ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

CONFIDENTIEL

MINES ParisTech

Ecole doctorale n° 398 : Géosciences et Ressources Naturelles

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

L'École Nationale Supérieure des Mines de Paris

Spécialité "Technique et économie de l'exploitation du sous-sol"

confidentielle jusqu'au 19 avril 2017

présentée et soutenue publiquement par

Dhaker EZZEDDINE

le 19 avril 2013

MODELISATION DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE D'UN TRAIN DE TIGES DE FORAGE PETROLIER : APPLICATION AUX VIBRATIONS LATERALES

Directeur de thèse : **Michel TIJANI**

Co-encadrement de la thèse : **Hedi SELLAMI**

Jury

M. Alain MILLARD, Professeur, Ecole Polytechnique	Rapporteur
M. Noël CHALLAMEL, Professeur, Université de Bretagne Sud	Rapporteur
M. Jean-Michel SAVIGNAT, Docteur, Nederlandse Aardolie Maatschappij, Pays-Bas	Examinateur
M. Christophe URBANCZYK, Ingénieur, TOTAL Pau	Examinateur
M. Hedi SELLAMI, Directeur de Recherches, MINES ParisTech	Examinateur
M. Michel TIJANI, Directeur de Recherches, MINES ParisTech	Examinateur

MINES ParisTech
Centre de Géosciences
35, Rue Saint Honoré 77305 Fontainebleau
France

T H E S E

Résumé

Les vibrations des systèmes de forage pétrolier sont à l'origine de nombreux dysfonctionnements (ruptures des tiges par une fatigue accélérée, réduction des performances, endommagement des outils de mesures, endommagement des parois du puits, etc.). Face à la complexité des puits forés aujourd'hui, la maîtrise des vibrations des systèmes de forage est plus que jamais un enjeu majeur dans la réussite économique d'un projet pétrolier. Durant l'opération de forage, les tiges en rotation entrent en interaction avec les parois du puits (tubage et/ou formation) et encaissent dans certains cas des vibrations sévères. On distingue généralement trois modes de vibrations suivant le plan de leur occurrence: axiales, latérales et de torsion. Nous nous intéressons dans ce mémoire qu'aux vibrations latérales des tiges de forage.

Si les vibrations latérales ont fait l'objet de nombreuses études dans le passé, il reste néanmoins des axes d'amélioration possible, tant sur la compréhension des phénomènes (contact garniture-puits par exemple) que sur la recherche de méthodes numériques permettant de réduire les temps de calcul. Dans le cadre de cette thèse, un modèle a été développé pour étudier les vibrations latérales des garnitures de forage dans des forages à trajectoires complexes. Ce modèle permet de prédire les vibrations latérales des tiges pour des paramètres opératoires donnés (vitesse de rotation, poids sur l'outil de forage). Un modèle numérique en éléments finis a été développé pour résoudre les équations du mouvement et analyser ainsi la sensibilité des vibrations aux paramètres opératoires du forage en particulier la vitesse de rotation et l'effort axial dans les tiges. Le modèle permet en outre d'analyser la réponse dynamique d'une garniture en cours du forage (conception).

En outre, cette étude a permis de mieux élucider le phénomène sévère de précession des tiges (*whirling*), très nuisible à l'intégrité mécanique des systèmes de forage. Un nouveau banc d'essais a été mis au point par le Centre de Géosciences de Mines ParisTech pour reproduire les vibrations latérales, mieux comprendre le phénomène du whirling et valider les résultats numériques du modèle. Par ailleurs, des mesures dynamiques en surfaces et en fond de puits au cours de forages réels ont été analysées afin de mettre en évidence les vibrations latérales les plus sévères et en particulier le whirling. Ces données de terrain ont permis de comparer les fréquences propres du système mesurées et celles fournies par le modèle numérique.

Mots Clés :

Garniture de forage ; Vibrations latérales ; Whirling ; Modélisation dynamique ; Eléments finis ; Contact ; Frottement ; Fréquence.

CONFIDENTIEL ©

Abstract

Drillstring vibrations are commonly observed during oil & gas well drilling operations. Vibrations are a major cause of drilling tools dysfunction (drillstring breaking because of fatigue, reduced drilling efficiency, measurement-while-drilling tools failure, damaging of drill bits, etc.). Because of the increasing complexity of oil & gas wells drilled nowadays, operators need to mitigate efficiently the drillstring vibrations in order to successfully achieve the drilling process. During the drilling operation, rotating drillstrings are in interaction with the well borehole (casing and/or rock) which may lead to severe vibrations. Different vibrations modes occur simultaneously while drilling, we identify mainly three modes: axial, torsional and lateral. This work deals only with lateral vibrations.

Literature survey papers show numerous experimental and numerical studies carried out on drillstring dynamics. The developed models don't take into account sufficiently the complex drillstring-borehole interactions or the efficient numerical methods needed to reduce the computation time. A new drillstring dynamics model has been developed within this thesis in order to compute the lateral vibrations of drillstrings in a complex well trajectory. Given the operating parameters (rotary speed, weight on bit) the model predicts the dynamics response of the drillstring in terms of lateral vibrations. A finite element model has been implemented to solve for the equations of motion of the dynamics model and study the dependence of the lateral vibrations on some operating parameters of the system, mainly the rotary speed and the axial load on the drillstrings. The finite element model can be used to compute and enhance the dynamic response of a given drillstring configuration for design issues. Besides, the model can be used to understand some dynamic phenomena encountered while drilling (post-analysis).

Moreover, this study was useful to better understand the "whirling" phenomenon which is very harmful for the drilling system components. A new lateral vibrations simulator was built at Mines ParisTech in order to understand the whirling phenomenon and validate the numerical results provided by the dynamics model. Surface and downhole field-measurements have been analyzed in order to understand the occurrence of whirling. The eigenfrequencies evaluated from the field data have been found very close to those provided by the dynamics model.

Keywords:

Drillstring lateral vibrations; Whirling; Dynamics modeling; Finite element; Lateral vibrations simulator; Contact; Friction; Frequency.

CONFIDENTIEL ©

Table de Matières

Résumé 4

Abstract 5

Introduction 11

Chapitre 1 : Introduction Générale 16

1.1. Structure de Forage 16

1.1.1. Eléments d'une Garniture de Forage 16

1.1.2. Contrôle de la Structure 18

1.2. Dynamique des Tiges de Forage 21

1.2.1. Vibrations Axiales 21

1.2.2. Vibrations de Torsion 22

1.2.3. Vibrations Latérales 22

1.3. Approches de Modélisation de la Mécanique des Tiges 26

1.3.1. Approches Statiques : Modèles de Torque & Drag 26

1.3.2. Modélisation de la Dynamique des Tiges 28

1.3.2.1. Approche Fréquentielle 29

1.3.2.2. Approche Temporelle 33

1.3.2.3. Couplage des Modes de Vibration 40

1.3.3. Stabilité et Contrôle 44

1.4. Position du Problème 45

Chapitre 2 : Modélisation de la Dynamique de la Garniture 48

2.1. Modèle Dynamique 48

2.1.1. Présentation et Hypothèses 48

2.1.2. Dynamique d'une Poutre 49

2.1.2.1. Equations d'équilibre 50

2.1.2.2. Loi de Comportement 51

CONFIDENTIEL ©

2.1.2.3. Hypothèse des Petites Déformations 52
2.1.2.4. Méthodologie 54
2.1.3. Forces Extérieures 55
2.1.3.1. Poids 55
2.1.3.2. Force d'Inertie 55
2.1.3.3. Forces Hydrodynamiques 56
2.1.3.4. Forces de Contact 62
2.2. Résolution par Eléments Finis 67
2.2.1. Méthodes Numériques 68
2.2.1.1. Méthode des Différences Finis 68
2.2.1.2. Méthode des Volumes Finis 68
2.2.1.3. Méthode des Eléments Finis 68
2.2.2. Discrétisation Spatiale 69
2.2.3. Discrétisation Temporelle 70
2.2.4. Algorithme de Contact 70
2.2.4.1. Principe 70
2.2.4.2. Application Numérique 72
2.3. Validation du Modèle 75
2.3.1. Etude de Sensibilité 75
2.3.1.1. Effet du Poids sur l'outil 75
2.3.1.2. Effet de la Vitesse de Rotation 76
2.3.1.3. Effet de la Longueur de la Tige 77
2.3.1.4. Effet du Jeu Tige-Puits 78
2.3.1.5. Effet du Coefficient de Frottement 79
2.3.2. Validation de la Solution Statique 80
2.3.3. Validation de la Solution Dynamique 81
2.3.3.1. Simulateur de Vibrations Latérales 81
2.3.3.2. Essais et Résultats 82

CONFIDENTIEL ©

2.3.3.3. Comparaison Mesures/Simulation 85
2.3.4. Comparaison avec des Modèles Existants 86
Chapitre 3 : Etude Dynamique d'un Puits Test 90
3.1. Présentation de l'essai 90
3.1.1. Conditions de Forage 90
3.1.2. Configuration de la Garniture 91
3.1.3. Déroulement des Essais et Mesures 93
3.2. Analyse des Mesures 94
3.2.1. Fréquences Propres 94
3.2.2. Détection des Vibrations Sévères 97
3.2.3. Comportement de l'outil 102
3.3. Etude Théorique de la BHA 103
3.3.1. Mécanismes d'excitations 103
3.3.2. Conditions aux Limites 106
3.3.3. Solution Statique 107
3.3.4. Solution Dynamique 108
3.3.4.1. Vibrations et Efforts Axiaux 108
3.3.4.2. Whirling et Forces de Contact 110
3.3.4.3. Comportement Latéral de l'outil 111
3.3.4.4. Spectres et Fréquences Propres 111
3.4. Etude Stochastique de la BHA 115
3.4.1. Premier Cas, $\Delta\omega=1\%\omega$ 117
3.4.2. Deuxième Cas, $\Delta\omega=3\%\omega$ 120
3.5. Etude de Sensibilité 122
3.5.1. Effet du Frottement 122
3.5.2. Effet de l'inclinaison 125
3.5.3. Effet des Stabilisateurs 127
3.5.3.1. Effet du Jeu Stabilisateur-Puits 128

CONFIDENTIEL ©

3.5.3.2. Effet de la Distance entre Stabilisateurs 132
3.5.4. Effet du WOB et de la Vitesse de Rotation 135
Conclusion 139
Perspectives 141
Bibliographie 142
Annexes 148
A1. Cylindre Confiné et en Mouvement dans un Fluide 148
A2. Simulateur des Vibrations Latérales 150
A3. Dimensionnement des Capteurs Ultrason 151
Nomenclature 152

CONFIDENTIEL ©

Introduction

Durant un forage rotary, plusieurs modes de vibrations peuvent se produire simultanément et il est difficile de les identifier et étudier séparément (Spanos et al., 2003). On identifie trois modes de vibrations : latéral, axial et de torsion mais les vibrations latérales sont reconnues comme le mode le plus nocif. Le whirling, qui se produit pendant près de 40% du temps de forage est une forme sévère des vibrations latérales (Bailey et al., 2008), il s'agit d'un mouvement orbital des tiges de forage autour de la paroi du puits. Les vibrations latérales ne se propagent pas jusqu'à la surface, elles ont été détectées grâce au développement des outils de mesure de fond introduits dans les années 1960 (Jansen, 1993). Les vibrations sévères provoquent des dysfonctionnements de forage et sont à l'origine d'une multiplication du coût et de la durée de forage surtout pour les puits à long déport, les puits directionnels et les puits multilatéraux.

La recherche s'intéresse alors à la compréhension et à la modélisation de ce phénomène dynamique considéré comme complexe vu le nombre élevé de variables et paramètres qui entrent en jeu, les plus importants sont :

- le poids sur l'outil et la vitesse de rotation des tiges de forage ;
- la configuration de la garniture de forage ;
- l'architecture du puits ;
- les conditions de forage (frottement, densité et viscosité de la boue…).

Dans la littérature, on distingue deux approches principales de modélisation : l'approche temporelle et l'approche fréquentielle. L'approche fréquentielle permet de prédire les vitesses de rotation critiques qui sont à l'origine de la résonnance (Jogi et al., 2002). En revanche, l'approche temporelle permet de modéliser le comportement de la garniture dans le régime établi ou transitoire (Stone et al., 1984). Cette approche permet d'étudier les phénomènes dynamiques (whirling, stick-slip) et calculer les efforts et les contraintes sur la garniture. Les problèmes complexes tel que le contact garniture-puits ou le couplage des modes de vibrations sont étudiés grâce aux modèles temporelles qui sont souvent validés par des expériences de laboratoire et des mesures de chantier.

Les équations de la dynamique peuvent être résolues analytiquement dans certains cas mais la complexité de ces équations et leur non-linéarité ainsi que le nombre élevé des paramètres favorisent le recours à des méthodes numériques, en particulier la méthode des éléments finis (Baird et al., 1984).

CONFIDENTIEL ©

L'objectif principal de cette thèse est le développement d'un modèle de calcul du comportement dynamique des garnitures dans des conditions de forage réalistes. Le modèle devrait permettre de prédire les déplacements et les contraintes dans un régime transitoire pour une garniture soumise à un historique de chargement donné et d'étudier également l'effet des paramètres de forage sur la dynamique de la garniture (poids sur l'outil, vitesse de rotation…). Ainsi, faut-il que le modèle prenne en compte le contact garniture-puits, les forces hydrodynamiques (dues à la présence du fluide de forage) et les conditions de couplage des différents modes de vibrations.

Plan de la thèse

Dans le **chapitre 1**, on présente tout d'abord la technique de forage rotary et les problèmes induits par les vibrations qui surviennent au cours de l'opération de forage. On présentera ensuite une étude bibliographique sur les modèles dynamiques des garnitures de forage, en se focalisant sur le phénomène de whirling. On décrit les deux approches théoriques principales de modélisation des vibrations des garnitures de forage et on détaille certains modèles existants. On finit ce chapitre par une discussion des modèles analysés afin de définir les bases du nouveau modèle dynamique permettant d'atteindre les objectifs que l'on s'est fixé pour la thèse.

Dans le **chapitre 2**, on développe en premier lieu les équations de mouvement de la garniture de forage considérée comme une poutre élancée en rotation dans un puits ayant une architecture donnée. Ainsi, on commence par établir les équations d'équilibre dans le cadre de l'hypothèse de petites déformations, ensuite on introduit les forces extérieures exercées sur la garniture (le poids et les forces d'inertie, hydrodynamiques et de contact). Ensuite, on présente la méthode numérique de résolution des équations de mouvement et on détaille l'algorithme de contact qui constitue le cœur du nouveau modèle de calcul dynamique. La validation du modèle de calcul se fait en quatre étapes. La première étape porte sur une étude de sensibilité pour comparer les résultats numériques aux observations relevées dans la littérature. La deuxième étape porte sur la validation de la solution statique avec un logiciel de calcul statique de type Torque & Drag (ABIS). Ensuite, les résultats du modèle dynamiques sont comparés aux mesures de vibrations au laboratoire obtenues à l'aide d'un simulateur des vibrations latérales. La dernière étape consiste en une comparaison des réponses fréquentielles du modèle et d'un modèle de la littérature.

Dans le **chapitre 3**, on présente une étude d'une garniture de forage réelle à partir de mesures obtenues au cours d'un forage réel. Les données dynamiques ont été analysées afin

CONFIDENTIEL ©

de déterminer les fréquences propres, détecter l'occurrence des vibrations latérales sévères (whirling) et évaluer une loi expérimentale du comportement de l'outil de forage. Ensuite, une étude théorique de la garniture est conduite en considérant les mécanismes d'excitation et les conditions aux limites évalués à partir des données de terrain ; ceci permet de simuler le comportement dynamique de la structure et comparer ainsi les résultats des simulations aux mesures expérimentales. Un volet important de ce chapitre a été consacré à l'étude stochastique de la garniture de forage. On admet désormais que le mécanisme d'excitation est de type aléatoire en considérant qu'il existe une incertitude sur la valeur de la vitesse de rotation. Enfin, on a fait une étude de sensibilité dont l'objectif est de déterminer l'effet de la variation de certains paramètres sur le comportement dynamique de la garniture de forage. Parmi les paramètres de forage, on a étudié l'effet du frottement garniture-formation, l'inclinaison du puits, la position et le type des stabilisateurs, le poids sur l'outil et la vitesse de rotation.

CONFIDENTIEL ©

Chapitre 1 :

Introduction Générale

1.1. Structure de Forage

Le procédé essentiel de l'exploration et de l'exploitation des gisements pétrolifères reste le forage rotary qui permet d'atteindre de grandes profondeurs dans de bonnes conditions techniques et de sécurité. Cette technique consiste à utiliser un outil de forage vissé à l'extrémité basse d'un train de tiges (garniture de forage) et sur lequel sont appliquées une force et une rotation. La force, appelée poids sur l'outil (WOB[1]) et la rotation, combinées, permettent de couper la roche. La rotation est appliquée le plus souvent en surface. Le poids est assuré par un ensemble de tiges lourdes (masses-tiges) qui constituent la partie inférieure de la garniture (Figure 1.1). Les tiges permettent aussi d'acheminer sous pression du fluide de forage (la boue). Celle-ci refroidit l'outil et assure l'évacuation des débris de roche. Pour assurer la solidité à long terme du puits et le préserver contre les venues d'eau, des tubages sont descendus et cimentés à la paroi du puits.

1.1.1. Eléments d'une Garniture de Forage

La profondeur des forages est généralement comprise entre 2000 m et 4000 m. Dans certains cas extrêmes, la profondeur forée peut atteindre 10000 m. Le diamètre du trou foré est compris entre 10 et 50 cm. Sur toute sa longueur, la garniture de forage est constituée par des tiges d'acier de 9 m de long chacune raccordées entre-elles par des joints filetés (Figure 1.2). La partie inférieure de la garniture constitue la BHA[2] dont les éléments sont :

- Masse-tiges : ce sont des tiges lourdes et de plus grand diamètre qui assurent non seulement la transmission du poids sur l'outil mais aussi l'encaissement des chocs.
- Stabilisateurs (Figure 1.3) : ils servent à centrer la tige dans le trou et permettent également de contrôler le comportement directionnel de la garniture suivant leurs nombre et position. Les stabilisateurs continuent à jouer ce rôle malgré l'utilisation croissante des nouveaux systèmes de plus en plus sophistiqués de contrôle de la direction du forage.

