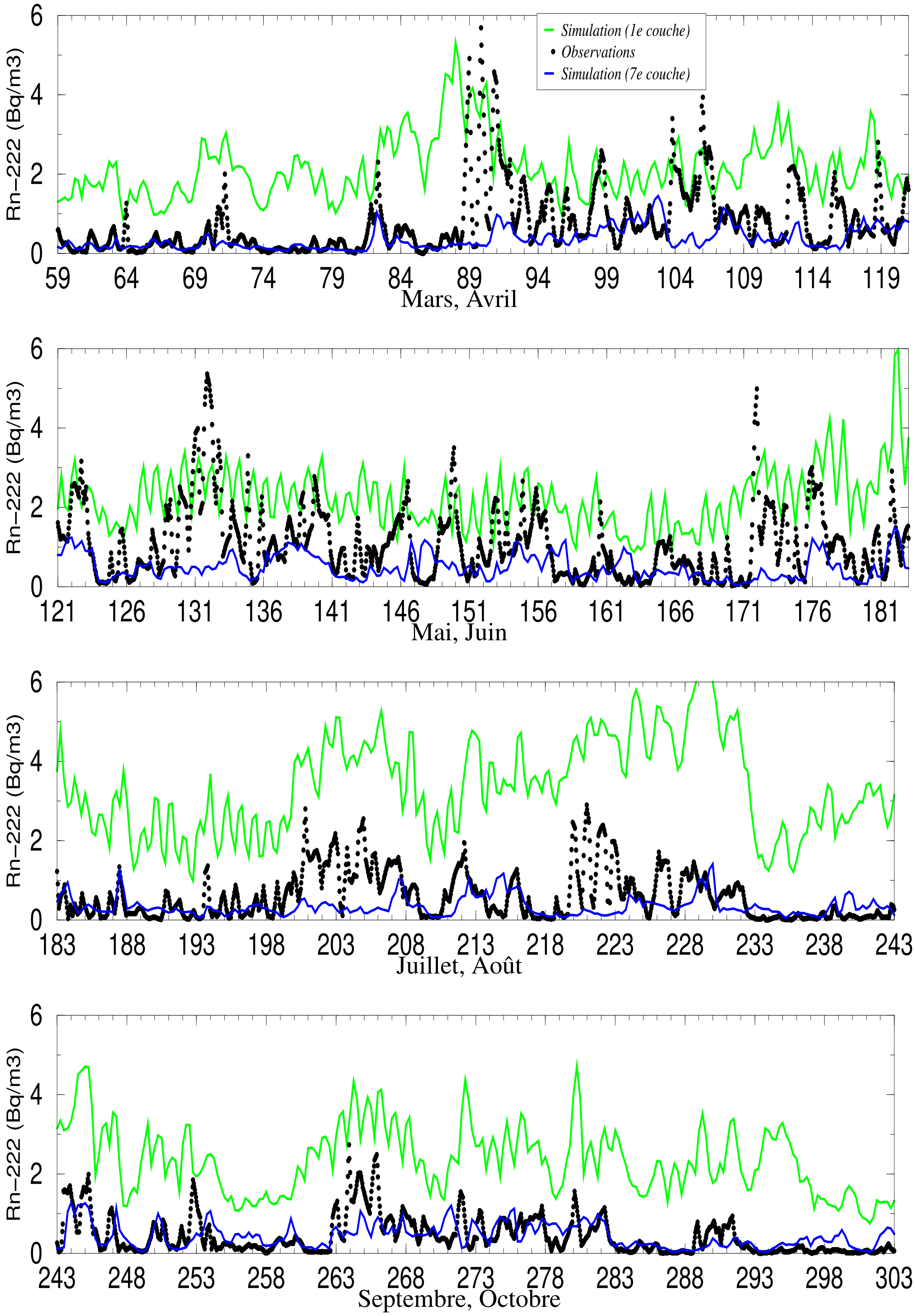


FIG. 3.25 – Mesures (noir) et simulations dans la 7ème couche (bleu) et dans la 1ère couche du modèle (vert) du ^{222}Rn pour la station Jungfraujoch (JFJ).

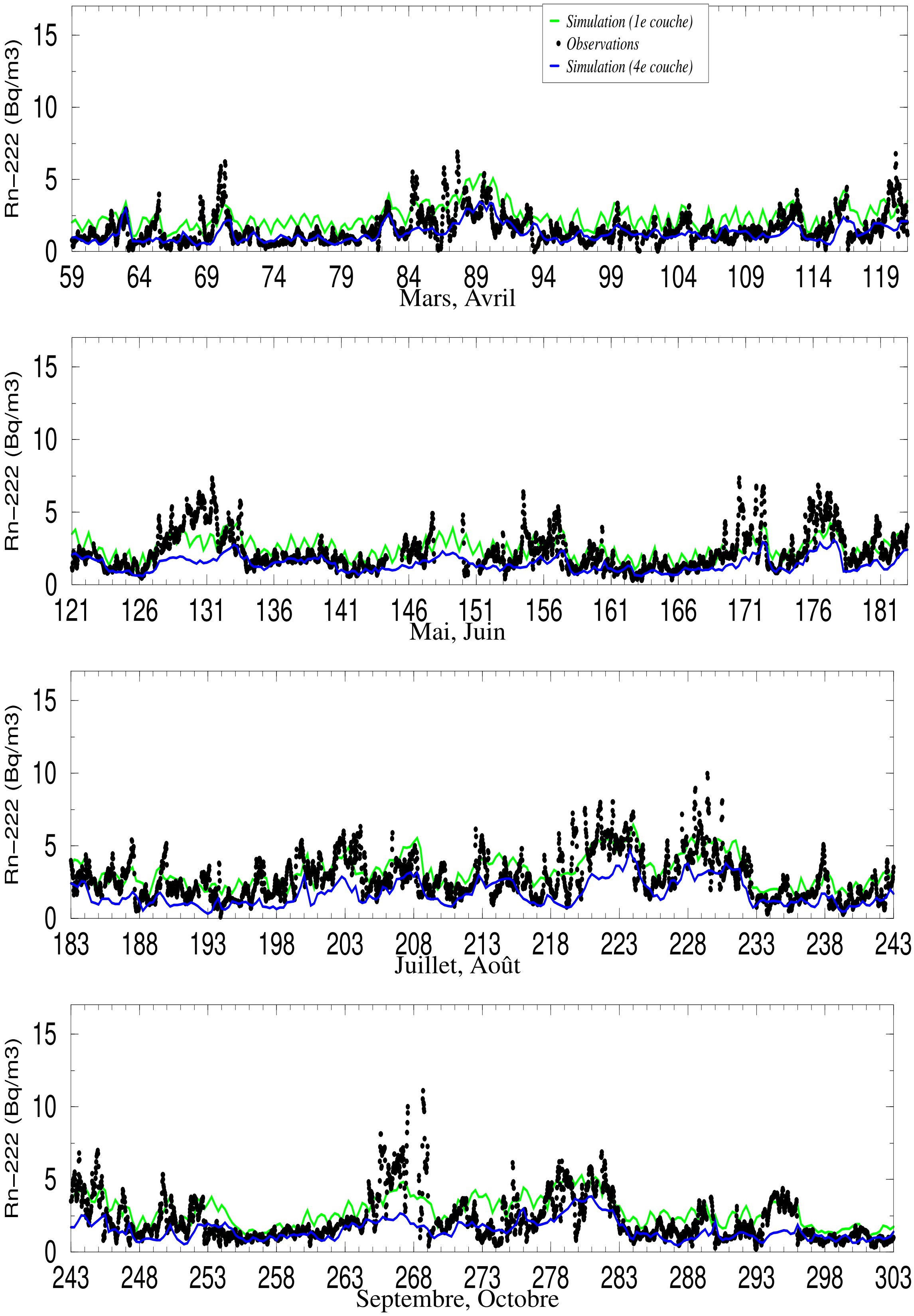


FIG. 3.26 – Mesures (noir) et simulations de ^{222}Rn dans la 4ème couche (bleu) et dans la première couche (vert) du modèle pour la station Schauinsland (SCH).

pas intéressé à cette station.
A Heidelberg, la concentration de ^{222}Rn varie entre 1 et 30 $Bq.m^{-3}$. Contrairement aux mesures faites à Fyodorovskoye et à Zingst, le ^{222}Rn à Heidelberg présente un fort cycle diurne. Les concentrations sont maximum au levé du soleil après que le radon s'est accumulé pendant la nuit dans une couche limite confinée dans les premières centaines de mètres au dessus de la surface. Les minimum de concentration sont observés en début d'après midi quand la CLA est la plus développée.
Le modèle arrive à reproduire correctement les variations synoptiques et saisonnières des concentration de ^{222}Rn pour cette station (Figure. 3.27). Par contre, les variations diurnes ne sont pas bien simulées par le modèle. On voit, en particulier pour les mois de mai et août que les maximum de concentration sont fortement sous-estimés par le modèle (Figure. 3.27). Ceci s'explique par le fait que le mélange vertical n'est pas bien représenté dans le modèle comme on le montre dans la suite au chapitre 4.

Comparaison avec les résultats d'un modèle à domaine limité

Comme on l'a expliqué plus haut, les simulations présentées ci-dessus ont été conduites de façon à pouvoir les comparer avec celles effectuées par Chevillard (2002) avec le modèle REMO.
Dans l'étude de Chevillard (2002), les simulations de ^{222}Rn avec REMO sont comparées aux observations et à celles du modèle global TM3. Une étude des influences des variations spatiales et temporelles des émissions de ^{222}Rn a été également effectuée.
REMO est un modèle online, régional et à domaine limité forcé aux bords par un modèle global de type offline (TM3). Le calcul d'advection à grande échelle dans REMO utilise l'algorithme de Smolarkiewicz (1983). La résolution horizontale est de l'ordre de 50 km et le modèle contient 20 couches verticales. La paramétrisation du transport vertical turbulent utilise le schéma de Mellor and Yamada (1974).

Les deux modèles LMDZT et REMO sont forcés dynamiquement par les mêmes analyses ECMWF, mais de manières différentes. La météorologie dans LMDZT est guidée en tout les points de la grille tandis que pour REMO la météorologie est forcée

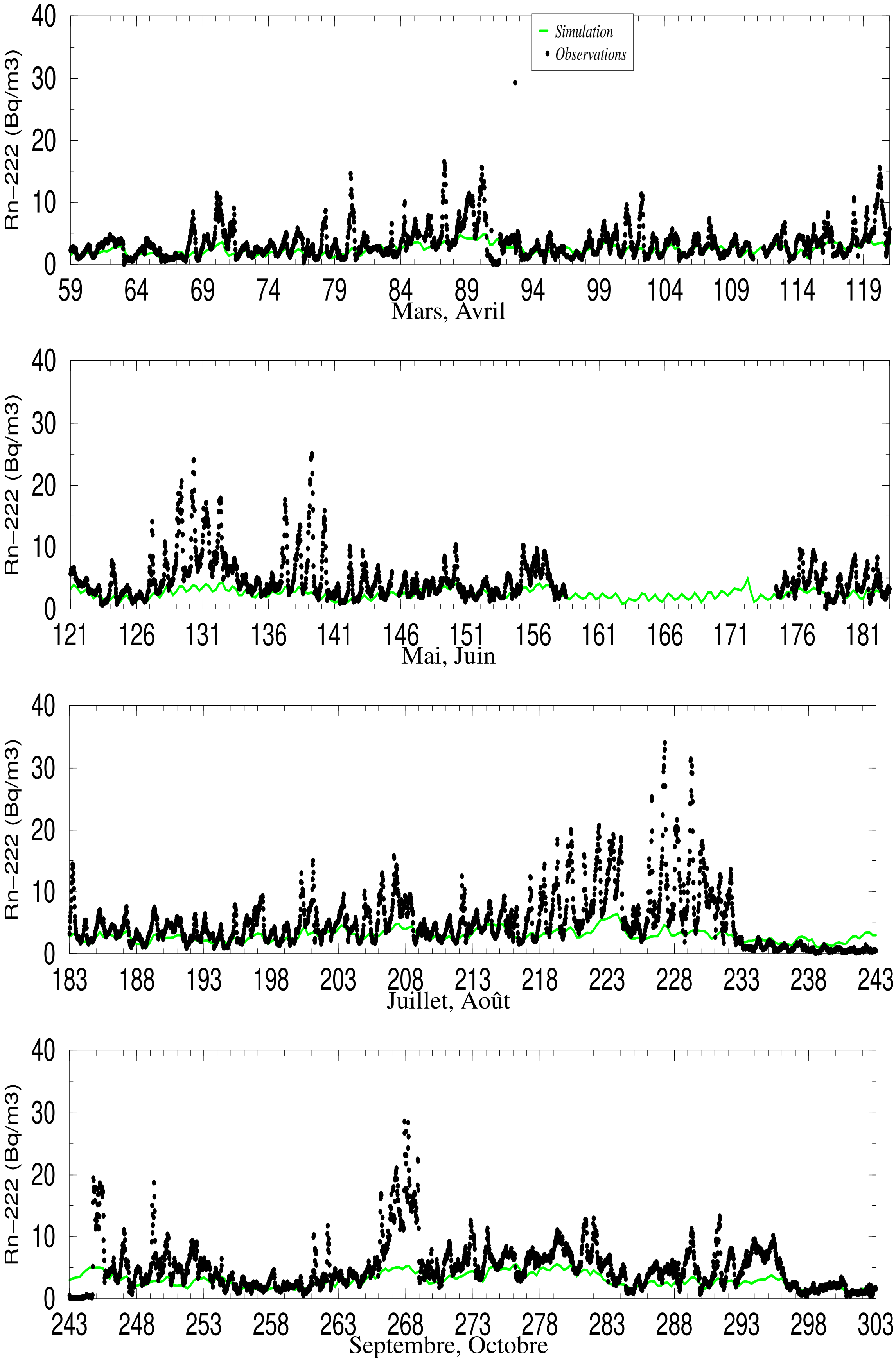


FIG. 3.27 – Mesures (noir) et simulation (vert) du ^{222}Rn pour la station Heidelberg (HD).

uniquement aux bords de son domaine. D'autre part, LMDZT calcule la dispersion atmosphérique continument sur tout le globe alors que REMO doit utiliser pour préscrire les conditions aux bords de son domaine les concentrations simulées par un autre modèle global (TM3).

La source de ^{222}Rn dans REMO est constante et vaut 1 $atome.cm^{-2}$ sur les continents et zéro sur les océans. Cette source est celle habituellement utilisée par les modèles globaux (Jacob and Prather, 1990; Heimann et al., 1990; Ramonet et al., 1996; Dentener et al., 1999). Nous avons, tout d'abord, comparé la source telle qu'elle est prescrite dans LMDZT à celle utilisé dans REMO. Pour cela, nous avons effectué une simulation avec le modèle LMDZT en utilisant la source du modèle REMO. Le résultat est très proche de celui obtenu avec la source du modèle LMDZT (résultats non montrés).

Pour la station de HD les deux modèles arrivent à simuler correctement la variabilité synoptique, mais les variations diurnes ne sont pas bien reproduites par LMDZT. Pour l'ensemble des stations, les variations diurnes sont mieux simulées par REMO que par LMDZT. On verra dans le chapitre suivant que ceci est dû à la paramétrisation de la CLA utilisée dans LMDZT et qui ne représente pas correctement le transport à l'échelle sous-maille. On verra également que la paramétrisation de Mellor et Yamada utilisée dans REMO représente mieux le transport dans la CLA que celle utilisée dans LMDZT.

Avec un modèle à domaine limité comme REMO, les stations situées sur les bords sont difficiles à modéliser. Le problème est de prendre en compte les concentrations de ^{222}Rn aux bords du domaine. La station MHD, située aux bords du domaine de REMO, est soumise au transport d'air issu de l'Amérique du Nord. Le modèle REMO, seul, sous-estime les valeurs de fond à cette station (Figure. 3.28). Comme on l'a dit plus haut, ll est nécessaire de prendre en compte les concentrations aux limites (en l'occurence avec TM3), pour simuler correctement la dispersion de ^{222}Rn pour de telles stations. Avec LMDZT, l'utilisation d'une grille zoomée permet une bonne simulation du radon de "fond" provenant de l'extérieur du zoom. Pour illustrer l'avantage que représente l'utilisation d'un modèle global avec la fonction zoom par rapport un modèle à domaine limité, nous avons réalisé une expérience avec LMDZT similaire à une simulation avec un modèle à domaine limité. En pratique, nous avons effectué une simulation où les concentrations sont maintenues nulles en dehors de la région du zoom. Cet effet est bien

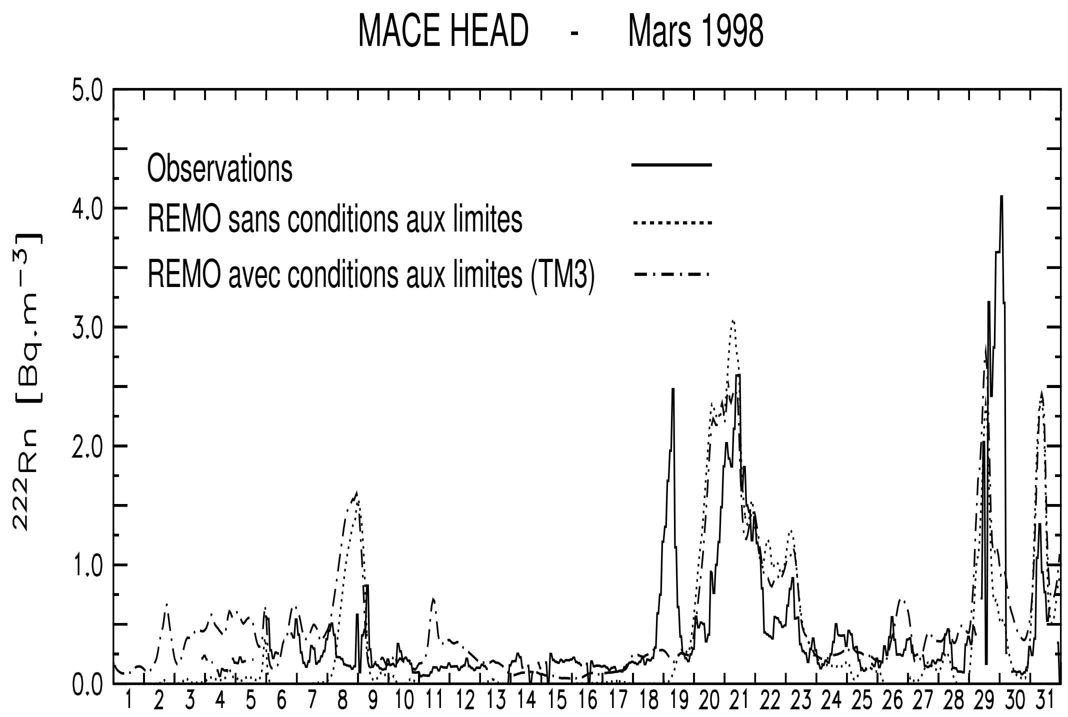


FIG. 3.28 – Simulation de la dispersion de ^{222}Rn avec le modèle REMO (Chevillard, 2002).

illustré sur la Figure. 3.29, montrant les cartes de la concentration de ^{222}Rn obtenues le 25 mars 1998 à 24.00 UTC à partir de la simulation "test" et celle de contrôle. La carte des concentrations de ^{222}Rn obtenue à partir de la simulation de contrôle montre des valeurs élevées aux bords-est du zoom (niveau de couleur en noir) et qui sont dûes à l'air venant de l'est pour ce jour particulier. La simulation "test" ne reproduit pas ces concentrations. Cet effet se voit également sur la Figure. 3.30 où sont superposées les séries temporelles obtenues pour la station de MHD et pour les deux simulations. Cette figure montre que la simulation sans conditions aux bords n'arrive pas à reproduire le radon de fond provenant de l'Amérique du Nord ou de l'Irlande pour la station de MHD, contrairement à la simulation de contrôle.

Le modèle REMO n'arrive pas à simuler correctement la station ZG contrairement à LMDZT (Figure. 3.28). Chevillard (2002) explique cet effet par le problème de positionnement de cette station sur la grille du modèle REMO. La maille de REMO

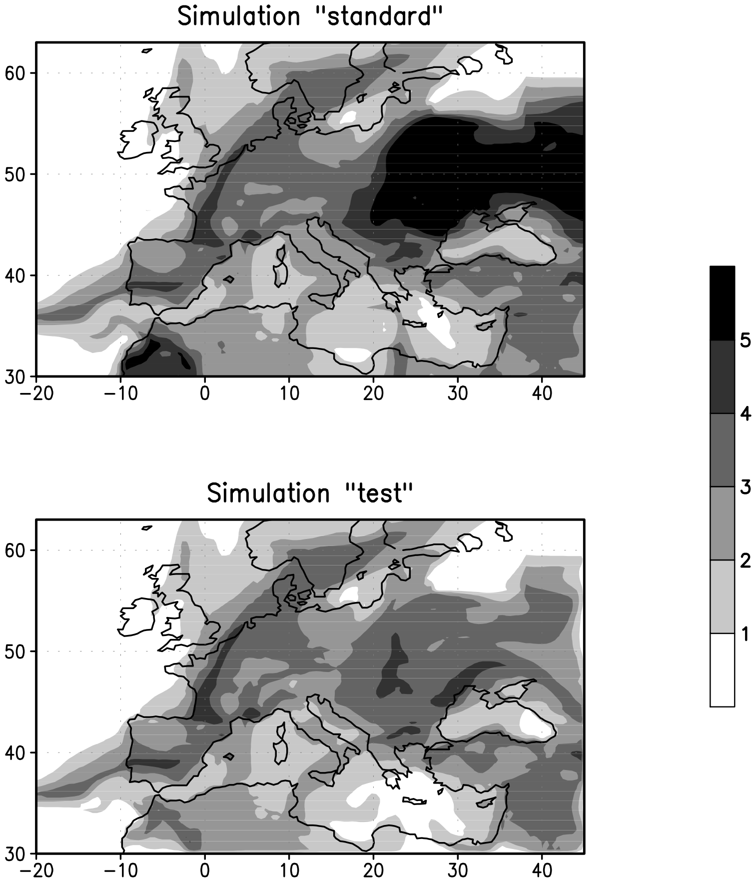


FIG. 3.29 – Cartes de la concentration de ^{222}Rn obtenues le 25 mars 1998 à 2400 UTC pour la simulation "test" et pour celle de contrôle. (unité en Bq/m^3)

correspondant aux coordonnées géographiques de cette station est une maille terrestre émettant du ^{222}Rn. La concentration de ^{222}Rn simulée pour cette station est alors surestimée. Pour remédier à ce problème, Chevillard (2002) propose de sélectionner, chaque heure, la maille située au vent de la maille d'origine (si le vent vient du nord par exemple, la maille sélectionnée est celle située juste au nord de celle d'origine). Cette sélection permet une amélioration des résultats lorsque le vent vient de la mer et la concentration reste surestimée quand le vent vient des continents (Figure. 3.31). Ce désaccord entre la simulation REMO et les observations pour la station de ZG peut également s'expliquer par des erreurs sur la simulation de la météorologie locale par REMO. En effet, le modèle REMO est forcé par les analyses uniquement aux bords et

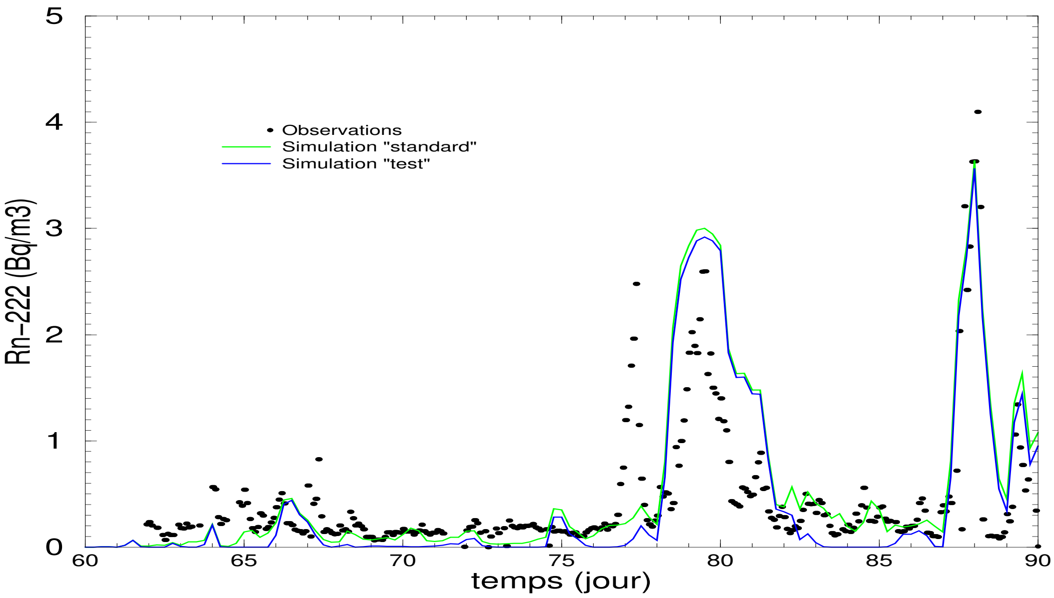


FIG. 3.30 – Simulation de la dispersion de ^{222}Rn avec le modèle LMDZT. Comparaison entre les observations à MHD, la simulation de contrôle et une simulation ”test” où les concentrations sont maintenues nulles en dehors du zoom. Les concentrations simulées correspondent à la maille du modèle adjacente à celle contenant la station de MHD, située sur mer.

calcule sa propre météorologie à l'intérieur de son domaine. Sa trajectoire peut alors diverger de la situation réellement suivie par l'atmosphère. Pour tester cette hypothèse, nous avons réalisé une expérience similaire à une simulation avec un modèle à domaine limité où la météorologie est forcée uniquement aux bords du domaine. Pour cela, nous avons effectué une simulation de ^{222}Rn en guidant les vents uniquement en dehors de la zone du zoom. En pratique, nous avons utilisé, pour la constante de temps de relaxation, une fonction dépendant de l'aire des mailles de la grille horizontale du modèle. Cette fonction prend des valeurs élevées dans la zone du zoom et des valeurs faibles en dehors de cette zone (Figure. 3.33). Comme on peux s'y attendre, la simulation guidée sur tout le globe est plus proche des observations que la simulation forcée uniquement aux bords (Figure. 3.32). La station de MHD qui est soumise aux évènements synoptiques provenant de l'extérieur du zoom montre mieux la différence entre les deux simulations. En revanche, les résultats obtenues pour la station de ZG, n'expliquent pas le désaccord entre les observations et la simulation par REMO.

