



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *19/05/2014* par :

David PIVATO

**Les interactions vent - forêt en condition de tempête :
un modèle couplé prenant en compte la rupture des arbres**

JURY

JEAN-LUC ATTIE	Professeur	Président du jury
MÉRIEM FOURNIER	Directeur de Recherche	Rapporteur
EMMANUEL DE LANGRE	Professeur	Examineur
PATRICK MASCART	Physicien	Invité
CÉLINE MÉREDIEU	Chargée de Recherche	Examineur
BRUNO MOULIA	Directeur de Recherche	Examineur
IVANA VINKOVIC	Maître de Conférence	Rapporteur

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Océan, Atmosphère et Surfaces Continentales

Unité de Recherche :

UMR ISPA, INRA Bordeaux

Directeur(s) de Thèse :

Yves BRUNET et Sylvain DUPONT

A ma mère et à mon père,

*A mon grand père,
Gino Pivato
1929 - 2012*

*'Ne te plains pas de l'obscurité,
Deviens une petite lumière.'*

Li Van Pho, philosophe chinois

*'Imagination is more important
than knowledge.'*

Albert Einstein

Remerciements

‘nani gigantum humeris insidentes’

A l’issue de cette thèse, ce colossal travail doctoral a pu être réalisé grâce au soutien d’un grand nombre de personnes dont la générosité, l’aide et l’intérêt manifestés à l’égard de mes recherches m’ont permis de progresser.

Je tiens tout d’abord à exprimer mon infinie reconnaissance à Yves Brunet et Sylvain Dupont pour leur aide, leurs conseils d’experts et pour leur patience. Ainsi que pour m’avoir offert ce très beau sujet de thèse : ‘le vent dans les arbres’.

Je remercie également Emmanuel de Langre pour m’avoir montré la voie de la mécanique non linéaire, permis de mettre les pieds à l’X et aussi pour m’avoir épargné quelques marches sur les voies pentues de la vallée de Chevreuse.

Special acknowledgement to Barry Gardiner for all the advices and references he gave me.

Remerciements chaleureux à Patrick Mascart pour son soutien constant.

Je voudrais remercier Meriem Fournier et Ivana Vinkovic d’avoir accepté de relire cette thèse, d’en être rapporteurs et d’avoir éclairé mon travail de leurs points de vue. La lecture de leurs rapports a été très instructive. Je tiens à remercier également tous les membres du jury : Jean-Luc Attié, Emmanuel de Langre, Patrick Mascart, Céline Méredieu et Bruno Moulia d’avoir accepté d’assister à la présentation de ce travail.

Un grand merci à la DRH de l’INRA Paris, aux départements EA et EFPA ainsi qu’à l’INRA de Bordeaux pour le financement de ma 4^o année de thèse, ainsi qu’à Emilie Suzineau, Patrick Moreau et Yves Brunet pour leurs démarches.

Merci aussi aux secrétaires, aux informaticiens, techniciens et ingénieurs de recherche de l’unité ephyse : Françoise, Patricia, Valérie, Guy, Tovo, Patrick, Didier et Mark. Ainsi qu’aux autres doctorants et post docs : Ming, Marie, Ali, Julien.

Merci à Anne-Marie Bouchon pour ses conseils et ses recherches bibliographiques ainsi que pour s’être chargée de l’impression de ma thèse.

Et bien sûr, je remercie et dédie ce mémoire à mes parents, ma soeur, son mari et leur petit Clément, et à toute ma famille.

Table des matières

Table des matières	ii
Table des figures	viii
Introduction	1
1 Interaction vent-plantes	5
1.1 La couche de surface atmosphérique et l'échelle du paysage	5
1.2 Tempêtes : caractéristiques du vent	6
1.3 Le vent : phénomène physique	9
1.4 Modélisation du vent et de la turbulence	12
1.5 La turbulence dans la végétation	14
1.6 Dynamique de l'arbre au vent	18
1.7 Modèles de dynamique complet de l'arbre	20
1.8 Modèles adaptés à la dynamique de peuplement	21
1.9 Simulation des grands déplacements	23
1.10 Modélisation de la rupture	23
1.11 Conclusion	24
2 Un modèle simple de dynamique de l'arbre pour le mouvement de forêts en condition de tempête	27
2.1 Introduction	29
2.2 Model description	31
2.2.1 Tree motion	31
2.2.2 Tree breakage	34
2.2.3 Numerical method	34
2.2.4 Validation on a filament	35
2.3 Evaluation of the tree swaying model	37
2.3.1 Maritime pine response to turbulent wind field	37
2.3.2 Sitka spruce bending under increasing mean wind velocity .	45
2.3.3 Critical wind speed for Scots pine	46
2.4 Discussion	47
2.5 Conclusion	50
A Mode shape and frequency	51

3	Modélisation de la propagation des dommages dus au vent sur forêt homogène	55
3.1	Introduction	56
3.2	Method	58
3.2.1	Tree motion	59
3.2.2	Turbulent wind flow	60
3.2.3	Tree breakage	62
3.2.4	Numerical method	62
3.2.5	Numerical set-up	63
3.3	Results and discussion	66
3.3.1	Wind-tree interaction without tree breakage	66
3.3.2	Visualization of tree damage propagation	72
3.3.3	Wind damage propagation in relation with windstorm intensity	76
3.4	Summary	79
A	Subgrid-scale turbulent kinetic energy	79
4	Effets de pratiques sylvicoles sur la propagation des dommages	83
4.1	Introduction	83
4.2	Méthode	83
4.3	Effet de la densité d'arbres : le cas du pin maritime	86
4.4	Effet de la densité de feuillage : le cas du pin maritime	92
4.5	Effet de l'espèce : le cas de l'épicéa de Sitka	97
4.6	Effet d'une coupe rase récente : le cas du pin maritime	104
4.7	Conclusion	110
	Conclusions et perspectives	111

Table des figures

0.1	Dégâts sur une forêt en Aquitaine (photo DRAAF Aquitaine) et verse dans un champ de blé (photo skyblogger)	2
1.1	Echelle du paysage : multiplicité de parcelles, de cultures, de forêts. Photo : Le Pays de Bray, Conseil Architecture Urbanisme Environnement Seine Maritime.	6
1.2	Echelle de Beaufort quantifiant la force du vent, et utilisable en observant le mouvement des feuilles, des branches ou des arbres.	7
1.3	Mesure de vent durant la tempête Klaus de 2009 sur la forêt du Bray, France. Evolution temporelle de la vitesse moyenne U à 40 m de hauteur (ligne bleue), vitesse maximale du vent à 40 m de hauteur U_{max} (ligne rouge), ratio U_{max}/U (ligne noire). Les coordonnées temporelles sont exprimées en minutes de la journée en partant de minuit. (Mesures réalisées grâce à des anémomètres soniques par l'unité EPHYSE, INRA Bordeaux).	8
1.4	a) Tourbillons dans un écoulement turbulent, allée de Von Karman (cours ESPCI) b) Tourbillons dans l'atmosphère, instabilité de Kelvin-Helmholtz (Mont Duval, Australie, photo : Grahamuk) c) Ecoulement turbulent de couche limite à proximité d'une paroi (Frisch, 1995).	10
1.5	Cascade d'énergie de Kolmogorov. $E(k)$ désigne l'énergie cinétique turbulente, $D(k)$ la dissipation d'énergie en fonction du nombre d'onde k (Frisch, 1995).	11
1.6	Evolution de l'écoulement du vent pénétrant dans une forêt en fonction de la distance x/h de la lisière. a) Ecoulement moyen et profil de la vitesse horizontale. b) Ecoulement turbulent. c) Tourbillons. (Brunet (2011), adaptée de Dupont and Brunet (2009)).	15
1.7	Profils caractéristiques de l'écoulement turbulent issu du modèle ARPS : a) Vitesse horizontale, b) Flux de quantité de mouvement, c) Ecart-types de u, v et w (σ_u : ligne continue - cercle vide; σ_v : longs tirets - carré vide; σ_w : petits tirets - triangle vide), d) Energie cinétique turbulente totale, e) Coefficient d'asymetrie de u et w (Sk_u : ligne continue - cercle vide; Sk_w : tirets - triangle vide), f) coefficient d'aplatissement de u et w (Kt_u : ligne continue; Kt_w : tirets). Les variables sont normalisées par les valeurs moyennes au sommet du couvert et la vitesse de frottement u_* (Dupont and Brunet (2008c)).	16

1.8	Couche de mélange. a) Fluides s'écoulant à des vitesses différentes séparés par une plaque. Après retrait de la plaque, les fluides se mélangent. b) Ecoulement de couche limite. c) Analogie de couche de mélange pour l'écoulement du vent sur un couvert végétal (Krzikalla, 2005).	17
1.9	Décomposition du mouvement d'une tige flexible sur sa base modale (de Langre and Chaigne, 2008).	19
1.10	Modélisation d'une plante par une tige rigide	22
1.11	Exemple d'un modèle simple permettant la simulation du mouvement au vent d'un peuplement. a) Champ de céréale représenté par une rangée de tiges identiques. b) Observation du phénomène Honami (Dupont et al., 2010).	22
1.12	Trouée dans une forêt en Nouvelle Zélande après une tempête (photo John Moore)	24
2.1	Two-dimensional schematic representation of a tree as a flexible cantilever beam (see text for the definition of the variables).	32
2.2	Tree swaying model applied to a flexible filament loaded with an increasing mean wind velocity. (a) Deflection angle θ_x at the top of the filament versus mean wind velocity u , as simulated by the present model and the model of Gosselin and de Langre (2011). (b) Visualisation of the filament deformation as simulated by the two models for the five wind velocities of figure (a).	37
2.3	Vertical variation of frontal area density A_f^{tree} (a) and stem diameter D (b) of the three tree species studied in this paper.	38
2.4	The first three mode shapes of the cantilever beam representing the Maritime pine tree defined in Table 2.1.	39
2.5	Vibration test of the present model, as performed on the Maritime pine tree. (a) Time-varying horizontal wind velocity loading the tree. (b) Time-varying tree top displacement using a linear (Eq. 2.2) and a non-linear (Eq. 2.3) drag force.	40
2.6	Time-varying contribution of the first three vibration modes to the displacement of the Maritime pine tree top induced by the wind load defined in Figure 2.5. Note the different orders of magnitude on the y -axis legends.	41
2.7	Time series of streamwise (a), spanwise (b), and vertical (c) wind velocity components measured by Sellier et al. (2008) near the top of a Maritime pine stand ($z/h_c = 0.96$).	42

2.8	Time series of streamwise (a) and spanwise (b) displacements of the top of a Maritime pine tree ($s/h = 1$), as simulated by the present model in response to the turbulent wind field shown in Figure 2.7. The differences between the times series of the model of Sellier et al. (2008) and those obtained with the present model are plotted in (a) and (b), using the secondary y -axis.	44
2.9	Joint probability distribution functions of the Maritime pine tree displacements at about mid-canopy height ($z/h_c = 0.48$, $s/h = 0.46$), as simulated by (a) the present model and (b) the model of Sellier et al. (2008).	45
2.10	Maximum bending moment at breast height $M_{b,max}$ ($s = D_{bh}$) of a Sitka spruce tree versus mean wind velocity at tree top u_h , simulated by the present model and the GALES wind risk model (Gardiner et al., 2000), and measured by Gardiner et al. (1997).	46
2.11	Critical wind speed at forest edge for the breakage of a Scots pine tree, as simulated by the present model, and the GALES and HWIND wind risk models (Gardiner et al., 2000), for various values of tree height h and tree diameter at breast height D_{bh}	47
2.12	Snapshot of the simulated motion of Maritime pine trees in an idealised fragmented forest, as forced by an analytical sinusoidal wind.	50
3.1	Wind damage in a New Zealand forest (picture from John Moore, SCION).	57
3.2	Two-dimensional schematic representation of a tree as a flexible cantilever beam (from Pivato et al. (2014)).	59
3.3	Vertical profiles of (a) mean wind velocity components ($\langle u \rangle_{xyt}$ blue line, $\langle v \rangle_{xyt}$ green line), (b) standard deviations of the three wind velocity components (σ_u blue lines, σ_v green lines, σ_w red line), (c) momentum flux ($\langle u'w' \rangle$), and (d) total turbulent kinetic energy (K_{tot}), for case 1 (low wind, dashed line) and case 2 (high wind, continuous line), and before tree breakage.	67
3.4	Probability density functions of the three wind velocity components at canopy top, before breakage, for case 2.	68
3.5	Same as Figure 3.3 but the profiles are normalized by the mean wind velocity U_{2h} at $z = 2h$ and the friction velocity u_*	68
3.6	Deflection (a) and velocity (b) signatures of a tree top during 14s, for case 2. Probability density functions of tree top deflection (c) and velocity (d) components in x and y directions, for case 2.	69
3.7	Same as Figure 3.5 but for case 2 (solid lines : with tree motion) and case 2* (dashed line : without tree motion).	70

3.8	Snapshots of tree damages (red areas) during the simulated windstorm of case 5. The wind is blowing in the x direction from the left.	72
3.9	Same as Figure 3.8 but for the instantaneous streamwise wind velocity (ms^{-1}) at canopy top.	73
3.10	(a) Time series of the canopy top maximum (U_{hmax}) and mean (U_h) wind velocities and their ratio, as simulated in case 5. (b) Time series of the rate of broken trees. The vertical dashed lines refer to snapshots of Figures 3.8 and 3.9.	74
3.11	Time series of the rate of broken trees (red solid line) and canopy top maximum wind velocity (solid blue line) as simulated in cases 7 (a) and 7* (b) with two different initial wind gust timing.	75
3.12	Percentage of broken trees as a function of the mean canopy wind velocity U_h obtained from cases 4 to 12.	76
3.13	Time variations of the percentage of broken trees during windstorms of cases 4 to 12 characterized by the mean canopy wind velocity U_h	77
3.14	Damage propagation velocity as a function of the mean canopy wind velocity U_h before breakage obtained from cases 4 to 12.	78
3.15	Abacus giving the percentage of tree damage for a range of mean wind velocities at canopy top, U_h , and windstorm durations.	78
4.1	Profils verticaux de densité d'aire frontale A_f^{tree} du pin maritime et de l'épicéa de Sitka utilisés dans cette étude.	84
4.2	Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés pour trois différentes densités de forêt de pin maritime (cas 1 voir Tableau 4.1) et différentes intensités de tempêtes (caractérisées par U_h).	89
4.3	Pourcentage d'arbres cassés (a) et vitesse de propagation des dommages (b) en fonction de la vitesse du vent à hauteur de canopée U_h , pour trois densités différentes de forêt de pin maritime (cas 1 voir Tableau 4.1).	90
4.4	Vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée U_h (a), vitesse de propagation des dommages U_{prop} (b) et pourcentage d'arbres cassés (c) en fonction de la réduction du feuillage, pour $U_{top} = 30.25\text{m.s}^{-1}$ (ligne continue - carré) et $U_{top} = 32.5\text{m.s}^{-1}$ (ligne tiret - triangle).	93
4.5	Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés (ligne rouge) et vitesse maximale du vent à hauteur de canopée (ligne bleue) pour différentes réduction du feuillage. Les tiretés indiquent le début de la rupture, et les lignes continues le passage de rafales importantes accentuant la propagation des trouées.	94

4.6	Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés (ligne rouge) et vitesse maximale du vent à hauteur de canopée (ligne bleue) pour les cas 2.1i (réduction de 50% du feuillage pour $U_{top} = 30.25 \text{ m.s}^{-1}$) et 1.2d (réduction de 50% du nombre d'arbre dans la forêt pour $U_{top} = 30.25 \text{ m.s}^{-1}$).	95
4.7	Instantanés montrant les dommages (zones rouges) à différents temps de simulation de tempête (cas 3e) sur une forêt d'épicéa de Sitka. Le vent souffle de la gauche dans la direction x	98
4.8	Même Figure que 4.7 mais pour la vitesse du vent instantanée (ms^{-1}) dans le sens du flux à hauteur de canopée.	99
4.9	(a) Variation temporelle des vitesses maximale (U_{hmax}) et moyenne (U_h) du vent à hauteur de canopée et leur rapport, simulées dans le cas 3e sur une forêt d'épicéa de Sitka. (b) Variation temporelle du taux d'arbres cassés. Les lignes en tirets verticales font référence aux instantanés des figures 4.7 et 4.8.	100
4.10	Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés pour différentes intensités de tempêtes (caractérisées par U_h) pour les cas 3.	101
4.11	Pourcentage d'arbres cassés (a) et vitesse de propagation des dommages (b) en fonction de la vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée U_h obtenus à partir des cas 3 (épicéa de Sitka, ligne bleue) et cas 1.1 (pin maritime, ligne verte).	102
4.12	Evolution spatiale du profil vertical moyen de vitesse au long d'un paysage forêt-clairière-forêt (cas caractérisé par une clairière de $5h$ et $U_{hedge} = 3.68 \text{ ms}^{-1}$, $U_{10h} = 2.47 \text{ ms}^{-1}$).	104
4.13	Evolution spatiale des profils statistiques moyens le long d'un paysage forêt-clairière-forêt (même cas que Figure 4.12) : (a) écart type de U (ms^{-1}), (b) flux de quantité de mouvement (m^2s^{-2}), et (c) énergie cinétique turbulente (m^2s^{-2}).	105
4.14	Instantanés montrant les dommages (zones rouges) au cours de la simulation de tempête du cas 4.2a sur un paysage forêt-clairière-forêt. Le vent souffle de la gauche dans la direction x . À $t = 0 \text{ s}$, la zone rouge représente la clairière.	106
4.15	Même Figure que 4.14 mais pour la vitesse du vent instantanée dans le sens du flux (ms^{-1}) à hauteur de canopée. Les lignes tiretés blancs représentent les limites de la clairière initiale.	107
4.16	Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés pour différentes intensités de tempêtes pour les cas 4.	109

4.17	Vitesse de propagation des dommages (a) et pourcentage d'arbres cassés (b) en fonction de la vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée (U_{10h} pour les cas hétérogènes et U_h pour les cas homogènes) obtenus à partir des cas 1.1 (forêt homogène de pins maritimes) et cas 4 (forêt de pins maritimes contenant une clairière).	109
------	---	-----

Introduction

Plus d'une centaine de tempêtes différentes ont causé des dégâts significatifs aux forêts européennes lors de ces soixante dernières années (Gardiner et al., 2010). En météorologie, une tempête peut être décrite comme une zone étendue de vents violents générés par un système de basses pressions. Lors d'une tempête, les rafales de vent peuvent dépasser les 150 km/h dans l'intérieur des terres (Météo France, 2012). Ces phénomènes extrêmes sont à l'origine de plus de 50% des dégâts d'origine catastrophique affectant les forêts européennes. Les dégâts principaux sont les dégâts mécaniques affectant les arbres pendant la tempête. En effet, la vitesse des rafales de vent est fortement corrélée au maximum de dégâts potentiels. A partir d'un premier seuil, des vents de 110 km/h à 120 km/h, les dégâts sont sérieux. Au-delà d'un second seuil, des vents de 140 km/h à 150 km/h, les dégâts sont catastrophiques et la quasi totalité des arbres sont brisés, les massifs forestiers sont détruits. Outre la casse, des arbres sont aussi déracinés si le sol est trop humide à cause des pluies qui accompagnent souvent les tempêtes de vent. Des dégâts secondaires sont dus aux attaques d'insectes ou autres agents biotiques.

En 1999, la tempête Lothar-Martin a ainsi causé la destruction de 176 millions de m³ de bois en France, soit près de 6 milliards € de pertes pour la filière bois. En 2009, avec la tempête Klaus, les dégâts s'élevèrent à 41 millions de m³ de bois en Aquitaine (Figure 1.a), équivalents à une perte de 3 milliards € (Gardiner et al., 2010).

Le vent est aussi la cause de pertes importantes sur les cultures agricoles par la verse des plantes, une inclinaison irréversible des tiges pouvant aller jusqu'à leur abattement sur le sol (Figure 1.b). La verse se produit soit par rupture soit par déracinement de la plante. Ce sont principalement les céréales qui se trouvent couchées au sol, entraînant le plus souvent une baisse importante du rendement, voire la perte de la récolte. La verse peut être due à des intempéries (forte pluie, vent, etc.), mais aussi à des attaques parasitaires. Ce problème mène encore à des pertes de rendements agricoles de 10 à 30% au niveau mondial (Farquhar et al., 2000).

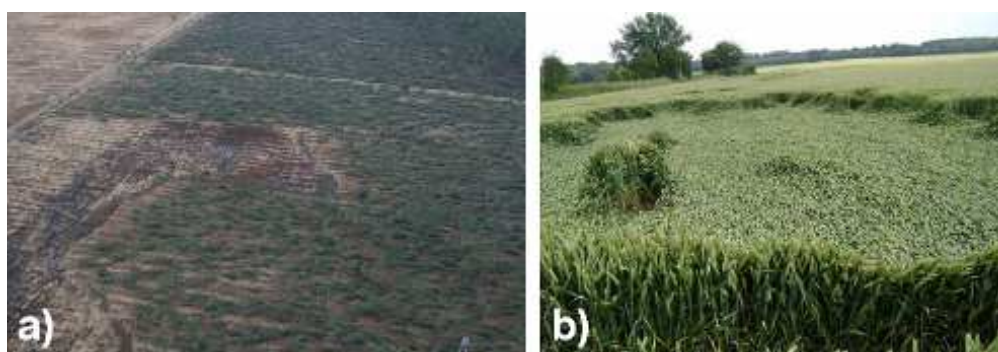


FIGURE 0.1 – Dégâts sur une forêt en Aquitaine (photo DRAAF Aquitaine) et verse dans un champ de blé (photo skyblogger)

Dans le cas des cultures, il existe des solutions comme les haies brise-vent. Ces haies sont efficaces pour ralentir le vent et diminuer la turbulence suivant leur porosité. Elles permettent ainsi de réduire les dégâts sur une certaine distance. Mais dans le cas des forêts, il n'existe pas de moyen équivalent pour protéger les massifs forestiers lors de tempêtes.

L'importance et la localisation des dégâts, ainsi que la vulnérabilité des forêts au vent sont le résultat d'interactions complexes entre les conditions météorologiques, la composition des massifs forestiers, la gestion sylvicole du peuplement forestier, le type de sol et l'état de ce dernier. Il existe aussi des incertitudes sur les processus de dégâts : y a-t-il un effet 'dominos' ? La rupture de certains arbres entraîne-t-elle la casse d'autres arbres ? Une fois qu'une trouée apparaît, le vent s'engouffre-t-il à l'intérieur, générant ainsi plus de dommages ?

Ainsi, la connaissance de la réponse au vent des plantes, isolés ou en peuplement, est importante pour mieux comprendre l'impact d'une tempête sur un massif forestier et donc identifier des stratégies visant à limiter les dégâts. La prise en compte des nombreuses sources d'hétérogénéités caractéristiques de l'échelle du paysage (alternance couverts-clairières, topographie, multiplicité de parcelles) s'avère cruciale pour répondre à ces questions dans la mesure où leur présence peut être à l'origine de structures ou régions de forte turbulence pouvant accentuer le mouvement des plantes (Dupont and Brunet, 2006). L'un des enjeux de la recherche est de pouvoir améliorer la résistance des forêts au vent via un aménagement du paysage et des pratiques sylvicoles plus adaptées.

Pour améliorer notre compréhension de l'interaction vent-plantes à l'échelle du paysage, la modélisation mathématique et mécanique de cette interaction est indispensable, la multiplication de mesures ponctuelles dans un environnement hétérogène étant difficilement réalisable. La modélisation est un langage permettant de mieux comprendre le vent et le mouvement des arbres dans les conditions

extrêmes rencontrées lors de tempêtes. Comme on le verra dans le prochain chapitre, de nombreux modèles de mouvement d'arbre ont été développés ; toutefois, ils ne permettent pas d'étudier la dynamique de massifs forestiers soumis à des vents violents tout en considérant la casse des arbres. Les objectifs de cette thèse sont donc (1) de développer et valider un modèle original et novateur couplant le vent turbulent et le mouvement des arbres, en conditions de tempêtes, avec prise en compte de la rupture de ces derniers, et (2) d'appliquer ce modèle sur des forêts homogènes et hétérogènes en condition de tempêtes, d'étudier la dynamique des dégâts et d'analyser l'impact de différentes pratiques sylvicoles. Dans ce modèle, l'écoulement turbulent du vent est modélisé par les équations de Navier-Stokes en formulation 'Simulation des grandes échelles' (LES) et le mouvement des arbres est représenté par une tige flexible pouvant osciller en grandes amplitudes jusqu'à la rupture grâce à un modèle non linéaire sur base modale. Ce modèle est adapté à la simulation de mouvements d'une forêt représentée par un grand nombre d'arbres car il est peu coûteux en temps de calcul. Pour ce premier stade de développement du modèle, le déracinement n'est pas représenté.

Tout d'abord, nous présentons une revue bibliographique sur l'interaction vent-plantes (chapitre 1). Le chapitre 2 est dédié au modèle du mouvement des arbres et à sa validation, sans couplage avec le modèle d'écoulement. Puis au chapitre 3, ce modèle est couplé à un modèle d'écoulement atmosphérique turbulent. Dans ce même chapitre, des simulations de mouvements de forêts homogènes soumises à des vents très forts sont analysées pour différents niveaux d'interaction entre le vent et les arbres, ainsi que différentes intensités de vent et prise en compte de la rupture des arbres. Au chapitre 4, l'impact de différentes pratiques de sylviculture (élagage, éclaircie, coupe rase) sur la stabilité au vent du peuplement, est étudié à partir du modèle. Enfin, nous concluons ce mémoire en rappelant les résultats majeurs et en discutant des retombées et perspectives de ce travail de thèse.

Interaction vent-plantes

Comme nous l'avons vu précédemment, nous cherchons à simuler des conditions de tempêtes de vent sur des massifs forestiers tout en modélisant la dynamique des arbres jusqu'à leur rupture. Cette étude de mécanique environnementale nécessite de faire des choix de modélisation : comment représenter les vents violents à l'échelle du paysage ? Comment prendre en compte la présence de végétation dans notre modèle ? Comment modéliser la dynamique d'un très grand nombre d'arbres tout en gardant des coûts de calcul raisonnables ? Il s'agit aussi de modéliser l'interaction entre le vent, l'état du couvert et la rupture. Un tel modèle simulant l'interaction entre le vent et le mouvement des arbres, peut-il générer spontanément des trouées dans la forêt ?

L'objet de ce chapitre est de présenter les phénomènes physiques à l'échelle qui nous intéresse pour choisir les modèles adéquats qui vont permettre de répondre à ces questions. Dans un premier temps, nous nous intéressons aux conditions de tempête, à la simulation du vent et de ses caractéristiques dans la basse atmosphère. Puis l'étude se focalisera sur la turbulence dans les canopées végétales. Enfin, nous verrons comment modéliser la dynamique de l'arbre seul et en peuplement, et les grands déplacements jusqu'à la rupture.

1.1 La couche de surface atmosphérique et l'échelle du paysage

La surface de la terre a une grande influence sur les mouvements des basses couches de l'atmosphère. Dans cette zone, les gradients de vitesse et de température sont importants et l'air est soumis à une forte agitation. Cette zone de l'atmosphère est appelée la couche limite atmosphérique (CLA) ; elle est définie comme la couche de l'atmosphère où les mouvements de l'air sont influencés par le sol. Au niveau thermique, les variations journalières du réchauffement solaire, dans cette zone, sont directement perceptibles. Son épaisseur peut varier entre 1 et 2 km.

Dans la CLA, il existe plusieurs sous-couches possédant chacune ses propres caractéristiques. Nous nous situons dans la plus basse de ces couches : la couche de surface atmosphérique. Elle est la zone où nous vivons, où ont lieu les activités humaines. Sa hauteur peut varier de quelques dizaines à une centaine de

mètres. Dans cette zone, la surface terrestre a une influence encore plus importante sur les mouvements de l'air et sur la turbulence. Les gradients de vitesse et de température, par exemple, ont une importance particulière et l'écoulement de l'air est fortement perturbé. De même, au sein de cette couche, l'écoulement du vent dépend des hétérogénéités présentes à la surface : rugosité, topographie, cultures, forêts... Ces obstacles sont la source de tourbillons et augmentent la turbulence.

C'est la raison pour laquelle nous choisissons donc de situer notre étude dans cette zone, et ce à l'échelle du paysage (Figure 1.1) où se trouvent une multiplicité de parcelles, des alternances couverts-clairières, des cultures et des forêts. En effet, comme cette étude porte sur l'interaction vent-arbre, il est judicieux de choisir une échelle d'observation permettant d'analyser finement les processus en jeu comme un éventuel effet du mouvement des arbres sur l'écoulement du vent.



FIGURE 1.1 – Echelle du paysage : multiplicité de parcelles, de cultures, de forêts. Photo : Le Pays de Bray, Conseil Architecture Urbanisme Environnement Seine Maritime.

1.2 Tempêtes : caractéristiques du vent

Le terme de tempête est utilisé lorsque les vents dépassent le seuil de 10 sur l'échelle de Beaufort. Francis Beaufort était un marin irlandais, amiral dans la Royal Navy qui créa en 1805 cette échelle de mesure du vent en mer. Cette échelle est toujours utilisée de nos jours. Elle est graduée de 0 à 12 et quantifie la vitesse moyenne du vent au large, après observation de la surface de la mer. Sur terre,

cette échelle peut être utilisée en observant le mouvement des feuilles, des branches ou des arbres (Figure 1.2). Le calcul de la vitesse du vent v en km/h est réalisé de la manière suivante : $v = 3B^{3/2}$ où B est le degré de Beaufort.

Force	Termes	Vitesse (km/h)	Effets à terre (à 10 m de hauteur)
0	Calme	moins de 1	Les feuilles des arbres ne témoignent aucun mouvement.
1	Très légère brise	1 à 5	La fumée indique la direction du vent.
2	Légère brise	6 à 11	Les feuilles s'agitent.
3	Petite brise	12 à 19	Les feuilles sont sans cesse en mouvement.
4	Jolie brise	20 à 28	Les petites branches plient.
5	Bonne brise	29 à 38	Le tronc des arbustes et arbrisseaux en feuilles balance. La cime de tous les arbres est agitée.
6	Vent frais	39 à 49	On entend siffler le vent. Les branches de large diamètre s'agitent.
7	Grand vent frais	50 à 61	Tous les arbres balancent. La marche contre le vent peut devenir difficile.
8	Coup de vent	62 à 74	Les branches sont susceptibles de casser. La marche contre le vent est très difficile, voire impossible.
9	Fort coup de vent	75 à 88	Les branches cassent. Le vent peut légèrement endommager les bâtiments.
10	Tempête	89 à 102	Dégâts importants aux bâtiments. Certains arbres sont déracinés.
11	Violente tempête	103 à 117	Ravages étendus et importants.
12	Ouragan	supérieur à 118	Dégâts très importants de l'ordre de la catastrophe naturelle.

FIGURE 1.2 – Echelle de Beaufort quantifiant la force du vent, et utilisable en observant le mouvement des feuilles, des branches ou des arbres.

Les tempêtes sont des phénomènes atmosphériques qui résultent de l'évolution d'une perturbation (dépression) où s'opposent deux masses d'air de températures différentes. De fortes précipitations et parfois des orages accompagnent généralement ces phénomènes dont la durée varie de quelques minutes à quelques jours.

En décembre 1999, la France et les pays européens ont connu successivement deux des pires tempêtes du siècle, les tempêtes Lothar et Martin, vents de force 12 sur l'échelle de Beaufort. Des rafales de vent ont soufflé jusqu'à plus de 200 km/h. Elles ont traversé la France en se déplaçant à une vitesse proche de 100 km/h. En janvier 2009, la tempête exceptionnelle Klaus, également force 12 sur l'échelle de Beaufort, a principalement touché le sud-ouest de la France. Là encore, les rafales de vent ont dépassé les 150 km/h. Durant ces tempêtes, la vitesse moyenne, quant à elle, a varié entre 70 et 100 km/h (Météo France, 2012).

On remarque ici l'écart qui existe entre les vitesses maximales de vent et les vitesses moyennes. La vitesse moyenne du vent dépend de l'endroit où l'on se

situé, de la topographie locale et du temps sur lequel est réalisé cette moyenne. Normalement au-dessus d'une forêt pendant une tempête la moyenne horaire de la vitesse du vent est d'environ la moitié de la vitesse maximale du vent (Huss, 1974). La Figure 1.3 illustre ce rapport entre vitesse moyenne et vitesse maximale. Ces données ont été relevées sur le site de la forêt du Bray près de Bordeaux durant la tempête Klaus. On constate que la vitesse maximale a dépassé les 42 m/s soit environ 150 km/h, quand la vitesse moyenne était de l'ordre de 21 m/s soit environ 75 km/h. Ce qui illustre le rapport entre vitesse maximale et vitesse moyenne, rapport de valeur 2 confirmé sur la durée totale des mesures.

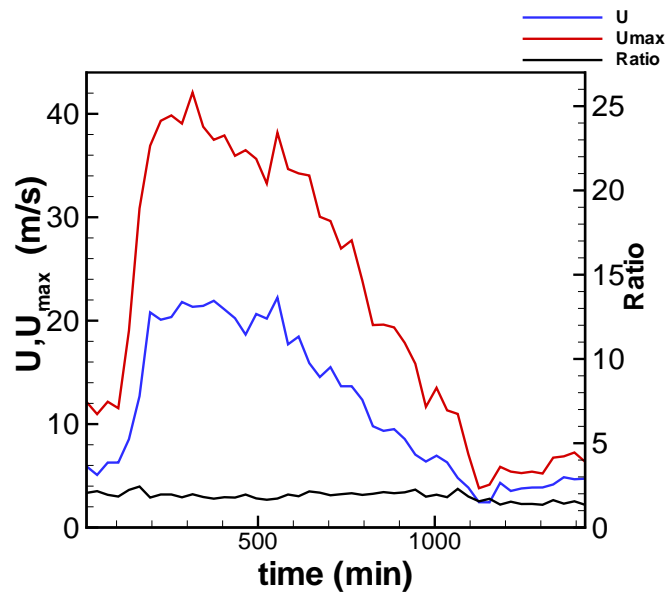


FIGURE 1.3 – Mesure de vent durant la tempête Klaus de 2009 sur la forêt du Bray, France. Evolution temporelle de la vitesse moyenne U à 40 m de hauteur (ligne bleue), vitesse maximale du vent à 40 m de hauteur U_{max} (ligne rouge), ratio U_{max}/U (ligne noire). Les coordonnées temporelles sont exprimées en minutes de la journée en partant de minuit. (Mesures réalisées grâce à des anémomètres soniques par l'unité EPHYSE, INRA Bordeaux).

Maintenant que les caractéristiques des tempêtes sont présentées, pour mieux comprendre les phénomènes en jeu, l'origine des dégâts, il est nécessaire d'évaluer finement les fluctuations des vents violents, les grands mouvements des arbres, leurs ruptures. Il est donc nécessaire d'avoir recours à la simulation numérique. En effet, un modèle va permettre d'obtenir de la généricité, une capacité à prévoir, à raisonner sur les mécanismes. Il convient donc d'utiliser un modèle capable de simuler l'écoulement turbulent du vent lors d'une tempête ainsi que les ca-

ractéristiques spécifiques du vent dans la couche de surface atmosphérique en présence de végétation.

1.3 Le vent : phénomène physique

Le vent est un mouvement de l'atmosphère. Ce mouvement de masses d'air est dû à deux phénomènes se produisant simultanément : un réchauffement inégalement réparti à la surface de la Terre par le soleil et la rotation de la planète. Or, le vent n'est pas identique au sol et en altitude. Dans la couche de surface atmosphérique, à proximité du sol, le vent présente des caractéristiques spéciales. En mécanique des fluides, un écoulement dans la zone située entre un solide fixe et le fluide qui l'entoure présente des propriétés particulières. Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une paroi supposée fixe, les vitesses sur la paroi sont nulles alors que loin de la paroi, les vitesses sont celles de l'écoulement non perturbé. Dans le cas du vent, en l'absence d'obstacle, la vitesse présente un comportement similaire. Elle est nulle au niveau du sol et augmente avec l'altitude. Le profil moyen de la vitesse s'exprime de la manière suivante :

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.1)$$

Où \bar{u} est la vitesse moyenne du vent, u_* est la vitesse de frottement qui évalue la contrainte de cisaillement sous la forme d'une vitesse, κ la constante de von Karman et z_0 la longueur de rugosité qui traduit l'influence de la rugosité du sol sur l'écoulement de l'air. Cette équation illustre les caractéristiques particulières du vent dans la couche de surface c'est-à-dire une vitesse nulle à la surface et qui augmente avec l'altitude. En outre, près de la surface terrestre, où se trouvent les reliefs, les villes, la végétation, ces éléments perturbent l'écoulement de l'air et accentuent son agitation. La rugosité du paysage et en particulier la rugosité des arbres, forêts, cultures a un impact sur les vents et les turbulences.