[1] **W**eight **O**n **B**it

[2] **B**ottom **H**ole **A**ssembly

CONFIDENTIEL ©

- Equipements de mesure (MWD[3]) : ils sont placés au fond (à quelques mètres au-dessus de l'outil de forage) ou bien en surface. Ces équipements contiennent des instruments sophistiqués pour la mesure des différents paramètres, en particulier les paramètres de la direction du forage (inclinaison, azimut du puits au point de mesure). Les données mesurées au fond sont transmises à la surface sous forme de pulse de pression.

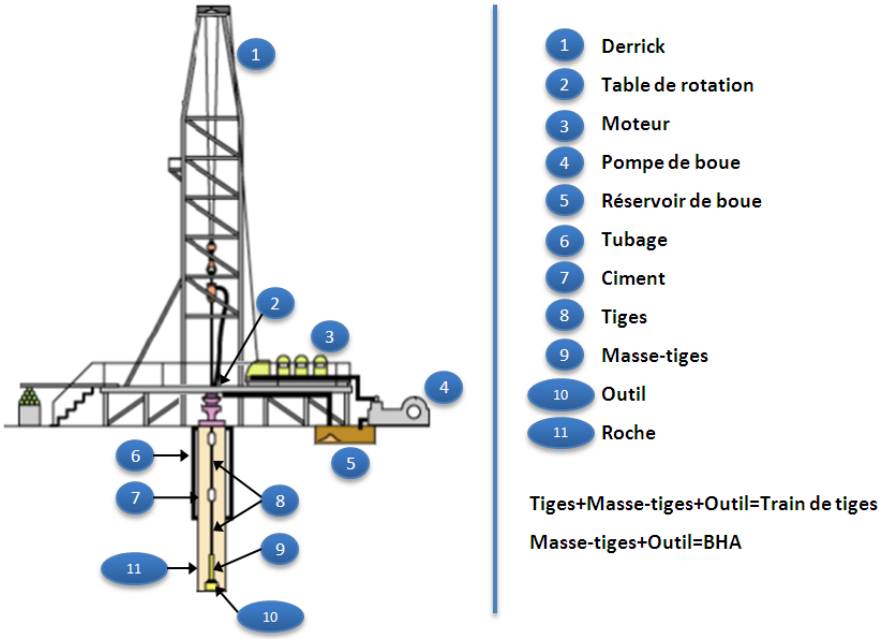


Figure 1.1: Structure de Forage Pétrolier



Figure 1.2: Tige de Forage

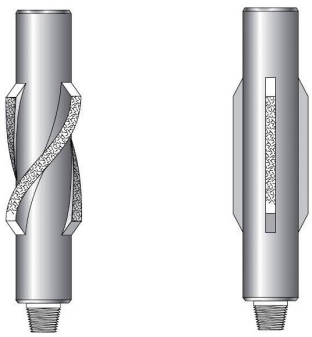


Figure 1.3: Stabilisateurs (gauche: lames spirales, droite: lames droites)

- Equipements d'amortissement des chocs : ils amortissent les vibrations axiales pour protéger les tiges et l'outil contre des chocs violents (Cobern et al., 2007).

[3] **M**easurement **W**hile **D**rilling

- Moteur fond de trou : c'est un moteur de type moineau qui utilise la puissance hydraulique de la boue de forage pour fournir à l'outil de forage plus de couple en rotation. C'est un élément indispensable du forage directionnel mais il peut entrainer des vibrations latérales à l'outil (Warren et al., 1990).
- Outil de forage (Figure 1.4) : il existe deux classes principales d'outils; les outils tricônes et les outils PDC[4]. Les outils tricônes (RC[5]) possèdent trois molettes coniques qui tournent librement autour de leurs axes qui détruisent la roche suite à son poinçonnement par les dents du tricône. L'outil PDC est un monobloc constitué par des taillants fixés sur le corps de l'outil. L'outil tricône est utilisé essentiellement pour forer les roches dures et abrasives (Judzis et al., 2007). Jusqu'à 1985, 95% des longueurs forées l'ont été avec des outils tricônes (Spanos et al., 2003). Depuis, les outils PDC sont de plus en plus utilisés ; environ 60% des longueurs forées en 2004 ont été réalisées avec des outils PDC (Francis, 2006).



Figure 1.4: Outils de Forage (gauche: outil tricône, droite: outil PDC)

1.1.2. Contrôle de la Structure

Le poids sur l'outil qu'il faut fournir pour forer la roche peut atteindre 25 tonnes, sachant que le poids total de la garniture peut atteindre 300 tonnes. Il faut alors ajuster la force de tension en surface pour assurer un poids sur l'outil convenable (Jansen, 1993). Ce poids, et donc cette force de compression, ne doit pas dépasser une certaine limite pour éviter le phénomène de flambage des tiges (Akgun et al., 1996) et la force de tension en surface doit rester en dessous de la résistance à la traction des tiges (Stall et al., 1962).

La partie inférieure de la garniture de forage est donc en compression alors que la partie supérieure est en traction (Figure 1.5). Typiquement, la longueur des masse-tiges est calculée de telle sorte que le point neutre soit toujours situé au niveau des masses tiges qui

[4] **P**olycristalline **D**iamond **C**ompact

[5] **R**oller **C**one

ont une résistance plus importante au flambage que les tiges (Blick et al., 1989). Les fluctuations du poids sur l'outil entrainent des fluctuations de la position du point neutre. On parle donc plutôt de « zone de transition » dans laquelle la tige est soumise à des cycles de traction/compression ce qui peut induire un phénomène de fatigue. Bien évidemment, la détermination de cette zone doit prendre en compte les interactions et les frottements de la garniture de forage avec la paroi du puits en particulier pour les forages déviés.

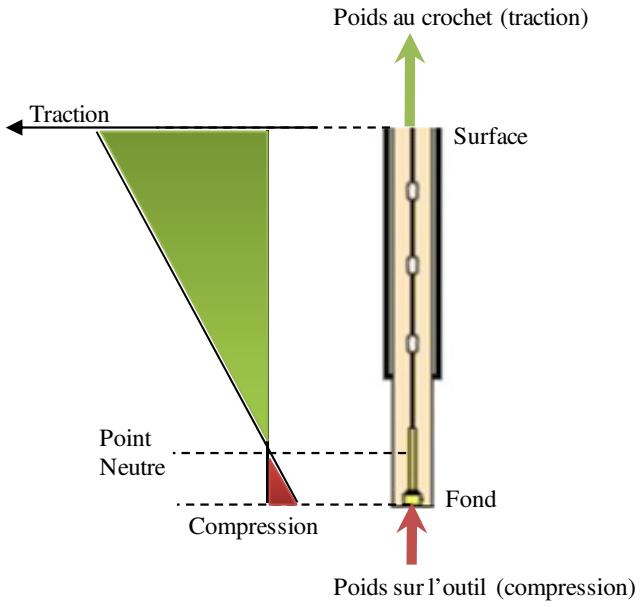


Figure 1.5: Zone de Traction (au-dessus du Point Neutre) et Zone de Compression

La vitesse de rotation de la garniture est généralement comprise entre 60 et 250 RPM[6] ; elle est choisie en fonction de la nature de la roche à forer et de l'outil de forage utilisé (Omojuwa et al., 2011). Les interactions de la garniture avec la paroi du puits et de l'outil avec la roche au front de taille induisent des vibrations importantes pouvant altérer la vitesse de rotation à l'outil. Afin d'assurer son contrôle, des équipements de mesure au fond de trou peuvent être utilisés en boucles fermées avec le moteur fond (Poli et al., 1998) qui sont parfois non-linéaires (Al-Hiddabi et al., 2003).

Le comportement directionnel de la garniture dépend du type d'outil utilisé (O'Bryan et al., 1990). Les stabilisateurs jouent aussi un rôle important dans le processus de déviation. La Figure 1.6 montre trois configurations de garnitures à comportements directionnels différents (Payne, 1992). La garniture montante permet d'augmenter la déviation (tendance à s'éloigner de la verticale) ; la stabilisante a une tendance à forer une section rectiligne alors que la descendante a une tendance à diminuer la déviation.

[6] **R**evolutions **P**er **M**inute

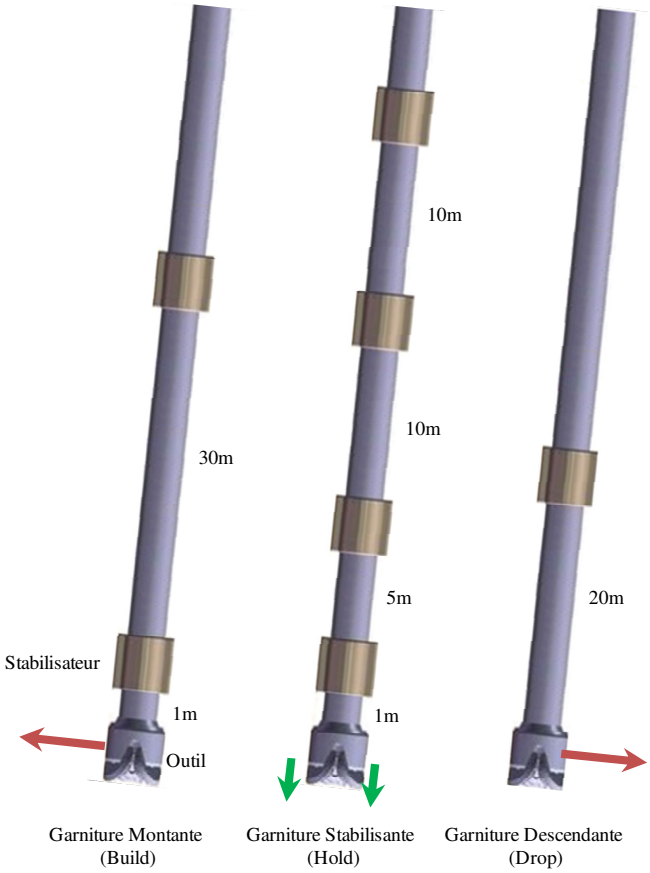


Figure 1.6: Différentes Configurations Directionnelles de BHA (Payne, 1992)

Cette technique de déviation, peu coûteuse, basée sur l'utilisation des stabilisateurs reste peu déterministe et ne permet pas de contrôler les départs en azimut du forage. Pour remédier à cet inconvénient, de nouveaux systèmes de déviation sont apparus récemment. Ces systèmes appelés RSS[7] permettent un meilleur contrôle de la déviation en trois directions et une meilleure qualité du trou foré notamment pour les puits complexes (Jones et al., 2008).

Les trajectoires de forage se complexifient de plus en plus, l'enjeu dans ce cas est d'assurer le contrôle de la structure et son intégrité mécanique dans des conditions parfois extrêmes (profondeur, extension horizontale, pression, température, nature des roches très enfouies,…). Outre ces difficultés, la transmission des efforts depuis la surface à l'outil devient problématique à cause des vibrations (Conran, 2008). Les équipements de mesure, élément indispensable dans les opérations de forage complexe, sont vulnérables aux vibrations sévères et aux impacts de la garniture sur la paroi du puits (Suginura et al., 2007).

[7] **R**otary **S**teerable **S**ystems

1.2. Dynamique des Tiges de Forage

Le phénomène de vibrations est récurrent au cours des opérations de forage pétrolier, et constituent la cause majeure de la fatigue des systèmes de forage. Les vibrations de la garniture sont décomposées selon trois modes : axial, de torsion et latéral (Figure 1.7).

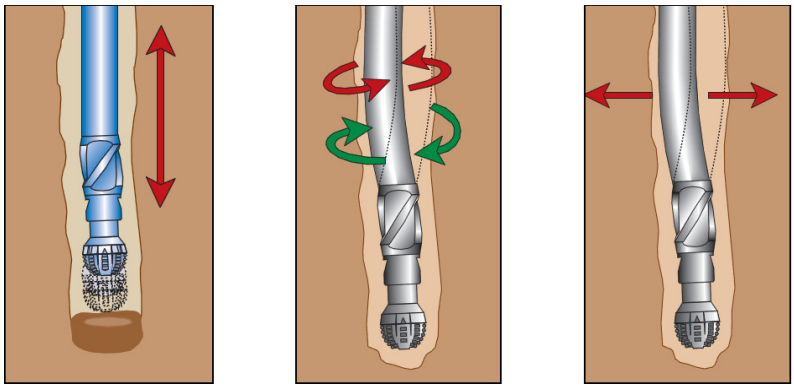


Figure 1.7: Modes de Vibration, (gauche: Axial, milieu: Torsion, droite: Latéral)

Généralement, les trois types de vibrations se produisent simultanément durant le processus de forage et dans certains cas il est difficile de les identifier séparément. Les vibrations les plus sévères se produisent au niveau de la BHA (Spanos et al., 2003). Elles sont responsables de la réduction de la vitesse du forage et donc de l'augmentation des coûts.

1.2.1. Vibrations Axiales

Les vibrations axiales (Figure 1.7) sont les premières à être observées puisque ce mode de vibrations se propage facilement vers la surface et sont à l'origine des fluctuations du poids sur l'outil. Ces fluctuations affectent le taux de pénétration (ROP[8]) de l'outil dans la roche et mènent à l'interruption du forage (Spanos et al., 2003). Les vibrations axiales sont dues essentiellement aux rugosités des roches forées et aux effets de la pompe à boue et du moteur fond du trou (couplage et résonances).

Le « bit bounce » est une forme sévère des vibrations axiales, ces vibrations peuvent se propager à la surface et engendrent un phénomène de résonance de l'installation de surface. Ce phénomène se produit quand l'outil est en contact intermittent avec le fond du trou. L'outil tricône est plus propice pour développer ce type de vibrations. Le bit-bounce est considéré comme un mode de vibrations forcées qui peuvent être contrôlées en changeant la fréquence d'excitation, ce qui revient à faire varier la vitesse de rotation (Dykstra, 2011).

[8] **R**ate **O**f **P**enetration

1.2.2. Vibrations de Torsion

Des variations du couple de torsion en surface sont souvent observées au cours du forage. Par ailleurs, même si la vitesse de rotation est maintenue constante en surface, des mesures fond de trou montrent que la vitesse de rotation de l'outil de forage peut présenter des fluctuations. Ces observations mettent en évidence l'existence des vibrations de torsion au niveau de la garniture (Figure 1.7). L'interaction garniture-formation est la cause primaire de ces vibrations. Les vibrations de torsion sont aussi nocives que les vibrations axiales puisqu'elles causent l'usure de tiges, l'endommagement des raccords de tiges et de l'outil de forage (Spanos et al., 2003).

Le phénomène de stick-slip est la forme sévère des vibrations de torsion, il se produit généralement au niveau de l'outil et est caractérisé par une alternance de phases d'arrêt et d'accélération de l'outil. Pendant la phase d'accélération, la vitesse de rotation de l'outil peut atteindre plusieurs multiples de la vitesse de consigne en surface (Figure 1.8). Le stick-slip est un phénomène auto entretenu, donc une fois initié il ne sera pas atténué naturellement. Les vibrations de torsion et le stick-slip se développent surtout lors de l'utilisation des outils PDC, plus consommateurs de couple que les outils tricônes.

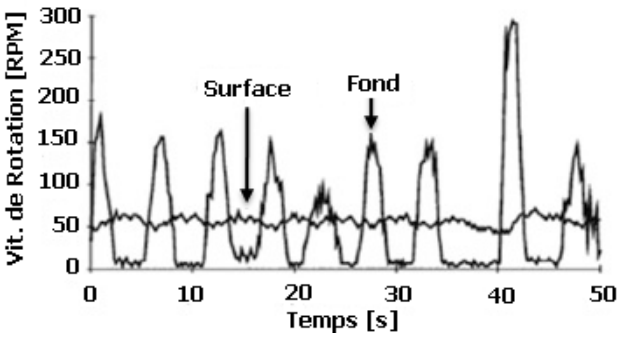


Figure 1.8: Le Phénomène du Stick-Slip (Dykstra, 2011)

Pour éviter les vibrations de torsion et le phénomène de stick-slip, il est souvent conseillé d'augmenter la vitesse de rotation ou augmenter la rigidité de la garniture. D'autres moyens plus sophistiqués consistent à détecter la présence de ces vibrations, le stick-slip en particulier, et à optimiser en temps réel les paramètres opératoires.

1.2.3. Vibrations Latérales

Les vibrations latérales ont été mises en évidence plus tardivement que les vibrations axiales et de torsion. Ces vibrations ne se propagent pas à la surface et sont rapidement atténuées, elles restent souvent localisées au niveau de la partie basse du système de forage, c'est-à-dire au niveau de la BHA.

CONFIDENTIEL ©

La détection des vibrations latérales a été rendue possible grâce au développement des mesures d'accélération fond de trou au cours du forage. D'après Spanos et al. (2003), ce mode de vibrations est dû au non alignement de la garniture par rapport à l'axe du forage, à son interaction avec les parois du forage ainsi qu'aux fluctuations du poids sur l'outil.

Les vibrations latérales sont plus nuisibles pour la garniture de forage que les vibrations axiales et de torsion. En fait, ces vibrations sont responsables de la rupture des tiges par fatigue (Figure 1.9) et de l'usure de l'outil (Figure 1.10). Les chocs répétés entre la garniture et la paroi du puits peuvent élargir le trou dans certaines zones et sont responsables de la non-uniformité du diamètre de forage (Dahl et al., 1991).



Figure 1.9: Rupture d'une Tige de Forage



Figure 1.10: Gauche: Outil Neuf, Droite: Outil Ayant Subi des Vibrations Sévères (Mensa-Wilmot et al., 2010)

Le whirling est une forme sévère des vibrations latérales, on le définit comme le mouvement orbital de la tige de forage autour de la paroi du puits (Figure 1.11). Ce mouvement orbital peut être un glissement, un roulement sans glissement ou bien une combinaison des deux. Il se produit au niveau de l'outil de forage comme au niveau de la BHA. Le whirling s'intensifie quand la rigidité de la formation augmente pour les outils de type PDC et tricône (Spanos et al., 2003).

Le whirling est plus nuisible pour les équipements de forage que les vibrations latérales. C'est une cause majeure de la dégradation des performances du système de forage et la perte de son efficacité. Le whirling est donc une véritable cause de défaillance des garnitures de forage et d'augmentation des coûts du forage.