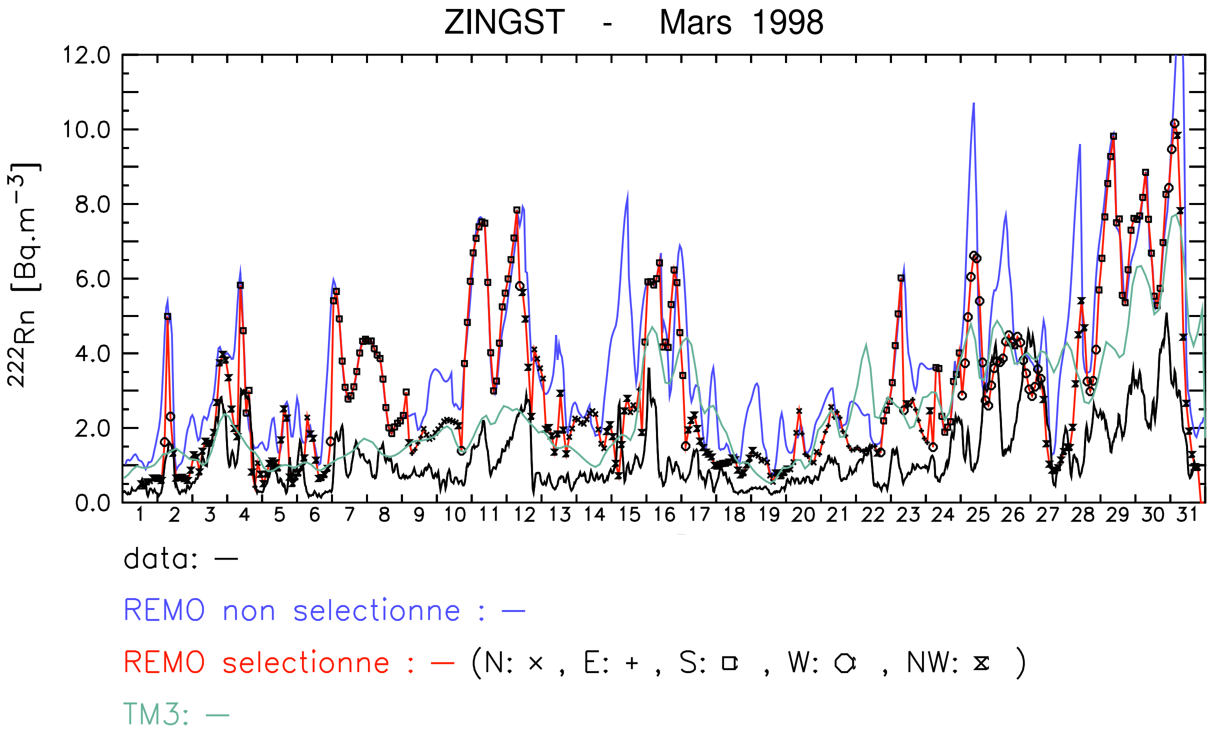


FIG. 3.31 – Simulation de la dispersion de ^{222}Rn avec le modèle REMO (Chevillard, 2002).

3.2.3 Résumé

La simulation de la dispersion atmosphérique du radon a permis à la fois d'évaluer les performances du modèle LMDZT à l'échelle régionale pour des situations météorologiques différentes du cas ETEX et de comparer notre approche à celle d'un modèle à domaine limité.

En général, le modèle LMDZT arrive à simuler assez correctement les différentes stations de mesure de ^{222}Rn.
La fonction "zoom" permet d'étudier la dispersion atmosphérique à l'échelle régionale avec un modèle globale et les conditions aux bords ne se posent pas comme pour un modèle régional à domaine limité.

L'étude de la dispersion atmosphérique de ^{222}Rn montre également que le modèle ne reproduit pas correctement les variations des concentrations liées au cycle diurne. Nous

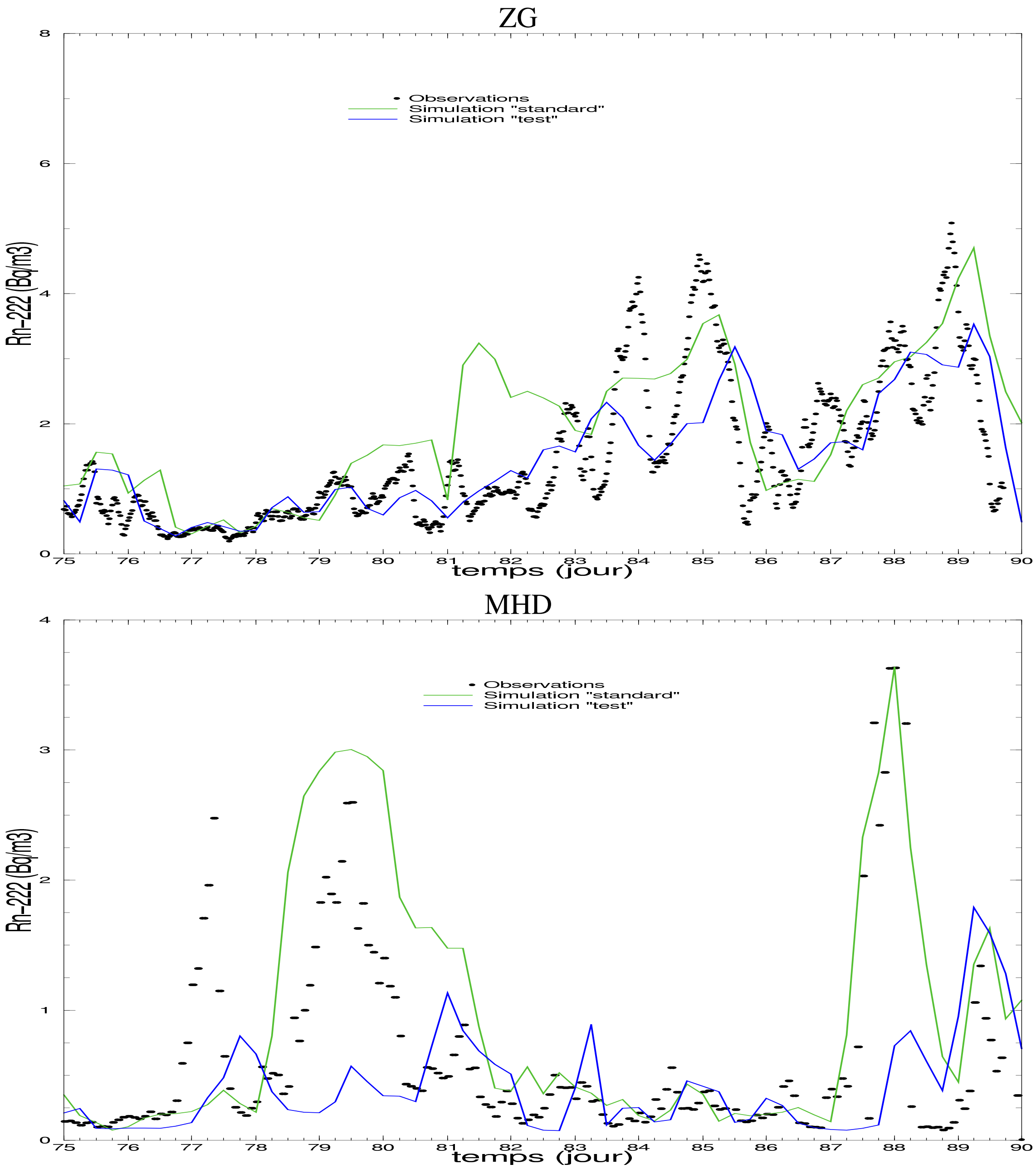


FIG. 3.32 – Simulation de la dispersion de ^{222}Rn avec le modèle LMDZT. Comparaison entre une simulation où la météorologie est forcée sur tout le globe (vert) et une simulation où la météorologie est forcée uniquement en dehors du zoom (bleu) pour les stations de ZG (en haut) et MHD (en bas).

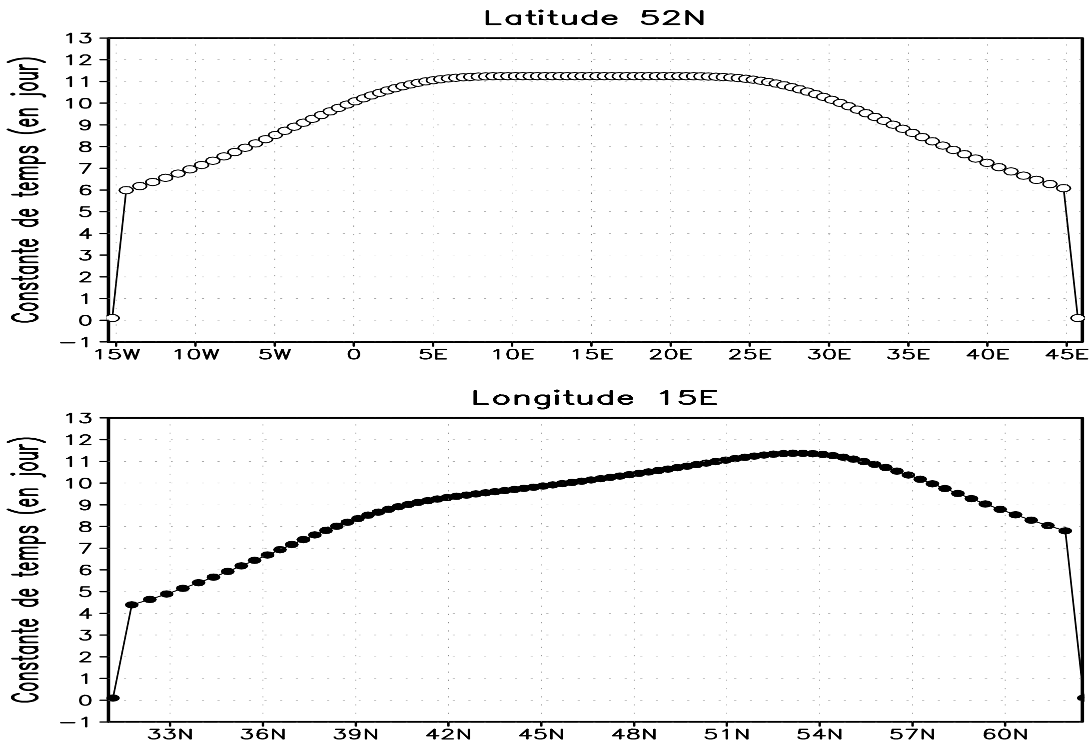


FIG. 3.33 – Constante de temps en jour en fonction de la longitude (à 52^oN) et en fonction de la latude (à 15^oE).

verrons dans le chapitre suivant que ce défaut peut être attribué à la paramétrisation de la couche limite.

3.3 Application à la simulation de la dispersion atmosphérique de Tokaimura au Japon

Dans le cadre d'une collaboration scientifique entre le LMD et le LDG/CEA concernant le projet TICE, nous avons étudié et analysé une situation de risque, tirée de l'actualité récente en utilisant le modèle LMDZT. Il s'agit de l'accident de Tokaimura au Japon. Nous présentons ici, sur l'exemple de cet accident, une illustration de l'utilisation opérationnelle du modèle LMDZT pour l'étude de la dispersion atmosphérique.

3.3.1 Accident de Tokaimura

Le 30 septembre 1999, un accident nucléaire a eu lieu à Tokaimura, au Japon. Il a duré environ 12 heures. La presse en a abondamment parlé. Des centaines de milliers de personnes ont été bloquées chez elles par précaution pendant vingt-quatre heures. Dans de telles circonstances, la prévision en temps réel de la dispersion de radioéléments autour du site, aussi bien localement qu'à l'échelle planétaire, revêt une importance capitale.

3.3.2 Suivi opérationnel "en temps réel"

A cette occasion nous avons testé notre capacité de réaction avec le modèle LMDZT. Le modèle a été ainsi utilisé en temps quasi-réel pour simuler la dispersion atmosphérique pour cet accident. Nous avons utilisé une grille zoomée avec une résolution horizontale de 150 km sur le Japon et un rappel vers les analyses ECMWF avec une constante de temps de 2h30. Dans un premier temps, comme nous ne disposions pas d'informations précises sur la source, nous n'avons pris en compte dans la simulation que la dispersion du polluant sous l'effet du transport de grande échelle et du mélange turbulent ou convectif.

Le 7 octobre, une première simulation de 6 jours avait été effectuée (de l'émission jusqu'au 5 octobre). Pour différentes raisons (découverte d'une erreur dans le modèle, nécessité de rapatrier tous les jours les analyses depuis le CEPMMT), nous n'avons pas véritablement suivi les simulations en temps réel pour la période du 5 au 10 octobre. Nous avons repris les simulations à partir du 10 octobre. Le 28 octobre, nous avons effectué une simulation en mode prévisionnel jusqu'au 29 et les résultats étaient disponibles et consultables sur le site WEB du LMD. La Figure. 3.34 montre la concentration de traceur pour l'émission d'un kilogramme sur 24 heures à Tokaimura. Le damier correspond à la grille du modèle. Le panache de polluant est montré pour le 4 octobre à minuit.

3.3.3 Simulations avec calcul du dépôt et toxicité

En même temps, des simulations plus réalistes avec dépôt au sol, décroissance radioactive, et calcul de la toxicité ont pu être effectuées. Le terme source a été évalué sur la base de 5.10^{18} fissions (soit 2mg d'U235). Ce chiffre correspond à l'évaluation maximale de tous les accidents de criticité antérieurs. Les fissions ont engendré une

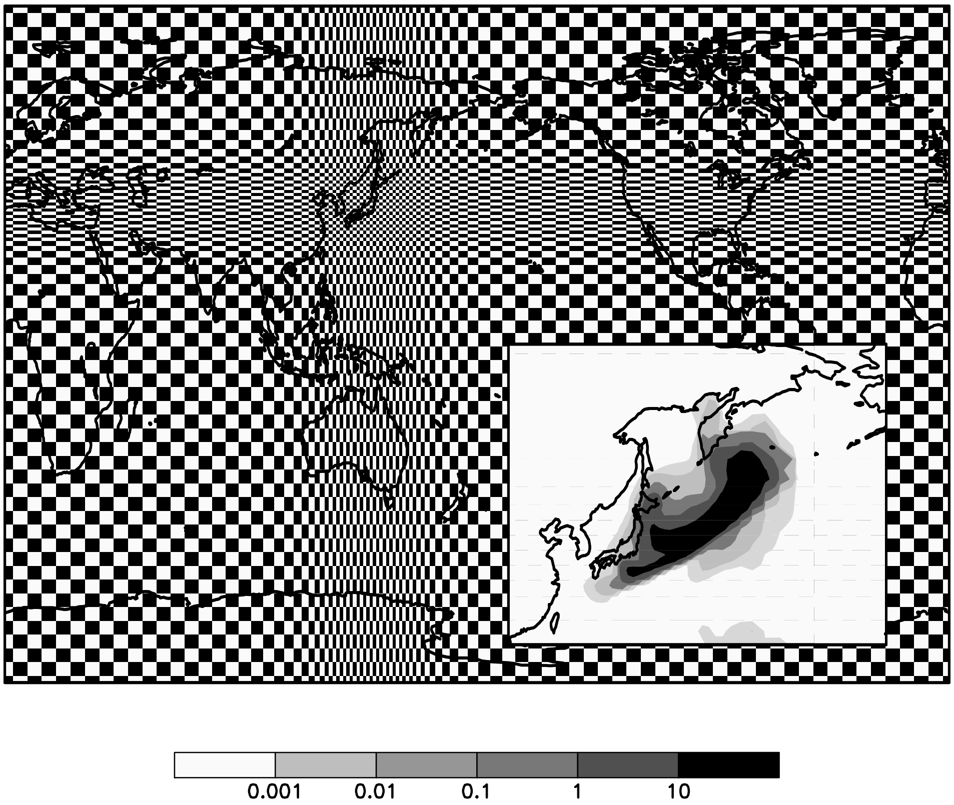


FIG. 3.34 – Grille horizontale de LMD-ZT et le panache du traceur simulé le 04-10-99 à 00h UTC pour une émission de 1 kg/kg. (unité :10^{-18} kg/kg d'air).

grande variété de produits d'inégales nocivités. Des calculs détaillés n'ont été entrepris que pour les $^{140}Ba^{+}$, ^{131}I et ^{133}I qui, par leur quantité et leur toxicité, présentaient le plus de danger dans le champs lointain.

On a utilisé les termes sources fournis par le DRN/SERMA à partir d'une intégration numérique des chaînes de désintégration (5.10^{18} fissions) : 2.10^{11}Bq de $^{140}Ba^{+}$, $1, 2.10^{11}$Bq d'^{131}I et $2, 30^{12}$Bq d'^{133}I. Ces trois radioéléments sont sujets à la sédimentation sèche, un phénomène lié à leur affinité pour la surface du sol ou de l'océan. On en a rendu compte en introduisant dans les calculs une vitesse de dépôt grossièrement estimée à $v_d = 5mm/s$. Le lessivage par les pluies n'a pas été traité.

Les résultats obtenus décrivent les évolutions de la concentration en Bq/m^3 dans l'air au niveau du sol ou de l'océan (Figure. 3.35) et l'activité de dépôt en Bq/m^2

(Figure. 3.36).

Entre le 1er et le 4 octobre, le panache de $^{140}Ba^{+}$ se déplace vers le nord-est du Japon avec des valeurs de concentration élevées. Il se dirige par la suite vers l'ouest et atteint l'Amérique du Nord avec des valeurs assez élevées. Le 16 octobre, le panache atteint l'Europe et l'Afrique avec des valeurs faibles. Le 19 octobre, la simulation en mode prévisionnel montre un panache s'étalant sur tout l'hémisphère nord avec des valeurs de concentration très faibles. Après cette date, la concentration de $^{140}Ba^{+}$ dans l'atmosphère devient plus faible sous l'effet de la décroissance radioactive (demi-vie de 12.7 jours).
La Figure. 3.36 montre que la quantité de $^{140}Ba^{+}$ déposée au sol est maximale autour de la source (Tokaimura) et faible ailleurs. Elle est plus importante dans les premiers jours suivants l'émission et devient plus faible dans la suite sous l'effet de la décroissance radioactive.

Les simulations réalisées après l'accident de criticité de Tokaimura indiquent l'absence de conséquences à l'échelle étudiée, c'est à dire au delà d'une dizaine de kilomètres. En effet les doses totales produites par les radionucléides, pour cet accident, sont de plusieurs ordres de grandeurs au-dessous des effets naturels.

Cet exemple est montré ici à titre d'illustration de l'utilisation possible d'un tel outil. Certains points sont particulièrement critiquables comme l'estimation du terme source, la vitesse de dépôt, la grossièreté du maillage et l'absence du traitement du lessivage.
En revanche, cet exemple illustre conrêtement l'intérêt que représente l'utilisation d'un modèle global avec une grille zoomée pour simuler la dispersion atmosphérique d'un polluant. En effet, cette méthode ne permet pas seulement un calcul plus précis dans la région rafinée, mais également une simulation correcte du transport à l'extérieur de cette zone que nous avons choisie arbitrairement dans les premiers jours suivant l'accident.
Actuellement, on ne dispose pas encore de mesures concernant cet accident et il n'est donc pas possible de valider directement les calculs présentés ici. Mais, l'accident de Tokaimura a surtout permis d'explorer une démarche applicable chaque fois que la source est connue, qu'il s'agisse de rejets normaux ou d'une crise grave comme Tchernobyl.

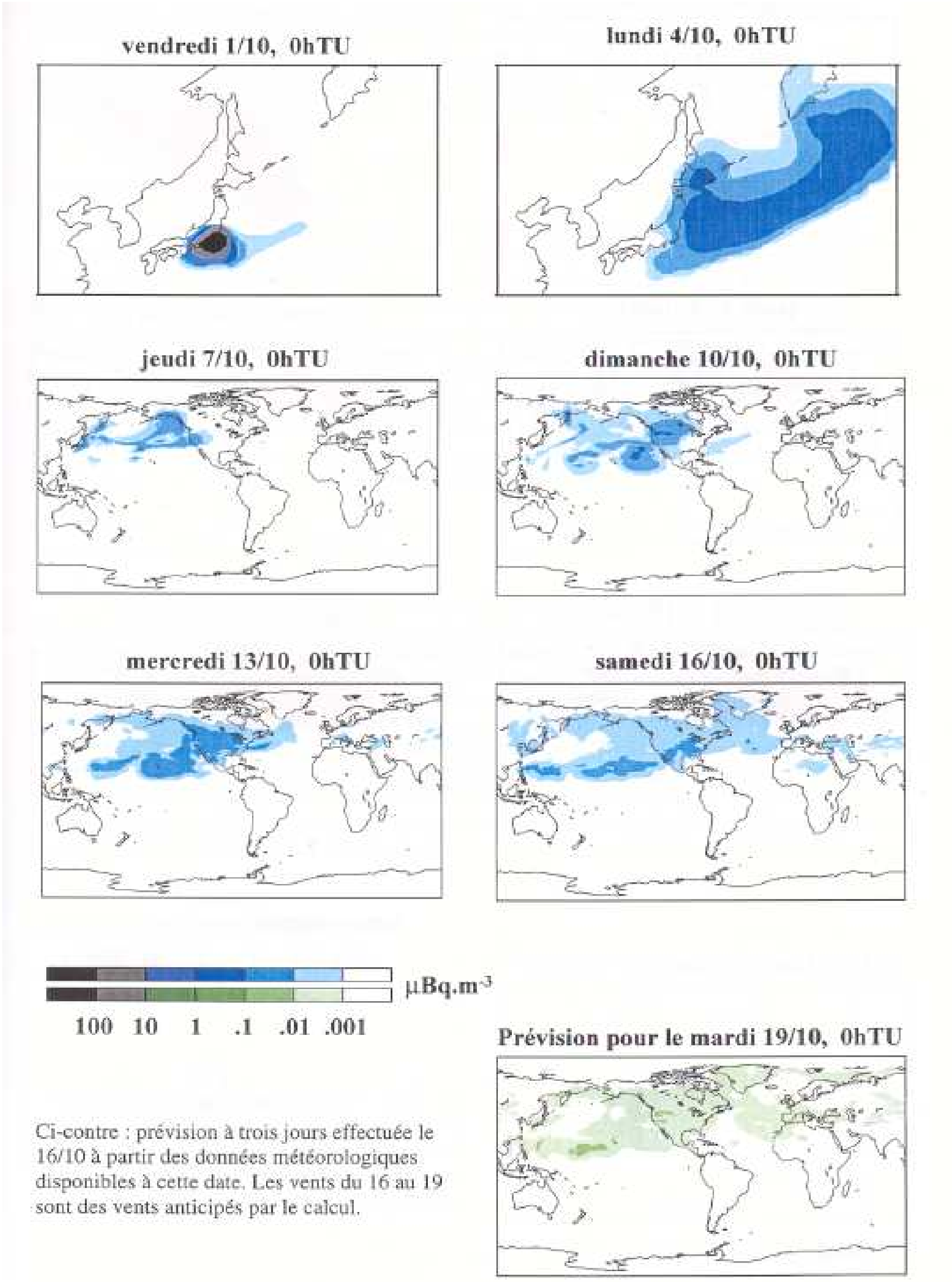


FIG. 3.35 – Activité du $^{140}Ba^{+}$ dans l'air près du sol ($2.10^{1}1$Bq de 1 à 15 h le 30-9-99)

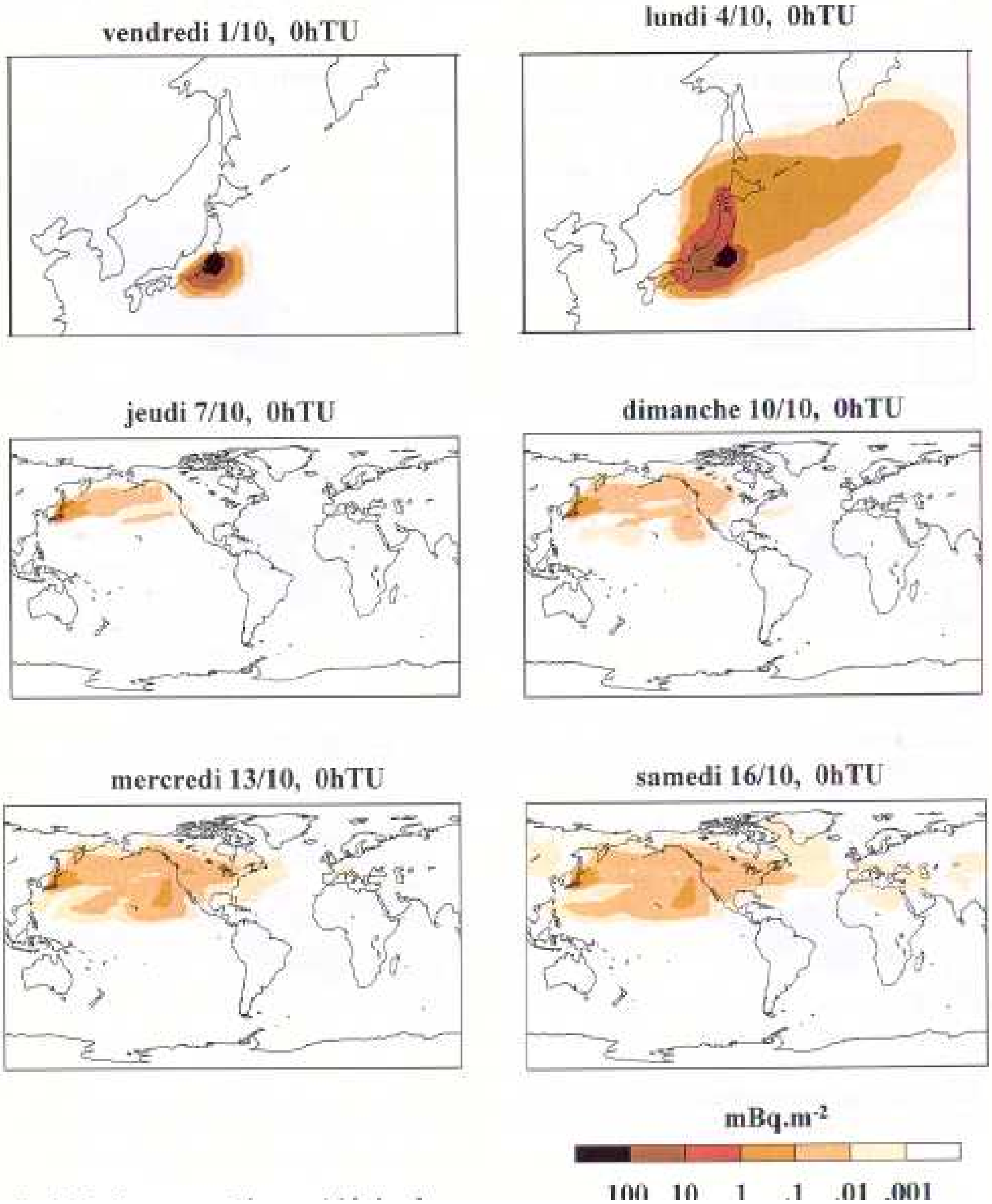


FIG. 3.36 – Activité du dépôt de $^{140}Ba^{+}$ au sol.

Chapitre 4

Sensibilité à la paramétrisation de la couche limite

Nous avons montré au chapitre précédent que les simulations de la dispersion atmosphérique de ^{222}Rn (section 3.3) avec le modèle LMDZT sous-estiment les variations diurnes de concentration de ^{222}Rn, en particulier l'été pour les stations continentales. Les forts cycles diurnes de concentration observés dans ces conditions sont étroitement liés au cycle diurne de la hauteur de la couche limite. Il était donc naturel de suspecter une déficience de la paramétrisation de la couche limite.
Le modèle REMO (section 3.2.2.3) reproduit mieux ces variations diurnes, ce qui peut s'expliquer par le fait que la paramétrisation de la couche limite utilsée dans REMO (Mellor et Yamada) représente mieux le transport dans la CLA que celle utilisée dans LMDZT.

Dans ce chapitre-ci, nous testons la paramétrisation de Mellor and Yamada (1974) ainsi qu'un nouveau schéma de la couche limite convective (modèle du thermique), développé récemment par Hourdin et al. (2002). Le modèle du thermique est une paramétrisation non locale, de type flux de masse, basée sur une représentation idéalisée d'un thermique. Nous rappelons d'abord rapidement la description du modèle du thermique. Nous testons ensuite cette paramétrisation et nous la comparons à l'ancien schéma de LMDZT et à celui de Mellor et Yamada en utilisant les mesures de ^{222}Rn et les données de la campagne ETEX.

4.1 Les schémas classiques (fermetures en K-diffusion)

La K-diffusion est un modèle du transport turbulent dans la couche limite, construit par analogie avec la diffusion moléculaire, pour lequel le flux turbulent s'écrit simplement

$$\overline{\rho w' q'} = \rho K_z \frac{\partial q}{\partial z}. \tag{4.1}$$

Ce modèle permet d'expliquer certaines caractéristiques de la couche limite atmosphérique, et dériver des paramétrisations pour les modèles de circulation atmosphérique.

Les paramétrisations en K-diffusion sont encore très largement utilisées tant dans les modèles météorologiques que pour le transport des espès traces.

Une façon physique d'introduire cette formulation et de tenter d'estimer le coefficient K_z est l'approche de la longueur de mélange introduite à l'origine par Prandtl en 1925. L'image physique sous-tendu est l'existance de petites structures turbulentes avec une taille caractéristique, ou longueur de mélange l.

