

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie civil

PRÉDICTION DES VIBRATIONS
ÉOLIENNES D'UN SYSTÈME
CONDUCTEUR-AMORTISSEUR AVEC
UNE MÉTHODE TEMPORELLE
NON LINÉAIRE

Thèse de doctorat
Spécialité : génie civil

Sébastien LANGLOIS

Jury : Louis CLOUTIER
André LEBLOND
Frédéric LÉGERON (directeur)
Jean-Louis LILIEN
Jean PROULX (rapporteur)

Sherbrooke (Québec) Canada

Mars 2013



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-96339-5

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-96339-5

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

Canada

RÉSUMÉ

Les vibrations éoliennes sont la cause principale de bris de conducteurs en fatigue des lignes aériennes de transport d'énergie électrique. Ces vibrations sont dues à des détachements tourbillonnaires produits dans le sillage du conducteur. Une méthode commune de réduction des vibrations est l'ajout d'amortisseurs de vibrations près des pinces de suspension.

Contrairement aux essais en ligne expérimentale, la modélisation numérique permet d'évaluer rapidement et à faible coût la performance d'un amortisseur de vibration sur une portée de ligne aérienne. La technologie la plus fréquemment utilisée fait appel au principe de balance d'énergie (PBE) en évaluant le niveau de vibrations pour lequel la puissance injectée par le vent est égale à la puissance dissipée par le conducteur et l'amortisseur.

Les méthodes actuelles pour la prédiction des vibrations reposent sur des hypothèses simplificatrices quant à la modélisation de l'interaction conducteur-amortisseur. Une approche prometteuse pour la prédiction des vibrations est l'utilisation d'un modèle numérique temporel non linéaire qui permet de mieux représenter la masse, la géométrie, la rigidité et l'amortissement du système.

L'objectif principal de ce projet de recherche est de développer un modèle numérique avec intégration temporelle directe d'un conducteur et d'un amortisseur en vibration permettant de reproduire le comportement dynamique du système pour la gamme de fréquence et d'amplitude typique des vibrations éoliennes des conducteurs.

Un modèle par éléments finis d'un conducteur seul en vibration résolu par intégration temporelle directe a d'abord été développé en considérant une rigidité de flexion variable. Comme une rigidité de flexion constante et égale à 50% de la rigidité de flexion maximale théorique (EI_{max}) est jugée adéquate pour la modélisation du conducteur, c'est cette valeur qui a été utilisée pour la suite du projet. Ensuite, des modèles non-linéaires pour deux types d'amortisseur de vibrations (Stockbridge et Hydro-Québec) ont été développés. Ces modèles reproduisent adéquatement le comportement dynamique des amortisseurs pour une grande gamme de fréquences et d'amplitudes de déplacement. Finalement, les modèles d'amortisseur ont été intégrés au modèle de conducteur et un nouvel outil de prédiction de vibrations éoliennes basé sur le principe de balance d'énergie (PBE) a été développé. Celui-ci permet de bien reproduire des amplitudes de vibration mesurées sur une ligne expérimentale, en particulier dans la gamme 8 à 35 Hz.

À plus long terme, un tel modèle pourrait servir de point de départ vers une modélisation temporelle complète du phénomène de vibrations éoliennes des conducteurs incluant l'excitation éolienne, l'auto-amortissement des conducteurs et des conditions limites réalistes pour les lignes aériennes.

Mots-clés : dynamique de câble, éléments finis, conducteurs, amortisseurs, vibrations éoliennes, lignes aériennes électriques

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Frédéric Légeron, pour son soutien, sa confiance et nos nombreuses discussions stimulantes tout au long de ce projet.

Merci également aux évaluateurs de la thèse, Louis Cloutier, André Leblond, Jean-Louis Lilien et Jean Proulx pour leurs commentaires et questions.

Ce projet a été réalisé dans le cadre de la Chaire de recherche sur les structures et la mécanique des lignes aériennes électriques, financée par Hydro-Québec, RTE et le Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG). J'ai également reçu, à titre personnel, du financement du CRSNG, FQRNT et de la Société canadienne de génie civil (SCGC). Un autre partenaire d'importance dans le projet est Hélix Uniformé qui a initié le projet et fourni une partie du financement. Ce projet a été rendu possible grâce à ces divers organismes et entreprises et je les remercie grandement.

J'aimerais souligner l'apport de Compute Canada et Calcul Québec pour l'accès à des ressources de calcul scientifique de grande qualité. J'aimerais aussi remercier l'équipe du calculateur Mammouth de l'Université de Sherbrooke, en particulier l'analyste HuiZhong Lu pour son soutien technique.

Plusieurs autres étudiants ont participé d'une façon ou d'une autre à ce projet : Jean-Philippe Paradis, pour avoir initié le projet et aidé à définir son orientation au cours de nombreuses discussions ; Frédéric Lévesque, pour son suivi du projet et la réalisation des essais expérimentaux sur conducteurs ; Amine Omrani, pour son aide avec certains calculs numériques ; Louis-Philippe Bérubé, pour m'avoir initié au logiciel Code Aster ; Étienne Desjardins, pour l'installation de logiciels ; et finalement Simon Prud'homme, pour un peu de tout ça et pour avoir été là du début à la fin du projet, toujours prêt à discuter de mon projet et fournir de précieux conseils. Merci à tous pour leur aide.

Frédéric Turcotte et Daniel Breton ont été d'une aide précieuse pour la fabrication et la validation des montages expérimentaux et je les remercie de leur participation à ce projet.

Finalement, je souhaite remercier mes proches pour leur appui, en particulier ma conjointe Mélanie, ma fille Alice et mes parents, Paul et Martine.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
2	REVUE DE LA LITTÉRATURE	3
2.1	Cadre général	3
2.1.1	Problématiques reliées aux réseaux	3
2.1.2	Mécanique de lignes aériennes	3
2.1.3	Mouvements oscillatoires	4
2.1.4	Contrôle des vibrations	5
2.2	Excitation éolienne	7
2.2.1	Théorie	7
2.2.2	Force éolienne	9
2.3	Conducteurs	14
2.3.1	Analyse dynamique	14
2.3.2	Rigidité de flexion	18
2.3.3	Auto-amortissement des conducteurs	22
2.4	Amortisseurs	26
2.4.1	Description	26
2.4.2	Analyse d'un système à deux degrés de liberté	27
2.4.3	Analyse et modélisation des amortisseurs	30
2.5	Évaluation des vibrations	33
2.5.1	Niveau de vibration	33
2.5.2	Données expérimentales existantes	34
2.5.3	Modélisation numérique	35
3	DÉFINITION DU PROJET DE RECHERCHE	39
3.1	Mise en contexte	39
3.2	Objectifs	40
3.3	Méthodologie	40
4	MODÉLISATION DU CONDUCTEUR	43
4.1	Avant-propos	43
4.2	Introduction	45
4.3	Modelling method	46
4.3.1	Finite element model properties	46
4.3.2	Variable bending stiffness	48
4.3.3	Numerical test procedure	50
4.3.4	Iterative procedure to obtain anti-node displacement amplitude	52
4.4	Comparison between experimental data and numerical predictions	52
4.5	Discussion	55
4.5.1	Deformed shape	55
4.5.2	Damping	62

4.5.3	Extent of sliding	63
4.6	Conclusion	63
5	MODÉLISATION DE L'AMORTISSEUR	65
5.1	Avant-propos	65
5.2	Introduction	67
5.3	Numerical model	68
5.3.1	Model of Hydro-Québec damper	69
5.3.2	Model of Stockbridge damper	70
5.4	Characterization of damper joint	71
5.4.1	Set-up and procedures	72
5.4.2	Hydro-Québec damper results	72
5.4.3	Stockbridge damper results	74
5.5	Parameter identification	76
5.5.1	Hydro-Québec damper	76
5.5.2	Stockbridge damper	79
5.6	Dynamic response of damper	79
5.6.1	Geometry and mass properties	80
5.6.2	Experimental dynamic tests	80
5.6.3	Comparison of dynamic behaviour with experimental tests	82
5.7	Conclusion	86
6	MODÉLISATION DU CONDUCTEUR ET DE L'AMORTISSEUR	87
6.1	Avant-propos	87
6.2	Introduction	89
6.3	Calculation Method	90
6.4	Detailed Calculation Hypotheses	94
6.4.1	Damper power dissipation	94
6.4.2	Conductor self-damping	95
6.4.3	Wind power input	97
6.5	Prediction of experimental results	98
6.5.1	Span without damper	98
6.5.2	Span with damper	100
6.5.3	Sensitivity to damper properties and position	104
6.6	Conclusion	107
7	CONCLUSION	109
A	FICHIERS DE COMMANDE CODE ASTER	113
	LISTE DES RÉFÉRENCES	115

LISTE DES FIGURES

2.1	Conducteur ACSR	4
2.2	Tensions sécuritaires du CIGRÉ [2005a]	6
2.3	Amortisseurs de vibrations de type a) Stockbridge [EPRI, 2006], b) Hydro-Québec [Hélix, 2009]	6
2.4	a) Angle de phase Φ , b) ratio de la fréquence d'émission des tourbillons sur la fréquence naturelle et c) amplitude de vibration relative 0-crête en fonction de la vitesse de vent relative [Brika et Laneville, 1993]	10
2.5	Visualisation et schéma des modes d'émission de tourbillons a) 2P et b) 2S [Brika et Laneville, 1993]	11
2.6	Enregistrement du mouvement vibratoire à un point sur le conducteur [EPRI, 2006]	11
2.7	Puissance injectée maximale en fonction de l'amplitude de vibration [Brika et Laneville, 1996]	14
2.8	Comparaison de la rigidité tangente et sécante pour le conducteur 1796-MCM avec une tension horizontale de 20kN [Dastous, 2005]	20
2.9	Variation de la contrainte pour un brin [Dastous, 2005]	21
2.10	Premier et deuxième mode de flexion d'une poutre en porte-à-faux avec une masse à l'extrémité	27
2.11	Amortisseur de type TMD sans dissipation d'énergie	28
2.12	Amplitude de déplacement du système principal avec un TMD non amorti en fonction de la fréquence [Den Hartog, 1956]	29
2.13	Amplitude de déplacement du système principal avec un TMD amorti en fonction de la fréquence [Den Hartog, 1956]	30
2.14	Fonction de transfert d'un amortisseur Stockbridge à deux résonances [EPRI, 2006]	31
4.1	Sketch of the numerical model.	47
4.2	Bending stiffness versus curvature for numerical test on Drake 15% RTS.	51
4.3	Maximum curvature observed at the clamp for tests on Drake 15% RTS.	54
4.4	Displacements for tests on Drake 25% RTS with all hypotheses for bending stiffness.	58
4.5	Normalized displacements for tests on Drake 25% RTS with constant bending stiffness.	58
4.6	Normalized displacements for tests on Drake at various tensions with constant bending stiffness.	59
4.7	Comparison of normalized displacements for tests on Drake 25% RTS with Papailiou and Paradis-Legeron bending stiffness.	59
4.8	Normalized displacements for tests on Drake 25% RTS with Paradis-Legeron bending stiffness.	61
4.9	Normalized displacements for tests at 25% RTS on various conductors with Paradis-Legeron bending stiffness.	61

4.10	Normalized displacements for tests on Drake at various tensions with Paradis-Legeron bending stiffness.	62
5.1	Hydro-Québec damper model.	69
5.2	Sketch of Stockbridge damper.	71
5.3	Characterization set-up for damper joint.	73
5.4	Typical results of characterization tests for Hydro-Québec damper at 5 Hz.	74
5.5	Characterization tests for Hydro-Québec damper specimen 1a at various frequencies.	75
5.6	Characterization tests at 5 Hz for many specimens of Hydro-Québec damper.	75
5.7	Characterization tests for Stockbridge damper specimen 1a at various frequencies.	77
5.8	Characterization tests at 0.1 Hz for many specimens of Stockbridge damper.	77
5.9	Parameter identification for parameters of Hydro-Québec damper model at 0.01 Hz and 5 Hz.	78
5.10	Parameter identification for parameters of Stockbridge damper model at 0.1 Hz.	78
5.11	Force response method set-up.	81
5.12	Force and phase shift versus frequency for H-Q damper	83
5.13	Force and phase shift versus frequency for Stockbridge damper	83
5.14	Displacement of mass at node D for H-Q damper	84
5.15	Displacement of mass at node D for Stockbridge damper	84
5.16	Force versus frequency for modified H-Q damper	85
5.17	Force versus frequency for modified Stockbridge damper	85
6.1	Sketch of the numerical model.	92
6.2	Displacement amplitude versus frequency for the identification of resonance frequencies.	93
6.3	Transfer function of Stockbridge dampers at amplitude of velocity 10 mm/s.	96
6.4	Transfer function of Stockbridge dampers at amplitude of velocity 40 mm/s.	96
6.5	Transfer function of Stockbridge dampers at amplitude of velocity 100 mm/s.	97
6.6	Wind power input as a function of relative amplitude of displacement.	99
6.7	Wind power input at small relative amplitudes of displacement.	99
6.8	Amplitude of vibration without damper for $H = 20\%$ RTS.	100
6.9	Comparison of current model with experimental data set number 1.	102
6.10	Comparison of current model with experimental data set number 1 and CIGRE model 1.	102
6.11	Comparison of current model with experimental data set number 1 and CIGRE model 5.	103
6.12	Comparison of current model with experimental data set number 2.	103
6.13	Comparison of current model with experimental data set number 3.	104
6.14	Evaluation of sensitivity of the current model to damper stiffness properties.	105
6.15	Evaluation of sensitivity of the current model to damper mass properties.	106
6.16	Evaluation of sensitivity of the current model to damper position.	106

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Comparaison des types de mouvements oscillatoires [EPRI, 2006]	5
2.2	Essais existants de câble en vibration en portée de laboratoire	35
4.1	Mechanical properties of conductors	47
4.2	Displacements (in mm) near the clamp for the experimental tests and numerical tests on Drake conductor (tension 15% RTS) with various bending stiffness hypotheses	53
4.3	Displacements (in mm) at 89 mm from the clamp for tests of Guérard <i>et al.</i> [2009b] on Crow conductor (tension 24% RTS and frequency 21.98 Hz) . . .	54
4.4	Average (standard deviation) of normalized displacements near the clamp for various numerical tests. Results separated per conductor and axial tension.	56
4.5	Average (standard deviation) of normalized displacements near the clamp for various numerical tests. Results separated per bending amplitude.	57
4.6	Force and damping on numerical tests on Drake conductor, tension 25% RTS	63
5.1	Parameters of Hydro-Québec damper model	79
5.2	Parameters of Stockbridge damper model	79
5.3	Geometry and mass properties of dampers	80
6.1	Properties of damped span amplitude data sets	101

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Les vibrations éoliennes sont la cause principale de bris de conducteurs en fatigue des lignes aériennes de transport d'énergie électrique. Dans un contexte où le vieillissement du réseau est un enjeu majeur de l'industrie du transport d'énergie, la connaissance des phénomènes créant la fatigue des conducteurs et la manière de la contrôler est essentielle pour maintenir une fiabilité satisfaisante du réseau.

Les vibrations éoliennes des conducteurs, qui surviennent dans le plan vertical, sont habituellement causées par des vents laminaires de faibles vitesses. Ces vibrations sont dues à des détachements tourbillonnaires produits dans le sillage du conducteur.

Étant donné le nombre élevé et la grande dimension des lignes aériennes, l'approche utilisée pour la protection des conducteurs doit être fiable, durable et peu coûteuse. Une méthode très commune de réduction des vibrations est l'ajout d'amortisseurs de vibrations près des pinces de suspension. Ceux-ci ont pour effet de dissiper une partie de l'énergie induite par le vent et de limiter le niveau de vibrations. Parce que l'excitation éolienne est aléatoire et le comportement des conducteurs est complexe, il est souvent difficile pour le concepteur de déterminer l'amortissement requis pour une ligne ou une portée afin de garder le niveau de vibrations en dessous de la limite en fatigue du conducteur. De plus, l'effet d'un amortisseur sur le conducteur et son niveau de vibrations est difficile à prédire.

L'amortisseur de type Stockbridge, qui consiste en deux masselottes, une pince et un câble non tendu en acier, est le plus communément utilisé. Dans cette étude, l'amortisseur Hydro-Québec sera aussi analysé. Il contient aussi une pince et deux masselottes, mais le mouvement est assuré par une articulation en rotation faite d'élastomères.

Plusieurs outils de prédiction des niveaux d'amplitude de vibrations sont disponibles dans la littérature. Ils font généralement appel au principe de balance d'énergie (PBE) et reposent sur plusieurs hypothèses simplificatrices, en particulier en ce qui a trait à la modélisation de l'interaction conducteur-amortisseur. Alternativement, des essais peuvent être réalisés sur une ligne expérimentale ou en plaçant un amortisseur sur une portée de laboratoire, ce qui demande de grandes ressources de temps et d'argent.

Dans les dernières années, plusieurs chercheurs ont développé des modèles avec une approche temporelle pour prédire le comportement des conducteurs sous excitation éolienne.

À ce jour, aucun modèle complet intégrant amortisseur et conducteur n'a été proposé. Ce projet s'inscrit dans ce nouveau courant de recherche et a pour principal objectif de développer une méthode temporelle pour reproduire numériquement le comportement non linéaire d'une portée de laboratoire équipée d'un amortisseur. Dans un premier temps, ce modèle pourrait être utilisé en combinaison avec le PBE pour la prédiction des amplitudes de vibrations éoliennes. De plus, à plus long terme, un tel modèle pourrait servir de point de départ vers une modélisation complète du phénomène de vibrations éoliennes des conducteurs incluant l'excitation éolienne, l'auto-amortissement des conducteurs et des conditions limites réalistes pour les lignes aériennes.

Ce projet vise à développer une nouvelle approche pour la prédiction des vibrations des conducteurs et de l'effet des amortisseurs de vibrations en particulier. Pour ce faire, les efforts seront surtout orientés vers une modélisation réaliste de la déformée d'un conducteur et d'un amortisseur en vibration. Ceci demande de bien représenter la rigidité de flexion du conducteur ainsi que la rigidité (en translation et en rotation) et les mécanismes de dissipation d'énergie de l'amortisseur.

Le chapitre 2 présente une revue de la littérature portant sur le phénomène des vibrations éoliennes et en particulier sur la prédiction des niveaux de vibration. Le chapitre 3 présente la définition du projet de recherche. Les chapitres 4, 5 et 6 présentent trois articles de revue qui décrivent les travaux de modélisation et leur validation pour respectivement les modèles du conducteur seul, de l'amortisseur et du système conducteur-amortisseur. Au chapitre 6, une méthode complète de prédiction des vibrations est développée basée sur la méthode numérique développée dans cette étude et sur des données existantes de puissance éolienne et d'auto-amortissement des conducteurs. Finalement, l'annexe A présente une brève description des fichiers de commandes de certains calculs types pour le logiciel libre d'éléments finis Code Aster. Ces fichiers sont disponibles sur demande.

CHAPITRE 2

REVUE DE LA LITTÉRATURE

2.1 Cadre général

2.1.1 Problématiques reliées aux réseaux

Depuis le début du XX^e siècle, des bris de conducteurs en fatigue ont été observés. À partir des années 1920, des investigateurs attribuèrent ces bris à des phénomènes vibratoires causés par le vent [EPRI, 2006]. Par exemple, Varney [1926] a étudié l'action du vent sur une ligne et nota plusieurs des caractéristiques principales du phénomène.

Du point de vue de l'ingénierie des lignes, les principaux défis qui résultent des conditions économiques et sociales actuelles sont le vieillissement des lignes existantes et le besoin d'optimisation des nouvelles lignes lors de la conception. La prévention des bris mécaniques par la mise en place de systèmes de protection est primordiale, d'autant plus que les interruptions de service sont de nos jours difficiles à obtenir, rendant ainsi l'entretien très complexe.

2.1.2 Mécanique de lignes aériennes

Les lignes aériennes sont généralement l'option la plus économique pour le transport d'énergie électrique. De nos jours, la conception des lignes se fait à l'aide d'une approche probabiliste comme celle décrite par la CEI [2003]. Chacune des composantes doit avoir une fiabilité adéquate lorsque soumise aux charges climatiques identifiées pour la zone de conception ciblée. Dans le cas de chargements répétitifs tels que ceux causés par les vibrations éoliennes, la fiabilité des composantes diminue avec l'âge dû à l'endommagement en fatigue engendré.

L'élément vital des lignes aériennes est le conducteur. Lors de ce projet, le terme conducteur désigne tout câble suspendu incluant les câbles de garde. Il existe plusieurs types de conducteurs, mais la très grande majorité est constituée de plusieurs brins enroulés en hélice en une ou plusieurs couches. Le type le plus utilisé est le ACSR (Aluminum Conductor Steel Reinforced). Il est composé de brins d'acier au centre et d'aluminium en périphérie. Ce sont des câbles toronnés. Un exemple est montré à la figure 2.1.

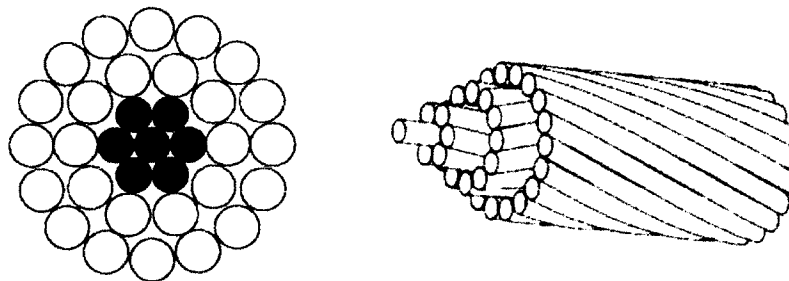


Figure 2.1 Conducteur ACSR

La fatigue des conducteurs survient habituellement aux points où le mouvement est restreint contre les vibrations dans le plan vertical, créant ainsi des déformations en flexion. Ces points incluent les pinces de suspension, les pinces d'ancrage, les amortisseurs et les entretoises [EPRI, 2006]. Les pinces servent à fixer le conducteur à l'isolateur qui est lui-même fixé au support. Les amortisseurs seront décrits en détails à la Section 2.4. Finalement, les entretoises sont utilisées pour des faisceaux de conducteurs et servent à garder une certaine distance entre les câbles d'une même phase. Ces dernières ne seront pas traitées dans ce document puisque seulement les conducteurs simples seront étudiés.

2.1.3 Mouvements oscillatoires

Les lignes aériennes sont plus sensibles aux mouvements oscillatoires que la plupart des structures puisque les conducteurs sont flexibles et ils sont en tout temps exposés à l'effet du vent. Une revue exhaustive de la problématique des mouvements oscillatoires causés par le vent a été publiée par l'Electric Power Research Institute [EPRI, 2006].

Parmi les principaux phénomènes identifiés se trouvent les vibrations éoliennes, le galop et les oscillations de sous-portées. Les particularités de ces phénomènes sont identifiées au tableau 2.1.

Dans la présente étude, l'intérêt est porté vers les vibrations éoliennes des conducteurs seulement. Elles sont la cause principale des bris en fatigue de brins de conducteurs ou d'accessoires utilisés pour le support ou la protection des conducteurs [EPRI, 2006].

Tableau 2.1 Comparaison des types de mouvements oscillatoires [EPRI, 2006]

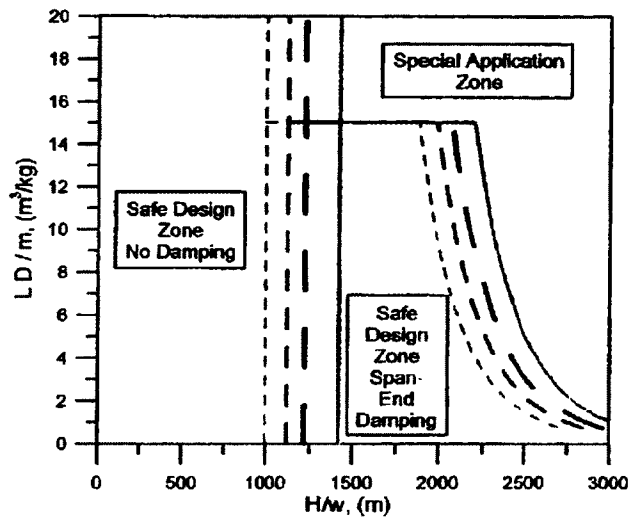
	Vibrations éoliennes		Galop		Oscillations de sous-portées	
Types de construction affectés	conducteurs simples et faisceaux		en conducteurs simples et faisceaux		conducteurs en faisceaux	
Amplitude relative (amplitude 0-crête/diamètre du conducteur)	0.01 à 1		5 à 300		0.5 à 80	
Vitesse de vent (m/s)	1 à 7		7 à 18		4 à 18	
Condition de surface du conducteur	nu ou glacé uniformément		glacé (forme métrique)		asy-nu et sec	
Temps avant apparition de dommages importants	3 mois à 20+ années		1 à 48 heures		1 mois à 8+ années	

2.1.4 Contrôle des vibrations

Les vibrations des conducteurs sont influencées par l'interaction des éléments suivants : les forces aérodynamiques, l'auto-amortissement des conducteurs, la dissipation d'énergie des amortisseurs et la dynamique des câbles [Vecchiarelli *et al.*, 2000].

Plusieurs méthodes sont proposées pour limiter les vibrations éoliennes des conducteurs ou leurs conséquences. Un premier concept de protection est le renforcement des conducteurs près des zones critiques. Ce concept est à la base du développement de tiges d'armure ("armor rods") pour la protection du câble au point de suspension.

Une seconde approche pour le contrôle des vibrations est celle des tensions sécuritaires. Celle-ci tient compte du fait que l'auto-amortissement d'un câble toronné diminue avec la tension. Basé sur l'expérience de plusieurs utilités de transport d'énergie et sur des calculs analytiques [Leblond et Hardy, 2000], le CIGRÉ [2005a] a développé le graphique de la figure 2.2 qui identifie les zones sécuritaires pour lesquelles le niveau de vibration demeure inférieur au niveau critique afin d'éviter des dommages en fatigue. Les paramètres des conducteurs pour ce graphique sont la tension horizontale H , le poids linéique w , la longueur de portée L , le diamètre d et la masse linéique m . Le coût relié au respect de ces tensions sécuritaires est souvent très élevé parce que la tension influence directement les dégagements au sol et donc la hauteur requise des structures ainsi que la longueur maximale des portées.



Terrain Category	
---	#1 : Open, flat, no trees, no obstruction, with snow cover, or near/across large bodies of water or flat desert.
- - -	#2 : Open, flat, no obstruction, no snow; e.g. farmland without any obstruction, summer time.
- · -	#3 : Open, flat, or undulating with very few obstacles, e.g. open grass of farmland with few trees, hedgerows and other barriers; prairie, tundra.
—	#4 : Built-up with some trees and buildings, e.g. residential suburbs; small towns; woodlands and shrubs. Small fields with bushes, trees and hedges.

Figure 2.2 Tensions sécuritaires du CIGRÉ [2005a]

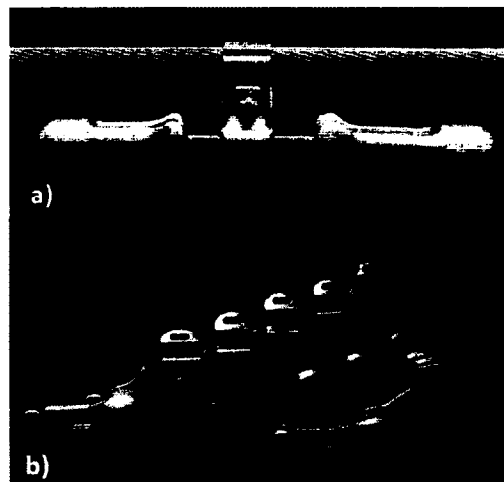


Figure 2.3 Amortisseurs de vibrations de type a) Stockbridge [EPRI, 2006], b) Hydro-Québec [Hélix, 2009]

Une troisième méthode consiste à réduire les vibrations en installant des amortisseurs de vibrations près des pinces de suspension. Le positionnement des amortisseurs près de la pince simplifie leur installation et assure que l'amortisseur n'est pas situé à un noeud de vibration pour certains mode de vibration où son effet serait très faible. Plusieurs modèles ont été développés au fil des années, mais l'amortisseur de type Stockbridge [Stockbridge, 1925] est le plus ancien et de loin le plus utilisé. Un exemple de ce type d'amortisseur est présenté en figure 2.3a. Lors de ce projet, un intérêt particulier sera aussi porté à l'amortisseur Hydro-Québec [Van Dyke et Paquette, 2000], présenté en figure 2.3b. Des amortisseurs de vibrations sont très fréquemment utilisés sur les lignes aériennes, particulièrement pour les conducteurs simples. Alternativement, des bretelles [EPRI, 2006] peuvent être fixées de part et d'autre de la pince de suspension afin de dissiper de l'énergie et ainsi réduire les amplitudes de vibration.

Finalement, il est possible de concevoir des pinces de suspension limitant les contraintes de flexion et des conducteurs possédant une plus grande capacité d'auto-amortissement. Il est à noter que dans plusieurs cas, plusieurs des outils de prévention mentionnés ci-dessus sont utilisés simultanément.

2.2 Excitation éolienne

2.2.1 Théorie

Le phénomène de vibrations étudié est dû au détachement de tourbillons dans le sillage du câble. Pour un vent perpendiculaire à la direction de la ligne, le détachement tourbillonnaire alterné crée une fluctuation de la force de portance menant à la vibration du conducteur dans le plan vertical.

Pour un cylindre fixe, la fréquence de Strouhal est donnée par :

$$f_{st} = \frac{SV}{d} \quad (2.1)$$

où S est le nombre de Strouhal, V la vitesse du vent perpendiculaire au cylindre et d le diamètre. La fréquence de Strouhal f_{st} est généralement égale à f_s la fréquence d'émission des tourbillons, appelés tourbillons de Von Kàrmàn.

Pour un nombre de Reynolds entre 4000 et 15000, ce qui correspond à des valeurs typiques de conducteur en vibration éolienne [EPRI, 2006], le nombre de Strouhal est environ 0.185.

Le nombre de Reynolds est donné par :

$$Re = \frac{Vd}{\nu} \quad (2.2)$$

où ν est la viscosité cinématique en égale à $1.51 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ pour une pression de 1 atm et une température de 20°C .

Lorsque la rigidité de flexion est ignorée, la fréquence naturelle d'une portée de conducteur est approximativement donnée par :

$$f_n = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{H}{m}} \quad (2.3)$$

où n est le numéro du mode, L la longueur horizontale de portée, H la tension horizontale et m la masse linéique. Dans le cas d'un cylindre en mouvement, lorsque la vitesse de vent approche une vitesse V_s telle que la fréquence d'émission des tourbillons est égale à une fréquence naturelle de la structure, la fréquence naturelle du corps f_n prend contrôle de la fréquence d'émission des tourbillons f_s dans son sillage. Il y a alors synchronisation. Ce phénomène se poursuit et la fréquence de vibrations demeure constante malgré une variation de la vitesse de vent sur une plage de vitesse pouvant atteindre 90% et 130% de V_s [EPRI, 2006] : c'est l'effet d'accrochage. Lors de ce phénomène, la fréquence f_s n'est plus nécessairement égale à la fréquence de Strouhal f_{st} .

Ainsi, pour une portée typique de longueur $L=400 \text{ m}$, tension horizontale $H=28.0 \text{ kN}$ avec conducteur Drake ACSR dont le diamètre d est 28.14 mm et la masse linéique m est 1.628 kg/m , la fréquence du premier mode de vibration est 0.164 Hz . Un nombre de Reynolds de 4000 correspond à une vitesse de vent de 2.1 m/s , à une fréquence de résonance de 14 Hz et donc environ au mode de vibration 85. Un nombre de Reynolds de 15000 correspond à une vitesse de vent de 8.0 m/s , à une fréquence de résonance de 53 Hz et donc environ au mode de vibration 323. Les gammes de fréquences et de modes de vibration calculées ici ne sont pas des limites absolues mais plutôt des valeurs typiques puisqu'il est possible d'observer des vibrations éoliennes en dehors de la plage de nombre de Reynolds 4000-15000. Il est tout de même possible de conclure que les vibrations éoliennes se produisent typiquement pour des vitesses de vent faibles et des fréquences élevées correspondant à des modes de vibration élevés. En plus du nombre de Reynolds, l'intensité de turbulence du vent influence la sévérité des vibrations éoliennes. Une augmentation de la turbulence correspond à une diminution de la fréquence d'occurrence et de l'amplitude des vibration.

Les phénomènes de synchronisation et d'accrochage sont mieux démontrés à l'aide de la figure 2.4 provenant de l'étude du phénomène en soufflerie pour un cylindre flexible en vibration. Au moment de la synchronisation, l'angle de phase entre la force de portance et le mouvement du câble se stabilise. Le rapport de la fréquence d'émission des tourbillons sur la fréquence naturelle de la structure est très près de 1.0 et demeure constant sur une gamme de vitesse relative. La vitesse relative U est définie par :

$$U = \frac{V}{2\pi f d} \quad (2.4)$$

où f est la fréquence de vibration du cylindre. Figure 2.4 montre également l'hystérésis produite sur la courbe d'amplitude en fonction de la vitesse de vent. Celle-ci avait déjà été observée par Feng [1968] et Bishop et Hassan [1964b]. L'amplitude de vibration varie différemment si la vitesse du vent diminue plutôt que d'augmenter. Pour chacune des situations, des sauts d'amplitude et de phase sont observés. Brika et Laneville [1993] concluent que ces sauts sont dus au changement du mode d'émission des tourbillons qui passent du mode 2S au mode 2P et vice versa. Ces modes sont illustrés à la figure 2.5. Ils apparaissent en remplacement des tourbillons classiques de Von Kàrmàn lors de la synchronisation. Pour une gamme de vitesse U près de 1.0, les deux modes sont possibles et des bifurcations correspondant aux sauts d'amplitude sont observées. Les modes 2S et 2P ont été observés précédemment par Williamson et Roshko [1988].

Deux caractéristiques importantes des vibrations sur les conducteurs sont la limitation du niveau de vibration à des amplitudes d'environ un diamètre et le phénomène de fluctuation des amplitudes observé sur la plupart des enregistrements de vibrations des conducteurs (figure 2.6). Ce phénomène est habituellement attribué à du battement : l'amplification et la diminution de l'amplitude de vibration causées par l'excitation de deux ou plusieurs modes naturels simultanément. La variation du vent dans l'espace et le temps causerait ce phénomène Leblond [1995]; Godard *et al.* [2011].

2.2.2 Force éolienne

Le détachement tourbillonnaire dans le sillage d'un cylindre est un phénomène complexe et plusieurs auteurs se sont intéressés au sujet. Une solution complète du problème demanderait l'utilisation des CFD (Computational Fluid Dynamics) et la résolution des équations de Navier-Stokes. Malgré certains efforts récents [Meynen *et al.*, 2005] aucun modèle purement numérique n'est disponible à ce jour.