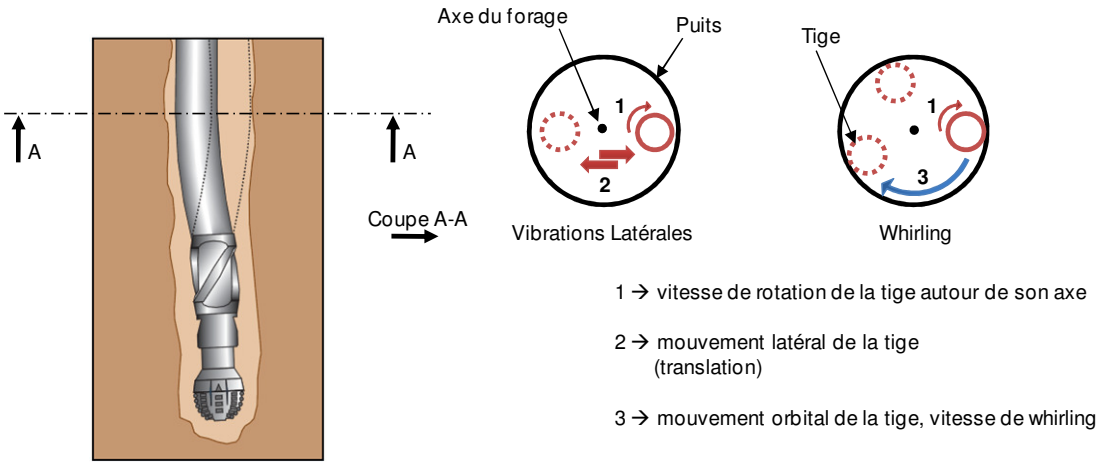


Figure 1.11: Vibrations Latérales et Whirling

On distingue trois catégories principales de whirling suivant la direction et la norme de la vitesse orbitale de la tige (Figure 1.12). Si la tige évolue le long de la paroi du puits dans le même sens que sa vitesse de rotation autour d'elle-même, le mouvement de précession est appelé « forward whirling ». Si la tige évolue le long de la paroi du puits dans le sens opposé à sa vitesse de rotation, ce mode est appelé « backward whirling ». Quand la tige n'a pas une direction privilégiée, le whirling est de type chaotique.

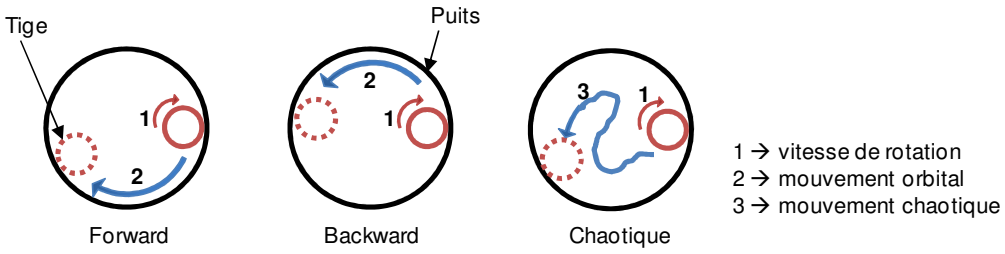


Figure 1.12: Différents Types de Whirling (Précession)

Les différentes sous catégories sont représentées dans le Tableau 1.1, par exemple le forward whirling synchrone est un mouvement pour lequel la vitesse de whirling est égale à la vitesse de rotation de la tige de forage. Un forward whirling stable peut se transformer en backward whirling si les impacts entre la tige de forage et la surface du puits se multiplient à cause de la dureté de la formation forée (Aldred et al., 1992). Le backward whirling est plus destructif pour l'ensemble de la structure, il est généralement associé à une grande variation du couple en surface (Dykstra et al., 1996).

CONFIDENTIEL ©

Dans la littérature, on identifie l'excentricité de la tige (Figure 1.13) comme une cause principale des vibrations latérales et du whirling, les causes de l'excentricité sont :

- la présence d'équipements de mesure ;
- une déformation initiale de la tige causée principalement par une utilisation antérieure ou bien une imperfection de fabrication ;
- l'usure de la tige.

La rotation d'un rotor excentrique crée une force centrifuge, qui est proportionnelle à la masse du rotor, au carré de sa vitesse de rotation ainsi qu'à son excentricité. Cette force d'inertie centrifuge donne au whirling son caractère de vibrations entretenues.

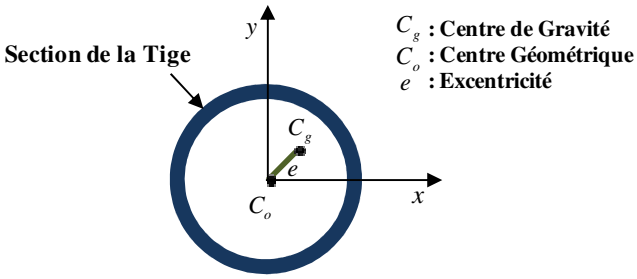


Figure 1.13: Excentricité d'une Section de la Tige

Tableau 1.1: Classification des Différents Types de Whirling (Spanos et al., 2003)

$\Omega = 0$	Pas de Whirling		
$\Omega > 0$	Forward Whirling	$0 < \Omega < \omega$	Avec Glissement
		$\Omega = \omega$	Synchrone
		$\Omega > \omega$	Improbable
$\Omega < 0$	Backward Whirling	$-\frac{R_e}{J}\omega < \Omega < 0$	Avec Glissement
		$\Omega = -\frac{R_e}{J}\omega$	Sans Glissement
		$\Omega < -\frac{R_e}{J}\omega$	Improbable

ω → vitesse de rotation

Ω → vitesse de whirling

R_e → rayon de la tige

J → jeu tige-trou

1.3. Approches de Modélisation de la Mécanique des Tiges

Le phénomène des vibrations est rendu complexe par le couplage entre les différents modes ainsi que le nombre élevé de paramètres qui entrent en jeu dans ce processus. Les interactions entre la garniture de forage et la formation forée compliquent d'avantage la modélisation du comportement dynamique de la garniture. Les premiers modèles sont statiques et s'intéressaient surtout au calcul des contraintes et des déformations de la garniture ainsi qu'au comportement directionnel du système de forage. Les modèles dynamiques sont complémentaires aux modèles statiques et se présentent selon deux approches principales. L'approche temporelle qui consiste à prédire l'évolution des contraintes et déformations dans le temps et/ou la réponse transitoire du système. La deuxième approche est fréquentielle, elle consiste à chercher les fréquences propres du système, ce qui permet de déterminer les vitesses de rotation critiques à éviter au cours du forage. Eviter ces vitesses critiques permet d'éviter le phénomène de résonance. Qu'ils soient statiques ou dynamiques, les modèles sont souvent confrontés à des mesures de chantiers ou validés par des expériences au laboratoire. Cette validation est nécessaire, non pas à cause des doutes sur les lois théoriques fondamentales qui sont parfaitement établies, mais parce que le problème mathématique complet est tellement complexe que l'on est amené à procéder à des simplifications pour établir ces modèles.

1.3.1. Approches Statiques : Modèles de Torque & Drag

Les modèles statiques sont développés pour calculer les déformations, les efforts axiaux et la torsion dans les tiges de forage au cours des différentes manœuvres (remontée, introduction des tiges, forage…). Ces modèles sont appelés modèles de Torque & Drag. Ils comportent deux catégories : les modèles lisses qui négligent la rigidité de la garniture et les modèles rigides qui en tiennent compte. Certains modèles rigides négligent les interactions entre la garniture et la paroi rocheuse du puits foré. Le premier modèle Torque & Drag a été dévéloppé par Johancsik et al. (1984). Ce modèle, largement utilisé à l'heure actuelle dans l'industrie, se base sur l'équilibre entre le poids de la garniture, la force axiale et les forces de frottement en supposant que la garniture repose de manière continue sur le puits supposé incliné. Ce modèle permet le calcul des pertes en couple (Torque) et en tension (Drag) dues au frottement garnitures-formation. Les puits présentant des changements abrupts dans leurs trajectoires (dogleg) ont été modélisés par Corbett et al. (1984) mais ce n'est qu'en 1987 que Sheppard et al. (1987) ont demontré que l'optimisation de la structure de forage doit se faire en tenant compte de la complexité des trajectoires, en particulier les trajectoires tridimensionnelles.

CONFIDENTIEL ©

Certains modèles de Torque & Drag ont été couplés avec des mesures de fond de trou et des mesures en surface, ce qui permet d'estimer un coefficient de frottement apparent garniture-formation au fur et à mesure que le forage évolue (Lesage et al., 1988). Le premier modèle rigide a été introduit par Ho (1988). Cette nouvelle approche a nettement amélioré les estimations des efforts. Par ailleurs, le travail de Amara (1985) a permis de mieux analyser le comportement directionnel d'une garniture comportant plusieurs stabilisateurs et relativement rigide (Figure 1.14). D'autres modèles plus évolués ont été proposés, notamment celui de Zifeng et al. (1993) qui prend en compte les effets du fluide de forage et qui considère différents coefficients de frottement suivant l'opération envisagée (avancement sans rotation, avancement avec rotation, etc.). Quand la trajectoire du puits est complexe et présente des *doglegs* sévères alors les modèles lisses et les mdoèles rigides sans gestion réaliste des points de contact deviennent insuffisants. Dans ce cas, les éléments finis sont souvent utilisés pour résoudre le problème sans avoir à assumer un contact continu garniture-formation (Rezmer-Cooper et al., 1999).

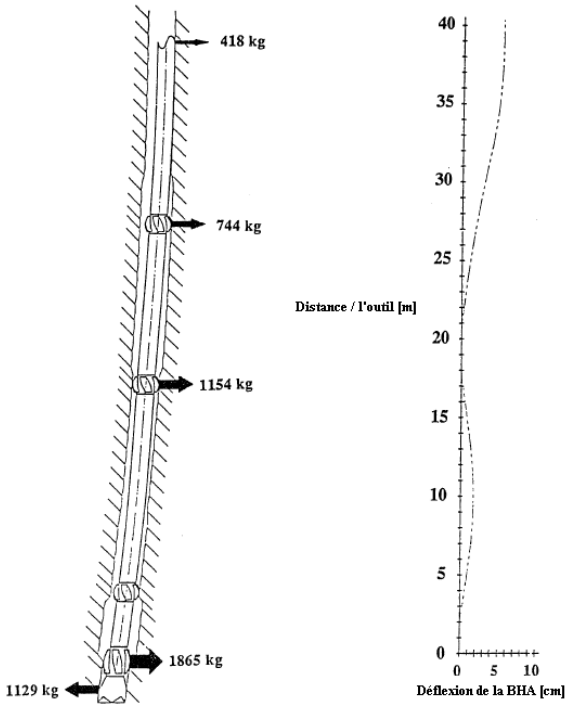


Figure 1.14: Comportement Directionnel d'une BHA (Amara, 1985)

Les modèles statiques de Torque & Drag permettent d'estimer avec une relative précision les forces de contact et efforts dans la garniture. Ceci a permis d'améliorer la résistance des tiges et le comportement des connexions. Mais ces modèles ne sont pas toujours fiables quand il s'agit de déterminer le comportement directionnel de la garniture (Payne, 1992). Par ailleurs, dans le cadre de diverses thèses du Centre de Géosciences de Mines ParisTech, un logiciel (ABIS) a été développé et constamment amélioré. On peut citer la thèse de Belaid

CONFIDENTIEL ©

(2005). Cependant, ces modèles restent dans le cadre d'un formalisme statique et ne peuvent décrire le comportement dynamique et évaluer les vibrations que peut subir une garniture de forage pétrolier.

1.3.2. Modélisation de la Dynamique des Tiges

Le développement des modèles dynamiques est étroitement lié au développement des équipements de mesure en surface et au fond, qui a commencé dans les années 60 (Jansen, 1993). Des phénomènes dynamiques tels que le bit-bounce, associé à l'utilisation des outils tricônes, ont commencé à être compris et la notion de vitesse de rotation critique est devenue importante pour les foreurs (Dareing, 1984). Le phénomène de stick-slip n'était considéré que plus tard dans les années 80 avec l'apparition des outils PDC et les vibrations latérales n'ont commencé à faire l'objet d'études approfondies que récemment (Vandiver et al., 1990). Depuis leur découverte, les vibrations latérales se sont très vite reconnues comme le phénomène le plus destructeur pour la garniture et les équipements de mesure de fond mais aussi pour les outils de type PDC vulnérables aux chocs. Dans cette partie, il s'agit de présenter une analyse bibliographique des modèles dynamiques consacrés à l'étude des vibrations latérales et du phénomène de whirling.

Il existe des modèles analytiques pour étudier les vibrations latérales mais ceux-ci ne permettent pas d'étudier le phénomène dans sa complexité et ont besoin de certaines hypothèses simplificatrices telles que l'absence de contact ou le contact continu de la garniture avec la paroi du puits (Dykstra et al., 1996). La complexité du phénomène étudié, le nombre important de paramètres rentrant en jeu et la non-linéarité des équations de mouvement (Dykstra, 1996) sont à l'origine du recours à des méthodes numériques, en particulier la méthode des éléments finis pour résoudre le problème (Baird et al., 1984). En effet, les paramètres dont il faut tenir compte sont : la trajectoire du puits, la configuration de la garniture, l'interaction garniture-formation, le comportement de l'outil et des stabilisateurs, le fluide de forage (Dykstra et al., 2001). On peut modéliser les vibrations latérales en considérant l'effet des vibrations axiales (Shyu, 1989) et/ou des vibrations de torsion (Yigit et al., 1998), dans ce cas, il faut définir des lois de couplage entre les modes de vibration.

Dans la littérature, on peut distinguer deux approches principales : l'approche temporelle et l'approche fréquentielle. Concernant l'approche temporelle, on peut modéliser le comportement de la garniture dans le régime établi (Dykstra et al., 1996) ou bien dans le régime transitoire (Stone et al., 1984). Le régime transitoire est important quand il s'agit de prendre en compte l'interaction garniture-formation notamment pour les zones de contact, les impacts et le mécanisme de coupe de la roche par l'outil de forage. Le calcul dans le

CONFIDENTIEL ©

domaine temporel est complexe et nécessite d'énormes ressources de calcul. L'approche fréquentielle permet aussi d'appréhender le comportement de la garniture ; il s'agit de déterminer les fréquences propres de la structure (Jogi et al., 2002) et d'en déduire les vitesses de rotation critiques ; éviter ces vitesses permet d'éviter que la structure n'entre en résonance. Les charges critiques correspondantes aux vitesses de rotation critiques peuvent être calculées (Heisig et al., 2000), on dispose ainsi d'une information assez complète sur les domaines des vibrations sévères. Comme pour les modèles Torque & Drag, les mesures en cours de forage ont été utilisées (Macpherson et al., 2001) pour valider les résultats des simulations conjointement avec des mesures de laboratoires sur des installations à échelle réduite (Melakhessou et al., 2003).

1.3.2.1. Approche Fréquentielle

Quand la vitesse de rotation est proche d'une fréquence propre de la structure, l'amplitude des vibrations augmente considérablement, c'est le phénomène de résonance. L'analyse harmonique de la garniture est donc nécessaire afin de prédire les conditions optimales de forage loin de toute résonance.

L'utilisation des équipements de mesure au fond remonte aux années 60 mais la technologie ne permettait pas le transfert des mesures à la surface avec un débit suffisant. Pour s'affranchir de cette limitation, Macpherson et al. (1993) ont utilisé des équipements de mesure en surface avec une fréquence d'échantillonnage élevée ; ceci a permis la compréhension des phénomènes vibratoires au fond du trou. Le couplage latéral-axial était utile pour déduire les fréquences latérales (les vibrations latérales étant dispersées avant d'atteindre la surface).

Le développement du phénomène de résonance est étudié en utilisant le spectrogramme de la force axiale déterminé à partir des mesures de surface pour différentes valeurs du poids sur l'outil et de la vitesse de rotation (Figure 1.15). Sur ce spectrogramme, les auteurs identifient différentes fréquences caractéristiques ; il s'agit de fréquences d'excitation et de fréquences de résonance. Concernant les fréquences d'excitation, elles proviennent de la rotation des tiges et de l'outil (RPM et ses multiples) ainsi que de la pompe à boue (SPM et ses multiples). Pour les fréquences de résonance, on identifie une fréquence de 8.5 Hz que les auteurs attribuent à une résonance axiale. En revanche, à partir de t=1000 s, une autre fréquence developpe autour de 6-7 Hz (zone foncée sur la Figure 1.15) ; les auteurs l'attribuent à une résonance latérale.

CONFIDENTIEL ©

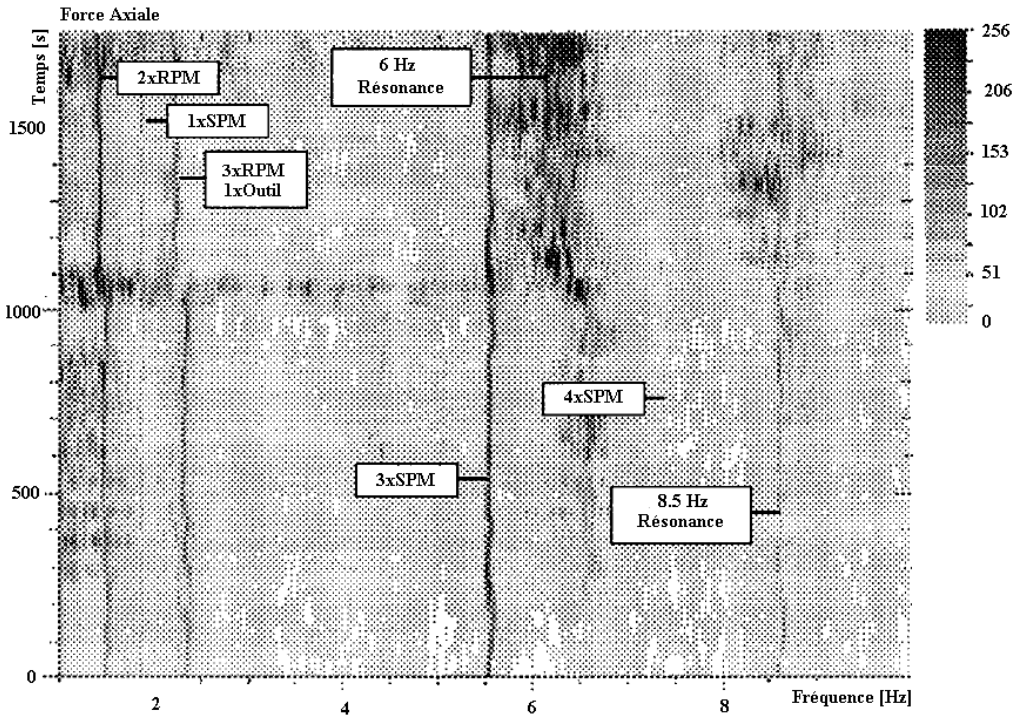


Figure 1.15: Spectrogramme de la Force Axiale Mesurée en Surface (Macpherson et al., 1993)

Avec le développement des moyens de transmission des données du fond à la surface, Macpherson et al. (2001) ont utilisé simultanément des données de surface et des données de fond pour mieux analyser le comportement de la garniture de forage. Le Tableau 1.2 donne une comparaison entre les fréquences propres axiales mesurées et celles évaluées théoriquement ; il est clair que l'estimation des fréquences propres fonctionne bien surtout à partir du 3ème mode propre. Un autre résultat important qui ressort de ces mesures est la détection du whirling. La vitesse de whirling de la tige est déterminée en se basant sur le déphasage entre les moments de flexion dans deux directions orthogonales. Ainsi, suivant le signe de la vitesse et sa valeur, différents types de whirling ont été mis en évidence.