Le mot 'turbulence' signifiait à l'origine 'mouvements désordonnés d'une foule' (en latin *turba* signifie foule). Ce terme désigne l'état d'un fluide dont la vitesse présente un caractère tourbillonnaire. Ces tourbillons changent constamment en termes de taille, de position et d'orientation (Figure 1.4). Les écoulements turbulents se définissent par un caractère très désordonné et l'existence de multiples échelles spatiales et temporelles. Ces écoulements apparaissent lorsque la source d'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est relativement intense devant les forces de viscosité que le fluide oppose pour se déplacer (Frisch, 1995).

Le vent est un écoulement turbulent d'air, constitué d'une multitude de ces tourbillons imbriqués les uns dans les autres, les petits étant transportés par les plus gros, eux-mêmes transportés par le mouvement d'ensemble. La vitesse du vent,

en un point donné de l'espace, présente donc de fortes variations plus ou moins irrégulières d'amplitudes et de fréquences différentes. La structure du vent est proche de celle de tous les écoulements fortement cisailés, dans lesquels on observe de gros tourbillons anisotropes liés à l'histoire de l'écoulement et qui dépendent des caractéristiques du site (rugosité, topographie), des tourbillons énergétiques de plus petites tailles, qui tirent leur énergie de la désagrégation des gros tourbillons par les forces de cisaillement, enfin des petits tourbillons qui transforment l'énergie par dissipation visqueuse.

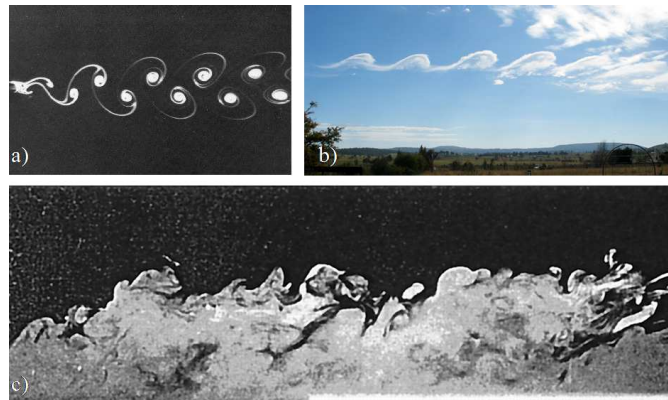


FIGURE 1.4 – a) Tourbillons dans un écoulement turbulent, allée de Von Karman (cours ESPCI) b) Tourbillons dans l'atmosphère, instabilité de Kelvin-Helmholtz (Mont Duval, Australie, photo : Grahamuk) c) Ecoulement turbulent de couche limite à proximité d'une paroi (Frisch, 1995).

La Figure 1.5 montre le transfert de l'énergie de l'écoulement moyen vers les plus petites structures qui la dissipent sous forme de chaleur. Elle représente la génération de petits tourbillons à partir des grands, soit le transfert d'énergie des grandes vers les petites structures. En accord avec ces observations, la théorie de Kolmogorov fait les hypothèses suivantes : l'énergie est transportée par les grandes structures qui ne sont pas directement soumises à la viscosité du fluide, la dissipation est due aux petites structures qui sont détruites par l'effet de la viscosité (Frisch, 1995).

Dans la couche de surface atmosphérique, une grande partie de la turbulence est générée par l'influence du sol. Notamment le frottement de l'air sur le sol induit un cisaillement du vent. Ce cisaillement génère des tourbillons et le vent devient encore plus turbulent (Stull, 1989). La turbulence dépend également de la stabilité de l'atmosphère. Lorsque l'atmosphère est instable, l'air est plus chaud au voisinage du sol qu'en altitude et va donc avoir tendance à monter. Lorsque l'atmosphère est stable, l'air est plus froid à proximité du sol qu'en altitude. Dans ce cas d'inversion

de température, la turbulence verticale est plutôt faible. Ainsi, pendant la journée, la température de l'air décroît rapidement en fonction de la hauteur, ce qui est favorable à un déplacement vertical de l'air mais dans certaines situations (par exemple la nuit), la température augmente avec l'altitude. La stabilité de l'air dépend de l'évolution de la température de l'air avec l'altitude, de la turbulence thermique et de la turbulence mécanique. Lors d'une tempête, ces effets de la température sur la turbulence ont peu d'importance par rapport aux effets des forces mécaniques dues aux vents violents. Pour cette étude, nous considérerons des conditions neutres, seules les origines mécaniques de la turbulence seront prises en compte.

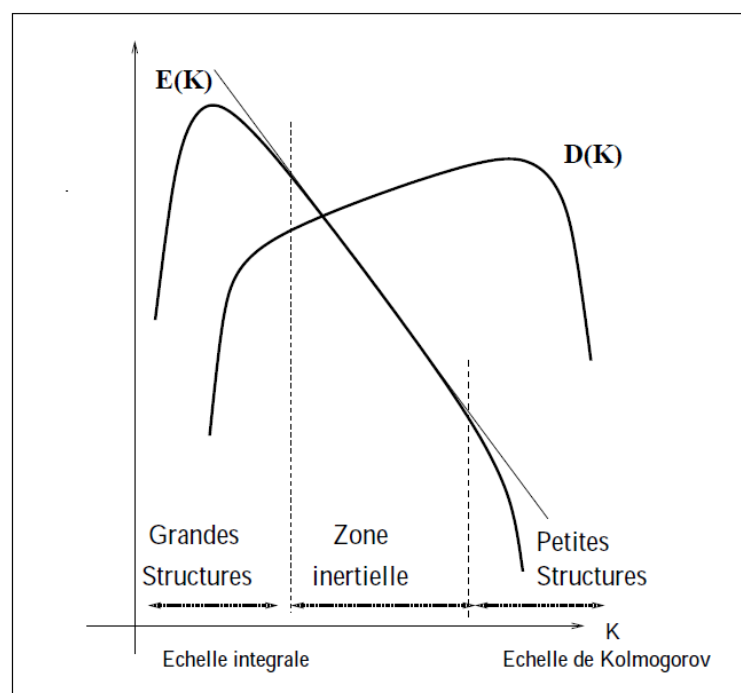


FIGURE 1.5 – Cascade d'énergie de Kolmogorov. $E(k)$ désigne l'énergie cinétique turbulente, $D(k)$ la dissipation d'énergie en fonction du nombre d'onde k (Frisch, 1995).

Pour être étudiée, la turbulence doit être quantifiée mais son caractère aléatoire rend sa description déterministe difficile. Il faut alors s'en remettre à une description statistique. La vitesse instantanée du vent reflète la nature turbulente du vent. Elle se décompose en une partie moyenne \bar{u} et en une partie fluctuante (ou turbulente) u' . Cette décomposition est appelée décomposition de Reynolds :

$$u = \bar{u} + u' \tag{1.2}$$

Comme nous l'avons vu précédemment, lors d'une tempête, la vitesse instantanée u est de l'ordre de 2 fois la vitesse moyenne \bar{u} au-dessus d'une forêt. La vitesse moyenne est une quantité déterministe qui traduit l'intensité du vent en un point de l'espace. Elle varie avec la hauteur, la rugosité du sol, la topographie du site. Dans la pratique elle se mesure à l'aide d'anémomètres, sur des périodes de temps qui varient entre 5 minutes et une heure (pour que le résultat ne soit sensible ni aux fluctuations lentes ni aux variations rapides du vent). La partie fluctuante de la vitesse du vent est une fonction qui représente les fluctuations turbulentes de la vitesse autour de sa moyenne. Ces fluctuations sont décrites statistiquement par des variables telles que la variance ou l'écart type, le skewness S_k ou coefficient d'asymétrie, le kurtosis K_t ou coefficient d'aplatissement. La variance mesure la dispersion d'une donnée par rapport à sa moyenne. La covariance indique le degré de relation commune entre deux variables. Le coefficient de skewness S_k mesure le degré d'asymétrie de la distribution. Si S_k est égal à 0, la distribution est symétrique par rapport à la moyenne. Si S_k est plus petit que 0, la distribution est asymétrique vers la gauche. Si S_k est plus grand que 0, la distribution est asymétrique à droite. Raupach et al. (1987) utilise le skewness comme indicateur de 'rafalité' ('gustiness'). Le coefficient d'aplatissement ou kurtosis K_t mesure le degré d'écrasement de la distribution par rapport à la moyenne et donc la plus ou moins grande probabilité d'évènements extrêmes. Lorsqu'il est positif, cela indique que la distribution est 'pointue'. Lorsqu'il est négatif, cela indique que la distribution est relativement 'écrasée' par rapport à la moyenne. Ce type de traitement statistique va ainsi permettre d'analyser la turbulence

1.4 Modélisation du vent et de la turbulence

Comme il a été dit précédemment, le vent est un fluide en écoulement turbulent. Pour modéliser l'écoulement d'un fluide, les équations de Navier Stokes sont utilisées. La résolution de ces équations modélisant un fluide comme un milieu continu est ardue. Mais elles permettent souvent par une résolution approchée de proposer une modélisation des mouvements des masses d'air de l'atmosphère pour les météorologistes. Pour simuler la turbulence, il existe différentes techniques de modélisation (Hirsch, 1988; Caltagirone, 2004; Zou et al., 2006).

Un premier moyen de résoudre les équations de Navier-Stokes est la simulation numérique directe (DNS). Avec cette méthode, les équations sont résolues numériquement sans modèle de turbulence. Ceci implique que toutes les échelles spatiales et temporelles de la turbulence doivent être prises en compte. Ainsi les

temps de calcul et la mémoire requis par la DNS deviennent rapidement très importants. Comme nous voulons simuler la turbulence à l'échelle du paysage de manière précise avec des temps de calculs les plus faibles possibles, nous ne retiendrons pas cette technique.

Une autre méthode est la technique RANS pour Reynolds-Averaged Navier-Stokes. Cette technique consiste à utiliser la décomposition de Reynolds où toute quantité instantanée est décomposée en la somme de sa moyenne et de sa quantité fluctuante. Le principal avantage de la méthode RANS réside dans les temps de calcul car elle ne nécessite pas beaucoup de ressources informatiques. Cependant, si les écoulements faiblement instationnaires sont généralement simulés avec une précision correcte, on perd des informations pour les écoulements fluctuants.

Enfin, une autre technique est la simulation des grandes échelles (SGE ou Large Eddy Simulation (LES) en anglais) (Smagorinsky, 1963). Elle consiste à séparer les échelles de la turbulence pour ne résoudre numériquement que les grosses structures tourbillonnaires et remplacer l'effet des plus petites par des modèles dits de sous-maille. La motivation vient du fait que les grosses structures ont un caractère anisotrope (dont les propriétés, physiques ou mécaniques varient selon les directions) et sont responsables de tous les mécanismes d'échange. Le calcul direct de ces tourbillons donne des résultats sans en rendre le coût trop important. D'autre part les plus petites échelles qui sont isotropes ont pour rôle principal la dissipation de l'énergie. Cette particularité rend plus facile la construction d'un modèle pour représenter leur interaction avec les structures calculées. En adoptant cette technique, en plus de leur caractère isotrope, ces tourbillons sont d'autant plus petits que le nombre de Reynolds est élevé. Ainsi, énormément d'efforts de calcul par rapport au calcul direct sont évités. Cette technique est actuellement de plus en plus reconnue comme une technique complémentaire aux mesures expérimentales pour la compréhension et la prédiction des écoulements turbulents. La sélection des grandes et petites échelles à la base de la LES implique la définition de ces deux catégories et donc d'une longueur de référence. Le principe de la LES est donc d'isoler les grandes échelles du reste de l'écoulement grâce à une technique de filtrage spatial passe-bas en fréquence. Ainsi, les grandes structures porteuses de l'énergie sont calculées complètement. Les autres sont modélisées en introduisant des hypothèses de fermeture pour le système d'équations filtrées.

Dans notre cas, pour pouvoir simuler de manière efficace la turbulence à l'échelle du paysage avec le plus de précision possible et des coûts de calcul raisonnables, nous opterons pour cette dernière technique pour simuler l'écoulement du vent en condition de tempêtes et nous utiliserons le modèle Advanced Regional Prediction System (ARPS, Xue et al. (1995)). Ce modèle développé par le Center for Analysis and Prediction of Storms (CAPS) permet la simulation de tempêtes à l'échelle du paysage. Ce modèle a été modifié par notre équipe pour prendre en compte la

présence de végétation ainsi que ses effets sur la turbulence (Dupont and Brunet, 2008a,b,c; Dupont et al., 2010).

1.5 La turbulence dans la végétation

L'étude des interactions entre le vent et la végétation est primordiale afin de mieux comprendre les différents phénomènes causés par ces interactions (de Langre, 2008), tels que les dommages faits aux arbres lors de tempêtes.

Le vent est un phénomène dont l'effet agit principalement sur les branches et le feuillage, entraînant un comportement oscillatoire de l'arbre. Ce n'est pas le vent moyen qui fait tomber les arbres, mais les rafales liées au caractère turbulent de l'écoulement atmosphérique. Il faut donc étudier particulièrement la turbulence et ses interactions avec la végétation (Brunet et al., 2009).

Dans la couche de surface atmosphérique, la présence de cultures, de forêts a un effet sur l'écoulement du vent. Le profil moyen de la vitesse du vent n'est plus le même que dans les zones désertes (§1.3). Lorsqu'il y a de la végétation comme une forêt, d'un point de vue aérodynamique, la quantité de mouvement du vent est absorbée par la végétation i.e. le vent est freiné. Le profil de la vitesse horizontale est alors atténué à l'intérieur de la canopée (Figure 1.6 a). Alors qu'en zone déserte, le profil de vitesse suit une loi logarithmique, l'atténuation dans une canopée est exponentielle (Kaimal and Finnigan, 1994; Yi, 2007). Alors que le profil de vitesse est atténué, la turbulence augmente au fur et à mesure que l'écoulement pénètre dans la canopée (Figure 1.6 b) à cause du cisaillement qui se produit au sommet du couvert. Les tourbillons qui se propageaient en rouleaux sont déformés, transformés en structures tridimensionnelles complexes (Figure 1.6 c).

La turbulence de l'écoulement est ainsi changée du fait de la présence d'un couvert végétal (Figure 1.7). Les caractéristiques de l'écoulement turbulent en couvert horizontalement homogène sont bien connues (Finnigan, 2000). Les propriétés de la dynamique du vent au sein et au-dessus des couverts végétaux diffèrent significativement des caractéristiques d'un écoulement de couche limite sur une surface rugueuse (Figure 1.8 b) et présentent des similitudes entre des couverts de taille, de densité et de type extrêmement divers. Dans la Figure 1.7 sont présentées les grandes caractéristiques de l'écoulement du vent sur couverts végétaux. Cette famille de profils est issue de Dupont and Brunet (2008c). En utilisant une analyse statistique, Dupont and Brunet (2008c) ont étudié les caractéristiques de l'écoulement turbulent et validé le modèle ARPS par rapport à des mesures.

Le profil moyen de u (a) présente un point d'inflexion au sommet du couvert, où il existe un cisaillement important ainsi qu'une atténuation exponentielle dans la canopée; au-dessus du couvert, le profil de u est de nouveau de type logarithmique comme en terrain découvert car il n'y a plus d'obstacle. Le flux de quantité de

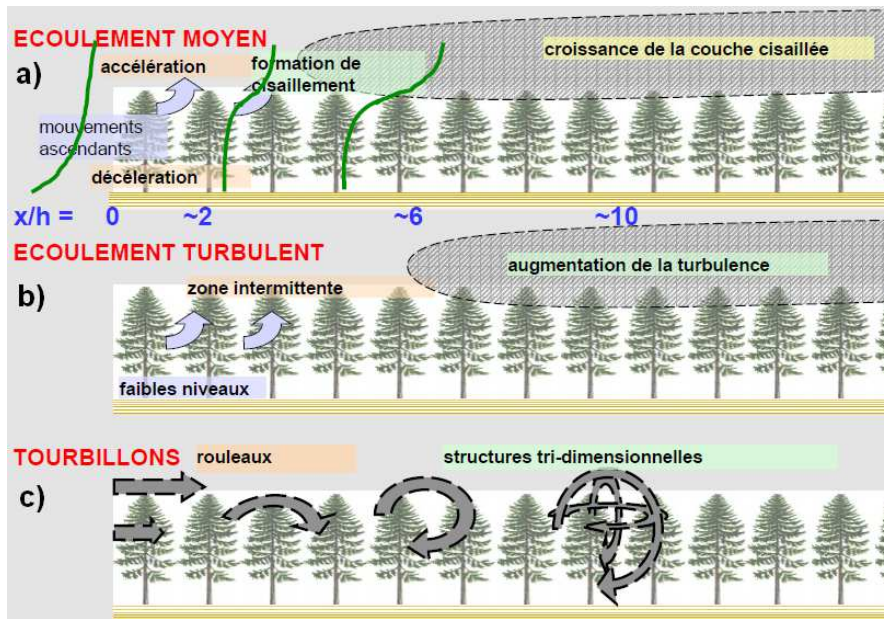


FIGURE 1.6 – Evolution de l'écoulement du vent pénétrant dans une forêt en fonction de la distance x/h de la lisière. a) Ecoulement moyen et profil de la vitesse horizontale. b) Ecoulement turbulent. c) Tourbillons. (Brunet (2011), adaptée de Dupont and Brunet (2009)).

mouvement (b) est constant au-dessus du couvert ; à l'intérieur du couvert par contre, le flux vertical de quantité de mouvement n'est plus constant en fonction de la hauteur. Les feuilles, les tiges et les branches agissent sur l'écoulement comme autant de freins aérodynamiques. L'absorption du flux de quantité de mouvement se produisant presque uniquement dans la partie supérieure du couvert, le flux transmis au sol est pratiquement nul. Dans la canopée, les écarts-type de u , v et w (c) sont plus faibles qu'au-dessus. Comme pour les profils précédents, l'énergie cinétique turbulente (ECT) (d) diminue dans le couvert à cause de l'absorption de la quantité de mouvement par le feuillage. Les coefficients d'asymétrie Sk_u et Sk_w (e) des composantes de vitesse sont presque nuls au-dessus du couvert. Au-dessus du couvert par contre, $Sk_u > 0$ et $Sk_w < 0$ indiquent que la turbulence est dominée par des rafales descendantes, signes du passage de structures turbulentes. Enfin, le coefficient d'aplatissement Kt_u (f) atteint un maximum de 3.5 au niveau du couvert alors que Kt_w augmente dans le couvert pour atteindre une valeur de 5 au sol, ce qui indique la présence de tourbillons qui ont suffisamment d'énergie pour pénétrer dans le couvert.

Partant de ces caractéristiques communes entre des couverts de type différents,

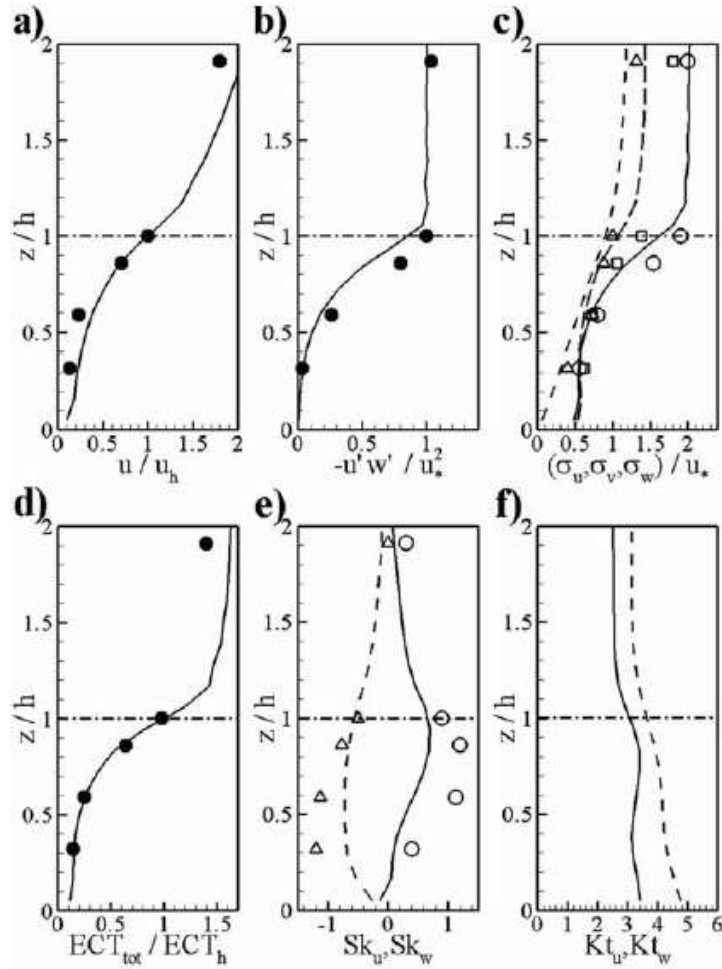


FIGURE 1.7 – Profils caractéristiques de l'écoulement turbulent issu du modèle ARPS : a) Vitesse horizontale, b) Flux de quantité de mouvement, c) Ecart-types de u, v et w (σ_u : ligne continue - cercle vide; σ_v : longs tirets - carré vide; σ_w : petits tirets - triangle vide), d) Energie cinétique turbulente totale, e) Coefficient d'asymétrie de u et w (Sk_u : ligne continue - cercle vide; Sk_w : tirets - triangle vide), f) coefficient d'aplatissement de u et w (Kt_u : ligne continue; Kt_w : tirets). Les variables sont normalisées par les valeurs moyennes au sommet du couvert et la vitesse de frottement u_* (Dupont and Brunet (2008c)).

Raupach et al. (1996) ont expliqué les spécificités de la turbulence du vent comme le résultat d'une instabilité de type couche de mélange liée à l'inflexion du profil de vent moyen au niveau du sommet du couvert végétal (Figure 1.8 c).

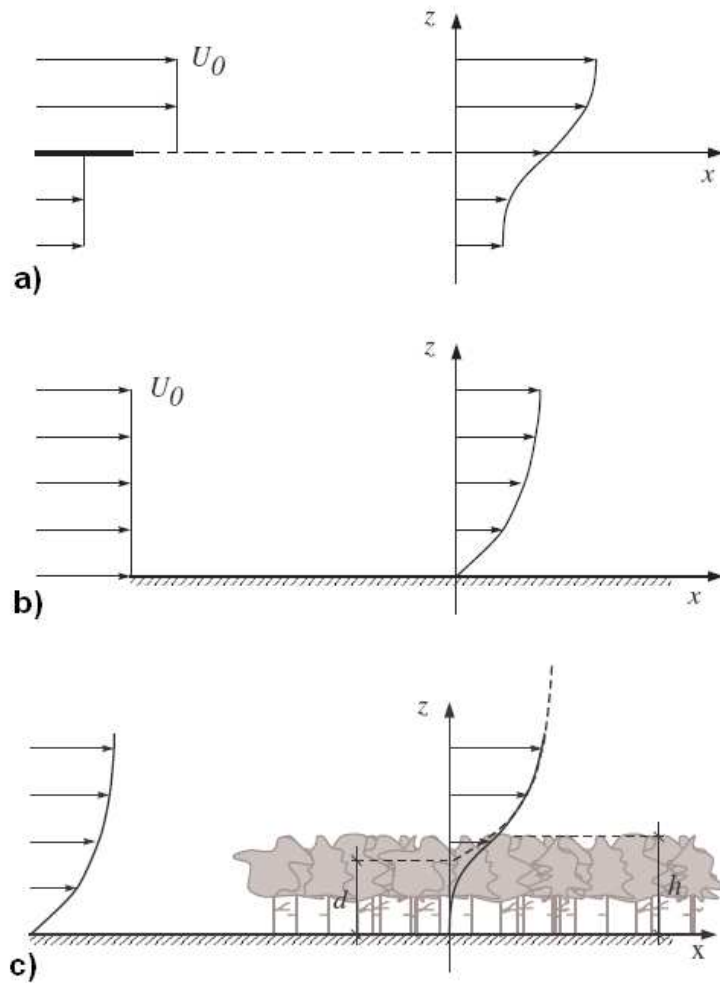


FIGURE 1.8 – Couche de mélange. a) Fluides s'écoulant à des vitesses différentes séparés par une plaque. Après retrait de la plaque, les fluides se mélangent. b) Ecoulement de couche limite. c) Analogie de couche de mélange pour l'écoulement du vent sur un couvert végétal (Krzikalla, 2005).

Cette instabilité aussi appelée instabilité de Kelvin-Helmholtz (Figure 1.4 b) se définit de la manière suivante : c'est un mouvement ondulatoire qui se forme lorsque deux fluides sont superposés et se déplacent à des vitesses différentes à leur surface de contact (Figure 1.8 a). Cette instabilité a été étudiée au XIX^e siècle par les physiciens Lord Kelvin et Hermann Ludwig von Helmholtz qui ont montré que la différence de vitesse entre les deux fluides va engendrer un flot turbulent

transversal à la frontière. Cette instabilité joue un rôle important dans de nombreuses situations géophysiques et notamment dans la dynamique de l'atmosphère. Les structures tourbillonnaires contribuent de façon significative au transport de quantité de mouvement.

Pour résumer, la dynamique du vent sur des couverts végétaux diffère des caractéristiques d'un écoulement de couche limite sur une surface rugueuse (§1.3) et présente des similitudes entre des couverts de taille, de densité et de type très différents. De plus les fluctuations dominantes du vent au-dessus des couverts végétaux résultent d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz liée à l'inflexion du profil de vitesse au niveau du sommet du couvert. Ce phénomène apparaît sur des échelles de quelques centimètres pour les fluctuations de vent au-dessus de modèles réduits de couverts, jusqu'à des dizaines de mètres pour les écoulements au-dessus des forêts. Une conséquence de ce mécanisme de type couche de mélange réside dans le fait qu'une échelle de longueur unique et une échelle de vitesse unique, U_h , régissent l'instabilité primaire et les structures cohérentes résultantes au niveau des couverts végétaux (Raupach et al., 1996).

Maintenant que les caractéristiques des écoulements sur couvert végétal sont définies, intéressons-nous à la modélisation de la dynamique des plantes et des arbres en particulier lors de vents violents en condition de tempêtes. Cela afin de trouver un moyen pour étudier et améliorer notre compréhension des phénomènes en jeu. Il s'agit de trouver comment simuler les mouvements de forêts avec un grand nombre d'arbres, les grandes déflexions et la casse des arbres.

1.6 Dynamique de l'arbre au vent

Une grande partie de ce que nous savons actuellement de la dynamique des plantes au vent provient de mesures expérimentales (de Langre, 2008). De nombreuses études faisant appel à des appareils de mesures tels que des jauges extensiométriques, des inclinomètres, des anémomètres (Watt et al., 2005; Sellier et al., 2006) ont permis d'assimiler le mouvement des plantes à un mouvement de type oscillant. Ainsi, comme pour tout mouvement vibratoire, les caractéristiques suivantes seront utilisées pour décrire la dynamique de l'arbre : la fréquence qui désigne la mesure du nombre de fois qu'un phénomène périodique se reproduit par unité de temps et le mode propre qui fait référence à la vibration de tous les points d'un système mécanique à une fréquence donnée. Par exemple, le mouvement d'une poutre encastree flexible peut être décomposé en la somme de formes simples, les modes propres, pondérés par des déplacements généralisés (Figure 1.9, de Langre and Chaigne (2008)).

Sous l'action du vent, la plante bouge en un mouvement semblable à un oscillateur amorti. Elle se penche dans le sens du vent puis revient à sa position d'origine

$$X(z,t) = q_1(t) \left[\begin{array}{|c|} \hline \text{Red curve} \\ \hline \end{array} \right] + q_2(t) \left[\begin{array}{|c|} \hline \text{Blue curve} \\ \hline \end{array} \right] + q_3(t) \left[\begin{array}{|c|} \hline \text{Green curve} \\ \hline \end{array} \right] + \dots$$

FIGURE 1.9 – Décomposition du mouvement d’une tige flexible sur sa base modale (de Langre and Chaigne, 2008).

en oscillant. Dans ce mouvement, les forces en jeu sont l’inertie de l’arbre, son amortissement et sa raideur. L’inertie est la résistance qu’oppose tout objet à un changement de son mouvement. Isaac Newton définit l’inertie comme sa première loi dans ‘Philosophiae Naturalis Principia Mathematica’: ‘Tout corps persévère dans l’état de repos ou de mouvement uniforme en ligne droite dans lequel il se trouve, à moins que quelque force n’agisse sur lui, et ne le contraigne à changer d’état’. Le principe d’inertie est un principe fondamental de la physique classique utilisé pour décrire le mouvement d’un solide et les changements de ce mouvement par les forces appliquées au solide. Pour un arbre, un modèle dynamique considère l’inertie de la masse du tronc, des branches et du feuillage. En mécanique, l’amortissement est un effet qui réduit l’amplitude des oscillations d’un système. Cet effet est lié linéairement à la vitesse des oscillations. Cette restriction conduit à une équation différentielle linéaire du mouvement. Dans le cas des arbres, ce sont les branches et le feuillage qui jouent un rôle prépondérant dans l’amortissement. Les feuilles dans le vent freinent aérodynamiquement l’arbre. La raideur est la caractéristique qui indique la résistance à la déformation élastique d’un corps. Plus un solide est raide, plus il faut lui appliquer un effort important pour obtenir une déflexion donnée. Cette force est proportionnelle au déplacement du solide. Pour l’arbre, la raideur, l’élasticité viennent principalement du tronc. Elles sont quantifiées par le diamètre et le moment quadratique ainsi que le module de Young de l’arbre.

La force qui s’exerce sur l’arbre provient du vent. Le vent est un phénomène intermittent dont l’action s’opère sur les parties aériennes de l’arbre, entraînant un comportement oscillatoire du végétal comme décrit précédemment. La réponse de l’arbre au vent fait donc intervenir la force du vent. Cette force exercée par le vent sur l’arbre dépend de sa résistance au vent. Elle s’exerce sur toute la hauteur de l’arbre h . Cette force dite ‘force de traînée’ dépend de la densité de l’air ρ , de la vitesse du vent U , de la surface foliaire perpendiculaire au vent A_{ftree} et de

vitesse de déplacement de l'arbre \dot{d} . Cette force prend aussi en compte la 'qualité' du houppier par le coefficient de traînée C_d . Ce paramètre quantifie la capacité de l'arbre à intercepter le vent et est d'autant plus grand que le feuillage est dense. C'est ainsi que ce paramètre varie en fonction de l'espèce d'arbre, mais aussi de la feuillaison. Les feuillus, qui perdent leurs feuilles en hiver, sont ainsi moins soumis à l'action du vent.

Les différentes forces intervenant dans le mouvement de l'arbre donnent finalement lieu à une équation de la dynamique du type :

$$M\ddot{d} + C\dot{d} + Kd = F_{\text{traînée}}(\rho, C_d, A_{\text{tree}}, U, \dot{d}, h) \quad (1.3)$$

La conjugaison de ces actions et réactions peut conduire à une déformation plus ou moins importante de l'arbre jusqu'à sa rupture. Cette description du mouvement sera changée en fonction de ce que l'on veut étudier : les déflexions sont-elles petites ou grandes ? Prend-on en compte le contact entre les arbres voisins ? Combien de niveau de branches choisit-on de décrire ? Si l'on souhaite modéliser la rupture, quelle loi de comportement élastique choisir ?

La réponse à ces questions conduira à des modèles plus ou moins complexes suivant le type de problème que l'on souhaite traiter. Un modèle simple entraînera de nombreuses hypothèses simplificatrices pour avoir des équations simples à résoudre. Ce type de modèle plus simple permet de simuler le mouvement de peuplement. De tels modèles sont dits linéaires. Pour des modèles plus complexes, il est nécessaire d'être plus proche de la réalité et d'utiliser une description plus fine nécessitant des méthodes de résolution plus coûteuses en temps de calcul.

1.7 Modèles de dynamique complet de l'arbre

La modélisation mécanique de la dynamique de l'arbre permet de simuler le comportement de l'arbre soumis à des vents plus ou moins forts. Elle permet aussi l'étude des efforts appliqués à l'arbre et des mouvements de l'arbre ainsi que l'étude de sa résistance à la rupture au déracinement (Niklas, 1992; de Langre, 2012).

Depuis plusieurs années, des modèles de dynamique complets de l'arbre à l'échelle de l'individu sont développés. Ces modèles représentent de manière détaillée l'architecture de l'arbre et permettent le calcul des déplacements, des contraintes à des niveaux très détaillés de la structure arbre. Ces modèles font usage de méthodes numériques pour simuler la dynamique de l'arbre au vent à l'échelle de l'individu. Fournier et al. (1993) ont développé un modèle basé sur la méthode des éléments finis. Son domaine d'application se limite à l'étude des modes propres de déformation de l'arbre. Un autre modèle qui permet l'analyse des contraintes et des déformations est celui de Kerzenmacher and Gardiner (1998) qui ont modélisé la répartition massique sur le tronc de l'ensemble des branches, de même que la

répartition sur le tronc de l'effort aérodynamique. De plus, Ancelin et al. (2004), Moore and Maguire (2008), Sellier et al. (2008), Rodriguez et al. (2008) ont également développé des modèles numériques de la dynamique de l'arbre au vent, résolus par la méthode des éléments finis. L'effort aérodynamique considéré est lui aussi réparti sur les branches en fonction de la surface foliaire qu'elles portent. La meilleure description géométrique des arbres, permise par ces modèles plus complexes, reproduit mieux la dynamique de l'arbre au vent en prenant en compte la répartition de l'excitation sur plusieurs ordres de branches.

Mais ces modèles complexes sont trop coûteux en temps de calcul pour simuler la dynamique de peuplements. Dans ce travail de thèse, il s'agit donc de développer un modèle de dynamique de l'arbre plus simple permettant une bonne description des mouvements avec des temps de calculs faibles.

1.8 Modèles adaptés à la dynamique de peuplement

Pour modéliser le mouvement d'une plante plus simplement, un modèle d'oscillateur amorti représenté par une tige rigide est souvent adopté (Figure 1.10). Dans ce type de modèle, la déformée de la tige est soit calculée à l'aide d'une approche de type poutre élastique (Baker, 1995), soit imposée en considérant un mode de vibration particulier, la plupart du temps le mode fondamental (Flesch and Grant, 1991). La rigidité en flexion de la plante prend en compte la raideur structurale de la tige. L'effet du vent sur la plante est représenté par la traînée aérodynamique appliquée comme un forçage sur l'équation dynamique de l'oscillateur. Cette force de traînée est imposée comme une force temporelle arbitraire à une fréquence et une amplitude données (Farquhar et al., 2000). Des modèles analytiques ont été développés, notamment ceux proposés par Finnigan and Mulhearn (1978) ou Mayer (1987). Ces modèles simples d'utilisation possèdent des solutions analytiques et permettent des premières analyses du mouvement de l'arbre.

Mais il existe aujourd'hui peu de modèles couplant à la fois le calcul de l'écoulement du vent et celui de la dynamique de cultures ou de forêts. L'interaction entre plantes voisines a été étudiée par Doaré et al. (2004). Dans ce modèle, la représentation par tige rigide est adoptée et le vent est représenté simplement par le transport de fonction sinus. Toujours avec un modèle d'oscillateur linéaire pour des tiges de luzerne, Py et al. (2005) et Py et al. (2006) ont simulé le vent par un modèle linéaire des équations de Navier-Stokes. De même, Webb and Rudnicki (2009) ont proposé un modèle du mouvement de forêt où les arbres sont des oscillateurs linéaires en contact. Une autre étape a été franchie par Dupont et al. (2010). Cette fois, le modèle de vent est non-linéaire. L'écoulement turbulent sur un champ de

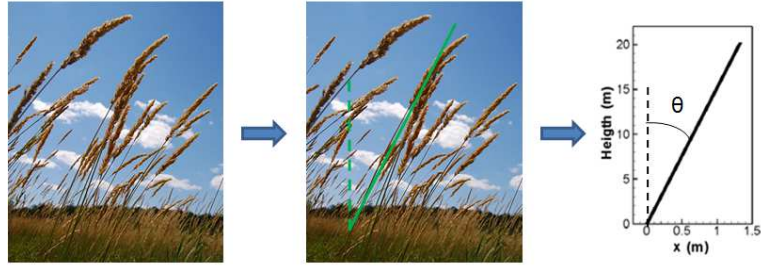


FIGURE 1.10 – Modélisation d'une plante par une tige rigide

luzerne y est simulé par un modèle LES (Figure 1.11) permettant d'obtenir des résultats plus réalistes grâce à la meilleure description du vent procurée par la simulation des grandes échelles. Ces résultats ont été validés par rapport à des enregistrements vidéo effectués par Py et al. (2005). De plus cette étude montre que le mouvement des plantes n'affecte pas l'écoulement du vent.