En se plaçant pour fixer les idées dans une configuration où la concentration moyenne du traceur croît verticalement ($\partial \overline{q}/\partial z > 0$) un mouvement descendant sera associé en moyenne à une fluctuation positive de q. La fluctuation q' associée à ce mouvement turbulent sera d'autant plus grande que les contrastes verticaux de q sont grand. En supposant que la particule qui descend a conservé les propriétés qu'avait l'air à une distance l au-dessus, et en supposant l petit devant la hauteur caractéristique des fluctuations de $\overline{q}$, on peut écrire

$$q' = l \frac{\partial q}{\partial z} \text{ pour } w' < 0 \tag{4.2}$$

De même, les mouvement turbulents ascendants seront associés en moyenne à une fluctuation négative de q de sorte qu'il y a dans les deux cas une corrélation négative entre w' et q'. On peut finalement écrire

$$\overline{w'q}' = -l\overline{|w'|}\frac{\partial q}{\partial z} \tag{4.3}$$

Cette équation peut être prise comme définition de la longueur de mélange l.

Dans ce cadre, le coefficient K_z est simplement $l|w'|$.

Si on suppose que la turbulence est isotrope (par exemple en atmosphère neutre et loin du sol), on peut aller un cran plus loin en remarquant qu'on a

$$|w'| \simeq |u'| \simeq l\frac{\partial u}{\partial z} \tag{4.4}$$

ce qui conduit à choisir

$$K_z = l^2 ||\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}|| \tag{4.5}$$

La décomposition de Reynolds, qui a permis de faire apparaitre des termes croisés du type $\overline{w'u'}$ dans les équations des variables moyenne, peut bien sûr être poussée plus loin. On écrit alors des équations d'évolution pour les quantités turbulentes u', w', θ' en soustrayant la moyenne d'ensemble à l'équation complète. On peut ainsi obtenir des équations de d'évolution temporelle des termes croisés $\overline{w'u'}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{\theta'^2}$, ... On peut donc imaginer des fermetures où, au lieu de spécifier directement $\overline{w'u'}$ en fonction des grandeurs moyennes (type K-diffusion), on considère le flux turbulent lui-même comme une variable indépendante du modèle suivant sa propre évolution. Mais ces nouvelles équations font elles-même apparaitre des termes du troisième ordre.

En pratique, les modèles à d'ordre 2 ou 3 sont très peu utilisés dans les modèles atmosphériques.

On teste en revanche, dans la présente étude, deux paramétrisations d'un dégré de complexité intermédiaire, basées sur la prédiction de l'énergie turbulente :

$$e = \frac{1}{2}\left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right] \tag{4.6}$$

Si on revient à la présentation de la longueur de mélange faite précédemment, on comprend que $\sqrt{e}$ puisse être une bonne mesure de $\overline{|w'|}$. On peut intuiter aussi que, dans des situations stables (resp. instables), $\sqrt{e}$ sera plutôt une surestimation (resp. sous-estimation) de cette vitesse moyenne.

En développant les équations à l'ordre 2, on peut dériver une équation pronostique pour e :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = P - D - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial z} - \epsilon \tag{4.7}$$

où

$$P = -\overline{w'u'}\frac{\partial u}{\partial z} - \overline{w'v'}\frac{\partial v}{\partial z} \tag{4.8}$$

est un terme de création de turbulence mécanique (on voit qu'il est positif si $\overline{w'u'}$ est du signe opposé au gradient de u),

$$D = \frac{g}{\theta}\overline{w'\theta'} \tag{4.9}$$

est un terme de destruction par stratification (positif en conditions stables quand le flux de chaleur est dirigé vers le bas). Les termes suivants sont un terme de pression, le transport vertical turbulent d'énergie cinétique turbulente (le transport par la grande échelle est négligé car w est supposé petit), et ϵ est le terme de dissipation mécanique de la turbulence.

Dans les deux paramétrisations présentées ici, le terme de pression est négligés et les flux turbulents sont calculés comme dans la K-diffusion :

$$\overline{w'\phi'} = -K_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \tag{4.10}$$

On écrit la diffusivité turbulente $K_\phi = lqS_\phi$ en fonction d'une longueur de mélange, l, d'une vitesse typique $q = \sqrt{2e}$ et d'une fonction de stabilité, qui peut prendre des valeurs différentes pour les traceurs (S_ϕ), la température (S_h) ou la quantité de mouvement (S_m). Enfin, ces modèles supposent que le terme de dissipation de la turbulence est proportionnel à $e^{3/2}$ ou q^3.

Sous ces hypothèses, l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente s'écrit finalement

$$\frac{1}{2}\frac{\partial q^2}{\partial t} = K_m \left|\left|\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}\right|\right|^2 - K_h \frac{g}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{q^3}{lB_1} + \frac{\partial}{\partial z}\left[K_q \frac{\partial q^2/2}{\partial z}\right] \tag{4.11}$$

ou encore

$$\frac{1}{2}\frac{\partial q^2}{\partial t} = qlS_m \left|\left|\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}\right|\right|^2 [1 - \omega Ri] - \frac{q^3}{lB_1} + \frac{\partial}{\partial z}\left[lqS_q \frac{\partial q^2/2}{\partial z}\right] \tag{4.12}$$

où $\omega = K_h/K_m$ est le nombre de Prandlt turbulent et

$$Ri = \frac{g}{\theta}\frac{\frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left|\left|\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}\right|\right|^2} \tag{4.13}$$

est le nombre de Richardson.

On teste dans la présente étude une paramétrisation basée directement sur cette formulation de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Il s'agit de la paramétrisation de Mellor and Yamada (1974). En supposant que les termes de production ou destruction d'énergie turbulente et la dissipation sont constamment à l'équilibre $P - D = \epsilon$, il vient :

$$q^2 = l^2 \left|\left|\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}\right|\right|^2 S_m B_1 \left(1 - \omega Ri\right) \tag{4.14}$$

et donc

$$K_m = l^2 \left|\left|\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}\right|\right| \sqrt{S_m B_1 \left(1 - \omega Ri\right)} \tag{4.15}$$

On voit qu'on retombe exactement sur l'approche de Prandtl avec un terme correctif ($\sqrt{S_m B_1 \left(1 - \omega Ri\right)}$) rendant compte des effets de la stratification.

Le modèle d'équilibre correspond au niveau 2 dans la classification de Mellor et Yamada.

La formulation utilisée dans le modèle original du LMD Laval et al. (1981) est également basée sur un modèle stationnaire de l'énergie cinétique turbulente. Seuls les coefficients diffèrent. Le coefficient de mélange s'écrit simplement sous la forme

$$K_m = l\; Max \left[l \left|\left|\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}\right|\right| \sqrt{1 - Ri/Ri_c}, \sqrt{e_{min}} \right] \tag{4.16}$$

où Ri_c est un nombre de Ridchardson critique.

4.2 Le modèle du thermique

4.2.1 Introduction

Une bonne représentation du mélange turbulent et du transport convectif est indispensable pour la modélisation de la dispersion des espèces traces dans l'atmosphère. Les échelles de ces mouvements, allant du mètre à quelques kilomètres, sont inférieurs à l'échelle d'une maille d'un MCG. L'effet de ces mouvements sur la grande échelle doit donc être "paramétrisé". On distingue généralement dans les MCGs la turbulence de couche limite et la convection nuageuse. Les paramétrisations classiques de la couche limite sont souvent dérivées d'images de mélange turbulent conduisant au concept de viscosité ou diffusion turbulente.

Ces paramétrisations locales ne prennent pas en compte les vitesses importantes (de l'ordre de quelques m/s), bien connues des pilotes de planeurs, associées à des structures convectives méso-échelle (d'une hauteur allant de 1 à 3 kilomètres). Ces structures permettent des échanges directs (non locaux) entre la surface et le sommet de la couche limite alors que le modèle de viscosité turbulente ne permet que des échanges entre couches voisines (on parle souvent de schémas locaux). Elles expliquent qu'on observe souvent dans les couches limites convectives un transport de chaleur vers le haut dans une atmosphère faiblement stable. Un tel transport ne peut être obtenu avec un modèle de diffusion turbulente qui transporte toujours de la chaleur depuis les températures potentielles les plus élevées vers les plus faibles. Ce défaut majeur a conduit à l'introduction d'un terme de contre gradient dans les paramétrisations de diffusion turbulente (**?**) : le flux de chaleur n'est plus proportionnel au seul gradient de température potentielle mais à un gradient corrigé de façon à avoir un transport vers le haut même dans une atmosphère marginalement stable.

Des paramétrisations conservant un formalisme original local, mais avec des aspects non locaux ont été développées récemment (Bougeault and Lacarrière, 1989; Abdella and McFarlane, 1997). La paramétrisation de Holtslag and Boville (1993), basée sur le travail de Troen and Mahrt (1986), est utilisée par plusieurs modèles de météorologie. Celle-ci est également similaire à une paramétrisation de diffusion turbulente avec des contres gradients pour chaque variable météorologique. Dans cette approche, les termes de diffusion turbulente et le contre gradient sont calculés en fonction de la hauteur de la couche limite et de la longueur de mélange. Dans le modèle original du LMD, le traitement des couches limites convectives repose à la fois sur l'utilisation d'un contre-gradient constant de $1K/km$ et d'un "ajustement convectif sec". Cet "ajustement convectif sec" consiste à ramm ener les profiles instables à la neutralité tout en conservant l'énergie totale de la colonne d'air.

Stull (1988) est un des premiers à avoir insisté sur la notion de transport non local. Il a introduit le formalisme des matrices d'échange où chaque terme représente l'échange entre une paire de couche. Dans le cas d'un transport local, seul les éléments près de la diagonale sont non nuls tandis que, dans une formulation non locale du transport, la matrice sera davantage "pleine". Ces matrices permettent de calculer le transport mais ne permettent pas de préciser le phénomène en jeu. Pleim and Chang (1992) dans leur modèle de fermeture non locale, proposent une matrice d'échange particulière. C'est un modèle développé pour être appliqué à un modèle de chimie atmosphérique régionale. Il s'appuie sur le concept d'un transport vertical asymétrique dans la couche limite. Le transport ascendant se fait par des panaches convectifs originaires de la première couche et le transport descendant se fait par une subsidence compensatoire graduelle.

Des paramétrisations basées sur des considérations similaires, appelées paramétrisations "en flux de masse", sont de plus en plus utilisées dans les MCGs pour représenter le transport convectif (Arakawa and Schubert, 1974; Tiedtke, 1989; Emanuel, 1991). Dans le modèle LMDZ, deux schémas de flux de masse peuvent être utilisés, celui de Tiedtke et celui d'Emanuel.
Une nouvelle paramétrisation de la couche limite qui s'inspire de ces schémas de convection en flux de masse a été introduite dans le modèle LMDZ (Hourdin et al., 2002). Dans ce schéma, on considère une seule cellule avec un panache montant (thermique) alimenté par de l'air instable issu de la couche de surface et compensé par un mouvement descendant.

Nous testons ici cette nouvelle paramétrisation en la comparant à d'autres schémas de CLA et en utilisant les mesures de ^{222}Rn et les données de la première expérience ETEX.

4.2.2 Principe et introduction dans LMDZ

Principe

Pour expliquer le principe de cette paramétrisation, nous commençons par présenter une vision idéalisé d'un thermique. Considérons, pour cela, un profil vertical de la température potentielle moyenne, typique d'une couche limite convective, avec une couche de surface instable (SL : Surface Layer) d'une hauteur z_s et une couche de mélange neutre (ML :Mixed Layer) d'une hauteur z_i (figure 4.1).

Dans ce contexte, le thermique est défini comme une ascendance d'air venant de la couche de surface (SL). Les particules de la surface sont entraînées jusqu'au sommet de la couche limite par la force de flottabilité définie par :

$$F_\theta = \rho \frac{\theta_{SL} - \theta_{ML}}{\theta_{ML}} g \tag{4.17}$$

La température potentielle θ est la température d'une particule ramenée adiabatiquement de sa pression P(z) à la pression de surface Po, soit :

$$\theta(z) = T(z) \times (\frac{Po}{P(z)})^{R/Cp} \tag{4.18}$$

où T est la température de l'air, $Po = 10^5\ Pa$ et $R/Cp = 0.287$.
La température potentielle virtuelle est définie de façon à traiter l'air humide comme de l'air sec :

$$\theta_v \simeq \theta \times (1 + 0.61h) \tag{4.19}$$

avec h, l'humidité spécifique. Dans la suite, on notera la température potentielle virtuelle θ pour éviter les doubles indices.

Le modèle du thermique repose sur deux hypothèses : on suppose que le thermique est stationnaire sur un pas de temps. Pour un thermique stationnaire, et si on néglige (dans un premier temps) le mélange entre l'air du thermique et l'environnement, alors l'équation

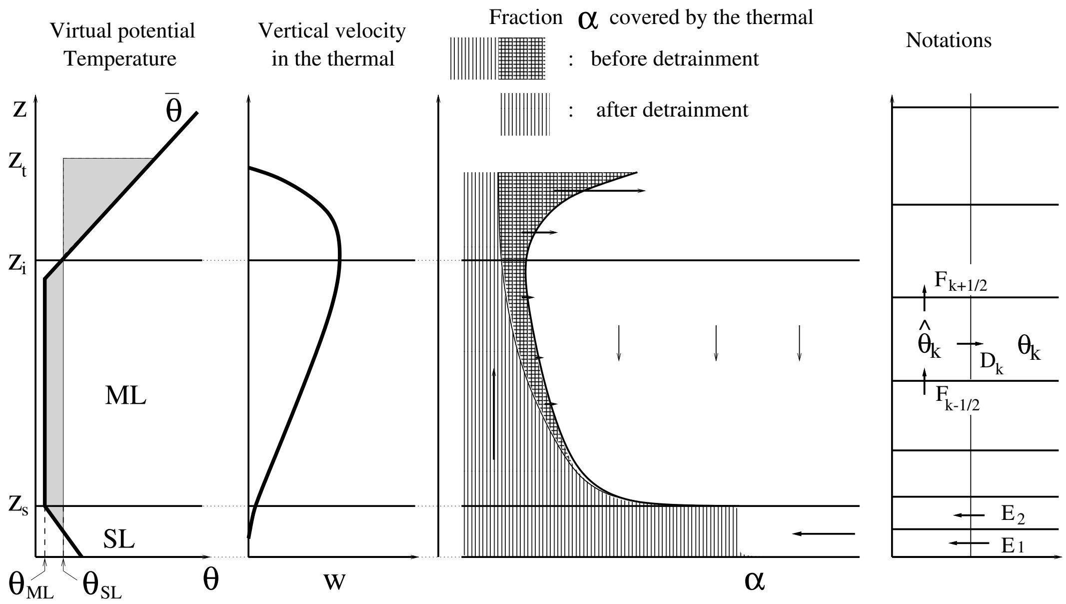


FIG. 4.1 – Vision idéalisée du thermique. Les 4 schémas représentent, de gauche à droite : (1) le profil de température potentielle dans la couche limite (SL : couche de surface, ML : couche mélangée, z_i hauteur de d'inversion, z_t sommet de la couche limite) ; (2) le profil de vitesse verticale dans l'ascendance ; (3) le schéma du thermique avec la zone d'entraînement et les zones de détraînement ; (4) les notations utilisées (demi-indices pour les interfaces et indices entiers pour les valeurs prises au milieu des couches). D'après Hourdin et al. (2002)

qui régit l'ascendance est :

$$\frac{dw}{dt} = w\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial(\frac{w^2}{2})}{\partial z} = g\frac{\theta_{SL} - \theta_{ML}}{\theta_{ML}} \tag{4.20}$$

L'air est ainsi uniformément accéléré dans la couche convective jusqu'au niveau z_i où la flottabilité devient nulle. A ce niveau, la vitesse verticale dans le thermique (figure 4.1) est maximale et vaut :

$$w_{\text{max}} = \sqrt{2CAPE} = \int_0^{z_i} g.\frac{\theta_{SL} - \theta_{ML}}{\theta_{ML}}dz \tag{4.21}$$

où la CAPE est l'énergie potentielle disponible pour la convection.

Au-dessus du niveau z_i, la vitesse verticale est toujours positive (phénomènes d'overshooting) mais décroît pour s'annuler au niveau z_t où :

$$\int_0^{z_t} g.\frac{\theta_{SL} - \theta}{\theta}dz = 0 \tag{4.22}$$

z_t est retenue comme la hauteur de couche limite. Cette intégrale est représentée dans la figure 4.1 par la zone grisée (à gauche) et la CAPE par la partie de la zone grisiée située au desous du niveau z_i.

Pour le calcul du transport, il est nécessaire de connaître les flux de masse par unité de surface associés aux thermiques :

$$F = \alpha.\rho.w \tag{4.23}$$

où α est la fraction de maille couverte par l'ascendance (figure 4.1), ρ la densité de l'air et w la vitesse verticale.
On considère, dans un premier temps, que ce flux de masse ascendant est constant au-dessus de la zone d'alimentation (pas de détraînement).
Pour déterminer cette constante, il va falloir estimer la valeur de α.

En considérant une configuration 2D, on peut montrer que :

$$v_{\text{max}} \simeq w_{\text{max}} \tag{4.24}$$

où v_{max} désigne la vitesse horizontale maximale de l'air dans la couche de surface.

L'air dans le thermique est alimenté par la convergence horizontale dans la couche de surface. Par conservation du flux de masse, on a alors :

$$w_{\text{max}} l(z_i)\rho(z_i) = v_{\text{max}} z_s \rho(\frac{z_s}{2}) \tag{4.25}$$

où $l(z)$ est la largeur du thermique au niveau z.

Dans cette vision simple, la largeur du thermique au niveau de l'inversion est du même ordre de grandeur que la hauteur de la couche limite de surface. On introduit cependant un paramètre ajustable, le rapport d'aspect de ces cellules r=L/z_t, où L est la taille horizontale des cellules. Les simulations LES (Large Eddy Simulations, Moeng and Sullivan (1994)) et les observations (Williams and Hacker, 1992) montrent que r varie typiquement de 1 à 10.

Dans ces conditions :

$$\alpha(z_i) = \frac{l(_i)}{rz_i} \tag{4.26}$$

Il en résulte :

$$F = \frac{\rho(\frac{z_s}{2})z_s\sqrt{2CAPE}}{r.z_i} \tag{4.27}$$

Supposer que le flux de masse ascendant est constant amène à une valeur infinie de α au sommet de l'ascendance, là où la vitesse verticale s'annule. En fait, cela signifie que l'ascendance n'est plus conservative et qu'il existe un mouvement d'air depuis l'ascendance vers l'environnement. Dans cette paramétrisation, on suppose qu'au-dessus du niveau z_i, la fraction de maille couverte par l'ascendance n'augmente plus, produisant ainsi un fort détraînement au-dessus de ce niveau. On considère aussi que le thermique peut détrainer en-dessous de z_i du fait du mélange turbulent de petite échelle. Cet effet est pris en compte en introduisant un paramètre λ, correspondant à l'échelle des mouvements turbulents. La largeur de la couche limite d'un jet 2D avec une vitesse constante w varie comme $\sqrt{\lambda z}$ (Prandtl and Tietjens, 1934). Dans ce cas, $\lambda = v_g/w$, où v_g désigne la viscosité turbulente. Pour une vitesse verticale typique de 1 ms^{-1} et une diffusivité turbulente de 10 m^2s^{-1}, $\lambda = 10\ m$. Dans un premier temps, nous utiliserons cette simple fonction en racine carrée pour décrire la fraction détrainée du thermique au dessous du niveau z_i.

Le schéma

A partir de cette vue idéalisée d'un thermique, un schéma numérique a été développé et introduit dans le modèle LMDZT.
Les variables du modèle (température, humidité, concentration, ...) représentent les valeurs moyennes à l'intérieur de la couche. Les indices entiers (interfaces des couches) sont utilisés pour les variables scalaires (θ, ...) et les demi-indices (milieux des couches) pour les flux de masse, la vitesse verticale et les fractions d'aire d'entraînement ou de détraînement (F, w, α).

Avec ces notations, le schéma utilisé est décrit comme suit :

– Après avoir détecté les couches instables k, où la température potentielle virtuelle est supérieure à celle de la couche supérieure ($\theta_k > \theta_{k+1}$), on calcule, pour chaque couche, le niveau l_k (limite supérieure des couches instables) où $\theta_{l_k} \leq \theta_k < \theta_{l_k+1}$ et la CAPE par :

$$CAPE(k) = \sum_{l=k+1}^{l_k} g.\frac{\theta_k - \theta_l}{\theta_l}.(z_{l+1/2} - z_{l-1/2}) \tag{4.28}$$

La hauteur du thermique est la hauteur maximum d'une branche ascendante.
Compte tenu de l'équation (4.10), le flux d'air entrant dans le thermique au niveau k est :

$$E_k = \frac{\rho(k)(z_{k+1/2} - z_{k-1/2})\sqrt{2CAPE(k)}}{rz_i} \tag{4.29}$$

– En supposant que l'air dans le thermique est bien mélangé, la température virtuelle dans l'ascendance vaut :

$$\theta_{al} = \frac{\sum_{k=1}^{l} E_k \theta_k}{F_{l+1/2}} \tag{4.30}$$

où θ_a est la température virtuelle de l'ascendance et θ est la température virtuelle de l'environnement. $F_{l+1/2}$ est le flux de masse au sommet de la couche l, il vaut en négligeant, pour l'instant, le détraînement :

$$F_{l+1/2} = \sum_{k=1}^{l} E_k \tag{4.31}$$

On calcule ensuite la vitesse verticale dans le thermique :

$$\frac{1}{2}{w_{l+1/2}}^2 = \frac{1}{2}(\epsilon w_{l+1/2})^2 + \sum_{k=1}^{l} g.\frac{\theta_{ak} - \theta_k}{\theta_k}.(z_{l+1/2} - z_{l-1/2}) \tag{4.32}$$

le facteur $\epsilon = \frac{F_{l-1/2}}{F_{l+1/2}}$ a été introduit pour tenir compte du fait que l'air provenant de la couche inférieur possède déjà une une vitesse $w_{l-1/2}$ tandis-que l'air entrant dans le thermique au niveau de cette couche doit être accéléré verticalement à partir d'une vitesse nulle.
La fraction de la maille couverte par l'ascendance (en négligeant toujours le détraînement) vaut :

$$\alpha_{l+1/2} = \frac{F_{l+1/2}}{w_{l+1/2}\rho(l+1/2)} \tag{4.33}$$

– La prise en compte du détraînement au dessous du niveau z_i, entraîne une modification de α (cf figure 4.1).

$$\alpha*_{l+1/2} = max(\alpha_{l+1/2} - \frac{\sqrt{\lambda z_{l+1/2}}}{r z_i}, 0) \tag{4.34}$$

Au delà de z_i :

$$\alpha*_{l+1/2} = \alpha_l(\frac{l_t - l}{l_t - l_i})^2 \tag{4.35}$$

On calcule ensuite un nouveau flux de masse ascendant après la correction liée à la prise en compte du détraînement :

$$F_{l+1/2} = F_{l+1/2}.\frac{\alpha*_{l+1/2}}{\alpha_{l+1/2}} \tag{4.36}$$

Enfin, le détraînement au niveau k est calculé pour garantir la conservation de la masse :

$$D_k = E_k + F_{k-1/2} - F_{k+1/2} \tag{4.37}$$

Le transport par les thermiques

Pour calculer le transport vertical d'un scalaire q, on commence par évaluer sa concentration dans le thermique en supposant celui-ci stationnaire :

$$E_k q_k + F_{k-1/2} q_{a\,k-1} = D_k q_{a\,k} + F_{k+1/2} q_{a\,k} \tag{4.38}$$

où q_a est la valeur de q à l'intérieur du thermique. Dans cette équation, la concentration dans l'environnement est supposée égale à la concentration moyenne du traceur dans la maille du GCM. Cette approximation est souvent faite dans les schémas en flux de masse.

L'évolution temporelle du scalaire q dans la couche k est donnée par la divergence du flux vertical :

$$\rho_k \frac{\partial q_k}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{\rho w' q'}}{\partial z} \tag{4.39}$$

et donc :

$$\rho_k \frac{\partial q_k}{\partial t} = F_{k-1/2} q_{a\,k-1} - F_{k+1/2} q_{a\,k} + F_{k+1/2} q_{k+1} - F_{k-1/2} q_k \tag{4.40}$$

où on a utilisé un schéma amont pour tous les termes de transport.

Introduction dans le modèle du LMD

Dans la version standard du modèle, le transport turbulent à petite échelle est représenté par une paramétrisation classique de diffusion turbulente. Pour tenir compte des conditions de couche limite convective, le modèle combine l'utilisation d'un contre gradient et d'un ajustement convectif sec (Laval et al., 1981).

La paramétrisation des thermiques remplace, dans le modèle, l'ajustement convectif sec et le contre gradient. La diffusion turbulente reste active dans le modèle mais son action se limite à la couche de surface.

On a testé deux paramétrisations pour la diffusion turbulente : la paramétrisation originale de LMDZT et celle de Mellor and Yamada (1974). La paramétrisation de Mellor et Yamada est basée sur l'équation pronostique de l'énérgie cinétique turbulente. Elle peut représenter le mélange turbulent mieux que la paramétrisation actuelle du LMD. Une description de cette paramétrisation et son introduction dans le modèle sont présentées par Hourdin et al. (2002).

Le modèle des thermiques introduit dans la version 1D de LMDZT, a été validé par comparaison à des simulations LES (Large Eddy simulations) pour des conditions de couche limite convective. Ce modèle 1D a aussi été validé par comparaison aux observations dans le cadre du projet ESQUIF (Etude et la Simulation de la QUalité de l'air en Ile de France). Les résultats de la campagne de mesures de l'été 1998, pour la deuxième période d'observation (POI2) ont été utilisés à cette fin. La période POI2 correspond à une situation chaude et convective avec des vents assez faibles. Cette POI précèdait le plus important pic de pollution à l'ozone de l'été 1998.

La figure 4.2 montre les profils verticaux de température et d'humidité spécifique observés à Trappes, et simulés avec différentes paramétrisations en utilisant le modèle LMDZ (en 1D). Ces profils montrent deux couches d'inversion à $05:30UTC$. la première correspond au sommet de la couche nocturne avec un fort gradient vertical autour de 500 m. La seconde inversion, autour de 2200 m, marque le sommet de la couche résiduelle de la journée précédente. La figure 4.2 montre que cette couche résiduelle est mieux simulée par les thermiques qu'avec les paramétrisations de Mellor et Yamada et Holtslag and Boville (1993).
Les profils à 1730 UTC correspondent à une couche limite convective développée l'après-midi. La figure 4.2 montre également que cette couche est mieux simulée par les thermiques, avec une hauteur de 2500 m. Les schémas de Mellor et Yamada et Holtslag and Boville (1993) reproduisent cette couche mais avec une hauteur inférieur à 2000 m.

4.3 Simulation de la dispersion atmosphérique de Radon-222

4.3.1 Simulations

Pour tester la sensibilité du modèle à la paramétrisation de la couche limite, nous avons effectué plusieurs simulations avec différents schémas de CLA (Table 4.1).
Nous avons choisi les périodes du 1er au 20 mai et du 1er au 20 août 1998, correspondant à des forts cycles diurnes que le modèle n'arrive pas à reproduire correctement avec l'ancienne paramétrisation, notamment à Heidelberg.
Ces simulations ont été effectuées avec la même résolution horizontale que celle utilisée précédemment pour les simulations de ^{222}Rn (voir section 3.3).