Tableau 1.2: Fréquences Propres Axiales, Théorie vs. Mesures (Macpherson et al., 2001)

Mode	Théorie [Hz]	Mesure [Hz]	% Différence
1	3.7	4.2	11.90
2	13.4	11.8	11.94
3	25.8	27.5	6.18
4	38.8	39.6	2.02

Remarque : les mesures en cours de forage étaient utiles pour la validation des modèles théoriques. Ces mesures permettent aussi de déterminer les fréquences caractéristiques de certaines composantes de système de forage (les outils par exemple). Ces fréquences sont utiles car elles permettent d'éviter le phénomène de résonance (Macpherson et al., 1993).

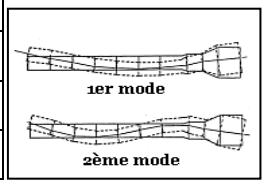
CONFIDENTIEL ©

Bien qu'elles permettent de détecter les phénomènes dynamiques au fond, les mesures à elles seules ne suffisent pas parce qu'elles sont incomplètes (on ne peut pas tout mesurer, partout et tout le temps). De plus, au stade prévisionnel de la conception on ne dispose pas de mesures d'où la nécessité de modèles théoriques qui servent aussi en cours de l'opération et/ou en post-forage puisqu'ils permettent de mieux comprendre les mesures et les phénomènes dynamiques. C'est pour cela que plusieurs tentatives de modélisation ont été entreprises.

GEODYN est un code de calcul par éléments finis developpé par Stone et al. (1984) qui permet de simuler la réponse transitoire de la garniture et sa réponse fréquentielle. Le modèle prend en compte les interactions BHA-formation et calcule l'avancement de l'outil en couplant avec un modèle de coupe de la roche (Baird et al., 1984). Le Tableau 1.3 montre les modes propres latéraux obtenus pour une tige de trois mètres environ avec un outil de forage de type PDC vissé au bout. On remarque une bonne concordance entre les mesures et les résultats de GEODYN.

Tableau 1.3: Modes de Flexion, GEODYN (Stone et al., 1984)

Source \ Mode [Hz]	1er mode	2ème mode	3ème mode
Test	155	442	870
GEODYN	149	435	889
% Différence	3.9	1.6	2.2



On peut déterminer une expression analytique de la vitesse critique (résnonance latérale) en utilisant un modèle mathématique simplifié (Heisig et al., 2000) mais cette expression reste limitée à une situation de contact continu et ne s'applique que sur des puits rectilignes. Les éléments finis sont nécessaires quand on prend en compte une trajectoire réelle du puits, l'amortissement de la structure, les non-linéarités et le couplage entre les différents modes de vibrations. Dans ces modèles de calcul, seule une certaine longueur effective de la BHA est prise en compte et ce pour des raisons purement numériques. Mais cela reste cohérent avec l'observation que les vibrations latérales s'atténuent rapidement et ne se propagent pas jusqu'à la surface. La longueur effective s'étend de l'outil de forage jusqu'au point tangent, c'est-à-dire le premier point en contact permanent avec le puits juste derrière le dernier stabilisateur (Figure 1.16). On assume que si la BHA est en contact permanent avec la paroi basse du puits, les vibrations latérales ne se produisent pas facilement. Cependant, une analyse statique (de type Torque & Drag par exemple) est nécessaire pour calculer la longueur effective avant le calcul des fréquences propres latérales.

CONFIDENTIEL ©

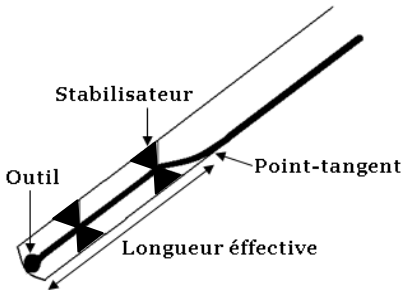


Figure 1.16: Point-tangent et Longueur Effective

Plusieurs modèles théoriques de calcul des fréquences propres de la BHA ont donné naissance à des logiciels ; Jogi et al. (2002) ont utilisé des données de terrain pour comparer les performances de certains de ces logiciels. Parmi les logiciels comparés par les auteurs :

- BHASYS, développé à partir du modèle de Paslay et al. (1992) ;
- NADRID, basé sur le modèle de Heisig (1993) ;
- WHIRL, développé à partir des travaux de Dykstra (1996).

Cette comparaison est importante car elle permet de juger de la validité de certaines hypothèses incorporées dans les modèles théoriques et qui concernent en particulier les conditions aux limites. Pour ce qui est des fréquences propres latérales, la comparaison théorie-mesures est présentée sur la Figure 1.17. On remarque que les modèles comparés donnent des résultats assez proches des mesures. Les différences sont dues à la nature des conditions aux limites au niveau du point-tangent et de l'outil de forage qui diffèrent d'un modèle à l'autre. D'après Jogi et al. (2002), les meilleures conditions aux limites pour le calcul des fréquences latérales consistent à considérer une condition libre au point-tangent (déplacements latéraux permis et efforts obtenus de l'analyse statique) et un appui simple au niveau de l'outil de forage (déplacements latéraux interdits et efforts nuls). Pour les fréquences axiales, les meilleures conditions sont libre en surface et encastré au fond. En revanche, pour les fréquences de torsion, le meilleur choix consiste en un encastrement en surface et libre au fond.

Quand la garniture entre en résonance, les paramètres de contrôle les plus efficaces dont les foreurs disposent sont le poids sur l'outil et la vitesse de rotation appliquée en surface. Changer ces paramètres peut affecter le taux de pénétration de l'outil et donc réduire l'efficacité du processus de forage mais ceci reste le plus souvent la meilleure solution pour réduire les vibrations sévères. Certains auteurs comme Dareing (1984) ont démontré que la longueur des masse-tiges affecte directement les fréquences propres et donc les vitesses de rotation critiques ; contrôler alors la résonance revient à contrôler la longueur des masse-

CONFIDENTIEL ©

tiges. C'est une solution en amont qui intervient pendant la phase de conception mais ne résout pas complètement le problème de résonance.

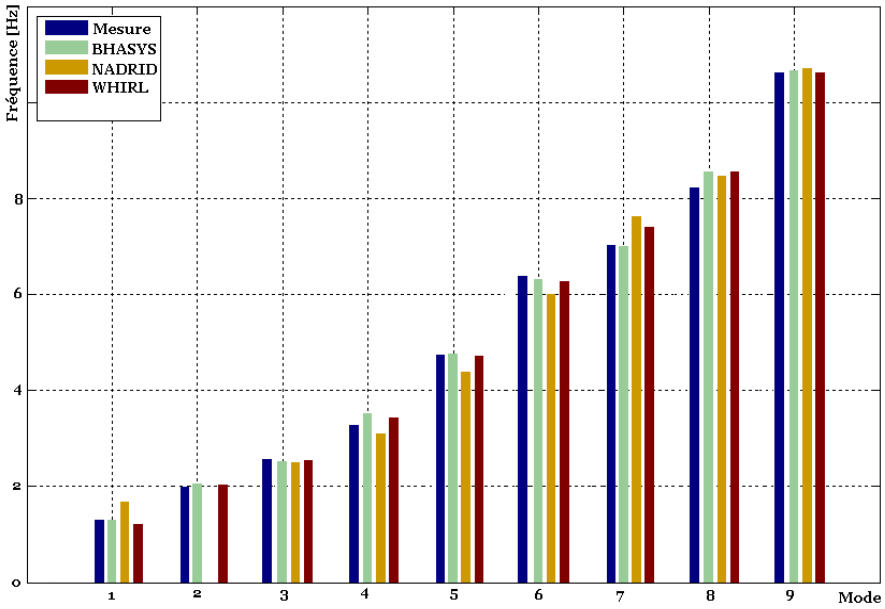


Figure 1.17: Fréquences Propres Latérales. Modèles vs Mesures (Jogi et al., 2002)

1.3.2.2. Approche Temporelle

L'approche fréquentielle ne nous renseigne que sur les vitesses critiques et la résonance mais il manque à ce stade les accélérations, les impacts, les phénomènes temporels (whirling, stick-slip, bit-bounce…), les contraintes, etc. D'où la nécessité d'une approche temporelle qui, en plus, permet d'accéder par analyse fréquentielle aux autres résultats. Nous allons présenter dans ce qui suit les modèles temporels les plus importants rencontrés dans la littérature et utilisés dans le domaine du forage, leurs hypothèses et certains de leurs résultats.

- **Modèle de Rey (1983)**

La dynamique d'une tige fléchie et en rotation dans un puits incliné d'un angle α par rapport à la verticale est présentée dans ce modèle (Figure 1.18). La tige est soumise à un effort de compression et un couple extérieur sans oublier la force d'inertie due à l'excentricité de la tige. Le fluide de forage est pris en compte avec la force de poussée.

Les forces mises en évidence dans la modélisation de Rey (1983) sont :

- l'amortissement interne et externe : l'amortissement externe est dû à la présence du fluide de forage dans l'espace annulaire. Alors que l'amortissement interne est dû au mouvement de la tige pour un observateur lié au repère en rotation (vitesse relative).

Cet amortissement interne est difficile à évaluer et l'auteur l'a pris nul pour ses applications numériques ;

- le couplage flexion-torsion : le couple de torsion a une influence sur la flexion de la tige ;
- la force de poussée et la force de compression : la poussée est due à l'immersion de la tige dans le fluide de forage. La compression provient du poids sur l'outil et est localisée dans la partie inférieure de la tige ;
- la force d'inertie : c'est une force centrifuge proportionnelle à la masse, l'excentricité et au carré de la vitesse.

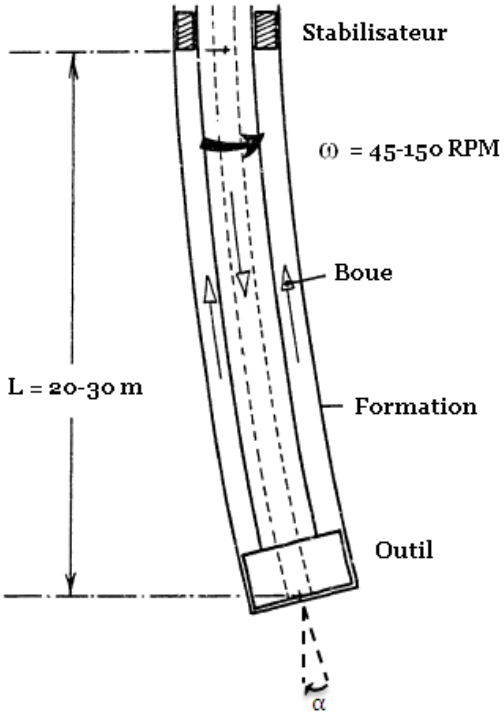


Figure 1.18: Tige Inclinée en Rotation (Rey, 1983)

Dans ce modèle, la présence du fluide est prise en compte à travers la poussée mais aussi la masse ajoutée. En effet, la masse qui intervient dans les équations de mouvement n'est pas seulement la masse de la section d'acier mais aussi la masse du fluide à l'intérieur de la tige à laquelle on ajoute la masse déplacée par la tige au cours de son mouvement[9].

Ce modèle présente uniquement deux degrés de liberté, ce sont les déplacements latéraux de chaque section de la tige. Cependant, un soin particulier est apporté aux conditions aux limites dans cette étude, la dynamique de la garniture dépend des conditions adoptées au niveau de l'outil de forage et au niveau des stabilisateurs. En effet, l'outil est centré dans le

[9] Cette notion de masse ajoutée sera détaillée dans le chapitre suivant.

CONFIDENTIEL ©

trou (déplacement latéral nul) et soumis à une force axiale et un moment de restauration dus aux interactions outil-formation.

Le cas des stabilisateurs est beaucoup plus complexe car les conditions dépendent non seulement de la configuration de la BHA (montante, stabilisante, descendante) mais aussi du jeu stabilisateur-puits. Il y a une incertitude admise par l'auteur au niveau des conditions aux limites aux stabilisateurs. Enfin, l'équation du mouvement est résolue numériquement dans le régime permanent à l'aide de la méthode des différences finies.

Remarque : l'excentricité de la tige est un paramètre aléatoire, la valeur moyenne adoptée par Rey (1983) est de l'ordre de 2.5 mm.

L'augmentation du poids sur l'outil entraine une diminution des fréquences propres, ainsi quand la fréquence fondamentale tend vers zéro, le phénomène de flambage apparaît. Cependant, le couple de torsion n'a pas un effet concret sur les fréquences propres, pourvu qu'il soit très élevé. Suivant la condition aux limites adoptée au niveau du stabilisateur, la force statique à l'outil peut varier et par conséquent le comportement directionnel de la BHA ne sera plus le même.

Le modèle de Rey ne permet pas de déterminer la réponse transitoire de la garniture en termes de vibrations latérales. En plus, il ne considère les points de contact qu'au niveau du stabilisateur et de l'outil. Donc, on ne peut pas simuler les impacts ou le phénomène de whirling des tiges. Le modèle présenté ne tient pas compte non plus de l'effet des forces axiales sur les vibrations latérales. C'est ce que Shyu (1989) a introduit dans son modèle couplé.

- **Modèle de Shyu (1989)**

Le modèle de Rey (1983) a été repris par Shyu (1989) afin d'introduire l'effet de l'excitation des vibrations latérales par les vibrations axiales. En effet, l'auteur a identifié deux types de couplage axial-latéral : le couplage *linéaire* et le couplage *paramétrique* (Figure 1.19).

Pour un couplage linéaire, on considère que la tige est initialement courbée et que la force axiale dans chaque section de la tige dépend de la courbure initiale. En revanche, pour le couplage paramétrique la tige est considérée initialement non courbée et la variation de la force axiale provient uniquement de la déformation axiale. Les fluctuations du poids sur l'outil excitent donc les vibrations latérales. La différence entre le couplage linéaire et le couplage paramétrique réside dans la fréquence d'excitation, ainsi pour un couplage linéaire la fréquence de vibration axiale est deux fois plus grande que la fréquence de vibration latérale (Figure 1.19).

CONFIDENTIEL ©

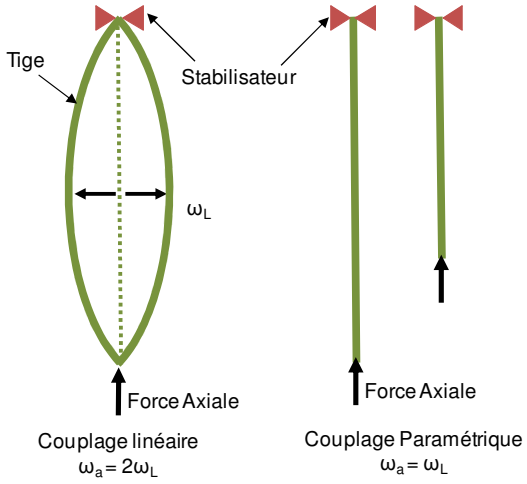


Figure 1.19: Couplage Axial-Latéral (Shyu, 1989)

L'étude du couplage linéaire permet de mieux élucider l'effet de la courbure sur la fréquence propre fondamentale (Figure 1.20), si la courbure augmente alors la fréquence diminue. On en déduit que dans un puits droit ou à faible courbure, la fréquence est une fonction décroissante du jeu radial tige-formation.

La considération du couplage paramétrique permet de mettre en évidence certaines zones d'instabilité des vibrations latérales de la tige (Figure 1.21). Dans le travail présenté par Shyu (1989), la zone d'instabilité est calculée sans tenir compte de l'amortissement qui empêche la structure d'amorcer une instabilité pour des forces axiales faibles. C'est ce que confirme Dunayevsky et al. (1993) qui ont incorporé un amortissement latéral et un amortissement axial dans leur modèle. En effet, la Figure 1.22 montre que l'amortissement axial rétrécit la zone d'instabilité et donc augmente la zone de stabilité surtout pour des grandes fluctuations de la force axiale. En revanche, l'amortissement latéral stabilise la structure face à des faibles fluctuations de la force axiale.