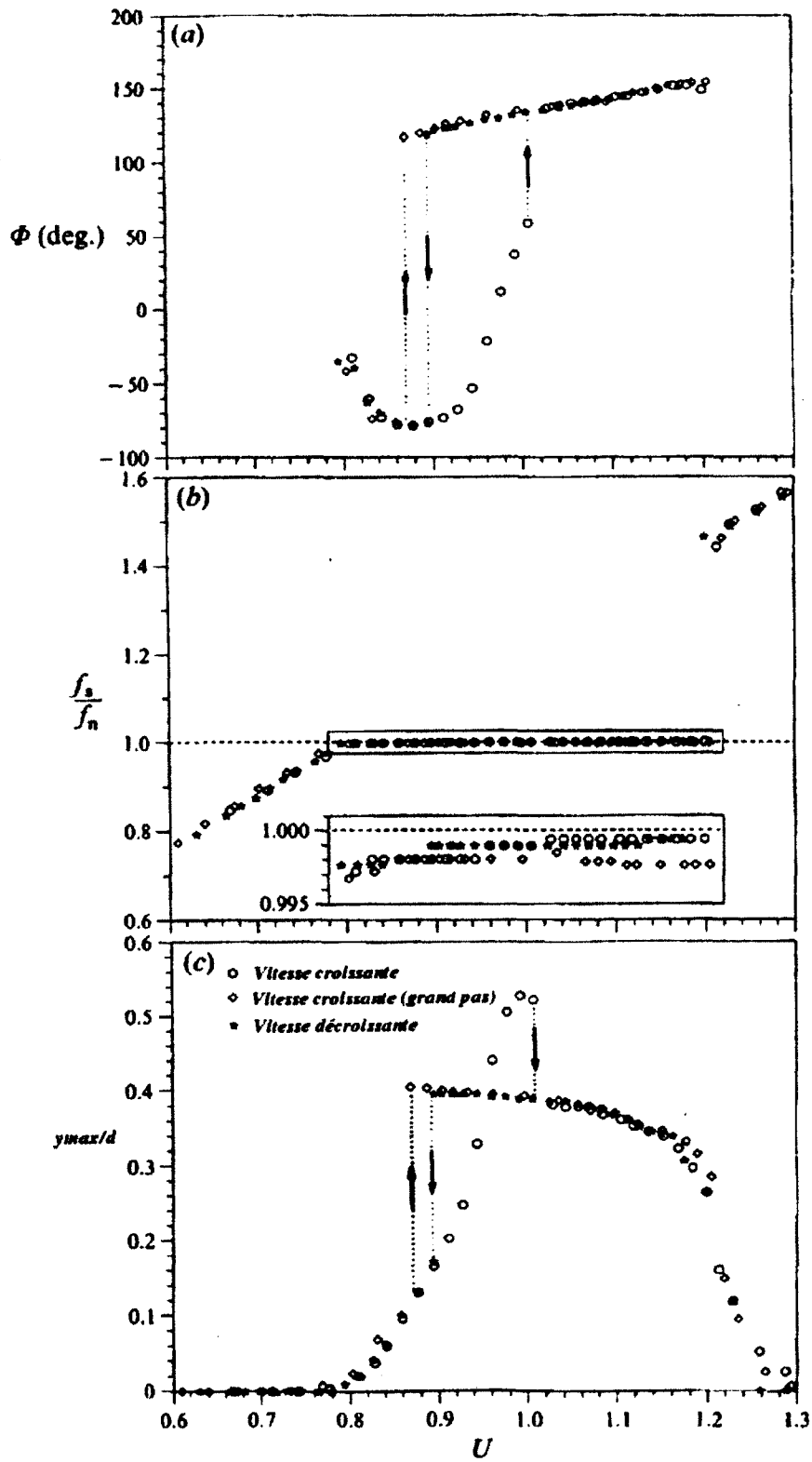


Figure 2.4 a) Angle de phase Φ , b) ratio de la fréquence d'émission des tourbillons sur la fréquence naturelle et c) amplitude de vibration relative 0-crête en fonction de la vitesse de vent relative [Brika et Lauville, 1993]

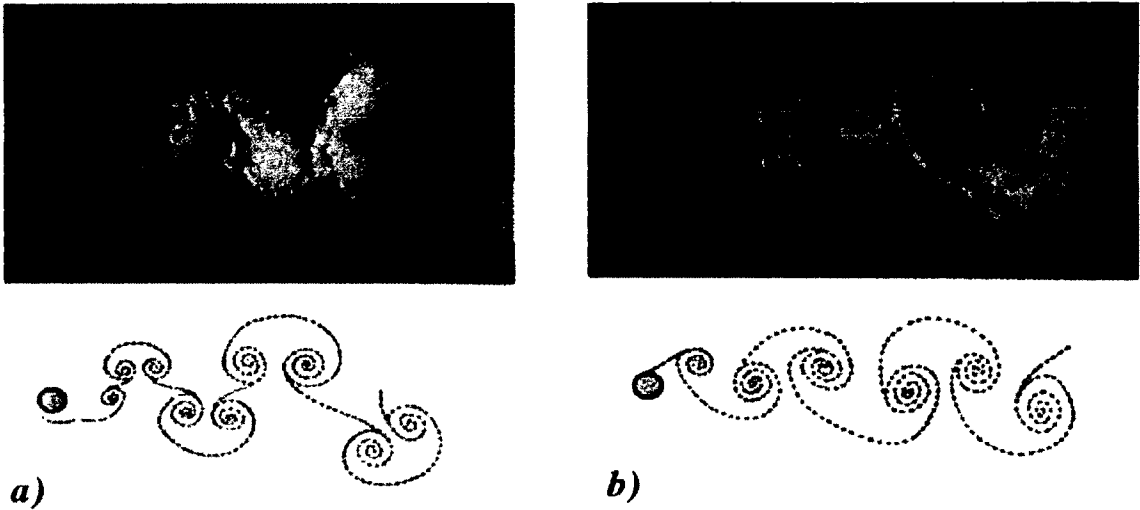


Figure 2.5 Visualisation et schéma des modes d'émission de tourbillons a) 2P et b) 2S [Brika et Laneville, 1993]

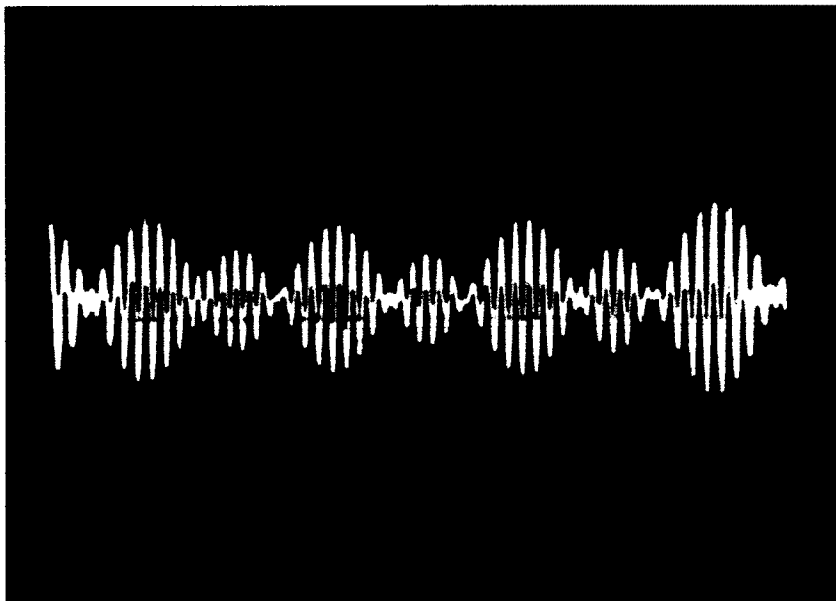


Figure 2.6 Enregistrement du mouvement vibratoire à un point sur le conducteur [EPRI, 2006]

Les modèles existants sont donc empiriques et reposent sur des essais en soufflerie. Des revues de ces modèles sont données par Leblond [1995] et Sarpkaya [1979]. Les modèles les plus simples ont un seul degré de liberté perpendiculaire à l'écoulement et leur mouvement est représenté par l'équation suivante :

$$m(y'' + 2\xi\omega_n y' + \omega_n^2 y) = F(y, y', y'', V_n, t) \quad (2.5)$$

où ξ est le taux d'amortissement visqueux du cylindre, $\omega_n = 2\pi f_n$ est la fréquence circulaire naturelle du cylindre en rad/s et F est la force d'excitation éolienne.

La plus simple expression pour F a été donnée par [Bishop et Hassan, 1964a] :

$$F = \frac{1}{2}\rho_{air}V^2dC_L \sin(\omega_s t) \quad (2.6)$$

où $\omega_s = 2\pi f_s$ est la fréquence circulaire de Strouhal, ρ_{air} la densité de l'air et C_L le coefficient de portance. Les résultats d'essais en soufflerie de [Bishop et Hassan, 1964a] indiquent que C_L est environ 0.6.

Un autre modèle présenté par Simiu et Scanlan [1996] propose :

$$F = \frac{1}{2}\rho_{air}V^2d \left[Y_1 \left(1 - \epsilon \frac{y^2}{d^2} \right) \frac{y'}{V_n} + Y_2 \frac{y}{d} + C_L \sin(\omega_s t + \phi) \right] \quad (2.7)$$

où Y_1 , Y_2 , ϵ et C_L sont des paramètres, tous fonctions de la vitesse relative U , qui peuvent être déterminés à partir de résultats expérimentaux. Ce modèle représente en particulier la non-linéarité de la force en fonction de la vitesse du vent : elle varie selon l'amplitude de vibration. Il respecte le phénomène de restriction des amplitudes de vibration.

Un deuxième type de modèle considère un deuxième degré de liberté relié au sillage du cylindre. Le deuxième degré de liberté est représenté par une équation d'oscillateur non linéaire de type Van der Pol. Pour le modèle de Skop [Skop et Griffin, 1975; Skop et Luo, 2001] qui est basé sur celui de Hartlen et Currie [1970], ce deuxième degré de liberté est relié au coefficient de portance. Un modèle semblable, mais utilisant des propriétés de l'écoulement plutôt que le coefficient de portance pour le deuxième degré de liberté a été développé par Iwan [1975]. Ces modèles représentent mieux les phénomènes de synchronisation, d'hystérésis et de restriction des amplitudes que les modèles à un degré de liberté, mais doivent aussi être calibrés à partir d'essais en soufflerie.

Une application directe à la problématique des vibrations des lignes aériennes d'un modèle d'oscillateur non linéaire est utilisée par Diana *et al.* [1979], Diana *et al.* [1993], Manenti

et al. [2007] et Diana *et al.* [2009]. Le modèle est représenté par un système masse-ressort-amortisseur. Ces oscillateurs sont distribués à chacun des noeuds d'un modèle par éléments finis. Le modèle est spécifiquement utilisé pour modéliser la turbulence spatiale et temporelle du vent.

Il n'y a pas dans la littérature de description directe d'un modèle de force éolienne pour inclure dans un modèle temporel de vibrations éoliennes. La pratique actuelle est d'utiliser des données de puissance injectée par le vent obtenues en soufflerie et de les utiliser pour calculer le niveau de vibration d'un conducteur à l'aide du principe de balance d'énergie (PBE). La figure 2.7 résume les principales données disponibles. Malgré une dispersion des données assez importante, il est possible de définir une relation générale pour la puissance du vent en prenant une moyenne de ces résultats, [EPRI, 2006] :

$$P = \frac{P_m}{\rho_{air} d^4 f^3} = 32 \left(\frac{y_{max}}{d} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.8)$$

où P_m est la puissance moyenne dissipée par cycle par unité de longueur et y_{max} est l'amplitude de déplacement au ventre 0-crête. Parmi ces ensembles de données, la plupart ont été obtenues avec un cylindre rigide monté sur des ressorts. C'est le cas des données de Farquharson et McHugh [1956] et Diana et Falco [1971]. Ces dernières ont été mesurées à l'aide de la force F et de l'angle de phase Φ selon l'équation suivante :

$$E_F = \pi F y \sin \Phi \quad (2.9)$$

où E_F est l'énergie injectée par cycle.

Les données de Rawlins [1983] ont plutôt été obtenues en mesurant le décrétement logarithmique d'un cylindre flexible vibrant selon son premier mode vertical. Le décrétement logarithmique réduit δ_r , qui est corrigé pour soustraire l'amortissement structural et aérodynamique visqueux, est relié à la puissance injectée P par l'expression :

$$P = \frac{P_m}{\rho_{air} d^4 f^3} = \left(\frac{\pi y_{max}}{d} \right)^2 \delta_r \quad (2.10)$$

Les données de Rawlins sont particulièrement intéressantes puisqu'elles ont été mesurées pour une grande gamme de vitesse de vent. Les données de Brika et Laneville [1996] ont été obtenues de façon similaire. L'avantage principal de ce genre de données est que la puissance injectée mesurée pour le demi-sinus formé par le cylindre flexible est plus directement reliée à la puissance injectée qui doit être calculée pour la vibration d'un conducteur pour un mode élevé. En partant des données de Rawlins, il est possible d'intégrer le caractère

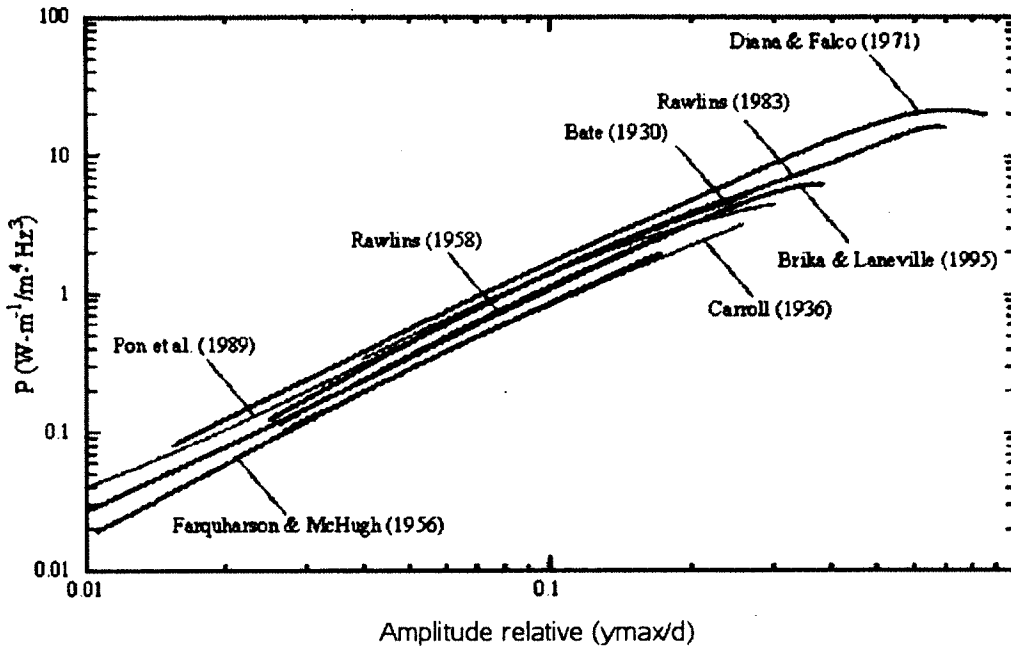


Figure 2.7 Puissance injectée maximale en fonction de l'amplitude de vibration [Brika et Laneville, 1996]

aléatoire des vibrations et l'effet de la turbulence sur la puissance éolienne [Noiseux *et al.*, 1988]. Avec une méthode déterministe, Diana *et al.* [1979] ont aussi évalué l'effet de la turbulence sur la puissance éolienne.

La figure 2.7 démontre bien la forte dépendance de la puissance éolienne à l'amplitude de vibration. Celle-ci rend plus complexe le développement d'un modèle temporel qui doit être basé sur une force appliquée. C'est une des raisons qui rend pratique le recours au PBE pour la prédiction des amplitudes de vibrations éoliennes.

2.3 Conducteurs

2.3.1 Analyse dynamique

Équation du mouvement

L'analyse d'un conducteur en vibration nécessite habituellement la résolution de l'équation du mouvement qui peut s'écrire sous la forme suivante [Rao, 1995] :

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - H \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = F(x, t) + \sum \delta(x - x_n) \cdot F_n(t) \quad (2.11)$$

où F_n est la n^{ime} force ponctuelle verticale appliquée à la position x_n et $\delta(x - x_n)$ est une fonction delta Dirac. Le développement de l'équation 2.11 implique les hypothèses suivantes :

- Le conducteur est un solide uniforme sur toute sa section.
- La pente de la ligne tangente au conducteur est petite ($\partial y / \partial x \ll 1$). C'est l'hypothèse des petits déplacements.
- La théorie des poutres d'Euler-Bernouilli s'applique (le moment $M = EI \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$).
- La masse linéique m est uniforme sur toute la portée.
- La tension horizontale H est uniforme sur toute la portée.
- La rigidité de flexion EI est uniforme sur toute la portée.

La résolution directe de l'équation du mouvement mènerait à une équation analytique permettant d'obtenir les caractéristiques dynamiques du câble. Une telle équation serait cependant très peu pratique. Cette section présente quelques équations analytiques disponibles dans la littérature qui seront utilisées au cours de ce projet. Plusieurs hypothèses simplificatrices sont nécessaires pour les rendre plus faciles d'utilisation. Pour une analyse plus complète, la méthode des éléments finis, qui permet de résoudre l'équation 2.11 en procédant à la discrétisation de la structure, sera utilisée. De plus, il sera possible avec cette méthode d'annuler quelques hypothèses décrites ci-dessus pour le développement de l'équation du mouvement. Par exemple, la méthode des éléments finis permet la formulation en grand déplacement (non-linéarité géométrique) et la formulation d'une rigidité variable (non-linéarité matérielle) [Bathe, 1996; Cook *et al.*, 2002]. Les équations présentées ci-dessous seront donc plutôt utilisées pour valider le modèle par éléments finis.

Fréquences et modes propres

En dynamique, les paramètres importants à évaluer sont les fréquences et les modes propres de la structure. Seulement les modes de vibration verticaux seront étudiés ici. L'équation 2.3 donnée précédemment n'est en principe valide que pour les modes antisymétriques ($n=2,4,6,\dots$) d'une corde en vibration. La variation de la tension influence les modes symétriques ($n=1,3,5,\dots$) et la fréquence est plutôt donnée par :

$$\tan \frac{\bar{\omega}}{2} = \frac{\bar{\omega}}{2} - \frac{4}{\lambda^2} \left(\frac{\bar{\omega}}{2} \right)^3 \quad (2.12)$$

où la fréquence relative corrigée est :

$$\bar{\omega} = \frac{\omega_n L}{\left(\frac{H}{m}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.13)$$

et le paramètre de Irvine [1981] est :

$$\lambda^2 = \frac{\left(\frac{mgL}{H}\right)^2 L}{\frac{HL_e}{EA}} \quad (2.14)$$

où :

$$L_e = \int_0^L \left(\frac{ds}{dx}\right)^3 dx \approx L \left(1 + 8 \left(\frac{y_s}{L}\right)^2\right) \quad (2.15)$$

où y_s est la flèche. Pour des tensions élevées, des petites portées ou des modes de vibration élevés, l'influence du paramètre de Irvine est faible et donc la fréquence circulaire pour les modes symétriques est environ égale à ω_n .

Les équations de Scanlan et Swart [1968] permettent de prédire la déformée d'un conducteur en vibration près des appuis pour un câble encastré-rotulé et encastré-encastré. Une équation simplifiée telle que présentée par CIGRÉ [1986] pour des câbles encastré-rotulé offre une solution pratique pour évaluer la déformée d'un conducteur. L'équation principale est :

$$y(x) = y_{max} [\sin(\beta x) - \beta/\alpha [\sinh(\alpha x) + \tanh(\alpha L)(\cos(\beta x) - \cosh(\alpha x))]] \quad (2.16)$$

où :

$$\alpha = \sqrt{\frac{H}{2EI} + \sqrt{\frac{m\omega_n^2}{EI} + \left(\frac{H}{2EI}\right)^2}} \quad (2.17)$$

et :

$$\beta = \sqrt{-\frac{H}{2EI} + \sqrt{\frac{m\omega_n^2}{EI} + \left(\frac{H}{2EI}\right)^2}} \quad (2.18)$$

où EI est la rigidité de flexion, E étant le module élastique et I étant le moment d'inertie. La fréquence naturelle du mode sélectionné est telle que l'égalité suivante est respectée :

$$\beta/\alpha = \frac{\tan(\beta L)}{\tanh(\alpha L)} \quad (2.19)$$

Il est cependant parfois pratique de connaître la fréquence naturelle à priori. Elle peut être évaluée pour des portées suffisamment longues par [Claren et Diana, 1969b] :

$$\omega_n = \frac{n\pi}{L} \sqrt{\frac{H}{m}} \sqrt{1 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \frac{EI}{H}} \quad (2.20)$$

Une difficulté majeure dans l'utilisation de ces équations est l'évaluation de la rigidité de flexion. Cette problématique sera étudiée en détail à la section 2.3.2.

Conditions limites

Leblond [1995] a étudié l'effet des conditions limites sur les vibrations. Il est généralement accepté que les conditions limites aux pinces de suspension se situent entre une rotule et un encastrement [CIGRÉ, 2005b]. Un modèle encasté-encasté est cependant valide pour la comparaison avec les essais en laboratoire pour lesquels le déplacement et la rotation du câble à l'extrémité sont généralement restreints à l'aide d'une pince rigide. C'est du moins ce qui est prévu pour les essais sur portée de laboratoire selon la norme CEI 61897 [IEC, 1998].

Pour étudier le comportement d'un conducteur en situation réelle, un modèle détaillé de la pince pourrait être nécessaire. La modélisation de la pince serait indispensable dans le cas où la déformée devait être utilisée pour étudier la fatigue des conducteurs. En effet, cette dernière dépend de la géométrie de la pince [Ramey et Townsend, 1981; McGill et Ramey, 1986].

Modèles de câble

Plusieurs investigateurs ont étudié le comportement dynamique d'un câble toronné à l'aide de modèles numériques. Mehrabi et Tabatabai [1998] utilisent la méthode des différences finies pour prédire les modes et les fréquences de vibration d'un câble en considérant une rigidité de flexion constante. Cette méthode n'est cependant pas disponible dans un logiciel existant et ne serait pas adéquate pour la modélisation d'amortisseurs de vibrations. Ni *et al.* [2002] ont réalisé une étude similaire en utilisant la méthode des éléments finis et ont démontré que la rigidité de flexion a une influence considérable sur les modes de vibration d'un câble de pont suspendu. Liu et Knapp [2005] ont comparé leur modèle par éléments finis à l'étude expérimentale réalisée par Sauter et Hagedorn [2002] d'un câble d'amortisseur Stockbridge en vibration. La non-linéarité géométrique du câble n'est pas considérée, mais la non-linéarité matérielle due à la variation de la rigidité de flexion est incluse dans le modèle. Ce modèle est d'ailleurs disponible dans un logiciel commercial [CableCAD, 2004]. Pour sa part, Dastous [2005] a considéré les grands déplacements et la

rigidité variable dans un modèle par éléments finis pour l'étude dynamique d'un conducteur de poste électrique soumis à des variations de tension. Une approche comparable pourrait être utilisée pour l'étude des vibrations éoliennes.

Jusqu'à maintenant, seulement le comportement global des conducteurs a été considéré. Le comportement des câbles toronnés est cependant très complexe et l'étude de certains paramètres locaux comme la charge axiale dans chacun des brins, la friction entre les brins et les contraintes locales demande des modèles beaucoup plus précis. La théorie de Costello [1990] présente des équations analytiques pour ces paramètres. Une revue des modèles mécaniques pour les brins d'un câble toronné est présenté par Cardou et Jolicoeur [1997]. Le comportement d'un brin peut également être analysé avec la méthode des éléments finis comme dans les travaux de Jiang *et al.* [1999]. L'analyse détaillée de chacun des brins du conducteur ne permettrait pas, avec les outils de calculs actuels, d'étudier son comportement dynamique.

2.3.2 Rigidité de flexion

La rigidité de flexion d'un conducteur varie dans le temps et selon la position le long de la portée. Plusieurs auteurs ont étudié le sujet, mais une définition précise de ce paramètre demeure complexe.

Rigidité de flexion minimale et maximale

Il est facile d'évaluer les bornes minimales et maximales de la rigidité de flexion d'un câble toronné. La rigidité minimale EI_{min} correspond à la somme de la rigidité de chacun des brins en supposant qu'ils agissent tous de manière indépendante. Pour un conducteur comprenant N_a brins d'aluminium (E_a, d_a) et N_s brins d'acier (E_s, d_s) la rigidité minimale est :

$$EI_{min} = \frac{\pi}{64}(E_a d_a^4 N_a + E_s d_s^4 N_s) \quad (2.21)$$

Au contraire, le calcul de EI_{max} suppose un comportement solide. Tous les brins agissent ensemble et aucun glissement n'est permis. La rigidité EI_{max} est décrite par :

$$EI_{max} = E_a \sum_1^{N_a} I_a + E_s \sum_1^{N_s} I_s \quad (2.22)$$

Le moment d'inertie de chacun des brins est alors calculé avec :

$$I = \frac{\pi d^2}{8} \left(\frac{d^2}{8} + R^2 \right) \quad (2.23)$$

où R est le rayon de la couche calculé du centre du conducteur au centre du brin. Le calcul de EI_{min} et EI_{max} varie légèrement si l'angle d'enroulement des brins est pris en compte. En réalité, en raison des mécanismes de glissement et de friction entre les brins, la valeur de rigidité réelle se trouve entre EI_{min} et EI_{max} . Les modèles numériques actuels de prédiction des vibrations éoliennes utilisent des valeurs constantes entre 30% et 50% de EI_{max} [CIGRÉ, 2005b].

Modèles théoriques de rigidité

Plusieurs modèles théoriques pour prédire la rigidité de flexion des câbles toronnés sont disponibles. Une revue complète de ces modèles de rigidité est donnée par Cardou [2006]. Chacun repose sur un nombre plus ou moins important d'hypothèses. Ils sont généralement basés sur l'étude des mécanismes de glissement entre les brins (slip-stick). Lanteigne [1985] a développé un modèle selon lequel la rigidité diminue en escalier avec l'augmentation de la courbure, partant de EI_{max} pour atteindre EI_{min} . Papailiou [1997] a développé un modèle qui varie aussi selon la courbure et l'a validé expérimentalement. Il suppose un frottement de Coulomb uniforme entre les brins de couches adjacentes et néglige le frottement entre les brins d'une même couche. Pour sa part, le modèle de Hardy et Leblond [2003] tient compte de l'élasticité des points de contact des brins et donc prédit que la rigidité maximale d'un conducteur n'atteint pas EI_{max} . Par ailleurs, Hong *et al.* [2005] considère une redistribution des efforts axiaux dans les brins qui fait en sorte que certains brins ne glissent pas, même à très grande courbure. Ainsi, la rigidité de flexion n'atteint jamais la valeur de EI_{min} . Paradis et Legeron [2011] a repris de modèle de Papailiou [1997] et y a ajouté les hypothèses de Hardy et Leblond [2003] et Hong *et al.* [2005].

Les modèles de Papailiou et de Paradis et Legeron seront étudiés ici plus en détail parce qu'ils peuvent être facilement implémenté dans un logiciel général d'éléments finis. C'est d'ailleurs ce qu'a fait Dastous [2005] pour étudier la variation de tension pour un conducteur peu tendu de poste électrique soumis à des excitations de relativement faible fréquences et hautes amplitudes. Les courbes de la figure 2.8 montrent la rigidité en fonction de la courbure κ pour une tension donnée. Papailiou utilisait la rigidité sécante alors que Dastous a modifié le modèle pour obtenir la rigidité tangente. Cette dernière rend plus facile l'intégration à un modèle d'éléments finis. La figure 2.8 montre également la différence entre un modèle qui considère le glissement de chaque brin indépendamment et un modèle qui considère le glissement pour une moyenne de l'ensemble des brins d'une couche (average slip criteria). Pour un brin particulier du conducteur, le phénomène de slip-stick peut être décrit ainsi selon la figure 2.9 :

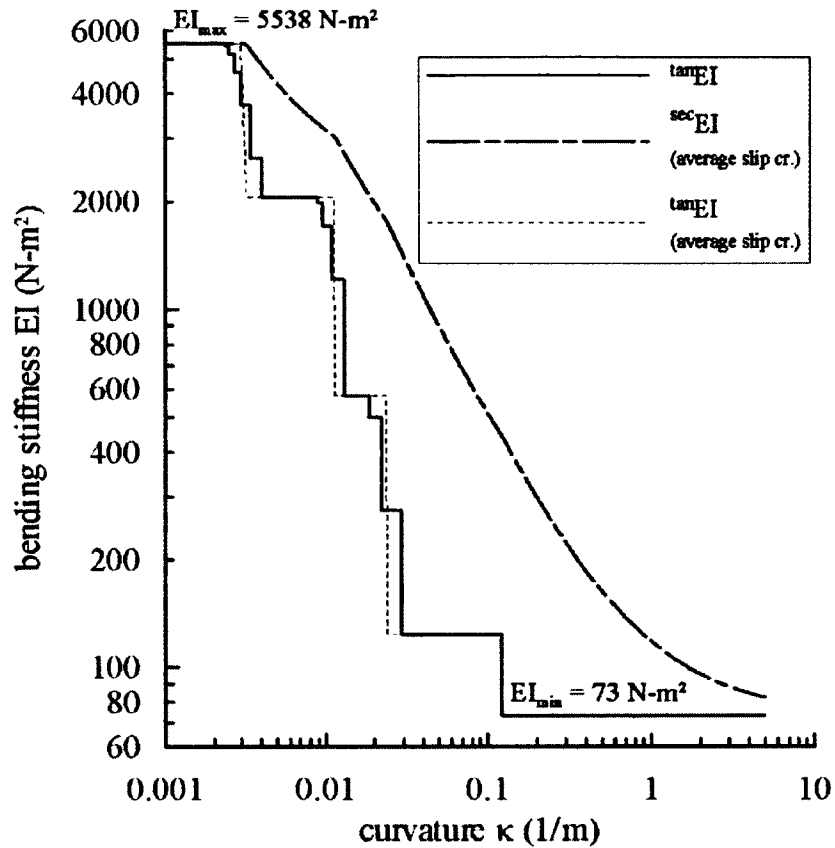


Figure 2.8 Comparaison de la rigidité tangente et sécante pour le conducteur 1796-MCM avec une tension horizontale de 20kN [Dastous, 2005]

- à partir d'une courbure nulle, la contrainte augmente d'abord linéairement sans glissement du brin et la rigidité est maximale ;
- quand le critère de contrainte σ_{slip} est atteint, le brin glisse, la contrainte cesse d'augmenter et la rigidité de flexion est diminuée ;
- lorsque le chargement est inversé, la rigidité redevient maximale et la contrainte varie de nouveau linéairement jusqu'à atteindre la contrainte de glissement ;
- le brin glisse alors jusqu'à un autre inversement du chargement.

La courbure de référence k_{ref} est la courbure correspondant à une contrainte nulle. Lorsqu'un inversement de chargement se fait à partir d'une condition de glissement, la variation de courbure nécessaire pour atteindre de nouveau le glissement est $2\Delta k_{slip}$ alors qu'elle est Δk_{slip} si le brin part de la position de repos. La figure 2.9 montre une hystérésis qui représente l'énergie dissipée du conducteur. La rigidité variable permet donc en principe

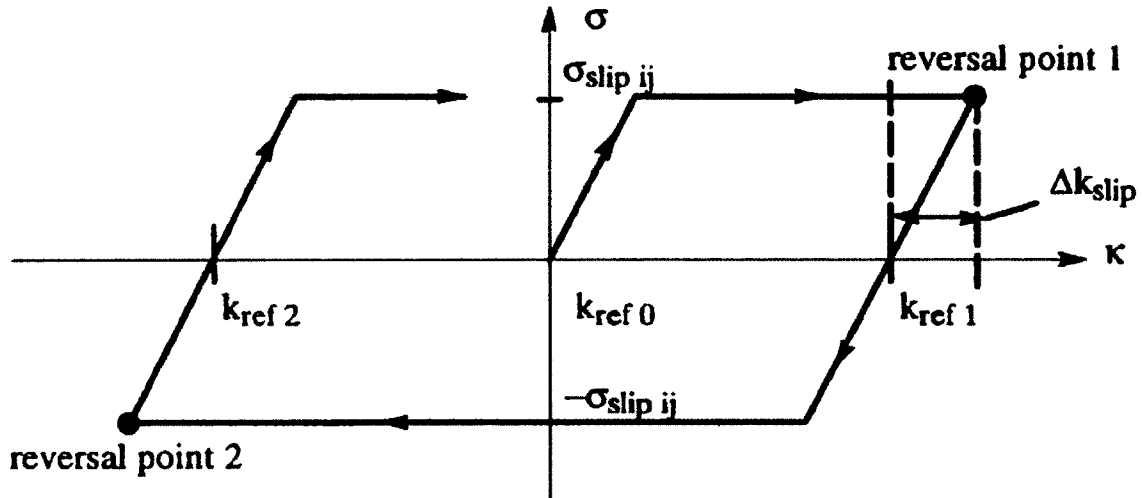


Figure 2.9 Variation de la contrainte pour un brin [Dastous, 2005]

d'intégrer l'amortissement du conducteur causé par le frottement des brins. Ceci est étudié en particulier par Hagedorn et Gutzler [1996] et Liu et Knapp [2005]. En plus de la courbure, la géométrie du conducteur (le nombre de brins, leur diamètre et leur angle d'enroulement), la tension axiale et le coefficient de friction entre les brins sont d'autres facteurs qui influencent la rigidité de flexion.

Mesures expérimentales de la rigidité

En plus des modèles théoriques, des études expérimentales visant à déterminer la rigidité de flexion sont disponibles. Une méthode simple pour évaluer la rigidité effective pour l'ensemble de la portée d'un câble en vibration est de trouver à l'aide de l'équation 2.20, la rigidité EI pour laquelle la fréquence de résonance expérimentale est égale à la fréquence théorique. Avec cette méthode, Seppa [1971] a obtenu des valeurs de EI/EI_{max} entre 0.71 et 0.86 dépendant de la tension dans le conducteur. Des valeurs entre 0.36 et 0.87 ont été obtenues par CEA [1988]. Il est aussi possible d'obtenir une rigidité effective pour la région près d'un encastrement (champ proche) en mesurant la différence entre les deux premières demi-longueurs d'onde d'un conducteur en vibration. De cette façon, Seppa [1971] a obtenu des valeurs entre $0.52EI_{max}$ et $0.67EI_{max}$, alors que CEA [1988] donne des valeurs entre $0.19EI_{max}$ et $0.44EI_{max}$.

En mesurant le déplacement d'un câble sous un chargement statique vertical, et en le comparant à la théorie des poutres. McConnell et Zemke [1980] ont trouvé une rigidité effective près de et parfois inférieure à EI_{min} . Ces résultats sont cependant mis en doute par Cardou [2006] lorsque comparés à d'autres données. En combinant cette méthode à

son modèle analytique et un modèle par éléments finis, Papailiou [1997] arrive à prédire une rigidité locale sur la longueur de la portée. Pour une portée de 1.0 m, une tension horizontale de 40 kN et une force verticale de 4.3 kN, il obtient une rigidité qui varie de $0.23EI_{max}$ près de la pince et au centre de la portée à $1.0EI_{max}$ autour du point d'inflexion au quart de la portée.

En supposant que le moment $M = EI\kappa$ est proportionnel à la courbure, Scanlan et Swart [1968] ont prédit la rigidité de flexion le long de la portée pour un conducteur en vibration en mesurant le déplacement à plusieurs points et en calculant la courbure. Toutefois, la rigidité ainsi prédite varie entre environ $0.38EI_{max}$ près de la pince et $0.13EI_{max}$ au centre de la portée, ce qui est en désaccord avec les tendances obtenues par Papailiou [1997]. Liu et Knapp [2005] ont prédit une courbe de EI en fonction de la courbure en mesurant directement la force requise pour contrer la force de friction entre les couches d'un câble toronné et ainsi déplacer une couche par rapport à l'autre. L'article de Zhu et Meguid [2007] étudie le comportement d'un câble avec charge axiale nulle. Il détermine simplement la rigidité en plaçant un câble très court en porte-à-faux et en mesurant le déplacement à l'extrémité en fonction de la charge verticale appliquée.

Dans sa revue de littérature sur le sujet, Cardou [2006] démontre la grande variation des données expérimentales de rigidité de flexion. Il indique également que la rigidité de flexion effective diminue généralement avec la longueur de portée parce que l'effet de corde devient alors plus important. Il est donc nécessaire, avant d'implémenter un modèle de rigidité variable dans un modèle numérique de vibrations éoliennes, d'étudier expérimentalement la variation de la rigidité de flexion avec les paramètres suivants :

- courbure κ ;
- tension horizontale H ;
- géométrie du conducteur ;
- longueur de portée L ;
- amplitude de vibration y_{max} .