Dans le modèle des thermiques, l'ascendance est alimentée par l'instabilité issue des couches près de la surface. Ainsi, il est nécessaire de bien représenter le transport à petite échelle dans la couche de surface. Pour cela, nous avons utilisé une résolution verticale contenant 38 niveaux. La première couche a une épaisseur de 44 m, la seconde de 140 m et l'épaisseur augmente progressivement pour chaque couche. Nous avons effectué une

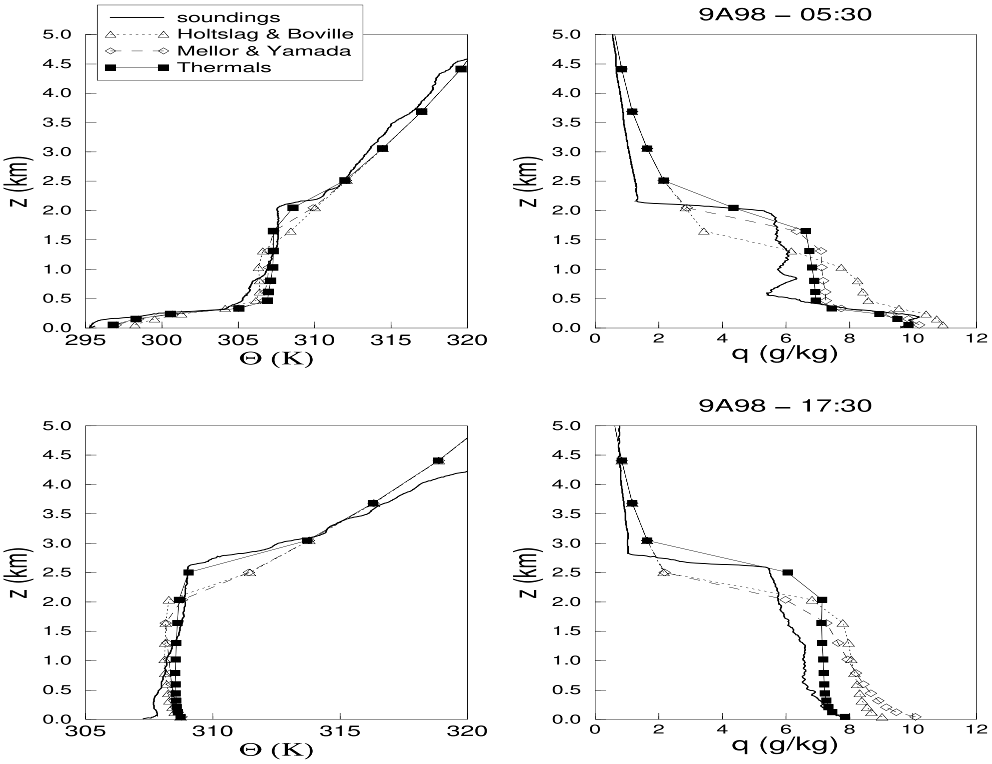


FIG. 4.2 – Température potentiel et humidité spécifique observées, à Trappes, et simulées à différentes heures du 9 août 1998 (troisième jour de la POI2).

première simulation avec la paramétrisation standard du modèle, mais avec 38 couches verticales au lieu des 19 utilisées précédemment. Dans la seconde, les mélanges turbulents sont représentés à petites échelles par la formulation classique de diffusion turbulente et à moyenne échelle par les thermiques. Dans la troisième simulation, la turbulence est représentée par le seul schéma de Mellor et Yamada. Dans la quatrième simulation, le transport à petite échelle est représenté par le schéma de Mellor et Yamada et celui à moyenne échelle par les thermiques.

Les valeurs des concentrations de ^{222}Rn sont moyennées et stockées en sorties toutes les 2 h pendant les 20 jours.

4.3.2 Résultats

Pour analyser les simulations effectuées, nous avons commencé par superposer sur la même figure 4.3 les series temporelles de ^{222}Rn obtenues avec les différents schémas de

Nom	Petite échelle	Méso-échelle	nombre de couches
CTRL 19	K-diffusion (LMD)	contre gradient & ajustement sec	19
CTRL 38	K-diffusion (LMD)	contre gradient & ajustement sec	38
Thermiques	K-diffusion (LMD)	Les Thermiques	38
MY	K-diffusion (Mellor et Yamada)		38
MY et Thermiques	K-diffusion (Mellor et Yamada)	Les Thermiques	38

TAB. 4.1 – Paramétrisations utilisées dans les simulations de ^{222}Rn.

CLA. Cette figure montre que :

- le fait d'augmenter le nombre de couches verticales n'apporte pas d'amélioration sensible aux résultats avec la paramétrisation ancienne de diffusion turbulente.
- l'amplitude du cycle diurne est beaucoup mieux simulée avec les thermiques et Mellor et Yamada qu'avec l'ancienne paramétrisation.
- Les niveaux moyens de concentration de ^{222}Rn sont sous-estimés par les différentes paramétrisations.

Nous avons calculé et présenté dans la Table 4.2 les valeurs du paramètre FMT, mesurant l'accord entre chaque simulation et les observations. On obtient des valeurs plus élevées du paramètre FMT avec le schéma des thermiques ou Mellor et Yamada (avec un léger avantage pour Mellor et Yamada seul) qu'avec l'ancienne paramétrisation.

Nom	mai	août
CRTL 19	46 %	34 %
CRTL 38	49 %	37 %
Thermiques	60 %	45 %
Mellor & Yamada	64 %	49 %
MY & Thermiques	59 %	44 %

TAB. 4.2 – Valeurs des FMTs obtenues pour les différentes simulations.

La figure 4.4 montre les cycles diurnes moyens observés et simulés avec les différentes paramétrisations pour la station HD et pour les mois de mai et août. On voit sur

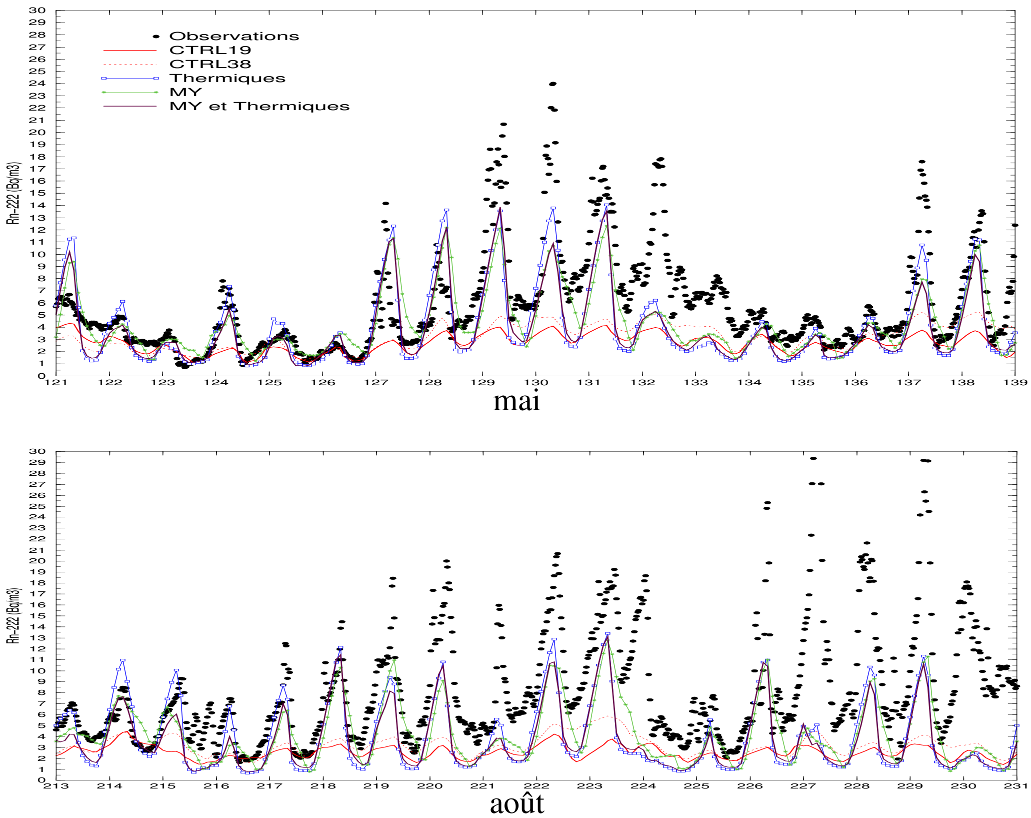


FIG. 4.3 – Evolution de la concentration de ^{222}Rn, observée, simulée avec l'ancienne paramétrisation avec 19 couches et avec 38 couches, avec les thermiques, avec la paramétrisation de Mellor et Yamada et avec les thermiques et Mellor et Yamada pour les mois de mai et août 1998.

cette figure que le cycle diurne moyen atteint son maximum le matin, après que le radon s'est accumulé dans une couche limite nocturne relativement mince. Les concentrations de radon décroissent dans la matinée, sous l'effet de l'épaississement de la couche limite, pour atteindre un minimum entre 12 et 18 heure. On retrouve une bonne amplitude pour les simulations avec les thermiques et Mellor et Yamada et un niveau moyen faible pour toutes les simulations.

Avec les thermiques, la concentration de ^{222}Rn, maximale le matin près de la surface, est rapidement diluée dans l'après-midi. Cet effet se voit clairement sur les cartes de ^{222}Rn moyen au sol, obtenues à partir des différentes simulations (figure 4.5 et figure 4.6) ainsi que sur l'évolution au cours de la journée du profil vertical de radon pour les mois de

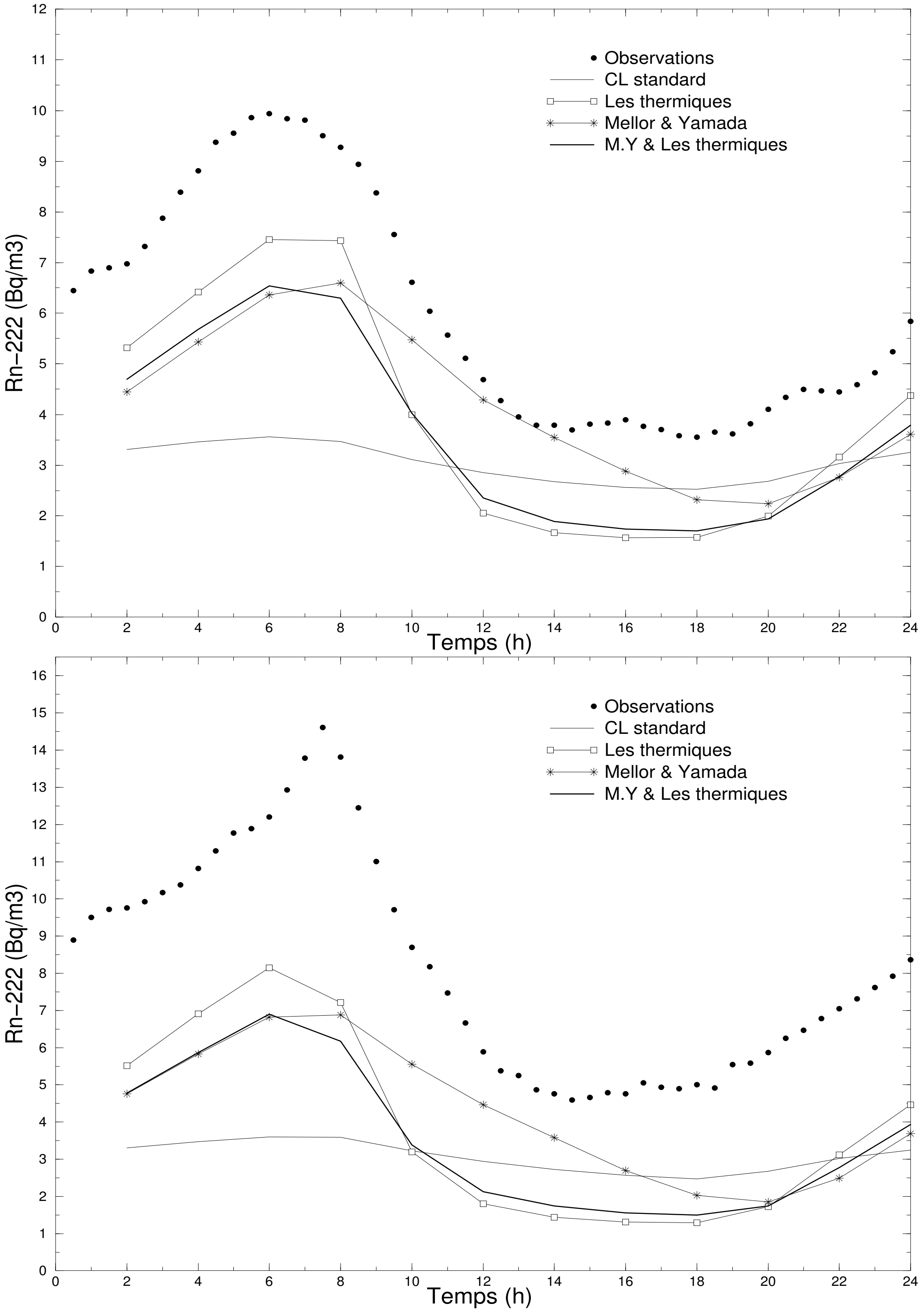


FIG. 4.4 – Cycle diurne moyen observé, simulé avec l'ancienne paramétrisation, avec les thermiques, avec la paramétrisation de Mellor et Yamada et avec les thermiques et Mellor et Yamada pour la station de HD et pour les mois de mai et août.

mai et août et pour la station de HD (figure 4.7 et figure 4.8). Ces figures montrent une accumulation de ^{222}Rn près de la surface la nuit plus importante avec les thermiques. Elles montrent aussi une dilution l'après-midi plus importante et plus rapide avec les thermiques.
On voit également que les thermiques distribuent le ^{222}Rn plus haut en comparaison avec l'ancienne paramétrisation. L'isocontour 1 Bq/m^3, par exemple, atteint une pression de 700 hPa vers 18 h dans la simulation avec les thermiques et ne dépasse pas 800 hPa dans les simulations sans les thermiques (figure 4.7). Sur les cartes du bas de la figure 4.7 et de la figure 4.8, montrant les différences entre les simulations avec et sans les thermiques, on voit clairement que l'effet principal de l'introduction du modèle du thermique est un transport des couches du bas de l'atmosphère en-dessous de 800 hPa vers les couches du milieu de la troposphère entre 800 et 650 hPa.

Le schéma de Mellor et Yamada sans les thermiques arrive lui aussi à bien simuler l'amplitude du cycle diurne en surface mais avec un déphasage, dû à une dilution plus lente qu'avec les thermiques. La figure 4.8 et la figure 4.7 montrent qu'avec Mellor et Yamada, le ^{222}Rn est aussi distribué plus haut qu'avec l'ancienne paramétrisation mais avec une dilution plus lente. Ce retard à la décroissance des concentrations dans la matinée résulte en des concentrations moyennes plus fortes qu'avec les thermiques. Ceci explique le fait que le meilleur FMT soit obtenu avec Mellor et Yamada seul, et donc sans doute pour une mauvaise raison.
La lenteur du transport avec le schéma de Mellor et Yamada provient du caractère local de ce schéma. En effet, pour une formulation diffusive, la constante de temps s'exprime par $\tau_d = \frac{Z^2}{l|w'|}$. Dans le schéma des thermiques, la constante de temps est donnée par $\tau_t = \frac{Z}{|w'|}$ où $|w'|$ est l'ordre de grandeur de la vitesse turbulente (ou vitesse d'ascendance dans les thermiques), Z la hauteur de la couche limite et l la longueur de mélange. Si on suppose que la vitesse verticale est identique dans les deux formulations, de l'ordre de 1 m/s, que la hauteur de la couche limite vaut 2 km et la longueur de mélange 160 m, alors $\tau_t \simeq 2000$ s et $\tau_d \simeq 20000$ s soit une échelle de temps diffusive dix fois plus longue. Ce calcul analytique simple montre que le transport par la diffusion turbulente est 10 fois plus lent qu'avec les thermiques.

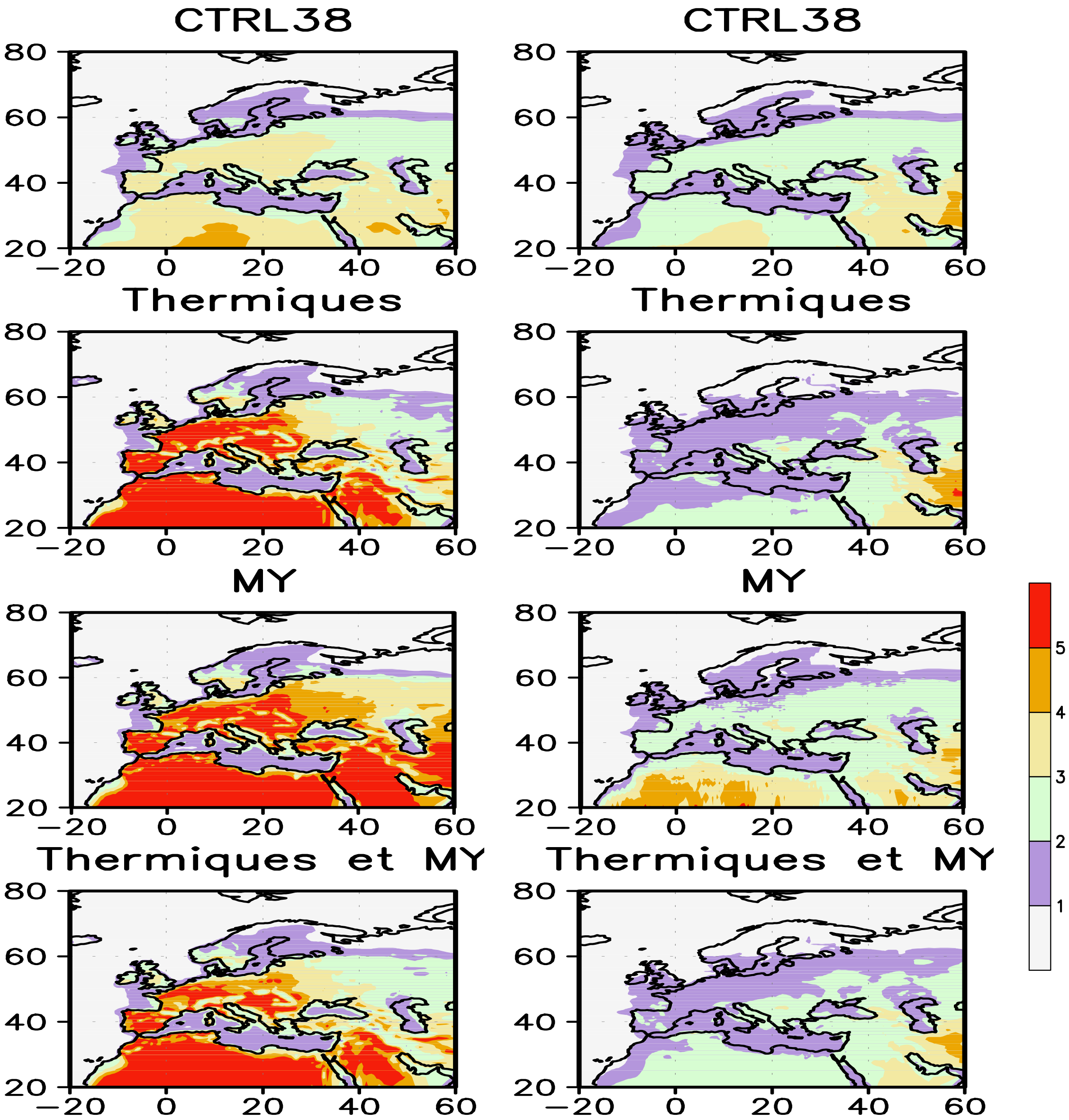


FIG. 4.5 – Concentration moyenne de ^{222}Rn (en Bq/m^3), à 0800 UTC (à gauche) et 1800 UTC (à droite) pour la période du 1er au 20 mai 1998, obtenue à partir des différentes simulations.

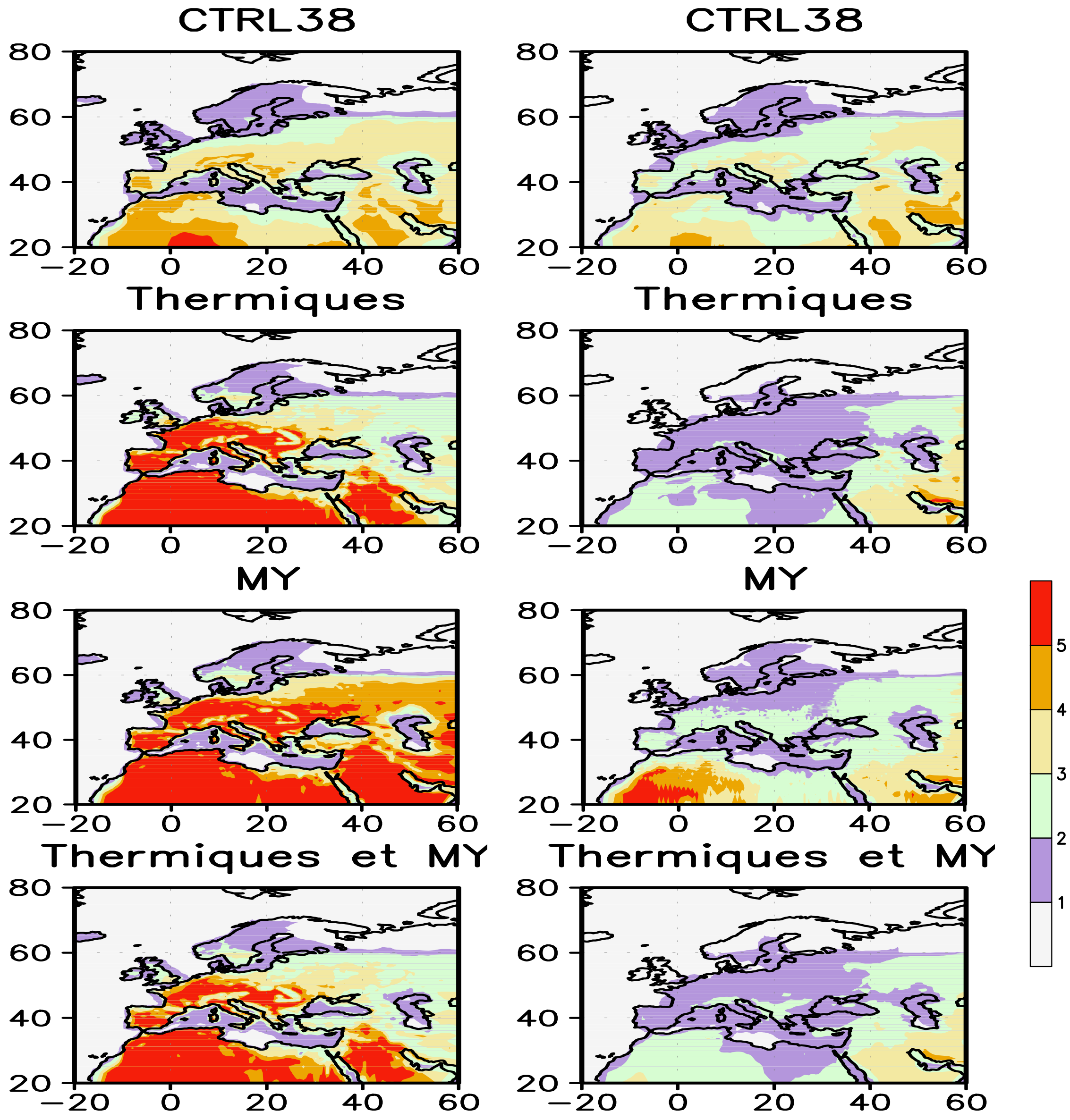


FIG. 4.6 – Concentration moyenne de ^{222}Rn (en Bq/m^3), à 0800 UTC (à gauche) et 1800 UTC (à droite) pour la période du 1er au 20 août 1998, obtenue à partir des différentes simulations.

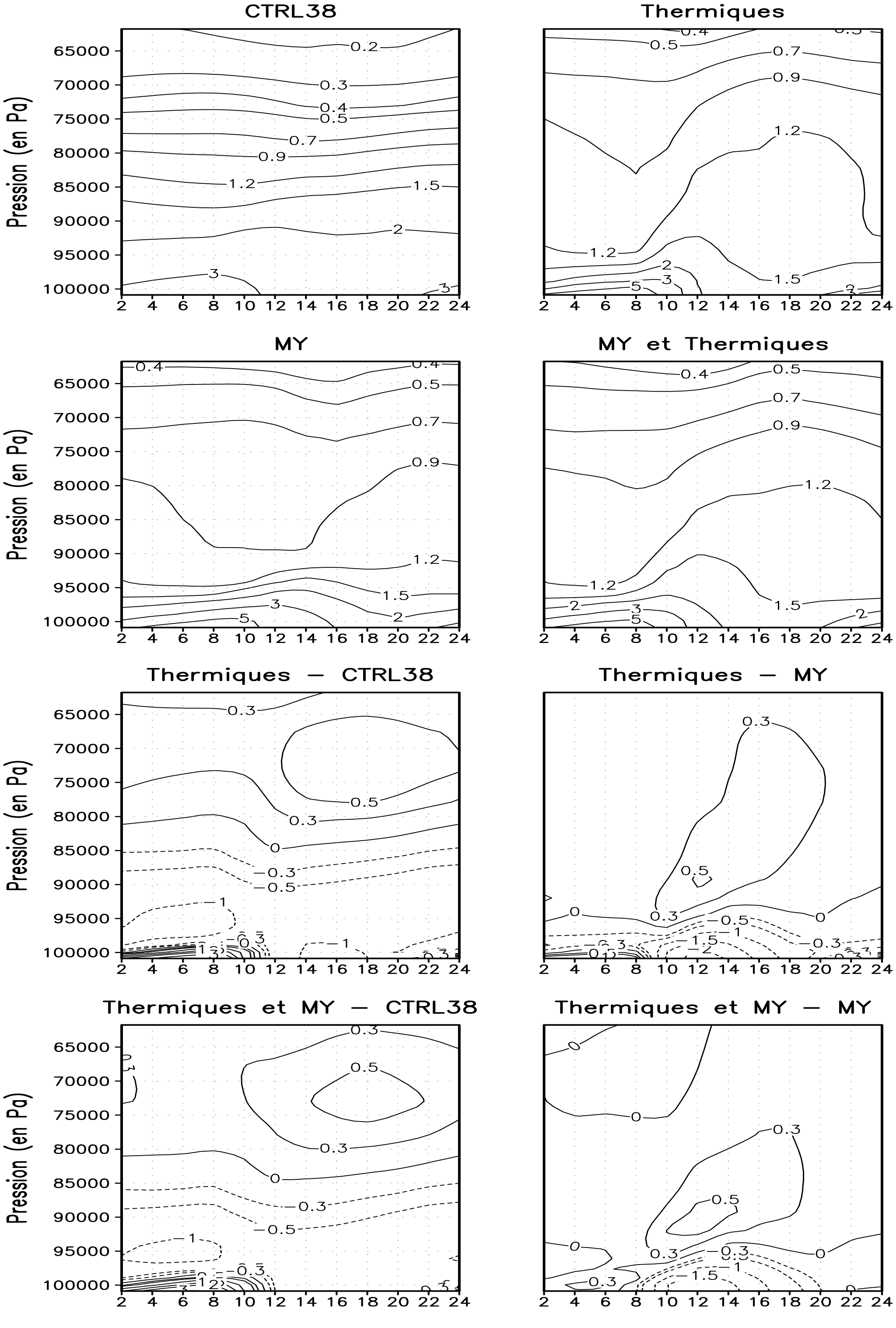


FIG. 4.7 – Evolution diurne du profil vertical de radon pour le mois de mai et pour la station de HD, obtenue avec les différents schémas de CLA. Les 4 schémas du bas montrent des différences entre simulations.