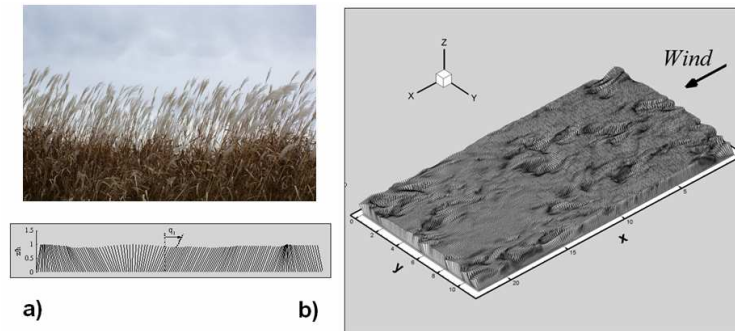


FIGURE 1.11 – Exemple d'un modèle simple permettant la simulation du mouvement au vent d'un peuplement. a) Champ de céréale représenté par une rangée de tiges identiques. b) Observation du phénomène Honami (Dupont et al., 2010).

Mais ces modèles simples sont limités à des vents faibles car ils font appel à l'hypothèse des petits déplacements, hypothèse qui permet de simplifier les équations du mouvement et leurs méthodes de résolution. Pour améliorer ce type de modèle et pouvoir simuler le mouvement de forêts, il s'agit maintenant de passer à un modèle de mouvement des arbres qui reste simple tout en permettant la simulation des grands déplacements et ainsi la dynamique de peuplement dans des conditions de tempêtes.

1.9 Simulation des grands déplacements

Pour simuler des conditions de tempêtes générant des grandes déflexions de tous les arbres d'une forêt, l'approche tige est la bonne mais pour être plus réaliste que dans la description des modèles vue plus haut, l'hypothèse des petits déplacements n'étant plus valable, il faut avoir recours à une description non linéaire du mouvement, représenter l'arbre par une tige flexible et formuler le problème différemment. Habituellement ce type de modèle non linéaire fait appel à une formulation de type conservation de la quantité de mouvement et du moment cinétique résolu par des méthodes de la famille Newmark : Gatti-Bono and Perkins (2004), Gobat et al. (2002), Sobottka et al. (2008). Ces modèles, appliqués à la dynamique de ligne de pêche, de chaîne pendante ou de chevelure virtuelle, permettent de simuler les grands déplacements, allant même jusqu'à représenter le bouclage et la vrille des tiges sur elles-mêmes. Cependant, pour le cas qui nous intéresse, ces méthodes de résolution restent coûteuses en temps de calcul pour simuler le mouvement du peuplement. Toutefois, comme nous le verrons prochainement, l'utilisation de non linéarités géométriques dans notre modèle va permettre d'atteindre le but fixé.

1.10 Modélisation de la rupture

Enfin, pour simuler la création et la propagation de trouées (Figure 1.12), il est nécessaire d'introduire un critère de rupture dans notre modèle.

Lors de tempêtes, les branches, les arbres sont rompus. Les forces de vent et les déflexions qui en résultent sont trop importantes. Des fissures peuvent apparaître ou bien le bois dépasse sa contrainte limite à la rupture et se rompt. Le bois est un matériau particulier qui présente des propriétés non linéaires, on parle de non linéarités matérielles cette fois. Farquhar and Zhao (2006) a présenté une étude concernant la modélisation de la rupture de structures botaniques possédant des défauts comme les noeuds ou les fissures. Cependant, pour prendre en compte la casse des arbres, les critères de rupture linéaire classiquement utilisés en mécanique des structures (Timoshenko and Gere, 1972) peuvent être appliqués au cas des arbres (Niklas, 1992; Lopez et al., 2011). Nous opterons, en première approche, pour un critère simple portant sur le moment de flexion à la manière de Gardiner et al. (2000) sans prendre en compte la rupture à la fatigue et la casse d'arbres provoquée par la chute d'autres arbres. De plus, les tempêtes étant généralement accompagnées de pluie, un déracinement des arbres peut se produire suivant le type de sol. Dans cette étude, la pluie et le déracinement ne seront pas simulés.



FIGURE 1.12 – Trouée dans une forêt en Nouvelle Zélande après une tempête (photo John Moore)

1.11 Conclusion

Pour simuler l'écoulement turbulent du vent à l'échelle du paysage, nous optons donc pour un modèle utilisant la technique de simulation des grandes échelles (LES). La dynamique des arbres, quant à elle, est représentée par un modèle de tige flexible, non linéaire sur base modale.

Modélisation LES

Comme modèle LES, nous choisissons donc le modèle Advanced Regional Prediction System initialement développé par le centre d'analyse et de prediction des tempêtes (CAPS) de l'université d'Oklahoma puis modifié par notre équipe pour prendre en compte la présence de végétation (Dupont and Brunet, 2006, 2008b,c). Ce modèle va permettre de simuler les conditions de tempêtes nécessaires pour nos objectifs.

ARPS est un système complet de prévision météorologique qui a été validé pour un ensemble d'écoulements de méso-échelle pendant la dernière décennie. Il

s'agit d'un modèle 3D compressible et non-hydrostatique dans lequel les équations de Navier-Stokes sont écrites en coordonnées de suivi de terrain. Le modèle résout les équations de conservation pour les trois composantes de vitesse, la pression, la température potentielle et les différentes composantes de l'eau. A fine résolution spatiale, les équations de conservation sont filtrées pour séparer les petites des grandes structures turbulentes. En conséquence, ARPS résout explicitement les grandes structures, et donc les rafales, tandis que l'effet des petites structures sur les grandes est modélisé (Xue et al., 1995).

ARPS a été étendu au cas de l'écoulement à l'intérieur de la végétation en introduisant dans l'équation de conservation de quantité de mouvement un terme de force de traînée dû à la végétation. Les structures turbulentes générées par le cisaillement au sommet du couvert sont explicitement résolues tandis que les mouvements turbulents se produisant à une échelle de sous-maille sont modélisés (Dupont and Brunet, 2008c).

Dynamique des arbres

Comme nous l'avons vu précédemment, la modélisation des plantes par une tige permet de simuler la dynamique de couvert végétal. Il s'agit d'avoir un modèle simple (chapitre 2), peu coûteux en temps de calcul, et permettant de représenter le mouvement d'un arbre. Pour cela, le modèle de Dupont et al. (2010) est étendu au mouvement des arbres et des forêts par une tige flexible en utilisant la décomposition du mouvement sur base modale (Figure 1.9). De plus, en ajoutant des non linéarités géométriques à notre modèle, il est possible de simuler les grands déplacements jusqu'à la rupture de l'arbre. Enfin, pour simuler la rupture, une simple loi contrainte-déformation adaptée au cas des arbres sera appliquée (Gardiner et al., 2000).

Ainsi, le modèle couplé ARPS - non linéaire sur base modale (chapitre 3) va permettre l'étude de la réponse des arbres à des vents plus ou moins violents, et l'étude des effets des trouées sur l'écoulement du vent et cela, pour des forêts comptant un très grand nombre d'arbres. Le modèle pourra aussi être appliqué à l'étude de techniques de sylviculture afin d'évaluer l'effet de ces méthodes sur la vulnérabilité d'une forêt (chapitre 4).

Un modèle simple de dynamique de l'arbre pour le mouvement de forêts en condition de tempête

Les arbres répondent aux passages des rafales de vent en se balançant comme des oscillateurs harmoniques amortis (de Langre, 2008), et dans des conditions de tempêtes avec des vents très turbulents, ils peuvent même atteindre un moment de flexion critique conduisant à la rupture ou au déracinement. Il est donc important de mieux comprendre les facteurs en jeu, le rôle de la turbulence dans la casse des arbres. Pour atteindre cet objectif, la modélisation à la fois du mouvement de l'arbre et de la dynamique de l'écoulement dans des conditions de vents violents sont nécessaires.

Il existe de nombreux modèles du mouvements des arbres. Cependant, ils ne peuvent pas être applicables dans notre cas car soit ils sont trop simples pour décrire les grandes déflexions et la rupture des arbres lors d'une tempête, soit ils sont trop coûteux en temps de calcul pour être couplés et implémentés dans un modèle d'écoulement atmosphérique.

Nous sommes donc confrontés à la nécessité de trouver un compromis adéquat entre la simplicité du modèle de l'arbre et son réalisme physique. Un bon point de départ consiste à considérer l'arbre comme une poutre flexible dont le mouvement est représenté par une analyse modale linéaire et dont les non-linéarités géométriques liées à la courbure de l'arbre lors de grands déplacements sont prises en compte dans l'expression de la force de traînée induite par le vent sur la structure de l'arbre.

Tel est le principe du modèle décrit dans ce chapitre. Sa capacité à simuler les grandes déformations est d'abord testée dans le cas d'un filament simple en le comparant à l'expérimentation en soufflerie de Gosselin et al. (2010). Le modèle est ensuite appliqué et évalué sur trois espèces d'arbres différentes. Dans un premier temps, la réponse d'un pin maritime soumis à un écoulement du vent avec des turbulences modérées est simulée et comparée avec les résultats obtenus par Sellier et al. (2008) avec leur modèle dynamique d'arbre complexe. Puis le moment de flexion maximal d'un épicéa causé par la vitesse moyenne du vent au sommet de l'arbre est reproduit et comparé avec les données de Gardiner et al. (1997).

Enfin, les vitesses de vent critiques que peut supporter un pin sylvestre avant la rupture, notamment leurs sensibilités à la hauteur des arbres et au diamètre du tronc, sont déduites du modèle et comparées aux vitesses de vent critiques prédites par les modèles mécanistes Gales et HWIND (Gardiner et al., 2000), développés spécialement pour prédire la vulnérabilité des arbres au vent. Avant de conclure cette étude, les limites du modèle sont discutées, et des suggestions pour des améliorations futures sont proposées.

Ce chapitre est présenté sous la forme de l'article Pivato et al. (2014) publié dans la revue *Trees, structure and function*.

A SIMPLE TREE SWAYING MODEL FOR FOREST MOTION IN WINDSTORM CONDITIONS

David Pivato • Sylvain Dupont • Yves Brunet

Abstract

A simple tree swaying model, valid for windstorm conditions, has been developed for the purpose of simulating the effect of strong wind on the vulnerability of heterogeneous forest canopies. In this model the tree is represented as a flexible cantilever beam whose motion, induced by turbulent winds, is solved through a modal analysis. The geometric nonlinearities related to the tree curvature are accounted for through the formulation of the wind drag force. Furthermore, a breakage condition is considered at very large deflections. A variety of case studies is used to evaluate the present model. As compared to field data collected on three different tree species, and to the outputs of mechanistic models of wind damage, it appears to be able to predict accurately large tree deflections as well as tree breakage, using wind velocity at tree top as a forcing function. The instantaneous response of the modelled tree to a turbulent wind load shows very good agreement with a more complex tree model. The simplicity of the present model and its low computational time make it well adapted to future use in large-eddy simulation airflow models, aimed at simulating the complete interaction between turbulent wind fields and tree motion in fragmented forests.

Keywords : Fluid-structure interaction, Modal analysis, Tree motion, Turbulent flow, Wind damage, Windstorm.

2.1 Introduction

During the past sixty years more than 130 storms were the cause of significant tree damage in European forests (see Gardiner et al., 2010, for a review). In late 1999 the Lothar and Martin storms caused 176 Mm³ losses of standing timber in France, representing € 6 Billion in lost revenue for the forest industry. Less than ten years later the Klaus storm caused a further 41 Mm³ of wood damage in Southwest France, representing an economic loss of € 3 Billion. Various processes are involved in windstorm damage but evidence from published and unpublished sources suggest the possibility that forest heterogeneity (e.g. gaps, clearings, roads, differences in height between adjacent plots) may explain part of the observed damages by inducing regions of higher turbulence, i.e. regions with particularly intermittent and energetic wind gusts (Flesch and Wilson, 1999; Dupont and Brunet, 2006, 2008a). Trees respond to passing gusts by swaying like damped harmonic oscillators (de Langre, 2008), and in highly turbulent conditions they can even reach a

critical bending moment leading to breakage or uprooting. It is therefore important to better understand the role of forest heterogeneities on the vulnerability to wind load of trees located downwind from these heterogeneities. To achieve this, modelling both tree and flow dynamics in high wind conditions is required.

Only a few fully-coupled wind flow and plant swaying models have been described in the literature. The analytical models developed by Finnigan and Mulhearn (1978), Py et al. (2006), Webb and Rudnicki (2009) and Gosselin and de Langre (2009) involve a linearised momentum equation coupled with an oscillating vegetation canopy through a drag force, using a linear stability analysis. However the wind flow is usually idealised in these models, which makes them inappropriate in heterogeneous environments. Furthermore these models assume small plant deflections. The mechanistic model developed by Dupont et al. (2010) is based on the coupling of a Large-Eddy Simulation (LES) wind flow model with an oscillating vegetation canopy. The advantages of LES compared to analytical models are that (1) it explicitly simulates wind flow gusts hitting the plant canopy and (2) it is applicable in heterogeneous environments (see, for example, Dupont and Brunet, 2008a; Dupont et al., 2008). However, as with all other analytical models cited here, the plant swaying model used by Dupont et al. (2010) assumes small plant deflections, which makes it invalid in high wind conditions. The goal of the present study is to develop and evaluate a new tree swaying model (1) that is applicable in windstorm conditions, i.e. it accounts for large tree deflections, (2) that considers the possibility of tree breakage under strong enough wind load, and (3) that is sufficiently simple and low time consuming to be introduced in a LES wind flow model in the future, in order to simulate complete wind-forest interaction during a windstorm.

A large range of individual tree dynamic models have been developed, where tree motion simply responds to wind profiles derived from an analytical function or time series measurements. These models range from simple mass-spring-damper models (e.g. Flesch and Wilson, 1999) to more complex models based on arrays of cylindrical elements (e.g. Kerzenmacher and Gardiner, 1998) and models based on the finite-element method (e.g. Sellier et al., 2008; Rodriguez et al., 2008). However these models are either unable to simulate large deflections, or too complex to simulate whole forest motion and thereby to be implemented in a LES model. Representing large deflections requires nonlinear terms to be introduced in the tree motion equation. Dynamic nonlinear models have been developed for various type of flexible stems such as fly line fishing (Gatti-Bono and Perkins, 2004) or hair (Sobottka et al., 2008). These models are usually expressed in terms of conservation of linear and angular momentum, and solved with Newmark-like methods (Geradin and Rixen, 1997). However they are time consuming due to the calculation and inversion of a Jacobian matrix at every time step, and thus they

cannot be applicable in our case.

We are therefore facing the necessity to find an adequate compromise between the simplicity of the tree model and its physical realism. One good starting point is to consider the tree as a simple flexible cantilever beam whose motion is solved through a modal analysis, and the geometric nonlinearities related to the tree curvature are accounted for in the expression of the drag force induced by wind on the tree structure. This is the basis of the model described in Section 2.2. Its ability to simulate large deflections is firstly tested in the case of a simple filament against the wind-tunnel experiment of Gosselin and de Langre (2011). The model is then applied and evaluated on three tree species in Section 2.3. In a first step the response of a single Maritime pine tree (*Pinus pinaster*) to measured wind flow with moderate turbulence is simulated and compared with results obtained by Sellier et al. (2008) with their complex tree dynamic model. Then the maximum bending moment of a Sitka spruce tree (*Picea sitchensis*) as caused by mean wind speed at tree top is reproduced and compared with the field data of Gardiner et al. (1997). Finally the critical wind speed of a Scots pine tree (*Pinus sylvestris*) for breakage and its sensitivity to tree height and stem taper are deduced from the model and compared with the critical wind speeds predicted by the mechanistic models GALES and HWIND (Gardiner et al., 2000), which were especially developed to predict the risk of wind damage to trees. Before concluding this study the limits of the model are discussed in Section 2.4, along with suggestions for future improvements.

2.2 Model description

In the present model a tree is represented as a flexible cantilever beam that can sway in the longitudinal (x) and lateral (y) space directions when submitted to a turbulent flow (Figure 2.1). The beam is characterised by its height h , total mass m_{tot} , mean drag coefficient C_d^{tree} , damping coefficient ξ , Young modulus E , trunk diameter D_{bh} at breast height, wood density ρ_w , and vertical distributions of frontal area density A_f^{tree} and mass m (here m is assumed to follow A_f^{tree}). In this way the tree crown (including branches and leaves) is indirectly accounted for through the latter two terms. In what follows we present the beam motion equations, the breakage conditions, the numerical method and finally a first evaluation of the model with a large deflection.

2.2.1 Tree motion

A linear modal analysis is used to model the tree motion under wind load. Hence the deformation of the tree beam is decomposed into a set of n vibration modes so

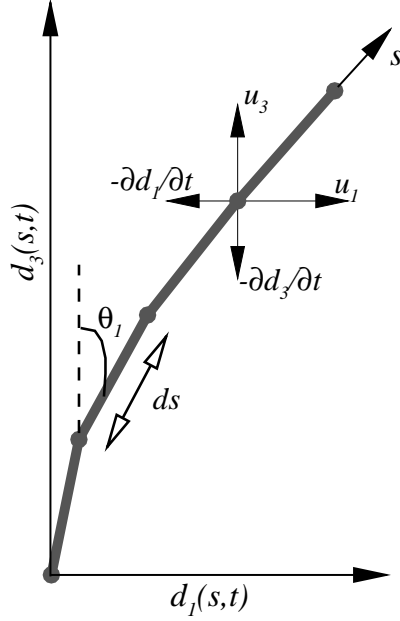


FIGURE 2.1 – Two-dimensional schematic representation of a tree as a flexible cantilever beam (see text for the definition of the variables).

that the displacement of the tree d_i at the curvilinear coordinate s , at time t and in direction i (where $i = 1$ and $i = 2$ refer to the longitudinal d_x and d_y lateral directions, respectively) is the sum of contributions of each vibration mode defined as $d_i(s, t) = \sum_{j=1}^n q_{ij}(t)\varphi_j(s)$. Here j is the mode number, $\varphi_j(s)$ represents the mode shape j of the flexible beam and $q_{ij}(t)$ its associated generalised displacement in direction i . The modal basis chosen here is orthogonal, so that there is no interaction between modes (see the Appendix). The dynamics of mode j is thus governed by the following equation :

$$m_j \frac{\partial^2 q_{ij}}{\partial t^2} + c_j \frac{\partial q_{ij}}{\partial t} + k_j q_{ij} = \int_0^h F_{di} \varphi_j ds, \quad (2.1)$$

where $i \in \{1, 2\}$, $m_j = \int_0^h m \varphi_j^2 ds$ is the j^{th} modal mass, $c_j = 4\pi m_j \xi f_j$, and $k_j = 4\pi^2 m_j f_j^2$ are the j^{th} modal damping and stiffness coefficients, respectively, f_j being the vibration frequency of mode j ; F_{di} is the drag force along direction i . The terms on the left-hand side of Eq. 2.1 are the inertia, damping and stiffness terms, respectively. The term on the right-hand side represents the drag force induced by the wind, projected on the linear modal basis component φ_j .

This equation of plant motion is similar to that used by Py et al. (2006) for

alfalfa plants except that a damping term has been added here, and several modes of vibration are now considered instead of one simple linear mode. In the present study the tree mode shapes φ_j are simply assumed similar to those of a cylindrical cantilever beam with constant diameter (see the Appendix), and the first frequencies f_j have been deduced from field measurements. In the absence of such measurements, an alternate option is to deduce the frequencies from Voltera and Zachmanoglou (1965) (see the Appendix). This approach is not perfectly consistent with the fact that in the tree bending moment equation used to estimate tree breakage the tree diameter is considered as height dependent (see Section 2.2.2). However this simplification is reasonable for trees with a slender shape, and for trees with large crowns a finite-element method (as in Sellier et al., 2008) could be used in the future to deduce φ_j and f_j more accurately from the actual tree architecture. Furthermore, the variation of vibration mode frequency with beam deflection has been neglected. Such small variations need not be considered for representing tree motion.

In the models of Py et al. (2006) and Dupont et al. (2010) small plant deflections were assumed, leading to the following linear formulation of the drag force that depends on the difference between local wind velocity components u_i and plant deflection velocity components $\partial d_i / \partial t$:

$$F_{di} = \rho C_d^{tree} A_f^{tree} \left| u_i - \frac{\partial d_i}{\partial t} \right| \left(u_i - \frac{\partial d_i}{\partial t} \right), \quad (2.2)$$

where ρ is the air density.

This drag force has to be reformulated to account for large tree deflections. To this purpose the geometric nonlinearities due to the inclination of the flexible beam relative to the directions of the wind velocity components must be considered. This implies that the angle θ_i between the vertical and a beam segment, projected on the vertical plane along direction i , can no longer be assumed negligible (see Figure 2.1). The drag force F_{di} exerted on a beam segment and projected along direction i then writes :

$$F_{di} = \rho C_d^{tree} A_f^{tree} \left| u_i \cos \theta_i - u_3 \sin \theta_i - \frac{\partial d_i}{\partial t} \cos \theta_i + \frac{\partial d_3}{\partial t} \sin \theta_i \right| \left(u_i \cos \theta_i - u_3 \sin \theta_i - \frac{\partial d_i}{\partial t} \cos \theta_i + \frac{\partial d_3}{\partial t} \sin \theta_i \right) \cos \theta_i, \quad (2.3)$$

where u_3 is the vertical wind velocity component and d_3 the vertical coordinate of the beam segment. Thus, Eq. 2.1 with the nonlinear right-hand side member given in Eq. 2.3 provides a nonlinear modal basis model.

2.2.2 Tree breakage

In mechanistic models predicting wind damage to trees such as GALEs (Gardiner et al., 2000), trees are considered to break when their maximum bending moment $M_{b,max}$ reaches a critical value $M_{b,crit}$ defined as :

$$M_{b,crit} = \frac{\pi}{32} f_{knot} M_R D^3, \quad (2.4)$$

where f_{knot} is a parameter between 0.8 and 1.0 that reduces the tree elasticity due to the presence of knots, M_R is the modulus of rupture which is specific to the tree species, and D is the trunk diameter. In GALEs, $M_{b,crit}$ is usually calculated at breast height ($D = D_{bh}$).

In the present model the bending moment $M_b(s, t)$ is computed all along the beam and at each time step from :

$$M_b = EI \frac{d\theta}{ds}, \quad (2.5)$$

where $I = \pi D^4/64$ is the second moment of inertia, $d\theta/ds$ is the local beam curvature and θ is the angle between the vertical and a beam segment. If the vertical variation of D is unknown it can be assumed to vary linearly from D_{bh} at breast height to zero at tree top. Hence, under a turbulent wind load the tree is assumed to break whenever $M_b \geq M_{b,crit}$ at any location along the beam. Note that the beam is assumed perfectly clamped in the ground, so that tree uprooting is not accounted for in the present version of the model (see Section 2.4).

When a mean vertical wind profile is applied instead of a turbulent wind profile, as is done in Section 2.4 for example, M_b represents the mean tree bending moment. The maximum bending moment can then be deduced from $M_{b,max} = GM_b$, where G is a gust factor accounting for turbulence, which is predicted from the equation of Gardiner et al. (1997) as a function of the distance of the tree to the stand leading edge. In this case the critical mean wind velocity at tree top and stand edge, as computed by GALEs, is the velocity required to reach the condition $M_{b,max} \geq M_{b,crit}$ at breast height. The mean wind speed at the stand leading edge is deduced from the mean wind speed at the tree location by assuming that (1) the vertical velocity profiles at both locations are equal at the altitude of 100 m and (2) the wind profile at the edge is logarithmic.

2.2.3 Numerical method

The beam is discretised along its length with a constant step Δs (Figure 2.1) leading in general to a minimum of ten segments. Beyond this number, the beam dynamics is not significantly affected by a finer resolution, meaning that the curvature of individual segments, and thereby the tangential load, are negligible. The

numerical procedure used to solve the tree motion submitted to a time-varying turbulent wind profile follows three steps :

1. The tree is initially considered straight with no deformation and zero deflection, acceleration and velocity. Before the tree is loaded with the wind velocity profile, the shapes of the first three modes ($n = 3$) are computed from Eq. A1 (see the Appendix), as well as the modal mass m_j , and the modal damping c_j and stiffness k_j coefficients. The frequencies of the first three modes ($n = 3$) are deduced from Eq. A3 in the absence of measurements. Then the time loop starts with a time step Δt , usually taken around 0.1 s.
2. The drag force is firstly computed from the previous tree position (at time $t - \Delta t$) and from the interpolated wind velocity profile at the beam node positions. Then the projection of the drag force on the modal basis (right-hand side term of Eq. 2.1) is computed from a trapezoidal integration method. The tree displacements are deduced at each node from Eq. 2.1 that is discretised in time using a central finite-difference scheme, and integrated with an Euler explicit method.
3. The bending moment M_b is computed at each node from Eq. 2.5 and compared to its critical value $M_{b,crit}$ (Eq. 2.4). When the final time step is reached or whenever $M_b \geq M_{b,crit}$ (tree breakage condition) the model stops ; otherwise the procedure goes back to step 2 for the next time step.

2.2.4 Validation on a filament

In order to investigate the ability of the model to simulate large deflections, and before it is applied on a tree, we find it informative to inspect its behaviour on a simple flexible filament submitted to a steady wind velocity, with a series of values taken in the range 0 to 25 ms^{-1} . This configuration is similar to that performed in a wind tunnel by Gosselin and de Langre (2011), and reproduced with their model based on an equation for momentum conservation in the flow direction coupled with the large-deformation Euler-Bernoulli equation. The characteristics of the filament are given in Table 2.1.

The maximum deflection angle of the upper end of the filament, as simulated with the present model, is compared with that simulated by Gosselin and de Langre (2011) in Figure 2.2a. The angle appears similar for both models over a range of wind velocity from 0 to 17 ms^{-1} , corresponding to angles from 0 to 68°. At higher wind velocity the present model provides a larger deflection angle. The changing shapes of the filament as simulated by the two models are shown in Figure 2.2b for the five wind velocities of Figure 2.2a. The computed deflection of the filament is smaller with the present model, especially at high wind velocity, and it can be seen that the deformation (as well as the maximum curvature) mostly occurs in the

Parameter	Designation	Filament	Maritime pine	Scots pine	Sitka spruce
A_f^{tree}	Frontal area density (m)	0.0094	Fig. 2.3a	Fig. 2.3a	Fig. 2.3a
C_d^{tree}	Canopy drag coefficient	0.2	0.31	0.35	0.2
D_{bh}	Diameter at breast height(m)	0.0094	0.25	0.16	0.18
E	Young Modulus (GPa)	3.1	8.1	14.6	6.35
h	Height (m)	0.04	21.6	15	13
m_{tot}	Total plant mass (kg)	0.005	690	169.5	161.5
M_R	Modulus of rupture (10^7 Pa)	-	3.9	3.9	3.4
ξ	Damping coefficient	0.	0.2	0.1	0.238
ρ_w	Wood density (kg m^{-3})	72	550	440	350

TABLE 2.1 – Mechanical properties of the filament and tree species used in the tree swaying model described here.

upper part of the filament, as compared to the model of Gosselin and de Langre (2011). This discrepancy is likely to be caused by differences in models. In their model, Gosselin and de Langre (2011) consider a succession of static cases using a shooting method to solve a nonlinear Euler Bernoulli elastica equation. In our hybrid model the shape of the fundamental linear mode (i.e. mode 1 in Figure 4a), which is mostly bent in its upper part, is the source of the differences between the two models. However this is not so important in the case of trees where deflections mostly occur in the crown part, so that trees will bend mostly in their upper part and break before such high levels of deflection are reached.

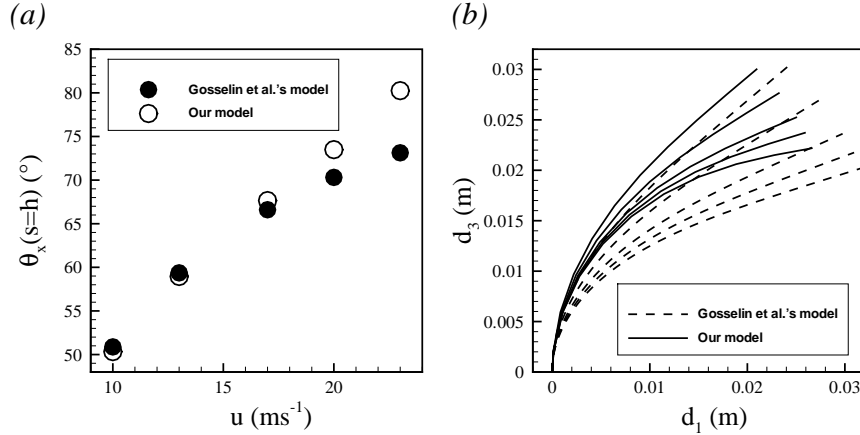


FIGURE 2.2 – Tree swaying model applied to a flexible filament loaded with an increasing mean wind velocity. (a) Deflection angle θ_x at the top of the filament versus mean wind velocity u , as simulated by the present model and the model of Gosselin and de Langre (2011). (b) Visualisation of the filament deformation as simulated by the two models for the five wind velocities of figure (a).

2.3 Evaluation of the tree swaying model

The tree swaying model presented in the previous section is now evaluated considering three different tree species for which datasets from previous field and numerical experiments are available : Maritime pine (Sellier et al., 2008), Sitka spruce (Gardiner et al., 1997) and Scots pine (Gardiner et al., 2000). The objective of this exercise is to test whether the present tree model (1) responds accurately to an imposed turbulent wind field in the Maritime pine case, and (2) provides correct bending and breaking patterns under a time-increasing wind speed in the Sitka spruce and Scots pine cases.

2.3.1 Maritime pine response to turbulent wind field

Sellier et al. (2008) measured the stem response of two mature Maritime pine trees to the ambient turbulent wind field. Both tree displacement and wind velocity components were measured at several heights with high frequency sensors. Sellier et al. (2008) used these measurements to validate their finite-element pine tree model developed using the ABAQUS software (SIMULIA, Dassault Systèmes, Versailles, France). Their model integrates a three-dimensional description of tree architecture, accounting for tree stem and branches. It is well suited for large deflections as mass and stiffness matrices are recomputed at each time step, according

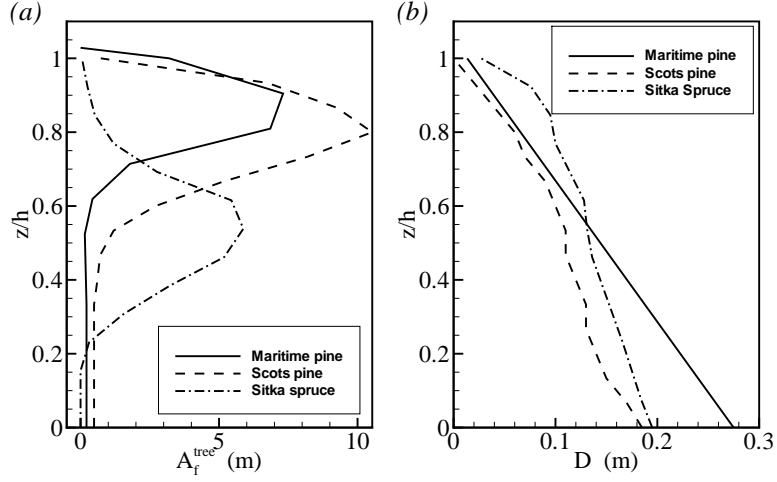


FIGURE 2.3 – Vertical variation of frontal area density A_f^{tree} (a) and stem diameter D (b) of the three tree species studied in this paper.

to the instantaneous tree geometry. The modelled and observed tree responses to the turbulent wind load showed good agreement. In this subsection, the response of our pine tree model to their recorded turbulent wind profile is compared with the response of their more complex tree model. For this purpose we only focus on the tree referenced as Tree 1 in Sellier et al. (2008). This 36 year-old tree is 21.6 m high and characterised by a frontal area density mostly concentrated in the upper part, i.e. between 13 and 21 m (see Figure 2.3a). As mentioned earlier a linear decrease of the trunk diameter with height is assumed (see Figure 2.3b). All other relevant characteristics of the tree are given in Table 2.1. The modal basis related to this tree is first discussed, then a vibration test is performed on the tree before its response to the turbulent wind flow is evaluated.

Modal basis

The shape φ_j of the first three modes associated with the pine tree and computed from Eq. A1 are shown in Figure 2.4. The corresponding modal mass m_j , and modal damping c_j and stiffness k_j coefficients are given in Table 2.2. The first frequencies f_j , also in Table 2.2, were deduced from the peak frequencies observed by Sellier et al. (2008) from the spectra of the measured stem angular displacement (see their Figure 3). The mode shapes exhibit only one curvature for the first mode, and two and three for the next two modes, respectively.

The mode frequency increases with the mode number. The modal mass rapidly decreases with increasing mode number, indicating that inertia decreases for higher

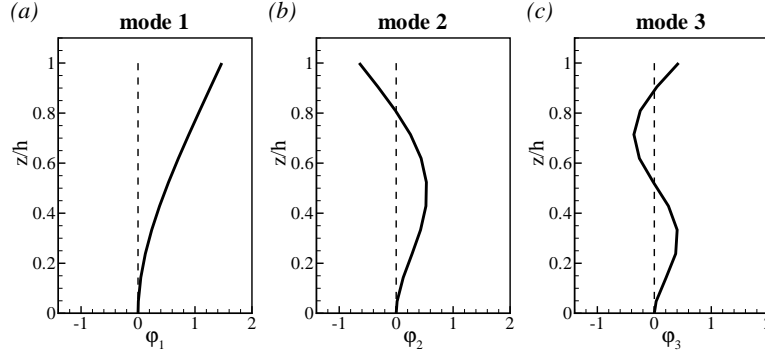


FIGURE 2.4 – The first three mode shapes of the cantilever beam representing the Maritime pine tree defined in Table 2.1.

modes while damping and stiffness coefficients increase. Overall, these results show that mode 1 is the main mode, far ahead of the other two, which is mostly due to the high stiffness of the trunk. This is consistent with the field measurements of Sellier et al. (2008). This result confirms that computing the mode shapes and frequencies of the Maritime pine from those of an equivalent cylindrical cantilever beam is reasonable.

	f_j (Hz)	m_j (kg)	c_j (kg s ⁻¹)	k_j (kg s ⁻²)
Mode 1	0.18	363.23	262.93	464.65
Mode 2	0.7	89.45	251.79	1730.36
Mode 3	1.4	48.45	272.76	3749.03

TABLE 2.2 – Frequency f_j , mass m_j , and damping c_j and stiffness k_j coefficients associated with the first three vibration modes of the Maritime pine tree defined in Table 2.1.

Vibration test

A vibration test is performed by applying a time-increasing force on the pine tree during 30 s, then suddenly releasing the tree. This force is equivalent to a uniform wind velocity going from 0 to 41.7 ms⁻¹ (see Figure 2.5a). The time variation of the tree deflection at its top ($s = 21.6$ m) is shown in Figure 2.5b. At maximum tree load the tree top deflection reaches 11.2 m. When the tree is released it springs back and oscillates around its upright position until its motion is damped, which takes almost 20 s. The period and logarithmic decrement of tree oscillations are 5.6 and 2.1 s, respectively. These values are in agreement with the frequency f_1 and

damping coefficient ξ_1 of the first vibration mode of the tree. The result obtained from the model using the linear form of the drag force (Eq. 2.2) is also shown in Figure 2.5b. As expected from the assumption of small displacements, the tree deflection is then widely overestimated and appears quite unrealistic.

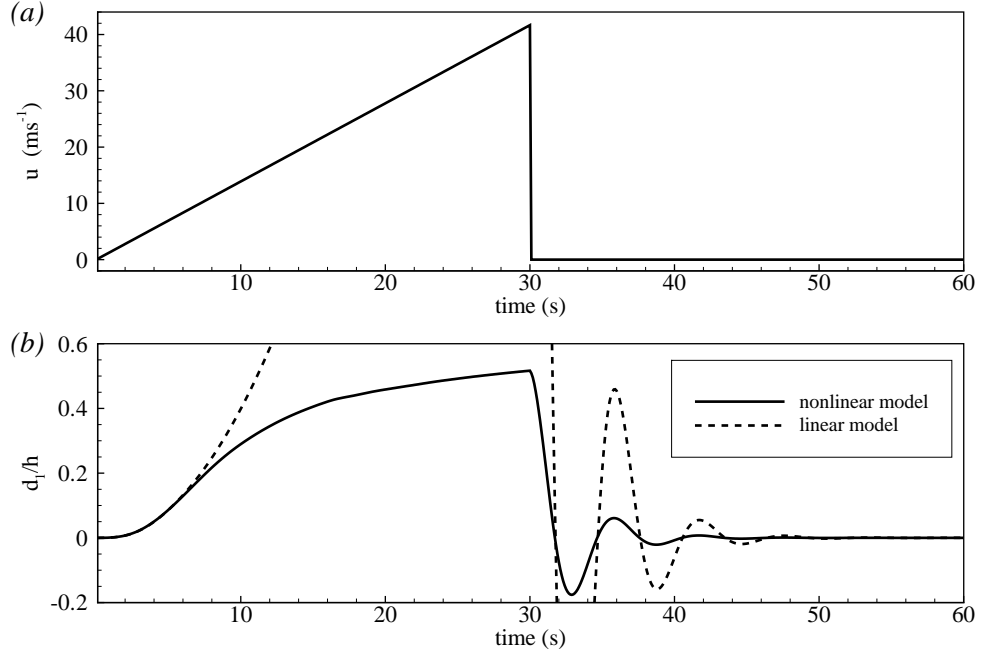


FIGURE 2.5 – Vibration test of the present model, as performed on the Maritime pine tree. (a) Time-varying horizontal wind velocity loading the tree. (b) Time-varying tree top displacement using a linear (Eq. 2.2) and a non-linear (Eq. 2.3) drag force.