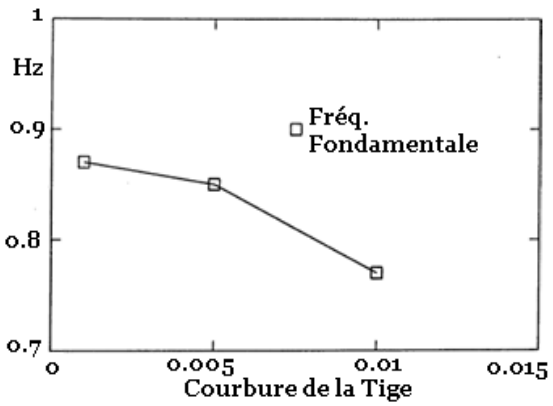


Figure 1.20: Courbure et Fréquence Fondamentale (Shyu, 1989)

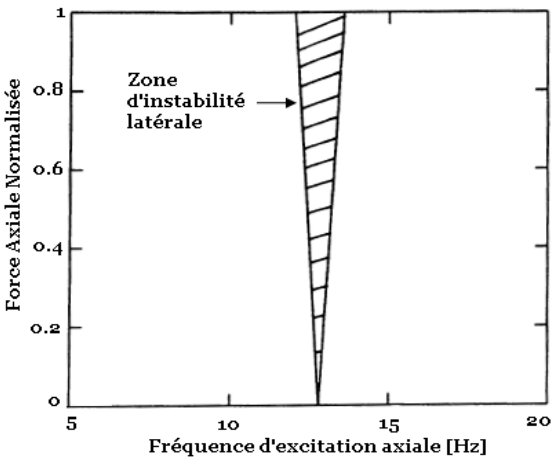


Figure 1.21: Zone d'Instabilité Paramétrique (Shyu, 1989)

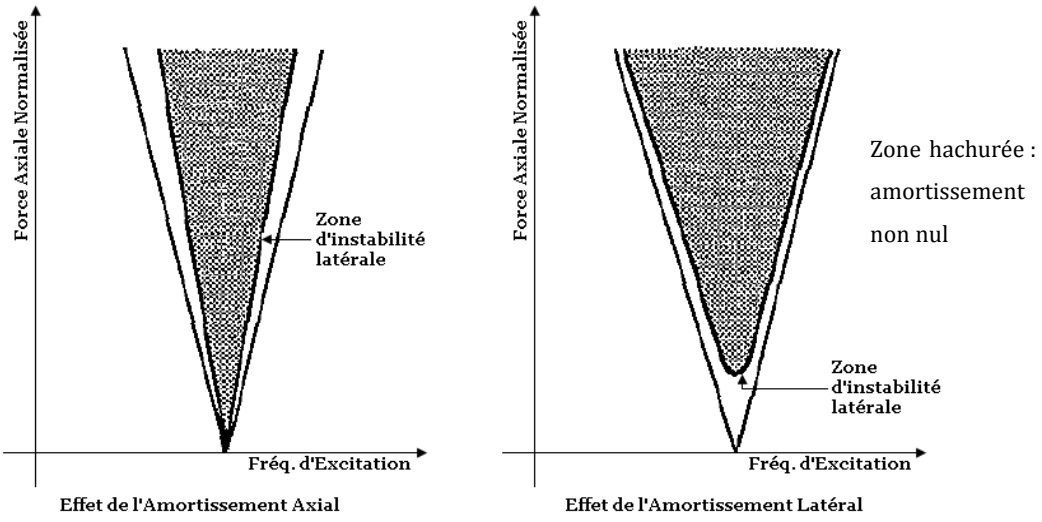


Figure 1.22: Amortissement et Instabilité Paramétrique (Dunayevsky et al., 1993)

Finalement, on note qu'avec le modèle de Shyu (1989), le phénomène de whirling peut être étudié en considérant un contact continu à un point donné situé à mi-chemin entre l'outil de forage et le stabilisateur. Dans cette zone, une force de frottement est appliquée si le déplacement latéral dépasse le jeu, la section est en forward whirling et si les forces de frottement deviennent plus grandes que les forces d'amortissement alors on a une transition vers le mode du backward whirling. Selon les auteurs, ce phénomène induit des contraintes de flexion élevées et l'usure des tiges en cas de glissement.

- **Modèle de Jansen (1993)**

La tige est représentée ici par un arbre rotatif avec des stabilisateurs et un outil en extrémité tel que présenté sur la Figure 1.23. Seul le premier mode de flexion est considéré car on admet ici que la vitesse de rotation est de l'ordre de la première fréquence propre de flexion (Dykstra et al., 1996).

CONFIDENTIEL ©

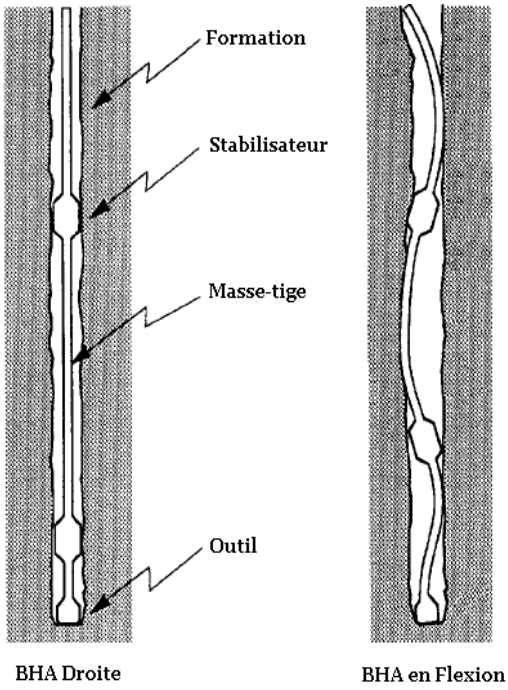


Figure 1.23: BHA Droite et BHA en Flexion (Jansen, 1993)

La Figure 1.24 montre la trajectoire d'une section de la tige pour un forward whirling et un backward whirling. Le forward whirling est généré par la force d'excentricité. Ce forward whirling peut dégénérer en backward whirling à cause des impacts tige-formation (Dykstra et al., 1996).

Cependant, il existe un autre mécanisme plus complexe pour la génération du backward whirling. En fait, le frottement au niveau du stabilisateur génère un backward whirling quand la force de frottement dépasse la force d'amortissement, le backward whirling du stabilisateur génère à son tour un backward whirling auto-entretenu au niveau de la tige. Mis à part le frottement, Jansen (1993) a identifié le jeu stabilisateur-formation comme élément déterminant dans la génération et/ou la stabilité du phénomène de whirling des tiges.

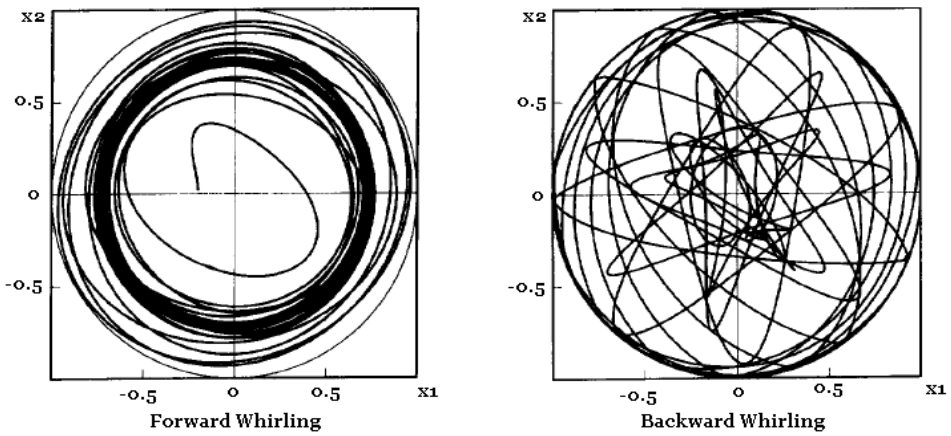


Figure 1.24: Forward et Backward Whirling (Jansen, 1993)

- **Modèle de Théron (1996)**

Le whirling est présenté comme une succession d'impacts par Théron (1996). Dans ce modèle, la durée des impacts est supposée négligeable devant la période de mouvement ce qui permet d'assimiler l'impact à celui d'un disque en rotation sur une surface plane (Figure 1.25). En s'appuyant sur cette modélisation du whirling, Théron et al. (2001) ont étudié les conditions nécessaires pour que le whirling soit stable.

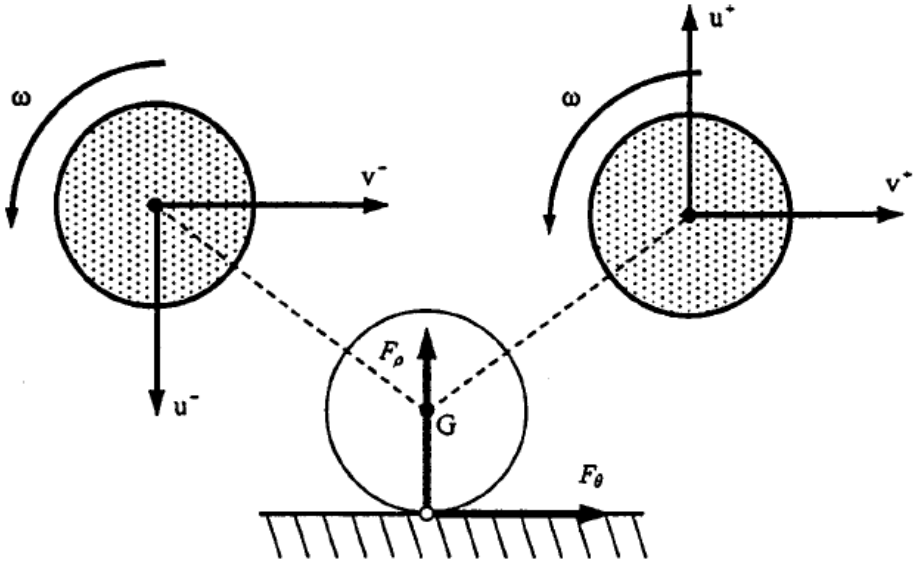


Figure 1.25: Modèle d'Impact (Théron et al., 2001)

La condition mécanique pour que le whirling persiste est que la vitesse de rotation soit suffisamment élevée pour induire une force centrifuge capable de vaincre les forces de frottement et d'amortissement. En effet, une vitesse de rotation seuil a été déterminée en fonction du frottement, de l'amortissement, de la fréquence de flexion de la BHA et du jeu latéral. Si la vitesse de rotation est en dessous de la valeur seuil, alors le whirling n'apparaît pas. La vitesse seuil est inversement proportionnelle au frottement. La Figure 1.26 montre que pour un frottement faible (μ=0.05), les vibrations sont amorties alors que pour un frottement élevé (μ=0.2) la tige développe un whirling stable.

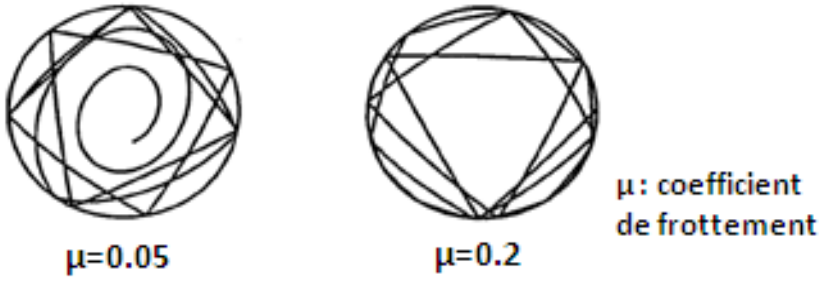


Figure 1.26: Effet du Frottement (Théron et al., 2001)

1.3.2.3. Couplage des Modes de Vibration

D'après Spanos et al. (2003), analyser chaque mode de vibration séparément peut être intéressant pour comprendre les mécanismes de vibration mais ceci n'est pas une approche fiable quand il s'agit d'étudier un cas pratique sachant que les différents modes de vibration se produisent simultanément et agissent l'un sur l'autre. Les mécanismes d'excitation des différents modes de vibrations ont été étudiés par Besaisow et al. (1988) qui montrent qu'il existe des mécanismes d'excitation primaires et des mécanismes d'excitation secondaires. Quand un premier mode de vibrations est excité par une force extérieure, ce mode peut exciter un deuxième mode à travers les mécanismes de couplage, l'amplitude du deuxième mode est évidement plus petite que le premier mode. Par exemple, la force excentrique est une excitation primaire pour les vibrations latérales et à travers les mécanismes de couplage cette force est considérée comme une excitation secondaire des vibrations axiales et des vibrations de torsion.

L'outil de forage joue un rôle important dans les mécanismes de couplage, il assure surtout le transfert d'énergie entre les vibrations axiales et les vibrations de torsion. L'outil est ainsi considéré comme un convertisseur axial-torsion c'est-à-dire un convertisseur poids sur l'outil (WOB)-couple sur l'outil (TOB[10]). Par exemple, l'outil tricône excite de façon primaire les vibrations axiales et de façon secondaire les vibrations de torsion et les vibrations latérales à travers les mécanismes de couplage (Besaisow et al., 1988).

Nous nous intéressons dans la suite aux couplages qui font intervenir le mode des vibrations latérales.

- **Couplage Latéral-Axial**

D'après Yigit et al. (1996), le couplage latéral-axial est souvent négligé si les fréquences propres axiales sont nettement plus élevées que les fréquences propres latérales. Pour les systèmes de forage pétrolier, les mesures en cours de forage montrent que les fréquences propres axiales et latérales sont du même ordre de grandeur (Jogi et al., 2002) ; ceci justifie le couplage latéral-axial.

Comme indiqué plus haut, des auteurs comme Shyu (1989) ont identifié deux types de couplage axial-latéral : le couplage linéaire et le couplage paramétrique. Le couplage linéaire se produit quand la tige est initialement courbée alors que le couplage paramétrique se produit quand on a une force compressive dynamique provenant généralement de l'interaction outil-formation (Dunayevsky et al., 1993). En se basant sur des observations et

[10] **T**orque **O**n **B**it

mesures de terrain, Vandiver et al. (1990) ont estimé que le couplage paramétrique est moins fréquent que le couplage linéaire, c'est-à-dire que c'est la flexion de la tige qui joue le rôle le plus important dans l'excitation des vibrations latérales.

Dans le modèle de Yigit et al. (1996), le couplage latéral-axial est fort, alors les vibrations axiales agissent sur les vibrations latérales et vice versa. De ce fait, les équations de mouvement ne peuvent pas être résolues séparément. Un exemple de couplage dit faible est présenté par Dunayevsky et al. (1993), dans ce cas, l'équation du mouvement axial peut être résolue séparément des équations du mouvement latéral.

Pour justifier l'intérêt de tenir compte du couplage latéral-axial, certains auteurs ont comparé les résultats des modèles couplés et non-couplés. En l'absence de couplage latéral-axial, les modèles dynamiques ont tendance à surestimer les charges critiques et les vitesses de rotation critiques (Shyu, 1989). Dans la même logique, le modèle couplé de Yigit et al. (1996) montre que l'instabilité latérale de la BHA est déclenchée pour une force compressive plus faible que celle calculée par le modèle non-couplé. Un autre résultat important du modèle de Yigit et al. (1996) concerne cette fois la périodicité du mouvement de la tige. La réponse d'un système à une excitation harmonique en l'absence de couplage latéral-axial est périodique. En revanche, la réponse du système couplé n'est pas périodique et le mouvement de la tige developpe un aspect chaotique (Figure 1.27). Cet aspect non-périodique et chaotique du mouvement est plus réaliste d'après les mesures de chantier.

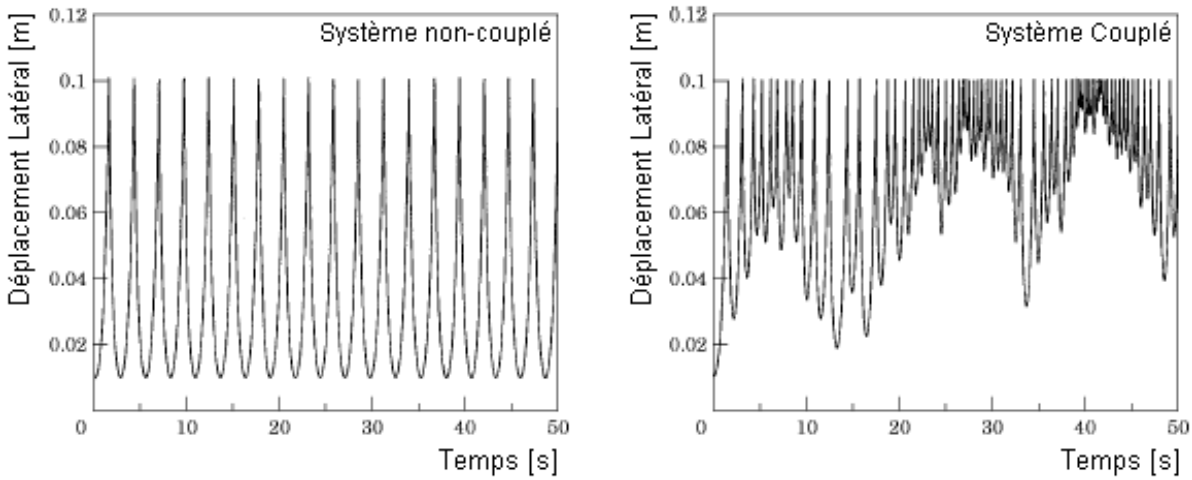


Figure 1.27: Effet du Couplage Latéral-Axial (Yigit et al., 1996)

Bien qu'il donne de bons résultats, ce modèle couplé ne prend pas en compte la rotation des tiges, ce qui le rend incapable de prédire certains phénomènes dynamiques comme le whirling. L'autre inconvénient est l'absence de couplage au niveau de l'outil (pas de prise en compte d'une loi d'interaction outil-roche).

CONFIDENTIEL ©

- **Couplage Latéral-Torsion**

Des analyses de mesures en cours de forage ont montré que le couplage latéral-torsion existe et qu'il affecte la réponse dynamique du train de tiges. Ces analyses justifient le modèle couplé latéral-torsion développé par Yigit et al. (1998). Les auteurs confrontent les résultats de leur modèle couplé à un modèle non couplé et montrent que le déplacement latéral de la tige augmente en présence des vibrations de torsion (Figure 1.28). Autrement dit, la présence d'une instabilité en torsion induit une instabilité latérale et pourrait engendrer d'éventuels impacts.

Le couplage latéral-torsion nécessite la prise en compte de la rotation de la tige et l'interaction outil-formation et permet de détecter certaines vitesses de rotation critiques qui n'apparaissent pas dans la réponse d'un système non-couplé.