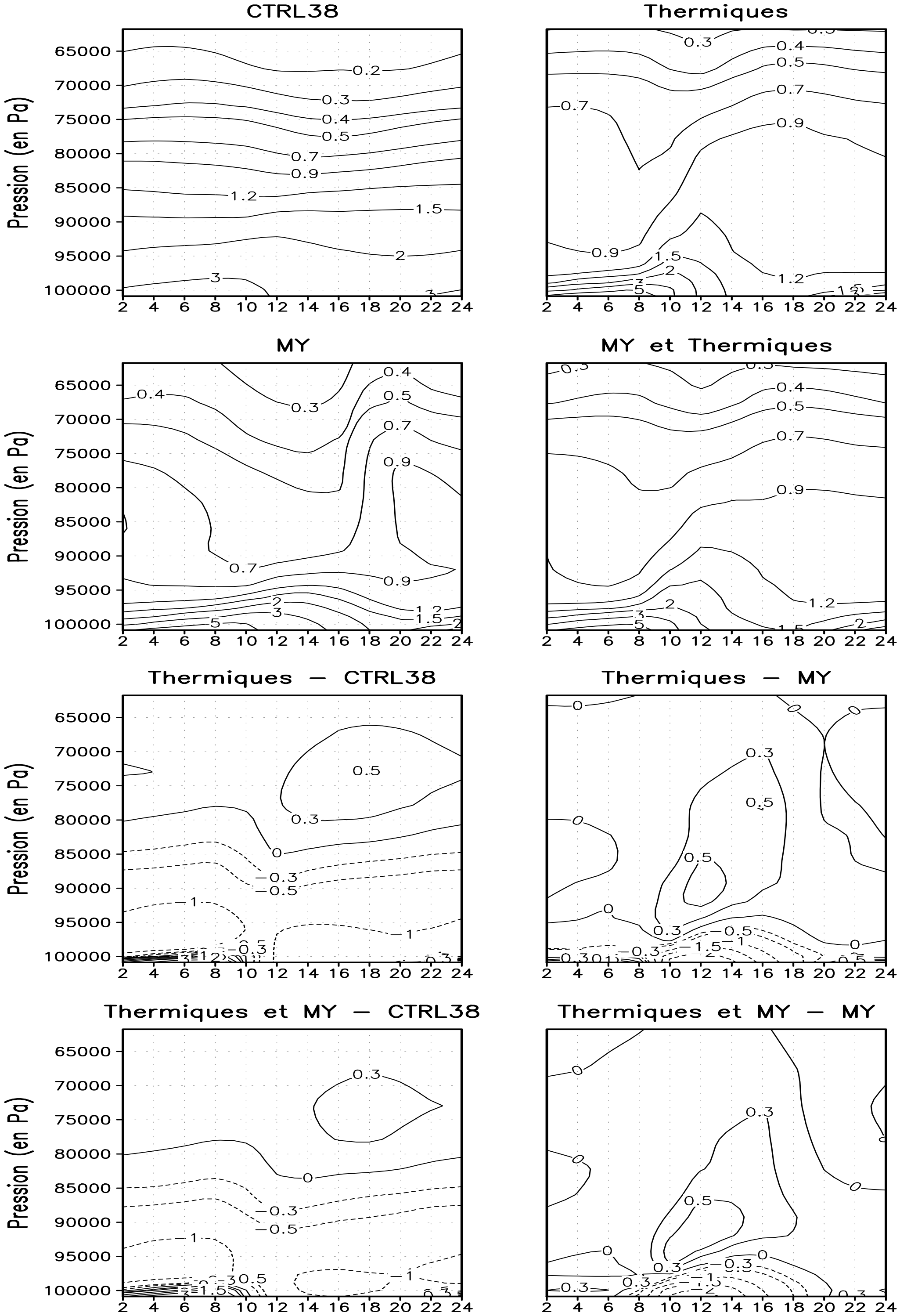


FIG. 4.8 – Evolution diurne du profil vertical de radon pour le mois de août et pour la station de HD, obtenue avec les différents schémas de CLA. Les 4 schémas du bas montrent des différences entre simulations.

Nous avons tracé également, pour la station HD, les profils verticaux de la concentration moyenne de ^{222}Rn, à 0800 UTC et à 1800 UTC pour le mois de mai et pour chaque simulation (figure 4.9). A 0800 UTC, les courbes obtenues à partir des simulations avec les thermiques montrent deux zones bien mélangées. La première correspond à le couche nocturne. Son sommet coïncide avec un fort gradient de concentration autour de 550 m. La seconde, située en dessous de 2.5 km, correspond à la couche résiduelle. A 1800 UTC, ces courbes montrent une seule zone bien mélangée. Elle correspond à une couche convective avec une hauteur de 2.5 km.
La figure 4.9 montre que le profil vertical de concentration de ^{222}Rn obtenu avec l'ancienne paramétrisation du modèle ne permet pas d'identifier les deux couches limites. Le schéma de Mellor et Yamada, comme celui des thermiques, permet de bien représenter la couche limite nocturne à 0800 UTC. En revanche, la couche limite convective à 1800 UTC obtenue avec les thermiques est plus marquée, en comparaison avec la paramétrisation de Mellor et Yamada.

Pour s'affranchir d'une erreur potentielle sur l'intensité de la source, on préfère comparer des cycles diurnes normalisés (par la moyenne diurne). C'est ce qui est fait sur la figure 4.10. Cette figure confirme un bon accord entre les amplitudes observée et simulées avec les thermiques et Mellor et Yamada. Avec la paramétrisation de Mellor et Yamada seule, on retrouve le léger déphasage entre la simulation et les observations.

Nous avons tracé également, pour les stations de ZG et MHD, les courbes d'évolution de la concentration de ^{222}Rn observée et obtenue à partir des simulations avec les différentes paramétrisations. En général le modèle avec les thermiques reproduit mieux les concentrations de ^{222}Rn pour ces stations en comparaison avec l'ancienne paramétrisation. On retrouve pour les stations de ZG et MHD que le cycle diurne est beaucoup mieux simulé avec les thermiques et Mellor et Yamada qu'avec l'ancienne paramétrisation. On voit également pour la station de MHD, que l'utilisation d'une grille plus fine sur la verticale permet d'avoir un meilleur niveau de fond de ^{222}Rn avec l'ancienne paramétrisation. Pour les stations en altitude, le cycle diurne est beaucoup mieux simulé avec les thermiques et Mellor et Yamada qu'avec l'ancienne paramétrisation. En revanche, à cause de cette difficulté d'interprétation des stations de montagne, il est difficile de comparer les différentes paramétrisations.

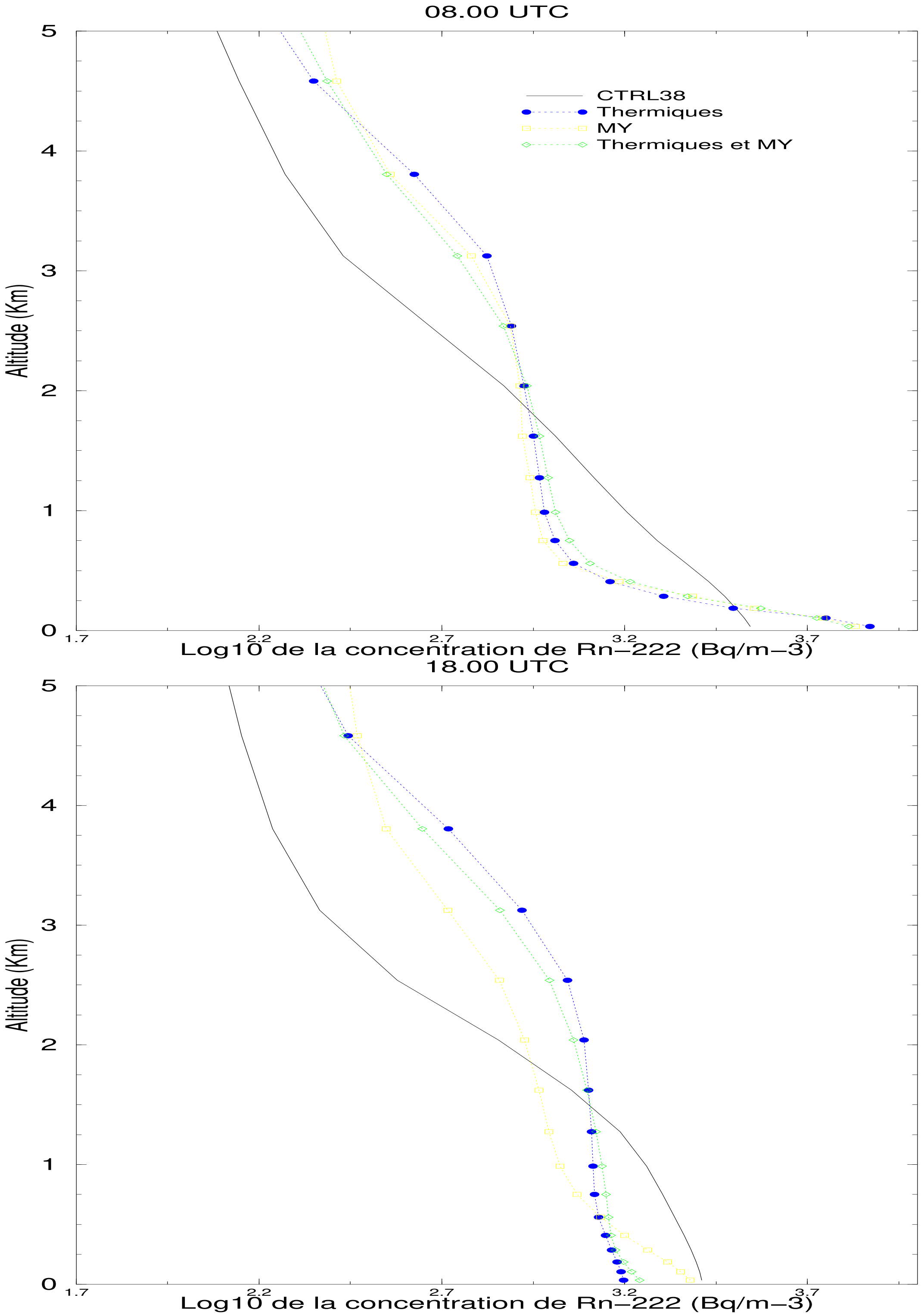
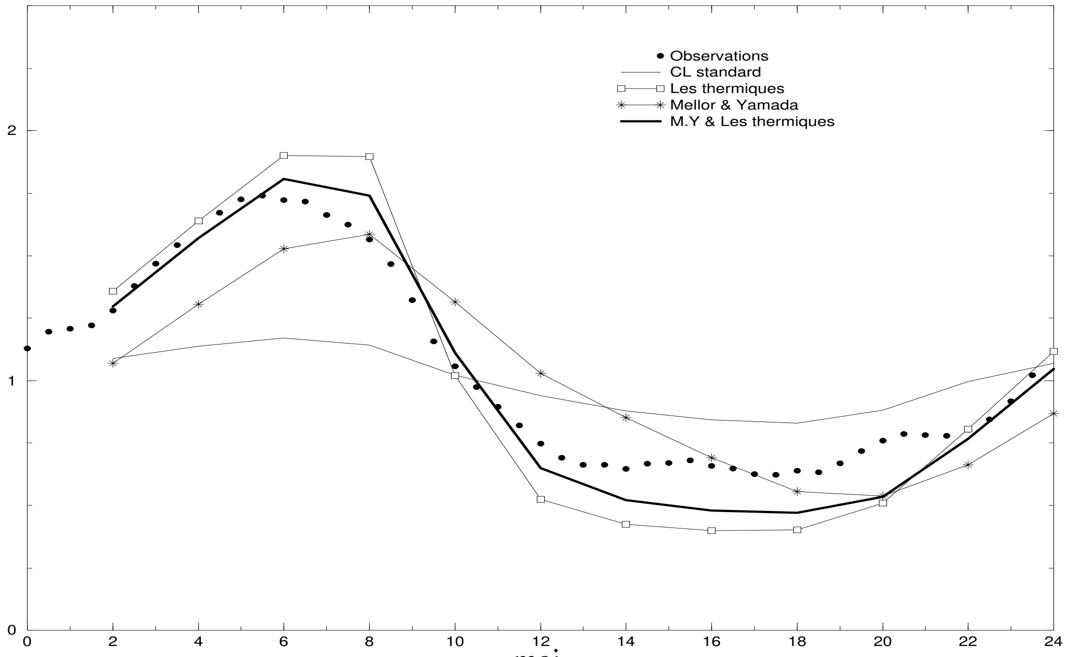
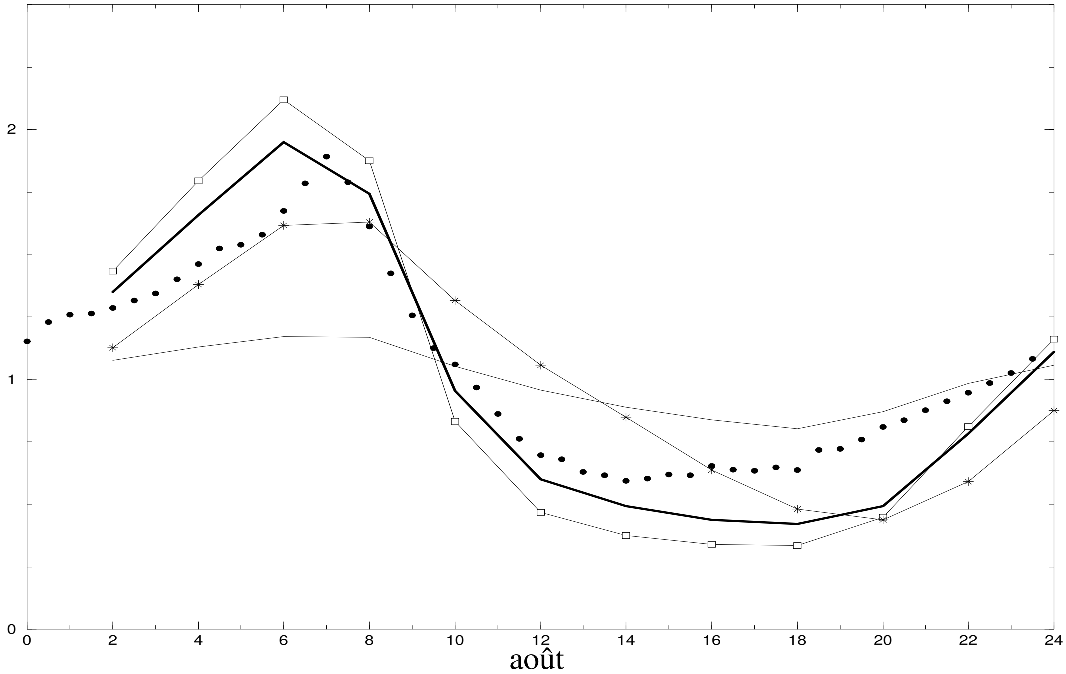


FIG. 4.9 – Profils verticaux de la concentration moyenne de ^{222}Rn pour le mois de mai à 0800 UTC et à 1800 UTC obtenus à partir des simulations avec l'ancienne paramétrisation, avec les thermiques, avec Mellor et Yamada seul et avec les thermiques et M.Y pour la station HD.



mai



août

FIG. 4.10 – Cycle diurne moyen normalisé observé, simulé avec l'ancienne paramétrisation, avec les thermiques, avec la paramétrisation de Mellor et Yamada et avec les thermiques et Mellor et Yamada pour la station de HD et pour le mois d'août.

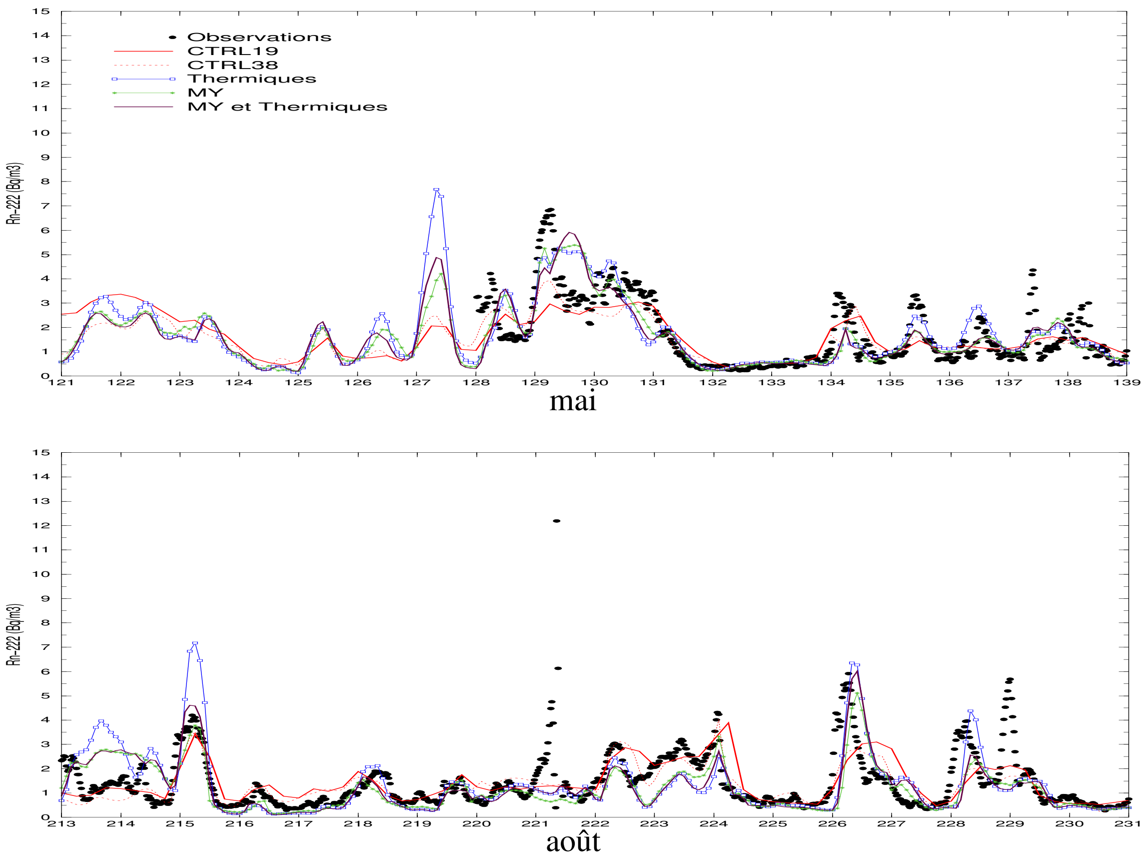


FIG. 4.11 – Evolution de la concentration de ^{222}Rn, observée, simulée avec différents schémas de CLA pour la station de ZG et pour les périodes du 1er au 19 mai et du 1er au 19 août 1998.

4.4 Simulation de la première expérience ETEX

4.4.1 Simulation

Nous avons également utilisé les données de la première expérience ETEX pour tester la sensibilité du modèle à la paramétrisation de la CLA. Pour cela, nous avons effectué comme pour le ^{222}Rn, plusieurs simulations avec différents schémas de la CLA. Pour les différentes simulations, nous avons utilisé une grille horizontale deux fois plus fine que celle de contrôle (192 par 144 points) et une grille verticale de 38 niveaux.

Les valeurs de la concentration de PMCH simulées sont moyennés et stockés toutes les trois heures en sortie pour la période ETEX. Les simulations avec les schéma des

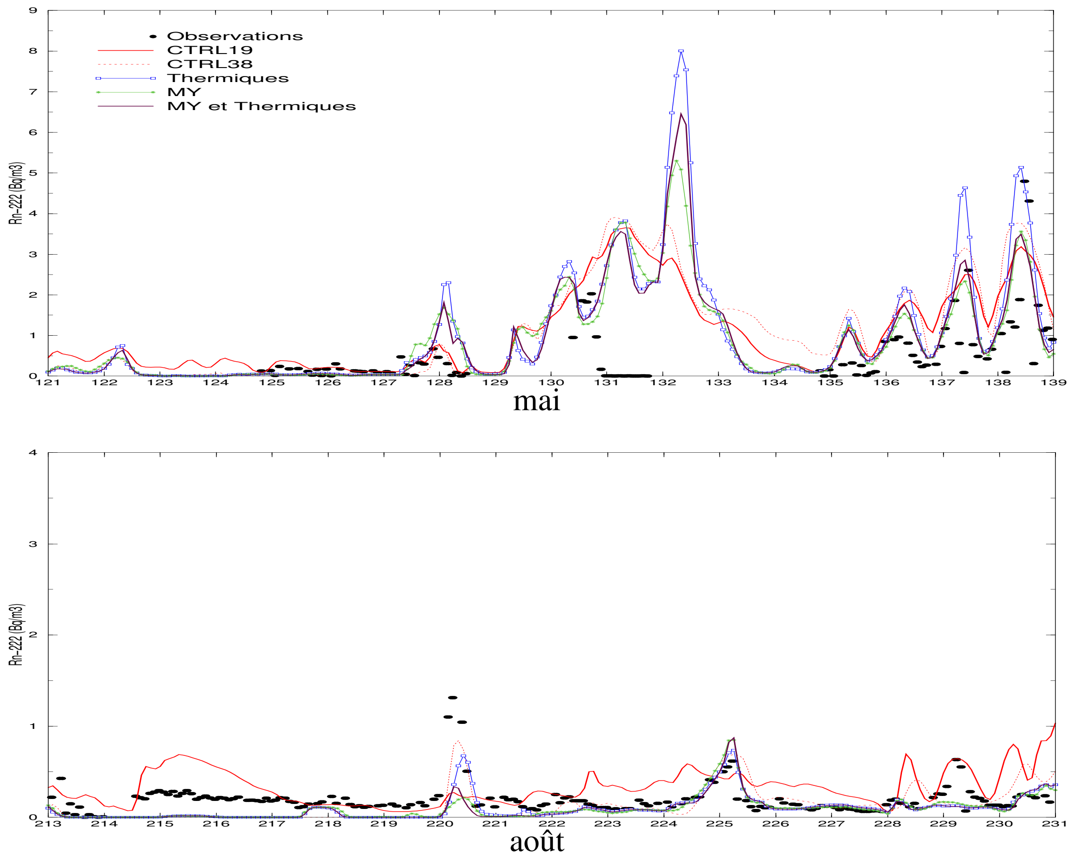


FIG. 4.12 – Evolution de la concentration de ^{222}Rn, observée pour la station de MHD et simulée avec différents schémas de CLA dans la maille côtière du modèle stuée immédiatement à l'ouest de celle de MHD pour les périodes du 1er au 19 mai et du 1er au 19 août 1998.

thermiques et Mellor et Yamada sont analysées et comparées aux observations et à la simulation avec l'ancienne paramétrisation.

4.4.2 Résultats et analyses

Pour analyser les simulations effectuées, nous avons commencé par utiliser les paramètres statistiques définis dans la section 3.1.2.
En général, les simulations avec les thermiques ou Mellor et Yamada sont proches de la simulation avec l'ancienne paramétrisation.
Nous avons superposé sur la figure 4.15 les valeurs du paramètre FMT obtenues à partir

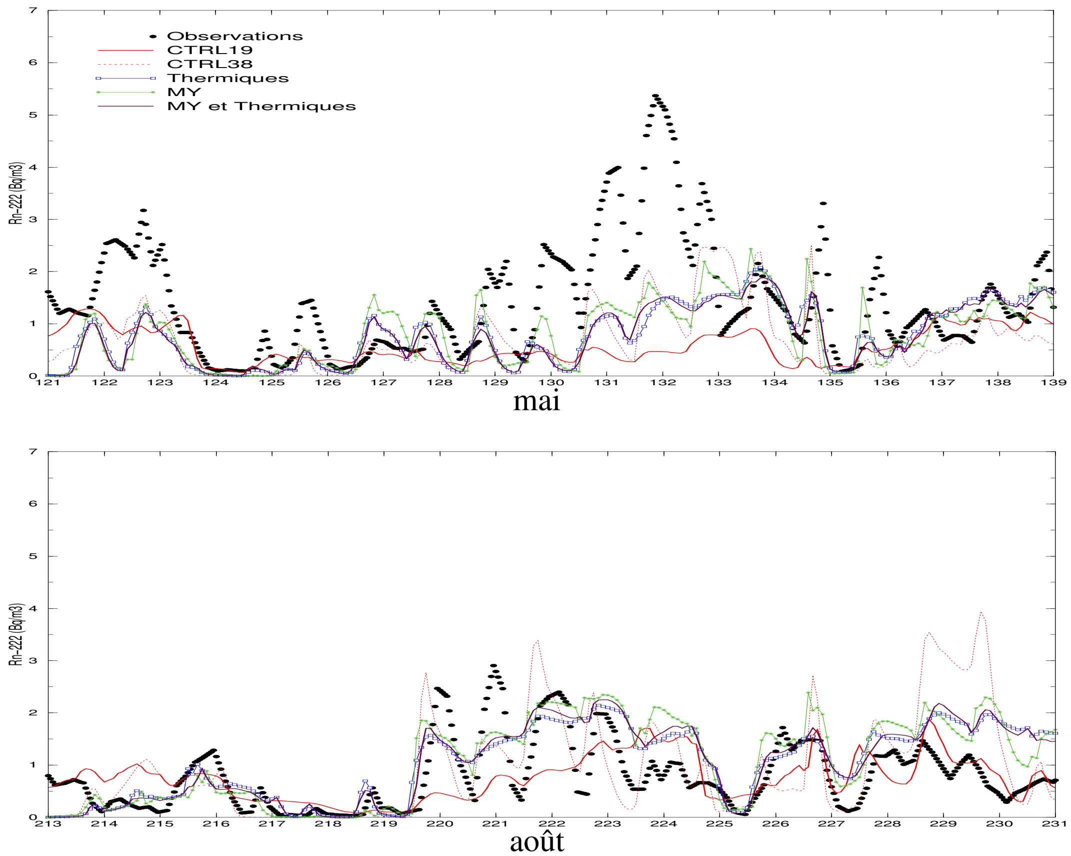


FIG. 4.13 – Evolution de la concentration de ^{222}Rn observée pour la station de JFJ et simulée dans la couche du modèle correspondant à son altitude avec différents schémas de CLA pour les périodes du 1er au 19 mai et du 1er au 19 août 1998.

des différentes simulations et pour les 11 stations d'intercomparaison ETEX. On obtient une amélioration des résultats avec les thermiques pour les stations situées sur la trajectoire du panache à 24 h après le début de l'émission du PMCH et notamment pour les stations B05 et D44. Pour les stations situées sur la trajectoire du panache à 48 h après le début de l'émission du PMCH, on obtient des valeur du paramètre FMT plus faibles avec les thermiques qu'avec l'ancienne paramétrisation. On voit également que la simulation avec Mellor et Yamada donne des valeurs généralement plus élevées du paramètre FMT que celle avec l'ancienne paramétrisation.

D'autre part, nous avons calculé les valeurs du biais aux instants T0+24 h, T0+36 h, T0+48 h et T0+60 h pour les différentes simulations et nous avons superposé ces valeurs

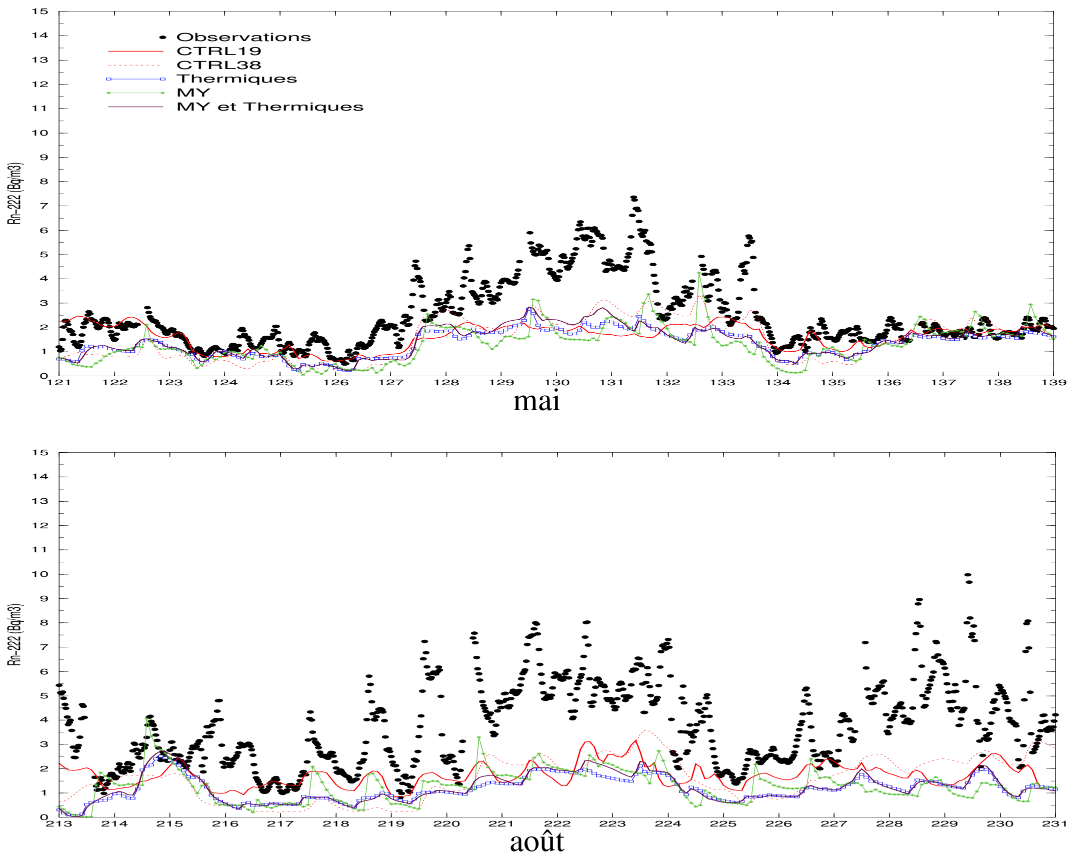


FIG. 4.14 – Evolution de la concentration de ^{222}Rn observée pour la station de SCH et simulée dans la couche du modèle correspondant à son altitude avec différents schémas de CLA pour les périodes du 1er au 19 mai et du 1er au 19 août 1998.

sur la figure 4.16. En comparaison avec la simulation avec l'ancienne paramétrisation, une valeur plus faible du biais est obtenue à T0+24 h et des valeurs négatives plus élevées sont obtenues aux instants T0+48 h, T0+36 h et T0+60 h pour la simulation avec les thermiques. Cela peut s'expliquer comme pour le radon par le fait qu'avec les thermiques le PMCH est transporté plus haut en altitude et les concentrations de PMCH sont alors plus faibles en surface et plus élevées en altitude.