2.3.3 Auto-amortissement des conducteurs

Trois modèles d'amortissement sont d'un intérêt particulier pour cette étude :

- Amortissement visqueux. Il est proportionnel à la vitesse ou à une puissance de la vitesse. C'est de loin le plus facile à modéliser.

- Amortissement structural ou hystérétique. Il est indépendant de la vitesse. Il décrit bien par exemple la dissipation d'énergie qui se produit au niveau microscopique à l'intérieur des brins d'acier et d'aluminium.
- Amortissement de Coulomb. Il est généralement représenté par une relation bilinéaire entre la force et le déplacement. Il décrit bien le frottement des brins entre eux. C'est ce type d'amortissement qui domine la dissipation d'énergie pour un conducteur en vibration.

L'amortissement visqueux est généralement décrit par un taux d'amortissement ξ correspondant à un pourcentage d'amortissement critique. Pour un système à un degré de liberté en régime permanent sous une excitation harmonique (système masse-ressort-amortisseur), le taux d'amortissement à la résonance est relié à l'énergie dissipée par [Paultre, 2005] :

$$E_D = 2\pi\xi k u_0^2 \quad (2.24)$$

où E_D est l'énergie dissipée par cycle, k est la rigidité du ressort, u_0 est l'amplitude de déplacement. Une deuxième façon de définir l'amortissement est le coefficient de perte η qui est donné par :

$$\eta = \frac{E_D}{2\pi E_{S_o}} \quad (2.25)$$

où E_{S_o} est l'énergie de déformation maximum définie par :

$$E_{S_o} = \frac{k u_0^2}{2} \quad (2.26)$$

Le coefficient de perte est généralement utilisé pour définir l'amortissement hystérétique. À la résonance et à amplitudes égales, il peut être démontré que $\eta = 2\xi$.

Il a été mentionné à la section précédente que l'auto-amortissement des conducteurs est directement relié à sa rigidité de flexion variable. La variation de la rigidité et la dissipation d'énergie d'un conducteur en vibration sont en effet en grande partie causées par le même phénomène : le frottement des brins entre eux. Les modèles de rigidité variable existants sont souvent basés sur un modèle d'amortissement de Coulomb. Il est cependant peu probable que ces modèles théoriques soient en mesure de donner une valeur suffisamment précise de l'auto-amortissement. Ce dernier est un paramètre important pour la prédiction des amplitudes de vibration d'un conducteur. L'auto-amortissement repose donc toujours sur des mesures expérimentales d'énergie dissipée.

Les deux méthodes expérimentales principalement utilisées pour définir la puissance dissipée d'un conducteur en vibration sont la méthode d'équilibre des puissances et la méthode ISWR (Inverse Standing Wave Ratio). La première méthode définit la puissance dissipée par la mesure de l'angle de phase Φ entre la force au point d'excitation F et la vitesse au point d'excitation V_e à l'aide de l'équation suivante :

$$P_e = \frac{1}{2} F V_e \cos \Phi \quad (2.27)$$

Il est supposé qu'en régime permanent, l'énergie injectée au système est égale à l'énergie dissipée. Cette méthode fait l'objet d'un guide IEEE [1978]. La méthode ISWR est basée sur l'influence de l'amortissement du système sur la propagation d'ondes. L'évaluation de la puissance dissipée se fait à l'aide de la mesure des amplitudes de vibration au ventre et au noeud [EPRI, 2006]. Plus récemment, Guerard *et al.* [2011] ont mesuré l'auto-amortissement de deux types de conducteur directement sur une ligne aérienne.

L'EPRI [2006] rassemble plusieurs ensembles de données de puissance dissipée par un conducteur. L'équation suivante est utile pour comparer les ensembles de données et définir l'influence de l'amplitude, la fréquence et la tension sur la puissance dissipée par unité de longueur P_{cL} .

$$P_{cL} = k_p \frac{y_{max}^l f^m}{H^n} \quad (2.28)$$

où k_p est une constante de proportionnalité. Selon la source des données, les exposants l , m et n prennent des valeurs de 1.9-2.6, 3.8-6.0 et 1.5-3.0 respectivement. La dispersion de ces exposants démontre qu'il est très difficile de mesurer précisément l'auto-amortissement. En effet, certaines données obtenues pour des paramètres équivalents montrent des variations pouvant atteindre un facteur de deux. Par ailleurs, l'équation 2.28 montre bien que l'amortissement augmente avec l'amplitude et la fréquence, mais diminue avec la tension. Certains ensembles de données sont corrigés pour l'amortissement aérodynamique. Dans le contexte de l'application du principe de la balance d'énergie, il s'agit d'une mesure appropriée parce que l'amortissement aérodynamique n'est pas inclus dans les mesures d'énergie éolienne injectée au système. Une équation donnée par Sarpkaya [1979] peut être utilisée à cette fin.

Noiseux [1992] a développé des lois de similitude qui permettent d'évaluer l'auto-amortissement d'un conducteur ACSR à partir des données d'un conducteur ayant une géométrie similaire. Ces lois sont basées sur des coefficients de perte différents pour le champ libre et le champ proche. Les équations de Noiseux permettent donc aussi d'évaluer les coefficients de perte dans les champs libre et proche à partir des données expérimentales existantes.

D'autre part, quelques modèles théoriques qui sont basés sur des hypothèses semblables à celles des modèles de rigidité variable sont aussi disponibles [LeClair, 1989; Hardy, 1990; Raouf et Huang, 1991].

La manière la plus simple d'ajouter de l'amortissement dans un modèle par éléments finis est d'utiliser la méthode de Rayleigh. La résolution du système est simplifiée parce que la matrice d'amortissement $[\mathbf{C}]$ est proportionnelle aux matrices de masse $[\mathbf{M}]$ et de rigidité $[\mathbf{K}]$:

$$[\mathbf{C}] = \alpha_R[\mathbf{M}] + \beta_R[\mathbf{K}] \quad (2.29)$$

Les taux d'amortissement ξ_1 et ξ_2 correspondant respectivement aux fréquences ω_1 et ω_2 sont alors définis par Cook *et al.* [2002] :

$$\alpha_R = 2\omega_1\omega_2 \left(\frac{\xi_1\omega_2 - \xi_2\omega_1}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \right) \quad (2.30)$$

et :

$$\beta_R = 2 \left(\frac{\xi_1\omega_2 - \xi_2\omega_1}{\omega_2^2 - \omega_1^2} \right) \quad (2.31)$$

L'amortissement de Rayleigh ne correspond pas physiquement à l'auto-amortissement des conducteurs. Il est cependant très souvent utilisé pour simplifier les modèles numériques. Par exemple, Desai *et al.* [1995] l'ont adopté pour l'étude du galop d'un conducteur avec la méthode des éléments finis. Zhu et Meguid [2007] l'ont aussi utilisé pour l'étude d'un câble non tendu. Une deuxième façon de représenter un amortissement visqueux est par l'amortissement modal où ξ est donné pour chacun des modes naturels de la structure. Cela implique la résolution du système par superposition modale. Une méthode de ce type est utilisée par exemple par Barbieri *et al.* [2004] dans un modèle par éléments finis d'un conducteur en vibration. Dastous [2005] a utilisé ce qui constitue une troisième méthode commune de modélisation de l'amortissement : l'ajout d'amortisseurs discrets. Il s'agit d'une méthode locale plutôt que globale parce que des amortisseurs visqueux sont introduits pour chacun des degrés de liberté visés.

L'amortissement hystérétique est facilement modélisé dans un modèle temporel non linéaire en introduisant une relation non linéaire matériau. Pour un chargement cyclique, l'aire sous la courbe force-déplacement correspond à l'énergie dissipée pour un cycle. L'amortissement hystérétique peut aussi être modélisé en prenant la méthode de la rigidité complexe [Noiseux, 1992; Paultre, 2005], mais son utilisation est limitée à une résolution fréquentielle du système.

Lors de ce projet, l'attention portée à l'amortissement du conducteur est moins grande que celle accordée à la rigidité de flexion, car l'amortissement est très faible pour des lignes aériennes. Dans ce contexte l'amortissement influence les amplitudes de vibration, mais très peu la déformée.

2.4 Amortisseurs

2.4.1 Description

La méthode de réduction des vibrations étudiée lors de ce projet est l'ajout d'amortisseurs de vibrations près des extrémités de la portée. L'EPRI [2006] présente plusieurs types d'amortisseurs qui ont été développés au fil des années. Ce projet s'attardera plus particulièrement à deux types : le Stockbridge [Stockbridge, 1925], le plus commun et l'amortisseur Hydro-Québec [Van Dyke et Paquette, 2000], produit par Hélix Uniformé.

L'amortisseur Stockbridge est composé de deux masses reliées par un câble toronné non tendu en acier (câble messenger), lui-même attaché au conducteur avec une pince rigide. La rigidité du messenger est trop faible pour forcer les masses à suivre le mouvement de la pince. Il y a alors flexion du messenger, ce qui cause le glissement des brins et donc la dissipation d'énergie. La dissipation d'énergie est maximisée lors de l'activation des modes de résonance de l'amortisseur. Les masses sont généralement conçues de façon à ce que les deux premiers modes de flexion (figure 2.10) soient sollicités pour le spectre de fréquences d'excitation anticipées. En utilisant des masses différentes pour les deux extrémités du messenger, il est possible d'obtenir quatre fréquences de résonance.

L'amortisseur Hydro-Québec est constitué de deux masses reliées par une articulation semi-rigide composée d'élastomères. La déformation des élastomères sous l'effet de la rotation de l'articulation cause la dissipation d'énergie. L'utilisation de deux masses différentes permet d'obtenir deux fréquences de résonance. Une étude en ligne expérimentale de Van Dyke *et al.* [2001] démontre que l'efficacité de l'amortisseur à réduire le niveau de vibrations éoliennes est similaire à celui du Stockbridge. Des observations en ligne expérimentale dans des conditions de galop et de délestage de glace ont démontré que l'endurance des amortisseurs Hydro-Québec est supérieure à celle des amortisseurs Stockbridge [Van Dyke *et al.*, 2008].

La performance de l'amortisseur est dépendante de l'interaction amortisseur-conducteur et donc à la position de l'amortisseur le long de la portée [Markiewicz, 1995]. La position et la masse de l'amortisseur doivent être bien ajustées pour bien dissiper l'énergie des

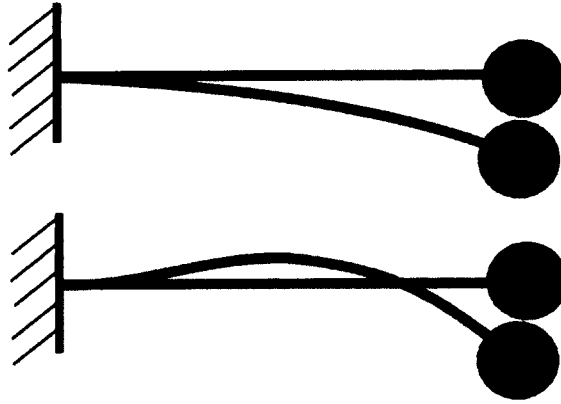


Figure 2.10 Premier et deuxième mode de flexion d'une poutre en porte-à-faux avec une masse à l'extrémité

vibrations, mais aussi pour éviter de trop restreindre le mouvement vertical et ainsi créer de nouvelles zones critiques en fatigue de chaque côté de la pince d'amortisseur. Ce problème est notamment étudié numériquement par Wang *et al.* [1997] et observé expérimentalement par Guérard *et al.* [2009b].

2.4.2 Analyse d'un système à deux degrés de liberté

Le fonctionnement des amortisseurs Stockbridge et Hydro-Québec consiste à ajouter une masse ponctuelle qui entre en résonance et réduit ainsi le niveau de vibration du système principal. Les propriétés de rigidité et de masse sont ajustées afin d'en optimiser l'efficacité. Cela correspond à la définition du "tuned mass damper" (TMD) ou amortisseur accordé. Ce type d'amortisseur est fréquent par exemple pour amortir la réponse dynamique des bâtiments multi-étagés ou des ponts.

Den Hartog [1956] présente la théorie associée aux TMD. Le terme utilisé par Den Hartog est "dynamic absorber". La plus simple expression d'un système avec un TMD est représentée par deux degrés de liberté comme à la figure 2.11. L'ensemble m_1, k_1 représente le système principal ou dans le cas présent le conducteur. L'ensemble m_2, k_2 représente l'amortisseur. La force appliquée au système principal est $F_t = F \sin(\omega t)$. Le système conducteur-amortisseur est plus complexe que celui présenté dans cette section. Cette analyse permet toutefois de comprendre les principes associés à l'analyse de ce type d'amortisseur.

Dans le cas fictif d'un TMD non amorti, la fréquence naturelle du TMD $\omega_a = \sqrt{k_2/m_2}$ sera sélectionnée pour être le plus près possible de la fréquence naturelle du système prin-

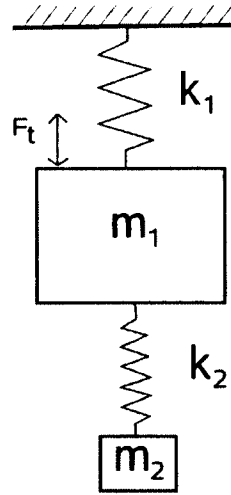


Figure 2.11 Amortisseur de type TMD sans dissipation d'énergie

principal $\omega_n = \sqrt{k_1/m_1}$ afin d'activer le TMD lorsque la fréquence d'excitation ω s'approche de la fréquence de résonance. Pour $\omega_a = \omega_n$, le déplacement de la masse m_1 relatif au déplacement statique $x_{st} = F/k_1$ est donné par :

$$\frac{x_1}{x_{st}} = \frac{1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}\right) \left(1 + \mu - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}\right) - \mu} \sin(\omega t) \quad (2.32)$$

où $\mu = m_2/m_1$ est le rapport des masses du TMD et du système. Le déplacement de la masse m_2 est donné par :

$$\frac{x_2}{x_{st}} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}\right) \left(1 + \mu - \frac{\omega^2}{\omega_a^2}\right) - \mu} \sin(\omega t) \quad (2.33)$$

Il peut être démontré que pour la fréquence d'excitation ω égale à la fréquence du TMD ω_a , le déplacement $x_2 = -F \sin(\omega t)/k_2$ et donc que la force appliquée par le TMD au système principal est exactement égale et opposée à la force d'excitation. Ainsi, le mouvement du système principal est nul et le TMD est parfait. Ce déplacement nul est aussi observé à l'aide de l'équation 2.32.

La figure 2.12 montre l'amplitude de déplacement pour divers rapports de ω et ω_n dans le cas où $\mu = 0.2$. Il est évident que si le déplacement est nul pour un rapport de 1.0, il devient infini pour des rapports de 0.8 et 1.25. Ces nouveaux points de résonance du système complet correspondent aux zéros du dénominateur des équations 2.32 et 2.33. L'application de ce type de système où la dissipation d'énergie du TMD est très limitée

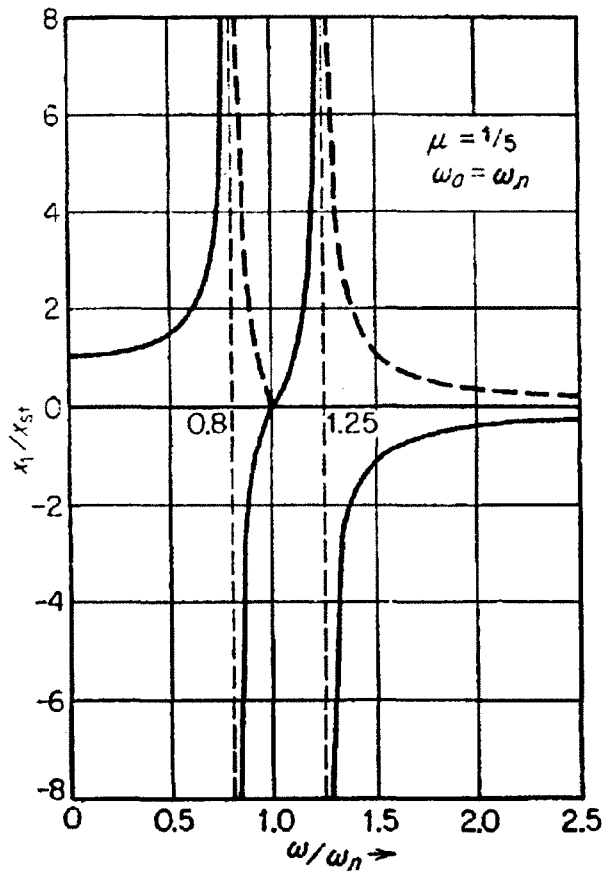


Figure 2.12 Amplitude de déplacement du système principal avec un TMD non amorti en fonction de la fréquence [Den Hartog, 1956]

ou nulle est donc peu commune. Pour qu'un tel système soit utile, il faut que la fréquence d'excitation soit en tout temps très près de la fréquence de résonance du système.

En ajoutant un mécanisme de dissipation d'énergie au TMD, il est possible de réduire l'amplitude maximale des fréquences de résonance observées à la figure 2.12. Le système peut être représenté par la figure 2.11, mais avec l'ajout d'un amortisseur reliant les deux masses. Le système d'équations est alors mieux traité avec l'utilisation de nombres complexes. C'est ainsi que peut être définie la rigidité complexe du TMD et du système principal. La figure 2.13 montre l'amplitude de déplacement du système avec un TMD amorti pour diverses fréquences d'excitation. Les courbes qui passent par les points P et Q sont la réponse d'un TMD pour lequel les propriétés ont été ajustées. Il s'agit d'un amortisseur optimal. La fréquence naturelle du TMD optimal n'est pas 1.0 comme pour le TMD non

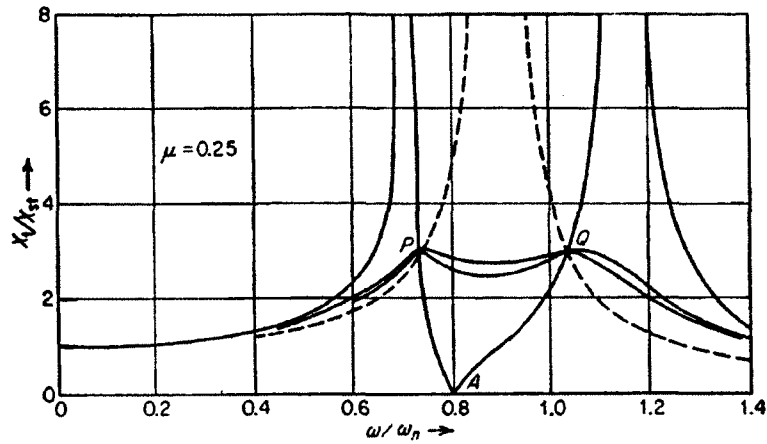


Figure 2.13 Amplitude de déplacement du système principal avec un TMD amorti en fonction de la fréquence [Den Hartog, 1956]

amorti, mais est plutôt donnée par :

$$\frac{\omega_a}{\omega_n} = \frac{1}{1 + \mu} \quad (2.34)$$

L'amortissement optimal est donné par :

$$\xi_a = \frac{3\mu}{8(1 + \mu)^3} \quad (2.35)$$

2.4.3 Analyse et modélisation des amortisseurs

Pour évaluer la performance des amortisseurs de vibrations, trois méthodes sont disponibles :

- essais en ligne expérimentale ;
- essais sur une portée de laboratoire ;
- modélisation numérique.

Les essais en ligne expérimentale comme ceux de Van Dyke *et al.* [1996], CEA [1996], Van Dyke *et al.* [2001] et CIGRÉ [2005b] sont limités parce que peu de lignes sont disponibles et que les moyens financiers et le temps requis sont grands.

Quelques normes sont disponibles pour réaliser des essais en portée de laboratoire [IEEE, 1993; CEI, 1998]. Les principes mentionnés à la section 2.3.3 pour la mesure de l'auto-amortissement sont utilisés. Ces essais permettent une bonne évaluation de la performance

d'un amortisseur parce qu'ils reproduisent tous les paramètres réels du conducteur et de l'amortisseur, sauf la longueur de portée qui est habituellement réduite pour des raisons pratiques. Le désavantage de cette méthode est que le coût des essais est grand si plusieurs combinaisons de paramètres doivent être évaluées.

Pour l'évaluation de plusieurs combinaisons de paramètres, la modélisation numérique s'avère très avantageuse. Le principe de la balance d'énergie (PBE) est habituellement utilisé. Celui-ci demande cependant l'utilisation des données empiriques pour l'énergie éolienne injectée au système, l'énergie dissipée par le conducteur et l'énergie dissipée par l'amortisseur.

La méthode habituelle pour évaluer la dissipation d'énergie par l'amortisseur consiste à imposer un mouvement vertical harmonique à un amortisseur sur un pot vibrant pour une plage de fréquences et d'amplitudes : c'est la méthode de réponse forcée telle que décrite

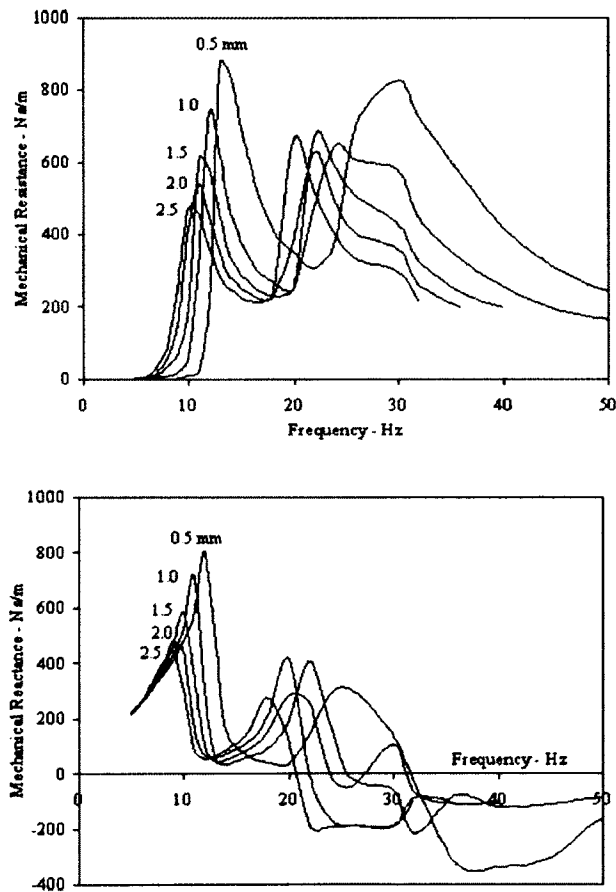


Figure 2.14 Fonction de transfert d'un amortisseur Stockbridge à deux résonances [EPRI, 2006]

par IEEE [1993]. La figure 2.14 est un exemple de graphique de fonction de transfert produit avec cette méthode. Cette fonction de transfert est définie par le rapport entre la force exercée sur l'amortisseur et sa vitesse. Alternativement, le graphique de la figure 2.14 pourrait présenter un module et un angle de phase. La fonction de transfert pourrait au besoin être convertie en rigidité complexe qui est simplement le rapport entre la force exercée sur l'amortisseur et son déplacement. Ce graphique permet d'observer deux pics distincts correspondant aux deux fréquences naturelles de l'amortisseur. La fonction de transfert doit être obtenue pour plusieurs amplitudes ou plusieurs vitesses parce que le comportement de l'amortisseur est fortement non linéaire. Connaissant sa rigidité complexe, la performance d'un amortisseur sur un conducteur peut être évaluée avec la méthode proposée par Ervik [1981]. Selon CIGRÉ [2005b], cette méthode analytique induit des incertitudes importantes pour la prédiction de l'interaction conducteur-amortisseur. D'ailleurs, Schmidt *et al.* [1997] ont observé une dispersion relativement importante lorsqu'ils ont tenté de comparer l'énergie dissipée prédite selon la méthode de réponse forcée et d'autres méthodes sur portée de laboratoire.

La rigidité complexe telle que discutée jusqu'ici ne représente que la composante en translation de la force et du déplacement. Selon son positionnement sur le câble, l'amortisseur sera cependant aussi soumis à un mouvement de rotation. C'est dans cet esprit que Hagedorn [1982] a considéré une matrice 2×2 pour la caractérisation expérimentale de son amortisseur dans le cadre de son modèle suivant le PBE. Il considère l'amortisseur linéaire. Leblond et Hardy [1999] ont développé une matrice de rigidité complexe théorique tenant compte de la non-linéarité de l'amortisseur. Diana *et al.* [2003] ont aussi obtenu analytiquement une matrice 2×2 de rigidité complexe qui se compare assez bien à celle mesurée expérimentalement pour trois vitesses d'excitation différentes.

Quelques modèles analytiques et numériques ont été développés pour prédire le comportement d'un amortisseur. Outre ceux de Leblond et Hardy [1999] et Diana *et al.* [2003], les modèles de Claren et Diana [1969b] et Wagner *et al.* [1973] tentent de reproduire la rigidité complexe d'un amortisseur analytiquement en le traitant comme un système linéaire à deux degrés de liberté. En utilisant un modèle non linéaire de Bouc-Wen, Pivovarov et Vinogradov [1987] ont reproduit le comportement hystérétique d'un amortisseur Stockbridge en vibration. Avec un modèle non linéaire utilisant des éléments de Jenkin qui modélise la friction de Coulomb, Sauter et Hagedorn [2002] ont reproduit numériquement la fonction de transfert d'un amortisseur Stockbridge.

2.5 Évaluation des vibrations

2.5.1 Niveau de vibration

Le niveau de vibration peut être évalué à l'aide des paramètres suivants :

- la déformation à la pince $\epsilon_a(0)$;
- la contrainte à la pince $\sigma_a(0)$;
- l'amplitude de déplacement au ventre 0-crête y_{max} ;
- l'amplitude de flexion crête-crête Y_b mesurée par convention à 89 mm (3.5 po) du dernier point de contact du conducteur avec la pince.

La déformation et la contrainte, qui sont directement reliées par $\epsilon_a = \sigma_a/E_a$, où E_a est le module élastique d'un brin d'aluminium du conducteur, sont d'importants indicateurs de fatigue. La déformation peut être mesurée expérimentalement. La procédure est cependant difficile et cause d'importantes incertitudes. C'est pourquoi le niveau de vibration est le plus souvent évalué à partir de y_{max} et Y_b qui sont beaucoup plus facile à mesurer.

Le lien entre le niveau de vibration et les données de fatigue des conducteurs se fait habituellement par des courbes S-N [EPRI, 2006], qui relie l'amplitude de la contrainte et le nombre de cycles avant rupture. La contrainte est simplement évaluée en fonction de l'amplitude de déplacement au ventre multipliée par la fréquence $f y_{max}$ ou de l'amplitude de flexion Y_b . La contrainte en fonction de $f y_{max}$ est donnée par [EPRI, 2006] :

$$\sigma_a = \pi d_a E_a \sqrt{\frac{m}{EI}} f y_{max} \quad (2.36)$$

où d_a et E_a sont respectivement le diamètre et le module élastique d'un brin de la couche extérieure (habituellement en aluminium). L'équation de Poffenberger-Swart [Poffenberger et Swart, 1965] donne la contrainte en fonction de Y_b :

$$\sigma_a = \frac{d_a E_a p^2 / 4}{\exp(-px) - 1 + px} Y_b \quad (2.37)$$

où :

$$p = \sqrt{\frac{H}{EI}} \quad (2.38)$$

La rigidité EI est égale à EI_{min} dans les deux cas.

Il est important de noter que les limites de fatigue obtenues selon les deux équations ci-dessus ne sont pas équivalentes. Elles définissent la courbure à l'encastrement selon deux hypothèses différentes. Ces équations sont des références pour l'étude de la fatigue et non des évaluations précises de la contrainte. L'évaluation de la contrainte réelle demande certainement une meilleure estimation de la rigidité de flexion. La géométrie de la pince a aussi une grande influence sur la contrainte [Ramey et Townsend, 1981; McGill et Ramey, 1986]. Finalement, aucun des paramètres de ces équations n'est relié au processus d'endommagement par fretting. C'est ce dernier qui cause la fatigue des conducteurs [EPRI, 2006].

Pour un modèle numérique global du comportement dynamique d'un câble, le niveau de vibration doit être évalué par y_{max} et Y_b . La contrainte et la déformation, qui sont plus directement reliées à la fatigue, ne pourront pas être évaluées précisément par ce type de modèle. Une modélisation adéquate de la déformée du conducteur, pourrait par contre fournir des paramètres importants pour le calcul éventuel d'une contrainte ou d'une déformation plus précise. Ces paramètres sont par exemple la rigidité de flexion et la courbure à la pince.

2.5.2 Données expérimentales existantes

Pour des essais réalisés à deux sites avec deux conducteurs différents, CIGRÉ [1998] donne des mesures d'amplitudes de déplacement au ventre y_{max} d'un conducteur simple sans amortisseur en vibration éolienne à diverses fréquences. Des données similaires sont disponibles dans CIGRÉ [2005b] pour un conducteur simple avec amortisseur. Ces deux articles montrent de plus la comparaison entre les données expérimentales et les prédictions de plusieurs modèles utilisant le PBE. Un rapport CEA [1996] fournit des données d'amplitudes de déplacement au ventre en fonction de la fréquence pour des conducteurs avec et sans amortisseur. Van Dyke *et al.* [1996] présentent les données de Y_b obtenues pour des vibrations éoliennes sur une ligne expérimentale pour plusieurs conducteurs simples ou en faisceaux avec ou sans amortisseur. D'autres données pour des conducteurs simples avec amortisseurs Stockbridge et Hydro-Québec sont disponibles [Van Dyke *et al.*, 2001]. Finalement, des résultats d'observations de vibrations mesurées en temps continu sont présentées par Godard *et al.* [2011] et montrent, entre autre, que plusieurs fréquences sont excitées à la fois.

Le tableau 2.2 présente diverses sources où des essais sur des portées de laboratoire pour des câbles sans amortisseur soumis à une charge ponctuelle sinusoïdale ont été réalisés. Tous ces résultats permettent de connaître Y_b et y_{max} simultanément. Ils peuvent donc

Tableau 2.2 Essais existants de câble en vibration en portée de laboratoire

Source	Conducteurs	Nombre d'essais	Fréquences (Hz)	Longueur de portée (m)	Tension (%CRN)	y_{max} (mm)
Scanlan et Swart [1968]	Pheasant ACSR	1	47.5	1.524	14.7	0.86
Claren et Diana [1969a]	8 conducteurs ACSR	122	9-44	46.7	14-30	0.25-7.2
Ramey [1981]	3 conducteurs ACSR	9	30-47	10.13	25	2.3-8.9
Ramey [1987]	Drake ACSR	5	37.5	9.525	25	5.6-8.3
Guérard <i>et al.</i> [2009b]	Crow et câble d'acier ACSR	31	8-113	63.15	15-25	0.36-10.0

servir à valider un modèle numérique de vibrations sous une charge ponctuelle. Plus de mesures le long de la portée sont toutefois souhaitables pour déterminer plus précisément certains paramètres, en particulier la variation de la rigidité de flexion. Guérard *et al.* [2009b] présentent en plus quelques essais avec un amortisseur Stockbridge et quelques essais avec une pince de suspension plutôt qu'une pince rigide.

2.5.3 Modélisation numérique

Principe de la balance d'énergie

La plupart des modèles numériques développés jusqu'ici sont basés sur le principe de balance d'énergie (PBE). L'hypothèse principale de cette méthode est que l'amplitude de vibration maximale en régime permanent résulte de la balance entre l'apport en énergie éolienne et l'énergie dissipée par le système. Certains de ces modèles sont présentés par Hagedorn [1982], CEA [1996] et Lu et Chan [2007]. L'évaluation des amplitudes de déplacement d'un conducteur en vibration éolienne peut donc se faire en évaluant, à partir de résultats expérimentaux, l'énergie éolienne, l'auto-amortissement du conducteur et la dissipation d'énergie de l'amortisseur.

L'équation principale de cette méthode est la suivante :

$$P_w = P_c + P_d \quad (2.39)$$

où P_w est la puissance éolienne, P_c est la puissance dissipée par le conducteur et P_d est la puissance dissipée par les amortisseurs. Pour des paramètres de portée et de conducteur donnés, P_w , P_c et P_d sont connus en fonction de y_{max} et de la fréquence. Pour chacune des fréquences susceptibles de causer des vibrations, il y a itération de l'amplitude de déplacement au ventre y_{max} jusqu'à ce que l'équation 2.39 soit satisfaite. La méthode la plus directe, est d'évaluer expérimentalement sur une portée de laboratoire muni d'un amortisseur, à la fois la puissance dissipée par le conducteur et l'amortisseur. Une deuxième méthode requérant moins d'essais expérimentaux consiste à évaluer analytiquement tel qu'expliqué à la section 2.4.3 le puissance dissipée par l'amortisseur à partir de sa fonction de transfert. Cette résolution suppose que le régime permanent est atteint et que la rigidité de flexion est nulle. Les équations permettant d'appliquer cette méthode sont données par CIGRÉ [1986] et Ervik [1981]. On y suppose un modèle mathématique de propagation et de réflexion d'onde dans le câble. Ce modèle permet de faire le lien entre l'amplitude de vibration au ventre y_{max} et l'amplitude de vibration à la pince de l'amortisseur. Connaissant la déformée du câble, l'amplitude de flexion Y_b est par la suite évaluée en considérant une rigidité de flexion généralement comprise entre 0.3 et 0.5 fois EI_{max} .

L'avantage principal de la méthode du PBE est qu'elle ne demande que très peu de temps de calcul parce qu'elle évite la résolution de l'équation du mouvement. De plus, il s'agit d'une façon habile de contourner le problème de la forte dépendance des puissances injectée et dissipée à l'amplitude de déplacement.

La méthode du PBE a connu plusieurs évolutions et aujourd'hui, plusieurs caractéristiques importantes des vibrations éoliennes sont prises en compte. Par exemple, il est possible de considérer la turbulence et la nature aléatoire des vibrations [Noiseux *et al.*, 1988; Foata et Noiseux, 1991; Leblond, 1995]. Il est aussi possible de considérer l'effet de la rotation de l'amortisseur [Hagedorn, 1982; Diana *et al.*, 2003].

Cependant, de l'avis de l'EPRI [2006], la technologie pour prédire les vibrations éoliennes connaît un succès limité et commande des facteurs de sécurité importants lorsqu'appliquée à la conception. Des "benchmarks" [CIGRÉ, 1998, 2005b] montrent des écarts relativement importants entre les amplitudes de vibration prédites et les amplitudes observées expérimentalement.

Modélisation par approximation des équations différentielles

Quelques auteurs ont proposé des méthodes alternatives à la méthode classique pour la modélisation d'un câble en vibration éolienne. Celles-ci utilisent une ou l'autre des méthodes numériques suivantes : les différences finies et les éléments finis. Ces deux méthodes

font appel à la discrétisation de la structure afin d'approximer les dérivées partielles et ainsi résoudre l'équation différentielle du mouvement. Pour les différences finies, le maillage de la structure doit être parfaitement régulier. Les éléments finis permettent un maillage irrégulier. Cette particularité pourrait être utile pour la modélisation détaillée d'un amortisseur par exemple. Cette flexibilité des éléments finis fait aussi en sorte que plusieurs logiciels mettant en oeuvre cette méthode sont disponibles. L'approche est aujourd'hui utilisée dans la plupart des domaines de l'ingénierie. Le logiciel Code Aster [EDF, 2012] est par exemple un logiciel libre qui propose une grande gamme de formulations suivant la méthode des éléments finis.

Oliveira et Freire [1994] ont développé une méthode par différences finies qui donne la réponse temporelle d'un conducteur en vibration éolienne. Il s'agit cependant d'un modèle très simple avec plusieurs hypothèses simplificatrices, dont celle de la rigidité de flexion nulle. Vecchiarelli *et al.* [2000] ont aussi développé un modèle par différences finies qui apporte quelques améliorations par rapport au PBE. En effet, une rigidité de flexion constante et la masse des amortisseurs sont considérées lors de la résolution de l'équation du mouvement. Il réduit le problème à un régime forcé harmonique et donc seulement le régime permanent pour une fréquence d'excitation donnée est obtenu plutôt que la réponse temporelle complète.