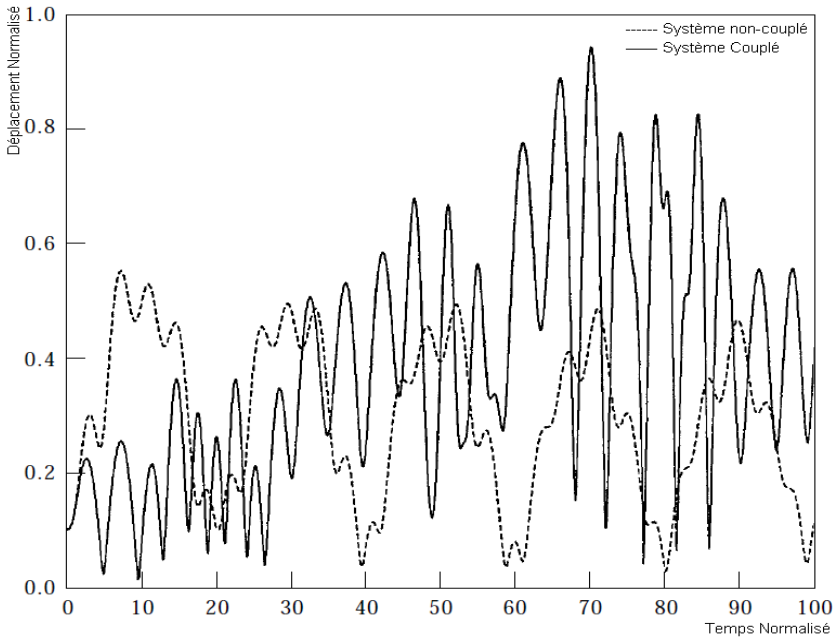


Figure 1.28: Effet du Couplage Latéral-Torsion (Yigit et al., 1998)

Les vibrations de torsion ont tendance à empêcher les autres modes de vibration de se développer, la variation de la vitesse angulaire en fonction du temps tend à éliminer les vibrations axiales et les vibrations latérales (Van Den Steen, 1997). Certains auteurs comme Leine et al. (2002) ont utilisé ce type de couplage pour étudier la transition stick-slip/whirling, cette transition est observée fréquemment sur des mesures de terrain (Figure 1.29). Cependant, le modèle de Leine et al. (2002) ne traite la transition et le couplage que de façon qualitative même s'il détaille les mécanismes de couplage latéral-torsion.

CONFIDENTIEL ©

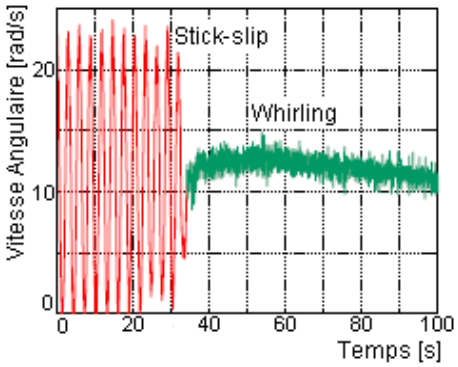


Figure 1.29: Vitesse Angulaire Mesurée (Leine et al., 2002)

Dans la littérature, on trouve également des modèles qui se servent du couplage latéral-torsion afin de prédire les vibrations latérales au fond en mesurant simplement les vibrations de torsion en surface, une approche similaire a été utilisée par Macpherson et al. (1993) mais en utilisant le couplage latéral-axial.

- **Couplage Latéral-Axial-Torsion**

Le problème complet est tout à fait classique et concerne la dynamique d'une structure avec prise en compte des contacts avec un solide rigide. Il peut être résolu à l'aide d'un code numérique général tel que ABAQUS. Mais les chercheurs ont toujours préféré réaliser des codes dédiés au forage pétrolier pour disposer aussi d'outil numérique plus simple donc plus convivial pour l'utilisateur et permettant au programmeur d'introduire plus aisément des notions spécifiques au forage pétrolier telles que les lois d'intéraction outil-roche et structure-fluide. L'un des premiers codes complets a été réalisé dans le cadre de la thèse de Birades (1985) en utilisant la méthode des éléments finis pour des structures élancées tridimensionnelles. Ce logiciel présente cependant une grande fragilité de l'algorithme de contact (méthode d'Uzawa). Plus tard, Christofourou et al. (2003) ont proposé un nouveau modèle plus performant et plus réaliste quant à la modélisation du contact tige-formation, de l'interaction outil-roche et du mouvement de l'outil. Cependant, ce logiciel manque de rigueur dans la modélisation de la tige qui est considérée comme un assemblage de masses concentrées reliées par des ressorts sans masse.

Les éléments finis ont été utilisés dans le modèle developpé par Piovan et al. (2006). Ce modèle permet de mettre en évidence l'effet combiné des vibrations axiales et des vibrations de torsion sur les vibrations latérales. Comme le montre la Figure 1.30, les impacts apparaissent plus rapidement et sont plus nombreux quand le couplage est pris en compte. En revanche, ce modèle présente un inconvénient majeur qui réside dans le fait qu'il considère que le train de tiges est encastré en surface et que l'outil est assimilé à un appui simple, ce qui annule le couplage et le transfert d'énergie au niveau de l'outil. La

CONFIDENTIEL ©

conséquence de cette hypothèse est qu'aucune perturbation au niveau du couple sur l'outil ne peut avoir des répercussions sur les vibrations latérales.

La mise en place de modèle entièrement couplé n'est pas une tâche facile compte tenu des non-linéarités surtout géométriques et de la complexité des phénomènes dynamiques de la BHA difficiles à dissocier. Le couplage rapproche le modèle de la réalité mais le découplage permet de mieux analyser et comprendre les phénomènes et leurs dépendances.

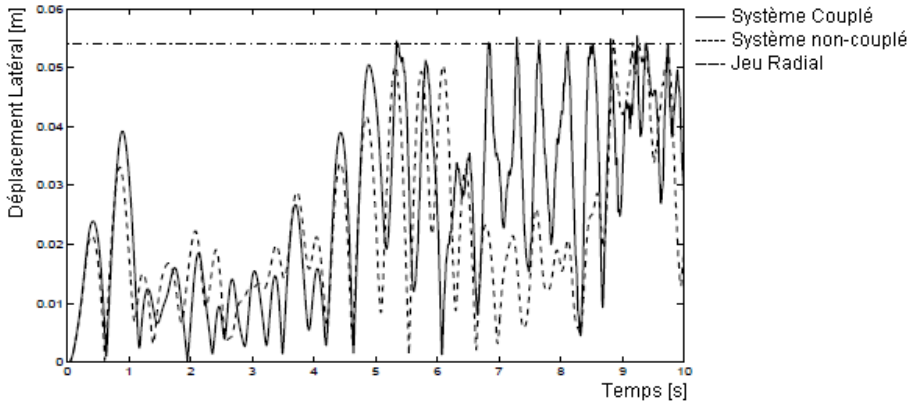


Figure 1.30: Effet du Couplage Total Latéral-Axial-Torsion (Piovan et al., 2006)

1.3.3. Stabilité et Contrôle

Le whirling se produit durant environ 40% du temps de forage (Bailey et al., 2008) et le stick-slip se produit durant environ 50% du temps (Wu et al., 2010). Ces vibrations sévères, le whirling en particulier, sont responsables du dysfonctionnement des équipements (en particulier électroniques), l'interruption du forage, la limitation du déport horizontal des puits, etc. Le contrôle est donc nécessaire pour éloigner les paramètres opératoires des domaines critiques et assurer la stabilité de la structure. Certaines solutions consistent à utiliser les modèles théoriques pour prédire le comportement dynamique de la structure ce qui permettrait d'optimiser la configuration de la BHA ou bien celle de l'outil (Wu et al., 2010). D'autres solutions consistent à utiliser des équipements conçus spécialement pour lutter contre les vibrations tels que les outils « anti-whirling » (Johnson, 2006) et les absorbeurs d'impacts (Warren et al., 1990). Ces solutions interviennent en amont, c'est-à-dire avant le début du forage, mais une que fois le processus commence le foreur dispose de moins de marge pour manœuvrer et modifier la BHA ou l'outil. Dans cette situation, il faut modifier les paramètres opératoires (poids sur l'outil et vitesse de rotation) en temps réel pour réduire les vibrations sévères (Jardine et al., 1994). Parfois, le contrôle des vibrations latérales déclenche des vibrations de torsion ou des vibrations axiales par des mécanismes de transfert d'énergie. C'est pour cela que l'on propose des schémas de contrôle simultané pour les trois modes de vibrations (Schlumberger, 2008). Les foreurs définissent une zone

CONFIDENTIEL ©

optimale de forage, dans cette zone la structure ne subit pas de vibrations sévères et on a un bon rendement c'est-à-dire un taux de pénétration (ROP) assez élevé (Figure 1.31).

Pour un système de forage donné, la zone optimale dépend essentiellement de deux paramètres principaux de commande à savoir le poids sur l'outil (et donc la tension au crochet) et la vitesse de rotation ; quand on augmente la vitesse de rotation on génère du whirling et quand on augmente le poids sur l'outil on génère du stick-slip. Certes la structure ne vibre pas pour une vitesse de rotation et un poids sur l'outil faible, mais le processus de forage n'est pas efficace dans ce cas (ROP faible). Le but du contrôle est donc de rester dans la zone optimale, cette dernière peut être élargie en optimisant la BHA et l'outil (Wu et al., 2010). En revanche, si les vibrations sont sévères alors les systèmes de contrôle ne sont pas efficaces et il faut interrompre le forage et reprendre avec d'autres paramètres opératoires (Aldred et al., 1992). Pour finir, il est important de signaler que le contrôle se fait essentiellement en temps réel (Huang, 2004) et que cela demande inévitablement l'intervention d'un opérateur pour la gestion poids sur l'outil/vitesse de rotation (Dashevskiy et al., 2007).

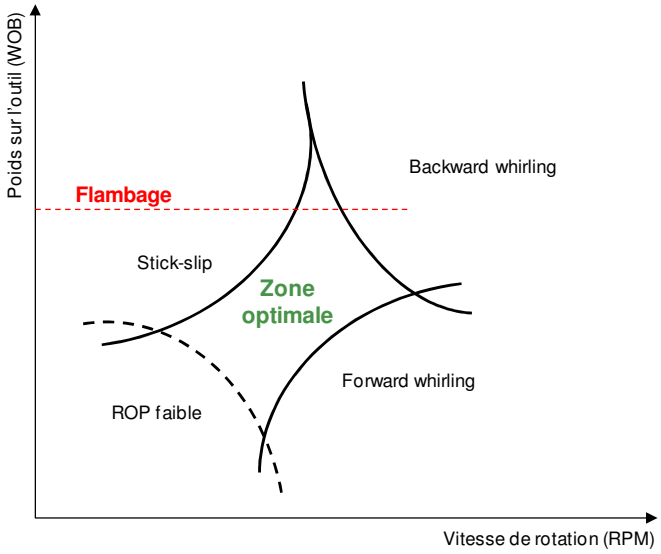


Figure 1.31: Zone Optimale de Forage (Wu et al., 2010)

1.4. Position du Problème

Certains thèmes de la dynamique de forage pétrolier ont été étudiés dans le centre de Géosciences de Mines ParisTech. En effet, le travail de Challamel (1999) consistait à comprendre le phénomène de stick-slip et étudier la stabilité d'une structure de forage à partir du processus de destruction de la roche. Le travail de Pelfrêne (2010) s'inscrivait dans la même thématique puisqu'il cherchait à établir une relation entre le processus de forabilité des roches et la génération des vibrations de torsion de type stick-slip. Depuis

2007, le centre de géoscience dispose d'un logiciel de calcul des fréquences propres axiales, latérales et de torsion d'une garniture de forage (VBIS). Ce logiciel a été confronté à d'autres logiciels de calcul fréquentiel afin de prouver son efficacité (Marzouki, 2007).

Le Centre de Géosciences veut développer un nouvel axe de recherche en dynamique de forage pétrolier ; il s'agit des vibrations latérales. C'est dans ce cadre que s'inscrit la présentée thèse qui porte sur le développement d'un modèle dynamique pour étudier ces vibrations et en particulier le phénomène de whirling. Le but du modèle est de simuler le comportement dynamique d'une garniture de forage en calculant en fonction du temps les déplacements, les accélérations et les efforts pour chaque section de la garniture. Ce modèle doit permettre de déterminer l'effet des paramètres du forage sur la sévérité des vibrations latérales, en particulier : le poids sur l'outil, la vitesse de rotation, la configuration de la BHA ainsi que les paramètres d'environnement (frottement et fluide de forage).

On rencontre plusieurs modèles dans la littérature que nous aurions pu utiliser pour atteindre cet objectif mais il reste des aspects à élucider concernant la compréhension des phénomènes mis en jeu et les méthodes numériques à mettre au point pour rendre les temps de calcul raisonnables. Au cours du whirling, la garniture entre en contact avec la paroi du puits et peut subir des impacts violents, il est donc indispensable que le modèle permette de calculer le comportement de la garniture dans le régime *transitoire*.

Par ailleurs, nous savons que les efforts axiaux (force de compression et couple de torsion) subissent de fortes variations dans la BHA où se produit l'essentiel des vibrations latérales. De ce fait, on ne peut pas négliger leurs effets sur la dynamique latérale de la garniture. Cependant, pour calculer les efforts axiaux on doit tout d'abord calculer les vibrations axiales et les vibrations de torsion, ce qui signifie que l'on est dans une situation de *couplage* des différents modes de vibrations. Considérer le couplage de tous les modes de vibrations, entraine sans doute une difficulté supplémentaire dans le développement des méthodes numériques et augmente le temps de calcul. D'où la nécessité d'introduire une façon optimale pour prendre en compte le couplage des différents modes de vibrations. Ce travail de modélisation fera l'objet du chapitre suivant.

CONFIDENTIEL ©

Chapitre 2 :

Modélisation de la Dynamique de la Garniture

2.1. Modèle Dynamique

Comme on l'a montré dans le chapitre précédent, le modèle dynamique de la garniture de forage devrait permettre de calculer le comportement de la garniture dans le régime transitoire en prenant en compte le couplage entre les différents modes de vibrations. Dans ce chapitre seront développées les équations qui régissent le mouvement de la garniture.

2.1.1. Présentation et Hypothèses

On considère une garniture de forage de longueur donnée, dont les rayons extérieur et intérieur peuvent varier avec la profondeur. Dans la partie inférieure de la garniture, on y trouve des masse-tiges et des stabilisateurs alors que la partie supérieure est constituée exclusivement de tiges creuses. La garniture est introduite dans un trou cylindrique de rayon R_p et incliné d'un angle α par rapport à la verticale (Figure 2.1).

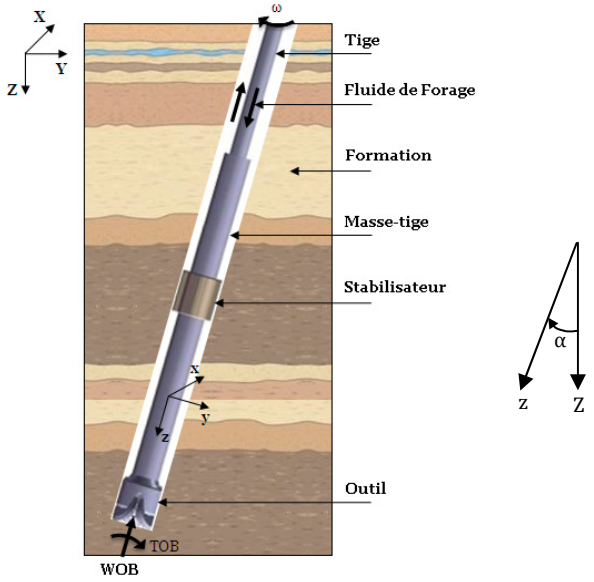


Figure 2.1: Garniture de Forage dans un Forage Incliné

La garniture est entrainée en rotation autour de son axe à une vitesse angulaire ω qui dépend du temps. Une force de compression, le poids sur l'outil, agit sur la partie inférieure de la garniture alors que l'outil est soumis à un couple nécessaire au forage de la roche. La garniture, étant creuse, achemine le fluide de forage de la surface vers l'outil à travers les

buses. Le fluide remonte, chargé de déblais de roche, dans l'espace annulaire laissé entre la tige et la paroi du puits foré. Ce fluide, généralement de la boue, est de masse volumique ρ_f et soumis à une certaine pression.

Pour établir les équations de mouvement de la tige, on définit deux repères (Figure 2.1) :

- un repère global fixe dont l'origine est à la surface du puits (centre de la table de rotation) ;
- un repère lié à la tige ; il dépend de l'abscisse curviligne s et du temps t .

La rotation de la garniture génère une force d'inertie à cause de l'excentricité, cette force d'inertie est responsable du déplacement latéral de la garniture c'est-à-dire dans un plan orthogonal à l'axe du forage pour une profondeur donnée. Le déplacement latéral de la tige peut être amplifié par la force de compression due au poids sur l'outil (phénomène de flambage). Cependant, ce déplacement ne peut pas dépasser le jeu garniture-formation. Quand la tige arrive en contact avec la formation ou le tubage, une force de contact se crée, la force s'annule quand le contact est rompu. Pendant son déplacement, la tige est en interaction avec le fluide de forage, cette interaction engendre des forces hydrodynamiques.

Pour étudier la dynamique d'une garniture de forage, nous l'assimilons à une structure élancée de type poutre. Nous établissons les équations de mouvement d'une poutre dans un cas général. Ensuite nous calculons les efforts extérieurs que subit la garniture pour les injecter dans les équations de mouvement de la poutre, ce qui permet d'obtenir les équations de mouvement de la garniture.

2.1.2. Dynamique d'une Poutre

On considère une poutre de longueur L , de rayons extérieur R_e et intérieur R_i ($R_i \le r \le \mathrm{R_e}$). Le centre d'une section donnée de la poutre, dans un état relâché, est situé sur le segment $\left\{s\vec{k}\right\}_{s\in[0,L]}$ où s est l'abscisse curviligne. La section a une surface $S=\pi\left(R_e^2-R_i^2\right)$ et un moment d'inertie polaire $J_0=2I$ tel que $I=\frac{\pi}{4}\left(R_e^4-R_i^4\right)$.

Quand la poutre est déformée, le centre d'abscisse s occupe la position $\vec{x}(s,t)$. Les points $\left\{s\vec{k}+\vec{\xi}\right\}_{\vec{\xi}\perp\vec{k}}$ de la section droite se retrouvent à l'instant t sur une surface de centre d'inertie $\vec{x}(s,t)$ et de vecteur normal unitaire $\vec{n}(s,t)$ conformément à la Figure 2.2.

Compte tenu du fort rapport entre la longueur de la tige et son diamètre, nous avons adopté la théorie de Bernoulli dans laquelle toute section droite non seulement reste plane (mouvement caractérisé par deux vecteurs : une translation et une rotation) mais aussi

reste droite (relation cinématique entre les deux vecteurs). Cette hypothèse signifie que l'on néglige l'effet de l'effort tranchant et donc du phénomène de gauchissement.