The respective contributions of the first three vibration modes to the overall displacement of the pine tree are shown in Figure 2.6. The generalised displacement $q_{11}(t)\varphi_1(s)$ associated with the first mode is close to the overall tree motion as the displacement related to the second and third modes, $q_{12}(t)\varphi_2(s)$ and $q_{13}(t)\varphi_3(s)$, account for only a few centimeters and a few millimeters, respectively, to the overall tree motion that is of the order of several meters. Consequently, only the first mode of vibration appears important in the motion of a Maritime pine tree, and the other modes have negligible effect. This representation of tree motion with only one mode of vibration is well suited for Maritime pine because of its slender shape. However for trees with larger crown this representation may not be appropriate as discussed in Section 2.4.

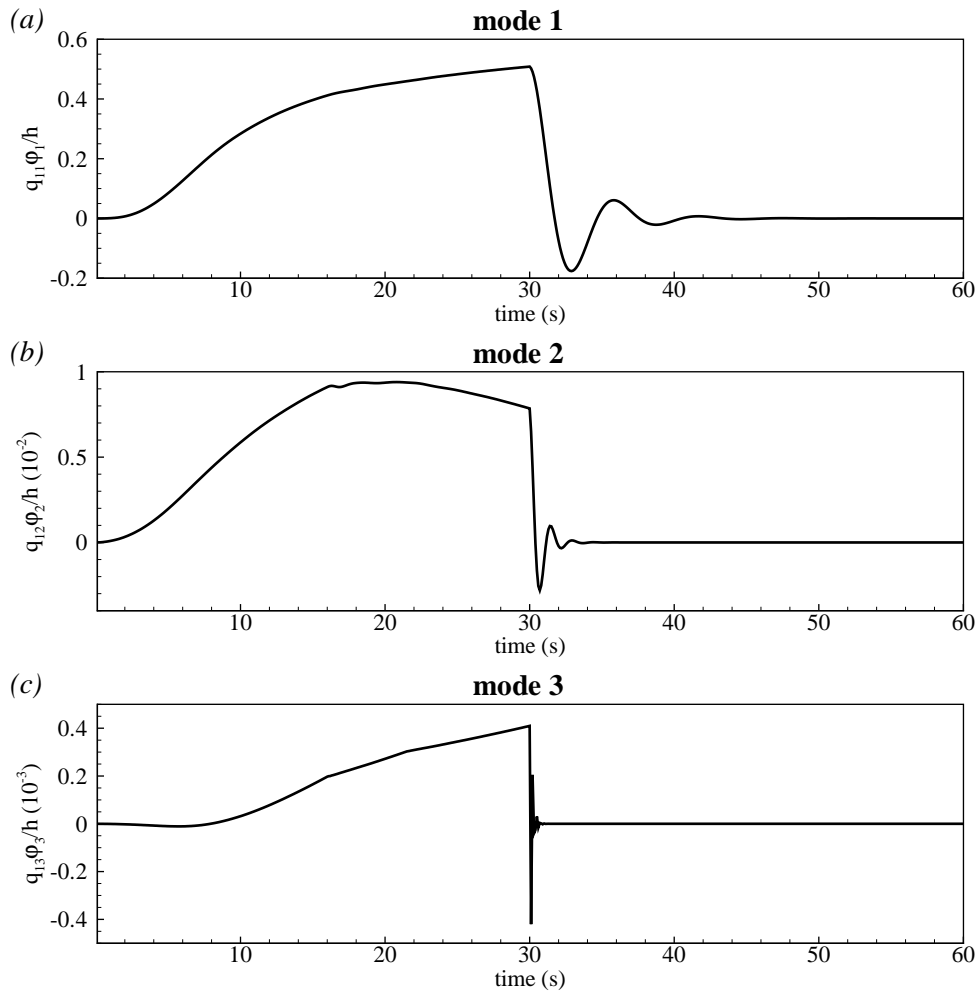


FIGURE 2.6 – Time-varying contribution of the first three vibration modes to the displacement of the Maritime pine tree top induced by the wind load defined in Figure 2.5. Note the different orders of magnitude on the y -axis legends.

Tree under turbulent wind

The pine tree is now submitted to the turbulent wind profile recorded by Sellier et al. (2008) over 30 min. The time series of the three wind velocity components measured near the top of the forest (at $z/h_c = 0.96$, where $h_c = 20.7$ m is the mean height of the canopy) are shown in Figure 2.7.

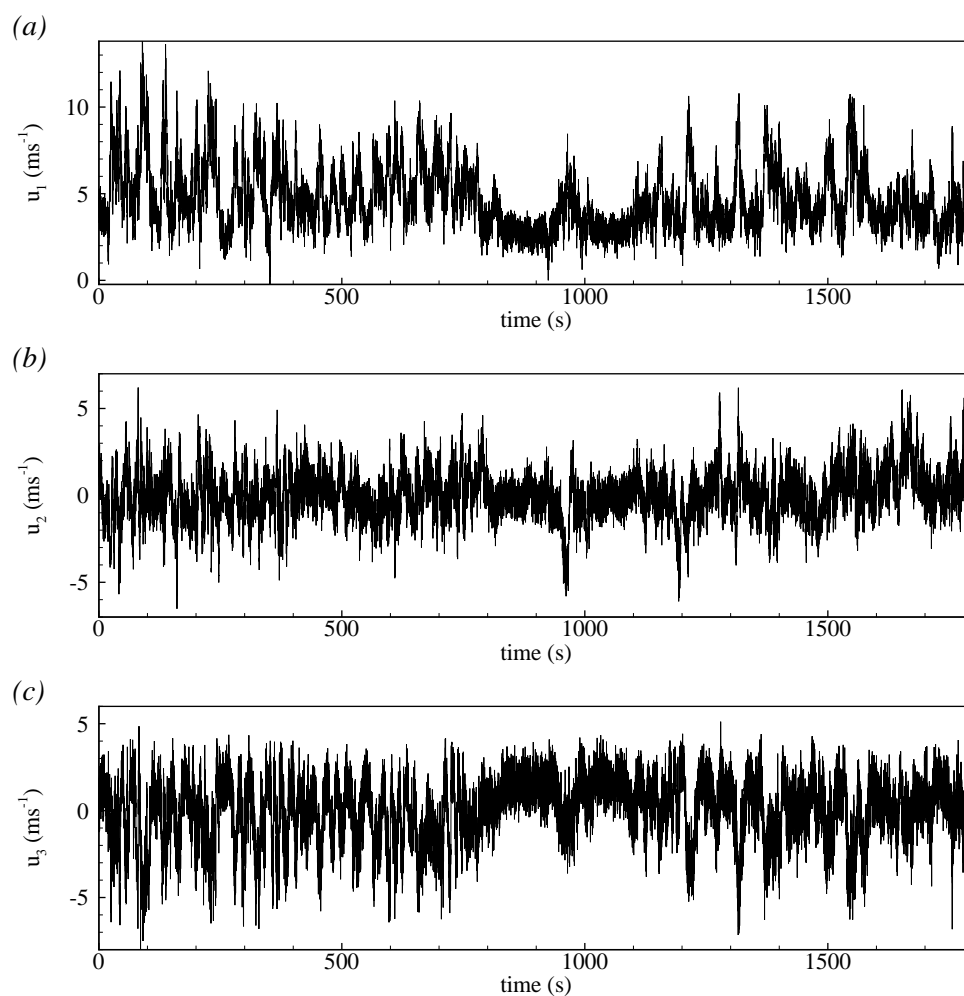


FIGURE 2.7 – Time series of streamwise (a), spanwise (b), and vertical (c) wind velocity components measured by Sellier et al. (2008) near the top of a Maritime pine stand ($z/h_c = 0.96$).

During this period the mean and maximum streamwise wind velocities are 4.7 ms^{-1} and 13.8 ms^{-1} , respectively, which corresponds to moderate wind. Figure

2.8 shows the deflections at the top of the tree in the streamwise (d_1) and spanwise (d_2) directions, as simulated by the present model. Despite tree inertia and damping, these deflections appear relatively well correlated with the turbulent wind load. Maximum deflections reach 4 m in the streamwise direction, 0.9 m in the spanwise direction and 0.45 m in the vertical direction (not shown). The tree deflections simulated here are very close to those obtained with the more complex model of Sellier et al. (2008), as can be seen from the differences between the two models, plotted in the same figure. The mean values of the differences are +2.86 cm (with a standard error of 11 cm) and +0.03 cm (standard error of 4 cm) for d_1 and d_2 , respectively, showing that the present model simulates slightly smaller displacements. Similar agreement is obtained at all levels of the tree.

In order to illustrate this, Figure 2.9 shows the joint probability distributions of the tree displacements at about mid-canopy height ($z/h_c = 0.48$, or $s/h = 0.46$) along the x and y axes, as simulated by the two models. Leaving aside the noise due to the interpolation algorithm, both distributions are characterised by elliptic envelopes exhibiting very similar values. In conclusion, our simple tree swaying model responds accurately to turbulent wind field and performs as well as a more complex model to simulate tree deflections. The main advantage is that the computational time is much shorter here.

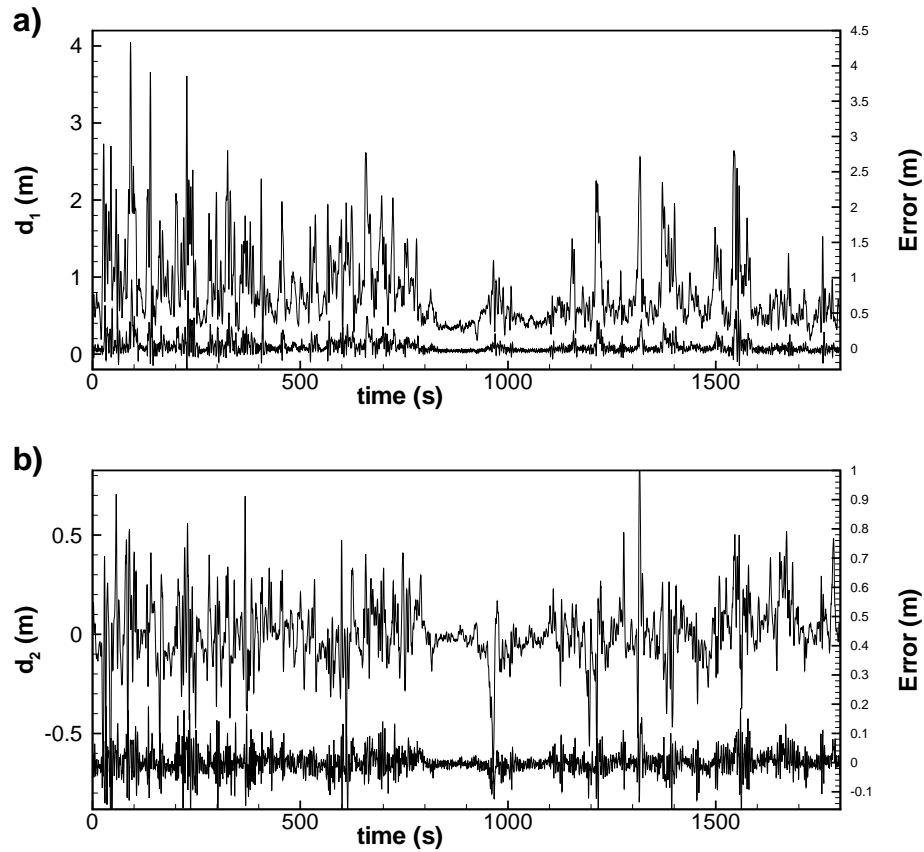


FIGURE 2.8 – Time series of streamwise (a) and spanwise (b) displacements of the top of a Maritime pine tree ($s/h = 1$), as simulated by the present model in response to the turbulent wind field shown in Figure 2.7. The differences between the times series of the model of Sellier et al. (2008) and those obtained with the present model are plotted in (a) and (b), using the secondary y -axis.

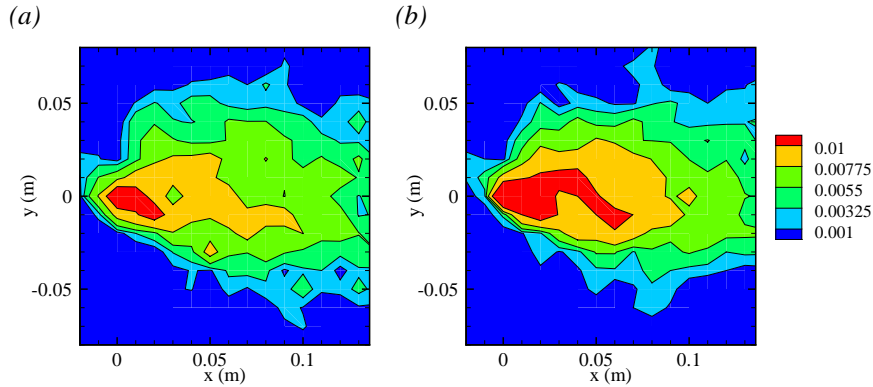


FIGURE 2.9 – Joint probability distribution functions of the Maritime pine tree displacements at about mid-canopy height ($z/h_c = 0.48$, $s/h = 0.46$), as simulated by (a) the present model and (b) the model of Sellier et al. (2008).

2.3.2 Sitka spruce bending under increasing mean wind velocity

Over several days Gardiner et al. (1997) measured the bending moment at the base of several Sitka spruce trees, along with wind velocity at canopy top, on the Kershope stand in Northern England. This stand was characterized by a mean tree height of 12.3 m, a mean density of 3222 stem ha^{-1} , a mean stand spacing of 1.76 m and a mean tree crown width of 3.4 m. These measurements allowed them to quantify the maximum tree bending moment as a function of mean wind speed at canopy top, over a range of wind velocities varying between 0 and 10 ms^{-1} . This dataset was later used by Gardiner et al. (2000) to validate their GALES model. The present tree model is applied here on a Sitka spruce tree in order to simulate the variation of the maximum bending moment $M_{b,max}$ at breast height ($s = D_{bh}$) with mean wind speed at tree top u_h , and to compare $M_{b,max}$ with data from the field experiment of Gardiner et al. (1997). The main characteristics of the Sitka spruce tree, given in Table 2.1, are similar to those used by Gardiner et al. (2000). As the crown contact in this stand was regarded as minimal by Gardiner et al. (1997), based on damping tests, the contact forces can then be safely neglected. A mean logarithmic wind profile above the canopy, along with an exponential decrease below the tree top, is applied to our tree model in order to reproduce a typical mean wind profile within a homogeneous stand. $M_{b,max}$ at breast height is estimated from the mean bending moment M_b (Eq. 2.5) and the gust factor G is calculated at a horizontal distance of $9h$ from the edge from the predictive equation of Gardiner et al. (1997). This mean wind load induces

a deflection of the tree, illustrated in Figure 2.10 showing $M_{b,max}$ versus u_h as simulated by the present model, and compared with data from the field experiment and the GALES model. As with GALES, the present model reproduces fairly well the increase of $M_{b,max}$ with u_h , quantitatively and qualitatively, although both models slightly underestimate $M_{b,max}$ at the highest wind speeds, i.e. above 6 ms^{-1} . This discrepancy may be related to the use of a gust factor that does not represent accurately the turbulence levels of the flow at high wind speed.

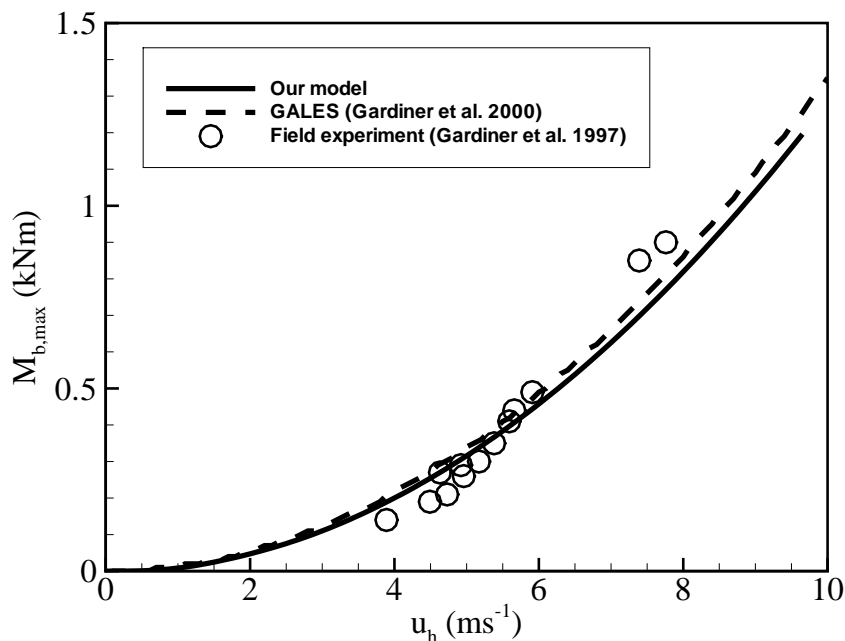


FIGURE 2.10 – Maximum bending moment at breast height $M_{b,max}$ ($s = D_{bh}$) of a Sitka spruce tree versus mean wind velocity at tree top u_h , simulated by the present model and the GALES wind risk model (Gardiner et al., 2000), and measured by Gardiner et al. (1997).

2.3.3 Critical wind speed for Scots pine

The present model is now evaluated regarding its ability to estimate tree breakage. To this purpose we reproduce the numerical study performed by Gardiner et al. (2000) with the GALES and HWIND models on the sensitivity to h and D_{bh} of the critical wind speed, taken at canopy top at the forest edge, for stem breakage of a Scots pine tree located in the middle of a stand (see Table 2.1 for the mechanical properties). Three heights are considered (12, 16 and 20 m) along

with three tapers for each height ($D_{bh}/h = 1/80, 1/100$ and $1/120$), which leads to nine different cases. In each of them a mean logarithmic-exponential wind profile, increasing with time, is applied on the tree. The critical reference wind speed is deduced when the maximum tree bending moment $M_{b,max}$, estimated in the same way as in the previous subsection, reaches the critical value $M_{b,crit}$ (see Eq. 2.4). Figure 2.11 shows a comparison between the critical wind speed obtained from the present model for all nine cases and those obtained with GALES and HWIND. As was observed by Gardiner et al. (2000) the critical wind speed increases with tree taper, for a given tree height, while for a given tree taper it does not appear sensitive to tree height. Hence, tree taper appears to be an important parameter for the rupture criterion. The present model simulates a behaviour similar to that of GALES and HWIND, regarding the sensitivity of the critical wind speed with tree height and taper. The magnitudes of the critical wind speed appear on average very close to the values obtained with GALES.

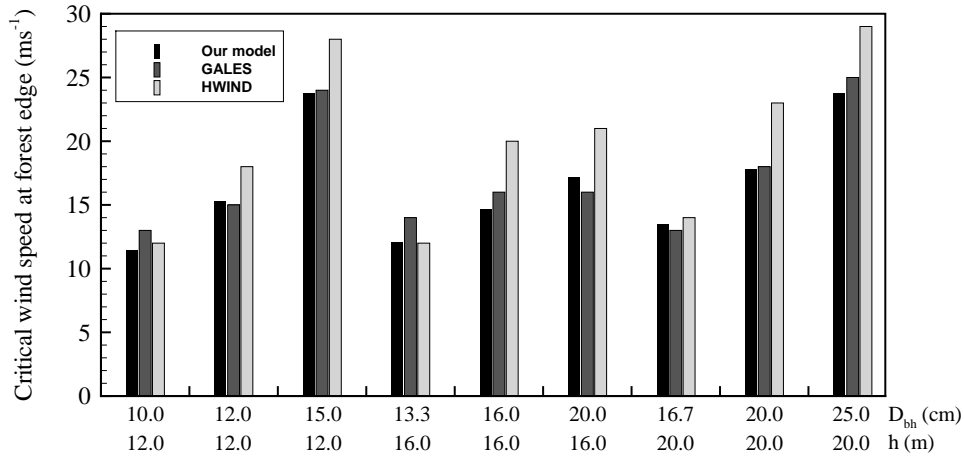


FIGURE 2.11 – Critical wind speed at forest edge for the breakage of a Scots pine tree, as simulated by the present model, and the GALES and HWIND wind risk models (Gardiner et al., 2000), for various values of tree height h and tree diameter at breast height D_{bh} .

2.4 Discussion

Before concluding this study, we find it important to discuss the limits of the present model. As stated in the introduction, the present tree swaying model results from a compromise. On the one hand it has to contain enough physics to

be able to simulate the essential features of the interaction between the turbulent wind flow and tree motion of a forest in windstorm conditions. In particular the model must reproduce (1) the main characteristics of tree motion, including the first mode of vibration, (2) the tree response to the passage of wind gusts, and (3) tree breakage under exceeding bending. On the other hand the model has to be simple enough to be implemented into a LES atmospheric model. This requirement implies that it cannot be as detailed as some existing complex finite-element models (e.g. Sellier et al., 2008). Tree architecture in particular has to be simplified. The model is therefore not expected to reach the same degree of accuracy as detailed mechanistic models, regarding for instance the secondary modes of vibration. This simplicity induces some limitations that are discussed here.

The first main simplification of the present model is that a tree is represented as a simple flexible cantilever beam whose mode shapes correspond to those of a cylindrical cantilever beam. This representation is well suited for trees with a slender shape such as Maritime pine trees, for which branch oscillations have a limited impact on the overall tree motion (Sellier et al., 2008). This is confirmed by the result showing that similar performances were obtained with the present model and the detailed Maritime pine model of Sellier et al. (2008), which explicitly accounts for secondary tree branches. However for trees with larger crowns we suspect that this simplified representation may not be always appropriate. For such trees, the vibration modes related to the branches can become more important than the second vibration mode of the trunk, which results in them having an important role in the damping of tree motion. This was observed in particular by Rodriguez et al. (2008) on a walnut tree, and characterized numerically by Theckes et al. (2011) as the concept of damping-by-branching. For trees with large crowns, one solution for the future could consist in adding extra viscous damping terms accounting for the branch damping effect.

The second main simplification of the model is the absence of a proper model for root anchorage. Here the trees are assumed perfectly clamped in the ground, with no possibility of uprooting. In reality, the anchorage of a tree is sensitive to many factors such as soil physical and mechanical properties, soil water content, or root morphology (Gardiner et al., 2010). Some finite-element models of the deformation of the soil-root system have been developed (see, for example, Dupuy et al., 2005, 2007) but they are too complex to be considered in the present model. A simple improvement could consist in adding a stiffness term at the base of the tree as was done by Neild and Wood (1999), and including a resistance to overturning as is done in GALEX to predict tree uprooting. However, our understanding of the tree anchorage mechanism and its sensitivity to the factors mentioned above is still limited, so that the introduction of an additional stiffness term would be too speculative at the moment.

The third main simplification of the model is related to neglecting the streamlining of the tree crown under the action of wind load. Such reconfiguration of tree foliage reduces the frontal area density and the pressure component of drag, thereby affecting the drag load (de Langre, 2008). In a future version of the model, this streamlining effect could be easily accounted for by modifying the velocity dependence of the drag force from a square to a linear function of wind speed (Gosselin et al., 2010).

The other simplifications of the model are of lesser importance. In particular, neglecting tree interaction with neighbouring trees is reasonable for forests with low to moderate tree density. For many dense forests it can be assumed that neighbouring trees move almost together in a waving pattern under the passage of large-scale wind gusts. The contact forces between trees are therefore negligible as compared to the forces due to the wind, as was observed experimentally by Py et al. (2006) on an alfalfa canopy. Nevertheless, elastic contacts between trees could be considered in a future coupled tree swaying and LES model by adding a term depending on the second spatial derivative of tree displacement, as was suggested by Doaré et al. (2004) and Webb and Rudnicki (2009).

Despite these simplifications we showed here that the present model gives satisfactory results for three tree species (Maritime pine, Sitka spruce and Scots pine). When compared to field measurements and to results from a more complex tree-swaying model and two mechanistic wind risk models, it indeed provided very good results in terms of its response to turbulent wind field, bending moment amplitude and breakage limit. In other words it turns out that our simple model is able to pick up the main characteristics of tree motion in windstorm conditions. At the present stage, increasing the complexity of the model would be too speculative due to our limited knowledge of specific mechanisms that have been simplified or not accounted for. Although the present model appears better adapted to slender trees, we believe that coupling it with a LES airflow model is a meaningful objective in the context of understanding (1) the overall response of forest trees to the passage of wind gusts, and (2) the propagation of damage in a forest during a windstorm event.

2.5 Conclusion

A simple three-dimensional tree motion model has been presented, in which the tree is represented as a flexible cantilever beam responding to a turbulent wind load, using a modal analysis. This model is suitable for windstorm conditions as it accounts for geometric nonlinearities related to large deflections of the tree stem, and for tree breakage when the bending moment reaches a critical threshold. This simple representation of a tree is certainly more appropriate to slender trees such as Maritime pine than to trees with larger crown area, in which case the vibration modes associated to the branches may play a non-negligible role on tree motion. The model has been validated in different dynamic configurations, considering a set of tree characteristics and simulation conditions : large deflection under a mean increasing force, damped vibrations after pulling and releasing a tree, real turbulent wind load, and large deflections until stem breakage. Whenever comparable, the model performances turned out to be as good as with the more complex model of Sellier et al. (2008), and the GALES and HWIND wind risk models.

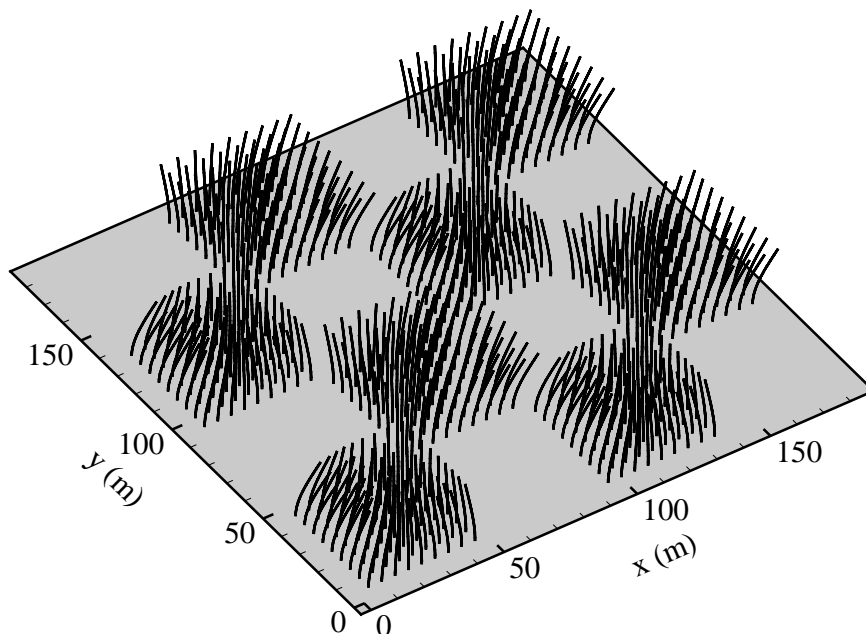


FIGURE 2.12 – Snapshot of the simulated motion of Maritime pine trees in an idealised fragmented forest, as forced by an analytical sinusoidal wind.

The simplicity of the model and its low computational time make it suitable for future implementation in a Large-Eddy Simulation (LES) airflow model. Such a fully-coupled model should allow tree motion to be simulated at landscape scale

and hence provide better understanding of the role of forest heterogeneities on tree vulnerability to wind load. Such knowledge should be a good basis for defining better landscape management practices. To illustrate this point, Figure 2.12 shows an instantaneous view of the motion of 648 Maritime pine trees in an idealised fragmented forest made of eight plots of 9×9 trees arranged in a chessboard pattern. This view is obtained from the present model forced by a sinusoidal wind. The computational time needed to simulate 20 s of physical time, with a time step of 0.1 s, is only about 60 s on a 3.40 Ghz Pentium processor, which makes the model quite well adapted to integration in an airflow model.

Appendix

A Mode shape and frequency

The mode shapes φ_j and frequencies f_j of a cylindric cantilever beam of height h , with a clamped origin and a free end, can be deduced from the linearised Euler-Bernoulli equation, assuming that $d_i(s, t) \ll h$ (Voltera and Zachmanoglou, 1965).

The mode shapes are deduced from :

$$\varphi_j(s) = \left(\sinh(\alpha_j s) - \sin(\alpha_j s) - \frac{\sin(\alpha_j h) + \sinh(\alpha_j h)}{\cos(\alpha_j h) + \cosh(\alpha_j h)} \right) (\cosh(\alpha_j s) - \cos(\alpha_j s)), \quad (\text{A1})$$

where the variable α_j is deduced from $\cosh(\alpha_j h) \cos(\alpha_j h) + 1 = 0$ by using a Newton-Raphson method.

These modes form an orthogonal modal basis where the scalar product of two modes is defined as :

$$\langle \varphi_i, \varphi_j \rangle = \int_0^h \varphi_i(s) \varphi_j(s) ds = \begin{cases} 1 & \text{if } \varphi_i = \varphi_j \\ 0 & \text{if } \varphi_i \neq \varphi_j \end{cases} \quad (\text{A2})$$

The frequency of each mode j can be obtained from :

$$f_j = \frac{\alpha_j^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho_w S_w}}, \quad (\text{A3})$$

where E , ρ_w , I ($= \pi D^4/64$), and S_w ($= \pi D^2/4$) are the Young modulus, the wood density, the second moment of inertia and the cross-sectional area of the beam, respectively. As in this approach all ingredients of f_j in Eq. A3 are considered constant, whereas in reality they vary along the tree, the frequencies of the various modes calculated this way may differ from the measured frequencies. This

parametrisation turns out to be well adapted for the first frequency as it is closely related to the trunk vibration. For example, using Eq. A3 for the Maritime pine and taking a diameter value at mid-canopy height, a frequency value of 0.16 Hz is obtained, close to the measured value of 0.18 Hz (Sellier et al., 2008).

Acknowledgments

We express sincere thanks to Drs B. Gardiner, E. de Langre, F. Gosselin and D. Sellier for helpful discussions. The ANR is gratefully acknowledged for its financial support to the ‘CHENE-ROSEAU’ programme.

Un modèle simple du mouvement de l'arbre en trois dimensions a été présenté, où l'arbre est représenté comme une poutre encastrée flexible, soumise à une charge de vent turbulent. Ce modèle est adapté pour les conditions de tempête car il représente les non-linéarités géométriques liées aux grands déplacements de l'arbre jusqu'à sa rupture de l'arbre lorsque le moment de flexion atteint un seuil critique.

Cette représentation simple d'un arbre est certainement plus appropriée pour des arbres élancés comme le pin maritime plutôt que pour des arbres avec une plus grande couronne ; dans ce dernier cas, les modes de vibration associés aux branches peuvent jouer un rôle non négligeable sur le mouvement de l'arbre. Toutefois, il doit être possible d'améliorer notre modèle en prenant en compte l'amortissement dû aux branches en modifiant le coefficient d'amortissement ou en ajoutant des branches à la tige à la manière de Theckes et al. (2011).

Le modèle a été validé dans différentes configurations : grande déflexion sous une force croissante moyenne, vibrations amorties après essai de treuillage, charge de vent turbulent réel, et grandes déformations jusqu'à la rupture du tronc. Chaque fois que la comparaison était possible, les performances du modèle se sont avérées être aussi bonnes que celles du modèle plus complexe de Sellier et al. (2008), ainsi que celles des modèles mécanistes HWIND et Gales.

La simplicité du modèle et son faible coût en temps de calcul le rendent approprié pour la mise en oeuvre de simulations de tempêtes sur des massifs forestiers. Un tel modèle entièrement couplé devrait permettre de simuler l'interaction vent-forêt à l'échelle du paysage et donc de fournir une meilleure compréhension du rôle des hétérogénéités de la forêt sur la vulnérabilité des arbres au vent. Cette connaissance devrait être une bonne base pour la définition de meilleures pratiques de gestion du paysage.

Modélisation de la propagation des dommages dus au vent sur forêt homogène

Les tempêtes Klaus et Lothar-Martin qui ont touché les forêts européennes en 1999 et 2009 ont surpris par l'importance et la variabilité des dégâts. De nombreuses questions se posent sur les raisons d'une telle variabilité, sur leur déroulement (propagation des dégâts au cours de la tempête), et sur le rôle des hétérogénéités du couvert. Les données de vent ou de propagation de dégâts au cours de tempêtes sont quasi inexistantes. Il est par ailleurs difficile de mettre en place un système de mesures à l'échelle d'un paysage forestier dans l'attente d'une tempête. C'est pourquoi nous nous sommes orientés vers le développement d'un modèle capable de simuler pour la première fois l'interaction complète entre le vent turbulent et les mouvements des arbres, ainsi que la propagation des dégâts au cours d'une tempête. Pour cela, nous avons introduit dans un modèle d'écoulement de vent de type LES le modèle de dynamique de l'arbre développé au chapitre 2, en nous basant sur le travail précédent de Dupont et al. (2010) qui s'était limité à un couvert céréalière. Ce chapitre présente le modèle couplé et les premiers tests effectués sur un couvert homogène de pins maritimes en condition de tempête. La propagation des dégâts telle que simulée par notre modèle et leurs impacts sur le vent sont analysés en fonction de l'intensité de la tempête. L'impact de l'hétérogénéité du couvert sur la propagation des dégâts sera étudié au chapitre suivant. Ce chapitre est présenté sous la forme d'un article en préparation pour *Forest Ecology and Management*.

Modelling wind damage propagation in a homogeneous forest

David Pivato • Sylvain Dupont • Yves Brunet

AbstractIn order to investigate wind-tree interaction and tree damage propagation in windstorm conditions, a tree swaying model accounting for large tree deflections and considering the possibility of tree breakage is coupled with a large-eddy simulation airflow model. The model is applied on a homogeneous Maritime pine forest under windstorm conditions. It is first shown that the well-known characteristics of canopy flow remain identical in windstorm conditions and that tree motion has a negligible impact on the wind dynamics. Then, tree damage propagation during windstorms is analysed in relation to windstorm intensity. Under similar conditions the level of damages can differ significantly between two identical stands, depending on the occurrence of critical gusts. Once the first damages are initiated, the velocity of damage propagation is similar for windstorms of similar intensity and increases exponentially with windstorm intensity. This is the first time that tree damages are explicitly simulated using an airflow model applied in windstorm conditions.

Keywords : Damage propagation, Fluid-structure interaction, Large-Eddy Simulation, Tree motion, Wind damage, Wind storm

3.1 Introduction

During windstorm events, tree breakage and uprooting induce new gaps within stand. Such local heterogeneities add to larger-scale ones related to the juxtaposition of stands of various height, density, etc., resulting from forest management practices. These multi-scale heterogeneities of forested landscapes increase the complexity of three-dimensional wind dynamics, with regions of higher turbulence that may accentuate damage. During a storm event, newly-created gaps expose trees to higher wind, spreading wind damage along the main wind direction as shown in Figure 3.1, where elongated damage patterns are visible in a forest in New-Zealand.

Mechanistic wind damage models have been developed to predict critical wind speed needed for uprooting or breaking trees, in relation to tree-stand and windstorm characteristics from stand to regional scales : e.g., HWIND (Peltola et al., 1999), GALES/ForestGALES (Gardiner et al., 2000, 2008), FOREOLE (Ancelin et al., 2004), WindFIRM/ForestGALES (Byrne and Mitchell, 2013), or iLand (Seidl et al., 2014). Recent models of Byrne and Mitchell (2013) and Seidl et al. (2014) account for the spread of wind damage during a storm event by changing the



FIGURE 3.1 – Wind damage in a New Zealand forest (picture from John Moore, SCION).

wind loading on trees during the event. All susceptible trees are removed iteratively from the stand until all remaining trees are stable with the above time-varying large scale windstorm condition (Byrne and Mitchell, 2013). With this approach, the dynamics of damage progression may depend on the time step of the iterative process and on the size of the grid cells. The impact of newly-created gaps on tree windload is treated as for the impact of upwind clearcuts, by modulating the mean tree bending moment with the distance from the edge, based on previous wind-tunnel experiments (GALES/ForestGALES, HWIND), or by adjusting empirically the tree wind load with the characteristics of the upwind harvested or partially-harvested areas through a tree exposure index (WindFIRM/ForestGALES). Wind profiles loading trees are assumed logarithmic above the canopy or at the stand edge, and the flow gustiness is accounted for through a gust factor or a bending moment coefficient depending on the tree size, assuming that trees are acclimated to their environment, which is inappropriate for newly-created gaps. In the models of Byrne and Mitchell (2013) and Seidl et al. (2014), random perturbations are even added to the mean value of the wind.