Diana *et al.* [1993] et Manenti *et al.* [2007] présentent une méthode par éléments finis pour la prédiction du niveau de vibration éolienne pour des conducteurs. La méthode proposée prédit la réponse temporelle du conducteur par superposition modale plutôt que par intégration temporelle directe. Cela permet de réduire le temps de calcul. La priorité de ces travaux est la modélisation de l'énergie éolienne à l'aide d'oscillateur non linéaire et la prise en compte des turbulences du vent. Manenti *et al.* [2007] mentionnent que pour devenir un outil de conception, leur modèle devra intégrer l'auto-amortissement des conducteurs et un modèle non linéaire d'amortisseurs de vibration. Barbieri *et al.* [2008] ont aussi appliqué une méthode de superposition modale, mais dans le cadre plus général de l'étude dynamique d'un conducteur. Leur modèle tient compte de la non-linéarité géométrique (grands déplacements) du câble. Ils comparent la variation de tension de leur modèle par éléments finis à celle obtenue sur une portée de laboratoire. D'autre part, la modélisation du galop sur trois portées d'une ligne aérienne a été réalisée par Desai *et al.* [1995] avec la méthode des éléments finis. Plutôt que la méthode de superposition modale, une méthode de sous-structuration est utilisée pour réduire la taille du calcul. La méthode de Desai *et al.* [1995] permet l'intégration temporelle en considérant des non-linéarités géométriques et matérielles.

Une méthode plus simple, mais plus coûteuse en temps de calcul consisterait à faire l'intégration temporelle directe du système par discrétisation en éléments finis. L'avantage d'une telle méthode est de faciliter la résolution non linéaire du système. Des méthodes d'intégration temporelle directe sont très communes aujourd'hui et sont disponibles dans des logiciels comme Code Aster [EDF, 2012]. C'est par exemple ce type de méthode que [Dastous, 2005] a adopté dans son modèle de conducteur avec rigidité de flexion variable. Plus récemment, Guérard *et al.* [2009a] ont développé un modèle linéaire résolu par intégration temporelle qui vise à reproduire les résultats d'essais sur une portée de laboratoire.

CHAPITRE 3

DÉFINITION DU PROJET DE RECHERCHE

3.1 Mise en contexte

Le chapitre précédent présente une revue du phénomène de vibrations éoliennes des conducteurs de lignes aériennes de transport d'énergie et des méthodes d'analyse. L'accent est placé sur la modélisation des conducteurs et amortisseurs de lignes ainsi que sur la prédiction des amplitudes de vibrations avec une méthode numérique.

Contrairement aux essais en ligne expérimentale, la modélisation numérique permet d'évaluer rapidement et à faible coût la performance d'un amortisseur de vibrations sur une portée de ligne aérienne. La technologie la plus fréquemment utilisée pour la prédiction des vibrations permet d'évaluer le niveau de vibrations en s'appuyant sur des données expérimentales en soufflerie, d'essais sur un conducteur seul sur une portée de laboratoire et d'essais de vibrations forcés d'un amortisseur sur un pot vibrant. Le niveau de vibration s'évalue avec le principe de balance d'énergie (PBE) pour lequel la puissance injectée par le vent est égale à la puissance dissipée par le conducteur et l'amortisseur. Lorsque l'énergie dissipée par l'amortisseur est évaluée sur un pot vibrant, on doit d'abord évaluer l'amplitude de vibrations à la pince de l'amortisseur qui ne correspond pas nécessairement à celle au ventre de vibrations du conducteur. Les méthodes analytiques utilisées normalement demandent des simplifications importantes par rapport à la déformée réelle du système conducteur-amortisseur. Une alternative à ces méthodes analytiques est d'évaluer la performance d'un amortisseur directement sur une portée de laboratoire. Cette méthode demande toutefois un essai expérimental pour chaque combinaison de paramètres pour lequel la puissance dissipée par l'amortisseur et le conducteur doit être évaluée.

Ce projet repose sur deux principales observations découlant de la revue de littérature. D'une part, les méthodes actuelles pour la prédiction des vibrations reposent sur des hypothèses simplificatrices quant à la modélisation de l'interaction conducteur-amortisseur. La comparaison entre les prédictions des modèles actuels et des données sur une ligne expérimentale montrent des écarts relativement importants CIGRÉ [2005b]. Une approche prometteuse pour la prédiction des vibrations est l'utilisation d'un modèle numérique temporel non linéaire qui permet de mieux représenter la masse, la géométrie, la rigidité et l'amortissement du système. À cet effet, le modèle d'excitation éolienne de Diana *et al.*

[1993] et Manenti *et al.* [2007] et le modèle de conducteur de Guérard *et al.* [2009a] représentent des développements intéressants. Toutefois, il n'existe pas de modèle complet conducteur-amortisseur permettant de reproduire le comportement non linéaire du système en vibration.

3.2 Objectifs

L'objectif principal de ce projet de recherche est de développer un modèle numérique avec intégration temporelle directe d'un conducteur et d'un amortisseur en vibration permettant de reproduire le comportement dynamique du système pour la gamme de fréquences et d'amplitudes typique des vibrations éoliennes des conducteurs. Plus précisément, le projet vise à étudier la déformée d'un câble en vibration en considérant sa rigidité variable, modéliser la réponse temporelle de deux types d'amortisseur (Stockbridge et Hydro-Québec) et finalement prédire des amplitudes de vibration en combinant la réponse d'un modèle numérique du système conducteur-amortisseur reproduisant les conditions d'une portée de laboratoire à des données existantes pour la puissance éolienne et la puissance dissipée par le conducteur.

3.3 Méthodologie

La méthodologie proposée est la suivante :

Article 1 (chapitre 4)

- Développer un modèle de conducteur seul représentant une portée de laboratoire excitée par une force ponctuelle sinusoïdale.
- Intégrer des modèles théoriques de rigidité variable au modèle de conducteur et valider ces modèles expérimentalement en dynamique afin de déterminer la méthode la plus précise pour modéliser la déformée d'un câble en vibration.

Article 2 (chapitre 5)

- Évaluer expérimentalement les propriétés de rigidité et d'amortissement des articulations des amortisseurs Stockbridge et Hydro-Québec.
- Identifier les paramètres d'un modèle rhéologique permettant de bien représenter le comportement dynamique des amortisseurs à toutes les fréquences et amplitudes de déplacement.

- Valider les modèles d'amortisseurs en comparant les fonctions de transfert obtenues expérimentalement et numériquement.

Article 3 (chapitre 6)

- Développer un banc d'essai virtuel pour la vibration des conducteurs en intégrant le modèle d'amortisseur au modèle de conducteur.
- Développer un outil complet de prédiction des vibrations éoliennes basé sur le PBE en combinant les données existantes de puissance éolienne et d'auto-amortissement au modèle numérique conducteur-amortisseur.
- Valider ce nouvel outil de prédiction avec des données existantes de vibrations éoliennes mesurées en ligne expérimentale.

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DU CONDUCTEUR

4.1 Avant-propos

Auteurs et affiliation

- Sébastien Langlois : étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil.
- Frédéric Légeron : professeur titulaire, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil.
- Frédéric Lévesque : stagiaire post-doctoral de 2009 à 2011, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil. Maintenant directeur technique chez RD Énergie à Québec.

Titre anglais

Time history modelling of vibrations on overhead conductors with variable bending stiffness.

Titre français

Modélisation temporelle des vibrations de conducteurs de lignes aériennes avec rigidité de flexion variable.

État de l'acceptation

Soumis le 12 janvier 2013.

Revue

IEEE Transactions on Power Delivery

Résumé

Bien que la rigidité de flexion des câbles soit faible, elle a une grande influence sur la déformée près des encastresments. Une application pratique pour laquelle elle est particulièrement importante est pour la prédiction de la déformée des conducteurs de lignes aériennes soumis à des vibrations éoliennes. Ces vibrations induites par détachements tour-

billonnaires peuvent causer la fatigue par petits débattements (fretting) près des pinces de suspension ou d'autres accessoires sur le conducteur. L'objectif de cet article est de modéliser avec une analyse non linéaire temporelle par éléments finis la déformée des conducteurs soumis à des vibrations éoliennes en utilisant des modèles théoriques existants pour la rigidité de flexion. La déformée obtenue numériquement est comparée à des mesures expérimentales disponibles dans la littérature. Cette étude montre que les modèles théoriques de rigidité variable peuvent être utilisés pour prédire la déformée des câbles près des pinces. Cependant, les résultats obtenus avec une rigidité variable ne sont pas significativement plus précis que ceux obtenus pour une rigidité constante égale à la moitié de la rigidité théorique maximale. En général, la variation de rigidité de flexion obtenue expérimentalement est moins grande que celle obtenue avec le modèle numérique non linéaire. La méthode dynamique présentée ici demeure un outil puissant pour la prédiction de la déformée d'un conducteur en vibration.

Abstract

Although bending stiffness of cables is small, it has a large influence on the deformed shape near constraints. A practical application where it is important is for the prediction of the deflection curve of transmission line conductors during aeolian vibrations. These vortex induced vibrations may cause fretting fatigue failure at or near the location of clamped devices. The objective of this paper is to model with a non-linear time history finite element analysis the deformed shape of conductors during aeolian vibrations using available bending stiffness models. The deformed shape obtained numerically is compared to laboratory measurements available in the literature. It was found that theoretical bending stiffness models can be used to predict the deformed shape of cables near the clamps. However, the results obtained with variable bending stiffness are not significantly more accurate than those for a constant bending stiffness equals to half of the maximum theoretical bending stiffness. In general, the variation of bending stiffness found experimentally is less important than the prediction of non-linear models. The dynamic non-linear numerical method presented here remains a powerful tool for the prediction of the deformed shape of vibrating conductors.

4.2 Introduction

Although bending stiffness of cables is small, it has a large influence on the deformed shape near constraints. A practical application where bending stiffness of cables is important is for the prediction of the deflection curve of transmission line conductors during aeolian vibrations. This type of vibrations, for which the amplitude of displacement rarely exceeds one diameter, is caused by vortex shedding in the wake of the conductor occurring in light steady wind conditions. Aeolian vibrations may cause fretting fatigue failure at or near the location of clamped devices.

The bending stiffness of cables varies with curvature [EPRI, 2006] and many models to describe the non-linear variation of bending stiffness of conductors have been proposed [Papailiou, 1997; Lanteigne, 1985]. The model of Papailiou [1997] has the following advantages : it is relatively simple and can, with small modifications be implemented in a time history finite element model. Starting from Papailiou's model, Paradis et Legeron [2011] developed an alternative model which considers the hypotheses for stress distribution of Hong *et al.* [2005] and the tangential compliance of contact areas as proposed by Hardy et Leblond [2003]. Papailiou [1997] has performed experimental tests that provide a comparison to the model in quasi-static. Dastous [2005] implemented the model of Papailiou in a finite element formulation for the study of low-tension substation conductors. He transformed the model of Papailiou to work with tangent bending stiffness instead of secant bending stiffness to make possible its inclusion in a finite element model. The variation of tension in the low-tension conductor was predicted for vibrations at amplitudes of displacement between 2 and 15 cm and frequencies between 1 and 5 Hz. To study specifically aeolian vibrations, Guérard *et al.* [2009a] proposed a time history finite element model of a conductor with constant bending stiffness and compared their results to experimental data for the displacement amplitudes of a conductor near constraints. Variable bending stiffness has not yet been implemented and validated in a dynamic model for the study of aeolian vibrations. An accurate model of the conductor deformed shape would allow to assess the behaviour of a conductor-damper system during vibrations which is necessary for the development of a complete model for the prediction of conductor behaviour during aeolian vibrations with a non-linear time history approach.

The objective of this paper is to numerically predict the deformed shape of conductors during high frequency excitation representing aeolian vibrations using theoretical bending stiffness models and to evaluate their accuracy for predicting the displacement amplitudes near clamps. The bending stiffness models are implemented in a non-linear time history finite element analysis. The deformed shape obtained is compared to the one measured

during vibration tests performed by Guérard *et al.* [2009b] on a 63 m span and by Lévesque *et al.* [2011] on a short span (5.83 m) for three different Aluminium Conductor Steel Reinforced (ACSR) conductors at three levels of tension and six levels of displacement amplitude. Three hypotheses for bending stiffness are studied : (i) constant bending stiffness equals to 50% of the theoretical maximum stiffness (EI_{max}) [CIGRÉ, 1986]; (ii) non-linear bending stiffness according to Papailiou [1997]; (iii) non-linear bending stiffness according to Paradis et Legeron [2011].

Section 4.3 presents the development of the numerical model. Section 4.4 presents the displacement amplitudes obtained at various distances from the clamp for both the experimental tests and numerical model. Finally, Section 4.5 presents a discussion of the results for the prediction of the deformed shape, but also for the prediction of conductor self-damping and extent of sliding between wires.

4.3 Modelling method

4.3.1 Finite element model properties

The open source finite element software Code Aster version 10.1 [EDF, 2012] was used in this study. To modify the bending stiffness of the conductor while keeping constant the axial stiffness, non-linear beam elements and large displacement cable elements were superimposed, each contributing to the global stiffness matrix of the system. To model variable stiffness, four or five non-linear beam elements and one cable element were actually placed at each mesh subdivision. These superimposed elements use the same set of nodes, and therefore, the displacement of the nodes is calculated using the global stiffness matrix to which all elements contribute.

The main experimental validation of the model is done with the tests of Lévesque *et al.* [2011] on a short cable bench of 5.83 m. This bench is normally used for fatigue tests on conductors [EPRI, 2006]. The parameters tested are :

- ACSR conductor type : Drake, Bersfort, Crow ;
- Horizontal axial tension : 15%, 25%, 35% of Rated Tensile Strength (RTS) ;
- Bending amplitude : 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 mm ;

The characteristics of the conductors are presented in Table 4.1. The numerical model for these tests is sketched in Fig. 4.1. The model is excited at 0.33 m from the left end by a sinusoidal vertical force F_t with circular frequency ω corresponding to the resonance fre-

Tableau 4.1 Mechanical properties of conductors

ACSR Conductor	Drake	Bersfort	Crow
Total area (mm ²)	468.0	748.0	408.5
Conductor diameter (mm)	28.14	35.6	26.3
Number of wires on each layer			
- Steel	1-6	1-6	1-6
- Aluminium	10-16	10-16-22	12-18-24
Lay angle			
- Steel layer 2	5.8	6.2	6.34
- Aluminium layer 1	10.7	9.7	10.61
- Aluminium layer 2	12.9	10.7	11.19
- Aluminium layer 3 (outer)	-	11.7	12.49
Diameter of steel wires (mm)	3.45	3.32	2.92
Diameter of aluminium wires (mm)	4.44	4.27	2.92
Linear mass (kg/m)	1.628	2.370	1.369
Global modulus of elasticity (GPa)	66.6	65.8	66.1
Minimum bending stiffness (Nm ²)	43.4	61.6	18.1
Maximum bending stiffness (Nm ²)	1495	3827	1146
Rated tensile strength (kN)	140.1	180.1	117.2

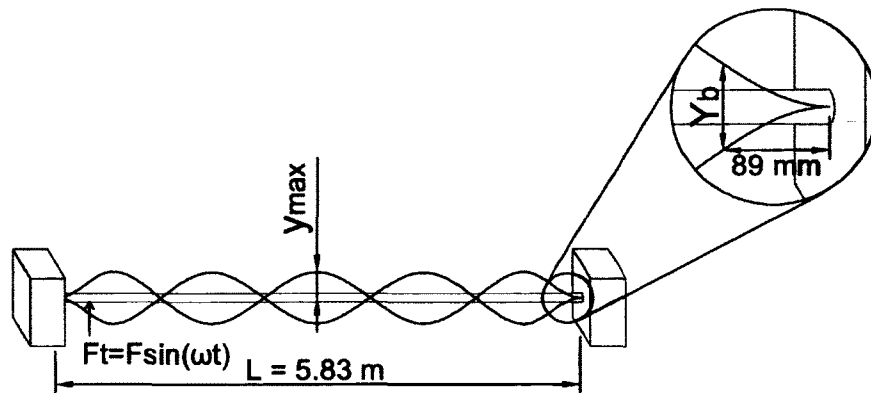


Figure 4.1 Sketch of the numerical model.

quency for mode 3 of the cable. This corresponds to a wavelength of 3.9 m. Displacements are recorded at the mid-span anti-node (y_{max}) and at four locations in the right-hand near field, including at 89 mm from the right end (bending amplitude Y_b). The model assumes that the translation and rotation at span ends is fully blocked in all directions. This simple boundary condition corresponds well to laboratory conditions because the measurements considered were obtained with rigid square-faced clamps.

The model has a total 130 mesh subdivisions : 20 subdivisions of 8.9 mm each in the left near field, 40 subdivisions of 8.9 mm in the right near field and 70 subdivisions of 75.7 mm in the free field. The mesh is hence more refined near supports, where curvature variations are assumed to be more important. It was verified that further refinements in the near fields did not change the deformed shape.

A small number of tests from Guérard *et al.* [2009b] (Crow conductor, span of 63.15 m, mode 19, tension 24% RTS) were also modelled. The model has a total of 345 mesh subdivisions : the same number and length of subdivision in the near field as previously, and 285 subdivisions of 220 mm each in the free field. The excitation is applied at 1.496 m from the left end.

Other references [Scanlan et Swart, 1968; Claren et Diana, 1969a; Ramey, 1987] include vibration test results on conductors. However they were not used for this study because they provided limited information on the deformed shape of the conductor near the clamp.

4.3.2 Variable bending stiffness

To implement the model of Papailiou [1997], the tangent bending stiffness with a slip criterion by layer was first calculated based on the equations of Dastous [2005]. For each layer n , the following parameters are calculated : the minimum stiffness considering only the individual stiffness of each wire $EI_{min,n}$, the additional stiffness due to the distance to the center axis of the cable assuming sticking of the wires $EI_{stick,n}$, and the curvature level at which the layer goes from a sticking state to a slipping state $\kappa_{slip,n}$. These three parameters depend on the geometry of the conductor as well as the axial tension. The stiffness $EI_{stick,n}$ is calculated considering the lay angle of wires, in accordance with the equations of Papailiou [1997]. The friction coefficient considered in the calculation of variable bending stiffness is 0.5, as suggested by Papailiou [1997]. This value is also supported by experimental test on aluminium [Leghzaoui, 1995; Goto et Buckley, 1985].

The theoretical minimum and maximum bending stiffness are then given by :

$$EI_{min} = \sum EI_{min,n}; \quad (4.1)$$

$$EI_{max} = EI_{min} + \sum EI_{stick,n}. \quad (4.2)$$

The model of Paradis et Legeron [2011] uses the same physical characteristics except that the stick-slip criteria are defined for each wire individually. Also, the tangential compliance of contact areas and the redistribution of stresses between wires are considered, and as a result, the bending stiffness never reaches the maximum bending stiffness EI_{max} nor the minimum bending stiffness EI_{min} . The initial bending stiffness EI_{init} (at low curvature), which was equal to EI_{max} for the model of Papailiou, varies between $0.68EI_{max}$ and $0.80EI_{max}$ depending on the conductor properties and axial tension. For the linear model EI_{init} is simply equal to $0.5EI_{max}$ and stays constant with curvature. This value corresponds to the upper bound value proposed in a CIGRE article [CIGRÉ, 1986] and appears to be realistic based on the experimental results of Lévesque *et al.* [2011].

To model non-linear bending stiffness in Code Aster, Euler beams with material non-linearity capabilities are selected. They are combined to cable elements which provides the axial stiffness and allows large displacements. The cable elements have no bending or torsional stiffness. The area and the modulus of elasticity entered are respectively equal to the total area of the conductor, and the global modulus of elasticity of the composite aluminium-steel conductor.

Except for models with constant bending stiffness, where only one beam is sufficient, the number of beams superimposed on the cable at each mesh subdivision is equal to the number of layer in the conductor including the steel core. For the model of Papailiou, the first beam is elastic and its bending stiffness is equal to EI_{min} . Each subsequent beam has an elastic-perfectly-plastic behaviour. The stiffness of the beam for layer n is equal to $EI_{stick,n}$ and its yielding moment is given by :

$$M_{y,n} = EI_{stick,n} \kappa_{slip,n}. \quad (4.3)$$

Note that the constitutive relation entered in Code Aster is calculated for one particular set of conductor geometry and axial tension. The yielding criteria for this type of beam in Code Aster is global and hence it is important to consider the properties for all degrees of freedom. However, by dividing the section area of the beam elements and multiplying the

yielding torque and yielding axial force by a large factor, their effect becomes negligible and the bending and axial behaviour of the cable is as expected.

For the model of Paradis et Legeron [2011], which has a sliding criterion by wire rather than a sliding criterion by layer, the parameters of each beam are simply adjusted such that the overall bending stiffness-curvature curve best matches the one of the theoretical model. Fig. 4.2 shows the various theoretical and implemented relations between bending stiffness and curvature.

4.3.3 Numerical test procedure

To obtain the correct axial tension and sag, a fictitious temperature variation is applied to the cable with a non-linear static analysis prior to the non-linear dynamic analysis. The final horizontal axial tension of the model corresponds to the value measured experimentally during each individual test and is approximately equal to the nominal tensions (15%, 25%, and 35% RTS).

In order to predict the non-linear response of the cable, a direct time integration method is used. The integration scheme selected is Newmark-beta with $\beta = 0.25$ and $\alpha = 0.5$, therefore avoiding numerical damping. The damping ratio calculated from the experiments of Lévesque *et al.* [2011] is included in the model through Rayleigh damping [Cook *et al.*, 2002]. For the tests of Guérard *et al.* [2009b], the damping ratio was arbitrarily set to 5×10^{-3} (0.5%) because the damping ratio was not provided for each test. In the numerical tests, the force amplitude is adjusted to reach a certain anti-node vibration amplitude, and for this given amplitude, a variation in damping does not significantly influence the deformed shape for such low levels of damping. To improve convergence of the model, Rayleigh damping is always applied, even for the non-linear tests where the hysteretic behaviour produces additional damping.

For models with linear bending stiffness, a time history of 12 seconds is calculated with a time step of 1×10^{-3} second. The circular frequency of the sinusoidal force for mode i , ω_i , calculated theoretically is preferred to the experimental frequency to ensure that the mode is well developed. It is calculated such that the following equation is satisfied for a given symmetric mode i [Scanlan et Swart, 1968] :

$$\frac{qL}{2} \tan\left(\frac{qL}{2}\right) + \frac{pL}{2} \tanh\left(\frac{pL}{2}\right) = 0; \quad (4.4)$$

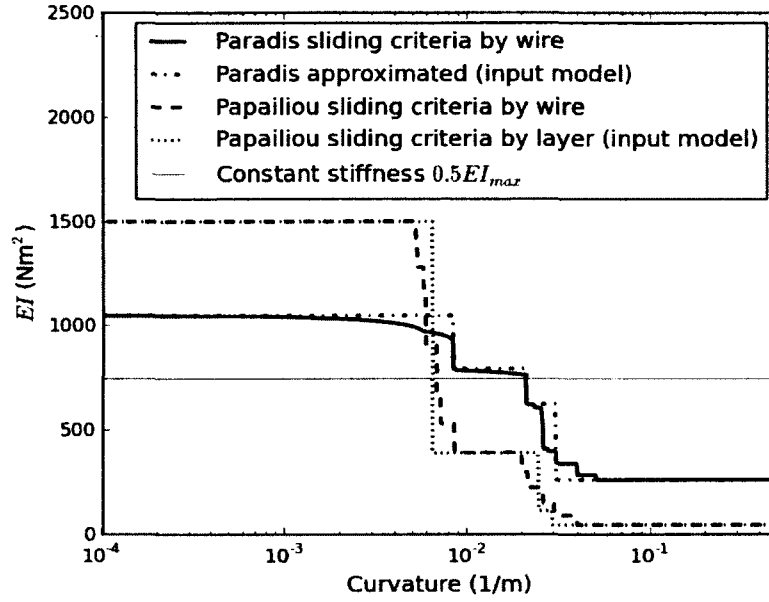


Figure 4.2 Bending stiffness versus curvature for numerical test on Drake 15% RTS.

where L is the length of the span and p and q are defined with :

$$p = \sqrt{\frac{H + H\sqrt{1 + \left(\frac{4m\omega_i^2}{H}\right) + \left(\frac{EI}{H}\right)}}{2EI}} \quad (4.5)$$

and :

$$q = \sqrt{\frac{-H + H\sqrt{1 + \left(\frac{4m\omega_i^2}{H}\right) + \left(\frac{EI}{H}\right)}}{2EI}}; \quad (4.6)$$

where m is the linear mass of the cable, H is the axial horizontal tension in the cable, and the bending stiffness EI was selected to be equal to EI_{init} .

For models with non-linear bending stiffness, a time history of 12 seconds is calculated with a time step of 1×10^{-4} second. The excitation frequency f (in Hz) is calculated theoretically with the bending stiffness equal to the initial bending stiffness EI_{init} of the corresponding bending stiffness model. To improve convergence, the amplitude of the force varies between zero and the maximum force during the first 10 seconds of the time history. The force amplitude is then constant for the last two seconds in order to avoid transient effects.

4.3.4 Iterative procedure to obtain anti-node displacement amplitude

In the previous section, the excitation force amplitude F was assumed and did not necessarily give the desired anti-node displacement amplitude. Obtaining this displacement amplitude is therefore an iterative procedure.

For models with linear bending stiffness, the force amplitude, which is constant with time, is found iteratively such that the experimental anti-node 0-peak displacement (y_{max}) is equal to the experimental value at the end of the 12-seconds time history. The computation time is around 20 minutes for each run (one force level). The root-finding algorithm called 'secant method' is used to find the correct amplitude of force. The convergence criteria was set to have a difference of less than one percent with the experimental anti-node displacement.

For models with non-linear bending stiffness, the maximum force applied is found iteratively such that the experimental anti-node amplitude is within two percent of the experimental value. Each run takes between 20 and 40 hours on two Intel Xeon 2.8 GHz processors.

4.4 Comparison between experimental data and numerical predictions

Table 4.2 shows the complete results for the numerical tests on Drake conductor at horizontal tension 15% RTS. Along with the anti-node displacement y_{max} and bending amplitude Y_b , the peak-to-peak displacements at 45mm (Y_{45}), 178mm (Y_{178}), and 267mm (Y_{267}) from the last point of contact with the clamp are presented in this table. Even though the damping was set to be equal to the experimental damping, the force applied to the numerical model with constant bending stiffness does not exactly correspond to the force measured experimentally. The system is very sensitive to the ratio between the forcing frequency and the natural frequency because the system is at resonance. Just like in the experimental tests, the frequency is set sufficiently close to the natural frequency such that the mode shape is well developed and stable. Due to convergence problems, the numerical tests for Papailiou [1997] bending stiffness were done for bending amplitudes up to $Y_b = 0.3mm$ only. A few other tests for low amplitudes did not converge.

Tableau 4.2 Displacements (in mm) near the clamp for the experimental tests and numerical tests on Drake conductor (tension 15% RTS) with various bending stiffness hypotheses

	f(Hz)	F(N)	Y_{45}	Y_b	Y_{178}	Y_{267}	y_{max}
$Y_b = 0.1$							
Exp.	31.16	2.19	0.036	0.102	0.331	0.629	1.415
Pap.	34.88	38.00	0.041	0.143	0.429	0.773	1.423
Par.	33.51	5.50	0.025	0.092	0.314	0.614	1.443
Const.	32.54	4.00	0.026	0.095	0.327	0.637	1.409
$Y_b = 0.2$							
Exp.	31.13	6.78	0.068	0.200	0.643	1.235	2.745
Pap.	34.90	155	0.128	0.363	0.964	1.635	2.711
Par.	33.53	19.5	0.0520	0.188	0.635	1.223	2.729
Const.	32.55	7.30	0.050	0.186	0.637	1.238	2.742
$Y_b = 0.3$							
Exp.	31.11	14.31	0.105	0.300	0.951	1.825	3.960
Pap.	34.90	340	0.251	0.694	1.729	2.822	3.999
Par.	33.53	66	0.095	0.321	1.016	1.900	4.000
Const.	32.56	18.35	0.072	0.266	0.913	1.774	3.934
$Y_b = 0.4$							
Exp.	31.07	24.24	0.14	0.399	1.251	2.382	5.12
Par.	33.53	119	0.139	0.472	1.438	2.623	5.143
Const.	32.56	42.4	0.093	0.344	1.179	2.291	5.088
$Y_b = 0.5$							
Exp.	31.07	35.54	0.177	0.501	1.553	2.94	6.14
Par.	33.56	162.5	0.176	0.604	1.822	3.281	6.169
Const.	32.59	76.3	0.111	0.411	1.408	2.734	6.078
$Y_b = 0.6$							
Exp.	31.18	46.47	0.214	0.599	1.829	3.464	7.065
Par.	33.64	195	0.208	0.718	2.165	3.872	7.11
Const.	32.67	121.5	0.129	0.477	1.634	3.17	7.046

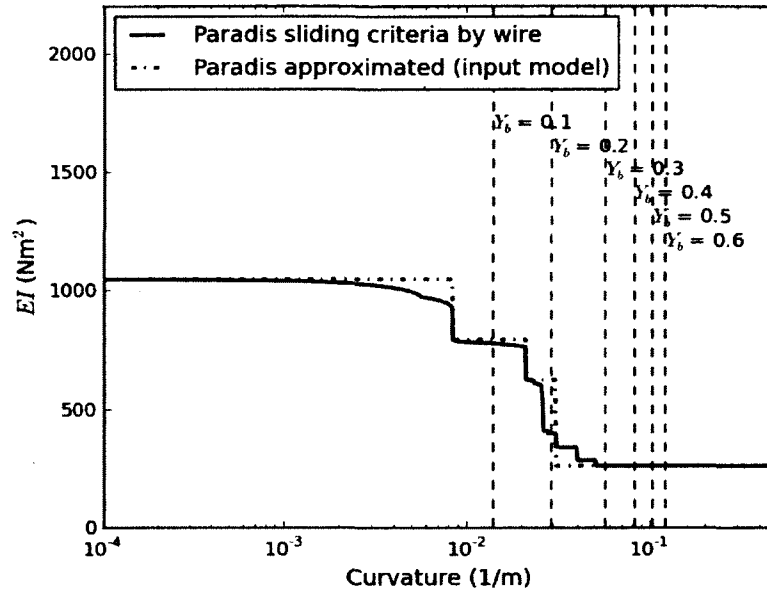


Figure 4.3 Maximum curvature observed at the clamp for tests on Drake 15% RTS.

The maximum curvature observed at the clamp for each bending amplitude level is indicated in Fig. 4.3. This illustrates the evolution of sliding with amplitude for non-linear tests.

The results for the tests of Guérard *et al.* [2009b] with Paradis et Legeron [2011] bending stiffness are shown in Table 4.3. The bending amplitude obtained numerically is smaller than the experimental value for low vibration amplitude and gets closer to the experimental value as vibration amplitude increases.

Tables 4.4 and 4.5 present the average and standard deviation of normalized displacements for numerical tests with various bending stiffness classified by conductor, axial tension, and bending amplitude. The standard deviation is always larger for Papailiou bending stiffness.

Tableau 4.3 Displacements (in mm) at 89 mm from the clamp for tests of Guérard *et al.* [2009b] on Crow conductor (tension 24% RTS and frequency 21.98 Hz)

F(N)	$Y_{b,exp}$	$y_{max,exp}$	Y_b	y_{max}	$Y_b/Y_{b,exp}$
20	0.089	1.98	0.072	1.952	0.81
43	0.174	3.91	0.148	3.908	0.85
125	0.347	7.89	0.347	7.929	1.00

The model of Paradis and Legeron gives on average normalized displacements close to 1.0. However, the standard deviation for constant bending stiffness ($0.5EI_{max}$) gives almost systematically lower values.

For Bersfort conductor, the constant bending stiffness gives $Y_b/Y_{b,exp}$ equal to 0.79 which is lower than for the other conductors. This means that the equivalent bending stiffness would appear to be lower than $0.5EI_{max}$ for this conductor. Otherwise, the results for the various conductors are similar.

As shown in Table 4.4, the average normalized displacements for constant bending stiffness do not vary with tension. For non-linear bending stiffness, the normalized displacements are larger for smaller tensions, especially near the clamp. In this area, sliding is expected and the displacement becomes higher than the experimental displacement. This is an indication that the predicted bending stiffness variation is larger than the experimental one.

As observed in Tables 4.4 and 4.5, the average for constant bending stiffness at 45 mm from the clamp is in general much lower than 1.0. This appears to be due to sliding in the vicinity of the clamp. However, Table 4.5 shows that this tendency is observed for all levels of vibration, which would mean that the larger than expected displacements near the clamp are probably not only due to curvature variation, but also to boundary conditions effect.

4.5 Discussion

4.5.1 Deformed shape

The main interest of this study was to compare the deformed shape near the clamp of vibrating conductors. In Fig. 4.4, the displacements along the clamp obtained with various stiffness hypotheses are shown for one amplitude and one tension level. Fig. 4.5 presents the normalized displacement with respect to the experimental values and it shows that the peak-to-peak displacement at 45 mm and 89 mm from the clamp is smaller than the experimental displacement when assuming a constant bending stiffness of $0.5EI_{max}$. For constant bending stiffness, normalized displacements lower than one mean that the experimental bending stiffness up to this point along the conductor is lower than the assumed value entered in the model. The normalized displacement near the clamp generally decreases with increasing level of vibration. This last phenomenon is less important for higher conductor tension (see Fig. 4.6). These observations are in agreement with the

Tableau 4.4 Average (standard deviation) of normalized displacements near the clamp for various numerical tests. Results separated per conductor and axial tension.

	$Y_{45}/$ $Y_{45,exp}$	$Y_b/$ $Y_{b,exp}$	$Y_{78}/$ $Y_{78,exp}$	$Y_{267}/$ $Y_{267,exp}$	Number of tests
Drake, all tensions					
Pap.	1.16(0.63)	1.28(0.53)	1.17(0.33)	1.11(0.23)	9
Par.	0.77(0.14)	0.95(0.14)	0.99(0.1)	0.99(0.07)	18
Const.	0.68(0.03)	0.88(0.04)	0.96(0.03)	0.98(0.03)	18
Bersfort, all tensions					
Pap.	0.81(0.28)	1.09(0.28)	1.16(0.2)	1.12(0.14)	7
Par.	0.66(0.15)	0.94(0.17)	1.06(0.15)	1.06(0.11)	18
Const.	0.53(0.02)	0.79(0.04)	0.95(0.03)	0.99(0.03)	18
Crow, all tensions					
Pap.	0.85(0.22)	1.03(0.2)	1.03(0.13)	1.01(0.08)	8
Par.	0.77(0.12)	0.95(0.11)	1(0.08)	1(0.05)	18
Const.	0.73(0.03)	0.94(0.04)	1.01(0.03)	1.02(0.03)	18
All conductors, 15% RTS					
Pap.	1.37(0.64)	1.5(0.49)	1.34(0.28)	1.23(0.18)	6
Par.	0.85(0.14)	1.07(0.14)	1.11(0.13)	1.08(0.1)	18
Const.	0.64(0.1)	0.85(0.08)	0.96(0.04)	0.98(0.04)	18
All conductors, 25% RTS					
Pap.	0.92(0.3)	1.12(0.27)	1.11(0.2)	1.07(0.14)	9
Par.	0.72(0.12)	0.93(0.1)	1(0.08)	1.01(0.07)	18
Const.	0.65(0.09)	0.88(0.07)	0.98(0.03)	1.01(0.02)	18
All conductors, 35% RTS					
Pap.	0.71(0.17)	0.92(0.18)	0.98(0.14)	0.99(0.1)	9
Par.	0.63(0.08)	0.84(0.06)	0.94(0.05)	0.96(0.04)	18
Const.	0.65(0.09)	0.88(0.06)	0.99(0.04)	1.01(0.03)	18

Tableau 4.5 Average (standard deviation) of normalized displacements near the clamp for various numerical tests. Results separated per bending amplitude.