Cet effet se voit clairement sur la figure 4.17 montrant les profils verticaux de la concentration de PMCH moyennée sur tout le domaine ETEX et obtenus à partir des différentes simulations pour les jours du 24 et 25 octobre 1994. En effet, en regardant par exemple les isocontours 0.005 et 0.01 $ng.m^{-3}$, on voit qu'avec les thermiques, ils atteignent respecti-

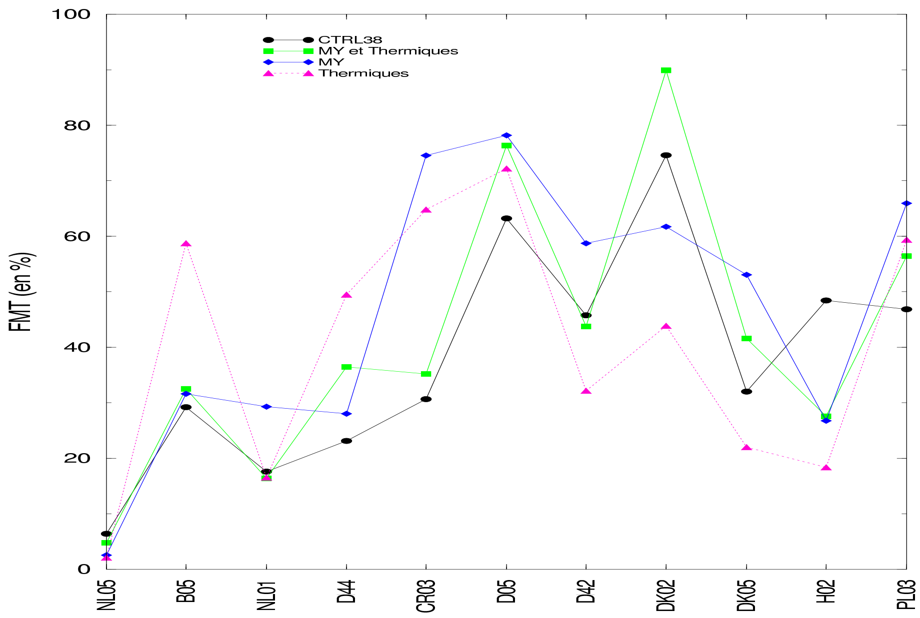


FIG. 4.15 – Valeurs du paramètre FMT des 11 stations, obtenues pour les simulations avec différents schémas de CLA.

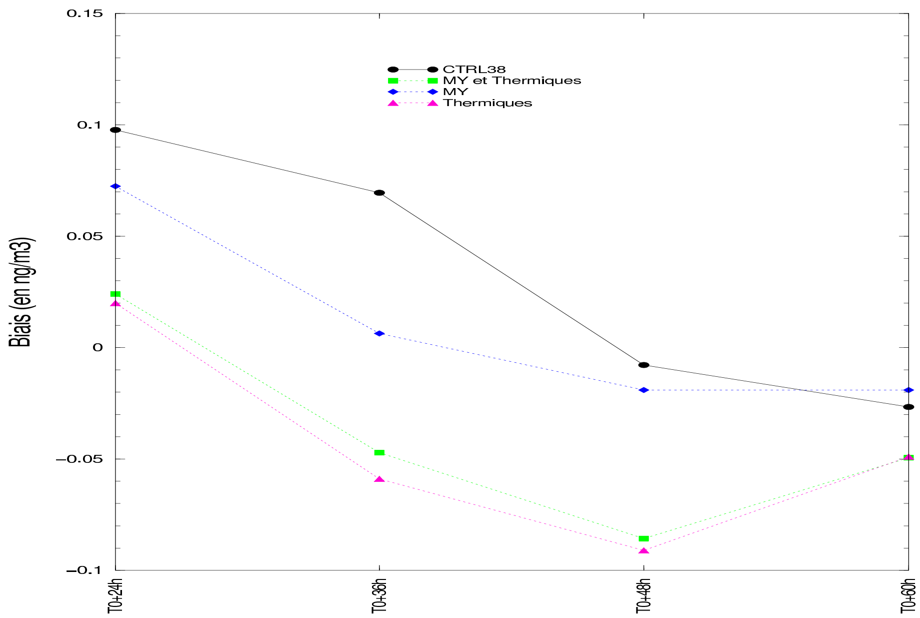


FIG. 4.16 – Biais du modèle aux instants T0+24 h, T0+36 h, T0+48 h et T0+60 h calculé pour la simulation avec les thermiques et pour la simulation de contrôle.

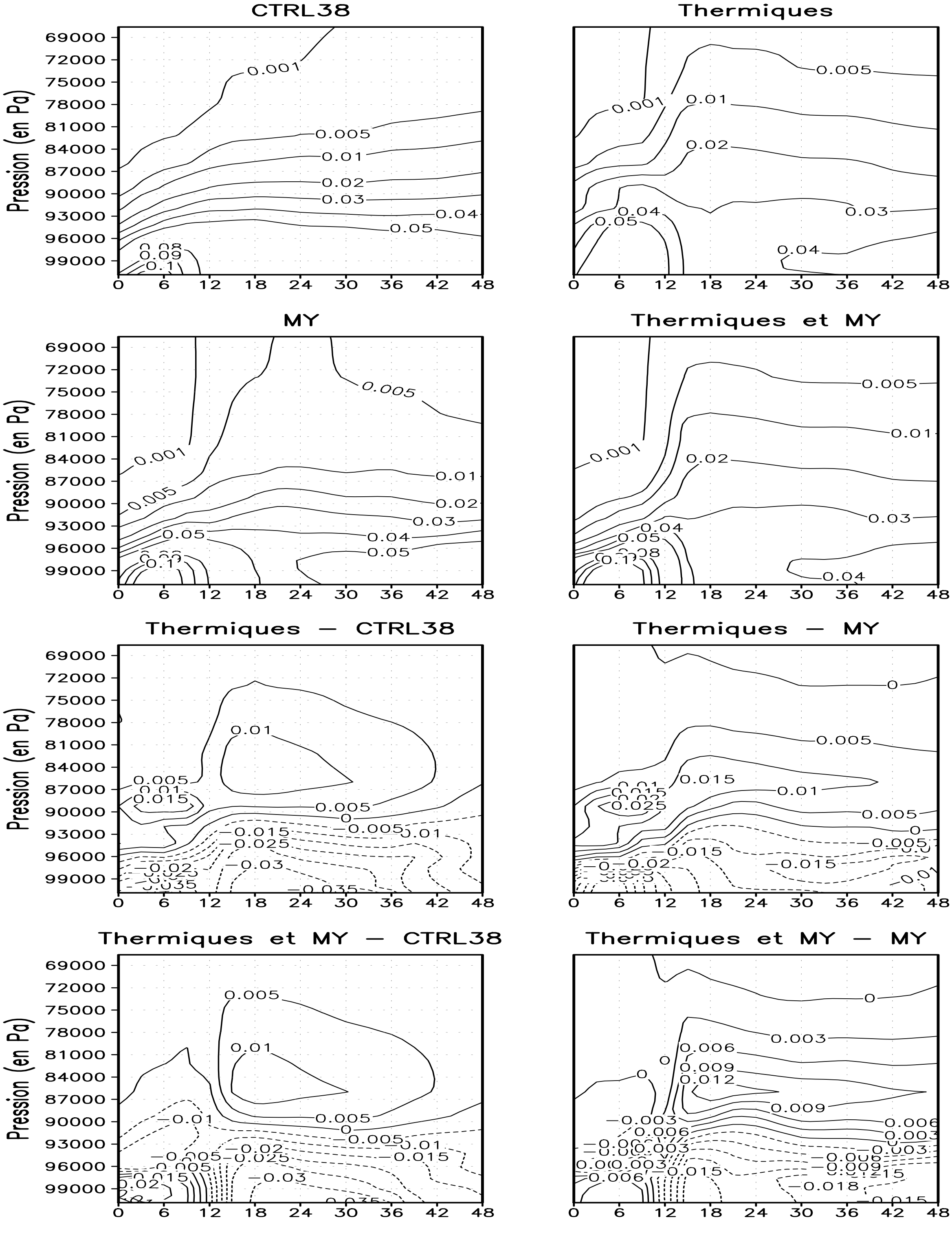


FIG. 4.17 – Profils verticaux de la concentration de PMCH moyenne sur tout le domaine ETEX (en $ng.m^{-3}$), obtenus à partir des différentes simulations et les différences deux à deux. Axe des abscisses : temps en heures, compté à partir du 24 octobre 1994 à 00 UTC.

vement les pressions de 700 hPa (le 24 octobre à 15 h) et 760 hPa (le 24 octobre à 18 h) et ne dépassent pas 830 hPa et 850 hPa avec l'ancienne paramétrisation pour le même jour. On retrouve également, comme pour le ^{222}Rn, que la variation de la concentration de PMCH est plus rapide en altitude avec les thermiques (de 12 h à 15 h pour l'isocontour 0.01 $ng.m^{-3}$ par exemple) et nettement plus lente avec les deux paramétrisations de diffusion turbulente. La différence entre les simulations avec thermiques et avec l'ancien schéma (carte du bas de la figure 4.17) montre que le résultat des thermiques est un transport des couches du bas de l'atmosphère vers les couches plus haut.

Nous avons calculé également les valeurs des paramètres statistiques FA2, FA5, FOEX et le biais pour l'analyse globale des différentes simulations (Table 4.3). On obtient une faible amélioration avec les thermiques : le paramètre FA2 (resp FOEX et le biais) passe de 23% (resp 19% et 0.3ng/m^3) avec l'ancien schéma à 26% (resp 14% et 0.07ng/m^3) avec les thermiques. Les valeurs de ces paramètres obtenues avec les thermiques ou Mellor et Yamada restent cependant proches de celles obtenues avec l'ancienne paramétrisation.

	FOEX (%)	FA2 (%)	FA5 (%)	Biais (ng/m^3)
Simulation de contrôle	14	25	48	0.007
CTRL38	19	23	47	0.3
Thermiques	14	26	47	0.07
MY	15	23	45	0.3
MY et Thermiques	7	24	44	0.2

TAB. 4.3 – Analyse globale des simulations.

Finalement, dans le cas de l'expérience ETEX, les simulations avec les différents schémas de CLA montrent une faible différence en comparaison avec les observations. Il est difficile de conclure sur les valeurs des paramètres statistiques obtenus avec les différents schémas. En revanche, les valeurs du biais du modèle montrent une amélioration des résultats avec les thermiques au temps T0+24h. Les valeurs de ce paramètre, qui sont négatives et plus élevées aux instants T0+36h et T0+48h, peuvent s'expliquer par un transport vertical plus intense avec les thermiques. En effet, le traceur est plus mélangé sur la verticale et transporté plus haut en altitude. Il sera ensuite transporté plus loin en longitude et en altitude, conséquence des vents plus forts. Le modèle tend alors à sous-estimer les valeurs des concentrations de PMCH observées au sol.

4.5 Résumé

L'étude de la dispersion du radon montre que la paramétrisation utilisée pour la CLA dans le modèle LMDZT sous-estime les variations diurne des concentrations observées de ^{222}Rn. Les mesures de ^{222}Rn nous ont permis d'étudier l'impact de la paramétrisation de la couche limite sur le transport des traceurs dans le modèle LMDZT.

Les simulations de la dispersion de radon avec les différents schémas de CLA montrent que le modèle du thermique et le schéma de Mellor et Yamada simulent mieux l'amplitude du cycle diurne, comparativement à la paramétrisation actuelle de LMDZT. Il ressort également de ces simulations une meilleure phase entre les variations diurnes des concentrations observées et celles simulées quand on inclue les thermiques qu'avec le schéma de Mellor et Yamada seul. C'est la conséquence d'une dilution plus rapide avec les thermiques ce qui est en meilleur accord avec les observations.
Les mesures de ^{222}Rn en surface sont disponibles avec un suivi quasi continu. Elles permettent d'étudier le transport dans des situations météorologiques locales où l'impact de la paramétrisation de la CLA est particulièrement important. Par ailleurs, disposer de mesures de profils verticaux permettrait de mieux valider les paramétrisations du transport vertical.

Dans le cas de la campagne ETEX, les simulations avec différents schémas de CLA montrent une faible différence, en comparaison avec les observations. Le schéma actuel du modèle permet déjà une bonne simulation de cette expérience. A ces échelles, le modèle du thermique conduit à un transport vertical plus intense.

Chapitre 5

Validation du transport atmosphérique inverse dans le modèle LMDZT

Dans ce chapitre sont rappelés les fondements théoriques d'une nouvelle méthode d'inversion du transport atmosphérique et sont présentées des illustrations numériques de cette approche en utilisant l'expérience ETEX.

Cette méthode, introduite dans le modèle LMDZT, est utilisée pour étudier l'efficacité du réseau de surveillance international dans le cadre des Traités d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (TICE).
Dans ce même contexte, nous avons utilisé le modèle pour analyser un pic de Xenon-133, détecté le 3 février 2000 par la station allemande de Fribourg. Cette station qui fait partie du système de surveillance du TICE est située à 20 km de la frontière française.

La description de la méthode dans les deux premiers paragraphes de ce chapitre est reprise de l'article (Hourdin et al., 1999).

5.1 Réciprocité du transport atmosphérique

5.1.1 Introduction

Les méthodes d'inversion du transport atmosphérique ont de nombreuses applications environnementales : à savoir la détermination des sources de pollution, la définition, l'évaluation et l'exploitation de réseaux de surveillance de l'environnement et, plus généralement, l'inversion de mesures relative à la composition de l'atmosphère.

La symétrie du transport atmosphérique est à la base du concept de rétro-trajectoires lagrangiennes utilisées de façon classique pour identifier l'origine de masses d'air (Hess et al., 1996; Merrill, 1994) : on remonte dans le temps le long de la trajectoire d'une particule émise au niveau d'une cible (détecteur d'un réseau de surveillance, lieu soumis à un apport de pollution, ...).

Cette symétrie du transport atmosphérique s'étend en fait aussi bien à des processus diffusifs comme le mélange turbulent qu'à une représentation eulérienne du transport ce qui permet d'obtenir une inversion complète et quantitative du transport.

5.1.2 Fondements théoriques

Dans ce qui suit, les vents et champs de masse atmosphériques sont supposés connus et seule nous intéresse l'inversion du transport des espèces traces. Nous nous restreignons dans un premier temps au problème suivant :

1. la source est idéalisée comme le mélange instantané d'une quantité q (en kg ou nombre de particules) de traceur dans un volume S au temps t_s.
2. la détection est elle aussi instantanée et correspond à la mesure de la concentration massique (par unité de masse d'air) moyenne de traceur dans un volume D au temps t_d.
3. le traceur est passif (il suit le fluide sans l'affecter) et conservatif.

Sous ces conditions, la détection définie plus haut est simplement le produit de q par un coefficient d'échange de masse d'air défini comme suit :

$$\chi(S, t_s, D, t_d) = \frac{\mathcal{M}^{ex}(S, t_s, D, t_d)}{\mathcal{M}(S, t_s)\mathcal{M}(D, t_d)} \tag{5.1}$$

où, $\mathcal{M}(\mathcal{V}, t)$ désigne la masse d'air contenue dans le volume $\mathcal{V}$ au temps t et $\mathcal{M}^{ex}(S, t_s, D, t_d)$ est la masse d'air échangée entre les deux volumes.

Considérons le transport atmosphérique direct en injectant une quantité $q = 1$ (en kg ou nombre de particules) dans le volume S au temps t_s. Si on note $\xi_{S,t_s}(\vec{x}, t)$ la concentration massique correspondante dans le volume $\vec{x}$ au temps t, le coefficient $\chi(S, t_s, D, t_d)$ est la moyenne de ξ_{S,t_s} dans le volume D au temps t_d, soit : $\bar{\xi}_{S,t_s}^{D,t_d}$.

La réciprocité du transport atmosphérique peut s'énoncer comme suit : ce coefficient peut être obtenu en injectant la quantité de traceur sans dimension $q = 1$ dans le volume D au temps t_d et en inversant le sens du temps dans l'équation du transport. Si on note

${\xi^*}_{D,t_d}(\vec{x},t)$ la concentration massique de ce traceur, $\chi(S,t_s,D,t_d)$ est la moyenne de ${\xi^*}_{D,t_d}$ dans le volume S au temps t_s, soit : $\bar{\xi^*}^{S,t_s}_{D,t_d}$.

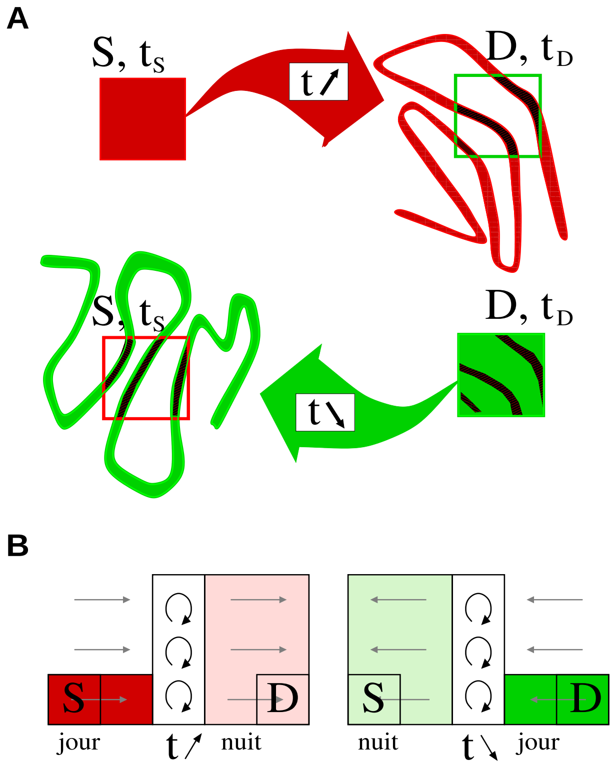


FIG. 5.1 – Illustration du principe de réciprocité. (A) : le traceur uniformément mélangé dans S au temps t_s est dispersé sous forme de filament (en rouge) par advection. L'air se trouvant en D au temps t_d est l'ensemble de celui venant de S (intersection avec le filament rouge, hachuré) et l'air libre (en blanc). Quand on suit les particules à rebours dans le temps dans D au temps t_d, les particules situées dans l'aire hachurée sont issues de S tandis que les autres viennent d'ailleurs (filament vert). (B) : vision schématique de la dilution d'un traceur injecté près de la surface, dûe au développement d'une couche limite convective à midi. La concentration dans D, le soir, est obtenue de la même façon que celle dans S, le matin, si le traceur est transporté à rebours dans le temps de D en considérant le même mélange à midi.

Si l'on considère un traceur parfait, les transports atmosphériques direct et inverse sont régis respectivement par les équations suivantes :

$$\frac{\partial \xi_{S,t_s}(\vec{x},t)}{\partial t} + \vec{V}.\vec{\text{grad}}\,\xi_{S,t_s}(\vec{x},t) = \sigma_{S,t_s}(\vec{x},t) \tag{5.2}$$

et

$$-\frac{\partial \xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t)}{\partial t} - \vec{V}.\vec{\text{grad}}\,\xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t) = \sigma_{D,t_d}(\vec{x},t) \tag{5.3}$$

où, $\vec{V}$ désigne le champs de vent et $\sigma_{\mathcal{V},\tau}(\vec{x},t)$ est la fonction source égale à $\delta(t-\tau)/\mathcal{M}(\mathcal{V},\tau)$ si $\vec{x}$ est situé à l'intérieur du volume $\mathcal{V}$ et égale à 0 ailleurs. δ est la fonction de Dirac.

Ce principe de réciprocité se traduit par l'égalité :

$$\chi(S,t_s,D,t_d) = \bar{\xi}^{D,t_d}_{S,t_s} = \bar{\xi}^{*}{}^{S,t_s}_{D,t_d} \tag{5.4}$$

Sur le schéma figure 5.1 est illustré ce principe de réciprocité.

Cette symétrie se généralise au-delà des habituels calculs de rétro-trajectoires lagrangiennes. Pour les calculs numériques, elle s'applique aussi bien à une représentation eulérienne qu'aux paramétrisations des mouvements d'échelles inférieures à la résolution spatiale du modèle. Le caractère généralement diffusif de ces paramétrisations du mélange sous-maille est conservé dans le mode inverse (de la même manière que la dispersion atmosphérique tend a disperser les trajectoires lagrangiennes aussi bien vers le futur que vers le passé). La paramétrisation du mélange dans la couche limite planétaire représente par exemple le transport par les fluctuations du vent vertical. Si ces fluctuations sont symétriques, on doit utiliser exactement le même opérateur, avec le même signe, pour le transport direct et inverse.

$$\frac{\partial \xi_{S,t_s}(\vec{x},t)}{\partial t} + \vec{V}.\vec{\text{grad}}\,\xi_{S,t_s}(\vec{x},t) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}(\rho K_z \frac{\partial \xi_{S,t_s}(\vec{x},t)}{\partial z}) = \sigma_{S,t_s}(\vec{x},t) \tag{5.5}$$

et

$$-\frac{\partial \xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t)}{\partial t} - \vec{V}.\vec{\text{grad}}\,\xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}(\rho K_z \frac{\partial \xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t)}{\partial z}) = \sigma_{D,t_d}(\vec{x},t) \tag{5.6}$$

Ce principe de réciprocité s'étend également à des puits et sources linéaires comme la décroissance radioactive ou le lessivage que l'on prend en compte en introduisant exactement le même terme d'atténuation dans le calcul direct et inverse, soit :

$$\frac{\partial \xi_{S,t_s}(\vec{x},t)}{\partial t} + \vec{V}.\vec{\text{grad}}\,\xi_{S,t_s}(\vec{x},t) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}(\rho K_z \frac{\partial \xi_{S,t_s}(\vec{x},t)}{\partial z}) + \lambda \xi_{S,t_s}(\vec{x},t) = \sigma_{S,t_s}(\vec{x},t) \tag{5.7}$$

et

$$-\frac{\partial \xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t)}{\partial t} - \vec{V}.\vec{\text{grad}}\,\xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}(\rho K_z \frac{\partial \xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t)}{\partial z}) + \lambda \xi^*{}_{D,t_d}(\vec{x},t) = \sigma_{D,t_d}(\vec{x},t) \tag{5.8}$$

où, λ désigne l'inverse de la durée de vie du radioélément ou le taux de lessivage par précipitations, ...

La partie théorique de cette approche et le lien avec les méthodes dites adjointes seront bien détaillés dans un article en cours de rédaction (Hourdin et al., 2003).

5.2 Validation du principe de réciprocité avec le modèle LMDZT sur l'expérience ETEX

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que la nouvelle approche d'inversion du transport atmosphérique est fondée sur un principe physique : la symétrie du transport. Ce principe est démontré mathématiquement, mais reste cependant à savoir si l'implantation numérique le vérifie.

Nous présentons ici un test numérique de ce principe de réciprocité. Nous montrons comment des mesures de la composition atmosphérique peuvent être restituées de façon équivalente par un calcul direct ou inverse. Pour cela, nous reprenons les observations de la première expérience de la campagne européenne ETEX décrite dans le troisième chapitre.

5.2.1 Introduction dans le modèle LMDZT

Le calcul du transport inverse s'effectue nécessairement en mode débranché. En pratique, le même modèle est utilisé pour le calcul du transport direct et inverse. Dans le calcul inverse, les archives météorologiques (flux de masse grande échelle et les coefficients du mélange turbulent), issues d'une première simulation en mode branché, sont relues à rebours dans le temps et le pas de temps est affecté d'un signe moins.

Le principe de réciprocité étant basé sur la symétrie de l'équation de transport, l'utilisation du même modèle pour le calcul du transport direct et inverse suppose que le schéma numérique représentant cette équation est symétrique. Dans LMDZT pour garantir la monotonie du schéma utilisé (Van Leer1) (Hourdin and Armengaud, 1999), sont introduites des non linéarités (limiteurs de pentes) conduisant à la violation de cette symétrie. Ce point est mis en évidence dans les illustrations ci-dessous.

5.2.2 Tests numériques

Comme au chapitre 3, nous avons effectué une simulation météorologique de 4 jours avec un terme de relaxation vers les analyses météorologiques du Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (ECMWF) avec une constante de temps de 3 heures. La grille est “zoomée” pour atteindre une résolution moyenne d’environ 120 km sur l’Europe. Les vents grande échelle et les coefficients de mélange turbulent sont archivés après moyenne temporelle avec un échantillonage de 3 heures sur toute la durée de l’expérience. Le modèle de transport est alors utilisé seul, en mode direct ou inverse, en relisant ces archives. Les flux de masse sont utilisés pour le calcul direct ou inverse du transport grande échelle. Les coefficients de mélange turbulent sont utilisés pour le calcul direct ou inverse du transport turbulent dans la couche limite.

Dans un premier temps, nous avons effectué une simulation directe dans laquelle la quantité totale $q = 340\ kg$ de PMCH est injectée entre t_0 et t_0+3 h dans la station d’émission ETEX (Monterfil). Nous avons choisi arbitrairement 16 stations, parmi les 168 stations d’observations ETEX comme stations de détections pour les simulations inverses. Ces stations sont choisies de façon à avoir une couverture relativement homogène (figure 5.2). L’idée était de tester des techniques de localisation des essais.