Comme le montre la Figure 2.2 on a :

- à l'état relâché : une poutre droite dont la longueur est décrite par la variable $s \in [0, L]$ et dont toutes les sections droites ont comme normale $\vec{k}$;
- à l'état déformé : les centres d'inertie sont sur $\vec{x}(s,t)$, la normale à la section droite est $\vec{n}(s,t)$ et l'abscisse curviligne de l'arc est $\sigma(s,t)$.

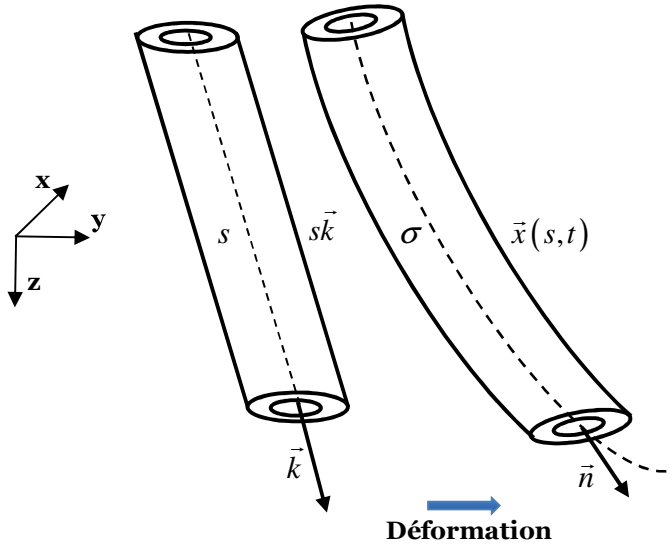


Figure 2.2: Tronçon de Poutre en Etat Déformé

2.1.2.1. Equations d'équilibre

La poutre est soumise à des actions extérieures exercées à distance (la gravité) ou par contact sur les faces latérales ($r = R_i$ et $r = R_e$) ainsi qu'à des efforts appliqués sur les sections $s = 0$ et $s = L$ (conditions aux limites). Les efforts répartis (gravité et contact sur les faces latérales) sont considérés par unité de longueur à l'état de référence (c.à.d. $s \in [0, L]$). Chaque tronçon $[s, s+ds]$ de la poutre est donc soumis à la résultante des efforts extérieurs : $\vec{f}(s,t)ds$ et la résultante des moments extérieurs : $\vec{m}(s,t)ds$. Sachant que pour toute fonction $\varphi(s,t)$ on note $\varphi' = \frac{\partial \varphi}{\partial s}$ et $\dot{\varphi} = \frac{\partial \varphi}{\partial t}$, les équations d'équilibre s'écrivent :

$$\vec{T}' + \vec{f} = \rho S \ddot{\vec{x}} \qquad (1)$$

$$\vec{M}' + \vec{x}' \wedge \vec{T} + \vec{m} = \rho I \frac{\partial}{\partial t}\left[\vec{\Omega} + \Omega \vec{n}\right] \qquad (2)$$

où $\vec{T}$ l'effort résultant interne, $\vec{M}$ le moment résultant interne et $\vec{\Omega}$ le vecteur rotation de la section avec $\Omega = \vec{\Omega}.\vec{n}$. ρ étant la masse volumique du matériau constitutif de la tige.

On va utiliser la loi de comportement de la poutre pour déterminer la relation entre les efforts internes et les déformations.

2.1.2.2. Loi de Comportement

On travaille dans le cadre de la théorie générale des poutres élastiques : matériau élastique linéaire et isotrope de module d'Young E et de coefficient de Poisson ν .

Soit $\vec{R}$ le vecteur déformation généralisée (flexion+torsion) du tronçon de poutre $[s, s+ds]$. Dans ce cas, on montre que :

$$\vec{R} = \vec{n} \wedge \vec{n}' + R\vec{n} \qquad (3)$$

$$\vec{\Omega} = \vec{n} \wedge \dot{\vec{n}} + \Omega\vec{n} \qquad (4)$$

$$\vec{M} = EI\left(\vec{n} \wedge \vec{n}'\right) + M\vec{n} \qquad (5)$$

$$\vec{T} = \frac{ES}{2(1+\nu)}\left(\vec{x}' - \sigma'\vec{n}\right) + T\vec{n} \qquad (6)$$

sachant que le couple de torsion vérifie la relation : $M = \frac{EI}{1+\nu}R$ et l'effort axial vérifie la relation : $T = ES\left(\sigma' - 1\right)$.

Outre ces relations, pour que la déformation généralisée et la rotation de la section soient admissibles, il faut qu'une certaine condition de compatibilité géométrique soit vérifiée, cette condition est telle que : $\Omega' = \dot{R} + \vec{n}.\left(\dot{\vec{n}} \wedge \vec{n}'\right)$.

Par ailleurs, dans la suite on se place dans le cadre restreint de la théorie des poutres en admettant que :

- $\vec{x}' = \sigma'\vec{n}$: c'est-à-dire qu'une section droite reste droite ;
- $\sigma' \simeq 1$: c'est-à-dire que l'on considère des faibles variations relatives de la longueur, par conséquent $T/_{ES} \ll 1$.

L'égalité $\vec{x}' = \sigma'\vec{n}$ est à comprendre dans le sens que la quantité $\vec{x}' - \sigma'\vec{n}$ est petite et que $\vec{T} = \vec{Q} + T\vec{n}$ où l'effort tranchant $\vec{Q}$ est inconnu, avec $\vec{Q}.\vec{n} = 0$.

CONFIDENTIEL ©

Les équations vectorielles précédentes peuvent être réécrites en les décomposant en égalités scalaires dans la direction de $\vec{n}$ (en multipliant scalairement par $\vec{n}$) et dans la direction orthogonale à $\vec{n}$ (en multipliant vectoriellement par $\vec{n}$).

On pose $m = \vec{m}.\vec{n}$ la partie du moment dans la direction de $\vec{n}$ et $\vec{m}_\perp = \vec{m} - m\vec{n}$ la partie du moment dans la direction orthogonale à $\vec{n}$. Pour un vecteur donné, le symbole « $\perp$ » désigne sa partie orthogonale.

Sachant que : $\vec{n}.\vec{n} = 1$ alors $\vec{n}'.\vec{n} = 0$ et $\dot{\vec{n}}.\vec{n} = 0$. En utilisant ces derniers résultats et en dérivant l'équation (5) par rapport à l'espace, on obtient :

$\vec{M}' = EI\left(\vec{n} \wedge \vec{n}''\right) + M\vec{n}' + M'\vec{n}$ et par conséquent $\vec{M}'.\vec{n} = M'$.

De la même façon, on dérive cette fois l'équation (4) par rapport au temps, on a donc :

$$\vec{\Omega} = \vec{n} \wedge \dot{\vec{n}} + \Omega\vec{n} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t}\left[\vec{\Omega} + \Omega\vec{n}\right] = \vec{n} \wedge \ddot{\vec{n}} + 2\Omega\dot{\vec{n}} + 2\dot{\Omega}\vec{n} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t}\left[\vec{\Omega} + \Omega\vec{n}\right].\vec{n} = 2\dot{\Omega}$$

Le théorème des moments conduit alors aux équations suivantes :

$$M' + m = 2\rho I\dot{\Omega} \qquad (7)$$

$$EI\left(\vec{n} \wedge \vec{n}''\right) + M\vec{n}' + \sigma'\vec{n} \wedge \vec{Q} + \vec{m}_\perp = \rho I\left(\vec{n} \wedge \ddot{\vec{n}} + 2\Omega\dot{\vec{n}}\right) \qquad (8)$$

La multiplication vectorielle à gauche par $\vec{n}$ de l'équation (8) conduit à :

$$-EI\vec{n}_\perp'' + M\left(\vec{n} \wedge \vec{n}'\right) - \sigma'\vec{Q} + \vec{n} \wedge \vec{m}_\perp = -\rho I\ddot{\vec{n}}_\perp + 2\rho I\Omega\vec{n} \wedge \dot{\vec{n}} \qquad (9)$$

ce qui donne : $\sigma'\vec{Q} = -EI\vec{n}_\perp'' + \vec{n} \wedge \left(M\vec{n}' + \vec{m}_\perp - 2\rho I\Omega\dot{\vec{n}}\right) + \rho I\ddot{\vec{n}}_\perp \qquad (10)$

avec $\sigma' \simeq 1$, $\vec{n}_\perp'' = \vec{n}_\perp'' - \left(\vec{n}.\vec{n}_\perp''\right)\vec{n}$ et $\ddot{\vec{n}}_\perp = \ddot{\vec{n}} - \left(\vec{n}.\ddot{\vec{n}}\right)\vec{n}$.

Dans la suite du calcul, nous supposons que $\vec{m}_\perp = \vec{0}$. Cette hypothèse est justifiée dans notre cas, compte tenu de la nature des efforts extérieurs appliqués sur la structure.

2.1.2.3. Hypothèse des Petites Déformations

Etant donné que la tige est soumise à des efforts de tension T tels que $T/ES \ll 1$ et que son mouvement latéral est limité par le jeu qui est largement inférieur à la longueur de la poutre, il est légitime d'approximer $\vec{x}(s,t)$ sous la forme $\vec{x}(s,t) = \left(s + w(s,t)\right)\vec{k} + \vec{u}$ avec $\vec{u} \cdot \vec{k} = 0$, $|w| \ll L$ et $\|\vec{u}\| \ll L$ et ce pour tout s et tout instant t. Nous admettons de plus que les dérivées $|w'|$ et $\|\vec{u}'\|$ sont des infiniment petits.

Par conséquent : $\vec{x}' = (1+w')\vec{k} + \vec{u}'$ et $\sigma' = 1 + w' \simeq 1$ au premier ordre. On en déduit que : $\vec{n} = \vec{k} + \vec{u}'$, alors on a : $\vec{n}' = \vec{u}''$ et $\dot{\vec{n}} = \dot{\vec{u}}'$.

Ce qui signifie que : $\vec{M} = EI\left(\vec{k} \wedge \vec{u}''\right) + M\vec{u}' + M\vec{k}$ d'où $M = \vec{M}.\vec{k}$.

Au premier ordre aussi, on a : $\Omega' = \dot{R}$ puisque $\dot{\vec{n}} \wedge \vec{n}' = \dot{\vec{u}}' \wedge \vec{u}''$.

- **Mouvement de Torsion**

Soit θ un angle de rotation autour de $\vec{n}$ (donc autour de $\vec{k}$ au premier ordre), on a donc $\dot{\theta} = \Omega$ qui est la vitesse de rotation ; ce qui signifie que :

$$\frac{\partial(\theta' - R)}{\partial t} = 0.$$

Par ailleurs, si l'on considère un état initial non vrillé de la poutre c'est-à-dire $\theta' = 0$, l'égalité précédente donne : $\theta' = R$ et le couple de torsion devient donc :

$$M = \frac{EI}{1+\nu}\theta'.$$

Alors l'équation (7) devient :

$$\frac{EI}{1+\nu}\theta'' + m = 2\rho I\ddot{\theta} \qquad (11)$$

Il s'agit donc de l'équation du mouvement de torsion, on peut déduire de cette équation que si le couple m est connu alors le mouvement de torsion de la poutre peut être étudié de manière autonome.

- **Mouvement Axial**

On a : $\vec{n}'' = \vec{u}^{(3)}$ et $\vec{n}''.\vec{n} = \vec{u}^{(3)}.\vec{u}'$ (terme de second ordre) alors au premier ordre, on obtient : $\vec{n}_{\perp}'' = \vec{u}^{(3)}$. On démontre de la même façon l'égalité suivante : $\ddot{\vec{n}}_{\perp} = \ddot{\vec{u}}'$.

Par conséquent, l'effort tranchant (équation (10)) devient :

$$\vec{Q} = -EI\vec{u}^{(3)} + \vec{k} \wedge \left(M\vec{u}'' - 2\rho I\dot{\theta}\dot{\vec{u}}'\right) + \rho I\ddot{\vec{u}}'$$

On a aussi : $\vec{T} = \vec{Q} + T\vec{u}' + T\vec{k}$, d'où $T = \vec{T}.\vec{k}$ avec $T = ESw'$.

Finalement on obtient : $\vec{T} = T\vec{k} - EI\vec{u}^{(3)} + T\vec{u}' + \rho I\ddot{\vec{u}}' + \vec{k} \wedge \left(M\vec{u}'' - 2\rho I\dot{\theta}\dot{\vec{u}}'\right)$

On remplace l'expression du vecteur $\vec{T}$ dans l'équation de mouvement (1) et on projette dans la direction de $\vec{k}$, on obtient donc : $T' + f = \rho S\ddot{w}$, avec $f = \vec{f}.\vec{k}$ et $T = ESw'$, ce qui donne finalement :

$$ESw'' + f = \rho S\ddot{w} \qquad (12)$$

Il s'agit ici de l'équation du mouvement axial, on peut déduire de cette équation que si l'effort f est connu alors le mouvement axial de la poutre peut être étudié de manière autonome, exactement comme le mouvement de torsion (même type d'équation).

- **Mouvement Latéral**

On remplace l'expression du vecteur $\vec{T}$ dans l'équation de mouvement (1) et on projette dans la direction orthogonale à $\vec{k}$ (c'est-à-dire on multiplie vectoriellement par $\vec{k}$) ; alors on obtient : $-EI\vec{u}^{(4)} + (T\vec{u}')' + \rho I\ddot{\vec{u}}'' + \vec{k} \wedge \left((M\vec{u}'')' - 2\rho I\left(\dot{\theta}\dot{\vec{u}}'\right)' \right) + \vec{f} - f.\vec{k} = \rho S\ddot{\vec{u}}$

Cette équation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$-EI\vec{u}^{(4)} + (T\vec{u}')' + \vec{k} \wedge (M\vec{u}'')' + \vec{f} - f.\vec{k} + \vec{A}' = \rho S\ddot{\vec{u}} \qquad (13)$$

où le vecteur $\vec{A}$ est donné par l'expression suivante : $\vec{A} = \rho I\ddot{\vec{u}}' - 2\rho I\dot{\theta}\vec{k} \wedge \dot{\vec{u}}'$.

L'équation (13) est l'équation du mouvement latéral, il s'agit d'une équation vectorielle à deux dimensions. Elle concerne le vecteur déplacement latéral $\vec{u} = (u_1, u_2)$ et on peut la décomposer en deux équations scalaires couplées : une équation pour le déplacement latéral u_1 et une équation pour le déplacement latéral u_2.

2.1.2.4. Méthodologie

Pour résoudre l'équation du mouvement latéral (équation 13), on doit disposer de l'effort axial T, du couple de torsion M et de la vitesse de rotation $\dot{\theta}$. Par conséquent, il faut résoudre l'équation du mouvement de torsion (équation 11) et l'équation du mouvement axial (équation 12) avant de déterminer le mouvement latéral. Pour résumer, on a quatre degrés de liberté :

- la rotation θ autour de $\vec{k}$;
- le déplacement w dans la direction de $\vec{k}$;
- les deux déplacements latéraux u_1 et u_2 dans le plan latéral (orthogonal à $\vec{k}$).

Dans la section suivante, on va calculer la résultante des efforts extérieurs $\vec{f}(s,t)$ et la résultante des moments extérieurs $\vec{m}(s,t)$. En effet, la force $\vec{f}(s,t)$ regroupe le poids, la force d'inertie, les forces hydrodynamiques et les forces de contact. En revanche, on considère que le moment $\vec{m}(s,t)$ provient uniquement du contact puisque l'on a supposé que $\vec{m}_{\perp} = \vec{0}$.

2.1.3. Forces Extérieures

Nous venons de voir que la mise en équation du problème compte tenu des diverses hypothèses s'effectue de manière naturelle dans le repère local lié à la poutre droite dans son état relâché (repère $(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ où z est l'axe $\vec{k}$ de la poutre). Toutes les autres données du problème pratique à résoudre se définissent simplement dans ce repère hormis la gravité. Nous introduisons alors comme donnée l'inclinaison α de la poutre par rapport à la gravité et nous posons donc :

$$\vec{g} = g\left(\cos(\alpha)\vec{k} + \sin(\alpha)\vec{k}^{*}\right)$$

où $\vec{k}^{*}$ est un vecteur orthogonal à $\vec{k}$ arbitraire que l'on peut caractériser par son angle azimutal par rapport à l'axe $\vec{x}$ qui a été choisi.

2.1.3.1. Poids

Compte tenu de la présence du fluide, les forces de gravité utilisent la masse volumique déjaugée $\rho - \rho_f$ et sont donc par unité de longueur :

$$\vec{P} = \left(\rho - \rho_f\right) S\vec{g}$$

Ce chargement $\vec{P}$ est l'un des termes qui interviennent dans $\vec{f}$ (équations 12 et 13) et qui n'a aucune contribution au moment de torsion m (équation 11).

2.1.3.2. Force d'Inertie

La force d'inertie agit uniquement dans la direction latérale, quand la section de la tige tourne d'un certain angle θ autour de $\vec{k}$ alors le centre de gravité C_g tourne autour du centre géométrique C_o avec le même angle θ (Figure 2.3).

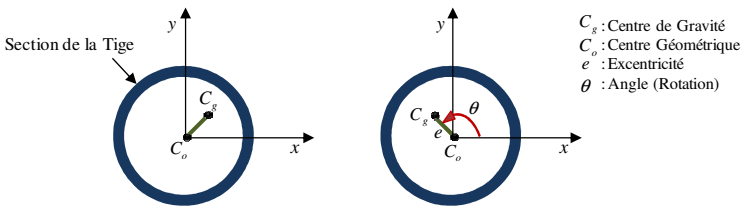


Figure 2.3: Excentricité et Rotation

Donc, la position du point C_g à chaque instant est donnée par : $\vec{u}_e = e\begin{pmatrix}\cos(\theta(s,t)+\psi(s))\\ \sin(\theta(s,t)+\psi(s))\end{pmatrix}$.

Dans cette écriture, le vecteur est caractérisé par ses deux composantes dans le repère local $(\vec{x},\vec{y},\vec{z})$ et $\psi(s)$ représente un angle initial. En dérivant, on obtient l'accélération et on en déduit la force d'inertie : $\vec{F}_e = \rho S e\begin{pmatrix}\dot{\theta}^2\cos(\theta+\psi)+\ddot{\theta}\sin(\theta+\psi)\\ \dot{\theta}^2\sin(\theta+\psi)-\ddot{\theta}\cos(\theta+\psi)\end{pmatrix}$.