	$Y_{45}/$ $Y_{45,exp}$	$Y_b/$ $Y_{b,exp}$	$Y_{78}/$ $Y_{78,exp}$	$Y_{267}/$ $Y_{267,exp}$	Number of tests
$Y_b = 0.1$					
Pap.	0.67(0.22)	0.9(0.23)	0.97(0.17)	0.98(0.13)	9
Par.	0.59(0.08)	0.81(0.06)	0.91(0.04)	0.95(0.03)	9
Const.	0.66(0.09)	0.9(0.07)	1(0.03)	1.02(0.02)	9
$Y_b = 0.2$					
Pap.	1(0.39)	1.17(0.31)	1.14(0.2)	1.09(0.14)	8
Par.	0.65(0.08)	0.86(0.07)	0.95(0.05)	0.97(0.04)	9
Const.	0.67(0.1)	0.9(0.07)	0.99(0.03)	1.01(0.02)	9
$Y_b = 0.3$					
Pap.	1.26(0.54)	1.4(0.44)	1.29(0.27)	1.19(0.18)	7
Par.	0.71(0.11)	0.92(0.1)	1(0.08)	1(0.06)	9
Const.	0.66(0.09)	0.88(0.07)	0.98(0.03)	1(0.02)	9
$Y_b = 0.4$					
Par.	0.78(0.15)	0.99(0.13)	1.05(0.11)	1.04(0.08)	9
Const.	0.65(0.1)	0.87(0.07)	0.97(0.04)	0.99(0.03)	9
$Y_b = 0.5$					
Par.	0.83(0.14)	1.04(0.14)	1.09(0.13)	1.07(0.1)	9
Const.	0.63(0.09)	0.85(0.07)	0.96(0.04)	0.99(0.04)	9
$Y_b = 0.6$					
Par.	0.84(0.13)	1.06(0.13)	1.11(0.13)	1.08(0.09)	9
Const.	0.61(0.09)	0.82(0.08)	0.94(0.04)	0.98(0.04)	9

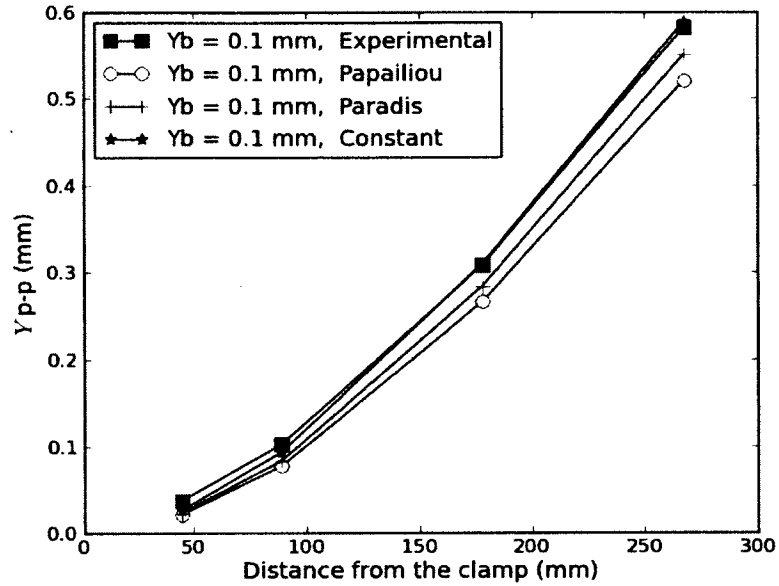


Figure 4.4 Displacements for tests on Drake 25% RTS with all hypotheses for bending stiffness.

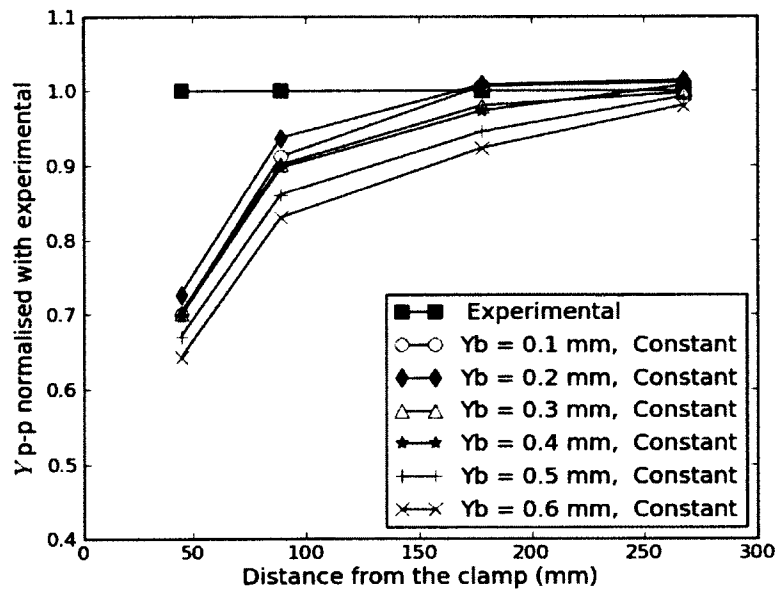


Figure 4.5 Normalized displacements for tests on Drake 25% RTS with constant bending stiffness.

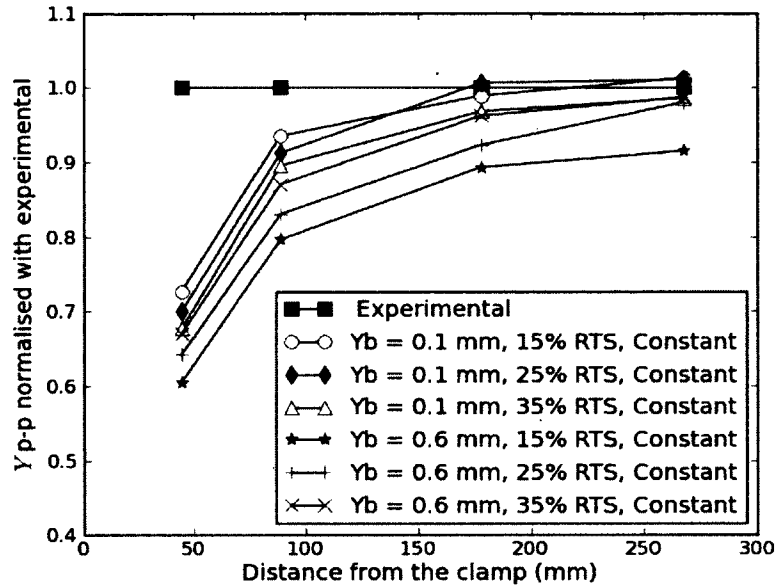


Figure 4.6 Normalized displacements for tests on Drake at various tensions with constant bending stiffness.

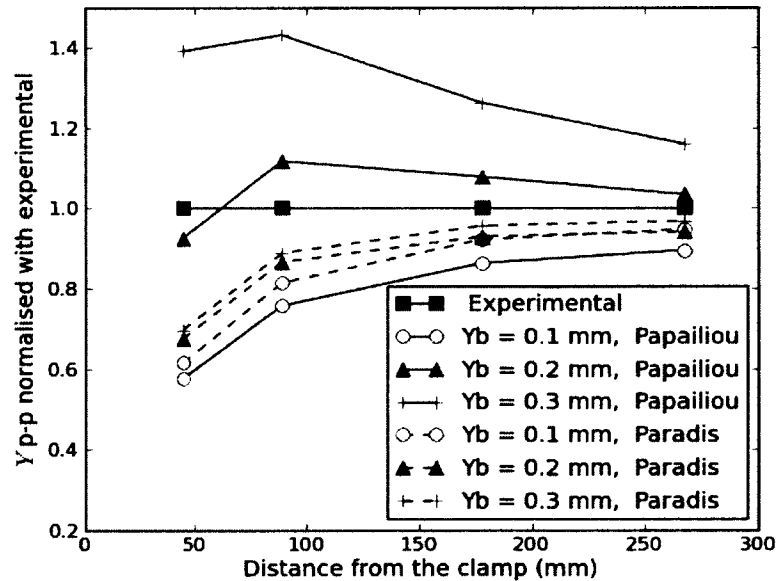


Figure 4.7 Comparison of normalized displacements for tests on Drake 25% RTS with Papailiou and Paradis-Legeron bending stiffness.

theoretical behaviour of cables because more sliding is expected for higher level of vibration and lower tension.

In Fig. 4.7, a comparison between the deformed shapes at 25% RTS for the two variable bending stiffness models is made. As previously shown in Tables 4.4 and 4.5, the scatter of results is much less for the model of Paradis et Legeron [2011] than for the model of Papailiou [1997]. Papailiou's model generally overestimates the variation of bending stiffness in vibrating conductors. The model of Paradis and Legeron hence appears to be an improvement for the prediction of the deformed shape of conductors because there is less variation of bending stiffness during vibrations.

Fig. 4.8 shows how the deformed shape near the clamp evolves with increasing level of vibration for the numerical tests with Paradis and Legeron bending stiffness. The amplitudes of displacement obtained numerically are smaller than the experimental values for low vibration amplitude and get closer to the experimental values as vibration amplitude increases. This trend was also obtained for a longer test bench as shown in Table 4.3. It confirms that using a shorter test bench is correct for the evaluation of bending stiffness.

As also observed in Fig. 4.8, the displacements at 89, 178 and 267 mm are overestimated for large amplitudes of vibration. Hence, even if the variation of bending stiffness is less important for the model of Paradis and Legeron than for the model of Papailiou, it still shows a sensitivity to curvature variation that is not observed experimentally. In Fig. 4.9, the same trend is observed for all conductors. Fig. 4.10 shows that the increase in normalized displacement with amplitude is more important at low tension and less important at high tension. This is consistent with the fact that the models allow more sliding at lower tension.

In summary, when comparing with the results of Fig. 4.5, it appears that whereas the model of Paradis and Legeron allows predicting correctly the trends of bending stiffness variation, the results are not significantly more accurate than those for a constant bending stiffness of $0.5EI_{max}$. This is supported by the results of Tables 4.4 and 4.5, where the standard deviations of normalized displacement are lower for constant bending stiffness. It would therefore appear that a constant bending stiffness is sufficient for modelling the deformed shape of vibrating conductors, especially when considering the gain in computation time obtained.

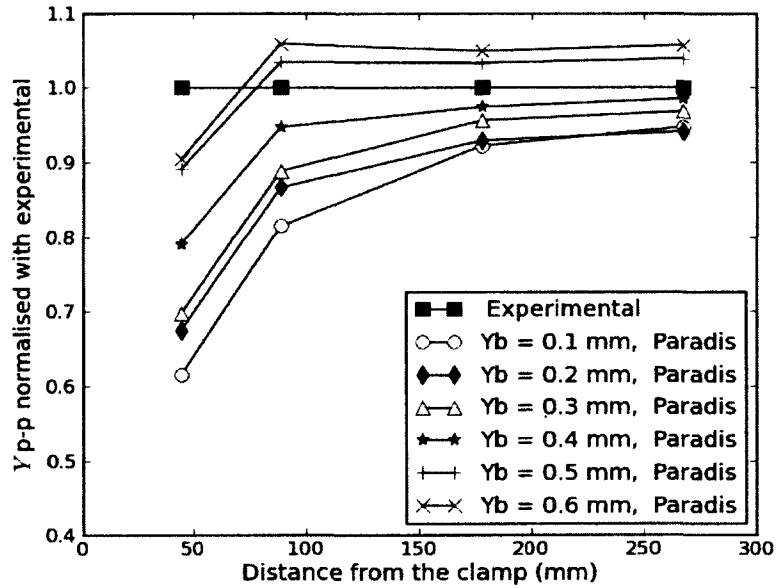


Figure 4.8 Normalized displacements for tests on Drake 25% RTS with Paradis-Legeron bending stiffness.

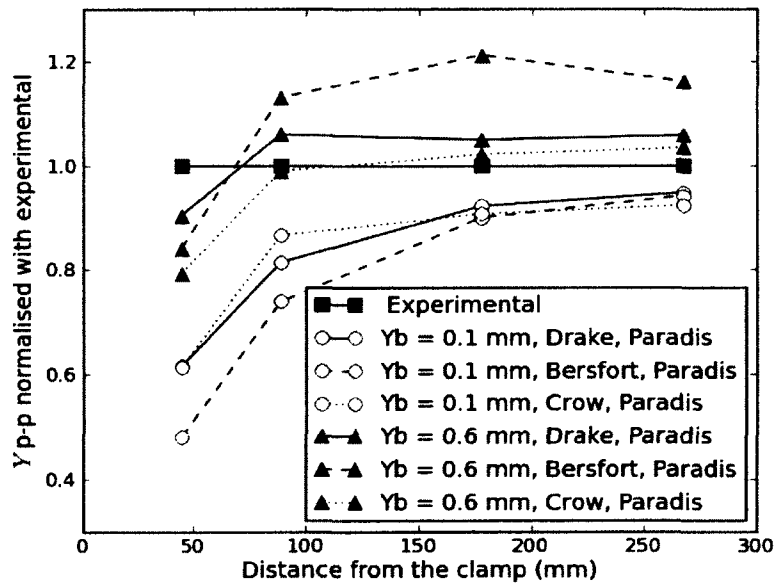


Figure 4.9 Normalized displacements for tests at 25% RTS on various conductors with Paradis-Legeron bending stiffness.

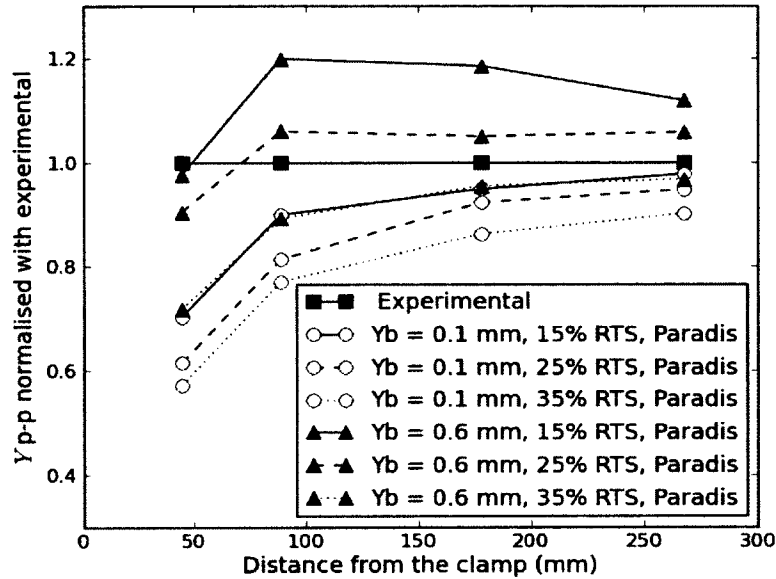


Figure 4.10 Normalized displacements for tests on Drake at various tensions with Paradis-Legeron bending stiffness.

4.5.2 Damping

The non-linearity of bending stiffness creates a hysteresis that dissipates energy. This explains most of the self-damping of conductors [EPRI, 2006]. It would be interesting to predict self-damping directly using the type of model presented in this study. In the model, the hysteretic damping adds to the energy dissipation caused by Rayleigh damping which is calculated to be equal to the total energy dissipation in the experiment. The model was found to be unstable when not applying Rayleigh damping.

Table 4.6 shows the forces and damping calculated using the power method [EPRI, 2006] for constant and Paradis and Legeron bending stiffness. The hysteretic damping due to sliding in the model of Paradis and Legeron $\Delta\xi$ is evaluated by making the difference between the total damping for Paradis and Legeron bending stiffness ξ_{Par} and the damping for constant bending stiffness ξ_{const} . This damping compares well to the experimental damping for low level of vibration. For higher amplitude however, the model of Paradis and Legeron predicts higher hysteretic damping. Similar analyses on longer cable test bench, where the energy dissipated at the ends is proportionally less important, would need to be performed to confirm the potential of this model to predict self-damping of conductors.

Tableau 4.6 Force and damping on numerical tests on Drake conductor, tension 25% RTS

$Y_{b,exp}$	F_{exp}	F_{const}	F_{Par}	ξ_{exp}	ξ_{const}	ξ_{Par}	$\Delta\xi$
0.1	4.84	8.93	2.85	0.07	0.02	0.09	0.07
0.2	11.75	14.7	14	0.14	0.12	0.3	0.18
0.3	20.46	17.3	30	0.2	0.19	0.44	0.24
0.4	31.17	21.3	60	0.26	0.26	0.68	0.42
0.5	43.04	32.8	106	0.32	0.31	0.97	0.66
0.6	55.44	55.44	151	0.38	0.37	1.19	0.82

4.5.3 Extent of sliding

The dissection of the Drake, Bersfort and Crow specimens in Lévesque *et al.* [2011] showed that sliding was observed up to 160 mm, 170 mm, and 200 mm from the clamp respectively. By comparison, the numerical tests with the model of Paradis and Legeron at low tension (15% RTS) and high bending amplitude (0.6 mm) showed sliding up to 230 mm, 260 mm, and 220 mm from the clamp. It is under these conditions that the extent of sliding is expected to be the greatest. The extent of sliding in the model is therefore slightly higher than in the experiment, which confirms that there is experimentally less sliding than predicted.

Another observation that can be drawn from figures Fig. 4.5 to 4.9 is that the displacement at 45 mm for low amplitude of vibration is always smaller than the experimental displacement. This was also noted more globally in Tables 4.4 and 4.5. It seems that this apparent reduction of bending stiffness very close to the clamp is not linked to curvature variation and therefore cannot be predicted by theoretical bending stiffness models. It would therefore appear that sliding very close to the clamp occurs even for small level of vibrations. However, observations of fretting marks showed that very few sliding occurred up to 15 mm from the clamp face. It is unknown at this point if the large displacements are due to a small flexibility of the clamp or to important sliding in the area 15 to 45 mm from the clamp. More work would be required to study the effect of boundary conditions on the bending stiffness of cables.

4.6 Conclusion

In this study, variable bending stiffness models were successfully implemented in a dynamic finite element model for the study of the deformed shape of vibrating conductors.

The deformed shape in the models was compared to experimental data for three ACSR conductors. The following conclusions can be drawn from this study :

- The additional hypothesis for the model of Paradis and Legeron when compared to the model of Papailiou allow to better predict the conductor deformed shape.
- The available theoretical bending stiffness models correctly predicts the trends of bending stiffness variation but are not significantly more accurate than a constant bending stiffness of $0.5EI_{max}$.
- The variation of bending stiffness is in general less important than what is predicted by both non-linear models.
- Some of the apparent bending stiffness variation observed experimentally may be due to boundary conditions effects and is independent of curvature variation.

Additional validation in both static and dynamic regimes of theoretical bending stiffness models would be required to predict precisely the deformed shape of conductors undergoing aeolian vibrations. The effect of boundary conditions on the deformed shape of conductors near the clamp would need to be studied for both rigid and standard transmission line clamps, as well as new types of clamps.

Overall, it appears that using constant bending stiffness is adequate for modelling the general deformed shape of vibrating conductors. This assumption may however be inaccurate for other applications such as the study of the kinematics in the near field for the determination of contact stresses involved with fretting fatigue. For such applications, it would be interesting to continue the work on theoretical bending stiffness models of cables and most importantly, to validate the models experimentally. In the case that a more precise model for the bending stiffness of conductors is obtained, the methodology presented here could become a powerful tool for the study of aeolian vibrations, self-damping of conductors, and fatigue of conductors.

CHAPITRE 5

MODÉLISATION DE L'AMORTISSEUR

5.1 Avant-propos

Auteurs et affiliation

- Sébastien Langlois : étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil.
- Frédéric Légeron : professeur titulaire, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil.

Titre anglais

Prediction of aeolian vibration on transmission line conductors using a non-linear time history model-Part I : Damper model.

Titre français

Prédiction des vibrations éoliennes sur les conducteurs de lignes aériennes de transport d'énergie avec un modèle non linéaire temporel- Partie I : Modèle de l'amortisseur.

État de l'acceptation

Soumis le 16 janvier 2013.

Revue

IEEE Transactions on Power Delivery

Résumé

Les amortisseurs de type Stockbridge, qui consistent en une pince, un câble non tendu et deux masselottes, sont utilisés avec succès à travers le monde depuis plusieurs décennies pour fournir de l'amortissement supplémentaire aux conducteurs de lignes aériennes et ainsi réduire les amplitudes de vibrations éoliennes. Un amortisseur alternatif, l'amortisseur Hydro-Québec, a une articulation en rotation composée de cylindres d'élastomères pour fournir la rigidité et l'amortissement. L'objectif de cette étude est de développer un modèle non linéaire pour ces deux types d'amortisseur prédisant leur réponse dynamique

pour toute amplitude et fréquence de vibration d'intérêt pour l'étude des vibrations éoliennes. Ces modèles sont bâtis à partir d'essais de caractérisation simples servant à identifier les propriétés de rigidité et d'amortissement de l'amortisseur. Pour valider ces modèles, la force et le déphasage en fonction de la fréquence sont obtenus numériquement et comparés avec succès à des résultats expérimentaux. Les modèles seront fixés à un modèle de conducteur dans la partie II de cette étude pour prédire les amplitudes de vibrations éoliennes de portées avec amortisseur.

Abstract

Stockbridge dampers, which consist of a clamp, a slack cable and two attached masses, have been successfully used throughout the world for many decades to provide additional damping to transmission line conductors and reduce aeolian vibration amplitudes. An alternative damper, the Hydro-Québec damper, has a rotational joint with elastomer cylinders to provide stiffness and damping. The objective of this study is to develop a non-linear model for both types of dampers that predicts their dynamic response for all expected amplitudes and frequencies. These models are built from simple experimental characterization tests to identify stiffness and damping properties. As a validation of the models, the force and phase shift with respect to frequency are obtained numerically and compared successfully to experimental results. These models will be fixed to a conductor model in Part II to predict aeolian vibration amplitudes of damped spans.

5.2 Introduction

Vortex shedding in the wake of transmission line conductors cause them to vibrate in light steady wind conditions. This phenomenon is often called aeolian vibrations and may cause fretting fatigue failure at or near the location of clamped devices (suspension clamps, dampers, spacers, etc.). One common mitigation measure is to use vibration dampers to reduce vibrations levels and thus improve transmission lines reliability and service life.

Stockbridge dampers have been successfully used throughout the world for many decades [Stockbridge, 1925] to provide additional damping to the system and reduce vibration amplitudes. They are composed of a clamp, a slack cable and two masses. Their behaviour is the one of a tuned mass damper or damped dynamic vibration absorber which is described in [Den Hartog, 1956]. The resonance of the damper is used to reduce the vibration level in the conductor. Damping is provided through friction between wires. An alternative to Stockbridge dampers was developed by Hydro-Québec in which a rotational joint with elastomer cylinders provides stiffness and damping [Van Dyke et Paquette, 2000]. The Hydro-Québec damper is more durable and has similar efficiency when compared to Stockbridge dampers [Van Dyke *et al.*, 2001, 2008].

Many numerical tools are available to analyse and predict the level of vibration amplitude of the conductor-damper system. Most of them use the Energy Balance Principle (EBP) [EPRI, 2006; CIGRÉ, 1986]. It relies on experimental data from wind tunnels, and cable laboratory test spans to provide estimates at every vibration amplitude and frequency for wind power imparted to the conductor and power dissipated by the conductor and damper. Alternatively, the power dissipated by the damper can be calculated from the impedance function (force versus clamp velocity) or other transfer function (force versus clamp displacement or acceleration) as obtained on a shaker. In this approach, the clamp displacement needs to be evaluated analytically as presented in [Ervik, 1981].

Whereas dampers are most often modelled directly by their dynamic response to vertical translation, some researchers have developed more complete models. For example, Diana *et al.* [2003] developed a linear model in which the damper is represented directly by a 2x2 impedance matrix, hence taking into account the rotation of the clamp as well as the translation. Because the model is linear, the impedance matrix needs to be evaluated for all velocity amplitudes and frequencies. Sauter et Hagedorn [2002] developed a non-linear model of a Stockbridge damper using Jenkin elements and compared the experimental and numerical impedance functions. A different model needs to be developed here in order to

include it in a standard finite element code and make it available to use with a model of a cable in vibration.

A non-linear time history approach is interesting because it allows to reproduce the dynamic behaviour of the dampers without systematic experimental tests. One can change the mass, geometry, stiffness and damping properties of the damper model and optimize dampers numerically.

The global objective of the two companion papers is to develop a conductor-damper model that would predict the vibration amplitudes for damped spans without systematic experimental work, cutting time to develop damping schemes and providing a good way to optimize the system (location of damper, mass, dimension, stiffness etc). The objective of the present paper is to develop, based on simple experimental tests, a model for Hydro-Québec dampers and Stockbridge dampers that predicts their dynamic response for all expected amplitudes and frequencies in the range 5 to 35 Hz. First, the concepts of the numerical models and details on the implementation in the finite element code are presented. Second, results of simple experimental tests to characterize the damper joints are shown. Then, the parameters of the two models are identified. Finally, the dampers are tested experimentally and numerically in order to find their transfer functions at various clamp displacement amplitudes and frequencies and hence validate the dynamic behaviour of the models.

5.3 Numerical model

This section presents the main properties of the numerical model for both types of dampers and its implementation in the open source finite element software Code Aster, version 10.3 [EDF, 2012]. This software and the main parameters of the analysis were selected to satisfy the global objective of the research program which is to model the whole conductor-damper system. Hence, the analysis is based on the one presented in an earlier contribution [Langlois *et al.*, 2010] which described the modelling of a vibrating conductor. In order to predict the non-linear response of the damper, a direct time integration method is used. The integration scheme selected is Newmark-beta with $\beta = 0.25$ and $\alpha = 0.5$, therefore avoiding numerical damping. The time step of the analysis is 1×10^{-3} second.

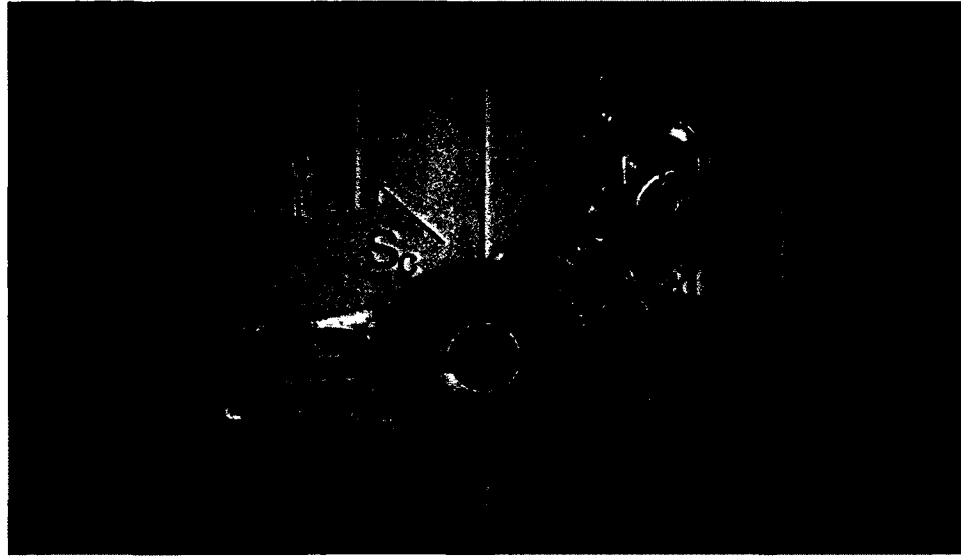


Figure 5.1 Hydro-Québec damper model.

5.3.1 Model of Hydro-Québec damper

The numerical model for the Hydro-Québec damper is illustrated on Fig. 5.1. Conceptually, it simply consists of four nodes connected by rigid links. Non-linear springs (s_c and s_d) connects the clamp to the damper arms. In the model, a mass is lumped at all four nodes. Node A represents the attachment point of the damper to the conductor. Globally, the damper is composed of a clamp (node A and link AB), a joint (node B), and two arms (links BC and BD).

As described in [Van Dyke et Paquette, 2000], the joint (node B) of the damper is composed of eight elastomer cylinders enclosed in as many cavities formed between the damper arms and a cross-shaped axial member. There are four elastomer cylinders per arm and it can be assumed that each arm rotates independently. In reality, a rotation of one arm induces a small rotation of the other arm due to a small flexibility between the clamp and the joint. This secondary rotation can reach 10% of the primary rotation. However, this secondary rotation was not considered in the model because it is relatively small and because it may be difficult to integrate this phenomenon in the model. As the arms rotates, the elastomers are compressed against the perimeter of the cavities, hence producing the stiffness and damping of the joint. There are stops that prevent the arms from reaching large levels of rotation. These stops do not affect the behaviour of the damper for the vibration levels of interest in this study. Hence, they were not modelled here.

To adapt to the modelling options of the software, the model has the following attributes. First, for simplicity, the links AB, BC and BD are modelled with very rigid beam elements. Second, the node B is actually composed of three nodes, one for each link of the damper. All three nodes are restrained to have the same displacements or rotations for all six degrees of freedom except for the rotation around the out-of-plane axis. For this degree of freedom, the nodes are connected with a set of discrete elements (springs and dashpots) which are represented by springs s_c and s_d in Fig. 5.1. These sets of discrete elements are defined by the rheological model presented in the top left corner of Fig. 5.1.

The rheological model of the Hydro-Québec damper is in part composed of a non-linear spring k_1 with stiffness varying with displacement amplitude. Under cyclic loading, this spring forms an hysteresis in the force displacement curve and is responsible for most of the energy dissipation of the system. Early experiments revealed that due to the viscoelastic properties of the elastomers, the stiffness and damping properties of the damper depend on the velocity and therefore on the frequency of vibration. A second branch composed of a Maxwell model [Lemaitre *et al.*, 2009] (a spring and a dashpot in series) was added to the model to properly represent this phenomenon. The behaviour of this branch of the model is such that the apparent stiffness provided by spring k_2 will be smaller at low frequencies and larger at high frequencies. This model can therefore theoretically represent the right behaviour of the damper joint for all amplitudes and frequencies of vibration. In practice, the following two steps need to be performed before the model is complete : measuring at the laboratory the stiffness and damping properties of the damper joint and identifying the parameters for the model that best fit the measured behaviour at all amplitudes of displacement and all frequencies. These two steps are presented respectively in Sections 5.4 and 5.5.

5.3.2 Model of Stockbridge damper

Fig. 5.2 shows a sketch of the Stockbridge damper used in this study. It is composed of a clamp, a slack steel cable and two cast masses. Both sides of the damper are identical. The exact geometry and mass properties will be presented in Section 5.6.1. As the masses vibrates, the slack cable bends, inducing sliding of the wires and hence energy dissipation.

The numerical model is primarily composed of nodes A, B, C and D which are respectively the top of the clamp, the bottom of the clamp, the junction point between the slack cable and mass C and the junction point between the slack cable and mass D. There are very rigid beam elements from node A to node B and on each side of node B on a length L_j . The slack cable is modelled by non-linear Euler beam elements on length L_c and is divided into

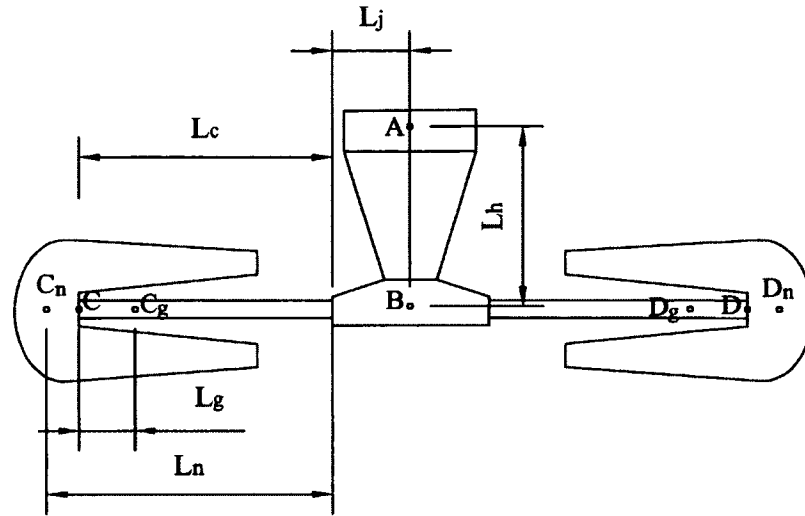


Figure 5.2 Sketch of Stockbridge damper.

20 elements for each side of node B. The bending stiffness of each element at a given time depends on curvature as defined by a moment-curvature behaviour law. At low curvature, the beam has a relatively large bending stiffness, whereas at higher curvature, wires will slide against each other, reducing the bending stiffness. Under cyclic loading, a hysteretic behaviour is observed, responsible for the energy dissipation of the system. In order to get a multi-linear behaviour law, five beams are superimposed on each mesh subdivision. The first beam has an elastic behaviour whereas the subsequent beams have an elastic-perfectly-plastic behaviour. The parameters (bending stiffness and yielding moments) of each beam are identified such that the characterization experiments of Section 5.4 are best reproduced. The non-linear behaviour of the slack cable provide the correct stiffness and damping of the system. No additional damping is included in the damper model.

Length L_g is the distance between node C or D and the center of gravity of the mass. Nodes C_n and D_n indicate the attachment points during the characterization tests. Since they are located at some distance from nodes C and D, the model for the characterization tests include small rigid beams between nodes C_n and C, and D_n and D.

5.4 Characterization of damper joint

The first of two types of experiments presented in this article is to obtain the stiffness and damping characteristics of the damper joints. The test procedures and results for these

characterization tests are presented in this section. The parameter identification for the model will be presented in the next section.

5.4.1 Set-up and procedures

A photo of the set-up is shown in Fig. 5.3. With the help of a 5 kN MTS dynamic actuator, a sine displacement is imposed at the end of the damper arm. The connection between the actuator and the damper mass is pinned, due to the presence of roller bearings in the fixation device. The damper is fixed with his clamp to a shaft which is in turn fixed to a rigid beam. This beam is supported by two other actuators for which a zero displacement is imposed. The vertical force applied by the actuator is measured with the 5 kN force sensor of the actuator for all tests with excitation frequency below 5 Hz. For tests at 5 Hz, two piezoelectric PCB force sensors of capacity 100 lbf (445 N) were placed in the set-up to measure the force. The displacement of the mass on both arms is measured with laser sensors. During the characterization tests, a thermocouple was inserted into one of the elastomer to verify temperature variation. Over the course of one test series, the temperature change did not exceed 1°C and therefore the effect of temperature was not considered in this study.

For the Hydro-Québec dampers, the following amplitudes of displacement were tested : 0.5 mm and 1 mm to 10 mm by 1 mm increments. These amplitudes were repeated for the following excitation frequencies : 0.01, 0.1, 1 and 5 Hz. Tests were performed at higher frequencies (up to 30 Hz), but were not used because the inertial forces measured induced a high level of uncertainties in the evaluation of the elastic forces and because, overall, these experimental results did not allow to build a more accurate model for predicting the dynamic response of dampers. For the Stockbridge dampers, the same amplitudes of displacement were tested, but for frequencies of 0.1 and 1 Hz only after verifying that, as expected, their response was not frequency dependent.

5.4.2 Hydro-Québec damper results

The force (corrected for inertial forces) and displacement obtained during the test can be plotted as shown in Fig. 5.4. For tests at 1 Hz and less, a low-pass filter at 10 Hz is applied to both force and displacement measurements. For tests above 1 Hz, the low-pass filter is at 30 Hz. An important variation of stiffness of the joint with displacement is observed. More conveniently, a moment-rotation relation is used and, at a given time t , the calculated moment is given by :



Figure 5.3 Characterization set-up for damper joint.

$$M(t) = L_n(F_t(t) - m_d d(t)(2\pi f)^2); \quad (5.1)$$

where L_n is the lever arm, $F_t(t)$ is the force measured by the actuator, m_d is the equivalent dynamic mass of the damper arm and set-up, $d(t)$ is the vertical displacement and f is the excitation frequency. The rotation of the damper arm is simply given by :

$$\sin(\theta(t)) = d(t)/L_n. \quad (5.2)$$

The evaluation of the equivalent dynamic mass m_d allows to remove the inertial forces from the measured force. This mass includes the mass of the clamping system, the lumped mass at the end of the damper arm, and an equivalent mass for the mass moment of inertia of the damper arm which is in motion during the test. For some modified specimens, the lumped mass of the damper is zero, and for others there is a small mass of 750 g. The other arm of the dampers where the lumped mass is usually 5000 g were not tested. The advantage of a small lumped mass is that the correction for the inertial force represents a smaller portion of the total measured force, allowing to obtain a more accurate evaluation of the elastic force.