Quantifying the spread of wind damage during a windstorm and the adjustment of tree wind load with the increasing size of forming gaps is crucial for predicting accurately the level of damage following the duration of the event. In the above mechanistic models, wind dynamics appear highly simplified and the parameterization of wind damage propagation suffers from the lack of field information due to

the difficulty of recording tree damage evolution during a windstorm. As a consequence, mechanistic wind damage models are evaluated only against field damages recorded after windstorms.

In order to better understand tree damage propagation during a storm event as well as wind flow modifications and wind interaction with swaying trees, we propose here to model tree motion at stand scale under turbulent wind, including the possibility of tree breakage under strong enough wind load. The only model so far able to simulate plant motion under turbulent wind was developed recently by Dupont et al. (2010). This model is based on the coupling of a Large-Eddy Simulation (LES) wind flow model with an oscillating crop canopy. The advantages of LES are to explicitly simulate wind gusts hitting the plant canopy and to be applicable in heterogeneous environments (see, for example, Dupont and Brunet, 2008a; Dupont et al., 2008). This model was validated successfully on the basis of a comparison with measured movements of an alfalfa crop canopy. The model was in particular able to reproduce the well-known phenomenon of ‘honami’ which is typical of wave-like crop motion on windy days. However, their model was limited to low wind conditions as the plant swaying model assumed small plant deflections. Recently, we developed a simple tree swaying model for windstorm conditions (Pivato et al., 2014). Compared to Dupont et al. (2010), this tree swaying model accounts for large tree deflections, and considers the possibility of tree breakage under strong enough wind load. The model was validated successfully in various dynamic configurations : large deflection under a mean increasing force, damped vibrations after pulling and releasing a tree, real turbulent wind load, and large deflections until stem breakage.

The goal of the present paper is (1) to present a novel tree motion model coupled with a LES airflow model able to simulate large tree deflections up to tree breakage in windstorm condition, (2) to apply the model on a homogeneous Maritime pine tree forest under different wind conditions, (3) to simulate for the first time the propagation of tree damage during storm events, and (4) to identify the velocity of damage propagation following the windstorm intensity.

3.2 Method

The forest is seen as a succession of individual trees swaying in the longitudinal (x) and lateral (y) space directions when submitted to a turbulent flow. The motions of individual trees and their possible breakage are solved from the model of Pivato et al. (2014), and the turbulent flow loading the trees is solved from the Advanced Regional Prediction System (ARPS) version 5.1.5 (Xue et al., 2000, 2001). The model of Pivato et al. (2014) has been implemented in ARPS similarly as the crop swaying model of Dupont et al. (2010), in order to simulate a full

two-way interaction between the turbulent wind and tree motion.

3.2.1 Tree motion

As discussed in Pivato et al. (2014), the tree motion model considers the following assumptions : (1) trees are represented as simple flexible cantilever beams whose mode shapes correspond to those of a cylindrical cantilever beam (Figure 3.2), which is well suited for trees with a slender shape, (2) trees are assumed perfectly clamped in the ground, with no possibility of uprooting, (3) the streamlining of the tree crown under the action of wind load is neglected, and (4) tree interaction with neighbouring trees is neglected, which is reasonable for forests from low to moderate tree density.

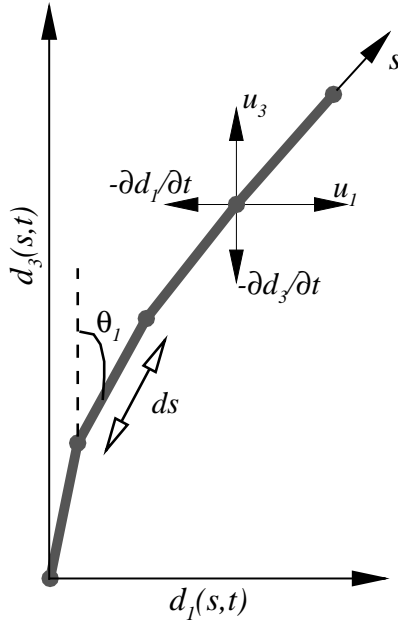


FIGURE 3.2 – Two-dimensional schematic representation of a tree as a flexible cantilever beam (from Pivato et al. (2014)).

Each tree is characterised by its height h , total mass m_{tot} , mean drag coefficient C_d^{tree} , damping coefficient ξ , Young modulus E , trunk diameter at breast height D_{bh} , wood density ρ_w , and vertical distributions of frontal area density A_f^{tree} and mass m (here m is assumed to follow A_f^{tree}).

A linear modal analysis is used to model tree motion by decomposing the deformation of a tree beam into a set of n vibration modes so that the displacement of a tree d_i at the curvilinear coordinate s , at time t and in direction i (where $i = 1$

and $i = 2$ refer to the longitudinal d_x and d_y lateral directions, respectively) is the sum of contributions of each vibration mode defined as $d_i(s, t) = \sum_{j=1}^n q_{ij}(t)\varphi_j(s)$. Here j is the mode number, $\varphi_j(s)$ represents the mode shape j of the flexible beam and $q_{ij}(t)$ its associated generalised displacement in direction i . The dynamics of mode j is thus governed by the following equation :

$$m_j \frac{\partial^2 q_{ij}}{\partial t^2} + c_j \frac{\partial q_{ij}}{\partial t} + k_j q_{ij} = \int_0^h F_{di}^{tree} \varphi_j ds, \quad (3.1)$$

where $i \in \{1, 2\}$, $m_j = \int_0^h m \varphi_j^2 ds$ is the j^{th} modal mass, $c_j = 4\pi m_j \xi f_j$, and $k_j = 4\pi^2 m_j f_j^2$ are the j^{th} modal damping and stiffness coefficients, respectively, f_j being the vibration frequency of mode j . F_{di}^{tree} is the tree drag force along direction i . The terms on the left-hand side of Eq. 3.1 are the inertia, damping and stiffness terms, respectively. The term on the right-hand side represents the drag force induced by the wind, projected on the linear modal basis component φ_j .

This drag force term accounts for large tree deflections by considering the geometric nonlinearities due to the inclination of the flexible beam relative to the directions of the wind velocity components. The drag force F_{di}^{tree} exerted on a beam segment and projected along direction i writes :

$$F_{di}^{tree} = \rho C_D \left| \tilde{u}_i(d_i, t) \cos \theta_i - \tilde{u}_3(d_i, t) \sin \theta_i - \frac{\partial d_i}{\partial t} \cos \theta_i + \frac{\partial d_3}{\partial t} \sin \theta_i \right| \left(\tilde{u}_i(d_i, t) \cos \theta_i - \tilde{u}_3(d_i, t) \sin \theta_i - \frac{\partial d_i}{\partial t} \cos \theta_i + \frac{\partial d_3}{\partial t} \sin \theta_i \right) \cos \theta_i, \quad (3.2)$$

where $\tilde{u}_i(d_i, t)$ is the resolved velocity component of the fluid along direction i at the position of the beam segment d_i , $\tilde{u}_3(d_i, t)$ is the resolved vertical wind velocity component, d_3 the vertical coordinate of the beam segment, θ_i the angle between the vertical and a beam segment, projected on the vertical plane along direction i , ρ the air density, and $C_D = C_d^{tree} A_f^{tree}$.

The tree mode shapes φ_j are simply assumed similar to those of a cylindrical cantilever beam with constant diameter, and the first frequencies f_j are deduced from either field measurements or Voltera and Zachmanoglou (1965) (see Pivato et al., 2014).

3.2.2 Turbulent wind flow

ARPS solves the conservation equations for the three wind velocity components, pressure, potential temperature and water. Wind components and atmospheric state variables (air density, pressure and potential temperature) are split

into a base state (hereafter represented by over-barred variables) and a deviation (double-primed variables). The base state is assumed horizontally homogeneous, time invariant and hydrostatically balanced.

With the LES approach, the conservation equations are implicitly filtered in order to separate the small scales from the large ones. Subgrid-scale (SGS) turbulent motion is modelled through a 1.5-order turbulence closure scheme with the resolution of a SGS turbulent kinetic energy (TKE) conservation equation (see Appendix). In order to account for the presence of swaying trees a drag-force term F_{di}^{canopy} is added to the momentum equation (equation 3.3) and its equivalent term is added to the equation for SGS TKE (equation A1) in order to preserve the energy budget. The momentum equation, written in Cartesian coordinates and for a Boussinesq fluid is written as (using the Einstein summation convention) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\tilde{p}'' - \alpha_{div} \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} \right) \\ & -g \left(\frac{\tilde{\Theta}''}{\bar{\Theta}} - \frac{c_p \tilde{p}''}{c_v \bar{p}} \right) \delta_{i3} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - F_{di}^{canopy}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

where the overtilde indicates the filtered variables or grid volume-averaged variables, resulting from the grid filtering. In this equation, x_i ($x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$) refer to the streamwise, lateral, and vertical directions, respectively; u_i ($u_1 = u$, $u_2 = v$, $u_3 = w$) is the instantaneous velocity component along x_i , δ_{ij} is the Kronecker symbol, α_{div} a damping coefficient meant to attenuate acoustic waves, p the air pressure, g the acceleration due to gravity, Θ the potential temperature; c_p and c_v are the specific heat of air at constant pressure and volume, respectively. The subgrid stress tensor τ_{ij} is modelled as in Dupont et al. (2010) using an eddy viscosity approach where the eddy viscosity is represented as the product of a length scale and a velocity scale characterizing the SGS turbulent eddies. The velocity scale is derived from the SGS TKE (see Appendix) and the length scale from the grid spacing. The terms on the right-hand side of equation 3.3 represent, respectively, the pressure-gradient force term, the buoyancy term, the turbulent transport term, and the drag force term induced by the trees.

The flow does not see the canopy as a succession of individual trees but as a poroelastic continuous medium whose motion is described by the grid volume-averaged displacement $\tilde{d}_i(x, y, z, t)$ of tree segments present in the grid cell. The drag force term is therefore proportional to the relative velocity between the wind \tilde{u}_i and the tree deflection velocity $\partial \tilde{d}_i / \partial t$:

$$F_{di}^{canopy} = \frac{C_D}{l^2} \left| \tilde{u}_i - \frac{\partial \tilde{d}_i(x_i, t)}{\partial t} \right| \left(\tilde{u}_i - \frac{\partial \tilde{d}_i(x_i, t)}{\partial t} \right), \quad (3.4)$$

where l is the average tree spacing, and $\partial\tilde{d}_i(x_i, t)/\partial t$ is the beam segment deflection velocity at position x_i of the fluid grid cell.

For simplification, C_D is assumed not to change with tree motion, except for tree breakage. In other words, the frontal area density of trees does not follow tree motion for the calculation of F_{di}^{canopy} . Since neighbouring trees may move almost together in a waving pattern under the passage of large-scale wind gusts, this assumption may slightly decrease the penetration of gusts within the upper canopy.

3.2.3 Tree breakage

Trees are considered to break at any location along their trunk when the local beam bending moment M_b reaches a critical value $M_{b,crit}$ defined as (Gardiner et al., 2000) :

$$M_{b,crit} = \frac{\pi}{32} f_{knot} M_R D^3, \quad (3.5)$$

where f_{knot} is a parameter between 0.8 and 1.0 that reduces the tree elasticity due to the presence of knots, M_R is the modulus of rupture which is specific to the tree species, and D is the trunk diameter.

The local beam bending moment $M_b(s, t)$ is computed all along the beam and at each time step from :

$$M_b = EI \frac{d\theta}{ds}, \quad (3.6)$$

where $I = \pi D^4/64$ is the second moment of inertia, $d\theta/ds$ is the local beam curvature and θ is the angle between the vertical and a beam segment.

For the wind flow, a tree breakage during the simulation changes C_D to zero at the position of the broken tree within the flow grid cells.

3.2.4 Numerical method

The momentum equation (equation 3.3) is written in the so-called Gal-Chen, or terrain following coordinates where the three-dimensional grid is orthogonal in the horizontal direction and stretched in the vertical. Individual beams are discretised along their length with a constant step Δs (Figure 3.2). The tree motion equation is resolved from the time integration scheme presented in Pivato et al. (2014) using the same time step as the momentum equation.

For simplification and for saving computational time, in this first version of the model the interpolations of the fluid velocity components $\tilde{u}_i(d_i, t)$ and (beam segment deflection velocity $\partial\tilde{d}_i(x_i, t)/\partial t$) at the position of the beam segment (equation 3.2) (at the position of the fluid grid mesh (equation 3.4)) are performed

assuming that the tree stands straight, with no deformation. In other words no interpolation is performed if the vertical discretisation of the beams matches the vertical discretisation of the fluid computational domain and if trees are located at the center of fluid grid cells, which will be the case hereafter.

3.2.5 Numerical set-up

Three-dimensional simulations were performed over a homogenous Maritime pine forest representative of forest stands in Les Landes region in Southwestern France. The forest is composed of identical individual trees with similar geometrical and mechanical properties as the tree studied in Pivato et al. (2014). Stand density is 2500 trees ha^{-1} . Tree main characteristics are summarized in Table 3.1. Only the first mode of vibration was considered since Pivato et al. (2014) showed that other vibration modes are negligible for Maritime pine.

Parameter	Designation	Maritime pine
C_d^{tree}	Canopy drag coefficient	0.31
D_{bh}	Diameter at breast height(m)	0.25
E	Young Modulus (GPa)	8.1
h	Height (m)	21.6
m_{tot}	Total plant mass (kg)	690
M_R	Modulus of rupture (10^7 Pa)	3.9
ξ	Damping coefficient	0.2
ρ_w	Wood density (kg m^{-3})	550

TABLE 3.1 – Mechanical properties of Maritime pine trees considered in this study.

To investigate the ability of our model to simulate wind-tree interaction at stand scale in windstorm condition, two simulations referenced hereafter as cases 1 and 2 were first performed without accounting for tree breakage. Case 1 is characterized by low wind condition (mean wind velocity at canopy top U_h of about 3.0 ms^{-1}) and case 2 by high wind condition ($U_h = 5.3 \text{ ms}^{-1}$) representative of a windstorm event (Table 3.2). In both cases the computational domain extends over $422 \times 206 \times 155$ m, which corresponds to $211 \times 103 \times 65$ grid points in the x , y and z directions, respectively, and to a horizontal resolution Δx and Δy of 2 m. The vertical grid resolution Δz is 2 m below 80 m, and the grid is stretched above.

To investigate the development and propagation of tree damages in relation to windstorm intensity, ten simulations (cases 3 to 12) were also performed with the possibility of tree breakage, and with increasing wind velocity from cases 3 to 12 (Table 3.2). The computational domain extends over $230 \times 126 \times 155$ m, which corresponds to $115 \times 63 \times 65$ grid points in the x , y and z directions, respectively,

and has the same resolution as in cases 1 and 2. The simulations were performed in two steps. The flow dynamics and tree motion were first solved without tree breakage. Once the flow dynamics reached an equilibrium state with the canopy, tree breakage was allowed. Windstorms of 42 minutes were simulated.

Because of computational time limitation, the size of the domain is slightly too small to represent accurately the largest turbulent structures present just above the canopy. This limited domain size allows us to investigate a larger range of windstorm conditions. For this first test of our model on its potential to simulate damage propagation, we estimated that this domain was sufficient.

In all simulations the lateral boundary conditions are periodic, which amounts to simulate an infinite forest with a regular arrangement of trees. The bottom wind boundaries are treated as rigid and the surface momentum flux is parameterized by using bulk aerodynamic drag laws. A 25 m-deep Rayleigh damping layer is used at the upper boundary in order to absorb upward-propagating wave disturbances and to eliminate wave reflection at the top of the domain. A constant longitudinal wind U_{top} was imposed at the top of the computational domain (values of U_{top} are reported in Table 3.2 for each cases). The velocity fields were initialized using a meteorological pre-processor with a constant vertical profile of potential temperature and a dry atmosphere.

Case	U_{top}	U_h	U_{hmax}	$U_{hmaxcrit}$
<i>without breakage</i>				
1	5.00	3.00	18.70	-
2	51.00	5.30	34.15	-
<i>with breakage</i>				
3	27.50	3.9	15.5	-
4	30.00	4.2	17.2	16.3
5	30.25	4.3	17.6	16.9
6	30.75	4.4	18.6	18.5
7	31.50	4.5	17.3	17.2
8	32.00	4.6	17.8	16.8
9	32.50	4.7	18.6	16.9
10	33.50	4.8	19.7	19.1
11	35.00	4.9	19.3	21.8
12	37.50	5.2	22.2	22.6

TABLE 3.2 – Values of the upper boundary layer wind velocity (U_{top}), mean canopy top wind velocity without breakage (U_h), critical canopy top wind velocity initiating the first damage ($U_{hmaxcrit}$), for the 12 simulated cases.

After the flow has reached an equilibrium state and before tree breakage was

initiated, statistics on the wind and tree motion were computed from a horizontal- and time-averaging procedure. Horizontal averaging was performed over all x and y locations at each considered z , and time averaging was performed over 41 instantaneous three-dimensional samples collected every 10 s during a 2500 s simulation period, starting at 4000 s. Consequently, a quantity φ_i characterizing the wind or the tree motion can be decomposed into $\varphi_i = \langle \varphi_i \rangle_{xyt} + \varphi'_i$, where the symbol $\langle \rangle_{xyt}$ denotes the time and space average and the prime denotes the deviation from the averaged value.

3.3 Results and discussion

Wind dynamics, tree motion and their interaction in windstorm condition are first analyzed without tree breakage. Tree damage propagation as simulated by the model is then investigated in one specific case and for different windstorm intensities.

3.3.1 Wind-tree interaction without tree breakage

To see how canopy flow dynamics change with wind intensity, Figure 3.3 presents standard statistical wind profiles for the lowest (case 1) and highest (case 2) wind condition cases without tree breakage : streamwise and spanwise wind velocity components ($\langle u \rangle_{xyt}$ and $\langle v \rangle_{xyt}$), stand deviations of the three wind velocity components (σ_u , σ_v , and σ_w), momentum flux ($\langle u'w' \rangle_{xyt}$), and turbulent kinetic energy (K_{tot}). Oscillations appearing on these profiles above the canopy result from numerical perturbations induced by the sharp transition between the grid cells within and above the canopy. They were also observed in Dupont et al. (2010) but are more marked here because of the faster winds. These perturbations should not impact the main flow dynamics and turbulent structures responsible for tree motion. In both cases the profiles exhibit the well-known behaviour of a vegetated canopy flow (e.g. Raupach et al., 1996; Finnigan, 2000) : an important shear at canopy top associated with an inflection point in $\langle u \rangle_{xyt}$ profile, an exponential attenuation of $\langle u \rangle_{xyt}$ within the canopy (Figure 3.3a), and a decrease of turbulence and momentum flux within the canopy (Figures 3.3b, c and d). Most of these features are explained by the wind momentum absorption by leaves and by the accentuation of turbulence dissipation due to the presence of vegetation elements. As expected, the wind shear at canopy top increases with wind, inducing larger momentum flux and turbulence. The magnitude of the mean velocity within the canopy remains relatively small even in the highest wind case, only about 2 ms^{-1} for 20 ms^{-1} at $z = 2h$. This slow mean velocity within the canopy in windstorm condition was also observed by Oliver and Mayhead (1974) in Thetford forest during the 1973 gale.

The probability density functions of the three wind velocity components at canopy top (Figure 3.4 for case 2) show a symmetrical distribution of v around its mean value (Gaussian shape) and skewed distributions for u and w with longer tails in larger and lower values, respectively. These distributions confirm previous results. The strongest gusts loading trees are sweep motion that are known to shear similarities with coherent structures developing in plane mixing-layer flows (Raupach et al., 1996).

Statistical wind profiles of Figure 3.3 are normalized in Figure 3.5 with the velocity at two canopy heights U_{2h} and the friction velocity u_* deduced at $z = 2h$.

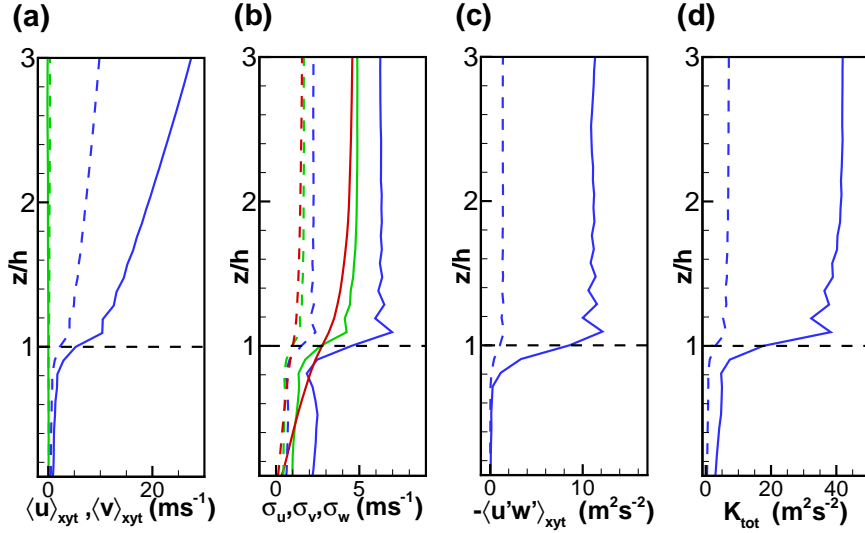


FIGURE 3.3 – Vertical profiles of (a) mean wind velocity components ($\langle u \rangle_{xyt}$ blue line, $\langle v \rangle_{xyt}$ green line), (b) standard deviations of the three wind velocity components (σ_u blue lines, σ_v green lines, σ_w red line), (c) momentum flux ($\langle u'w' \rangle$), and (d) total turbulent kinetic energy (K_{tot}), for case 1 (low wind, dashed line) and case 2 (high wind, continuous line), and before tree breakage.

Normalized profiles appear similar between cases 1 and 2 as well as with other cases 3 to 12 before initiating tree breakage (result not shown). The normalized turbulence is only slightly larger above the canopy in the high wind case. Hence, the well-known characteristics of canopy flow remain identical in windstorm condition, as was observed experimentally by Oliver and Mayhead (1974). The magnitude and shape of these profiles are also consistent with those presented in Dupont et al. (2011) for a sparser homogeneous Maritime pine forest, which were validated against a field experiment.

Regarding tree motion, examples of a 14 s tree top deflection and velocity signatures are presented in Figure 3.6a and b, respectively, for case 2. These signatures show the oscillating motion of trees under the passage of wind gusts. They are consistent with the signatures recorded by Peltola (1996) and James et al. (2006) for various tree types. The probability density functions of tree top deflection and velocity in the x and y directions are presented in Figure 3.6c and d, respectively, for case 2. As expected their shapes are similar to those of wind velocity distributions (Figure 3.4). The largest deflections of tree top are about 4 m and 1.5 m in the streamwise and spanwise directions, respectively, and the largest tree top velocities are about 2.0 ms^{-1} and 1.2 ms^{-1} , which are an order of magnitude lower than the largest wind velocities (Figure 3.4).

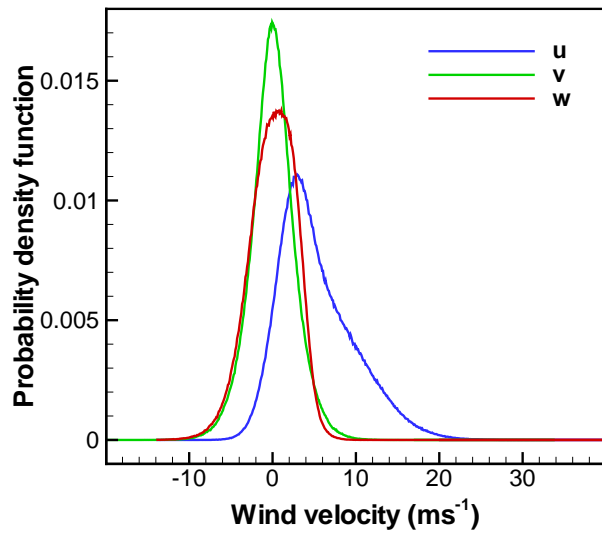


FIGURE 3.4 – Probability density functions of the three wind velocity components at canopy top, before breakage, for case 2.

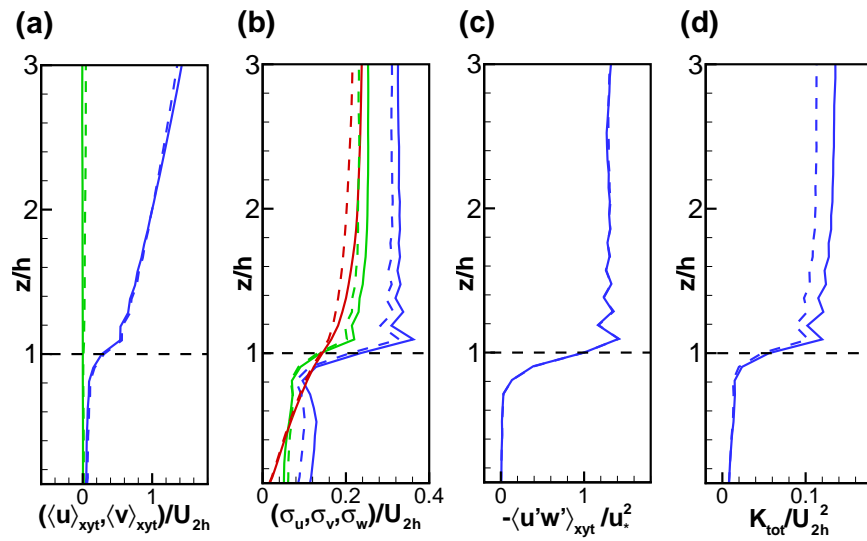


FIGURE 3.5 – Same as Figure 3.3 but the profiles are normalized by the mean wind velocity U_{2h} at $z = 2h$ and the friction velocity u_* .

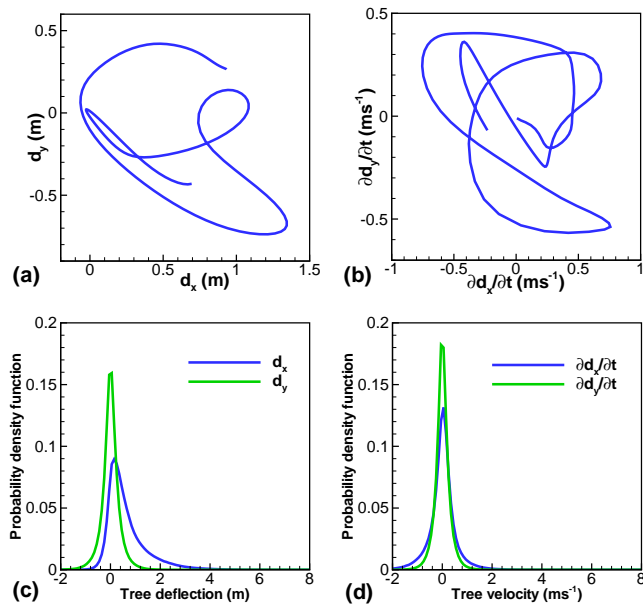


FIGURE 3.6 – Deflection (a) and velocity (b) signatures of a tree top during 14s, for case 2. Probability density functions of tree top deflection (c) and velocity (d) components in x and y directions, for case 2.

In order to investigate the impact of tree motion on the wind dynamics in windstorm condition, an additional simulation (case 2*) similar to case 2 has been performed where tree motion does not modify the flow dynamics. In other words, the tree deflection velocity appearing in the drag force term (Equation 3.4) of the momentum and subgrid-scale turbulent kinetic energy equations (Equation A1) is not accounted for. Normalized wind profiles of cases 2 and 2* are compared in Figure 3.7 and canopy-top main statistics are given in Table 3.3.

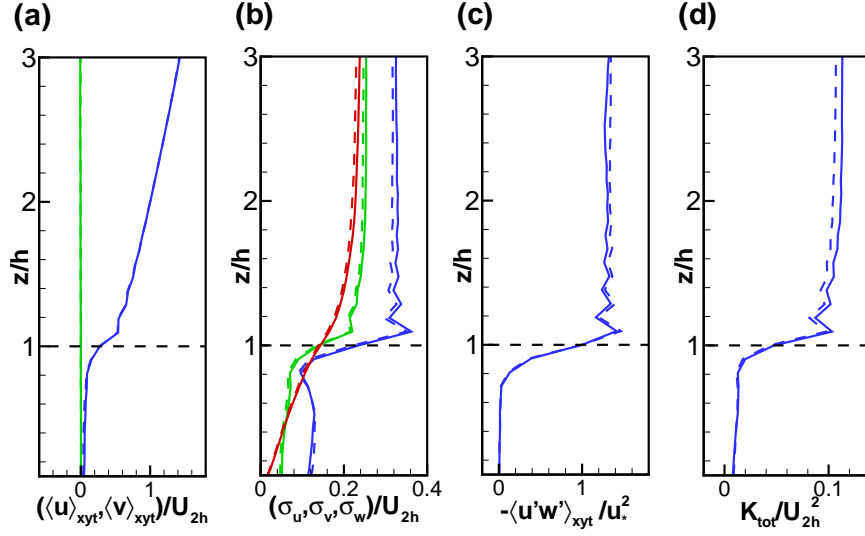


FIGURE 3.7 – Same as Figure 3.5 but for case 2 (solid lines : with tree motion) and case 2* (dashed line : without tree motion).

Only slight differences appear between both cases, meaning that tree motion has a negligible impact on the wind dynamics. As seen from Figures 3.4 and 3.6, the tree deflection velocity remains much smaller than the wind velocity, even in windstorm conditions. This result is consistent with the model results of Dupont et al. (2010) on an alfalfa crop.

In conclusion, this first attempt to use our wind flow model in windstorm condition is encouraging as it gives results that are consistent with field observations of Oliver and Mayhead (1974). In particular, normalized statistical wind profiles appear independent of the wind speed. We further show that tree motion has a negligible impact on the wind dynamics, meaning that no lock-in mechanism of coherent eddy structures on tree motion is observed, even in windstorm condition, where tree deflections are the largest.

Variable	Designation	Case 1	Case 2	Case 2*
<i>Wind</i>				
U_h	mean streamwise wind speed (ms^{-1})	3.0	5.3	5.2
U_{hmax}	maximum streamwise wind speed (ms^{-1})	18.7	34.2	29.8
V_h	mean spanwise wind speed (ms^{-1})	0.1	0.0	0.0
σ_u	standard deviation of u (ms^{-1})	2.6	4.5	4.4
σ_v	standard deviation of v (ms^{-1})	1.6	2.7	2.6
σ_w	standard deviation of w (ms^{-1})	1.7	2.8	2.7
Sk_u	skewness of u	0.9	0.8	0.7
Sk_v	skewness of v	0.1	-0.0	0.0
Sk_w	skewness of w	-0.4	-0.4	-0.4
<i>Trees</i>				
d_x	mean deflection d_x (m)	0.2	0.6	0.6
d_y	mean deflection d_y (m)	0.0	0.0	0.0
σ_{d_x}	standard deviation of d_x (m)	0.3	0.8	0.7
σ_{d_y}	standard deviation of d_y (m)	0.2	0.4	0.3
Sk_{d_x}	skewness of d_x	2.5	1.9	1.7
Sk_{d_y}	skewness of d_y	0.2	-0.2	-0.1
$\sigma_{\dot{d}_x}$	standard deviation of \dot{d}_x (ms^{-1})	0.2	0.5	0.5
$\sigma_{\dot{d}_y}$	standard deviation of \dot{d}_y (ms^{-1})	0.1	0.3	0.3
$Sk_{\dot{d}_x}$	skewness of \dot{d}_x	-0.2	0.1	0.1
$Sk_{\dot{d}_y}$	skewness of \dot{d}_y	-0.0	0.1	0.0

TABLE 3.3 – Main statistics of simulated wind flow and tree motion at canopy top for cases 1, 2 and 2*.

3.3.2 Visualization of tree damage propagation

Damage initiation and propagation as simulated by our model and their impacts on the wind flow are analyzed in this section for case 5. This windstorm is characterized, before damages start, by a mean wind speed at canopy top of 4.3 ms^{-1} and canopy top highest wind gusts of about 17.6 ms^{-1} . Its duration is 41 min. This windstorm intensity is close to those reported in Oliver and Mayhead (1974) and measured at the Bray site in Les Landes region (France) during the 2009 Klaus windstorm (data not published).

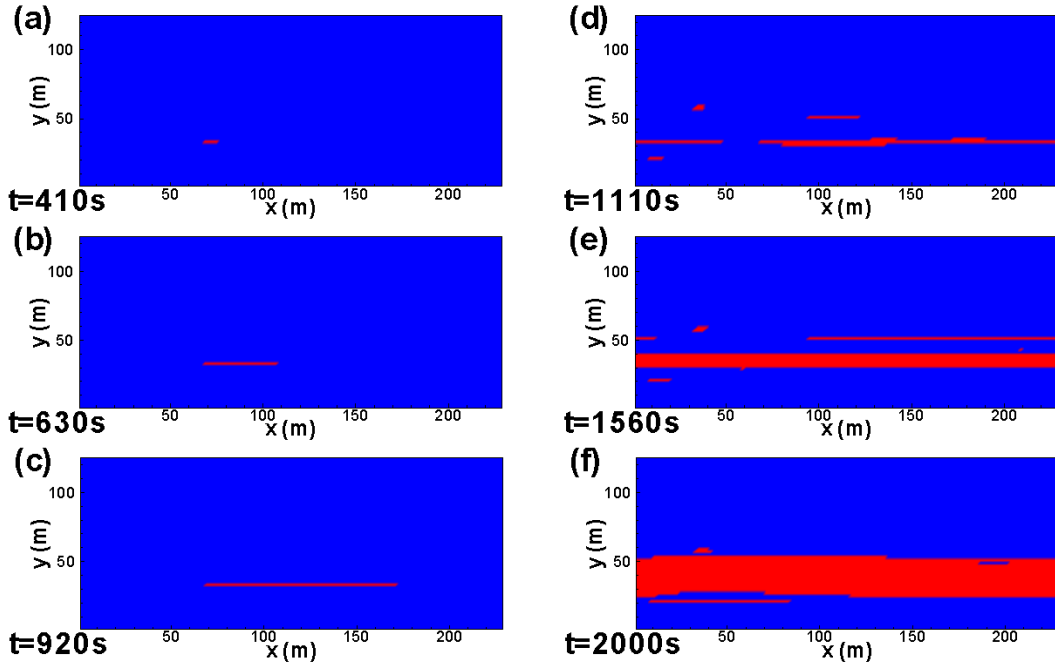


FIGURE 3.8 – Snapshots of tree damages (red areas) during the simulated windstorm of case 5. The wind is blowing in the x direction from the left.

Figures 3.8 and 3.9 present six consecutive snapshots of the forest state (where damage areas appear in red) and streamwise wind velocity at canopy top, respectively, during the windstorm. The first damage occurs at 410 s after the beginning of the storm, as initiated by the passage of a wind gust of about 16.4 ms^{-1} (Figure 3.9a). This wind gust is responsible for a gap of 16 m^2 corresponding to the fall of four trees. Rapidly the gap increases in size in the mean wind direction as trees located at the downwind edge of the gap become loaded by faster winds (Figure 3.8b and c). Figure 3.9b and c shows that the wind speed is maximum above the newly created gap. At $t = 920\text{ s}$, i.e. 510 s after the first damage, the gap is about

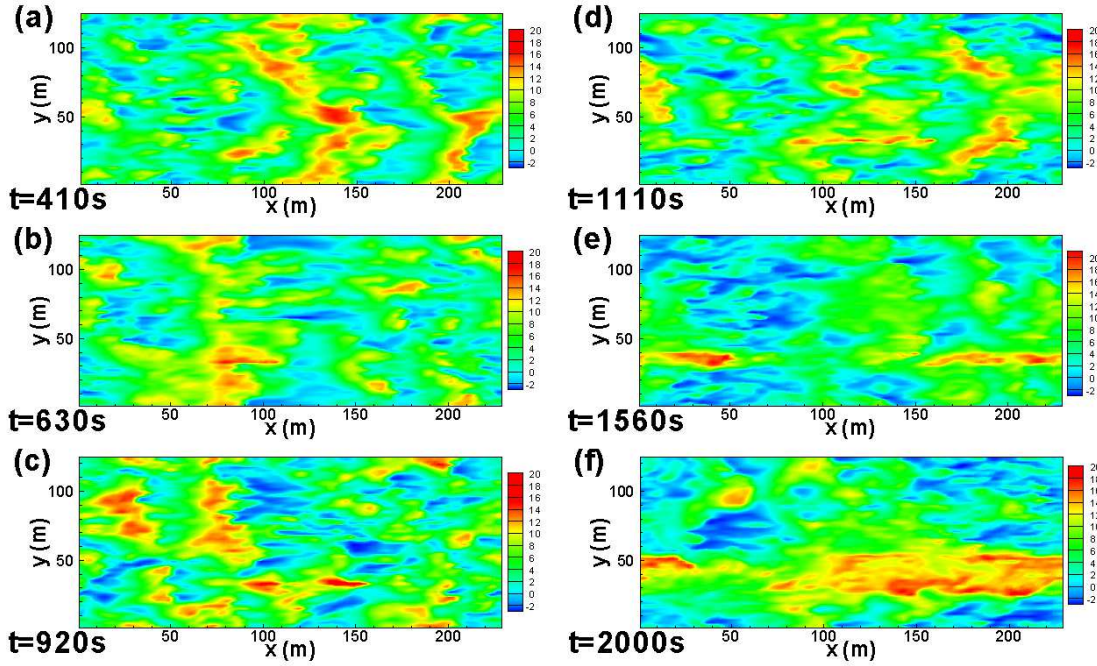


FIGURE 3.9 – Same as Figure 3.8 but for the instantaneous streamwise wind velocity (ms^{-1}) at canopy top.