Une première illustration du principe de réciprocité, avec des cartes des panaches du PMCH, est montrée sur la figure 5.3. Dans la figure 5.3, les cartes à gauche montrent les panaches de PMCH obtenus à partir de la simulation directe. Les cartes à droite montrent les panaches de PMCH obtenus à partir de la simulation rétro en injectant la même quantité q à la station PL08 au temps t_0+36 h. Le coefficient d’échange entre la source Monterfil et la station PL08, entre le temps t_0 et t_0+36 h par exemple, est simplement la valeur de la concentration de PMCH, obtenue avec la simulation directe dans la station PL08 à cet instant, divisé par q. Dans la figure 5.3, à gauche en bas, cette valeur est schématisée par la concentration à l’intérieur du carré, divisée par q. C’est également la valeur de la concentration de PMCH, obtenue avec la simulation inverse dans la station

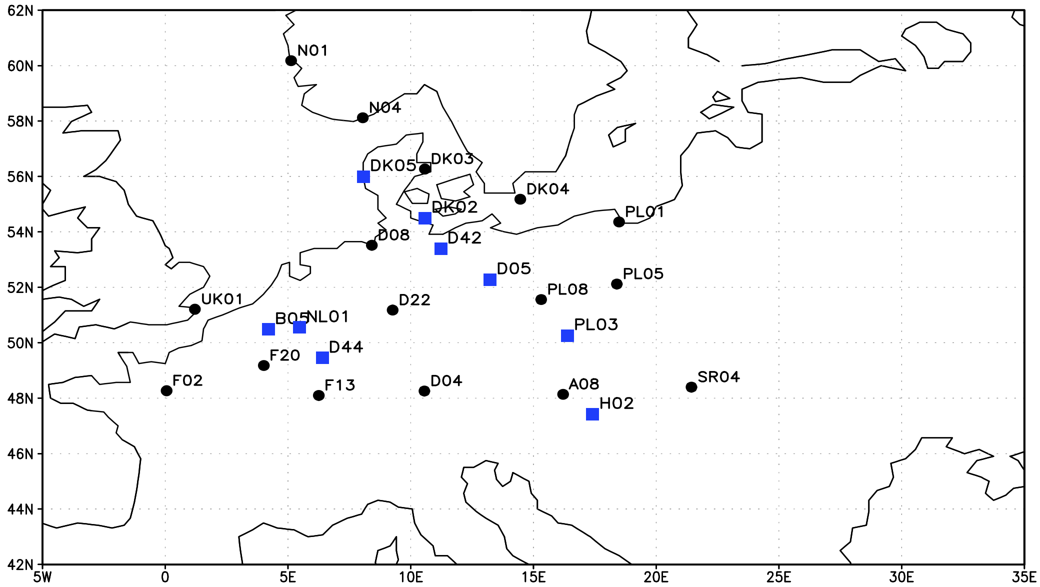


FIG. 5.2 – Positions des 16 stations utilisée pour le test numérique (cercles pleins). Les carrés pleins correspondent aux positionnements des 9 stations d'intercomparaisons ETEX.

Monterfil à t_0 en remontant dans le temps après la rétro-injection, et divisée par q. Dans la figure 5.3, à droite en haut, cette valeur est schématisée par la concentration à l'intérieur du cercle, divisée par q. La figure 5.3 montre pour les calculs direct et inverse qu'on retrouve bien approximativement le même coefficient d'échange (mêmes niveaux de gris à l'intérieur du carré et du cercle).

Nous avons tracé sur la même figure (figure 5.4) les séries temporelles obtenues à partir d'une simulation directe et reconstituées en utilisant l'approche inverse pour les 16 stations. Cette figure montre également les valeurs du critère FMT mesurant l'accord entre les courbes directes et inverses pour les 16 stations. Les courbes "retro" sont obtenues à partir des simulations "retro" où les coefficients d'échange sont calculés en injectant continuement sur 3 heures (Δt) à partir des temps $t_k = t_0 + k\Delta t$ (k=1,2,..,32) un traceur unité pour chaque station D_i (i=1,2,...,16). Le transport est calculé à rebours dans le temps jusqu'au temps t_0. Pour chaque couple (i, k), on conserve le coefficient d'échange $\chi_{i,k}$, valeur moyenne entre t_0+3 h et t_0 de la concentration du traceur dans la maille de Monterfil. Finalement, la concentration "retro" montrée sur la figure 5.4 (pointillés) est

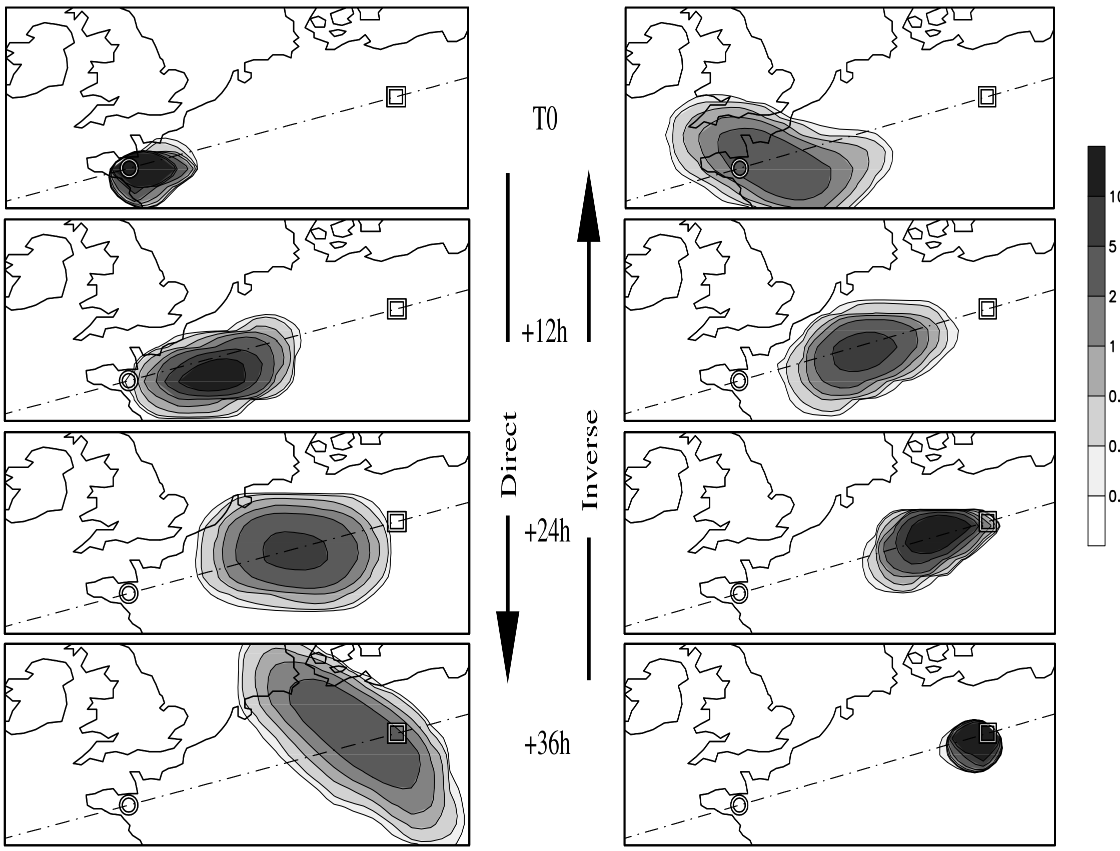


FIG. 5.3 – Calcul du coefficient d'échange entre la source ETEX et la station .

simplement $c^*{}_i(t_k) = q \times \chi_{i,k}$.

Cette figure montre le bon accord entre les estimations directe et inverse. Les stations où la FMT est inférieurs à 60% (D08 et UK01) sont des stations où les valeurs des concentrations sont très faibles.

Les légères différences peuvent être attribuées à la non symétrie du schéma numérique utilisé (Hourdin and Armengaud, 1999). Pour vérifier cette hyphothèse, nous avons effectué le même test numérique en utilisant , pour le calcul d'advection à grande échelle, un schéma symétrique : le schéma amont. Ce schéma, proposé par Godunov (1959), consiste à considérer que la distribution du traceur à l'interface entre deux maille est égale à la valeur dans la maille amont. Les séries temporelles obtenues à partir des deux approches directe et inverse sont alors identiques (figure 5.5). L'utilisation de ce schéma

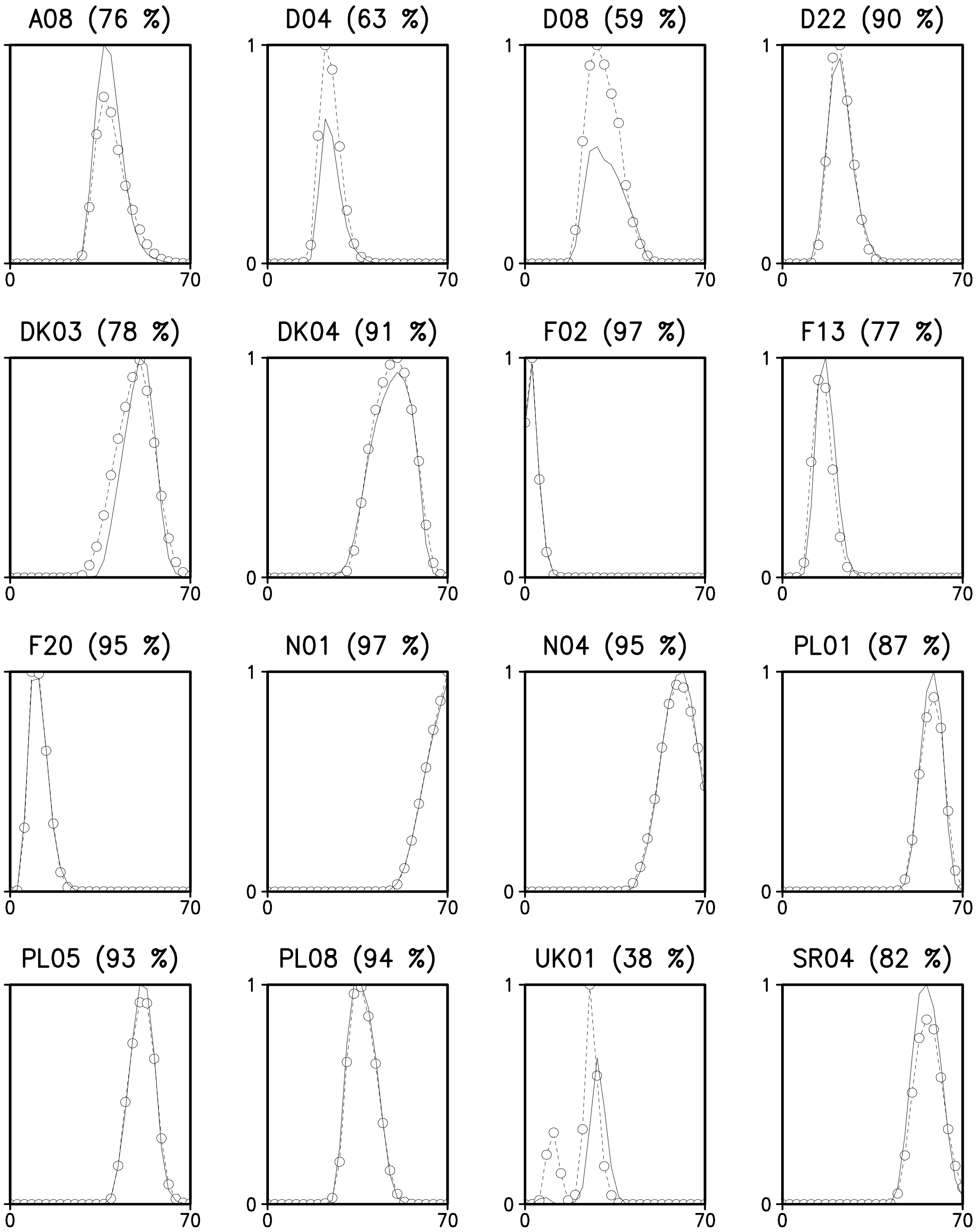


FIG. 5.4 – Evolution temporelle de la concentration de PMCH obtenue à partir de la simulation directe (courbe en trait continu) et reconstituée par l'approche inverse (cercles reliés par un trait pointillé) pour les 16 stations ETEX. Le temps (axe des abscisses) est exprimé en heures et la valeur 0 correspond au début de l'émission (T0). La concentration de PMCH est normalisée par le maximun obtenu pour chaque station. Le critère FMT mesurant l'écart entre simulation directe et inverse est reporté également sur chaque courbe.

est également moins coûteuse en temps de calcul mais la diffusion numérique peut être trop élevée (Hourdin and Armengaud, 1999). On montre donc que le calcul direct et inverse sont légèrement différents et que les différences proviennent du non respect d'une symétrie fondamentale du transport atmosphérique par le schéma de Van Leer.

Pour 9 parmi les 11 stations d'intercomparaison ETEX (figure 5.2), les concentrations obtenues à partir des deux approches sont comparés aux observation (figure 5.6). Les courbes directes sont obtenues à partir de la simulation directe correspondant à l'émission ETEX (injection de T0 à T0+16 h). Les courbes "retros" sont obtenues de la même façon décrite ci-dessus. Le coefficient d'échange que l'on conserve ici est la valeur moyenne entre T0+12 h et T0 et l'injection dans la simulation directe correspond à l'émission ETEX (entre T0 et T0+12 h).

Les courbes directes sont très proches des courbes "retro" et les valeurs des FMTs entre les simulations direct et inverse sont très élevées en comparaison avec celles entre la simulation directe et les observations (figure 5.6). Ceci montre que, même avec le schéma de Van Leer, la différence entre les calculs directs et inverses est très faible par rapport à celle entre le calcul direct et les observations.

5.2.3 Inversion des paramètres de la source ETEX

Nous montrons, sur cet exemple, comment la réciprocité du transport atmosphérique permet d'inverser les concentrations mesurées pour reconstituer les paramètres d'une source. Ici, on essaie de reconstituer le lieu d'émission à date et intensité connues. Dans ce cas, le calcul à rebours dans le temps est évidemment très avantageux. Il permet, pour une détection donnée – un couple (D_i, t_k) –, de calculer en une seule simulation les coefficients d'échange avec toutes les sources possibles (S, t_s).

Pour n'importe quelle position possible de la source on peut donc calculer très facilement les mesures synthétiques aux neufs stations retenues et par suite l'écart entre mesures simulées et observations. Ici, on a choisi comme fonction objective la moyenne des FMT ($\sum_i FMT_i/9$, figure 5.7). L'estimation grossière qui consisterait à prendre comme lieu d'émission le maximum de cette fonction donnerait une source située dans la Manche, éloignée d'environ 100 à 300 km du lieu réel d'émission. Dans cet exemple, purement illustratif, on a beaucoup simplifié le problème en supposant connues l'intensité

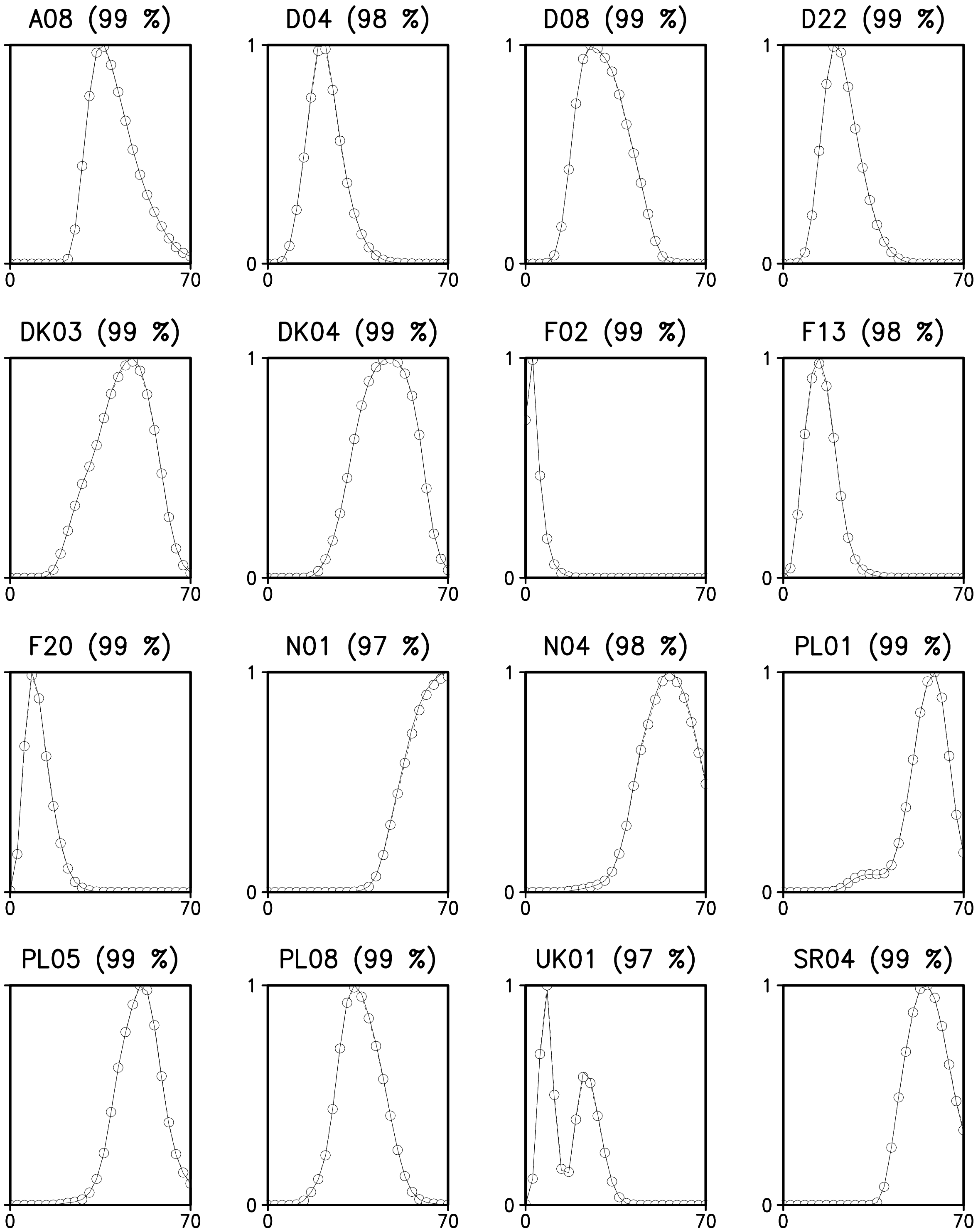


FIG. 5.5 – Evolution temporelle de la concentration simulée (trait continu) de PMCH et reconstituée par l'approche inverse (cercles reliés par un trait pointillé) pour 16 stations ETEX. Dans les deux approches, l'advection du traceur est calculée en utilisant le schéma symétrique de Godunov. Le temps (axe des abscices) est exprimé en heures et la valeur 0 correspond au début de l'émission (T0). La concentration de PMCH est normalisée par le maximun obtenu pour chaque station.

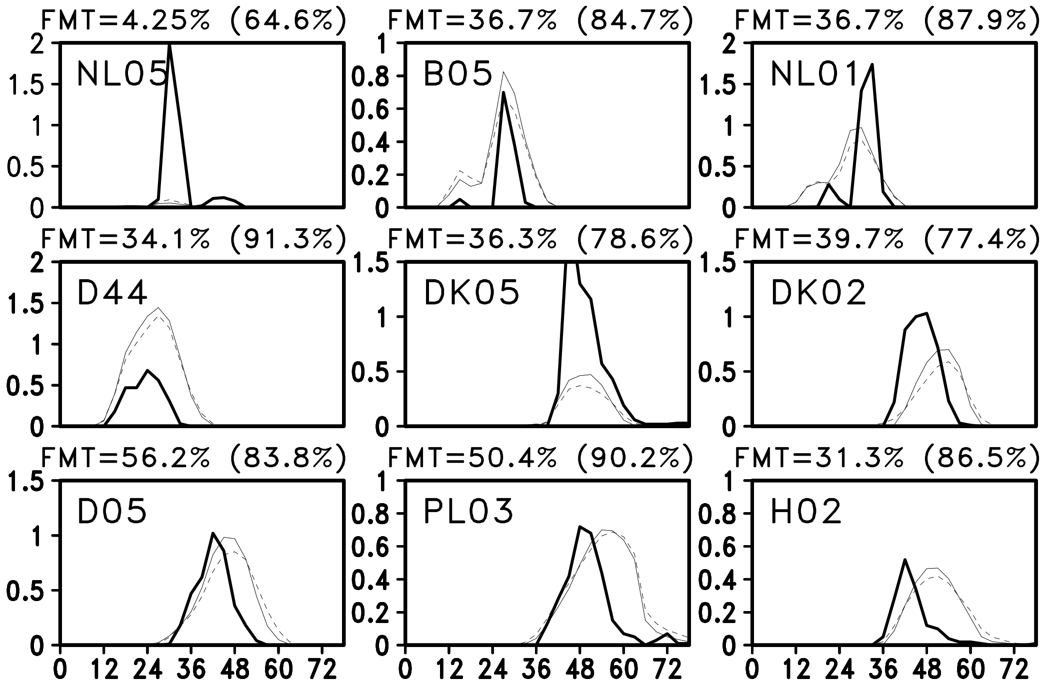


FIG. 5.6 – Evolution temporelle de la concentration observée (courbe grasse) et simulée (courbe fine) de PMCH (ng/m^3) pour neuf stations de l'expérience ETEX-1. Les tiretés correspondent à la simulation utilisant la technique inverse. Le temps (axe des abscisses) est exprimé en heures et la valeur 0 correspond au début de l'émission (T0). Le critère FMT mesurant l'écart entre simulation directe et inverse est reporté entre parenthèses.

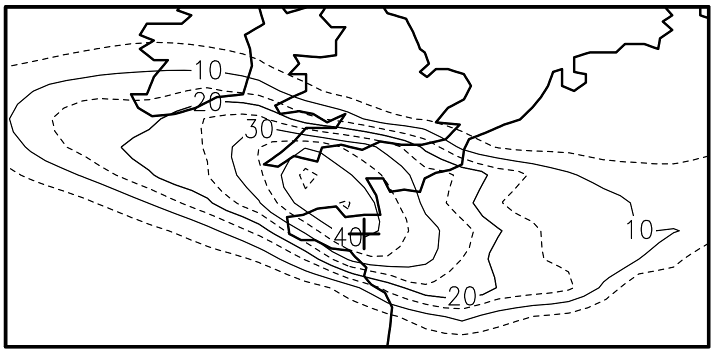


FIG. 5.7 – Carte représentant au point d'émission la moyenne des FMTs mesurant l'accord entre les simulations inverses et les observations aux 9 stations ETEX. La croix montre l'emplacement de la source.

et la séquence temporelle de la source.

Les mêmes cartes pourraient être calculées pour n'importe quelle intensité de la source et n'importe quel instant d'émission. Le maximum de la fonction objective peut dans ce cas encore être estimé par une simple recherche du minimum absolu. Plus généralement, l'approche peut être appliquée à la détermination d'une source étendue à la fois dans le temps et dans l'espace. L'accroissement de la dimension du système peut alors nécessiter l'utilisation d'algorithmes de minimisation plus sophistiqués adaptés à des fonctions montrant des extrema locaux.

Au-delà du choix particulier d'une fonction coût ou d'un algorithme de minimisation, nous avons illustré les potentialités offertes par la réciprocité du transport atmosphérique pour la reconstruction de sources de pollution. Un des aspects pratiques importants de notre approche est que nous utilisons exactement le même modèle de transport dans le sens direct et inverse.

5.3 Applications opperationnelles

5.3.1 Evaluation du réseau international de mesure de radio-nucléaides du TICE

Un traité international (TICE) prévoit l'interdiction complète des essais nucléaires et, à cet effet, un réseau mondial de surveillance se met progressivement en place. Ce réseau doit détecter, partout sur le globe, des tests nucléaires au-dessus d 1 kilo-tonne TNT. Ce réseau, ou IMS (International Monitoring System), comporte quatre systèmes de détection différents : sismique, hydroacoustique, infrasonique et radiogénique. Dans le cadre du système radiogénique, 80 stations mesurent les aérosols émis pour des tests atmosphériques. Un sous-réseau de 40 stations complétera ce réseau pour détecter le Xenon.

Le modèle LMDZT a été largement utilisé pour évaluer la capacité de ce sous-réseau de xenon à détecter des tests. Les résultats de ce travail ont été utilisés dans la phase de choix de la localisation des stations. Les résultats sont publié dans l'article (Hourdin and Issartel, 1999).

5.3.2 Détection de Fribourg

Une application plus récente du modèle LMDZT en mode inverse concerne la détection d'un pic d'activité de Xe133 à Fribourg. Fribourg est l'un des 40 sites retenus par le TICE pour la surveillance des gaz rares radioactifs contenus dans l'air et dont l'installation se poursuivra jusqu'en 2005. Une expérience de comparaison s'y déroule actuellement pour les capteurs proposés par les divers états. Le 3 février 2000, les capteurs américain et allemand étant les seuls installés, un pic d'activité de Xe133 a été observé. Le système américain qui délivre des résultats intégrés par tranches de huit heures a observé $100mBq/m^3$ de 2h00 à 10h00 TU. La valeur observée par le système allemand est légèrement inférieure. Cette mesure est compatible avec le bruit de fond d'origine industriel pour lequel une étude réalisée en 1998 par le LDG et le LSCE prévoit, chaque année, plusieurs pics de l'ordre de $100mBq/m^3$. L'étude incluait toutes les centrales européennes avec un débit constant proportionnel à leur puissance et aux rejets de 1990 sans doute supérieurs aux rejets actuels.

Il est raisonnable de rechercher la source sous forme d'une émission de quelques heures au plus à partir d'un point fixe au sol.

Un premier diagnostic se rapporte à un seul des prélèvements, celui effectué entre 2h et 10h TU le jeudi 3 février 2000. On lui associe un rétrotraceur uniformément réparti entre 10h et 2h TU. Le transport est calculé à rebours dans le temps en utilisant le modèle LMDZT. Le modèle est d'abord utilisé pour effectuer une simulation météorologique guidée par les analyses ECMWF. Les flux de masse et les coefficients de mélange turbulent sont archivés pour la période du 1er janvier au 3 février 2000. Le modèle de transport est ensuite utilisé seul en mode inverse en relisant ces archives.

La concentration $\xi^*(x,t)$ de ce rétropanache en un lieu donné (x) et en un instant donné (t) représente le coefficient de transfert atmosphérique avec l'échantillon prélevé à Fribourg. Si la mesure $\mu = 100mBq/m^3$ observée à Fribourg provient de ce lieu à cette date, l'intensité de la source doit être $Q(x,t) = \mu/\xi^*(x,t)$. Une source située en x sans qu'on sache à quel moment, ou même étalée dans le temps avec un débit variable, représentera une quantité totale de Xe133 au moins égale à $Q_{min}(x) = \mu/\xi^*_{max}(x)$ (figure 5.9). Naturellement, une source lointaine devra être plus forte en proportion inverse du coefficient de transfert. En pratique, le calcul de rétrodispersion et cette optimisation sont étendus à l'Europe occidentale pour la semaine qui précède l'observation du pic de Fribourg.

Tous lieux confondus, la source minimale obtenue est de 1TBq. Cet ordre de grandeur est valable hors du voisinage immédiat de Fribourg (maille de 120x150 km^2). Une source très proche de moindre importance suffirait certainement. Si l'on privilège l'hypothèse d'une source de quelques TBq au plus, on la recherchera à moins de 200 km au nord-ouest de Fribourg (figure 5.9).

Le panache se déplace vers le nord-ouest tout mercredi (figure 5.8). Ainsi, des sources de quelques dizaines de TBq au nord-est de la France, voire au sud-est du Royaume Uni, suffisent. Le panache se dirige mardi et lundi au sud (figure 5.8), mais une source dans la moitié sud de la France devrait être bien plus conséquente pour un même effet à Fribourg (1000TBq correspondrait à une explosion de 1ktonne). Ce qui s'est passé mercredi, juste avant la mesure, est donc plus déterminant que ce qui a pu se produire mardi ou lundi. Le calcul Lagrangien réalisé ailleurs accordent une importance égale à ces trois dates et privilégient, semble-t-il, des sources plus méridionales.

La source du pic de xenon détecté à Fribourg n'a pas encore été identifiée et il n'est donc pas possible de valider les calculs présentés ici. Ces calculs montrent cependant que le modèle permet de donner déjà des informations quantitatives fort utiles à partir d'une seule mesure. Le xenon détecté à Fribourg reste dans les limites prévues pour le bruit de fond industriel. Dans des cas plus douteux il sera souhaitable d'exploiter simultanément toutes les mesures disponibles.