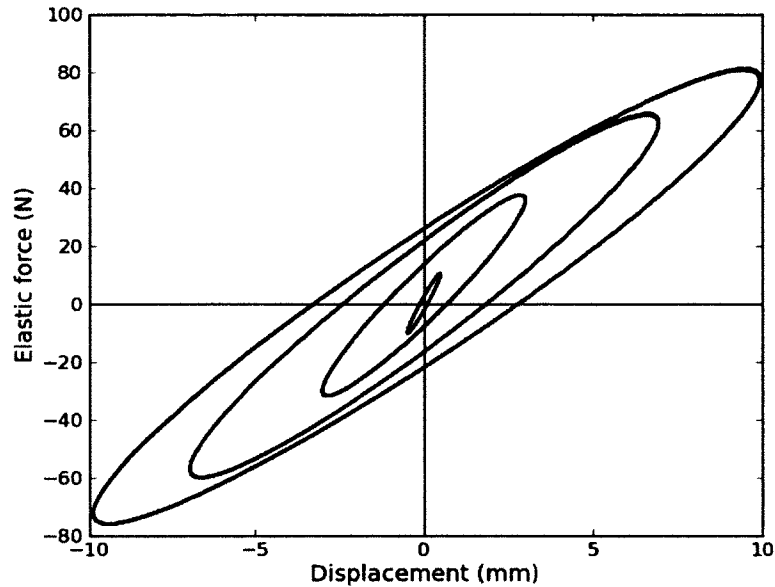


Figure 5.4 Typical results of characterization tests for Hydro-Québec damper at 5 Hz.

From the moment-rotation graph, it is possible to evaluate the average amplitude of moment M_n and rotation θ_n , and then the equivalent rotational stiffness :

$$K_{eq} = M_n / \theta_n. \quad (5.3)$$

In Fig. 5.5 and 5.6 the equivalent bending stiffness is plotted against the displacement amplitude d_n . Fig. 5.5 shows how the stiffness varies with excitation frequency. This behaviour is expected because of the usual viscoelastic properties of elastomers. Beyond 1 Hz, the viscoelastic effect appears to be less important.

Six Hydro-Québec damper arms were tested. The results of the various tests at 5 Hz are shown in Fig. 5.6. The coefficient of variation, averaged over the complete set of displacement amplitudes, is approximately 10%. Specimen 1a will be used for parameter identification because it best matches the average results.

5.4.3 Stockbridge damper results

The same characterization tests were performed for Stockbridge dampers. This time, the best parameter to define the damper joint is the equivalent bending stiffness, which is

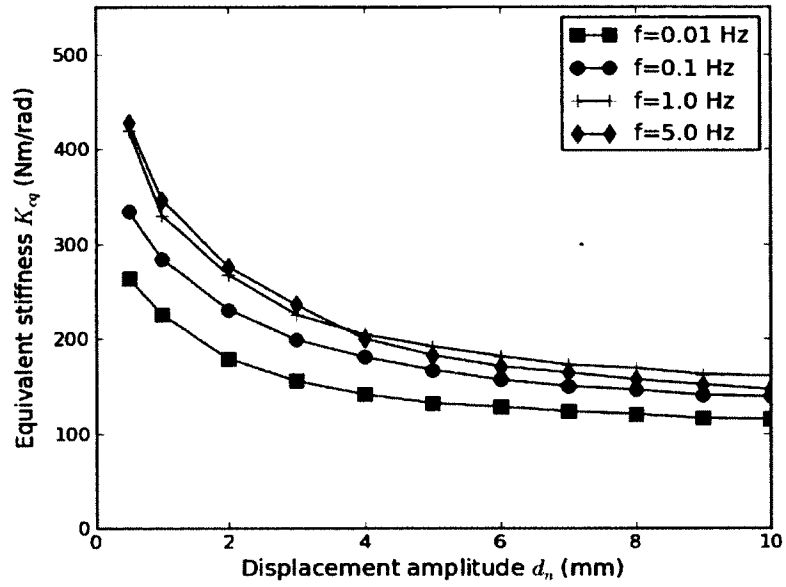


Figure 5.5 Characterization tests for Hydro-Québec damper specimen 1a at various frequencies.

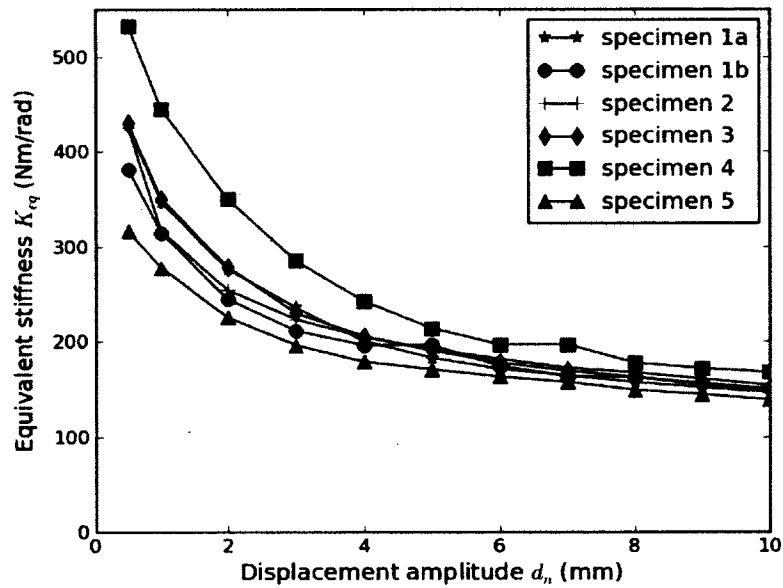


Figure 5.6 Characterization tests at 5 Hz for many specimens of Hydro-Québec damper.

calculated with the following equation assuming that the slack cable behaves as a linear cantilever beam :

$$EI_{eq} = \frac{F_n L_n^3}{3d_n}. \quad (5.4)$$

The amplitude of elastic force F_n is obtained by removing the inertial force from the measured total force as done before for the Hydro-Québec damper.

The slack cable exhibited very little viscous or viscoelastic behaviour and hence the equivalent bending stiffness was independent from excitation frequency as shown in Fig. 5.7. The variation of stiffness with displacement is however very important.

The results of the tests at 0.1 Hz for various Stockbridge damper specimens are shown in Fig. 5.8. The average coefficient of variation for all amplitudes is approximately 11%. Again, specimen 1a will be used for parameter identification because it best matches the average results. For this specimen, the lumped mass was completely removed from the damper, allowing to obtain cleaner and more precise experimental measures.

5.5 Parameter identification

5.5.1 Hydro-Québec damper

The rheological model for the Hydro-Québec damper shown in Fig. 5.1 has two parts : a non-linear spring and a Maxwell branch composed of a linear spring and a dashpot. The effect of the Maxwell branch is related to the loading frequency. At frequency 0.01 Hz, it can be assumed that its effect is small and can be neglected. Additional tests at lower frequencies were performed to determine that the test at 0.01 Hz is sufficiently slow that there is negligible viscoelastic effect in the behaviour of the damper joint. Therefore, by comparing the numerical model to the characterization test at 0.01 Hz (see Fig. 5.9), the properties of the non-linear spring k_1 can be determined directly.

Now knowing the parameters of spring k_1 , different methods were used for identifying the parameters of the Maxwell branch. A simple method that provided the best results was to identify linear parameters for k_2 and c such that the moment-rotation graph best matches the experimental data for a displacement amplitude 10 mm and excitation frequency of 5 Hz. The results of this optimization are also shown in Fig. 5.9.

The parameters for the Hydro-Québec damper are summarized in Table 5.1.

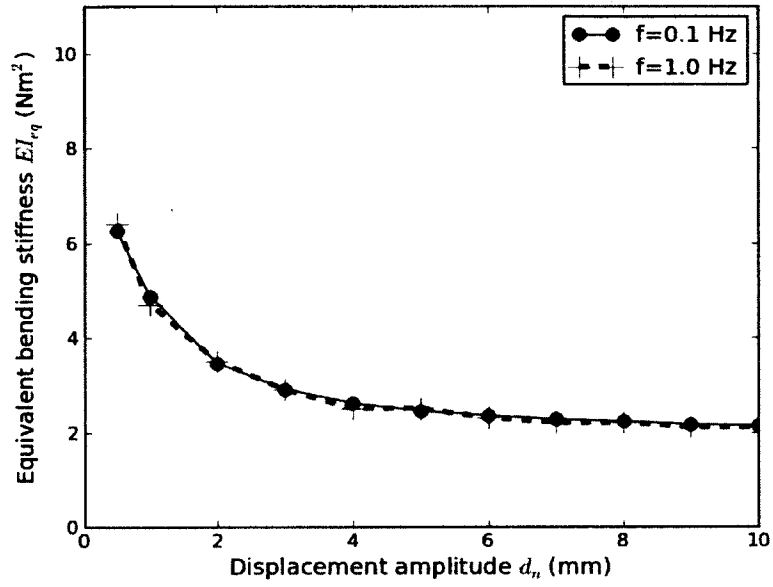


Figure 5.7 Characterization tests for Stockbridge damper specimen 1a at various frequencies.

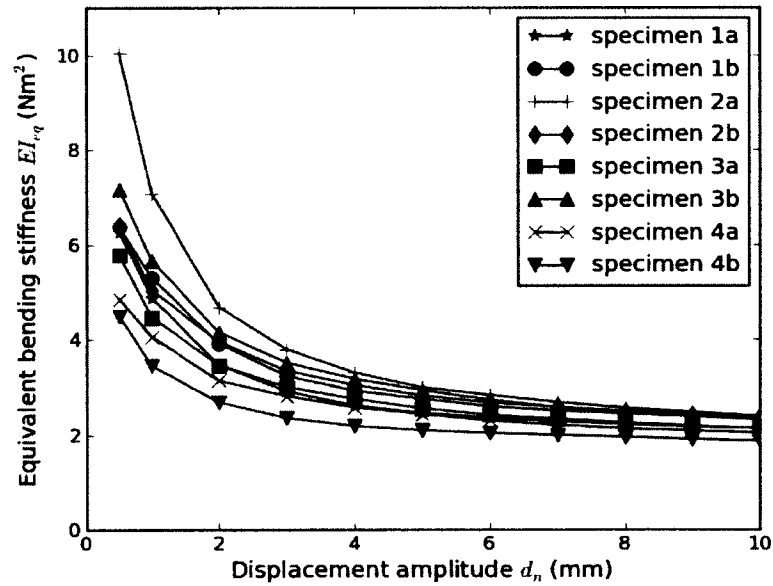


Figure 5.8 Characterization tests at 0.1 Hz for many specimens of Stockbridge damper.

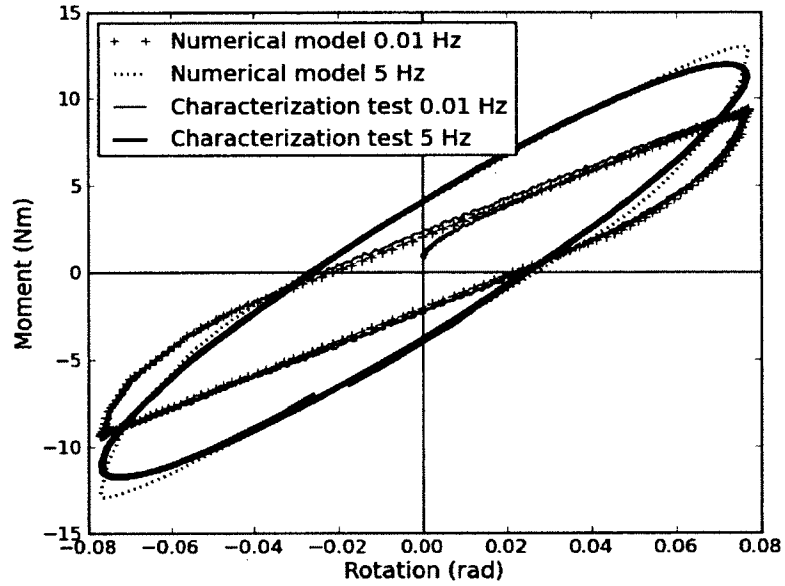


Figure 5.9 Parameter identification for parameters of Hydro-Québec damper model at 0.01 Hz and 5 Hz.

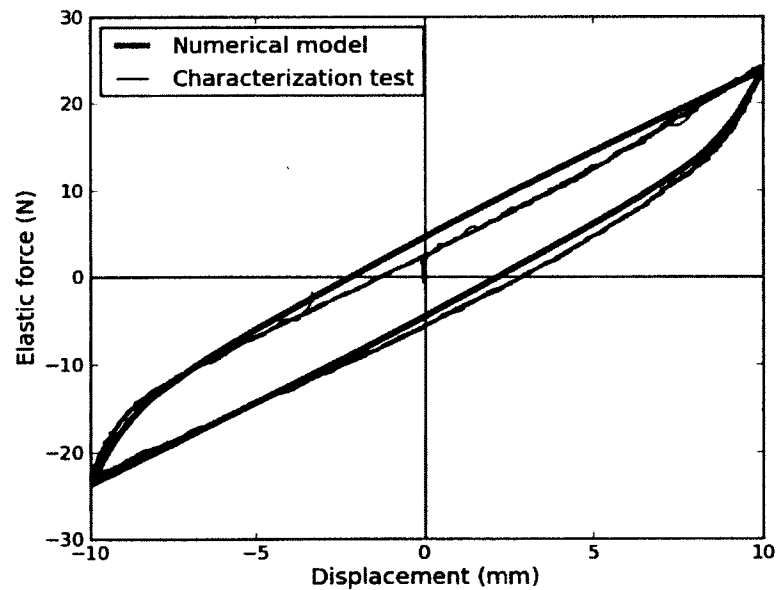


Figure 5.10 Parameter identification for parameters of Stockbridge damper model at 0.1 Hz.

Tableau 5.1 Parameters of Hydro-Québec damper model

Element	Value	Limit moment (Nm)
k_1 (Nm/rad)	750	0.7
	350	1.6
	180	2.9
	130	3.5
	95	-
k_2 (Nm/rad)	58	-
c (Nms/rad)	3.4	-

5.5.2 Stockbridge damper

The parameter identification for the Stockbridge damper was done at 0.1 Hz only because the properties of the damper are supposed to be constant with frequency. Fig. 5.10 shows the signal used for parameter identification for the bending stiffness behaviour law of the Stockbridge model. The parameters obtained are summarized in Table 5.2.

For both types of dampers, the parameters were identified manually, by trial and error, starting from estimates obtained from the calculation of equivalent stiffness at various displacement amplitudes.

5.6 Dynamic response of damper

Now that the stiffness and damping properties of the model are identified, this section presents the evaluation of the mass and geometry properties and the comparison between the transfer functions obtained numerically and experimentally. This section hence aims to validate the dynamic behaviour of the models at various displacement amplitudes and frequencies.

Tableau 5.2 Parameters of Stockbridge damper model

Element	Stiffness (Nm ²)	Limit moment (Nm)
EI_1	6.8	0.3
	4.2	0.6
	2.2	1.0
	2.0	2.0
	1.8	-

Tableau 5.3 Geometry and mass properties of dampers

Parameter	Units	Hydro-Québec	Stockbridge
L_n	m	0.130	0.144
L_c	m	0.130	0.129
L_g	m	0.000	0.0306
L_h	m	0.110	0.097
L_i	m	0.086	0.000
L_j	m	0.000	0.038
m_a	kg	0.417	0.230
m_b	kg	0.989	0.304
m_c	kg	0.879	3.021
m_d	kg	5.129	3.021
I_c	kgm ²	0.000575	0.00449
I_d	kgm ²	0.006968	0.00449

5.6.1 Geometry and mass properties

The geometry and mass properties of the dampers are presented in Table 5.3. Most variables in this table are illustrated in Fig. 5.1 and 5.2. To lump correctly the mass and to calculate the mass moment of inertia I_c and I_d , three-dimensional models of the dampers were drawn. The Stockbridge damper is symmetrical and the diameter of its slack cable is approximately 9 mm.

5.6.2 Experimental dynamic tests

The force response method presented in the Standard IEEE 664 [IEEE, 1993] provides the basis to determine the dynamic behaviour of the damper and allows to calculate the power dissipated for a given clamp excitation. The method is usually performed on a shaker which applies a frequency sweep at constant amplitude of velocity. In this study, the excitation was provided by two MTS 5 kN actuators linked by a rigid beam as shown in Fig. 5.11. One actuator would have been sufficient for the test realized in this study. However the set-up was designed to be able to apply pure rotation to the damper. This functionality will be developed in future studies.

The rate of frequency sweep is 0.8 octaves per minute. The frequency sweep was done at constant displacement amplitude instead of constant velocity amplitude because the control of the actuators was then more accurate. The following amplitudes of displacement d_c were tested : 3 mm (5 to 10 Hz), 2 mm (5 to 15 Hz), 1 mm (5 to 25 Hz), 0.6 mm (5 to 45 Hz), and 0.2 mm (5 to 55 Hz). At large amplitudes of displacement, the frequency range

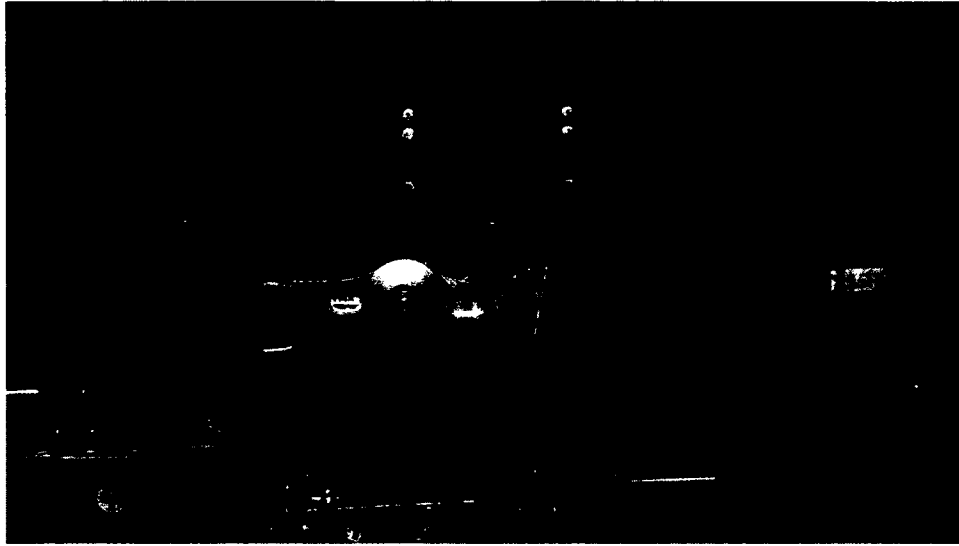


Figure 5.11 Force response method set-up.

is limited to respect the design limits of the set-up in terms of forces. The time history signal of displacement of the actuators, which is equal to the damper clamp displacement was measured with lasers with a range of ± 10 mm and a resolution of $1.5 \mu\text{m}$. The displacement of each damper mass was also measured with lasers (range of ± 60 mm, resolution of $8 \mu\text{m}$). The damper is fixed to a shaft which is in turn attached to the rigid beam through two piezoelectric force sensors of capacity 100 lbf (445 N). The connection of the shaft to the force sensors is pinned because it was found that large horizontal force would otherwise be transferred to the sensors. To reduce horizontal forces on the sensors in the out-of-plane direction, a tensioned cable wire was placed on each side of the shaft. These wires did not affect the measured vertical forces due to their low stiffness in the vertical direction. Two piezoelectric accelerometers were also placed on the shaft.

Both the acceleration $a_d(t)$ and the force $F_d(t)$ measured as a function of time are first converted to $a_d(\omega)$ and $F_d(\omega)$ (function of circular frequency) through a Fast Fourier Transform. The force-acceleration transfer function of this dynamic system is given by :

$$H(\omega) = F_d(\omega)/a_d(\omega). \quad (5.5)$$

Instead of presenting the real and imaginary parts of the transfer function directly in the next section, it was preferred to transform this information to a force $F_r(\omega)$ and a phase shift $\phi(\omega)$ between the force and acceleration with the following equations :

$$F_r(\omega) = \sqrt{Re(H(\omega))^2 + Im(H(\omega))^2} d_c \omega^2 \quad (5.6)$$

$$\tan(\phi(\omega)) = Im(H(\omega))/Re(H(\omega)). \quad (5.7)$$

It should be noted that the displacement measurement could have been used similarly instead of the acceleration measurement. However, the acceleration signal, which is also measured with a piezoelectric sensor, was preferred to make sure that no additional phase shift with the force signal is induced by the acquisition system. In equation 5.6, the nominal amplitude of displacement was used instead of the acceleration measurement to avoid a variation of calculated force due to noise in the acceleration signal.

5.6.3 Comparison of dynamic behaviour with experimental tests

Fig. 5.12 shows the force and phase shift for the Hydro-Québec damper. Overall the shift of resonance frequency is well reproduced by the model. The amplitude of force of the numerical model follows the correct general trend but does not always precisely match the experimental data. Many reasons may explain the discrepancy. First, the model is based on an average behaviour of all the specimens whereas the experimental transfer function is calculated with one specimen in particular. Second, the model has a limited number of parameters to simplify parameter identification. It is therefore difficult to find a set of parameters that matches the experimental results for all excitation frequencies and amplitudes. Similar conclusions may be drawn from Fig. 5.13 for the Stockbridge damper.

Fig. 5.14 shows that the displacement of the damper mass is very well predicted by the model. The prediction of the displacement of the Stockbridge damper mass (see Fig. 5.15) is less precise, which impacts on the prediction of the transfer function.

In view of the variation of equivalent stiffness observed in Fig. 5.5 and 5.7 among the specimens, it is interesting to run additional analysis with modified numerical models where all terms of stiffness and limit moment are increased or reduced by a percentage equal to the average coefficient of variation calculated previously (+-10% for Hydro-Québec damper and +-11% for Stockbridge damper). Fig. 5.16 and 5.17 shows the results for a displacement amplitude of 1 mm. These figures show that the experimental results fall within the limit numerical models in terms of resonant frequency but not necessarily in terms of force amplitude. Part of the discrepancy is therefore due to the limited number of parameters as mentioned previously.

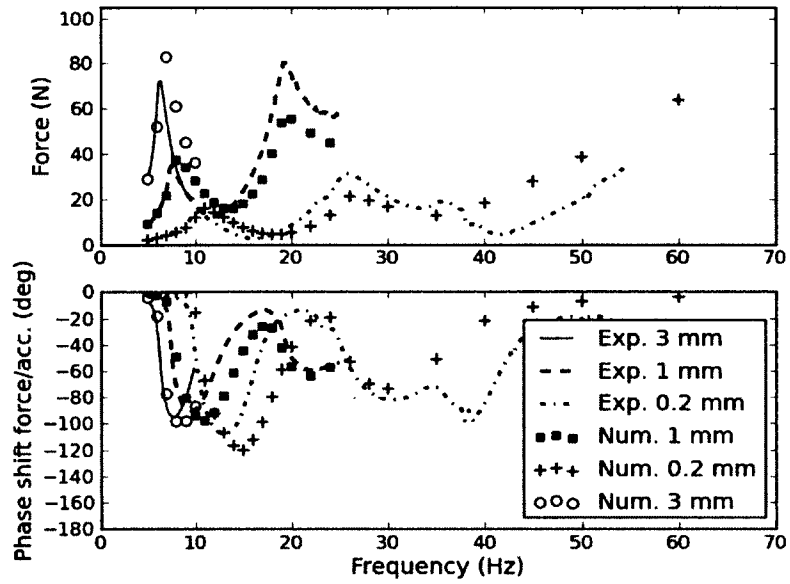


Figure 5.12 Force and phase shift versus frequency for H-Q damper

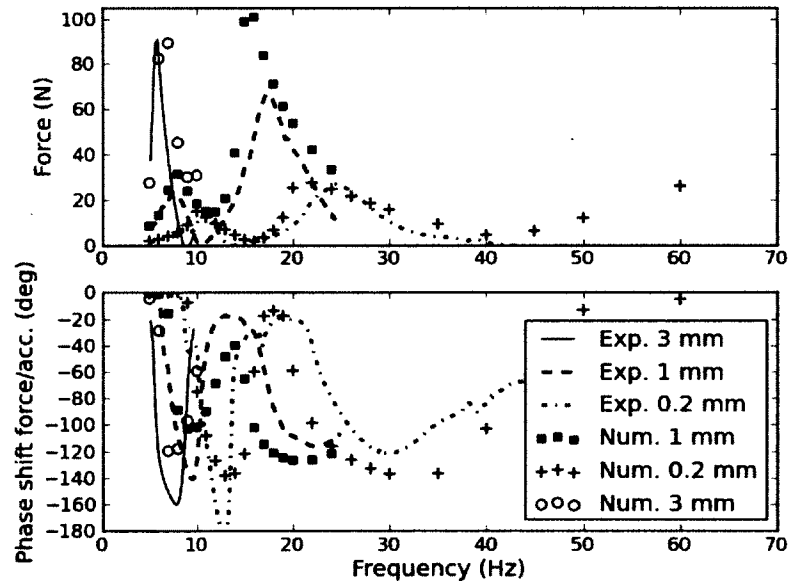


Figure 5.13 Force and phase shift versus frequency for Stockbridge damper

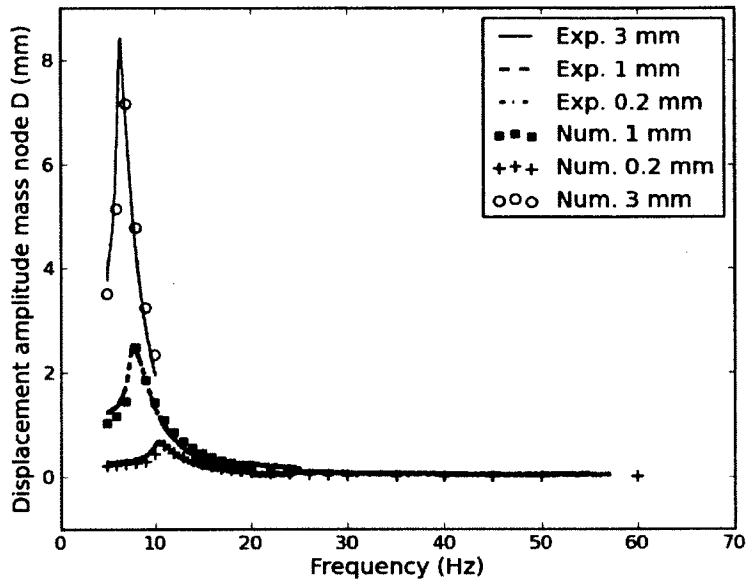


Figure 5.14 Displacement of mass at node D for H-Q damper

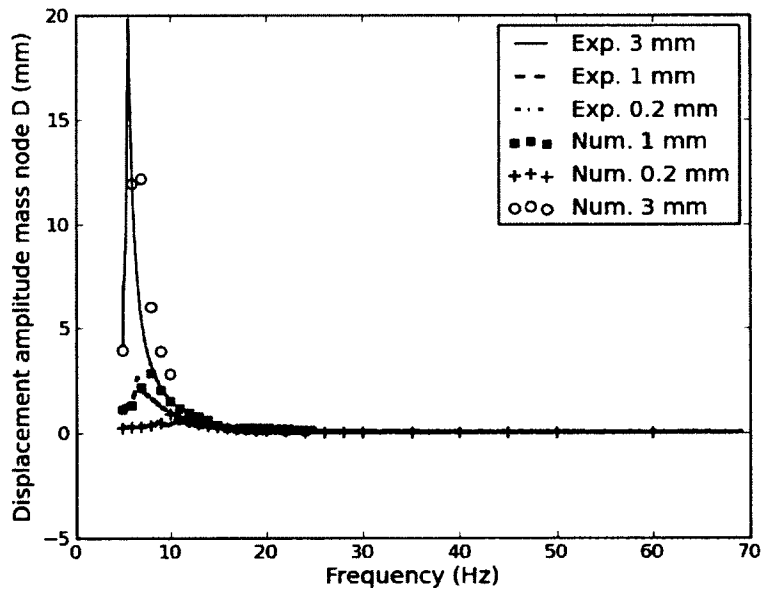


Figure 5.15 Displacement of mass at node D for Stockbridge damper

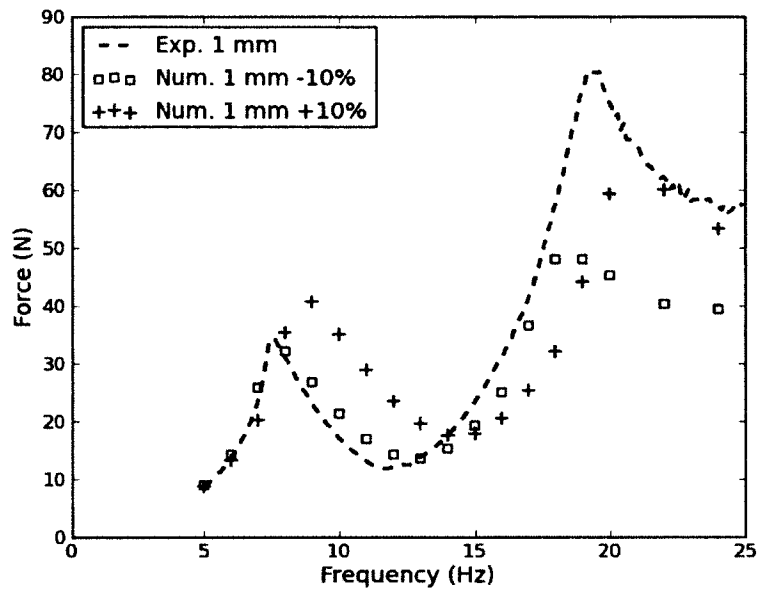


Figure 5.16 Force versus frequency for modified H-Q damper

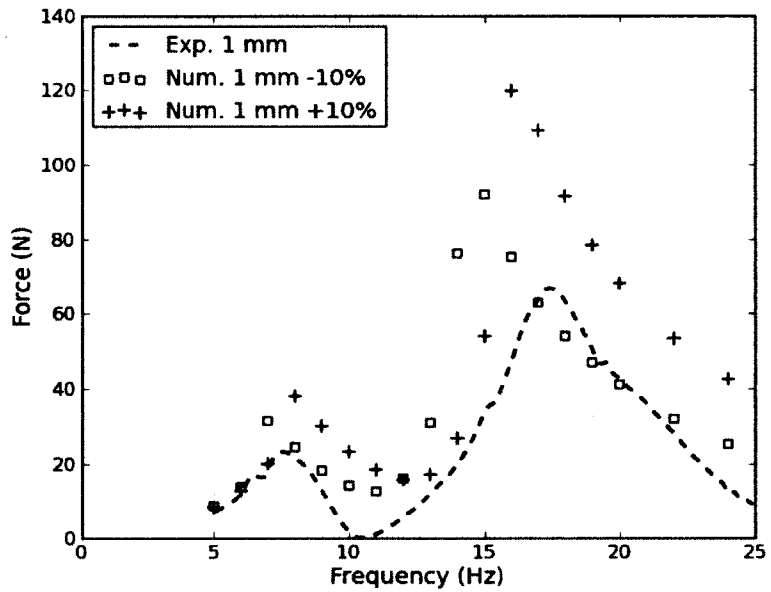


Figure 5.17 Force versus frequency for modified Stockbridge damper

Overall, considering the level of variation between specimens, the precision obtained with the numerical model is judged more than satisfactory.

5.7 Conclusion

Two types of transmission line dampers were successfully modelled in a finite element software with a direct time integration scheme that will allow its inclusion into a non-linear cable model for vibrations. Knowing the mass and geometry properties of the damper and performing simple characterization tests to evaluate its stiffness and damping properties, it is possible to develop a non-linear model that predicts well the dynamic behaviour of the damper for all excitation frequencies and displacement amplitudes. Having this type of model for the damper is a powerful tool to optimize dampers and its positioning on conductor spans when combined with the cable vibration model explained in Part II.

The parameter identification in this study was done manually and the models may be further improved by developing more systematic parameter identification methods. A parameter identification method using optimization techniques is currently developed. Also, testing a greater number of specimens with both type of experiments presented in this study would allow to know better the statistical distribution of damper properties.

CHAPITRE 6

MODÉLISATION DU CONDUCTEUR ET DE L'AMORTISSEUR

6.1 Avant-propos

Auteurs et affiliation

- Sébastien Langlois : étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil.
- Frédéric Légeron : professeur titulaire, Université de Sherbrooke, Faculté de génie, Département de génie civil.

Titre anglais

Prediction of aeolian vibration on transmission line conductors using a non-linear time history model-Part II : Conductor and damper model

Titre français

Prédiction des vibrations éoliennes sur les conducteurs de lignes aériennes de transport d'énergie avec un modèle non linéaire temporel- Partie II : Modèle de l'amortisseur et du conducteur.

État de l'acceptation

Soumis le 16 janvier 2013.

Revue

IEEE Transactions on Power Delivery

Résumé

Plusieurs outils numériques ont été développés pour prédire le niveau de vibrations éoliennes sur une portée amortie de conducteur de ligne aérienne. Dans la partie I de cette étude, des modèles non linéaires temporels pour deux types d'amortisseur ont été développés. Dans cet article, un modèle pour le système complet conducteur-amortisseur est présenté. Lorsque combiné avec des équations empiriques pour la puissance induite par

le vent et l'auto-amortissement des conducteurs, et en utilisant le principe de balance d'énergie, le modèle temporel résolu par intégration directe proposé permet de prédire les amplitudes de vibration d'une portée avec amortisseur. Les amplitudes prédites par le modèle se comparent bien à des mesures expérimentales disponibles dans la littérature. Parce que l'amortisseur est modélisé à partir de ses propriétés mécaniques de géométrie, masse, rigidité et amortissement, l'optimisation du système conducteur-amortisseur peut être faite facilement, sans essais expérimentaux additionnels. Une étude de sensibilité est faite pour démontrer les capacités du modèle.

Abstract

Various numerical tools have been developed to predict the level of aeolian vibrations for a damped span of transmission line conductor. In part I of this study, non-linear time history models of two types of transmission line dampers were developed. In this paper, a model for the complete conductor-damper system is presented. When combined with empirical equations for wind power input and conductor self-damping using the Energy Balance Principle, the direct integration time history model proposed allow predicting the vibration amplitudes expected on a damped span. The amplitudes predicted by the model compare well to experimental data sets available in the literature. Because the damper is modelled from its mechanical properties of geometry, mass, stiffness and damping, the optimization of a conductor-damper system can be done easily with this model, without additional experimental tests. A sensitivity analysis is done to demonstrate the capabilities of the model.

6.2 Introduction

Vortex shedding in the wake of transmission line conductors cause them to vibrate in light steady wind conditions. This phenomenon is often called aeolian vibrations and may cause fretting fatigue failure at or near the location of clamped devices (suspension clamps, dampers, spacers, etc.). One common mitigation measure is to use vibration dampers to reduce vibrations levels and thus improve transmission lines reliability and service life.