100 m long and 4 m large, corresponding to 100 trees down. At $t = 1110\text{s}$ other gaps are created within the forest while the first gap continues to extend in length as well as in width, as lateral trees are also loaded by faster winds. Note that the use of periodic boundary conditions explains that the first gap reappears at the left boundary of the domain. At $t = 2000\text{s}$ a significant 12 m wide corridor of damage trees is observed, aligned with the mean wind direction of the storm, and where the wind rushes in, as shown in Figure 3.9f. This elongated shape of the forest wind damage area is consistent with the forest damage presented in Figure 3.1.

At the stand scale Figure 3.10 presents the time evolution of the canopy top maximum and mean wind speed, U_{hmax} and U_h , their ratio, and the rate of broken trees during the windstorm. After the first tree down, at 410 s, damages propagate slowly up to a threshold point around $t = 1050\text{s}$, where damages propagate steadily with a relatively constant velocity of about $U_{prog} = 1.32\text{ tree s}^{-1}$ ($5.26\text{ m}^2\text{s}^{-1}$). This threshold point may correspond to a threshold size of the gap beyond which the flow starts to increase within the gap, and beyond which damages propagate at a full rate. This damage propagation is explained by trees becoming more vulnerable without upwind shelter trees and with increasing wind within the gap. Indeed,

when trees are down wind momentum is no longer absorbed by trees so that the wind gets faster within the gap and hits stronger the remaining trees. This is illustrated in Figure 3.10 by the increase of U_h and U_{hmax} with the percentage of broken trees. Interestingly, the maximum wind velocities, i.e. wind gusts, seem to increase before the mean wind velocity. We suspect that the first effect of a newly-created gap is to increase turbulence. When the gap reaches a significant size, its second effect is to increase the mean wind speed while the turbulence level stabilizes. The ratio between U_{hmax} and U_h decreases and gets closer to values around 2, as usually observed over non vegetated surfaces.

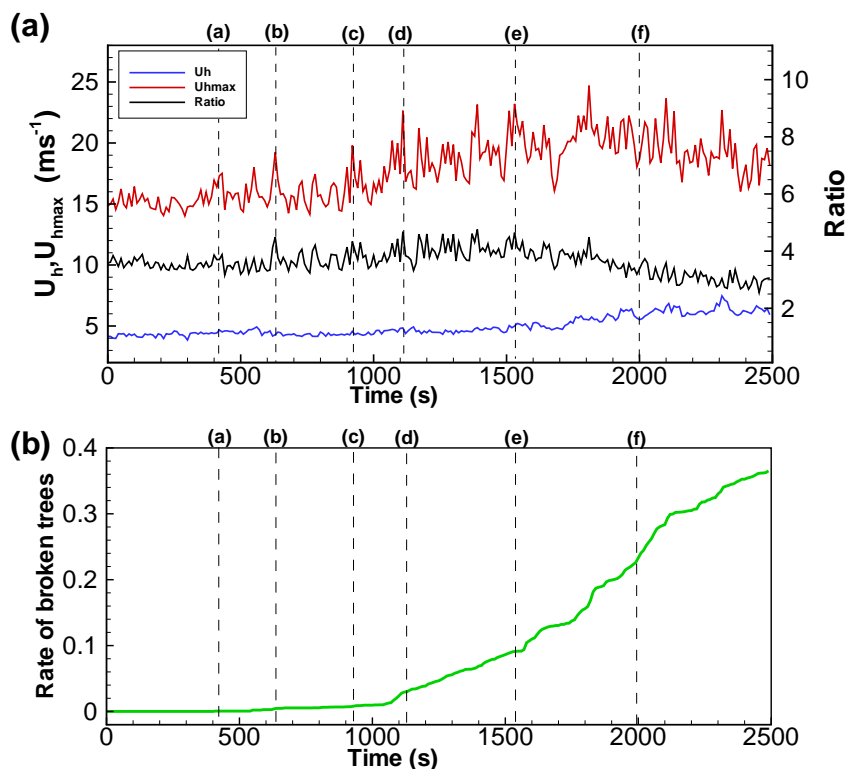


FIGURE 3.10 – (a) Time series of the canopy top maximum (U_{hmax}) and mean (U_h) wind velocities and their ratio, as simulated in case 5. (b) Time series of the rate of broken trees. The vertical dashed lines refer to snapshots of Figures 3.8 and 3.9.

For this windstorm, only few initial gaps are at the origin of 40% of damage at the end of the storm. A period of about 10 min separates the initiation of the first and second gaps. These gaps are induced by strong wind gusts impinging into the canopy. The randomness nature of wind gusts means that for a similar windstorm, in intensity and duration, but with a different timing of gusts, a different level of

damage or even a different behaviour of damage propagation may be observed. To verify how reproductive our results are for a similar windstorm, the windstorm of case 7 has been run again with a different turbulence initialization. This allows us to obtain the same mean wind dynamics before breakage but a different timing of wind gusts. This second run is referred hereafter as case 7*. Figure 3.11a and b compares the time evolution of U_{hmax} and the rate of broken trees between cases 7 and 7*, respectively. Similarly to case 5 (Figure 3.10), the increase of the broken tree rate correlates with that of U_{hmax} . The timing of the first gap differs between the two cases : $t = 400$ s in case 7 and 900 s in case 7*. The delay observed in case 7* induces a lower rate of broken trees at the end of the windstorm, 70.7% instead of 86.8%. Although the curve of the broken tree rate exhibits a slight different time variability after the first threshold point, on average the velocity of damage propagation is very similar in the two cases : 0.041 and 0.044 %s⁻¹ of broken trees in cases 7 and 7*, respectively.

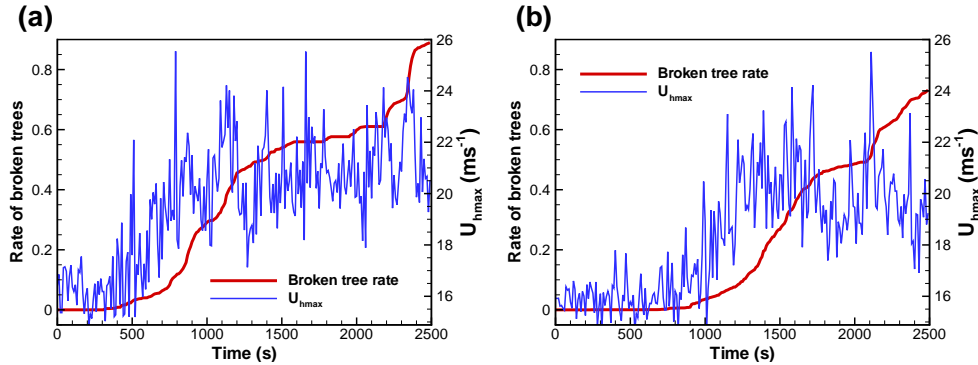


FIGURE 3.11 – Time series of the rate of broken trees (red solid line) and canopy top maximum wind velocity (solid blue line) as simulated in cases 7 (a) and 7* (b) with two different initial wind gust timing.

In conclusion, the initiation of the first gap depends on the probability of occurrence of a critical gust, with a wind speed sufficient to break trees, itself depending on the intensity of the windstorm. As a consequence, under similar windstorm conditions, the level of damage can differ significantly between two identical stands. Once the first damages are initiated and the gap reaches a threshold size, the rate of damage propagation appears similar for windstorms of same intensity. Other cases show similar behaviour but with different levels of damage due to different windstorm intensities as discussed in the next section.

3.3.3 Wind damage propagation in relation with windstorm intensity

To investigate the impact of windstorm intensity on damage propagation, we analyse cases 3 to 12 where the mean wind velocity at canopy top before breakage, U_h , ranges from 3.9 to 5.2 ms^{-1} for the same windstorm duration. Figure 3.12 presents the percentage of broken trees at the end of the windstorm in relation to U_h . As expected, the percentage of broken trees increases with windstorm intensity : 100% of damage are observed in cases where U_h is higher than 4.6 ms^{-1} , and no damage is observed with U_h lower than 3.9 ms^{-1} . Between these two threshold velocities, the percentage of broken trees increases exponentially with U_h .

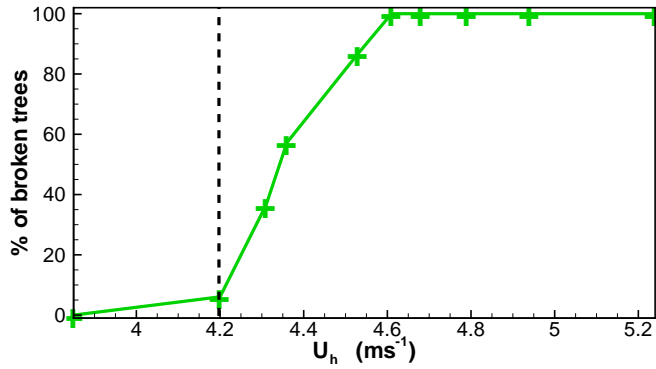


FIGURE 3.12 – Percentage of broken trees as a function of the mean canopy wind velocity U_h obtained from cases 4 to 12.

The time variation of the percentage of broken trees during each windstorm is presented in Figure 3.13 for cases 4 to 12.

It can be seen that the delay of formation of the first gap is shorter with increasing windstorm intensity. As considered in the previous section, this configuration is the most probable but we could also have observed in the weakest windstorm case a first gap created earlier than in the strongest windstorm. After the first gaps have reached a significant size, the percentage of tree damage increases almost linearly with time in all cases, but with a different slope. The damage propagation velocities, U_{prog} , have been deduced in each case as the fitted slope of the temporal evolution of the percentage of broken trees. Their values are reported in Figure 3.14 as a function of U_h , characterizing the windstorm intensity.

The velocity U_{prog} increases exponentially with windstorm intensity. An exponential fit gives the following relationship between U_{prog} and U_h :

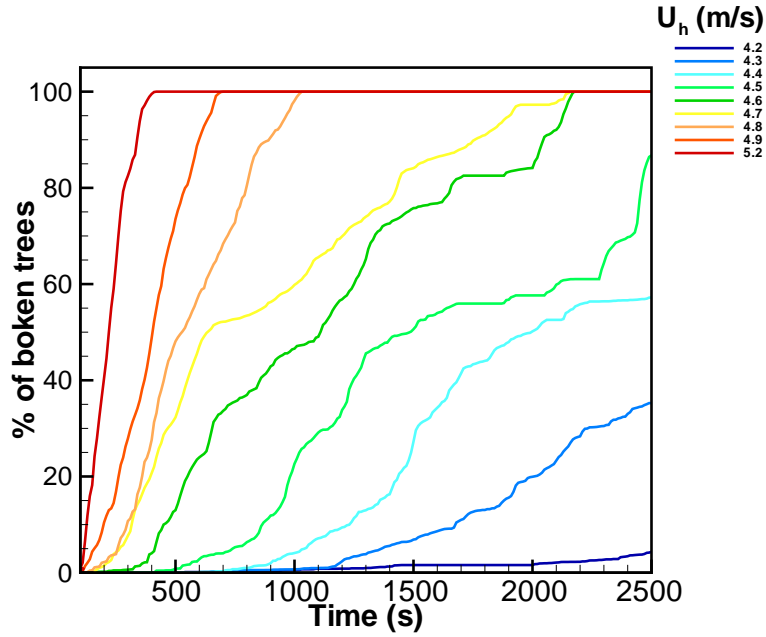


FIGURE 3.13 – Time variations of the percentage of broken trees during windstorms of cases 4 to 12 characterized by the mean canopy wind velocity U_h .

$$U_{prog} = \exp(2.87U_h - 16.09), \quad (3.1)$$

with a coefficient of determination of $r^2 = 0.93$.

For a practical purpose, an abacus giving the percentage of tree damage in relation to U_h and the duration of the storm is presented in Figure 3.15. The curves present a asymptotic shape with increasing U_h and with increasing storm duration, tending toward 100% of damage. For instance, the whole forest is damaged in 38 minutes with a storm characterized by $U_h = 4.6 \text{ ms}^{-1}$, and only in 6 minutes with $U_h = 5.2 \text{ ms}^{-1}$.

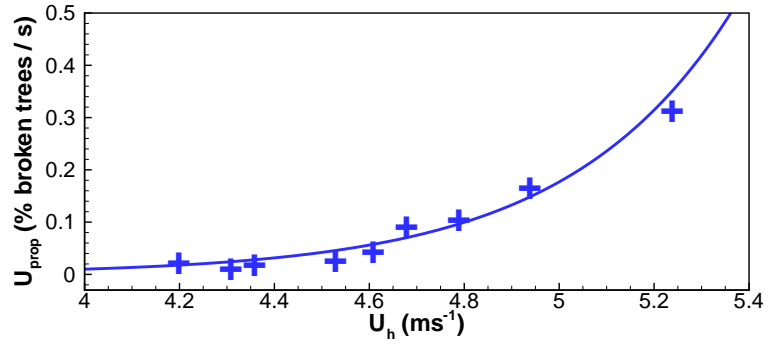


FIGURE 3.14 – Damage propagation velocity as a function of the mean canopy wind velocity U_h before breakage obtained from cases 4 to 12.

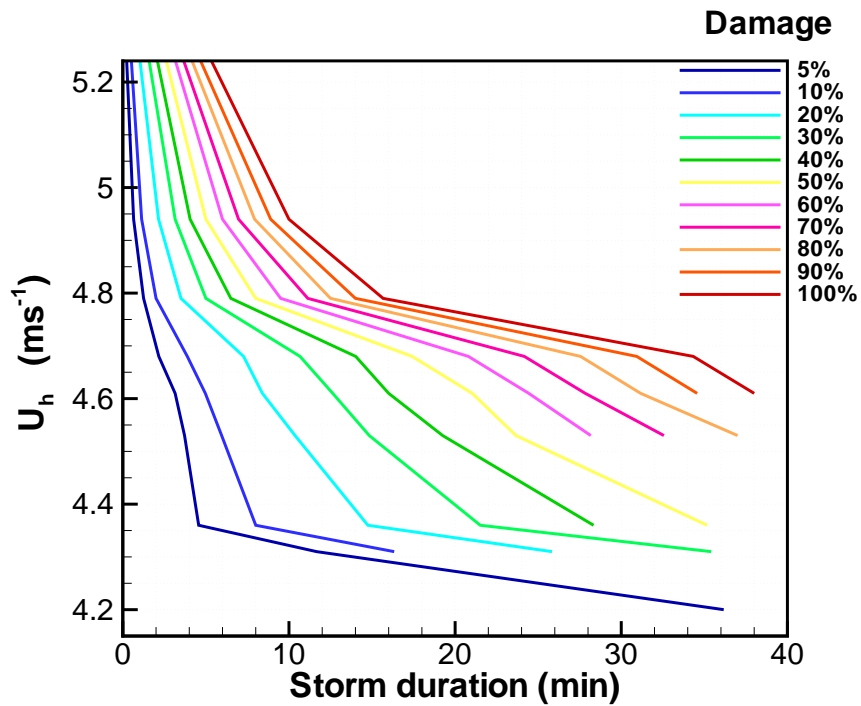


FIGURE 3.15 – Abacus giving the percentage of tree damage for a range of mean wind velocities at canopy top, U_h , and windstorm durations.

3.4 Summary

An original and innovative tree motion model at stand scale has been presented. This model is based on a two-way coupling between a Large-Eddy Simulation airflow model and a tree motion model accounting for tree breakage. The model has been applied on a homogeneous Maritime pine forest under windstorm conditions.

We first verified that the well-known characteristics of canopy flow remain identical in windstorm conditions as previously observed by Oliver and Mayhead (1974). We further showed that tree motion has a negligible impact on the wind dynamics, meaning that no lock-in mechanism of coherent eddy structures on tree motion is observed, even in windstorm condition. Then, tree damage propagation was simulated for the first time. The initiation and expansion dynamics of gaps within the forest and their impacts on the wind flow were analysed in relation to windstorm intensity. We observed that under similar windstorm conditions, the level of damages can be significantly different between two identical stands depending on the occurrence of critical gusts. Once the first damages are initiated, their rate of propagation is similar for windstorms of same intensity and increases exponentially with the mean canopy top wind speed (defined before tree breakage). A predictive equation for the velocity of damage propagation has been established in relation to the windstorm intensity. Finally, an abacus giving the percentage of tree damage in relation to the windstorm intensity and duration has been proposed from our simulations.

These first tests of our model are very encouraging and show that the results obtained from such detailed model may be useful for improving the representation of tree wind load and damage propagation in mechanistic wind damage models.

Appendix

A Subgrid-scale turbulent kinetic energy

The conservation equation for the SGS turbulent kinetic energy writes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial e}{\partial x_j} = & -\tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2 \left((1 - \delta_{j3}) \nu_{th} + \delta_{j3} \nu_{tv} \right) \frac{\partial e}{\partial x_j} \right) \\ & - \frac{g}{\theta} \tau_{3\theta} - C_\epsilon \frac{e^{3/2}}{l_{tv}} - 2 \frac{C_D}{l^2} \left| \tilde{u}_i - \frac{\partial \tilde{d}_i(x_i, t)}{\partial t} \right| e. \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

where ν_{th} and ν_{tv} are the horizontal and vertical eddy viscosities, l_{tv} the vertical length scale, $\tau_{3\theta}$ the subgrid heat flux, the constant $C_\epsilon = 3.9$ at the lowest model level and 0.93 above accordingly to Deardorff (1980) and Moeng (1984).

The terms on the right-hand side of equation A1 represent, respectively, the dynamic shear production term, the turbulent transport term, the buoyancy production term, the dissipation term and the cascade term for SGS TKE.

Un modèle original et novateur du mouvement des arbres à l'échelle du peuplement a été présenté. Ce modèle repose sur le couplage d'un modèle de simulation des grandes échelles de l'écoulement du vent à un modèle du mouvement de l'arbre prenant en compte la rupture. Grâce à ce modèle, des simulations de tempêtes sur forêts homogènes de pin maritime ont été réalisées.

Nous avons d'abord vérifié que les caractéristiques bien connues de l'écoulement sur une forêt restent identiques dans des conditions de tempête comme précédemment observé par Oliver and Mayhead (1974). Nous avons de plus montré que le mouvement des arbres a un impact négligeable sur la dynamique du vent, ce qui signifie qu'aucun mécanisme de verrouillage des structures turbulentes sur le mouvement des arbres n'est observé, même lors d'une tempête. Ensuite, la propagation des dommages causés aux arbres a été simulée pour la première fois. Les créations et propagations dynamiques de trouées dans la forêt ainsi que leurs impacts sur l'écoulement du vent ont été analysés selon la force du vent. Nous avons observé que dans des conditions de tempêtes similaires, le niveau des dommages peut être significativement différent entre deux forêts identiques en fonction de l'occurrence de fortes rafales de vent. Une fois les premiers dommages causés, leur vitesse de propagation est similaire pour les tempêtes de vent de même intensité et augmente de façon exponentielle avec la vitesse moyenne du vent à la hauteur de la forêt (définie avant bris d'arbre). Une équation de prédiction de la vitesse de propagation des dommages a été établie en fonction de la force du vent. Enfin, un abaque donnant le pourcentage de dégâts suivant l'intensité du vent et la durée de la tempête a été proposé à partir de nos simulations.

Ces premiers tests de notre modèle sont très encourageants et montrent que les résultats obtenus pourraient être utiles pour améliorer la représentation de la charge du vent sur les arbres et de la propagation des dommages dans les modèles de vent mécanistes.

En conclusion, le modèle a apporté des avancées significatives dans la modélisation du mouvement de forêt et dans la compréhension des phénomènes en jeu lors d'une tempête.

Pour améliorer ce modèle, les effets de la thigmomorphogénèse et le contact entre arbres voisins doivent être représentés. Nous pourrions également simuler des conditions pluvieuses et la mécanique des sols grâce à l'ajout d'un modèle simple de racine dans notre modèle de mouvement des arbres et grâce à l'utilisation des options du modèle ARPS permettant de simuler la pluie et différents types de sol.

Effets de pratiques sylvicoles sur la propagation des dommages

4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, notre modèle d'interaction vent-arbre a été évalué avec succès sur une forêt homogène de pin maritime. Maintenant, le modèle est utilisé pour étudier la sensibilité des arbres à la charge du vent et à la propagation des dommages sur différentes morphologies de forêts résultant de diverses pratiques sylvicoles habituelles telles que l'élagage des arbres, les éclaircies ou les coupes rases. A cet effet, les mouvements de forêts sous vents turbulents, avec possibilité de casse des arbres, sont simulés pour différentes densités de peuplement, densités de feuillage, espèces d'arbres, ainsi que différentes tailles de coupes rase perpendiculaires au vent. Après avoir présenté les configurations de simulation, les résultats obtenus pour les différents scénarios choisis sont présentés et discutés, avant de conclure.

4.2 Méthode

Des simulations tridimensionnelles ont été réalisées sur des couverts homogènes et sur des couverts contenant une clairière. Dans les deux configurations, un vent longitudinal constant U_{top} a été imposé en haut du domaine de calcul, ainsi que des conditions aux limites latérales périodiques, ce qui nous permet de simuler des paysages forestiers infinis. Comme dans le chapitre 3, l'écoulement du vent et le mouvement des arbres ont d'abord été résolus sans rupture. Une fois atteint l'état d'équilibre statistique entre l'écoulement et la canopée, la rupture des arbres a été permise. Des tempêtes de 42 minutes ont été simulées.

Pour les couverts homogènes, des forêts de pins maritimes avec différentes densités d'arbres (référencés ci-après comme cas 1), différentes densités de feuillage (cas 2) sont étudiées ainsi que des forêts d'épicéa de Sitka (cas 3).

Pour la plupart de ces cas, différentes intensités de vent (U_{top}) ont été prises en compte. Les Tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 résument les principales caractéristiques des simulations effectuées pour les cas 1, 2 et 3, respectivement. On les trouvera dans les sections correspondantes.

Les pins maritimes et les épicéas de Sitka ont les mêmes propriétés morphologiques et mécaniques que dans le chapitre 2 et 3 (voir les Tableaux 3.1 pour les pins maritimes et 2.1 pour les épicéas de Sitka).

Par rapport aux pins maritimes, les épicéas de Sitka sont plus petits, 13 m de haut contre 21.6 m pour les pins, et présentent une variation de densité foliaire plus progressive à leur sommet (voir Figure 4.1).

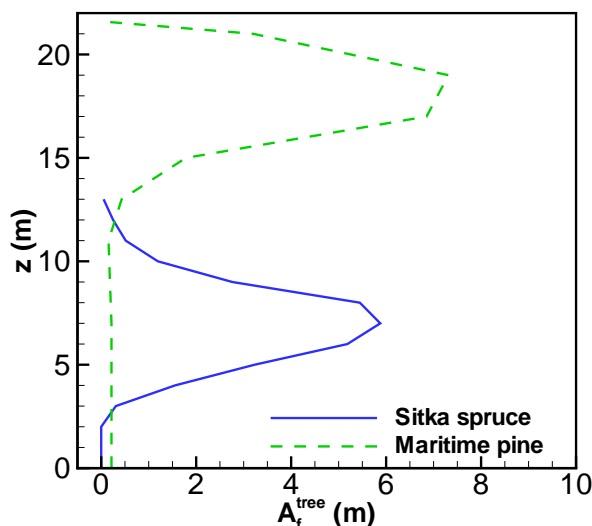


FIGURE 4.1 – Profils verticaux de densité d'aire frontale A_f^{tree} du pin maritime et de l'épicéa de Sitka utilisés dans cette étude.

Dans les cas 1, la densité du peuplement varie de 625 à 2500 arbres ha^{-1} . Dans le modèle, la densité du peuplement est représentée par la distribution spatiale de C_D/l (voir l'équation 3.4 dans le chapitre 3), où $C_D/l = 0$ dans les mailles sans arbre, tandis que la densité de feuillage des arbres individuels a été maintenue identique à celle utilisée dans le chapitre 3 et présentée à la Figure 4.1. A l'inverse, dans les cas 2, le coefficient C_D de chaque arbre a été réduit jusqu'à 75% dans les mailles contenant des arbres tandis que la distribution spatiale de C_D/l est restée identique à celle d'une densité de peuplement de 2500 arbres ha^{-1} . Ainsi, une réduction de la densité d'arbres ou de la densité de feuillage de 50% par exemple auront le même effet sur la quantité totale de biomasse présente dans le domaine de calcul, et les champs de vent moyens devraient être relativement proches ; en revanche dans le premier cas les arbres seront deux fois moins nombreux, avec une prise au vent deux fois plus forte.

Ci-après, le cas 1.1 est considéré comme le cas de référence car il correspond à

la configuration de simulation étudiée dans le chapitre 3.

Les conditions de simulation sont similaires aux conditions utilisées dans le chapitre 3, avec des domaines de calcul s'étendant sur $230 \times 126 \times 155$ m, ce qui correspond à un maillage de $115 \times 63 \times 65$ points dans les directions x , y et z , respectivement, et avec une résolution de grille horizontale de 2 m et une résolution verticale de 2 m en dessous de 80 m.

Pour la configuration hétérogène (cas 4), différentes tailles de clairières ont été étudiées, allant de $2.5h$ à $20.4h$ (où h est la hauteur moyenne des arbres), représentant des coupes rases récentes. La forêt est composée de pins maritimes avec des caractéristiques identiques à celles du cas de référence 1.1. Diverses intensités de vent ont été étudiées comme indiqué dans le Tableau 4.4. Dans tous les cas, les domaines de calculs s'étendent sur $426 \times 210 \times 155$ m, ce qui correspond à $213 \times 105 \times 65$ points de maillage dans les directions x , y et z respectivement, et ont la même résolution que dans les cas homogènes.

4.3 Effet de la densité d'arbres : le cas du pin maritime

Le Tableau 4.1 présente la vitesse moyenne du vent U_h au sommet de la canopée pour les cas 1 avant que la casse des arbres ne commence. Comme prévu, pour la même intensité du vent de tempête (U_{top}), U_h augmente avec la diminution de la densité du peuplement car la canopée absorbe moins la quantité de mouvement de l'écoulement. Par exemple, pour $U_{top} = 27.5 \text{ ms}^{-1}$, U_h augmente de 3.9 à 4.1 puis 5.0 ms^{-1} pour une densité de peuplement allant de 2500 à 1250 puis 625 arbres ha^{-1} , respectivement.

Cas	U_{top}	U_h	U_{hmax}	$U_{hmaxcrit}$
<i>Densité de couvert 2500 arbres ha⁻¹</i>				
1.1a	27.50	3.9	15.5	-
1.1b	30.00	4.2	17.2	16.3
1.1c	30.25	4.3	17.6	16.9
1.1d	30.75	4.4	18.6	18.5
1.1e	31.50	4.5	17.3	17.2
1.1f	32.00	4.6	17.8	16.8
1.1g	32.50	4.7	18.6	16.9
1.1h	33.50	4.8	19.7	19.1
1.1i	35.00	4.9	19.3	21.8
1.1j	37.50	5.2	22.2	22.6
<i>Densité de couvert 1250 arbres ha⁻¹</i>				
1.2a	25.00	3.8	15.2	13.5
1.2b	26.00	4.0	15.3	15.1
1.2c	27.50	4.1	15.2	15.5
1.2d	30.25	4.6	16.7	14.4
1.2e	32.50	5.1	19.2	18.4
1.2f	35.00	5.2	23.6	17.2
<i>Densité de couvert 625 arbres ha⁻¹</i>				
1.3a	20.00	3.6	12.5	13.3
1.3b	22.00	3.9	13.7	13.6
1.3c	23.50	4.0	15.2	13.8
1.3d	25.00	4.5	15.7	15.4
1.3e	27.50	5.0	17.9	15.9

Tableau 4.1 – Valeurs de la vitesse de vent en haut du domaine de calcul (U_{top}), vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée avant rupture (U_h), vitesse maximale du vent à hauteur de canopée avant rupture (U_{hmax}) et vitesse critique du vent à hauteur de canopée provoquant les premiers dommages ($U_{hmaxcrit}$), pour différentes densités de forêts et intensités de tempêtes.

La Figure 4.2 présente la variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés pour différentes intensités de tempête et pour les trois densités de peuplement. La Figure 4.2a correspond à la Figure 13 du chapitre 3. Un comportement similaire est observé pour les trois configurations de densité d'arbres : après que les premières trouées ont atteint une taille significative, le pourcentage de dommages augmente presque linéairement avec le temps, avec une pente différente suivant les cas. Avec une densité plus faible, le pourcentage des dégâts à la fin de la tempête est plus grand pour la même vitesse de vent à hauteur de canopée. Par exemple, dans les cas de 1250 et 625 arbres ha^{-1} , il y a près de 65% et 100% de dommages causés aux arbres pour une valeur de U_h d'environ 4.0 ms^{-1} , respectivement. Bien que des simulations supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer statistiquement ce résultat, ce comportement s'explique par la plus faible quantité de mouvement du vent absorbée par un couvert présentant moins d'arbres, conduisant à une vitesse plus élevée et donc une plus forte charge de vent sur chaque arbre.

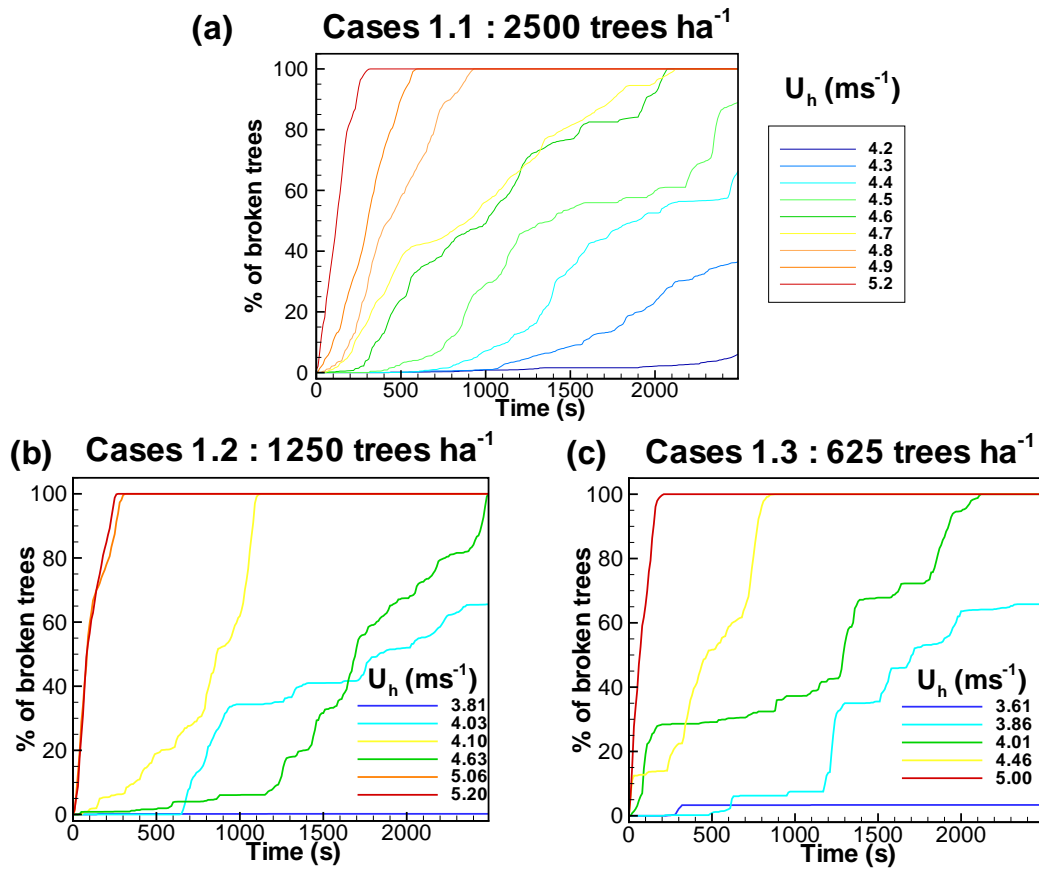


FIGURE 4.2 – Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés pour trois différentes densités de forêt de pin maritime (cas 1 voir Tableau 4.1) et différentes intensités de tempêtes (caractérisées par U_h).

La Figure 4.3a montre le pourcentage d'arbres cassés en fonction de U_h pour les trois densités de canopée. Pour la plus faible densité, la rupture des arbres commence à partir de $U_h = 3.6 \text{ ms}^{-1}$ et atteint 100% de dommages à la fin de la tempête caractérisée par $U_h = 4.0 \text{ ms}^{-1}$. Pour 1250 arbres ha^{-1} , la rupture commence à $U_h = 3.8 \text{ ms}^{-1}$ et 100% des dommages sont atteints pour $U_h = 4.1 \text{ ms}^{-1}$. Cela confirme les résultats antérieurs : plus de dégâts sont occasionnés avec la diminution de la densité du peuplement, les arbres subissant des vents plus forts. La vitesse du vent critique pour initier des dommages est donc inférieure quand les arbres sont plus clairsemés. Ce résultat n'est valable que pour des canopées où les arbres ne se sont pas acclimatés à leur environnement clairsemé, suite par exemple à une éclaircie.

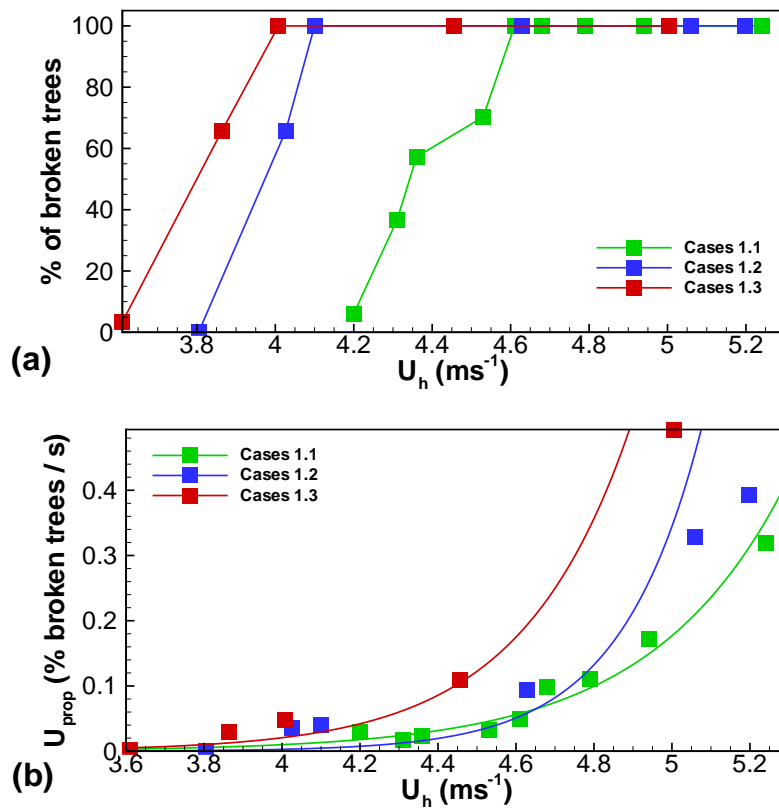


FIGURE 4.3 – Pourcentage d'arbres cassés (a) et vitesse de propagation des dommages (b) en fonction de la vitesse du vent à hauteur de canopée U_h , pour trois densités différentes de forêt de pin maritime (cas 1 voir Tableau 4.1).