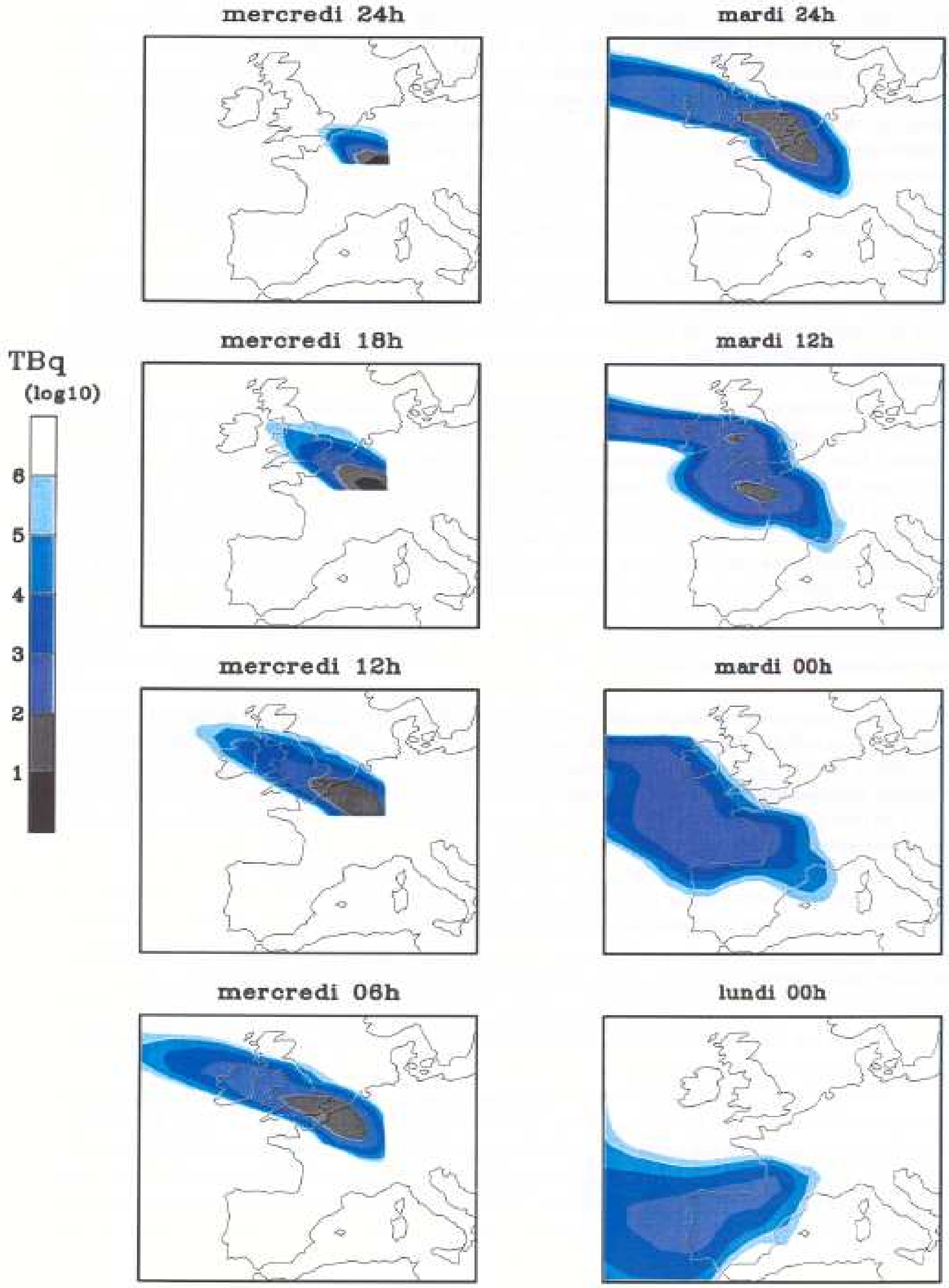


FIG. 5.8 – Sources potentielles du pic selon lieu et date (intensité en TBq, log_{10}) correspondant à la mesure à Fribourg de $100mBq/m^3$ de 2h à 10h TU le jeudi 3/2/00.

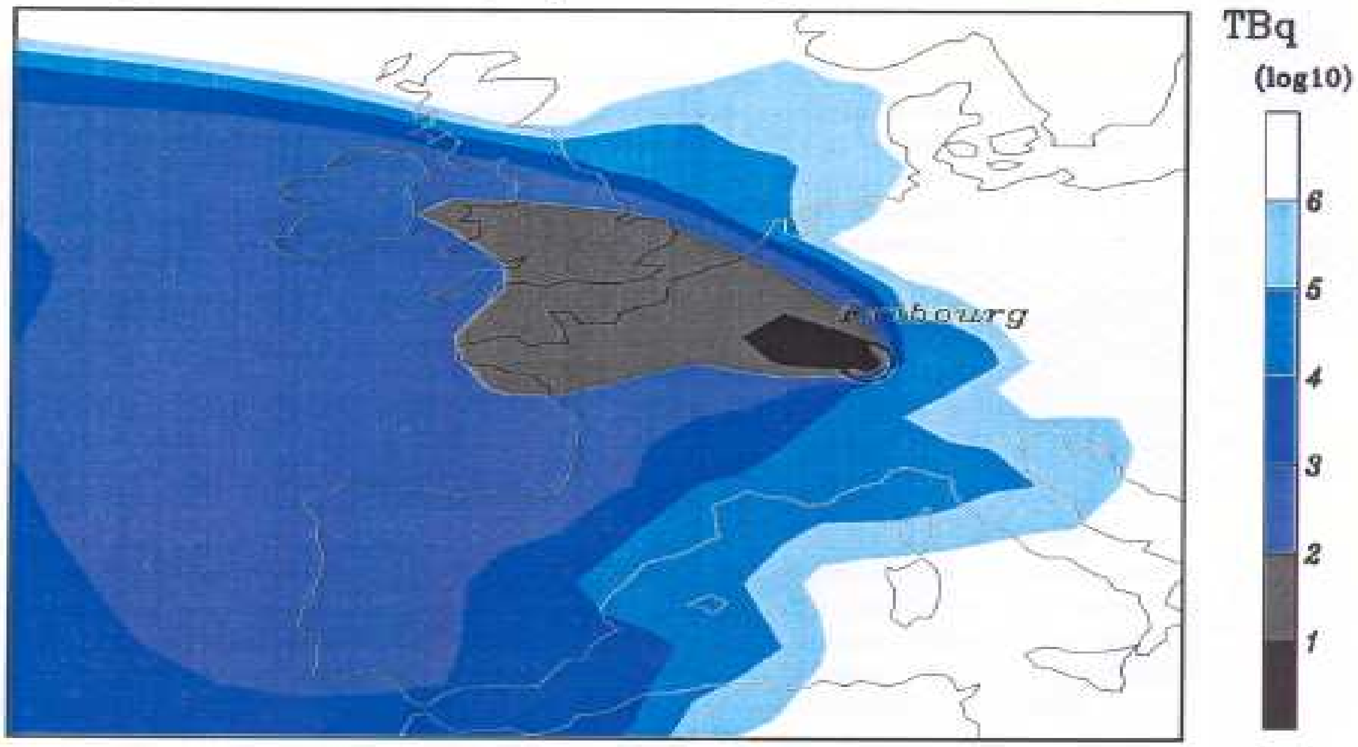


FIG. 5.9 – Sources potentielles minimales selon position seule.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Les problèmes du changement climatique et du réchauffement de l'atmosphère associés à l'augmentation des gaz à effet de serre ont pris ces dernières années une place importante au sein de la communauté scientifique internationale. Dans ce contexte, l'étude des interactions entre les différentes composantes du climat et en particulier les rétroactions chimie-climat jouent un rôle de premier plan. Une étape importante dans ces études consiste à décrire correctement le transport des espèces traces dans l'atmosphère aussi bien à grande échelle qu'à petite échelle. Une bonne représentation du transport direct et inverse des espèces traces dans l'atmosphère est également essentielle pour l'évaluation des émissions de polluants et généralement pour la surveillance de l'environnement.

Un travail important a été effectué ces dernières années pour introduire le calcul du transport à grande échelle et les paramétrisations physiques associées dans le modèle de circulation générale atmosphérique du LMD. Une approche originale d'inversion du transport est également développée et introduite dans le modèle LMDZT.

Dans cette thèse, nous avons validé le transport direct et inverse des espèces traces aux échelles continentales dans le modèle LMDZT. Pour cela, nous avons utilisé le modèle dans une version similaire aux modèles de chime-transport : la météorologie simulée est guidée par des analyses. Le zoom est également appliqué pour atteindre la même résolution horizontale qu'un modèle régional de dispersion.

Nous avons étudié le cas documenté de la campagne ETEX où l'on dispose d'un grand nombre de mesures et dans laquelle la source est bien définie. Cette campagne nous

a permis d'évaluer le modèle et de se comparer à plusieurs modèles de transport. Les résultats de la simulation de contrôle sont en bon accord avec les observations, même si le modèle tend à surestimer légèrement les valeurs des concentrations au centre du domaine ETEX et à les sous-estimer aux bords. La comparaison avec 28 modèles, participant à cette campagne permet de placer le modèle LMDZT dans la gamme des bons modèles de dispersion atmosphérique. Nous avons également utilisé les mesures ETEX pour tester l'impact de plusieurs paramètres dans le modèle. Ces tests ont permis de régler certains paramètres du modèle comme la constante de temps de relaxation pour le guidage du modèle et la fréquence d'archivage pour les simulations en mode débranché.
Le test d'influence de la résolution horizontale semble indiquer que le traceur n'est pas assez dissipé lorsque la grille utilisée pour le calcul du transport atteint une résolution d'une soixantaine de kilomètres. L'introduction d'une dissipation latérale, avec un coefficient de diffusion de l'ordre de $10^5 m^2 s^{-1}$, dans le modèle apporte une amélioration sensible aux résultats. Le traceur est légèrement dissipé du centre du domaine vers les bords. Les résultats restent cependant proches de ceux obtenus avec la grille standard du modèle. Le test de sensibilité au jeu d'analyses utilisé pour le guidage du modèle montre que le transport est relativement sensible aux champs de vents utilisés pour le calcul d'advection à grande échelle. L'étude de la première expérience ETEX nous a surtout permis de valider le transport grande échelle dans le modèle. Les résultats d'intercomparaison des modèles et les tests de sensibilité montrent que dans le cas de cette expérience, les performances des modèles dépendent plus du transport grande échelle que des spécifités propres aux modèles (paramétrisations physiques, résolution horizontale, ...), et que la qualité des simulations est limitée par celle des analyses météorologiques.

Nous avons étudié par la suite la dispersion de ^{222}Rn en utilisant les mesures de concentration disponibles pour six sites européens et pour toute l'année 1998. La simulation de la dispersion atmosphérique de ^{222}Rn nous a permis, d'une part de valider le modèle dans des situations météorologiques différentes et d'autre part de se comparer à un modèle régional de dispersion atmosphérique. Le modèle LMDZT arrive à simuler assez correctement les différentes stations d'observation pour toute l'année 1998. La technique du guidage permet en général de bien reproduire la situation synoptique. L'utilisation d'une grille zoomée présente un grand intérêt, notamment pour l'étude de la dispersion atmosphérique aux échelles régionales. Elle permet une bonne simulation du radon de ”fond” provenant de l’extérieur de la zone ”zoomée”, contrairement aux modèles de dispersion à domaine limité qui nécessitent qu’on puisse prescrire les concentrations de traceurs entrant aux frontières du domaine. Nous avons également montré qu’il est important, dans un modèle à l’échelle continentale, de forcer la météorologie du modèle à l’intérieur du domaine pour arriver à simuler correctement la dispersion atmosphérique.

Les simulations de ^{222}Rn ont en revanche mis en évidence une très forte sous-estimation du cycle diurne pour les stations continentales. Elles nous ont permis d’identifier une défficience importante de la paramétrisation de la CLA. Nous avons alors étudié l’impact de la paramétrisation de la CLA sur le calcul du transport dans le modèle LMDZT. Nous avons testé, en particulier, le schéma de Mellor et Yamada et une nouvelle paramétrisation non locale de type flux de masse basée sur une représentation idéalisée d’un thermique en se focalisant sur des périodes avec un cycle diurne fort associé à une couche limite convective très active en milieu de journée. Cette étude montre que le modèle du thermique et le schéma de Mellor et Yamada simulent mieux l’amplitude du cycle diurne que l’ancienne paramétrisation du modèle. Pa rapport à Mellor et Yamada seul, les thermiques permettent une dilution plus rapide sur la verticale avec comme résultat une décroissance plus rapide des concentrations de surface en milieu de journée en meilleur accord avec les observations de surface du cycle diurne en fin de journée.

Enfin nous avons testé numériquement, au moyen du modèle LMDZT, une approche originale d’inversion du transport atmosphérique. Cette méthode, basée sur la symétrie du transport atmosphérique, s’étend aussi bien à des processus diffusifs comme le mélange turbulent qu’à une représentation eulérienne du transport et permet d’obtenir une inversion complète et quantitative du transport. Nous avons illustré sur l’exemple d’ETEX cette symétrie en utilisant le modèle LMDZT. Nous avons montré que les calculs direct et inverse sont légèrement différents lorsque l’on utilise le schéma d’advection de Van Leer. Ces différences proviennent du non respect de la symétrie du transport atmosphérique par le limiteur de pente introduit dans le schéma aux volumes finis du second ordre afin de garantir sa positivité et sa monotonie. Les calculs direct et inverse en utilisant un schéma du premier ordre symétrique (Amont) nous ont permis de vérifier cette symétrie du transport. Enfin nous avons montré dans le cas d’ETEX comment des mesures de la composition atmosphérique peuvent être restituées de façon équivalente par un calcul direct ou inverse.

Ce travail a permis de valider un outil de modélisation du transport atmosphérique déjà utilisé dans de nombreuses applications pour l'étude de la chimie atmosphérique ou pour la surveillance de l'environnement.

Il serait intéressant de compléter l'étude d'impact des paramétrisations de la CLA dans le modèle en utilisant des cas documentés où l'on dispose de profils verticaux de concentration de traceurs. Dans le cadre des accords de Kyoto, pour la réduction des émission du CO_2, une série de mesures de concentration de CO_2 (concentrations au sol et sur la verticale) a été effectuée sur plusieurs sites répartis sur l'Europe et la Russie. L'utilisation de ces mesures permettrait de mieux valider le transport vertical dans le modèle.

Cette étude a en particulier des implications importantes immédiates pour certaines applications, notamment pour le projet TICE et pour l'inversion des mesures de CO_2. Pour le projet TICE, il est essentiel de bien représenter le transport inverse pour mieux quantifier la relation source-détecteur. Le modèle du thermique, qui est en cours d'introduction pour le calcul du rétro-transport, permettrait une meilleur représentation de cette relation. Le modèle LMDZT va être également intégré au LDG dans le cadre d'une chaine opérationnelle liée à l'exploitation des réseaux de surveillance des essais, en cours de déploiement. Dans un premier temps, le but est de disposer chaque jour d'une simulation météorologique à jour. On effectue ensuite, à partir de cette simulation une rétro-simulation calculant, depuis chaque station du réseau, deux rétro-panaches correspondant à deux radioéléments typiques (un gaz rare et un aérosol). Un premier travail consisterait alors à automatiser ces étapes. En cas d'évènement douteux, une première analyse déjà extrêmement pertinente pourrait être menée sur la base de ces rétro-simulations.

D'autre part, cette étude présente une implication importante pour l'inversion des mesures de CO_2. Quand on essaie d'interpréter les fluctuations saisonnières ou diurnes du CO_2 en terme d'émission, la prise en compte des variations de la modulation des concentrations par la hauteur de la couche limite conduit à une estimation plus constante dans le temps. Cet effet est connu dans la communauté atmosphérique sous le nom de

”rectifier effect”. Il serait particulièrement intéressant d’appliquer LMDZT-retro avec le modèle du thermique à l’inversion des sources de CO_2 et d’évaluer la sensibilité du ”rectifier effect” à la paramétrisation de la CLA.

Pour finir, notons que ce travail de validation devra être complété par une étude du transport par la convection profonde. En effet, la compréhension de la convection est essentielle pour l’étude des changements futurs de la composition chimique de l’atmosphère globale liée aux activités anthropiques. Dans les cas étudiés ici, l’effet du transport par la CLA atmosphérique est plus important. Une étude (Jacob and Prather, 1990) montre que la paramétrisation de la convection a une grande importance dans la représentation du transport atmosphérique des espèces traces, notamment dans la moyenne et la haute troposphère.

Bibliographie

Abdella, K., and N. McFarlane, 1997 : A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1850–1867.

Arakawa, R. A., and W. H. Schubert, 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large scale environment. part I, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.

Biraud, S., P. Ciais, P. Simmonds, V. Kazan, P. Monfray, S. O'Doherty, G. Spain, and G. Jennings, 2000 : European greenhouse gas emissions estimated from continuous atmospheric measurements and radon 222 at Mace Head, Ireland, *J. Geophys. Res.*, **105(D1)**, 1351–1366.

Bompay, F., 1998 : Evaluation of the meteo-france response in etex release 1, *Atm. Env.*, **32**, 4351–4357.

Boucher, O., and M. Pham, 2002 : History of sulfate aerosol radiative forcings, *Geophysical Research Letters*, **29(9)**, 1308, 10.1029/2001GL014048.

Boucher, O., Z. Li, and H. Le Treut, Introduction du schéma de convection de Tiedtke dans les MCGs du LMD, technical report 197, LMD, 1995.

Boucher, O., M. Pham, and C. Venkataraman, juillet, 2002 : Simulation of the atmospheric sulfur cycle in the laboratoire de meteorologie dynamique general circulation model. model description, model evaluation, and global and european budgets, *Note scientifique de l'IPSL*, **23**.

Bougeault, P., and P. Lacarrière, 1989 : Parametrization of orography induced-turbulence in mesobeta-scale model., *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1872–1890.

Bousquet, P., A. Gaudry, P. Ciais, P. Ramony, P. Simmonds, G. Jennings, and T. O'Connor, 1996 : Atmospheric co_2 concentration variations recorded at Mace Head, Ireland, from 1992 to 1994, *Phys. Chem. Earth.*, **21**, 477–481.

Chevillard, A., *Etude à haute résolution du CO_2 atmosphérique en Europe et en Sibérie. Impact pour les bilans de carbone*, thèse de doctorat, Université de Paris 6, France, 2002.

Cosme, E., C. Genthon, P. Martinerie, O. Boucher, , and M. Pham, 2002 : Sulfur cycle at high-southern latitudes in the lmd-zt general circulation model, *Journal of Geophysical Research*, **107(D23)**, 4690, doi :10.1029/2002JD002149.

Cressman, G. P., 1959 : An operational objective analysis system, *Mon. Wea. Rev.*, **87**, 367–374.

Cuntz, M., *The Heidelberg Rn222 Monitor : Calibration, application. Master's theses*, thèse de doctorat, Institut für Umweltphysik, University of Heidelberg, Germany, 1997.

Deardorff, J. W., 1972 : Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux, *J. Geophys. Res.*, **77**, 5900–5904.

Dentener, F., J. Fiechter, and A. Jeuken, 1999 : Simulation of the transport of the rn222 using online and offline models at different horizontal resolution : a detailed comparison with measurements, *Tellus*, **51B**, 573–602.

Dop, H. V., and K. Nodop, 1998 : A european tracer experiment, *Atmos. Enrionn.*, **32**, 4089–4378.

Dörr, H., and K. Munnick, 1990 : Rn-222 flux and soil air concentration profiles in west-germany. soil rn-222 as tracer for gaz transport in the unsaturated soil zone, *Tellus*, **42B**, 20–28.

Emanuel, K. A., 1991 : A scheme for representing cumulus convection in large-scale models, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2313–2335.

Fouquart, Y., and B. Bonnel, 1980 : Computations of solar heating of the Earth's atmosphere : A new parametrization, *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 35–62.

Genthon, C., and A. Armengaud, 1995 : Radon 222 as comparative tracer of transport and mixing in two general circulation models of the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **100**, 2849–2866.

Godunov, S. K., 1959 : Finite-difference methods for the numerical computations of equations of gas dynamics, *Math. Sb.*, **7**, 271–290.

Gryning, S.-E., E. Batchvarova, D. Schneiter, P. Bessemoulin, and H. Berger, 1998 : Meteorological conditions at the release site during the two tracer experiments, *Atmospheric Environment*, **32**, 4123–4137.

Harzallah, A., and R. Sadourny, 1995 : Internal versus sst-forced atmospheric variability as simulated by atmospheric general circulation model, *J.Clim.*, **8, Number 3**, 474–495.

Hauglustaine, S., G. Brasseur, and J. Levine, 1999 : A sensitivity simulation of tropospheric ozonz changes due to the 1997 indonesien fire emissions, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3305–3308.

Heimann, M., P. Monfray, and G. Polian, 1990 : Modeling the long-range transport of rn222 to subantartic and antartic areas, *Tellus*, **42B**, 83–99.

Hess, P. G., S. Nanda, and S. J. Flocke, 1996 : Trajectories and related variations in the chemical composition of air for the mauna loa observatory during 1991 and 1992, *J. Geophys. Res.*, **101**, 14,543–14,568.

Hoke, J., and A. Anthes, 1976 : The initialization of numerical models by a dynamic-initialization technique, *Mon. Weather Rev.*, **104**, 1551.

Holtslag, A. A. M., and B. A. Boville, 1993 : Local versus non-local boundary-layer diffusion in a global climate model, *J. Climate*, **6**, 1825–1842.

Hourdin, F., and A. Armengaud, 1999 : Test of a hierarchy of finite-volume schemes for transport of trace species in an atmospheric general circulation model, *Mon. Weather Rev.*, **127**, 822–837.

Hourdin, F., and J.-P. Issartel, 1999 : Sub-surface nuclear tests monitoring through the ctbt xenon network, *Mon. Weather. Rev.*, **27, 15**, 2245–2248.

Hourdin, F., J.-P. Issartel, B. Cabrit, and A. Idelkadi, 1999 : Reciprocity of atmospheric transport of trace species, *CRAS*, **329**, 623–628.

Hourdin, F., F. Couvreux, and L. Menut, 2002 : Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals, *J. Atmosph. Sci.*, **59**, 1105–1123.

Hourdin, F., O. Talagrand, and A. Idelkadi, 2003 : Inversion of the atmospheric transport of trace species (en préparation).

Idelkadi, A., and F. Hourdin, 2002 : Validation of the lmdzt model using the etex-1 experiment (en préparation).

Jacob, D., and Prather, 1990 : Radon 222 as a test of convective transport in a general circulation model, *Tellus*, **42**, 118–134.

Jeuken, A., P. Siegmund, L. Heijboer, J. Feichter, and L. Bengtsson, 1996 : On the potential of assimilating meteorological analyses in a global climate model for the purpose of model validation, *J. Geophy. Research*, **101**, 939.

Jourdain, L., and D. Hauglustaine, 2001 : The global distribution of lightning nox simulated online in a general circulation model, *Phys. Chim. Earth*, **26**, 585–591.

Joussaume, S., and J. Jouzel, 1990 : Three dimensional simulations of atmospheric cycle of desert dust particls using a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **95**, 1909–1941.

Joussaume, S., *Simulations du climat du dernier max. glaciaire à l'aide d'un MCG de l'atm. incluant une modél. du cycle des isotopes de l'eau et des poussières d'orig. desert.*, Thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1984.

Klug, W., G. Graziani, G. Grippa, D. Pierce, and C. Tassone, 1992 : Evaluation of long range atmospheric transport models using environmental radioactivity data from the chernobyl accident, *Elsevier Sciences Publishers*, 18–28.

Laval, K., R. Sadourny, and Y. Serafini, 1981 : Land surface processes in a simplified general circulation model, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **17**, 129–150.

Le Treut, H., and Z. X. Li, 1991 : Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : Feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties., *Climate Dynamics*, **5**, 175–187.

Levin, I., R. Graul, and N. Trivett, 1995 : Long-term observation of atmospheric co_2 and carbon isotopes at continental sites in germany, *Tellus*, **47B**, 23–34.

Levin, I., M. Born, M. Cuntz, U. Langendorfer, D. Mantsch, T. Naegler, M. Schmidt, A. Varlaginand, S. Verclas, and D. Wagenbach, 2002 : Observation of atmospheric variability and soil exhaltation rate of rn-222 at a russian forest site : technical approch and deployment for boundary layer studies, *Submetted Tellus*.

Liu, S., and J. McAfee, 1984 : Radon 222 and tropospheric vertical transport, *J. Geophys. Res.*, **89(D5)**, 7291–7297.

Lugauer, M., U. Baltensperger, M. Furger, H. Gäggeler, D. Jost, M. Schwikowski, and H. Wanner, 1998 : Aerosol transport to the high alpine sites jungfraujoch (3454 m asl) and colle gnifetti (4452 m asl), *Tellus*, **50B**, 76–92.

(manuscrit non publié), A. A. : Simulations de traceurs atmosphériques à l'aide de modèles de circulation générale.

Mellor, G. L., and T. Yamada, 1974 : A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.

Merrill, J. T., 1994 : Isentropic airflow probability analysis, *J. Geophys. Res.*, **99**, 25,8881–25,8889.

Moeng, C., and P. Sullivan, 1994 : A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows., *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999–1022.

Morcrette, J. J., L. Smith, and Y. Fouquart, 1986 : Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations, *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 455–469.

Nasstrom, J. S., and J. C. Pace, 1998 : Evaluation of the effect of meteorological data resolution on lagarangian particle dispersion simulations using the etex experiment, *Atmospheric Environment*, **32**, 4187–4194.

Pleim, J. E., and J. S. Chang, 1992 : A non-local closure model for vertical mixing in the convective boundary layer, *Atmosph. Environ.*, **26A**, 965–981.

Prandtl, L., and O. G. Tietjens, *Applied hydro- and aeromechanics*, Engineering Societies Monographs, Dover Publications, Inc., New-York, 1934.

Prather, M., 1986 : Numerical advection by conservation of second order moments, *jgr*, **91**, 6671–6681.

Ramonet, M., J. C. Le Roulley, P. Bousquet, and P. Monfray, 1996 : Radon-222 measurements during the tropoz ii campaign and coparison with a global atmospheric transport model, *J. Atmos. Chem.*, **23**, 107–136.

Robert, A., 1981 : A stable numerical integration scheme for the primitive meteorological equations, *Atmos. Ocean*, **19**, 35.

Rood, R. B., 1987 : Numerical advection algorithms and their role in atmospheric transport and chemistry models, *Rev. Geophys.*, **25**, 71–100.

Sadourny, R., and K. Laval, January and july performance of the lmd general circulation model, in *New perspectives in Climate Modeling*, Elsevier, 173–197, A.Berger and C.Nicolis, Amsterdam, 1984.

Schmidt, M., *Measurements and balacing anthropogenic greenhouse gase in Germany.sed emission estimate*, thèse de doctorat, University of Heidelberg, Germany, 1999.

Smolarkiewicz, P., 1983 : A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion, *Monthly Weather Revue*, **111**, 479–486.

Staniforth, A., and J. Côté, 1991 : Semi-lagrangian integration schemes for atmospheric models, *Mon. Weather Rev.*, **119**, 2206.

Stauffer, D., and J.-W. Bao, 1993 : Optimal determination of fdda coefficient using the adjoint equation, *Tellus*, **45A**, 358.

Stull, R. B., *An introduction to boundary layer meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 1988.

Tiedtke, M., 1989 : A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1179–1800.

Tiedtke, M., Aspects of cumulus parameterization, in *ECMWF seminar proceedings, Tropical Extratropical Interactions*, 441–466, Reading, U.K., 10-14 Sept. 1991.

Tiedtke, M., 1993 : Representation of clouds in large-scale models, *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 3040–3061.

Troen, I., and L. Mahrt, 1986 : A simple model of the atmospheric boundary layer : Sensitivity to surface evaporation, *Boundary-layer Meteorol.*, **37**, 129–148.

Van Leer, B., 1977 : Towards the ultimate conservative difference scheme : IV. a new approach to numerical convection, *J. Computational Phys.*, **23**, 276–299.

Walton, J., M. MacCracken, and S. Ghan, 1988 : A global-scale lagrangian trace species model of transport, transformation and removal process, *J. Geophys. Res.*, **93**, 8339.

Wilkening, M., and W. Clements, 1975 : Radon-222 from the ocean surface, *J. Geophys. Res.*, **80**, 3828–3830.

Williams, A., and J. Hacker, 1992 : The composite shape and structure of coherent eddies in the convective boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, **61**, 213–245.

Zou, X., I. Navon, and F. Ledimet, 1992 : An optimal nudging data assimilation scheme using parameter estimation, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **118**, 1163.