Many numerical tools have been developed to predict the level of vibration amplitudes of the conductor-damper system. Most of them use the Energy Balance Principle (EBP) [EPRI, 2006; CIGRÉ, 1986] that states that the maximum amplitude of vibration expected for a conductor is the one for which the power imparted by the wind is equal to the power dissipated by the conductor itself and by the damper. The wind power as a function of vibration amplitude can be evaluated by tests in a wind tunnel. For the evaluation of the power dissipated, two main options are available. First, the damper can be installed on a laboratory test span excited with a sinusoidal point force to evaluate both the power dissipated by the conductor and the damper. A standard methodology for these tests is presented in a IEC standard [IEC, 1998]. A large number of tests is required to obtain all combinations of conductor type, conductor tension, damper model, and damper position. A second method is to evaluate the power dissipated by the conductor and the damper separately. This second method is the one used by five groups of researchers in a CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b] where their prediction is compared to a set of field recordings of vibrations. In this method, the conductor self-damping is evaluated by vibration tests on a laboratory test span or, as proposed by Noiseux [1992], by a generalized law based on a large number of experimental tests. The power dissipated by the damper can be calculated from a transfer function (for example force versus clamp velocity) as obtained on a shaker. To make the link between the maximum vibration amplitude of the conductor and the amplitude of vibration at the clamp of the damper, an analytical or numerical method is required. For all researchers that participated in the CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b], a mathematical wave propagation model for a cable and damper similar to the one presented by Ervik [1981] is used to predict the conductor-damper interaction. The main advantage of this method is to reduce the number of experimental tests required. However, as mentioned in the CIGRE benchmark, this analytical method induces additional uncertainties in the prediction of vibration amplitudes. It would be interesting to develop a method that better reproduce the conductor-damper interaction while limiting the number of experimental tests required.

On the other hand, a promising approach for the prediction of aeolian vibrations is the use of a time history analysis. Diana *et al.* [1993] and Manenti *et al.* [2007] have developed a time history analysis method that models the wind input with the help of non-linear oscillators in the time domain. In Manenti *et al.* [2007], they identify that two further developments are required to transform the time domain approach into an industrial design tool : the introduction of self-damping in the model and the development of time history models for vibration dampers. With this approach, the EBP could be avoided altogether.

The objective of this paper is to develop a conductor-damper model for the prediction of aeolian vibrations that, while still using the EBP, evaluates the power dissipation of the damper by a non-linear time history model of the conductor-damper system. This numerical model aims at reproducing the behaviour of a laboratory span equipped with a damper for all vibration amplitudes and frequencies. This way, the conductor-damper interaction can be accurately modelled while still limiting the number of experimental tests. The power introduced by the wind and the power dissipated by the conductor are evaluated based on the work of other authors and the vibration amplitudes are evaluated with the EBP. A direct integration time history (as opposed to a modal approach) model undergoing vibrations is selected to model correctly the non-linearities of the system, in particular the stiffness and damping properties of the dampers. The geometric non-linearity of the cable is also included in the model.

To perform such a time history modelling of the conductor-damper system, an accurate model of the damper first needs to be developed. In the companion paper, a non-linear finite element model was developed and validated for two types of transmission line dampers : Stockbridge and Hydro-Québec.

This paper presents first the general method for the evaluation of vibration amplitudes. Second, detailed hypotheses for the evaluation of damper power dissipation, conductor self-damping, and wind power input are given. Finally, comparisons are made between the results of the current analysis, the data of three sets of field recordings of aeolian vibrations, and the predictions of the models of other researchers published in the CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b].

6.3 Calculation Method

This section presents the general procedure to calculate numerically the power dissipated by the damper and then evaluate the vibration amplitudes using the EBP.

The open source finite element software Code Aster version 10.3 [EDF, 2012] was used in this study. The analysis is based on the one presented in an earlier contribution [Langlois *et al.*, 2010] which described the modelling of a vibrating conductor. In order to predict the non-linear response of the conductor-damper system, a direct time integration method is used. The integration scheme selected is Newmark-beta with $\beta = 0.25$ and $\alpha = 0.5$, therefore avoiding numerical damping. The time step of the analysis is 1×10^{-3} second.

Based on the conclusions of an earlier contribution [Langlois *et al.*, 2011], the bending stiffness is considered to be constant with curvature and is equal to 50 % of the maximum theoretical bending stiffness EI_{max} as defined in the work of Papailiou [1997]. This definition of EI_{max} considers the effect of the lay angle on the bending stiffness. The damper model is composed of beam and spring elements as defined in the companion paper.

The numerical model aims at reproducing the results of a laboratory test span. The sketch presented in Fig. 6.1 illustrates this model. The length of the laboratory span L modelled is 63.15 m to match the length of the IREQ laboratory span which was used by Guérard *et al.* [2009a] to validate a model for a vibrating conductor. Each mesh subdivision has a length of approximately 215 mm except at the span end and around the damper clamp where they are 8.9 mm long in order to correctly evaluate the bending amplitudes Y_b defined at 89 mm from the damper or insulator clamp. A sinusoidal excitation force in the vertical direction of amplitude F and circular frequency ω is applied at 0.5 m from the left end of the span. The damper is fixed rigidly at a certain distance x_d from the right end. All displacements and rotations are set to be equal for the clamp node of the damper and one node of the damper which is identified as the damper attachment point. Both translation and rotation are fixed at the span ends to model the rigid boundary conditions recommended for this type of test by IEC standard 61897 [IEC, 1998].

When reproducing tests on a laboratory span as proposed by IEC standard 61897 [IEC, 1998], it is supposed that the energy dissipation at a given amplitude y_{max} on a relatively short span will be the same as the energy dissipation for a complete transmission line span. This hypothesis also applies to the present study. As shown by Dhotarad *et al.* [1978] with an analytical study, this hypothesis is correct because the ratio of damper clamp amplitude to maximum antinode amplitude does not vary significantly with span length. This was also verified with the present model using a span length of 100 m. A shorter span length could possibly be used for the numerical model because unlike on the experimental test bench, there is no uncertainty on the boundary conditions. However, it was convenient here to match the length of the IREQ laboratory span from which some conductor vibration test data is available [Guérard *et al.*, 2009b].

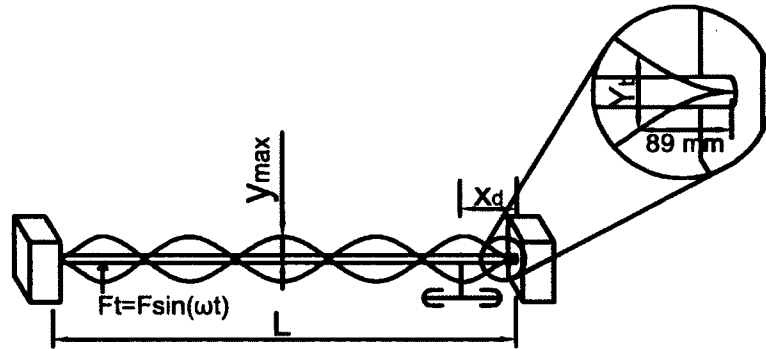


Figure 6.1 Sketch of the numerical model.

IEC standard 61897 [IEC, 1998] specifies that the test must be performed at a number of tunable resonance frequencies. To identify these frequencies, the conductor and damper model is first submitted to a frequency sweep excitation with force amplitude 100 N. The frequency sweep has a rate of 0.8 octaves per minute. To reduce the calculation time, the sweep is actually divided into seven parts : 4 to 5 Hz, 5 to 7 Hz, 7 to 10 Hz, 10 to 15 Hz, 15 to 22 Hz, 22 to 33 Hz and 33 to 51 Hz. In order to avoid transient effects that could make the identification of peak frequencies difficult, the damping ratio affected is equal to a relatively high value of 0.5 % calculated with Rayleigh damping for both limit frequencies of each segment of the sweep calculation. The frequencies identified as resonant frequencies are those for which a peak is identified in the displacement amplitude signal at the excitation point. An example of resonance frequency identification is shown in Fig. 6.2. It was verified that the hypotheses on both the force amplitude and the conductor damping did not have a significant effect on the values of the resonance frequencies obtained with this method. These frequencies allow to obtain adequately the resonance of the system in the range of displacement amplitude of interest in this study.

Once the resonance frequencies are identified, the second part of the calculation concerns the evaluation of the power dissipated by the damper. To start with, a force of amplitude 100 N is applied to the cable at each resonance frequency. The time history is run over a period of 12 seconds to ensure that a steady state is obtained. The damping ratio imposed through Rayleigh damping is equal to 0.05 %. This low level of damping is of the same order of magnitude as the damping normally observed in conductors. Here, however, this low value is used so that it does not affect the deformed shape of the conductor. Because the power dissipated by the damper is calculated directly at the damper clamp, the conductor

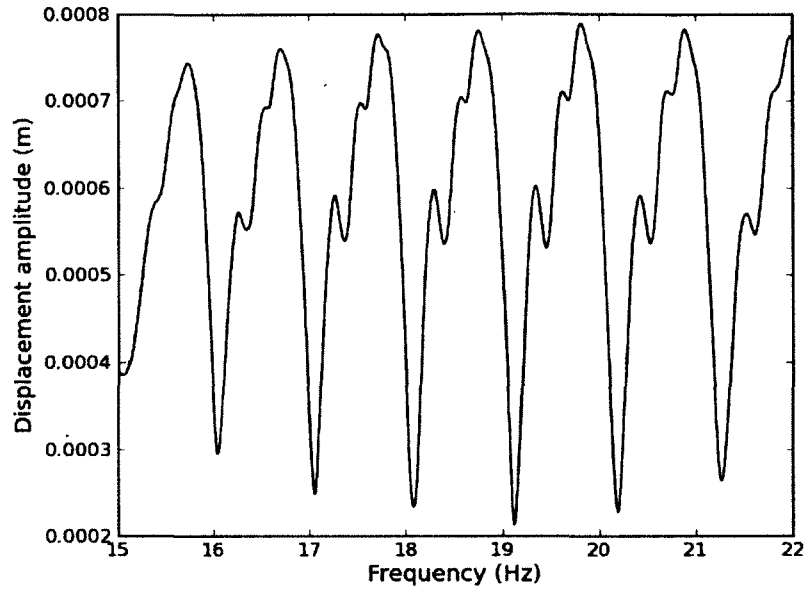


Figure 6.2 Displacement amplitude versus frequency for the identification of resonance frequencies.

damping is not evaluated at this point. It will be evaluated with an empirical law as explained in the next section. At the end of the time history, and within the same file of Code Aster command, the displacements and forces along the conductor are extracted for the last second of the time history. This allows to calculate the following parameters :

- Maximum 0-peak antinode displacement y_{max} ;
- Bending amplitude Y_b at 89 mm from the right end and at 89 mm on each side of the damper clamp ;
- Power dissipated P_d by the damper.

The bending amplitude is preferred to the bending strain as proposed by IEC 61897 because it is evaluated more directly. The power dissipated by the damper is the addition of the average area enclosed in the force-displacement or moment-rotation hysteresis at the damper clamp for vertical displacement, horizontal displacement and rotation around the out-of-plane axis. These parameters are obtained for an arbitrary force of 100 N, and therefore do not necessarily correspond to realistic vibrations. Hence, the power dissipated by the damper P_d is compared to empirical functions for the power introduced by the wind per unit length P_{wL} and the power dissipated by the conductor per unit length P_{cL} with

the following equation :

$$P_{wL}(f, y_{max})L_s = P_{cL}(f, y_{max})L_s + P_d; \quad (6.1)$$

where L_s is the span length considered. If the equation is not satisfied within an error margin of 1%, the current analysis is deleted and a new 12 seconds time history is calculated with a new force amplitude force F . This new force amplitude is evaluated with the secant method, a simple root-finding algorithm that uses the previous two iterations. This process is done within the original file of Code Aster command using a script programmed for this purpose. The loop proceeds until equation 6.1 is satisfied or up to a time limit of 30 h. It was found that calculations past this time limit did not allow to converge towards a correct amplitude. In most cases, the force applied then becomes very small, and even for the resulting small amplitudes, the power dissipated calculated is still higher than the power input. To avoid to jump directly to small applied forces, the force amplitude cannot change by more than 20 % from one iteration to another. This ensures that an area of convergence is not missed. The procedure is repeated for all resonance frequencies identified previously.

6.4 Detailed Calculation Hypotheses

Now that the general calculation procedure is defined, the detailed hypotheses are given for all three components of the EBP method : (i) damper power dissipation, (ii) conductor self-damping, and (iii) wind power input.

6.4.1 Damper power dissipation

The power dissipation is calculated from the numerical model with the procedure described above. Two dampers are considered in this study : one Stockbridge damper and one Hydro-Québec damper. The Stockbridge damper considered is the one used in the CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b]. In that work, three specimens of the same model were studied. A fourth specimen of the same model was used for the field test. The total mass of these dampers is approximately 11.8 kg. As shown in Fig. 6.3 to Fig. 6.5, the transfer functions of these dampers varied significantly from one specimen to another. The transfer function calculated from the model of damper developed for the present study is also shown in these figures. It is seen that this transfer function represents relatively well the dynamic behaviour of that type of damper for all clamp amplitudes of velocity considering the variability of the results from one specimen to another. It is this type of damper that

was used for both damped span data sets 1 and 2 that will be used for comparison below (see Table 6.1). Mass and geometry properties for this damper were known in details. The damping and stiffness properties of the damper model were identified by starting from the 6.6 kg Stockbridge damper model developed in Part I. The stiffness properties were scaled by a unique factor to obtain the best match with the transfer functions of Fig. 6.3 to Fig. 6.5. Hence, knowing its transfer functions and its mass and geometry properties, it is possible to obtain a non-linear numerical model of a Stockbridge damper. This provides an interesting alternative to the characterization tests shown in Part I.

The Hydro-Québec damper considered in this paper is the same as the one for which a numerical model was developed in the companion paper. Its total mass is 7.4 kg.

6.4.2 Conductor self-damping

For conductor self-damping, the following empirical law was used [CEA, 1996] :

$$P_{cL} = \eta_{ff} \omega E; \quad (6.2)$$

$$\eta_{ff} = 2.23 \times 10^{-4} \frac{D^2}{35.6} (S_{al} \times 10^{-7})^{-2.76} y_{rms}^{0.44} f^{2.63}; \quad (6.3)$$

$$E = \frac{m\omega^2}{4} y_{max}^2. \quad (6.4)$$

In the equations above, η_{ff} is the loss factor in the free field, E is the average kinetic energy stored in a one meter length segment of a vibrating cable, D is the conductor diameter in mm, S_{al} is the stress in the aluminium wires in N/m², y_{rms} is the root-mean-square amplitude of displacement in meters supposed equal to $y_{max}/3.5$ for random vibrations, and m is the mass per unit length in kg/m. This set of equations is valid for ACSR conductors. This empirical law is actually a more recent version of the similitude laws of Noiseux [1992]. Although it is adapted to random vibrations and the calculation of P_d was done for a sinusoidal excitation, these equations were preferred over other similar equations because they did not involve the evaluation of a factor of proportionality which is a difficult task with the limited experimental data available in the literature for conductor self-damping. Moreover, fairly similar results were obtained using the original laws of Noiseux [1992] with the factor of proportionality evaluated with the data found in [EPRI, 2006] for a ACSR Bersfort conductor.

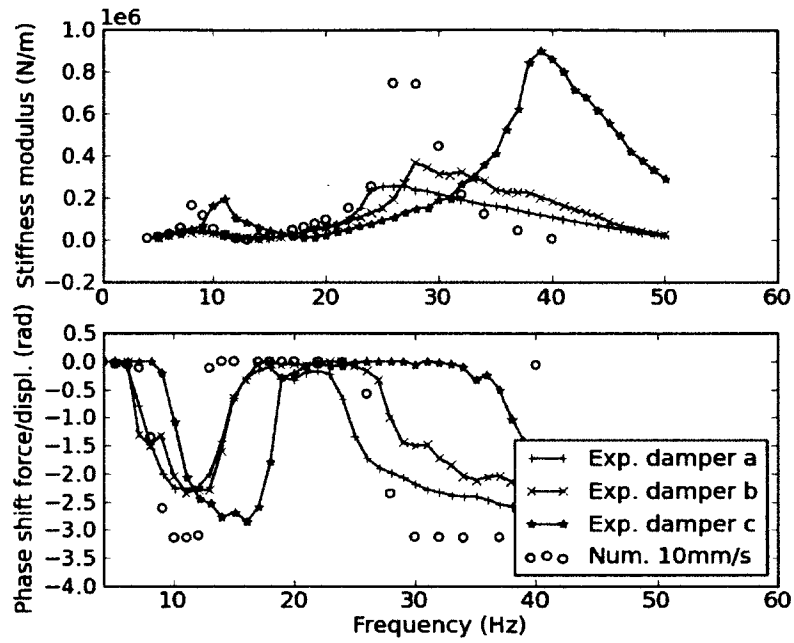


Figure 6.3 Transfer function of Stockbridge dampers at amplitude of velocity 10 mm/s.

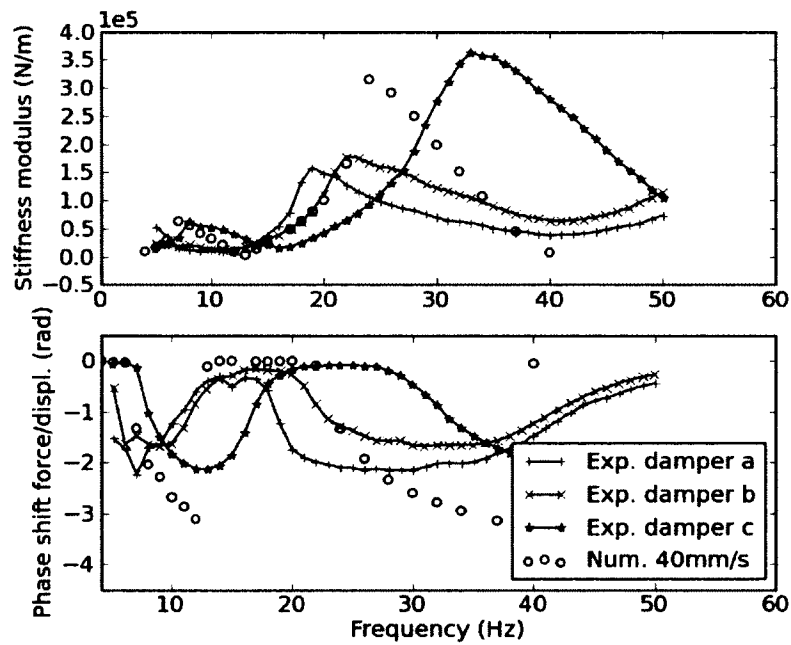


Figure 6.4 Transfer function of Stockbridge dampers at amplitude of velocity 40 mm/s.

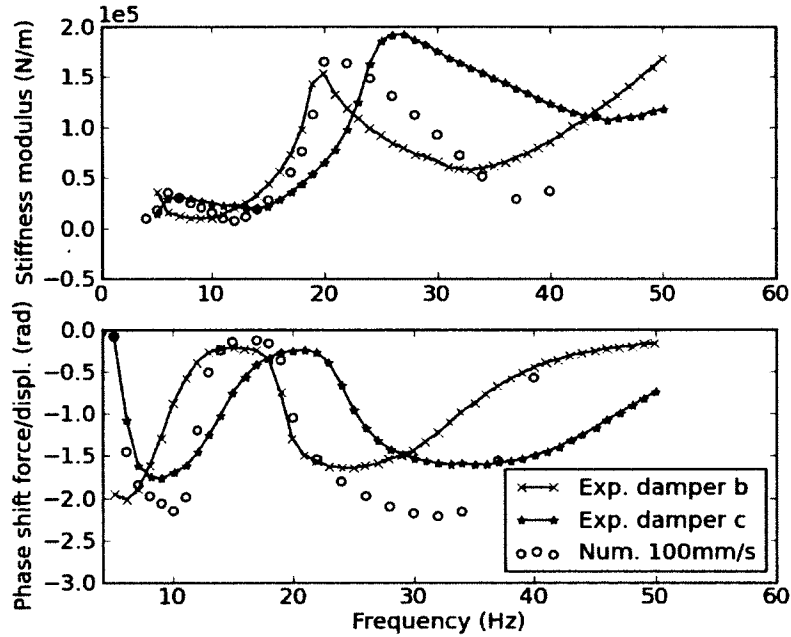


Figure 6.5 Transfer function of Stockbridge dampers at amplitude of velocity 100 mm/s.

6.4.3 Wind power input

The wind tunnel data from different researchers shows a larger scatter, therefore many hypotheses were considered for the power introduced by the wind. First, the hypothesis called here "Laneville" is obtained directly from the experimental data of Brika et Laneville [1996]. The following polynomial expression was fitted to the points reported by EPRI [2006] :

$$P_{cL} = 0.04 - 0.2472\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^1 + 128.19\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^2 - 225.47\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^3. \quad (6.5)$$

A second hypothesis (Rawlins) is also a polynomial fit of wind tunnel data presented by EPRI [2006] and originating from the work of Rawlins [1983] :

$$P_{cL} = -0.0688 + 6.4922\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^1 + 109.92\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^2 - 227.33\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^3 + 126.72\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^4. \quad (6.6)$$

The third hypothesis (Diana) is obtained from the work of Diana *et al.* [1979] who modified original wind tunnel data to account for turbulence. The curve for a surface drag coefficient k of 0.005 which corresponds to open terrain is selected. Again a polynomial fit is used :

$$\begin{aligned}
 P_{cL} = & 0.0219 - 0.6739\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^1 + 106.08\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^2 \\
 & -109.23\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^3 - 129.39\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^4 \\
 & +643.45\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^5 - 579.63\left(\frac{y_{max}}{D}\right)^6.
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

For these three hypotheses, the data is extrapolated up to a value of y_{max}/D equal to one by assuming a constant power input past the experimental point of highest relative amplitude. The power input is simply assumed to be zero for y_{max}/D greater than one because it is generally accepted that the amplitude of aeolian vibrations observed in the field is limited to that value [EPRI, 2006].

All three hypotheses are shown as a function of displacement amplitude in Fig. 6.6. The dispersion of power input is relatively important, especially for small amplitudes as shown in Fig. 6.7. For example, at a relative amplitude of 0.03, which corresponds to a 1 mm value of y_{max} for a ACSR Bersfort conductor, the power input heavily depends on the hypothesis selected but also on the quality of the polynomial curve that is fitted through the experimental points. This is probably one of the reason that explains the large scatter in the results obtained by the various researchers in the CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b] in this range of low amplitude.

6.5 Prediction of experimental results

6.5.1 Span without damper

To evaluate the hypotheses for wind power input and conductor self-damping, the amplitude with respect to frequency was predicted for a span without damper and compared to experimental data from a CEA report [CEA, 1996]. Fig. 6.8 shows this comparison for a span with a ACSR Bersfort conductor with horizontal tension H equal to 20% of the rated tensile strength (RTS). With all three hypotheses for wind power input P_w , the predicted amplitudes compare fairly well to the measured data. Comparisons were made with similar results at horizontal tensions of 25% and 30% of RTS. It must be noted that the vibration amplitudes predicted for the undamped span are much larger than those expected for the damped span. Hence, for smaller amplitudes of vibrations encountered in damped span,

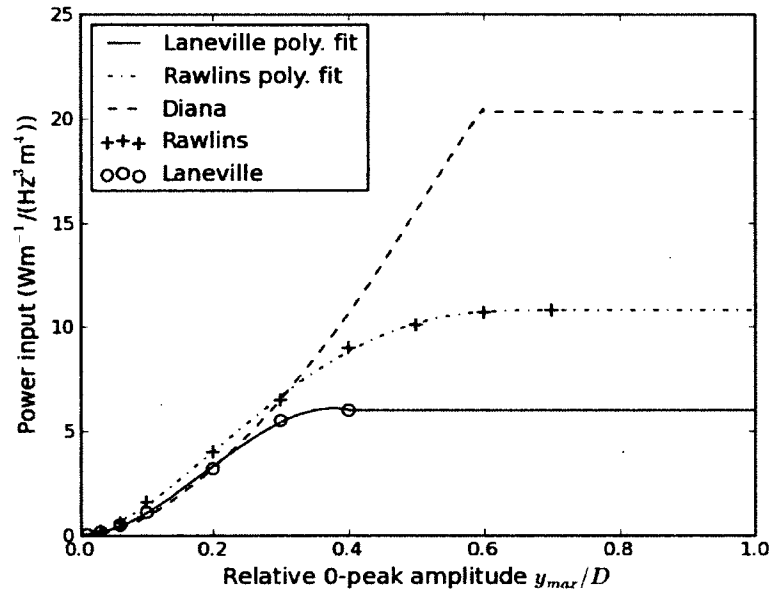


Figure 6.6 Wind power input as a function of relative amplitude of displacement.

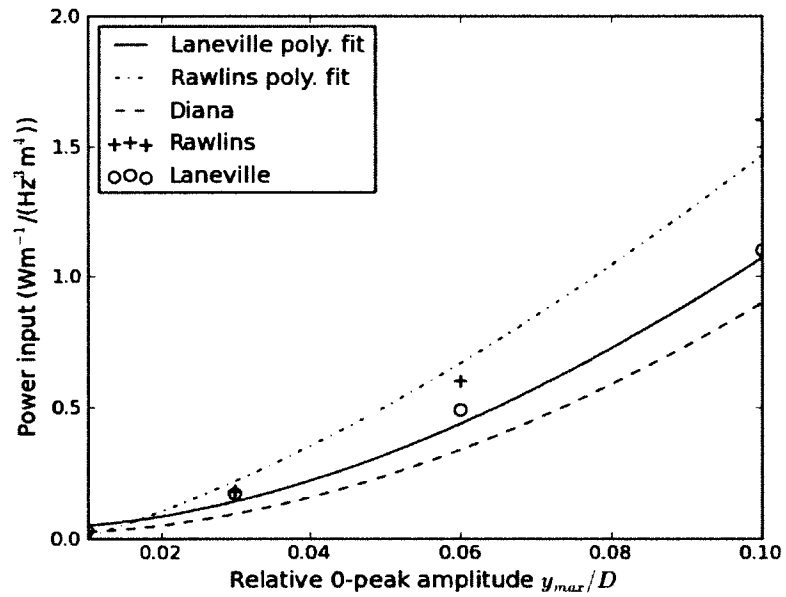


Figure 6.7 Wind power input at small relative amplitudes of displacement.

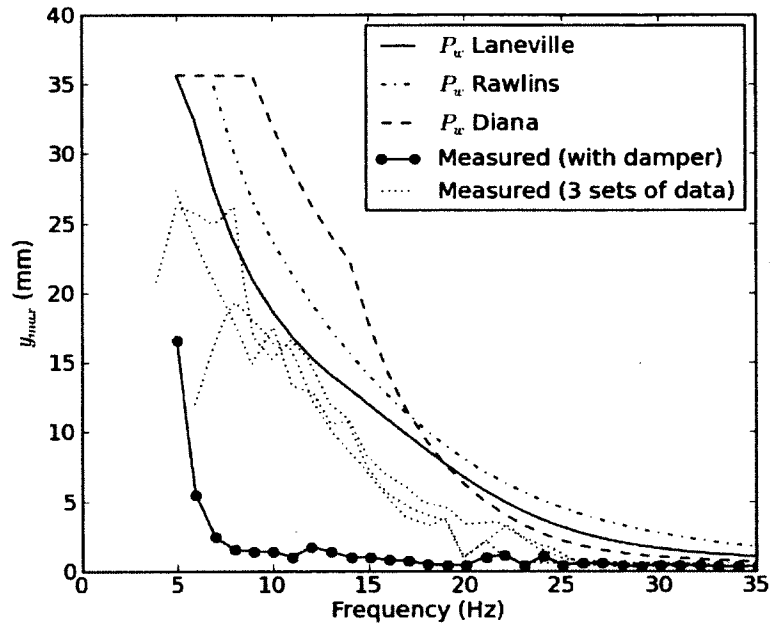


Figure 6.8 Amplitude of vibration without damper for $H = 20\%$ RTS.

the scatter between the results for different wind power input hypotheses is expected to be relatively larger based on the observations made earlier from Fig. 6.7.

The measured vibration amplitudes for the complete data set 1 (see Table 6.1) obtained on a damped span is also shown in Fig. 6.8 for comparison even though it originates from a different experimental line where the intensity of turbulence is larger. It shows that the damper has a major influence on the vibrations amplitudes observed.

6.5.2 Span with damper

Three sets of field data were found in the literature for the measurement of vibration amplitudes on a damped span. The properties of these sets of data are summarized in Table 6.1. They come from three different references, but they were all measured on the IREQ experimental line. This line is briefly described in Van Dyke *et al.* [2001].

The first set of data is given in the CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b]. In this article, five groups of researchers attempt to reproduce the experimental data for a damped span with a Stockbridge damper with their respective models. Among them, two models have similar hypotheses in terms of wind power input as what is presented in this paper : model 1 which takes the wind power input from the work of Diana *et al.* [1979] considering an intensity

Tableau 6.1 Properties of damped span amplitude data sets

Set number	1	2	3
Reference	[CEA, 1996]	[CIGRE, 2005b]	[Van Dyke <i>et al.</i> , 2001]
Conductor type	ACSR Berfort	ACSR Berfort	ACSR Condor
Diameter (mm)	35.6	35.6	27.8
Linear mass (kg/m)	2.37	2.37	1.52
RTS (kN)	180.1	180.1	127.0
H (% of RTS)	20	24.21	28
Span length (m)	450	425	450
Damper type	Stockbridge	Stockbridge	H-Q
x_d	1.7	1.5	1.4
Number of damper	1	1	2
Amplitude parameter	y_{max}	y_{max}	Y_b

of turbulence of 15%, and model 5 after the work of Hagedorn [1982] who evaluates the wind power input from the wind tunnel data of Rawlins [1983] directly without considering turbulence.

Fig. 6.9 shows a good agreement between the measured data set 1 and the model presented here. The model did not converge for frequencies below 8 Hz where the amplitudes measured are important (up to around 16 mm). It must be noted that no model in the CIGRE benchmark reproduce such level of amplitudes. Aside from the convergence problems, it is unlikely that the current model could predict such high amplitudes because it is based on similar hypotheses for power input.

In Fig. 6.10 and 6.11, where the current model is compared to models from the CIGRE benchmark with similar wind power input hypotheses, it is observed that the current model predicts results that are consistently closer to the measured data.

For the data set 2, the results in Fig. 6.12 shows that the model predicts smaller vibration amplitudes for all hypotheses of P_w .

Finally, the results for data set 3, with the Hydro-Québec damper, are shown in Fig. 6.13. The results, which are expressed in terms of bending amplitude Y_b , can predict well the experimental results except again for frequencies below 8 Hz. It must be noted that the measured data that was provided is the maximum value of Y_b measured either at the suspension clamps or around the dampers. Van Dyke *et al.* [2001] mention that the maximum value was most often observed at the suspension clamp, whereas in the current model, the maximum bending amplitude is mostly located around the damper. The constant bending stiffness hypothesis may explain this difference.

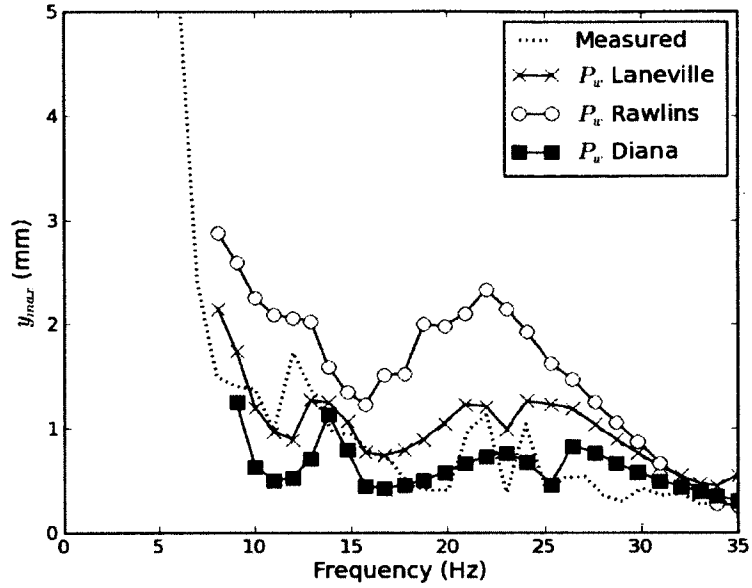


Figure 6.9 Comparison of current model with experimental data set number 1.

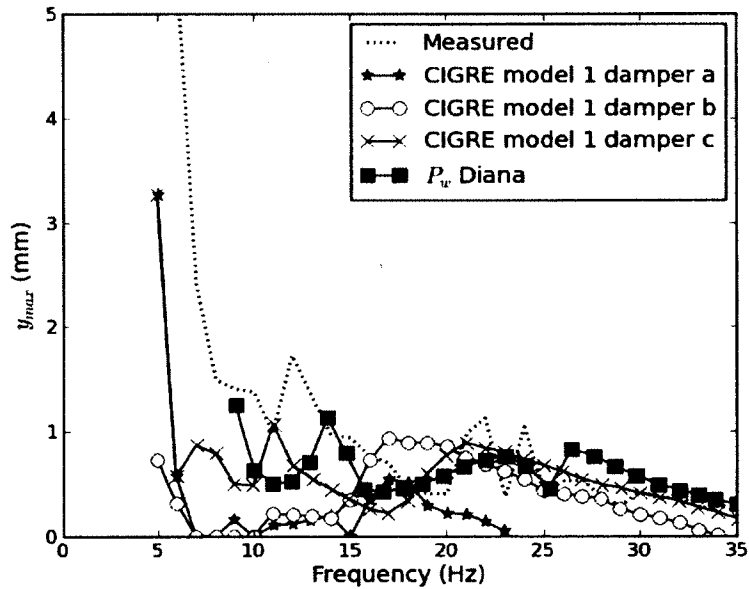


Figure 6.10 Comparison of current model with experimental data set number 1 and CIGRE model 1.

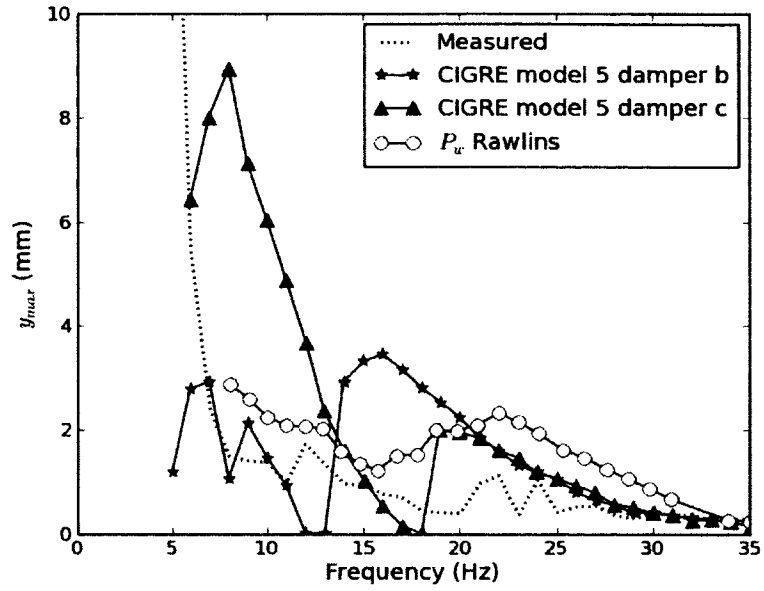


Figure 6.11 Comparison of current model with experimental data set number 1 and CIGRE model 5.

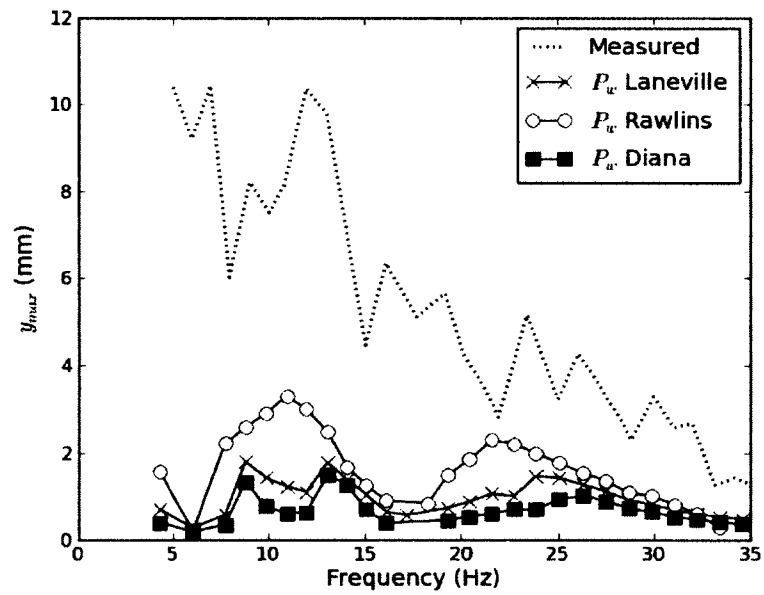


Figure 6.12 Comparison of current model with experimental data set number 2.