La vitesse de propagation des dommages, U_{prop} , déduite du calcul des pentes de l'évolution temporelle du pourcentage d'arbres brisés, est présentée dans la Figure 4.3b en fonction de U_h . La vitesse U_{prop} augmente de façon exponentielle avec l'intensité du vent comme observé précédemment dans le chapitre 3. Des régressions exponentielles nous donnent les relations suivantes :

$$U_{prop} = \exp(2.87U_h - 16.09) \text{ pour une densité de } 2500 \text{ arbres ha}^{-1}, \quad (4.1)$$

$$U_{prop} = \exp(4.78U_h - 25.00) \text{ pour une densité de } 1250 \text{ arbres ha}^{-1}, \quad (4.2)$$

$$U_{prop} = \exp(3.56U_h - 18.13) \text{ pour une densité de } 625 \text{ arbres ha}^{-1}. \quad (4.3)$$

Pour la même vitesse de vent à hauteur de canopée, les dégâts dus au vent se propagent plus rapidement sur une forêt avec une densité plus faible.

4.4 Effet de la densité de feuillage : le cas du pin maritime

Inversement au paragraphe précédent, la densité du feuillage de la forêt est réduite ici non pas par le nombre d'arbres par hectare, mais à partir de la densité du feuillage de chaque arbre.

Cas	Réduction de surface foliaire (%)	U_h	U_{hmax}	$U_{hmaxcrit}$
$U_{top} = 30.25ms^{-1}$				
2.1a	0.0	4.3	17.6	16.9
2.1b	5.0	4.4	17.4	16.9
2.1c	10.0	4.5	17.0	15.3
2.1d	15.0	4.6	18.5	16.5
2.1e	20.0	4.7	17.5	17.0
2.1f	25.0	4.8	18.0	16.3
2.1g	30.0	5.0	18.6	18.4
2.1h	35.0	5.0	19.1	18.5
2.1i	50.0	5.5	20.8	19.0
2.1j	75.0	6.8	24.2	-
$U_{top} = 32.5ms^{-1}$				
2.2a	0.0	4.7	18.6	16.9
2.2b	5.0	4.8	19.9	18.4
2.2c	10.0	4.8	18.3	17.9
2.2d	15.0	4.9	19.2	16.8
2.2e	20.0	5.0	19.1	17.6
2.2f	25.0	5.1	19.1	18.2
2.2g	30.0	5.2	21.5	19.8
2.2h	35.0	5.3	21.0	18.5
2.2i	40.0	5.5	20.3	20.0
2.2j	50.0	5.7	21.5	19.3
2.2k	75.0	7.5	24.3	-

Tableau 4.2 – Valeurs de la vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée avant rupture (U_h), vitesse maximale du vent à hauteur de canopée avant rupture (U_{hmax}) et vitesse critique du vent à hauteur de canopée provoquant les premiers dommages ($U_{hmaxcrit}$), pour différentes réductions du feuillage et intensités de tempêtes.

Le Tableau 4.2 présente les valeurs moyennes et maximales de la vitesse du vent à hauteur de canopée, U_h et U_{hmax} , obtenu avant la casse pour tous les cas de réduction du feuillage. Comme il a été observé dans le paragraphe précédent, U_h augmente avec la diminution de densité de la canopée. La Figure 4.4a montre

que U_h augmente linéairement avec le pourcentage de réduction de l'aire foliaire. Les vitesses de propagation des dommages (U_{prop}) et les pourcentages finaux de dommages causés aux arbres en fonction du pourcentage de réduction du feuillage sont présentés dans la Figure 4.4b et c, respectivement. Ces quantités varient peu avec des réductions de feuillage jusqu'à 25% pour une tempête de faible intensité (cas 2.1) et jusqu'à 40% pour une tempête de plus forte intensité (cas 2.2). De légères baisses de U_{prop} et du pourcentage de dégâts sont observées pour une réduction du feuillage supérieur à 25 % et pour $U_{top} = 30.25 \text{ ms}^{-1}$. En revanche, à partir de 35% de réduction pour $U_{top} = 30.25 \text{ ms}^{-1}$ et 50% de réduction pour $U_{top} = 32.5 \text{ ms}^{-1}$, les dégâts sont fortement réduits. Par conséquent, la réduction du feuillage des arbres n'a d'effet sur l'importance des dommages que pour des niveaux de réduction importants, de l'ordre de 35% à 50%, selon l'intensité de la tempête. La réduction de la densité du feuillage des arbres individuels semble compensée par l'augmentation de la vitesse du vent à hauteur de canopée pour des niveaux de réduction plus réduits.

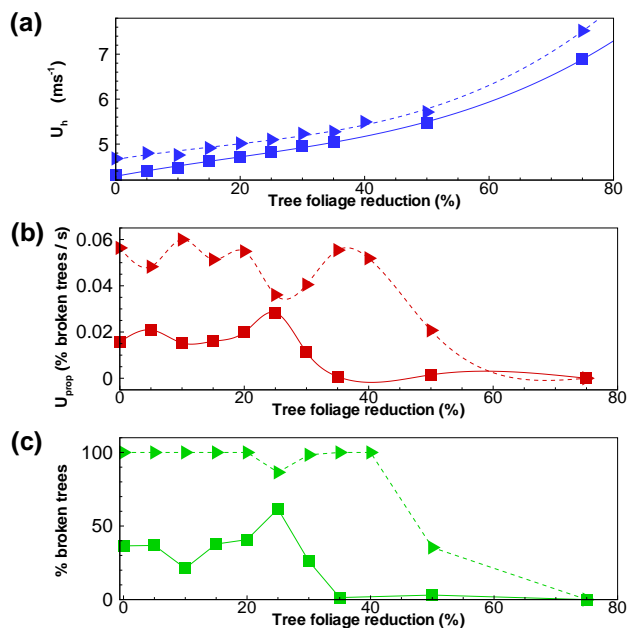


FIGURE 4.4 – Vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée U_h (a), vitesse de propagation des dommages U_{prop} (b) et pourcentage d'arbres cassés (c) en fonction de la réduction du feuillage, pour $U_{top} = 30.25 \text{ m.s}^{-1}$ (ligne continue - carré) et $U_{top} = 32.5 \text{ m.s}^{-1}$ (ligne tiret - triangle).

La Figure 4.5 donne une vue plus détaillée de l'effet de la réduction du feuillage à travers la variation temporelle du taux d'arbre cassés et la vitesse maximale du

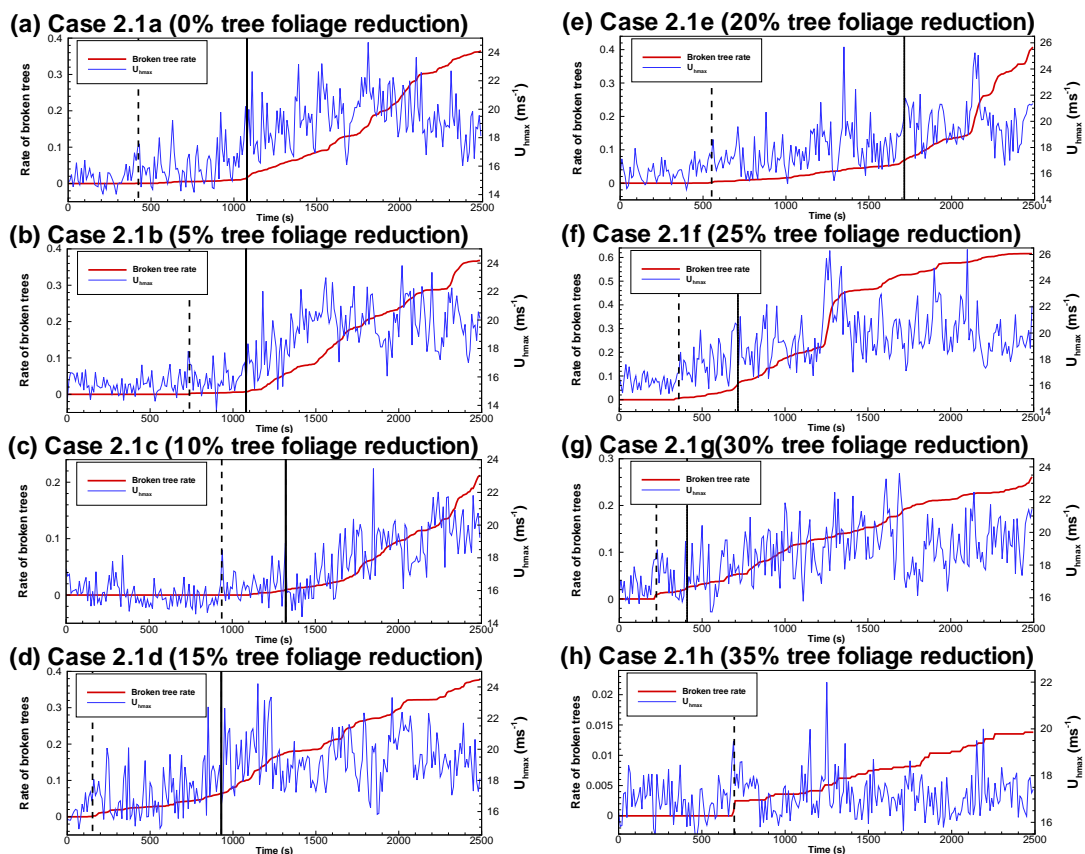


FIGURE 4.5 – Variation temporelle du pourcentage d’arbres cassés (ligne rouge) et vitesse maximale du vent à hauteur de canopée (ligne bleue) pour différentes réduction du feuillage. Les tiretés indiquent le début de la rupture, et les lignes continues le passage de rafales importantes accentuant la propagation des trouées.

vent à hauteur de canopée U_{hmax} pour les cas avec $U_{top} = 30.25 \text{ ms}^{-1}$. Le pourcentage final des dommages est différent pour chaque cas sans suivre une tendance logique dans la mesure où l'initiation des dommages et leur propagation dépendent du moment où surviennent les premières rafales critiques. Par exemple, des niveaux similaires de dommages sont atteints pour des réductions de feuillage de 15% et 20% (Figure 4.5d et e), mais avec des vitesses de propagation différentes. Les dommages commencent plus tôt dans le premier cas (2.1d), mais ils sont suivis par des rafales modérées, tandis que dans le second cas (2.1e) les dommages commencent plus tard mais ils sont suivis par des rafales plus fortes qui accélèrent la propagation des dommages. Cela confirme la conclusion du chapitre 3, selon laquelle la probabilité d'occurrence de rafales de vent critiques doit être prise en compte dans les travaux futurs. Toutefois, pour des réductions de feuillage supérieure à 30% (cas 2.1h, i et j et 2.2j et k), la technique d'élagage semble permettre une réduction substantielle des dégâts.

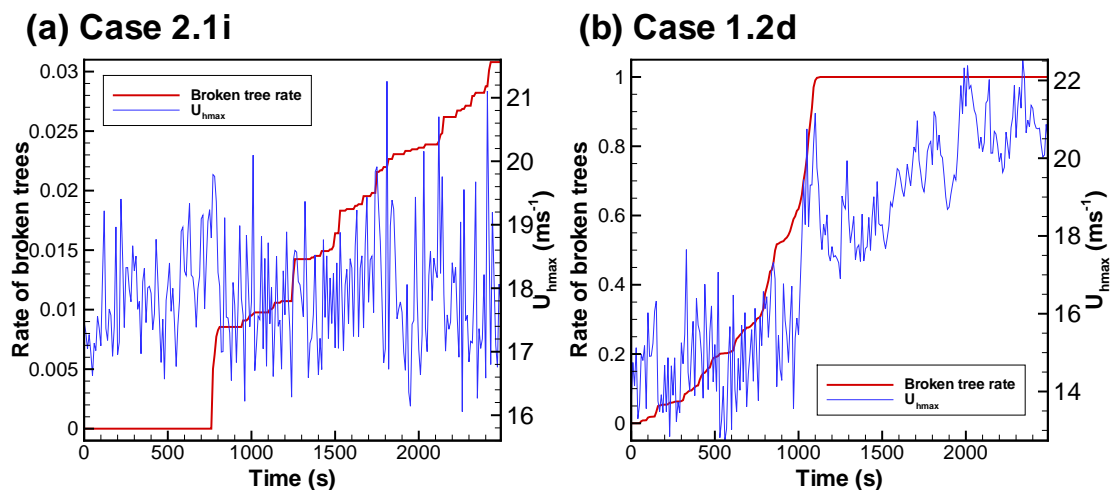


FIGURE 4.6 – Variation temporelle du pourcentage d’arbres cassés (ligne rouge) et vitesse maximale du vent à hauteur de canopée (ligne bleue) pour les cas 2.1i (réduction de 50% du feuillage pour $U_{top} = 30.25 \text{ m.s}^{-1}$) et 1.2d (réduction de 50% du nombre d’arbre dans la forêt pour $U_{top} = 30.25 \text{ m.s}^{-1}$).

La différence entre la réduction de densité par le nombre d’arbres et la réduction de densité du feuillage s’explique par leur impact sur la traînée : dans le cas de la réduction de densité, le vent est plus fort dans la canopée et les arbres ont toujours la même prise au vent. Dans le cas de la réduction du feuillage, le vent est également plus fort dans la canopée mais les arbres ont moins de prise au vent et subissent donc une traînée moins forte du fait de la réduction de l’aire foliaire ;

ils sont ainsi moins sujets à la casse. La Figure 4.6 illustre cette comparaison au travers des cas 2.1i et 1.2d qui présentent une réduction de 50% du feuillage et une réduction de 50% du nombre d'arbres, respectivement. Dans le cas de la réduction de densité via le nombre d'arbre (Figure 4.6b), le début de la casse se produit avec des rafales de l'ordre de 16 ms^{-1} et la propagation des dégâts est plus rapide. En revanche, la réduction du feuillage (Figure 4.6 a) entraîne une casse qui se produit pour des rafales de l'ordre de 20 ms^{-1} , et la propagation des dégâts est beaucoup plus lente. Avec des réductions de feuillage de 50% et 75% (cas 2.1i et j et 2.2j et k), les arbres cassent beaucoup moins malgré des vitesses moyennes $U_h = 5.38 \text{ ms}^{-1}$ et $U_h = 6.77 \text{ ms}^{-1}$ et des vitesses maximales allant jusqu'à $U_{hmax} = 24.24 \text{ ms}^{-1}$. Une forêt où la densité à été réduite en supprimant des arbres est plus vulnérable car ces derniers subissent une force de traînée plus importante. Inversement, une forêt où la densité à été réduite en élaguant les arbres de manière importante est moins vulnérable car les arbres subissent une force de traînée plus faible.

4.5 Effet de l'espèce : le cas de l'épicéa de Sitka

La propagation des dommages sur une forêt d'épicéas de Sitka est analysée ici de la même manière que pour le pin maritime dans le chapitre 3, d'abord à partir d'un premier cas spécifique, puis en fonction de différentes intensités de vent de tempête.

Cas	U_{top}	U_h	U_{hmax}	$U_{hmaxcrit}$
3a	25.00	6.0	16.8	17.3
3b	27.50	6.7	19.4	18.0
3c	28.00	7.0	19.3	19.2
3d	29.00	7.1	20.2	20.0
3e	29.25	7.2	21.2	19.5
3f	30.00	7.3	22.2	20.8
3g	31.00	7.8	22.6	21.5

Tableau 4.3 – Valeurs de la vitesse de vent en haut du domaine de calcul (U_{top}), vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée avant rupture (U_h), vitesse maximale du vent à hauteur de canopée avant rupture (U_{hmax}) et vitesse critique du vent à hauteur de canopée provoquant les premiers dommages ($U_{hmaxcrit}$), pour une forêt d'épicéa de Sitka et différentes intensités de tempêtes.

L'initiation des dommages, leur propagation et leurs impacts sur l'écoulement du vent sont analysés pour le cas 3e. Cette tempête est caractérisée, avant que les dommages ne commencent, par $U_h = 7.2 \text{ ms}^{-1}$ et $U_{hmax} = 21.2 \text{ ms}^{-1}$. Les valeurs de U_h simulées pour l'épicéa de Sitka sont plus élevées que dans les cas du pin maritime en raison d'une moindre densité de feuillage dans la partie supérieure du couvert d'épicéa.

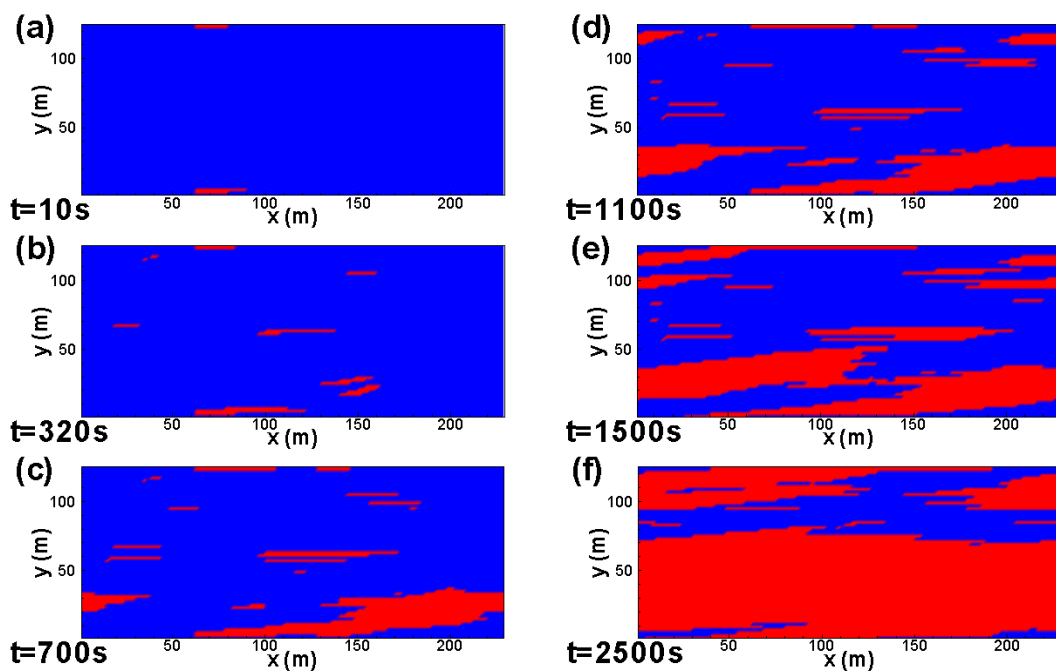


FIGURE 4.7 – Instantanés montrant les dommages (zones rouges) à différents temps de simulation de tempête (cas 3e) sur une forêt d'épicéa de Sitka. Le vent souffle de la gauche dans la direction x .

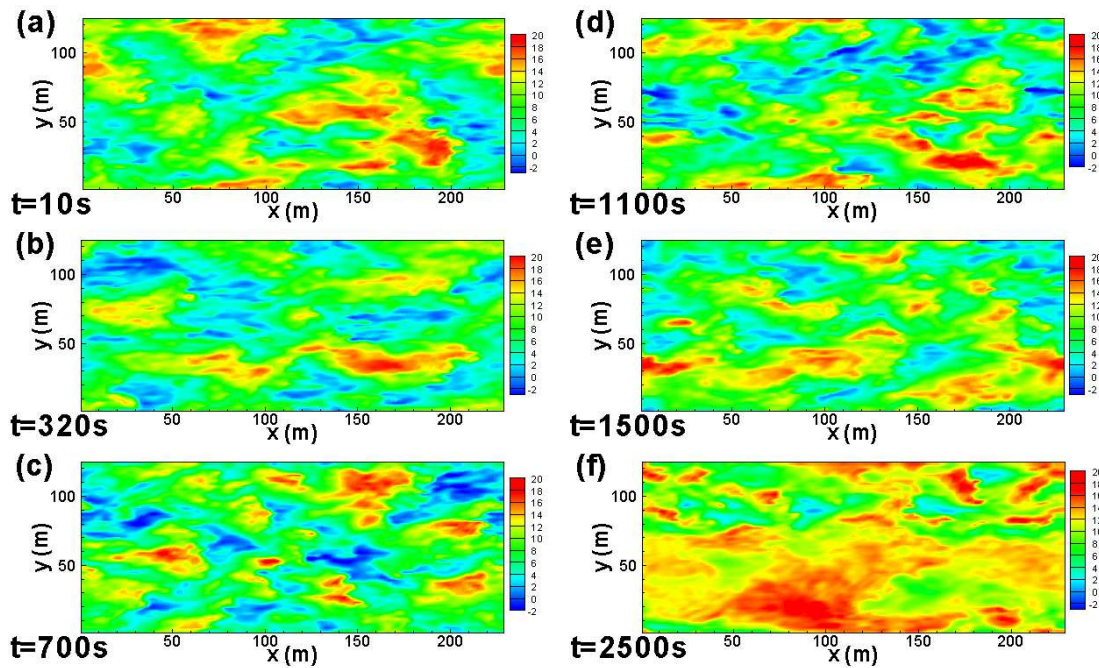


FIGURE 4.8 – Même Figure que 4.7 mais pour la vitesse du vent instantanée (ms^{-1}) dans le sens du flux à hauteur de canopée.

Les Figures 4.7 et 4.8 présentent six états consécutifs de l'état de la forêt (où les zones de dommages apparaissent en rouge) et du champ de vitesse longitudinal au sommet de la canopée, respectivement, au cours de la tempête. Les premiers dommages se produisent 10s après le début de la tempête, suite au passage de rafales de vent d'environ 19.5 ms^{-1} (Figure 4.8a). Ces rafales de vent causent deux trouées, correspondant à la casse de 43 arbres. Ensuite, d'autres trouées apparaissent tandis que les premières continuent à s'étendre dans la direction moyenne du vent car les arbres sous le vent situés à la lisière nouvellement créée se retrouvent chargés par des vents plus rapides (Figure 4.7b et c). Les Figures 4.8b et c montrent que plusieurs rafales passent et créent de petites trouées ou agrandissent les précédentes. Par rapport au pin maritime (Figures 3.8 et 3.9), plus de trouées sont créées, mais elles paraissent plus petites et moins corrélées avec les régions à grande vitesse du vent. Cela pourrait s'expliquer par le passage de plus petites rafales de vent au sommet de la canopée, et par une pénétration et une accélération plus faible de l'écoulement dans ces petites trouées. A $t = 1100 \text{ s}$, une trouée plus importante apparaît, bien corrélée avec une zone de grande vitesse de vent comme observé dans le cas du pin maritime. A $t = 2500 \text{ s}$, plus des deux tiers de la forêt ont été soufflés, avec des zones de dommages alignées sur la direction

moyenne du vent.

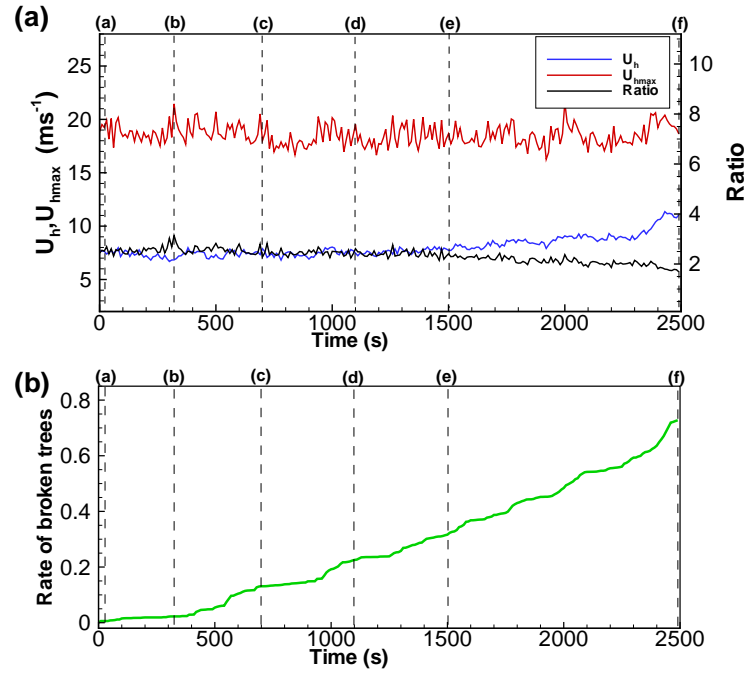


FIGURE 4.9 – (a) Variation temporelle des vitesses maximale (U_{hmax}) et moyenne (U_h) du vent à hauteur de canopée et leur rapport, simulées dans le cas 3e sur une forêt d'épicéa de Sitka. (b) Variation temporelle du taux d'arbres cassés. Les lignes en tirets verticales font référence aux instantanés des figures 4.7 et 4.8.

A l'échelle du peuplement, la Figure 4.9 présente l'évolution temporelle de U_{hmax} et U_h , leur rapport et le taux de rupture des arbres lors de la tempête. Après les premiers arbres à terre, à 400 s, les dommages se propagent lentement, presque linéairement avec le temps car aucune rafale importante ne se produit pour accentuer la propagation des trouées. A $t = 1500$ s, la principale trouée est suffisamment grande pour observer une augmentation de U_h . Contrairement aux pins maritimes, les vitesses de vent maximales restent à peu près constantes et l'on n'observe aucune augmentation significative de la turbulence par les espaces nouvellement créés. Ceci pourrait s'expliquer par la hauteur de la canopée inférieure associée à une partie supérieure plus clairsemée. Lorsque des trouées atteignent une taille importante, la vitesse moyenne du vent augmente tandis que la turbulence reste stable comme dans le cas du pin maritime (Figure 3.10). Le rapport entre U_{hmax} et U_h diminue et se rapproche de la valeur 2 habituellement observée sur les surfaces sans végétation.

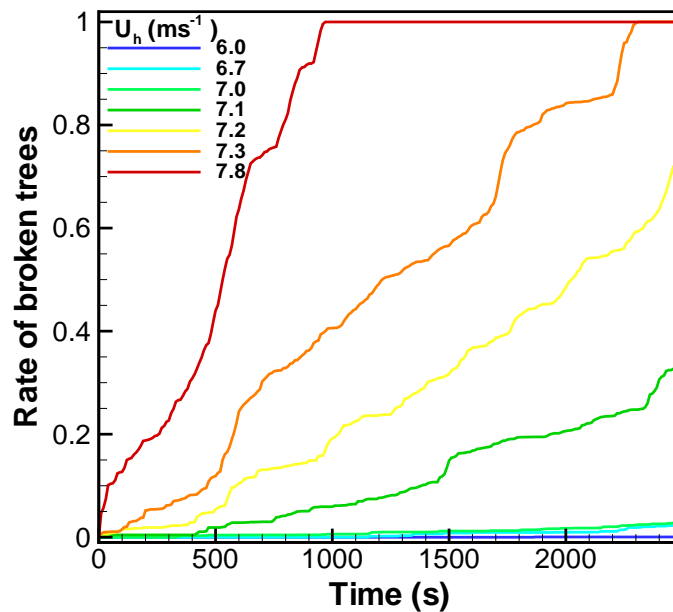


FIGURE 4.10 – Variation temporelle du pourcentage d'arbres cassés pour différentes intensités de tempêtes (caractérisées par U_h) pour les cas 3.

La Figure 4.10 présente la variation temporelle du pourcentage d'arbres brisés pour différentes intensités de vent de tempête. Après que les premières trouées ont atteint une taille significative, le pourcentage de dégâts d'arbre augmente presque linéairement avec le temps, mais dans tous les cas avec des pentes différentes. Le pourcentage d'arbres cassés augmente avec l'intensité du vent de tempête : 100% des dégâts sont observés pour les cas avec U_h supérieur à 7.2 ms^{-1} et aucun dégât n'est observé avec U_h inférieur à 6.0 ms^{-1} (Figure 4.11a). Entre ces deux vitesses seuils, le pourcentage d'arbres brisés augmente de façon exponentielle avec U_h comme dans le cas du pin maritime, mais avec des valeurs plus élevées de U_h en raison du caractère plus clairsemé de la partie supérieure de la canopée. L'épicéa de Sitka s'avère ainsi plus résistant que le pin maritime, dans le cadre des hypothèses retenues pour les calculs, notamment en matière d'ancrage racinaire.

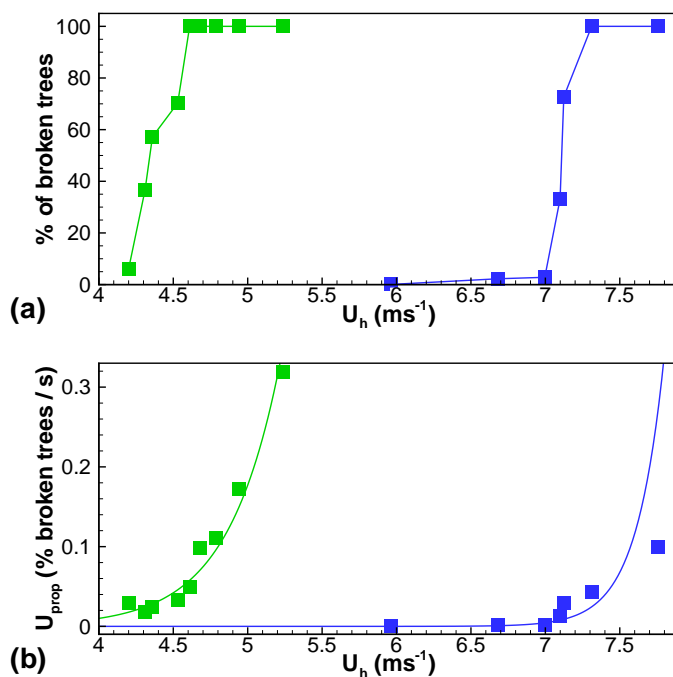


FIGURE 4.11 – Pourcentage d'arbres cassés (a) et vitesse de propagation des dommages (b) en fonction de la vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée U_h obtenus à partir des cas 3 (épicéa de Sitka, ligne bleue) et cas 1.1 (pin maritime, ligne verte).

Les vitesses de propagation des dommages, U_{prop} , sont présentées dans la Figure 4.11b en fonction de U_h . La vitesse U_{prop} augmente de façon exponentielle avec l'intensité du vent de tempête comme pour les forêts de pins maritimes. Un

ajustement exponentiel nous donne la relation suivante :

$$U_{prop} = \exp(5.39U_h - 43.12). \quad (4.1)$$

4.6 Effet d'une coupe rase récente : le cas du pin maritime

La dynamique de l'écoulement de lisière simulée par notre modèle a déjà été validée sur une forêt de pin maritime par rapport à des données expérimentales (Dupont et al. (2011), Dupont et al. (2012)). Nous sommes donc confiants dans la capacité de notre modèle à simuler avec précision la dynamique de l'écoulement dans ces conditions hétérogènes. La Figure 4.12 présente l'évolution spatiale du profil de vitesse moyenne du vent le long d'un cas forêt-clairière-forêt sans rupture des arbres. Le profil de vitesse du vent qui sort de la forêt à $x = -108$ m (compte tenu des conditions périodiques) est atténué en dessous de $z = h$. Au milieu de la clairière, à $x = -54$ m, cette atténuation et le cisaillement du profil ont progressivement disparu. Ainsi, à la fin de la clairière ($x = 0$ m), le vent qui pénètre à l'intérieur de la canopée a un profil de vitesse presque logarithmique et les arbres en lisière subissent une force de traînée plus importante que dans le peuplement. La suppression de l'atténuation du profil tout au long de la clairière, en dessous de $z = h$, est également observée sur les écarts-types des composantes de la vitesse du vent, sur le flux de quantité de mouvement et l'énergie cinétique turbulente (Figure 4.13).

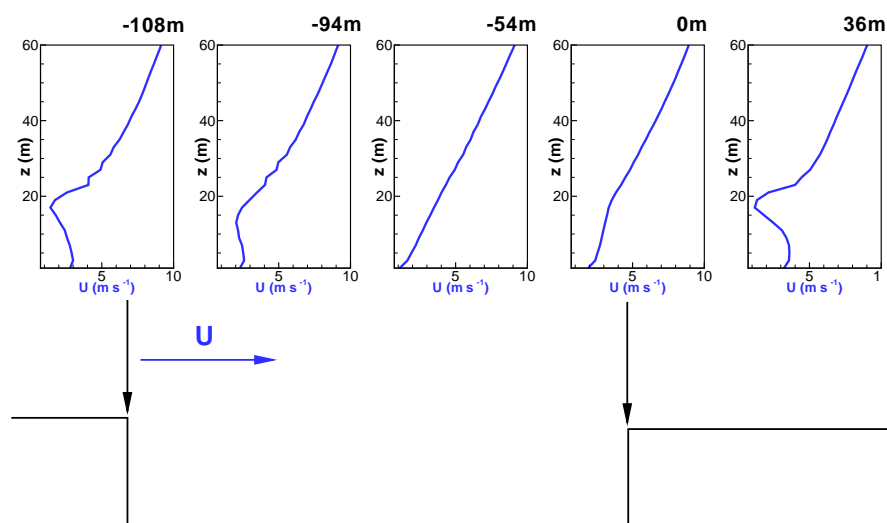


FIGURE 4.12 – Evolution spatiale du profil vertical moyen de vitesse au long d'un paysage forêt-clairière-forêt (cas caractérisé par une clairière de $5h$ et $U_{hedge} = 3.68 \text{ ms}^{-1}$, $U_{10h} = 2.47 \text{ ms}^{-1}$).

Les figures 4.14 et 4.15 présentent six états consécutifs de l'état de la forêt

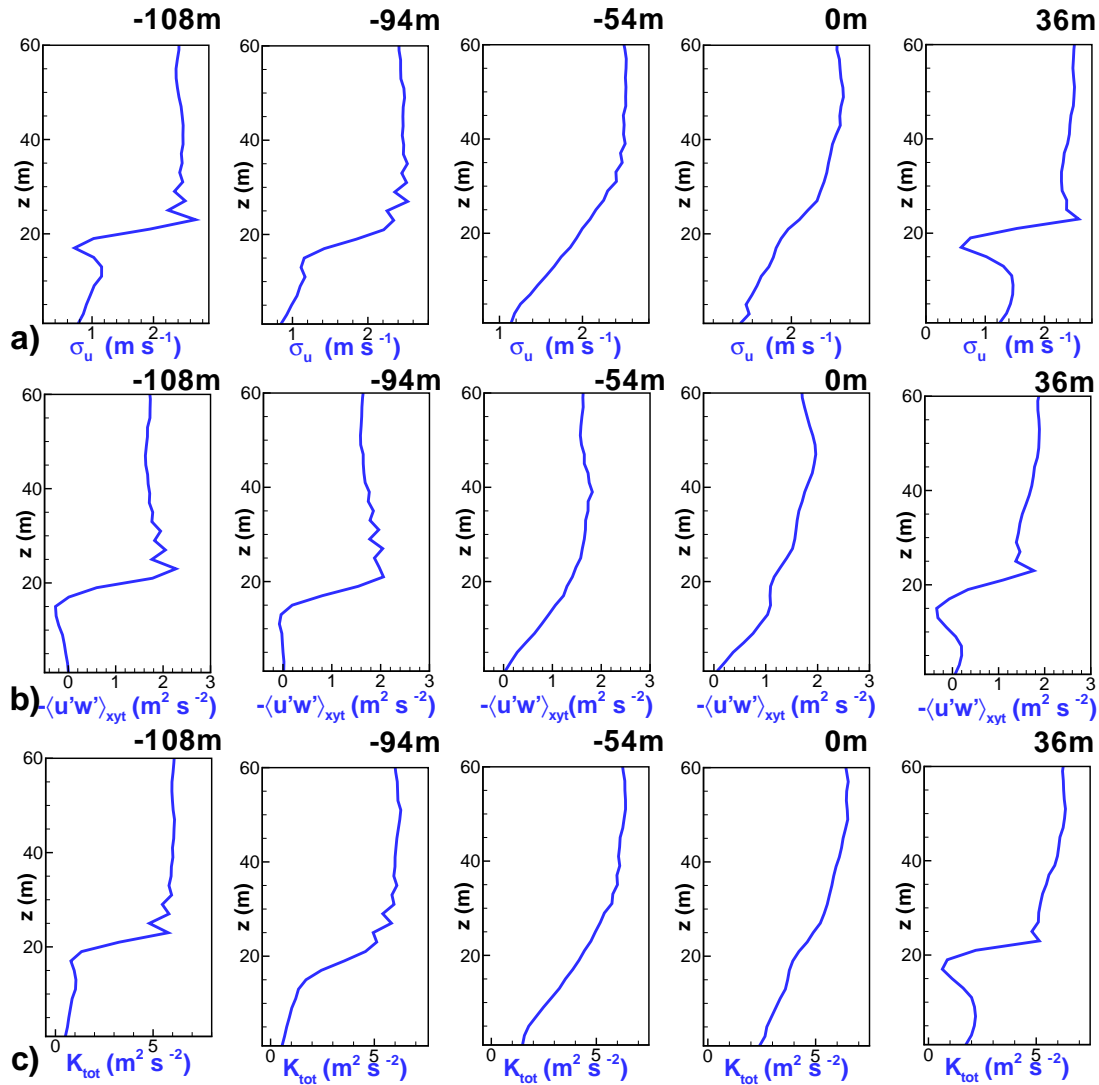


FIGURE 4.13 – Evolution spatiale des profils statistiques moyens le long d'un paysage forêt-clairière-forêt (même cas que Figure 4.12) : (a) écart type de U (m s^{-1}), (b) flux de quantité de mouvement ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$), et (c) énergie cinétique turbulente ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$).