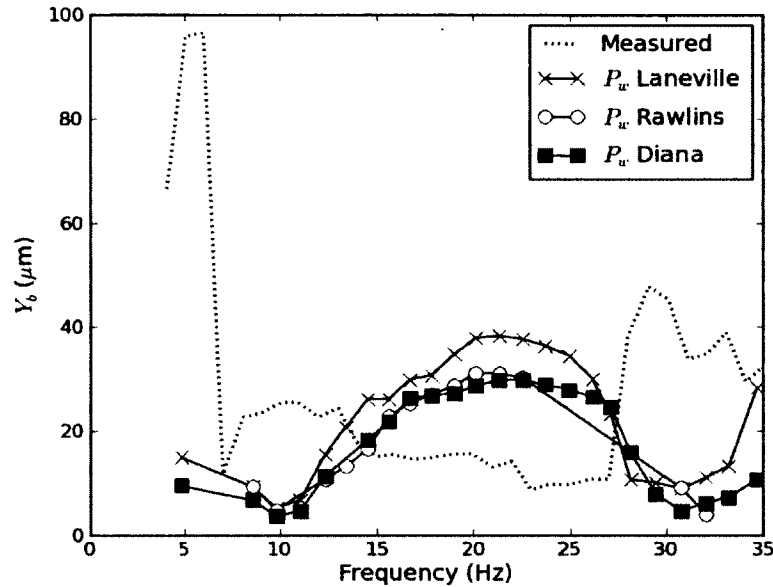


Figure 6.13 Comparison of current model with experimental data set number 3.

Overall, the model predicts well the amplitudes of vibrations in the range 8 to 35 Hz considering the uncertainty on the wind power input. It can be used as a substitute to other classical EBP models. For aeolian vibrations below 8 Hz, more work is required to explain why EBP models cannot predict the high amplitudes measured experimentally.

6.5.3 Sensitivity to damper properties and position

In order to verify how sensitive the model results are to damper properties and position, additional tests shown in Fig. 6.14 to 6.16 were performed. Firstly, all the non-linear stiffness parameters and the limiting moments were multiplied by a common factor k_s equal to 0.75 and 1.25, hence modifying the global stiffness and damping properties of the damper model. These factors represent a variation that is considerably larger than what was observed in Part I but is slightly smaller than the variation observed for the Stockbridge damper for which the transfer functions are shown in Fig. 6.3 to 6.5. These transfer functions were used by the various researchers participating in the CIGRE benchmark [CIGRÉ, 2005b]. One objective of this sensitivity test was to verify if the variation of the stiffness and damping observed experimentally on supposedly identical specimens have a significant effect

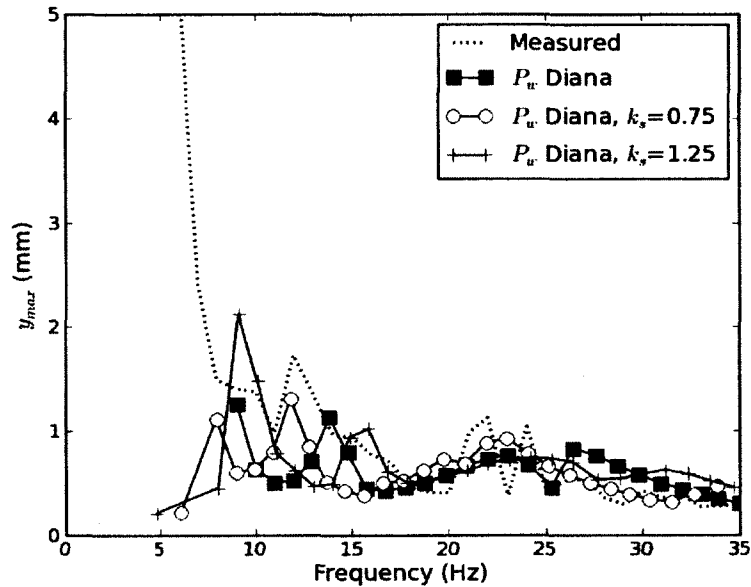


Figure 6.14 Evaluation of sensitivity of the current model to damper stiffness properties.

on the predicted vibration amplitudes. As shown in Fig. 6.14, the model predictions are not very sensitive to this parameter.

Second, the mass and mass moment of inertia of all components of the damper model were multiplied by a factor k_m of 0.5 and 1.5. Fig. 6.15 shows that the amplitudes predicted are not sensitive to the mass of the damper. It may be interesting to study further the efficiency of lighter models of dampers which may reduce the local stresses around the damper clamp.

Finally, the distance x_d between the suspension clamp and the damper was modified from the original value of 1.7 m to 1.0 and 2.5 m. The model is more sensitive to this parameter. It can be seen in Fig. 6.16 that in the range of frequency 10 to 15 Hz, the predicted value of y_{max} increases significantly when x_d is equal to 1.0 m. The position of the damper is therefore an important parameter that the model presented in this study would allow to optimize for a given system because the model can integrate the conductor-damper interaction in a realistic manner.

As it can be noted in this sensitivity analysis, because the damper model is based on the mechanical properties of the damper and not directly on its transfer function, it is easy to

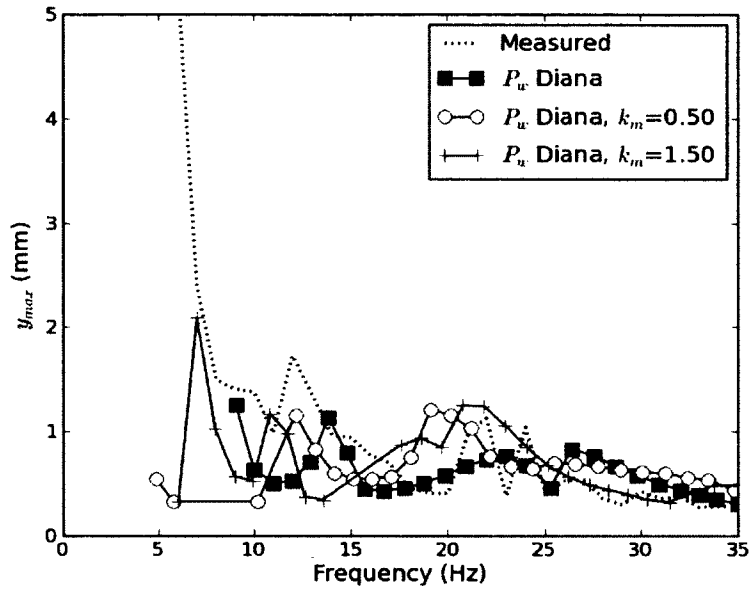


Figure 6.15 Evaluation of sensitivity of the current model to damper mass properties.

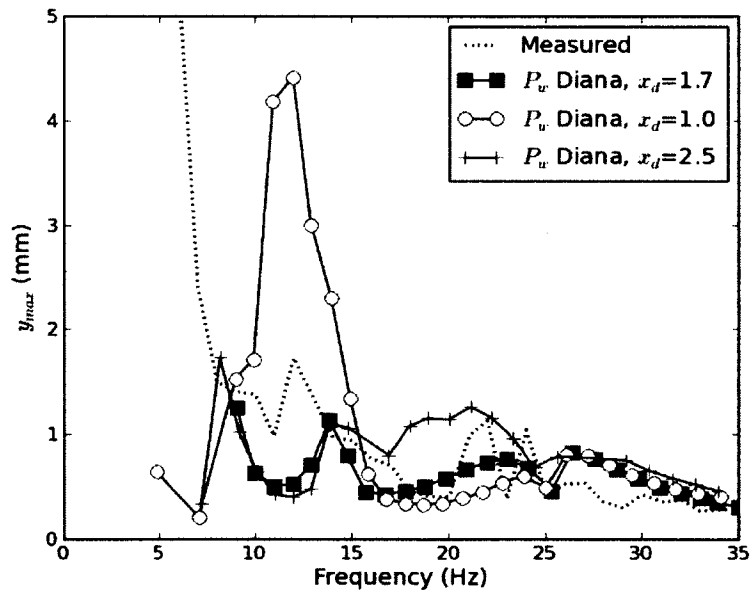


Figure 6.16 Evaluation of sensitivity of the current model to damper position.

optimize the damper without additional experimental tests. This is a major advantage of the type of model presented.

6.6 Conclusion

An alternative model that uses the EBP method for the prediction of aeolian vibrations on transmission line conductors was presented. The following conclusions can be drawn from this study :

- The model compares well to the measured data on damped spans for the range of frequency 8 to 35 Hz ;
- Because it is based on the mechanical properties of the damper, the model allow to optimize the damper properties and position without additional experimental tests.
- Large vibration amplitudes below 8 Hz are measured experimentally which cannot be reproduced by EBP models ;
- The results are sensitive to the hypothesis of wind power input and work is required to better define this parameter in wind tunnels, especially for small vibration amplitudes ;

The use of a non-linear time history analysis allows to model accurately the conductor-damper interaction while avoiding long and costly experimental tests. This approach is promising for developing efficiently a new generation of transmission line vibration dampers. To do so, the numerical model could be further improved and validated with experimental data from laboratory spans equipped with a damper. This type of data with details on the power dissipated by the damper, the deformed shape of the conductor near the clamp, the maximum displacement amplitude of the conductor, and the displacement amplitude at the damper clamp is not currently available in the literature.

Furthermore, this study is a major step towards a complete time history method for the prediction of aeolian vibrations including multi-modal wind excitation, conductor self-damping and realistic transmission line boundary conditions. This approach would better represent the mechanical behaviour of the conductor-damper system than the current EBP methods.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

Ce document présente un projet de recherche visant à développer une nouvelle approche pour la prédiction des vibrations éoliennes des conducteurs et de l'effet des amortisseurs de vibrations en particulier. Pour ce faire, les efforts ont surtout été orientés vers une modélisation réaliste de la déformée d'un conducteur et d'un amortisseur en vibration. Ceci demande de bien représenter la rigidité de flexion du conducteur ainsi que la rigidité (en translation et en rotation) et les mécanismes de dissipation d'énergie de l'amortisseur.

Un modèle par éléments finis d'un conducteur seul en vibration résolu par intégration temporelle directe a d'abord été développé. Ensuite, des modèles théoriques de rigidité variable ont été intégrés au modèle du conducteur pour étudier l'influence de la rigidité de flexion sur la déformée du conducteur en vibration. Comme une rigidité de flexion constante et égale à 50% de la rigidité de flexion maximale théorique (EI_{max}) est jugée adéquate pour la modélisation du conducteur, c'est cette valeur qui a été utilisée pour la suite du projet. Ensuite, des modèles non linéaires pour deux types d'amortisseur de vibrations (Stockbridge et Hydro-Québec) ont été développés et validés expérimentalement. Finalement, les modèles d'amortisseur ont été intégrés au modèle de conducteur et un nouvel outil de prédiction des vibrations éoliennes basé sur le principe de balance d'énergie (PBE) a été développé.

Voici une liste des conclusions découlant de ce projet de recherche :

- Le modèle théorique de rigidité de flexion variable de Paradis et Legeron [2011] représente une amélioration par rapport au modèle de Papailiou [1997] pour la prédiction de la déformée d'un câble en vibration.
- Supposer une rigidité de flexion constante égale à 50% de la rigidité de flexion maximale théorique (EI_{max}) permet de connaître de façon suffisamment précise la déformée du conducteur et il n'y a pas de gain significatif à utiliser les modèles de rigidité variable développés jusqu'à présent pour l'étude des vibrations éoliennes.
- En partant des propriétés de masse, géométrie, rigidité et amortissement mesurées expérimentalement par des essais de caractérisation simples, il est possible de développer un modèle d'amortisseur qui reproduit son comportement dynamique en vibration sur une grande gamme de fréquences et d'amplitudes.

- Le modèle complet de prédiction des vibrations permet de bien reproduire les amplitudes de vibration mesurées sur une ligne expérimentale, en particulier dans la gamme 8 à 35 Hz.
- Les grandes amplitudes de vibration observées expérimentalement en dessous de 8 Hz ne semblent pas pouvoir être reproduites par les modèles suivant le PBE avec les données disponibles dans la littérature.
- Le modèle complet de prédiction des vibrations est sensible aux hypothèses de puissance éolienne sélectionnées.
- Un modèle non linéaire dynamique du système conducteur-amortisseur permet de prédire, à partir de très peu ou pas d'essais expérimentaux supplémentaires, les vibrations pour plusieurs combinaisons de paramètres du système (masse, rigidité et position de l'amortisseur).

Voici finalement une liste des sujets qui demandent à être approfondis en fonction des résultats de la présente recherche :

- Du travail théorique pour améliorer les lois de comportement de rigidité variable ainsi qu'une meilleure validation en statique de ces lois est nécessaire avant de les intégrer avec plus de succès dans un modèle dynamique pour la prédiction de la déformée d'un câble en vibration.
- L'identification manuelle des paramètres du modèle d'amortisseur est présentement relativement longue. Une méthode plus systématique utilisant des techniques d'optimisation devrait être mise en place.
- Étant donné la variabilité des caractéristiques de rigidité et d'amortissement des amortisseurs, une meilleure caractérisation statistique de ces propriétés devrait être réalisée.
- Une meilleure évaluation en soufflerie de la puissance induite par le vent est nécessaire, en particulier à faibles amplitudes. Il serait de plus intéressant de valider expérimentalement l'effet de la turbulence du vent et de faire l'étude de l'effet de la corrélation spatiale du vent sur la puissance éolienne.

Le modèle numérique développé pourrait devenir un élément central d'une méthode d'analyse temporelle pour la prédiction des vibrations éoliennes sans avoir recours au PBE. Un tel modèle devrait intégrer l'auto-amortissement des conducteurs, l'excitation éolienne ainsi que des conditions limites représentatives d'une portée de ligne aérienne. Globale-

ment, l'avantage d'une méthode temporelle est de pouvoir intégrer facilement diverses propriétés non linéaires du système dans l'analyse. La méthode temporelle permet l'évaluation plus précise de la déformée du conducteur en vibration et pourrait donc fournir davantage d'informations pour l'étude du comportement en fatigue de divers systèmes pince-conducteur-amortisseur. Elle permet aussi d'étudier de façon précise l'effet du positionnement des amortisseurs sur la portée. De plus, plusieurs caractéristiques de l'excitation éolienne comme la turbulence et l'excitation multi-mode pourraient être intégrées avec une modélisation temporelle. Finalement, une méthode temporelle permet la modélisation précise du comportement d'un amortisseur sans avoir recours à une quantité importante d'essais expérimentaux. Cette méthode pourrait être utilisée pour développer efficacement une nouvelle génération d'amortisseurs.

ANNEXE A

FICHIERS DE COMMANDE CODE ASTER

Cette annexe présente brièvement l'ensemble des fichiers de commande et de maillage Code Aster qui sont disponibles sur demande auprès de l'auteur.

- Les fichiers .comm, .export et .med pour le modèle d'un conducteur Drake, tension horizontale de 15 % de la charge de rupture nominale (CRN), amplitude de flexion $Y_b=0.3$, rigidité variable de Paradis et Legeron [2011].
- Les fichiers .comm, .export et .med pour un essai de réponse dynamique d'un amortisseur Hydro-Québec, amplitude de déplacement 3 mm, fréquence d'excitation 5 Hz.
- Les fichiers .comm, .export et .med pour un essai de réponse dynamique d'un amortisseur Stockbridge, amplitude de déplacement 3 mm, fréquence d'excitation 5 Hz.
- Les fichiers .comm, .export et .med pour la prédiction de l'amplitude de vibrations d'un conducteur Bersfort avec un amortisseur Stockbridge, tension horizontale de 24.21% de la CRN, fréquence d'excitation 9.06 Hz, hypothèse de puissance éolienne de Diana *et al.* [1979].

LISTE DES RÉFÉRENCES

- Barbieri, N., de Souza Jr., O. H. et Barbieri, R. (2004) Dynamical analysis of transmission line cables : part 2, damping estimation. *Mechanical Systems and Signal Processing*, volume 18, n° 3, p. 671–681.
- Barbieri, R., Barbieri, N. et de Souza Jnr., O. H. (2008) Dynamical analysis of transmission line cables : part 3 nonlinear theory. *Mechanical Systems and Signal Processing*, volume 22, n° 4, p. 992–1007.
- Bathe, K. J. (1996) *Finite element procedures*. Prentice Hall, USA, 1037 p.
- Bishop, R. E. D. et Hassan, A. Y. (1964a) The lift and drag forces on a circular cylinder in a flowing fluid. *Proceedings of the Royal Society of London : Series A, Mathematical and Physical Sciences*, volume 277, n° 1368, p. 32–50.
- Bishop, R. E. D. et Hassan, A. Y. (1964b) The lift and drag forces on a circular cylinder oscillating in a flowing fluid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, volume 277, n° 1368, p. 51–75.
- Brika, D. et Laneville, A. (1993) Vortex-induced vibrations of a long flexible circular. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 250, p. 481–508.
- Brika, D. et Laneville, A. (1996) A laboratory investigation of the aeolian power imparted to a conductor using a flexible circular cylinder. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 11, n° 2, p. 1145–1152.
- CableCAD (2004) Structural Solutions, Waipahu, Hawaii 96797.
- Cardou, A. (2006) Taut helical strand bending stiffness. *UFTscience I/2006*. <http://www.umformtechnik.net/rub/UTFscience/124/UTF+2006/145/archiv/1/2006>.
- Cardou, A. et Jolicoeur, C. (1997) Mechanical models of helical strands. *Applied Mechanics Reviews*, volume 50, n° 1, p. 1–14.
- CEA (1988) *Development of Improved Analytical Models for Vibrating Conductor-Damper Systems*. Rapport technique No. 132 T 242, 288 p.
- CEA (1996) *Modelling of Single Conductor-Damper System Response - Volume 1 : Theoretical and Validation Manual*. Rapport technique No. 372 T 823, 161 p.
- CEI (1998) *Lignes aériennes - Exigences et essais applicables aux amortisseurs de vibrations éoliennes Stockbridge*. Norme Internationale CEI 61897, 54 p.
- CEI (2003) *Critères de conception des lignes aériennes de transport*. Norme Internationale CEI 60826, 242 p.
- CIGRÉ (1986) Rapport sur les vibrations éoliennes. *Electra*, volume 124, p. 41–77.
- CIGRÉ (1998) Modélisation des vibrations éoliennes des conducteurs simples : évaluation de la technologie. *Electra*, volume 181, n° Décembre, p. 52–69.

- CIGRÉ (2005a) *Overhead Conductor Safe Design Tension with Respect to Aeolian Vibrations*. Technical Brochure 273, CIGRÉ.
- CIGRÉ (2005b) Modelling of aeolian vibration of a single conductor plus damper : assessment of technology. *Electra*, volume 223, n° December, p. 28–36.
- Claren, R. et Diana, G. (1969a) Dynamic strain distribution on loaded stranded cables. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-88, n° 11, p. 1678–1690.
- Claren, R. et Diana, G. (1969b) Mathematical analysis of transmission line vibration. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-88, n° 12, p. 1741–1771.
- Cook, R. D., Malkus, D. S., Plesha, M. E. et Witt, R. J. (2002) *Concepts and Applications of Finite Element Analysis*, 4^e édition. John Wiley & Sons Inc, 719 p.
- Costello, G. A. (1990) *Theory of Wire Rope*. Springer-Verlag, New York, USA, 106 p.
- Dastous, J.-B. (2005) Nonlinear finite-element analysis of stranded conductors with variable bending stiffness using the tangent stiffness method. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 20, n° 1, p. 328–338.
- Den Hartog, J. (1956) *Mechanical vibrations*, 4^e édition. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, USA, 436 p.
- Desai, Y. M., Yu, P., Popplewell, N. et Shah, A. H. (1995) Finite element modelling of transmission line galloping. *Computers and Structures*, volume 57, n° 3, p. 407–20.
- Dhotarad, M. S., Ganesan, N. et Rao, B. V. A. (10/22 1978) Transmission line vibration with 4r dampers. *Journal of Sound and Vibration*, volume 60, n° 4, p. 604–606.
- Diana, G., Cheli, F., Fossati, F. et Manenti, A. (1993) Aeolian vibrations of overhead transmission lines : computation in turbulence conditions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 46-47, p. 639–648.
- Diana, G. et Falco, M. (1971) On the forces transmitted to a vibrating cylinder by a blowing fluid : experimental study and analysis of the phenomenon. *Meccanica*, volume 6, n° 1, p. 9–22.
- Diana, G., Giacomo, G. D. et Claren, R. (1979) An approach to vortex shedding under turbulent air flow on a single vibrating cylinder. Dans *IEEE 1979 Power Engineering Society Summer Meeting, New York, NY, USA, July 15-20 1979*.
- Diana, G., Manenti, A., Belloli, M., Muggiasca, S., Brousseau, P., Peyrard, C. et Relun, N. (2009) Modeling of aeolian vibrations of overhead line conductors with wind speed variations along and across the span. Dans *Eight International Symposium on Cable Dynamics, Paris, France, September 20-23 2009*.
- Diana, G., Manenti, A., Pirotta, C. et Zuin, A. (2003) Stockbridge-type damper effectiveness evaluation : part 2, the influence of the impedance matrix terms on the energy dissipated. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 18, n° 4, p. 1470–1477.

- EDF (2012) *Code Aster*. <http://www.code-aster.org>.
- EPRI (2006) *Transmission Line Reference Book : Wind-Induced Conductor Motion*. Electrical Power Research Institute, Palo Alto, CA, USA.
- Ervik, M. (1981) Vibration damping on long fjord crossings : theoretical investigations. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-100, n° 4, p. 2149–2158.
- Farquharson, F. B. et McHugh, R. E. (1956) Wind tunnel investigation of conductor vibration with use of rigid models. *Power Apparatus and Systems, Part III. Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, volume 75, n° 3, p. 871–878.
- Feng, C. C. (1968) *The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders*. Mémoire de maîtrise, University of British Columbia, Vancouver, B.C., Canada, 87 p.
- Foata, M. et Noiseux, D. (1991) Computer analysis of the effects of asymmetries of a two-conductor bundle upon its aeolian vibration. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 6, n° 3, p. 1132–1138.
- Godard, B., Guérard, S. et Lilien, J.-L. (2011) Original real-time observations of aeolian vibrations on power-line conductors. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 26, n° 4, p. 2111–2117.
- Goto, H. et Buckley, D. H. (1985) The influence of water vapour in air on the friction behaviour of pure metals during fretting. *Tribology international*, volume 18, n° 4, p. 237–245.
- Guerard, S., Godard, B. et Lilien, J.-L. (2011) Aeolian vibrations on power-line conductors, evaluation of actual self damping. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 26, n° 4, p. 2118 – 22.
- Guérard, S., Lilien, J. L. et Van Dyke, P. (2009a) Vibrations of a short span, comparison between modelization and measurements performed on a laboratory test span. Dans *Eight International Symposium on Cable Dynamics, Paris, France, September 20-23 2009*.
- Guérard, S., Van Dyke, P. et Lilien, J. L. (2009b) Evaluation of power line cable fatigue parameters based on measurements on a laboratory cable test span. Dans *Eight International Symposium on Cable Dynamics, Paris, France, September 20-23 2009*.
- Hagedorn, P. (1982) On the computation of damped wind-excited vibrations of overhead transmission lines. *Journal of Sound and Vibration*, volume 83, n° 2, p. 253–271.
- Hagedorn, P. et Gutzer, U. (1996) On the mechanical hysteresis and bending stiffness of conductors and cables. Dans *Proceedings of the 6th International Offshore and Polar Engineering Conference, Los Angeles, CA, USA, May 26-31 1996*. p. 175–181.

- Hardy, C. (1990) Analysis of self-damping characteristics of stranded cables in transverse vibrations. Dans *CSME Mechanical Engineering Forum, Toronto, ON, Canada, June 7 1990*.
- Hardy, C. et Leblond, A. (2003) On the dynamic flexural rigidity of taut stranded cables. Dans *Fifth International Symposium on Cable Dynamics, Santa-Margherita Ligure, Italy, September 15-18 2003*. p. 45–52.
- Hartlen, R. T. et Currie, I. G. (1970) Lift-oscillator model of vortex-induced vibration. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers : Journal of the Engineering Mechanics Division*, volume 96, p. 577–591.
- Hong, K.-J., Der Kiureghian, A. et Sackman, J. L. (2005) Bending behavior of helically wrapped cables. *ASCE Journal of Engineering Mechanics*, volume 131, n° 5, p. 500–511.
- Hélix (2009) *Hélix Uniformé Ltée*. <http://www.helix-uni.ca>.
- IEC (1998) *Overhead Lines - Requirements and Tests for Stockbridge Type Aeolian Vibration Dampers*. International Standard 61987, International Electrotechnical Commission, 45 p.
- IEEE (1978) *Guide on Conductor Self-Damping Measurements*. IEEE Std 563, IEEE Power Engineering Society, 17 p.
- IEEE (1993) *Guide for the Laboratory Measurements of the Power Dissipation Characteristics of Aeolian Vibration Damper for Single Conductor*. IEEE Std. 664, IEEE Power Engineering Society, 23 p.
- Irvine, H. M. (1981) *Cables structures*. MIT Press, USA, 259 p.
- Iwan, W. D. (1975) Vortex induced oscillation of elastic structural elements. *Journal of Engineering for Industry, Transactions of the ASME*, volume 97, n° 4, p. 1378–1382.
- Jiang, W. G., Yao, M. S. et Walton, J. M. (1999) Concise finite element model for simple straight wire rope strand. *International Journal of Mechanical Sciences*, volume 41, n° 2, p. 143–161.
- Langlois, S., Lévesque, F. et Legeron, F. (2010) Time history finite element modelling of a vibrating transmission line conductor. Dans *3rd Symposium on the Mechanics of Slender Structures*. San Sebastian, Spain, July 21-23.
- Langlois, S., Lévesque, F. et Legeron, F. (2011) Finite element model of vibrating overhead conductors with variable bending stiffness. Dans *Ninth International Symposium on Cable Dynamics*. Shanghai, China, October 18-20, p. 127–134.
- Lanteigne, J. (1985) Theoretical estimation of the response of helically armored cables to tension, torsion, and bending. *Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics*, volume 52, n° 2, p. 423–32.
- Leblond, A. (1995) *Modèle probabiliste des vibrations éoliennes de portée de conducteur simple*. Thèse de doctorat, Université Laval, 394 p.

- Leblond, A. et Hardy, C. (1999) On the estimation of a 2×2 complex stiffness matrix of symmetric stockbridge type dampers. Dans *Third international symposium on cable dynamics, Trondheim, Norway, August 1999*.
- Leblond, A. et Hardy, C. (2000) Assessment of safe design tension with regard to aeolian vibrations of single overhead conductors. Dans *Proc. of the ESMO 2000 Conference*. Montreal, Canada, October 8-12, p. 202–208.
- LeClair, R. A. (1989) Upper bound to mechanical power transmission losses in wire rope. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 115, n° 9, p. 2011–2019.
- Leghzaoui, O. (1995) *Fatigue à petits débattements des fils d'aluminium de conducteurs électriques aériens*. Mémoire de maîtrise, Département de génie mécanique, Université Laval.
- Lemaitre, J., Chaboche, J.-L., Benallal, A. et Desmorat, R. (2009) *Mécanique des Matériaux Solides*, 3^e édition. Dunod, Paris, 577 p.
- Lévesque, F., Goudreau, S., Langlois, S. et Legeron, F. (2011) Experimental study of dynamic bending stiffness of acsr drake overhead conductor. Dans *Ninth International Symposium on Cable Dynamics*. Shanghai, China, October 18-20, p. 173–180.
- Liu, X. et Knapp, R. H. (2005) Cable vibration considering internal friction. Dans *15th International Offshore and Polar Engineering Conference, Seoul, Republic of Korea, June 19-24 2005*. p. 213–219.
- Lu, M. L. et Chan, J. K. (2007) An efficient algorithm for aeolian vibration of single conductor with multiple dampers. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 22, n° 3, p. 1822–1829.
- Manenti, A., Resta, F., Belloli, M. et Muggiasca, S. (2007) Aeolian vibrations of overhead transmission lines : a comparison among time and frequency domain. Dans *7th International Symposium on Cable Dynamics, Vienna, Austria, December 10-13 2007*.
- Markiewicz, M. (1995) Optimum dynamic characteristics of stockbridge dampers for dead-end spans. *Journal of Sound and Vibration*, volume 188, n° 2, p. 243–256.
- McConnell, K. G. et Zemke, W. P. (1980) The measurement of flexural stiffness of multistranded electrical conductors while under tension. *Experimental Mechanics*, volume 20, n° 6, p. 198–204.
- McGill, P. B. et Ramey, G. E. (1986) Effect of suspension clamp geometry on transmission line fatigue. *Journal of Energy Engineering*, volume 112, n° 3, p. 168–184.
- Mehrabi, A. B. et Tabatabai, H. (1998) Unified finite difference formulation for free vibration of cables. *Journal of structural engineering*, volume 124, n° 11, p. 1313–1322.
- Meynen, S., Verma, H., Hagedorn, P. et Schafer, M. (2005) On the numerical simulation of vortex-induced vibrations of oscillating conductors. *Journal of Fluids and Structures*, volume 21, n° 1, p. 41–48.

- Ni, Y. Q., Ko, J. M. et Zheng, G. (2002) Dynamic analysis of large-diameter sagged cables taking into account flexural rigidity. *Journal of Sound and Vibration*, volume 257, n° 2, p. 301–319.
- Noiseux, D. U. (1992) Similarity laws of the internal damping of stranded cables in transverse vibrations. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 7, n° 3, p. 1574–1581.
- Noiseux, D. U., Houle, S. et Beauchemin, R. (1988) Transformation of wind tunnel data on aeolian vibrations for application to random conductor vibrations in a turbulent wind. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 3, n° 1, p. 265–271.
- Oliveira, A. R. E. et Freire, D. G. (1994) Dynamical modelling and analysis of aeolian vibrations of single conductors. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 9, n° 3, p. 1685–1693.
- Papailiou, K. O. (1997) On the bending stiffness of transmission line conductors. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 12, n° 4, p. 1576–1588.
- Paradis, J.-P. H. et Legeron, F. (2011) Modelling of the free bending behavior of a multilayer cable taking into account the tangential compliance of contact interfaces. Dans *Ninth International Symposium on Cable Dynamics*. Shanghai, China, October 18-20, p. 95–102.
- Paultre, P. (2005) *Dynamique des structures : application aux ouvrages de génie civil*. Hermes, Paris, France, 702 p.
- Pivovarov, I. et Vinogradov, O. (1987) One application of bouc's model for non-linear hysteresis. *Journal of Sound and Vibration*, volume 118, n° 2, p. 209–216.
- Poffenberger, J. C. et Swart, R. L. (1965) Differential displacement and dynamic conductor strain. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-84, p. 281–289.
- Ramey, G. E. (1981) *Conductor Fatigue Life Research*. Rapport technique EL-1946, Research Projet 1278-1.
- Ramey, G. E. (1987) *Conductor Fatigue Life Research, Aeolian Vibration of Transmission Lines*. Rapport technique EL-4744, Research Projet 1278-1.
- Ramey, G. E. et Townsend, J. S. (1981) Effects of clamps on fatigue of ACSR conductors. *Journal of the Energy Division, Proceedings of the ASCE*, volume 107, n° 1, p. 103–119.
- Rao, S. S. (1995) *Mechanical Vibrations*, 3^e édition. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, MA, USA, 912 p.
- Raouf, M. et Huang, Y. P. (1991) Upper-bound prediction of cable damping under cyclic bending. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 117, n° 12, p. 2729–2747.
- Rawlins, C. B. (1983) Wind tunnel measurements of the power imparted to a model of a vibrating conductor. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, volume PAS-102, n° 4, p. 936–971.

- Sarpkaya, T. (1979) Vortex-induced oscillations. *Journal of Applied Mechanics*, volume 46, p. 241–256.
- Sauter, D. et Hagedorn, P. (2002) On the hysteresis of wire cables in stockbridge dampers. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, volume 37, n° 8, p. 1453–1459.
- Scanlan, R. H. et Swart, R. L. (1968) Bending stiffness and strain in stranded cables. Dans *IEEE Winter Power Meeting, New York, N.Y., USA, January 1968*.
- Schmidt, J. T., Biedenbach, G. et Krispin, H. J. (1997) Laboratory measurement of the power dissipation characteristics of aeolian vibration dampers. *IEEE Transactions on Power Delivery*, volume 12, n° 4, p. 1614–1618.
- Seppa, T. O. (1971) Self-damping measurements and energy balance of ACSR drake. Dans *IEEE Winter Power Meeting, New York, USA, paper 71-CP-161-PWR*.
- Simiu, E. et Scanlan, R. H. (1996) *Wind effects on structures : fundamentals and applications to design*, 3^e édition. John Wiley & Sons Inc., New York, USA, 688 p.
- Skop, R. A. et Griffin, O. M. (1975) On a theory for the vortex-excited oscillations of flexible cylindrical structures. *Journal of Sound and Vibration*, volume 41, n° 3, p. 263–274.
- Skop, R. A. et Luo, G. (2001) An inverse-direct method for predicting the vortex-induced vibrations of cylinders in uniform and nonuniform flows. *Journal of Fluids and Structures*, volume 15, p. 867–884.
- Stockbridge, G. (1925) Overcoming vibration in transmission cables. *Electrical World*, volume 86, n° 26, p. 1304–1305.
- Van Dyke, P., Hardy, C., St-Louis, M. et Gardes, J. L. (1996) Comparative field tests of various practices for the control of wind-induced conductor motion. Dans *Proceedings of Transmission and Distribution Conference and Exposition, New York, NY, USA, September 15-20 1996*. p. 346–351.
- Van Dyke, P., Havard, D. et Laneville, A. (2008) Effect of ice and snow on the dynamics of transmission line conductors. Dans Farzaneh, M. (réd.), *Atmospheric Icing of Power Network*, chapitre 5. Springer Science+Business Media B.V., p. 171–228.
- Van Dyke, P. et Paquette, R. (2000) *Amortisseur pour câble aérien*. Brevet CA 2274402, Hydro-Québec, Canada.
- Van Dyke, P., Paquette, R. et St-Louis, M. (2001) Design and test of a new aeolian vibration damper. Dans *Fourth International Symposium on Cable Dynamics, Montreal, Canada, May 2001*.
- Varney, T. (1926) Notes on the vibration of transmission-line conductors. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, volume XLV, p. 791–795.
- Vecchiarelli, J., Currie, I. G. et Havard, D. G. (2000) Computational analysis of aeolian conductor vibration with a stockbridge-type damper. *Journal of Fluids and Structures*, volume 14, n° 4, p. 489–509.

- Wagner, H., Ramamurti, V., Sastry, R. V. R. et Hartmann, K. (1973) Dynamics of stock-bridge dampers. *Journal of Sound and Vibration*, volume 30, n° 2, p. 207–220.
- Wang, H. Q., Miao, J. C., Luo, J. H., Huang, F. et Wang, L. G. (1997) Free vibration of long-span transmission line conductors with dampers. *Journal of Sound and Vibration*, volume 208, n° 4, p. 501–516.
- Williamson, C. H. K. et Roshko, A. (1988) Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, volume 2, n° 4, p. 355–381.
- Zhu, Z. H. et Meguid, S. A. (2007) Nonlinear FE-based investigation of flexural damping of slacking wire cables. *International Journal of Solids and Structures*, volume 44, n° 16, p. 5122–5132.