(où les zones d'arbres non brisés apparaissent en bleu) et du champ de vitesse de vent au sommet de la canopée, au cours de la tempête, pour le cas 4.2a. À $t = 0$ s, la zone rouge représente la clairière. Comme prévu, la vitesse du vent est supérieure au-dessus de la clairière au sommet de la canopée. La première rupture d'arbre se produit à la lisière de la forêt à $t = 50$ s. La localisation des dégâts s'explique par les propriétés mécaniques des arbres, identiques quelle que soit leur position dans le peuplement. En d'autres termes, les arbres de lisière ne sont pas acclimatés à leur environnement où le vent est plus fort que dans le peuplement, et la clairière peut ainsi être considérée comme une coupe rase récente. Avec le temps, les premières trouées s'étendent comme le vent pénètre en elles depuis la lisière, comme le montre la Figure 4.15 à $t = 200$ s. Ces zones de dommages sont bien corrélées avec les régions de fortes vitesses de vent à hauteur de canopée.

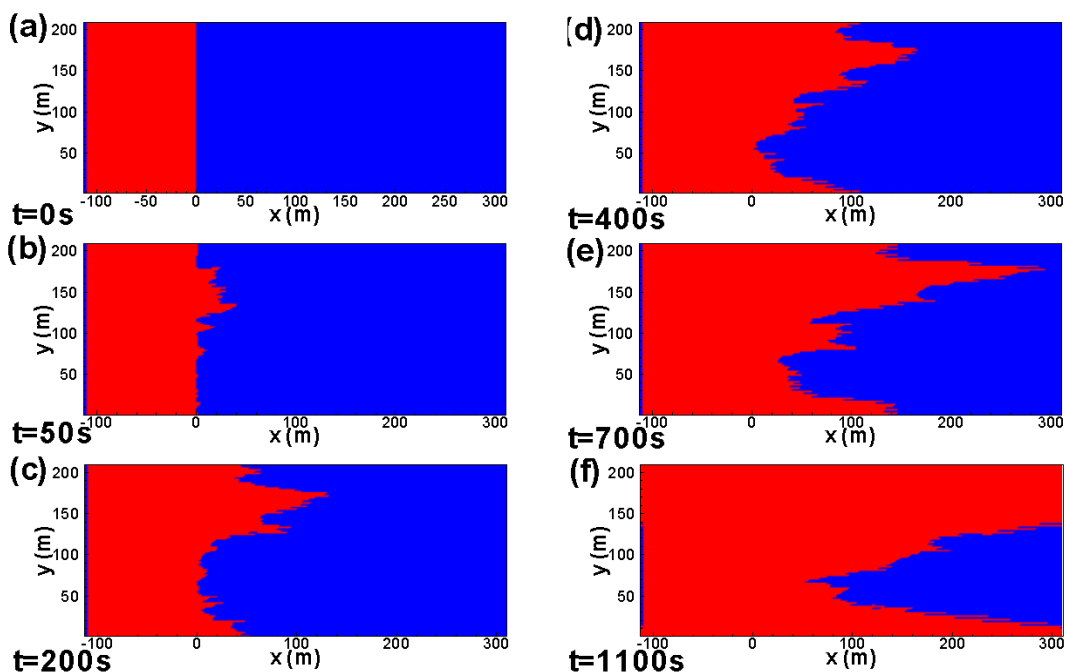


FIGURE 4.14 – Instantanés montrant les dommages (zones rouges) au cours de la simulation de tempête du cas 4.2a sur un paysage forêt-clairière-forêt. Le vent souffle de la gauche dans la direction x . À $t = 0$ s, la zone rouge représente la clairière.

Le tableau 4.4 compare l'impact de la taille de la clairière sur la vitesse moyenne et la vitesse maximale du vent à hauteur de canopée à la lisière, U_{hedge} et $U_{hedgemax}$, avant que la rupture ne débute, ainsi que sur la vitesse moyenne du vent à 10h

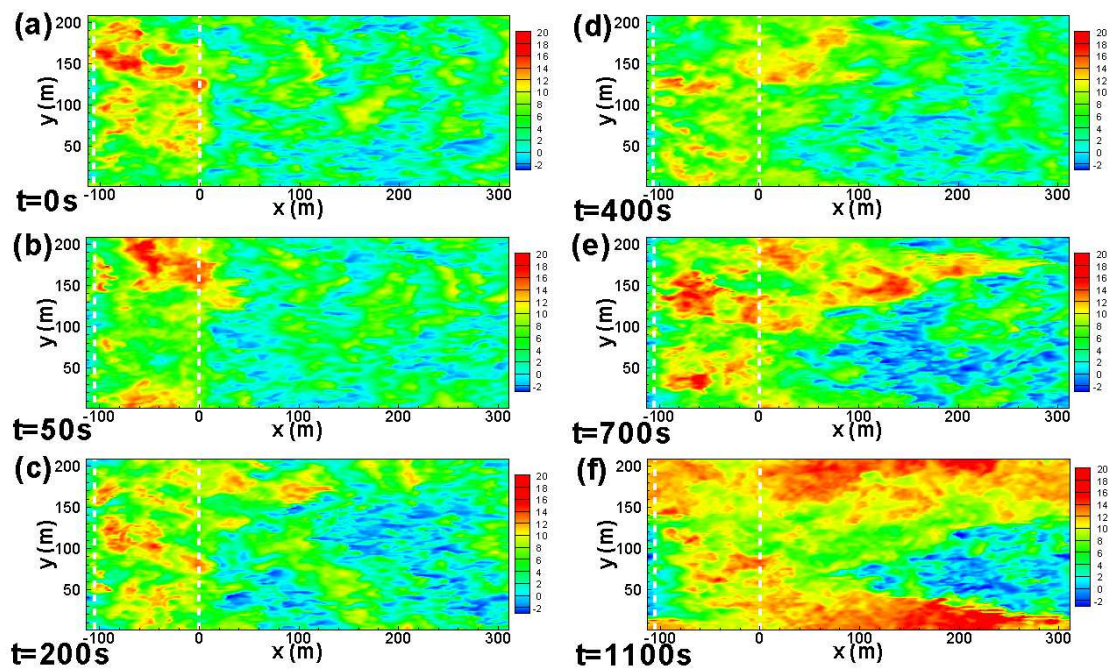


FIGURE 4.15 – Même Figure que 4.14 mais pour la vitesse du vent instantanée dans le sens du flux (ms^{-1}) à hauteur de canopée. Les lignes tiretés blancs représentent les limites de la clairière initiale.

en aval de la lisière, U_{10h} . En supposant que l'écoulement est équilibré avec la canopée à 10h en aval de la lisière, U_{10h} peut être considérée comme équivalente à U_h en forêt homogène. La vitesse maximale de vent critique à laquelle les arbres commencent à tomber, $U_{hedgescrit}$, et celle à laquelle la propagation des dégâts commence, $U_{hmaxstart}$, sont également indiquées dans le tableau 4.4. Ces valeurs augmentent avec l'intensité du vent de tempête (U_{top}), mais aussi avec la longueur de la clairière pour une intensité de tempête similaire, la quantité de mouvement absorbée par les arbres étant plus faible.

Cas	U_{top}	U_{hedge}	$U_{hedgemax}$	U_{10h}	$U_{hedgescrit}$
<i>Clearing length 2.5h</i>					
4.1a	22.00	2.6	9.0	1.9	10.7
4.1b	23.50	6.7	14.3	3.6	12.9
4.1c	25.00	7.0	15.6	3.9	11.6
<i>Clearing length 5.0h</i>					
4.2a	25.00	7.1	13.6	3.9	12.1
4.2b	27.00	7.2	14.7	4.1	13.5
4.2c	30.75	8.0	15.9	4.5	12.9
<i>Clearing length 10.2h</i>					
4.3	30.75	10.6	22.4	4.7	17.9
<i>Clearing length 20.4h</i>					
4.4	30.75	12.0	21.1	4.8	18.3

Tableau 4.4 – Valeurs de la vitesse de vent en haut du domaine de calcul (U_{top}), vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée en lisière avant rupture (U_{hedge}), vitesse maximale du vent à hauteur de canopée en lisière avant rupture ($U_{hedgemax}$), vitesse critique du vent à hauteur de canopée en lisière provoquant les premiers dommages ($U_{hedgescrit}$) et vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée à 10h de la lisière (U_{10h}), pour différentes longueurs de clairières et intensités de tempêtes.

La Figure 4.16 présente l'évolution temporelle du pourcentage d'arbres cassés dans tous les cas de figure considérés. Les dommages se produisent plus rapidement et se propagent plus vite avec de grandes clairières. La vitesse de propagation des dommages U_{prop} et le pourcentage d'arbres brisés en fonction de U_{10h} sont présentés dans la Figure 4.17 pour tous les cas. La relation entre U_{prop} et U_h obtenue au chapitre 3 pour une forêt homogène de pin maritime avec des caractéristiques similaires est également montrée pour comparaison dans la figure 4.17. Les dommages commencent à partir de faibles intensités de vent de tempête et se propagent plus rapidement en présence d'une clairière. La vitesse de propagation des dommages est également accentuée par la taille de la clairière. Ces résultats illustrent la plus grande vulnérabilité d'une forêt située en aval d'une coupe rase récente.

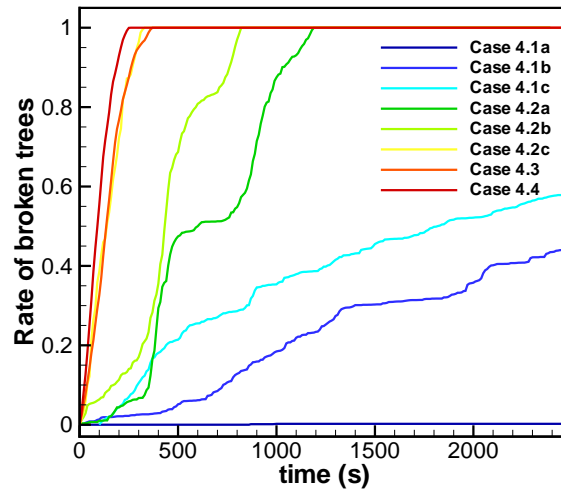


FIGURE 4.16 – Variation temporelle du pourcentage d’arbres cassés pour différentes intensités de tempêtes pour les cas 4.

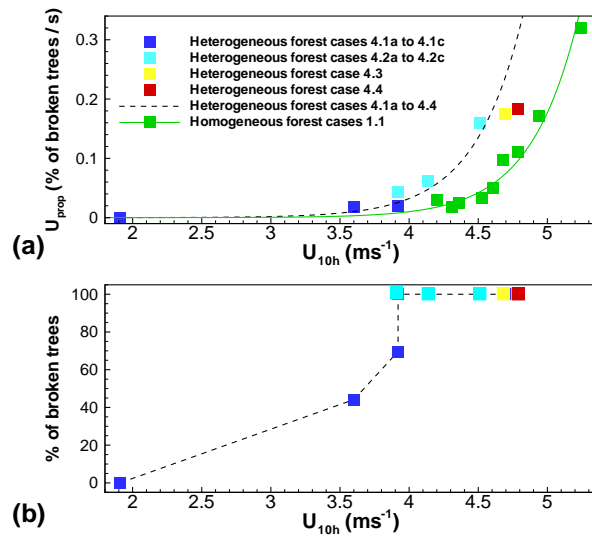


FIGURE 4.17 – Vitesse de propagation des dommages (a) et pourcentage d’arbres cassés (b) en fonction de la vitesse moyenne du vent à hauteur de canopée (U_{10h} pour les cas hétérogènes et U_h pour les cas homogènes) obtenus à partir des cas 1.1 (forêt homogène de pins maritimes) et cas 4 (forêt de pins maritimes contenant une clairière).

4.7 Conclusion

Notre modèle d'interaction vent-arbre a été appliqué à différentes morphologies et structures de forêts homogènes ainsi qu'à des forêts contenant des coupes claires récentes de différentes tailles, résultant de différentes pratiques de gestion forestière. Les conclusions suivantes peuvent être tirées de cette étude numérique.

- Bien que la densité des arbres de la forêt et la densité du feuillage des arbres aient le même impact sur la dynamique de l'écoulement moyen, le niveau des dommages et leur propagation diffèrent. En diminuant la densité des arbres, résultant par exemple d'un éclaircissement, on accentue la vulnérabilité des arbres au vent. En revanche, en diminuant le feuillage des arbres et en conservant la même densité de plantation de la forêt, nous observons soit un effet négligeable sur le niveau des dommages soit une réduction importante des dégâts pour de fortes diminutions du feuillage. En conséquence, un éclaircissement de la forêt par réduction de sa densité peut accentuer la vulnérabilité des arbres car ces derniers ne sont pas acclimatés à leur nouvel environnement plus clairsemé, tandis qu'un élagage des arbres peut soit n'avoir aucun impact sur la vulnérabilité des arbres pour des taux d'élagage modérés, soit entraîner une réduction notable des dégâts à condition de réduire fortement le feuillage.
- Les niveaux de dommages et de leur vitesse de propagation dépendent des espèces d'arbres. Les principales différences de propagation des dommages entre les peuplements d'épicéas de Sitka et de pins maritimes ont été principalement attribuées à leurs différences de taille et de distribution du feuillage dans la partie supérieure de la canopée.
- Notre modèle a confirmé la plus grande vulnérabilité d'une forêt située en aval d'une coupe rase récente. Les dommages commencent et se propagent plus rapidement en présence d'une clairière car les vents entrants y sont plus forts. Des clairières plus longues accentuent la propagation des dommages. Dans cette étude, les arbres ont les mêmes propriétés mécaniques. A l'avenir, l'acclimatation des arbres selon leur position par rapport à la lisière devra être considérée pour l'étude de l'impact d'une plus ancienne clairière sur la vulnérabilité des arbres.
- Les premiers dommages causés aux arbres sont liés à la nature turbulente et intermittente de l'écoulement atmosphérique. La probabilité d'occurrence de rafales de vent critiques selon l'intensité du vent de tempête doit être prise en compte dans l'estimation de la vulnérabilité de la forêt.

En conclusion, ces études montrent le potentiel de notre modèle pour étudier l'impact des pratiques de gestion forestière sur la vulnérabilité des forêts face aux tempêtes.

Conclusions et perspectives

Mieux comprendre les mécanismes d'interaction vent-forêt lors de tempêtes est un enjeu important afin de trouver des moyens pour réduire les dommages causés aux arbres et améliorer la tenue sur pied des peuplements lors de ces événements extrêmes. La modélisation mathématique et mécanique du mouvement des arbres et de l'écoulement du vent a permis d'obtenir des éléments de réponse. Les objectifs de cette thèse étaient (1) de développer et valider un modèle de couplage entre le vent turbulent et les mouvements amples, non linéaires des arbres, adapté aux conditions de tempêtes, avec prise en compte de la rupture des arbres, et (2) d'appliquer ce modèle sur des forêts homogènes et hétérogènes en condition de tempête et d'étudier les dommages résultants.

Ainsi a été présenté un modèle original et novateur du mouvement de l'arbre permettant de simuler ses grands déplacements tels qu'ils peuvent se produire en conditions extrêmes, et ce jusqu'à la rupture. Il s'agit d'un modèle hybride non linéaire sur base modale linéaire. Le modèle a été validé dans différentes configurations, rassemblant un ensemble de caractéristiques et de conditions de simulation : grande déflexion sous une force croissante moyenne, vibrations amorties après essai de treuillage, charge de vent turbulent réel, et grandes déformations jusqu'à la rupture du tronc. Chaque fois que la comparaison était possible, les performances du modèle se sont avérées être aussi bonnes que celle du modèle plus complexe de Sellier et al. (2008), ainsi que celles des modèles HWIND et Gales. Cette représentation simple d'un arbre est certainement plus appropriée aux arbres élancés comme le pin maritime qu'aux arbres présentant une plus grande couronne ; dans ce dernier cas les modes de vibration associés aux branches peuvent jouer un rôle non négligeable sur le mouvement de l'arbre. Toutefois, il doit être possible d'améliorer notre modèle en prenant en compte l'amortissement dû aux branches en modifiant le coefficient d'amortissement ou en ajoutant des branches à la tige à la manière de Theckes et al. (2011). Notre modèle peut également évoluer vers plus de réalisme, d'une part en s'affranchissant de son aspect linéaire grâce aux modes non linéaires (Vakakis, 1996) ou au moyen d'une forme modale non linéaire calculée par la méthode des éléments finis ; et d'autre part en simulant la rupture à la fatigue, l'apparition et la propagation de fissures, ou en modélisant les non linéarités matérielles du bois.

Néanmoins, la simplicité du modèle et son faible coût en temps de calcul le rendent approprié pour la mise en oeuvre de simulations de tempêtes sur des massifs forestiers renfermant un très grand nombre d'arbres. Un tel modèle entièrement couplé à un modèle d'écoulement atmosphérique a permis de simuler l'interaction vent-forêt à l'échelle du paysage et des résultats constituant une avancée signi-

ficative dans la simulation des dégâts forestiers au cours d'une tempête ont été obtenus. Le modèle a été testé avec succès dans des conditions de vents violents. Il a également été démontré que les mouvements des arbres ont un impact négligeable sur l'écoulement du vent, ce qui confirme les résultats obtenus par Dupont et al. (2010), et montre à nouveau qu'aucun mécanisme d'accrochage des structures turbulentes sur le mouvement des arbres n'est observé, même lors de tempête. Ensuite, pour la première fois, la création dynamique et l'expansion de trouées dans une forêt, avec les modifications de l'écoulement du vent qui en résultent, ont été simulées de manière réaliste par le modèle. En effet, les résultats obtenus sont semblables à des photos de trouées. Le modèle a mis en évidence l'existence d'un seuil de vitesse à partir duquel les arbres commencent à casser. Nous avons aussi observé que dans des conditions de tempêtes similaires, le niveau des dommages peut être significativement différent entre deux forêts identiques en fonction de l'occurrence de fortes rafales de vent. Une fois les premiers dommages causés, leur vitesse de propagation est similaire pour les tempêtes de vent de même intensité et augmente de façon exponentielle avec la vitesse moyenne du vent à hauteur d'arbre (définie avant la casse). Une équation de prédiction de la vitesse de propagation des dommages a été établie en fonction de la force du vent.

Ces premiers tests de notre modèle sont très encourageants et montrent que les résultats obtenus peuvent être utiles pour améliorer la représentation de la charge du vent sur les arbres et la propagation des dommages dans les modèles de vent mécanistes. Le modèle apporte des avancées dans la modélisation des mouvements de forêt et dans la compréhension des phénomènes en jeu lors d'une tempête.

Notre modèle a ensuite été appliqué à différentes pratiques de gestion forestière, soit sur différentes morphologies et structures de forêts homogènes, soit sur des forêts contenant des coupes claires récentes de différentes tailles. Nous avons montré que bien que la densité des arbres de la forêt et la densité du feuillage des arbres ont le même impact sur la dynamique de l'écoulement moyen, le niveau des dommages et leur propagation diffèrent dans ces deux cas. En diminuant la densité des arbres, suite à un éclaircissement par exemple, on accentue la vulnérabilité des arbres au vent. D'autre part, en diminuant le feuillage des arbres et en conservant la même densité d'arbres dans la forêt, nous observons un faible effet sur le niveau des dommages. En conséquence, un éclaircissement de la forêt peut accentuer la vulnérabilité des arbres car ces derniers ne sont pas acclimatés à leur nouvel environnement plus clairsemé, tandis que l'élagage des arbres peut n'avoir aucun impact sur la vulnérabilité des arbres.

Ensuite, il a été montré que le niveau de dommages et la vitesse de propagation dépendent des espèces d'arbres. Les principales différences de propagation des dommages entre des peuplements d'épicéas de Sitka et des peuplements de pins maritimes ont été principalement attribuées à leurs différences de taille et de dis-

tribution du feuillage. Notre modèle a aussi confirmé la plus grande vulnérabilité d'une forêt située en aval d'une coupe rase récente. En effet, les dommages commencent et se propagent plus rapidement en présence d'une clairière. Des clairières plus longues accentuent la propagation des dommages.

Dans cette étude, les arbres ont les mêmes propriétés mécaniques. A l'avenir, l'acclimatation des arbres suivant leur position par rapport à la lisière doit être considérée pour l'étude de l'impact d'une ancienne clairière sur leur vulnérabilité. De plus, nous avons montré que les premiers dommages causés aux arbres sont liés à la nature turbulente et intermittente de l'écoulement atmosphérique. La probabilité d'occurrence de rafales de vent critiques suivant l'intensité du vent de tempête doit être prise en compte dans l'estimation de la vulnérabilité de la forêt. En définitive, ces études montrent le potentiel de notre modèle pour étudier l'impact des pratiques de gestion forestière sur la vulnérabilité des forêts face aux tempêtes.

En conclusion, le modèle a apporté des avancées significatives dans la modélisation des mouvements de forêt et dans la compréhension des phénomènes en jeu lors d'une tempête. Cette connaissance devrait constituer une bonne base pour la définition de meilleures pratiques de gestion du paysage. Pour améliorer le modèle, les effets de la thigmomorphogénèse et le contact entre arbres voisins doivent être représentés. Nous pourrions également simuler le phénomène de déracinement et la mécanique des sols grâce à l'ajout d'un modèle simple de racine dans notre modèle de mouvement des arbres. Plusieurs types de topographie comme une colline ou un paysage étagé pourraient également être étudiés afin d'observer l'impact du relief sur l'écoulement du vent et la rupture des arbres. Enfin, des paysages plus fragmentés pourraient être étudiés, ainsi que des forêts constituées de différentes espèces d'arbres.

Bibliographie

- Ancelin P., Courbaud B., Fourcaud T. (2004) Development of an individual tree-based mechanical model to predict wind damage within forest stands. *Forest Ecology and Management* 203 (1-3) :101–121
- Baker C. J. (1995) The development of a theoretical model for the windthrow of plants. *Journal of Theoretical Biology* 175 :355–372
- Brunet Y. (2011) Vent et canopées végétales : un regard sur quelques questions environnementales. In : Institut Coriolis pour l'Environnement, Ecole Polytechnique
- Brunet Y., Dupont S., Sellier D., Fourcaud T. (2009) Les interactions vent-arbre, de l'échelle locale à celle du paysage : vers des approches déterministes. In : La forêt face aux tempêtes. Birot Y., Landmann G., Bonhême I. (Coord.), Quae, Versailles, 229-259.
- Byrne K., Mitchell S. (2013) Testing of windfirm/forestgales-bc : A hybrid-mechanistic model for predicting windthrow in partially harvested stands. *Forestry* 86 :185–199
- Caltagirone J. (2004) *Physique des Ecoulements Continus*. Université de Bordeaux I
- Deardorff J. W. (1980) Stratocumulus-capped mixed layers derived from a 3-dimensional model. *Boundary Layer Meteorology* 18 (4) :495–527
- Doaré O., Mouliat B., de Langre E. (2004) Effect of plant interaction on wind-induced crop motion. *Journal of Biomechanical Engineering* 126(2) :146–51
- Dupont S., Brunet Y. (2006) Simulation of turbulent flow in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary Layer Meteorology* 120 :133–161
- Dupont S., Brunet Y. (2008a) Edge flow and canopy structure : a large-eddy simulation study. *Boundary Layer Meteorology* 126 :51–71
- Dupont S., Brunet Y. (2008b) Impact of forest edge shape on tree stability : a large-eddy simulation study. *Forestry* 81(3) :299–315
- Dupont S., Brunet Y. (2008c) Influence of foliar density profile on canopy flow : A large-eddy simulation study. *Agricultural and forest meteorology* 148 :976–990

- Dupont S., Brunet Y. (2009) Coherent structures in canopy edge flow : a large-eddy simulation study. *Journal of Fluid Mechanics* 630 :93–128
- Dupont S., Brunet Y., Finnigan J. J. (2008) Large-eddy simulation of turbulent flow over a forested hill : validation and coherent structure identification. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 134 :1911–1929
- Dupont S., Gosselin F., Py C., de Langre E., Hémon P., Brunet Y. (2010) Modelling waving crops using large-eddy simulation : comparison with experiments and a linear stability analysis. *Journal of Fluid Mechanics* 652 :5–44
- Dupont S., Bonnefond J. M., Irvine M. R., Lamaud E., Brunet Y. (2011) Long-distance edge effects in a pine forest with a large and sparse trunk space : in situ and numerical experiments. *Agricultural and Forest Meteorology* 151 :328–344
- Dupont S., Irvine M. R., Bonnefond J. M., Lamaud E., Brunet Y. (2012) Turbulent structures in a pine forest with a deep and sparse trunk space : stand and edge regions. *Boundary Layer Meteorology* 143 :309–336
- Dupuy L., Fourcaud T., Stokes A. (2005) A numerical investigation into the influence of soil type and root architecture on tree anchorage. *Plant Soil* 278 :119–134
- Dupuy L., Fourcaud T., Lac P., Stokes A. (2007) A generic 3d finite element model of tree anchorage integrating soil mechanics and real root system architecture. *American Journal of Botany* 94 :1506–1514
- Farquhar T., Zhao Y. (2006) Fracture mechanics and its relevance to botanical structures. *American Journal of Botany* 93 :1449–1454
- Farquhar T., Wood J. Z., van Beem J. (2000) The kinematics of a wheat struck by a wind gust. *Journal of Applied Mechanics* 67 :496–502
- Finnigan J. (2000) Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* 32 :519–571
- Finnigan J. J., Mulhearn P. J. (1978) A simple mathematical model of airflow in waving plant canopies. *Boundary Layer Meteorology* 14 :415–431
- Flesch T., Grant R. (1991) The translation of turbulent wind energy to individual corn plant motion during senescence. *Boundary Layer Meteorology* 55 (1-2) :161–176

- Flesch T. K., Wilson J. D. (1999) Wind and remnant tree sway in forest cutblocks. ii. relating measured tree sway to wind statistics. *Agricultural and Forest Meteorology* 93(4) :243–258
- Fournier M., Rogier P., Costes E., Jaeger M. (1993) A mechanical model of wind-induced natural sways of trees related to branching patterns. *Annals of Forest Science* 50 :401–412
- Frisch U. (1995) *Turbulence : The Legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press
- Gardiner B., Stacey G., Belcher R., Wood C. (1997) Field and wind tunnel assessments of the implications of respacing on tree stability. *Forestry* 70 :233–252
- Gardiner B., Peltola H., Kellomäki S. (2000) Comparison of two models for predicting the critical wind speeds required to damage coniferous trees. *Ecological modelling* 129 :1–23
- Gardiner B., Byrne K., Hale S., Kamimura K., Mitchell S., Peltola H., Rue J. (2008) A review of mechanistic modelling of wind damage risk to forests. *Forestry* 81(3) :447–463
- Gardiner B., Blennow K., Carnus J.-M., Fleischer P., Ingemarson F., Landmann G., Lindner M., Marzano M., Nicoll B., Orazio C., Peyron J.-L., Reviron M.-P., Schelhaas M.-J., Schuck A., Spielmann M., Usbeck T. (2010) Destructive storms in european forests : Past and forthcoming impacts. Tech. rep., EC DG Environment, <http://ec.europa.eu/environment/forests/fprotection.htm>
- Gatti-Bono C., Perkins N. (2004) Numerical model for the dynamics of a coupled fly line/fly rod system and experimental validation. *Journal of Sound and Vibration* 272 :773–791
- Geradin, Rixen (1997) *Théorie des vibrations*. Elsevier Masson
- Gobat J., Grosenbaugh M., Triantafyllou M. (2002) Generalized-alpha time integration solutions for hanging chain dynamics. *Journal of Engineering Mechanics* 128(6) :677–687
- Gosselin F., de Langre E. (2009) Destabilising effects of plant flexibility in air and aquatic vegetation canopy flows. *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 28 :271–282
- Gosselin F., de Langre E. (2011) Drag reduction by reconfiguration of a poroelastic system. *Journal of Fluids and Structures* 27 :1111 – 1123

- Gosselin F., de Langre E., Machado-Almeida B. A. (2010) Drag reduction of flexible plates by reconfiguration. *Journal of Fluid Mechanics* 650 :319–341
- Hirsch C. (1988) Numerical computation of internal and external flows. John Wiley & sons
- Huss P. (1974) Estimation of distributions and maximum values of horizontal wind speeds. *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 13 :647–653
- James K. R., Haritos N., Ades P. K. (2006) Mechanical stability of trees under dynamic loads. *American Journal of Botany* 93(10) :1522–1530
- Kaimal J., Finnigan J. (1994) Atmospheric Boundary Layer Flows : Their Structure and Measurement. Oxford University Press, New York
- Kerzenmacher T., Gardiner B. (1998) A mathematical model to describe the dynamic response of a spruce tree to the wind. *Trees Structure and Function* 12 :385–394
- Krzikalla F. (2005) Numerical investigation of the interaction between wind and forest under heterogeneous conditions. Master’s thesis, University of Karlsruhe
- de Langre E. (2008) Effects of wind on plants. *Annual Review of Fluid Mechanics* Vol. 40 :141–168
- de Langre E. (2012) Methodological advances in predicting flow-induced dynamics of plants using mechanical-engineering theory. *The Journal of Experimental Biology* 215 :914–921
- de Langre E., Chaigne A. (2008) Dynamique et vibration. Edition de l’école Polytechnique
- Lopez D., Michelin S., de Langre E. (2011) Flow-induced pruning of branched systems and brittle reconfiguration. *Journal of Theoretical Biology* 284 :117–124
- Mayer H. (1987) Wind-induced tree sways. *Trees Structure and Function* 1 :195–206
- Moeng C. (1984) A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences* 41 (13) :2052–2062
- Moore J., Maguire D. (2008) Simulating the dynamic behavior of douglas-fir trees under applied loads by the finite element method. *Tree Physiology* 28 :75–83

- Neild S. A., Wood C. J. (1999) Estimating stem and root-anchorage flexibility in trees. *Tree Physiology* 19, 3 :141–151
- Niklas K. J. (1992) *Plant biomechanics : an engineering approach to plant form and function*. University of Chicago Press
- Oliver H., Mayhead G. (1974) Wind measurements in a pine forest during a destructive gale. *Forestry* 47 (2) :185–194
- Peltola H. (1996) Swaying of trees in response to wind and thinning in a stand of scots pine. *Boundary Layer Meteorology* 77(3-4) :285–304
- Peltola H., Kellomäki S., Väisänen H., Ikonen V.-P. (1999) A mechanistic model for assessing the risk of wind and snow damage to single trees and stands of scots pine, norway spruce and birch. *Canadian Journal of Forest Research* 29 :647–661
- Pivato D., Dupont S., Brunet Y. (2014) A simple tree swaying model for forest motion in windstorm conditions. *Trees Structure and Function* 28 :281–293
- Py C., de Langre E., Moulia B., Hemon P. (2005) Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images. *Agricultural and Forest Meteorology* 130 :223–236
- Py C., de Langre E., Moulia B. (2006) A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies. *Journal of Fluid Mechanics* 568 :425–449
- Raupach M. R., Bradley E. F., Ghadiri H. (1987) A wind tunnel investigation into the aerodynamic effects of forest clearings on the nesting of abbot's booby on christmas island. Internal report
- Raupach M. R., Finnigan J. J., Brunet Y. (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* 78 :351–382
- Rodriguez M., de Langre E., Moulia B. (2008) A scaling law for the effects of architexture and allometry on tree vibration modes suggests a biological tuning to modal compartmentalization. *American Journal of Botany* 95 :1523–1537
- Seidl R., Rammera W., Blennowb K. (2014) Simulating wind disturbance impacts on forest landscapes : Tree-level heterogeneity matters. *Environmental Modelling & Software* 51 :1–11
- Sellier D., Fourcaud T., Lac P. (2006) A finite element model for investigating effects of aerial architecture on tree oscillations. *Tree Physiology* 26 :799–806

- Sellier D., Brunet Y., Fourcaud T. (2008) A numerical model of tree aerodynamic response to a turbulent airflow. *Forestry* 81 :279–297
- Smagorinsky J. (1963) General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review* 91 (3) :99–164
- Sobottka G., Lay T., Weber A. (2008) Stable integration of the dynamic cosserat equations with application to hair modeling. *Journal of WSCG* 16 :73–80
- Stull R. B. (1989) *An introduction to boundary layer meteorology*. Kluwer Academic
- Theckes B., de Langre E., Boutillon X. (2011) Damping by branching : a bioinspiration from trees. *Bioinspiration & Biomimetics* 6 :046,010
- Timoshenko S., Gere J. (1972) *Mechanics of materials*. Van Nostrand Reinhold Co.
- Vakakis A. F. (1996) *Normal Modes and Localization in Nonlinear Systems*. John Wiley & Sons, Inc.
- Voltera E., Zachmanoglou E. C. (1965) *Dynamics of vibrations*. Columbus, Charles E. Merrill Books, Inc.
- Watt M., Moore J., McKinlay B. (2005) The influence of wind on branch characteristics of *pinus radiata*. *Trees Structure and Function* 19 :58–65
- Webb V. A., Rudnicki M. (2009) A linear analysis of the interaction between the atmosphere and an underlying compliant plant canopy. *Boundary Layer Meteorology* 133 :93–111
- Xue M., Droegemeier K. K., Wong V., Shapiro A., Brewster K. (1995) Arps version 4.0 users guide. Center for Analysis and Prediction of Storms p. 380
- Xue M., Droegemeier K. K., Wong V. (2000) The advanced regional prediction system (arps) - a multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. part i : Model dynamics and verification. *Meteorology and Atmospheric Physics* 75(3-4) :161–193
- Xue M., Droegemeier K. K., Wong V., Shapiro A., Brewster K., Carr F., Weber D., Liu Y., Wang D. (2001) The advanced regional prediction system (arps) - a multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. part ii : Model physics and applications. *Meteorology and Atmospheric Physics* 76(3-4) :143–165

Yi C. (2007) Momentum transfer within canopies. *Journal of applied Meteorology and Climatology* 47 :262–275

Zou G., Liu S., Chow W., Y. Gao Y. (2006) Large eddy simulation of turbulent flows. *International Journal on Architectural Science* 7 (1) :26–34

Wind forest interactions in windstorm conditions : a coupled model with account for tree breakage

Abstract

To know how trees behave under windload is important to understand the impact of a windstorm on a forest and identify strategies for limiting wind damage. In order to improve our understanding of wind-tree interaction at the landscape scale, mathematical and mechanical modelling of this interaction is essential, as performing numerous specific measurements in a heterogeneous environment is not feasible.

Thus, this thesis first presents the development of an original and innovative tree motion model able to simulate large deflections occurring during storms. This model allows trees to break and has sufficient simplicity to allow simulations of forest motion containing a large number of trees. This model was then coupled to an atmospheric flow model in order to represent wind storm conditions. It has been used to simulate wind-forest interaction at landscape scale. For the first time, the dynamic creation and propagation of gaps in a forest have been simulated realistically, along with the resulting wind flow modifications. Finally, further studies have demonstrated the efficiency of our model for studying the impact of forest management practices on forest vulnerability to storms.

In conclusion, this new model has allowed significant advances in forest motion modelling and in the understanding of the phenomena involved during a windstorm. This knowledge should be a good basis for defining best practices in forestry management.

Keywords : Fluid-structure interaction, Large eddy simulation, Tree motion, Turbulent flow, Wind, Wind damage, Windstorm.

Auteur : David PIVATO

Titre : **Les interactions vent - forêt en condition de tempête : un modèle couplé prenant en compte la rupture des arbres**

Directeur de thèse : Yves BRUNET

Lieu et date de soutenance : Villenave d'Ornon, 19 mai 2014

Résumé

La connaissance de la réponse au vent des arbres est importante pour mieux comprendre l'impact d'une tempête sur une forêt. Pour améliorer notre compréhension de l'interaction vent plantes à l'échelle du paysage, la modélisation de cette interaction est indispensable. Cette thèse présente d'abord le développement d'un modèle original et novateur du mouvement de l'arbre permettant de simuler les grandes déflexions se produisant lors de tempêtes, jusqu'à la rupture. Ensuite, ce modèle a été couplé à un modèle d'écoulement atmosphérique pour représenter les conditions de tempêtes et a permis de simuler l'interaction vent forêt à l'échelle du paysage. La suite de ce travail a montré le potentiel du modèle pour étudier l'impact des pratiques de gestion forestière sur la vulnérabilité des forêts face aux tempêtes. En conclusion, ce nouveau modèle apporte des avancées significatives dans la modélisation du mouvement de forêt et dans la compréhension des phénomènes en jeu lors d'une tempête.

Mots clés : Dégâts, Interaction fluide-structure, Mouvement de l'arbre, Simulation des grandes échelles, Tempête, Turbulence, Vent.

Discipline administrative : Océan, Atmosphère et Surfaces continentales

INRA - UMR ISPA
CS20032
33882 Villenave d'Ornon cedex