Cette force $\vec{F}_e$ est une partie de la force $\vec{f}$ (équation 13) puisqu'elle n'a pas de composante tangentielle (équation 12) et on néglige son moment qui est en e^2 (pas d'intervention dans l'équation 11).

2.1.3.3. Forces Hydrodynamiques

En ce qui concerne l'action de la boue sur la structure que nous étudions et qui est donc un chargement externe, nous avons déjà admis que la boue qui circule à l'intérieur d'une partie de la structure peut être assimilée à une masse purement inertielle pour le mouvement latéral et qui exerce, en plus de la boue externe, une pression hydrostatique sachant que l'ensemble est alors traduit en poussée d'Archimède (masse volumique déjaugée). En revanche, le mouvement latéral du fluide extérieur dans l'espace annulaire, induit par le mouvement de la tige (Figure 2.4), doit être pris en compte.

Remarque : dans ce travail, on ne prend pas en compte le fluide déplacé par le mouvement axial et le mouvement de torsion.

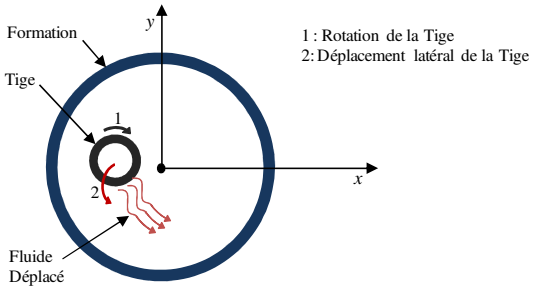


Figure 2.4: Fluide Déplacé par le Mouvement Latéral de la Tige

L'action de la boue externe n'étant pas mesurée, on se retrouve dans la situation où nous devons modéliser le fluide (la boue de forage). Nous avons alors opté pour une approche classique dans les publications du métier dans laquelle le raisonnement de base concerne la dynamique d'un fluide newtonien (linéaire) avec des conditions aux limites imposées. Or, même pour un simple mouvement en deux dimensions (dans le plan x, y) la solution générale n'est pas accessible analytiquement.

Nous savons que les chercheurs qui ont abordé ce problème (Chen et al., 1974) ont tenu compte d'un caractère semi-périodique du mouvement de la tige pour expliciter les efforts d'interaction entre la tige et le fluide et que de toutes les manières les expressions finales sont à caler (lois empiriques) à partir d'observations réelles. Chen et al. (1974) ont calculé analytiquement la force hydrodynamique nécessaire pour déplacer le fuide dans l'espace annulaire, en supposant que la tige est en mouvement de vibration latéral avec une pulsation $\bar{\omega}$ et une vitesse V . La force exercée par la tige sur le fluide est donnée par :

$F_{tige \to fluide} = m_f V \bar{\omega}\left[\mathrm{Re}(H)\sin(\bar{\omega}t) + \mathrm{Im}(H)\cos(\bar{\omega}t)\right]$, avec $m_f = \rho_f \pi R_e^2$ est la masse du fluide déplacé par la tige si l'espace annulaire est infini.

La fonction $H(s,t)$ qui apparaît dans l'expression de $F_{tige \to fluide}$ a des valeurs dans le corps des complexes (Annexe A1). Cette fonction dépend des caractéristiques du fluide (viscosité cinématique ν et masse volumique ρ_f), des paramètres géométriques (R_e et R_p) ainsi que de la pulsation $\bar{\omega}$.

D'après le principe de réciprocité des actions, l'expression de la force hydrodynamique qui s'exerce sur la tige peut s'écrire sous la forme suivante :

$F_{fluide \to tige} = -F_{tige \to fluide} = -C_m m_f V \bar{\omega}\sin(\bar{\omega}t) + C_d m_f V \bar{\omega}\cos(\bar{\omega}t)$, où $C_m = \mathrm{Re}(H)$ et $C_d = -\mathrm{Im}(H)$.

La partie réelle de cette force est en phase avec le mouvement de la tige. Le terme $C_m m_f$ qui apparaît dans cette partie est défini comme la masse ajoutée. Il s'agit de la masse de fluide que la tige déplace pendant son mouvement. C_m est appelé coefficient de masse ajoutée.

En revanche, La partie imaginaire de la force hydrodynamique n'est pas en phase avec le mouvement, ce qui nous rappelle l'amortissement. Cet amortissement est dû à la viscosité du fluide de forage et mesuré à travers le coefficient : $C_d = -\mathrm{Im}(H)$.

- **Masse Ajoutée**

Pour mieux comprendre cette notion de masse ajoutée, on va étudier son évolution en fonction du nombre de Reynolds associé à l'écoulement du fluide : $\mathrm{Re} = \frac{\bar{\omega} R_e^2}{\nu}$ et le paramètre géométrique adimensionnel : $\gamma = \frac{R_p}{R_e}$.

D'après la Figure 2.5, si le nombre de Reynolds augmente alors le facteur de masse ajoutée diminue légèrement, ce qui montre que le régime d'écoulement du fluide dans l'espace annulaire n'a pas une grande incidence sur la masse ajoutée. D'autre part, quand γ tend vers 1, c'est-à-dire que le jeu tige-formation se réduit, on note que le coefficient de masse ajoutée

augmente, ce qui augmente la masse en vibration et réduit sensiblement la fréquence propre (Allen, 1987). On en déduit alors que dans ce cas, le fluide est beaucoup plus difficile à déplacer à cause du confinement. En revanche, si γ tend vers l'infini, c'est-à-dire le jeu tige-formation est très grand, alors le facteur de masse ajoutée tend vers 1.

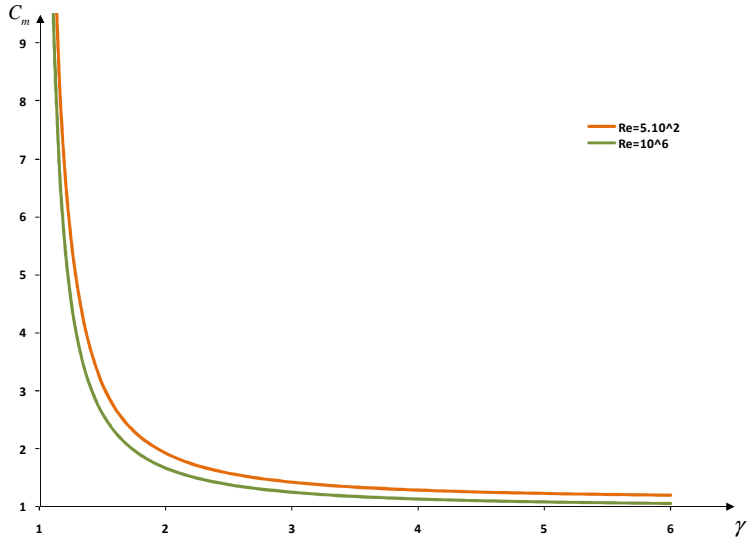


Figure 2.5: C_m=f(γ) pour Différents Nombres de Reynolds (Chen et al., 1974)

- **Amortissement**

D'après la Figure 2.6, le coefficient d'amortissement devient négligeable quand le nombre de Reynolds est élevé et l'espace annulaire est grand (c'est-à-dire γ est grand). L'effet de la viscosité est plus marqué quand la fréquence de vibration de la tige est faible. D'après Booth (2009), le nombre de Reynolds qui apparaît dans l'expression de l'amortissement est de l'ordre de 10^4 dans le cas d'un forage pétrolier classique. Par conséquent, on peut déduire que si l'espace annulaire est grand, on peut négliger les effets de la viscosité. En admettant cette hypothèse, les chercheurs négligent souvent l'amortissement et calculent le coefficient de masse ajoutée pour un fluide de forage non visqueux.

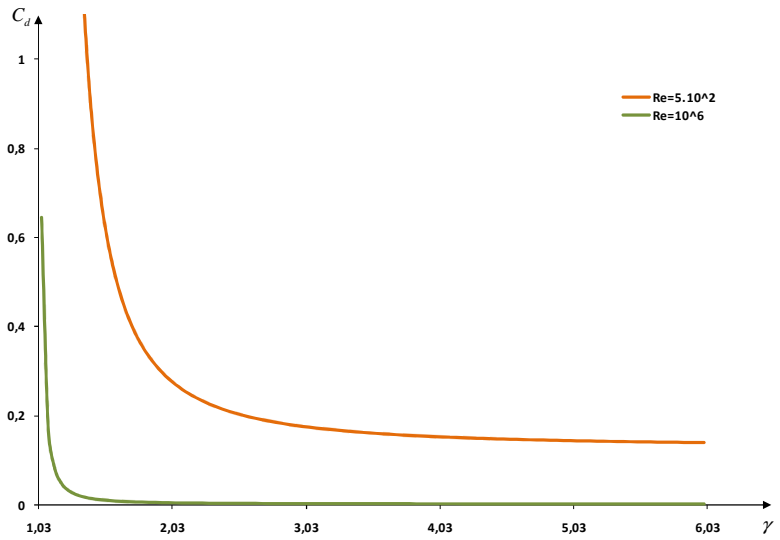


Figure 2.6: C_d=f(γ) pour Différents Nombres de Reynolds (Chen et al., 1974)

- **Approximations et Etude Comparative**

En se basant sur le travail de Chen et al. (1974), d'autres expressions on été développées pour calculer la masse ajoutée et l'amortissement. Shyu (1989) a fourni une approximation de la masse ajoutée pour un fluide visqueux avec un nombre de Reynolds relativement élevé. En revanche, Heisig et al. (2000) ont considéré un fluide non visqueux. Dans ce cas, le coefficient de masse ajoutée ne dépend que de γ et le coefficient d'amortissement ne peut pas être calculé.

Les expressions basées sur le modèle de Chen et al. (1974) admettent que la tige est en mouvement de vibration simple dans le puits. Cependant, Brennen (1976) considère un cas plus général où la tige vibre latéralement et effectue un mouvement de whirling en même temps. L'inconvénient de cette formulation réside dans le fait que la vitesse de whirling (supposée connue) varie en fonction du temps alors la masse ajoutée n'est plus constante, ce qui introduit une difficulté supplémentaire.

Pour choisir la meilleure approximation, on a réalisé une comparaison entre les différentes formulations pour un nombre de Reynolds assez élevé (de l'ordre de 10^6), le résultat est présenté dans la Figure 2.7. En effet, la courbe de Chen et al. (1974) et la courbe de Shyu (1989) sont pratiquement confondues, ce qui justifie l'approximation faite par Shyu (1989) si le nombre de Reynolds est assez élevé. En revanche, il y a une différence sensible entre la courbe de Heisig et al. (2000) et la courbe de Chen et al. (1974). On en déduit que l'approximation de Heisig et al. (2000) peut être justifiée seulement si le nombre de Reynolds tend vers l'infini (viscosité très faible).

CONFIDENTIEL ©

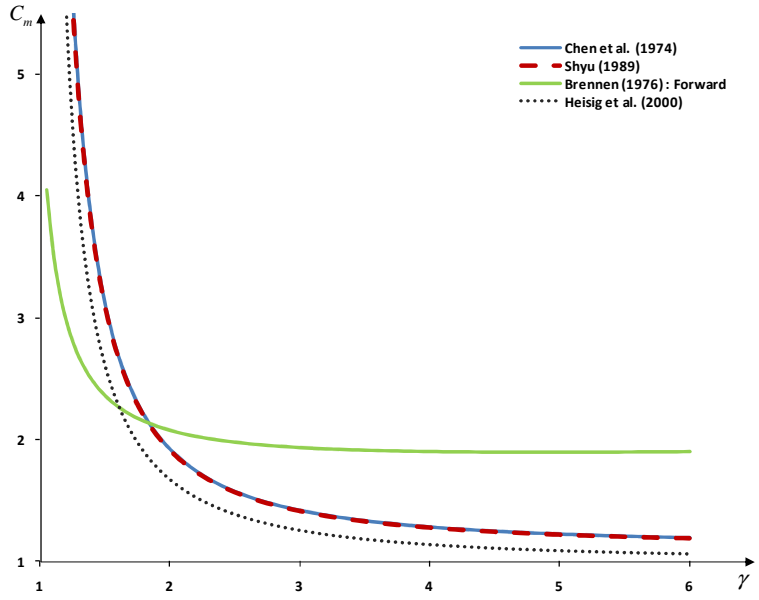


Figure 2.7: Coefficient de Masse Ajoutée Selon Différents Auteurs

En ce qui concerne la formulation de Brennen (1976), on a une grande différence dans le calcul de la masse ajoutée par rapport à la formulation de Chen et al. (1974). Cette différence est d'autant plus marquée si l'on modifie la nature du whirling (forward, backward…) comme le montre la Figure 2.8. En effet, la masse ajoutée est plus élevée pour un backward whirling que pour un forward whirling. Cette observation est importante mais il est difficile d'utiliser la formulation de Brennen (1976) dans notre cas. En effet, la vitesse de whirling est une inconnue dans notre problème ce qui nécessite un aménagement de notre logiciel qui est prévu en perspectives.

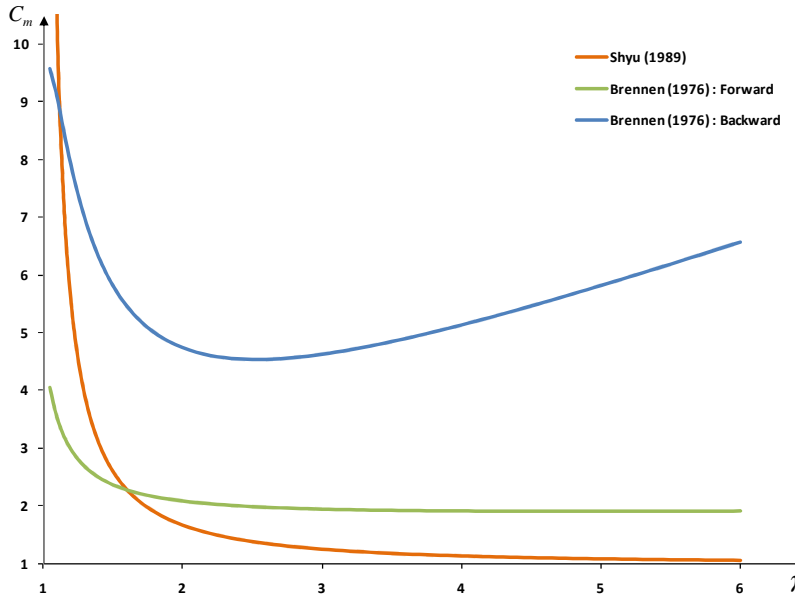


Figure 2.8: Coefficient de Masse Ajoutée en Fonction du Mode de Vibrations

En tenant compte des raisons que l'on vient d'évoquer, on va écarter la formulation de Brennen (1976). On écarte également l'approximation de fluide non-visqueux faite par Heisig et al. (2000). Cependant, l'approximation proposée par Shyu (1989) semble donner des résultats assez satisfaisants. Dans la suite, on utilisera cette approximation pour estimer le coefficient de la masse ajoutée et le coefficient d'amortissement.

Remarque : pour le mouvement latéral, la masse totale en mouvement regroupe donc la masse de la section d'acier de la tige, le fluide à l'intérieur de la tige et la masse ajoutée : $m_t = \rho S + \rho_f \pi R_i^2 + C_m \rho_f \pi R_e^2$; on rappelle que S est la section de la tige.

- **Application Numérique : Effet de la Masse Ajoutée**

L'application numérique proposée ici a pour objectif l'étude de l'effet de la masse ajoutée sur un calcul de fréquences propres latérales. Le cas étudié est une poutre en acier (E=210 MPa, ν=0.3 et ρ=7800 Kg/m³) de longueur 100 m. La poutre a un diamètre intérieur de 3" et un diamètre extérieur de 4", elle est introduite dans un puits horizontal de diamètre 5"½ et immergée dans un fluide de masse volumique ρ_f =1000 Kg/m³.

En ce qui concerne les conditions aux limites, on considère des appuis simples pour les deux extrémités de la poutre. Dans ces conditions, Heisig et al. (2000) proposent une expression analytique pour calculer les fréquences propres latérales. Il faut signaler que l'expression analytique n'est possible à calculer qu'en absence de viscosité. Pour tenir compte de la viscosité on utilise la formulation de Shyu (1989). On compare ensuite les fréquences propres latérales pour les deux cas, les résultats sont présentés sur la Figure 2.9 pour les trois premières fréquences latérales. On en déduit que la fréquence propre est surestimée d'environ 3% quand on utilise l'approximation de Heisig et al. (2000). Cela signifie que si l'on néglige la viscosité du fluide de forage, on aura une surestimation des fréquences propres latérales.

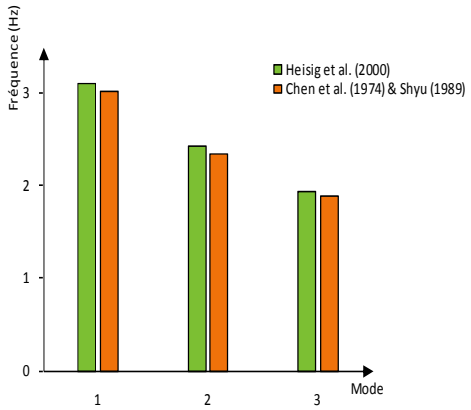


Figure 2.9: Masse Ajoutée et Fréquences Propres

2.1.3.4. Forces de Contact

La présence des zones de contact entre la garniture de forage et la paroi du puits entraine une augmentation sensible des efforts dans la tige et surtout au niveau du couple de torsion (Dykstra et al., 1996). La présence du contact est aussi synonyme d'impacts violents garniture-formation. Dans la littérature, plusieurs modèles ont été proposés pour déterminer la force de contact. Dans ces modèles, on considère parfois que la paroi du puits est infiniment rigide (Yigit et al., 1996) mais on considère également que la paroi peut se déformer sous l'effet des vibrations de la garniture (Pastusek et al., 2003).

Les efforts de contact peuvent être représentés par : une force normale F_n, une force tangentielle F_t et un moment m qui s'oppose à la rotation de la tige (Figure 2.10).

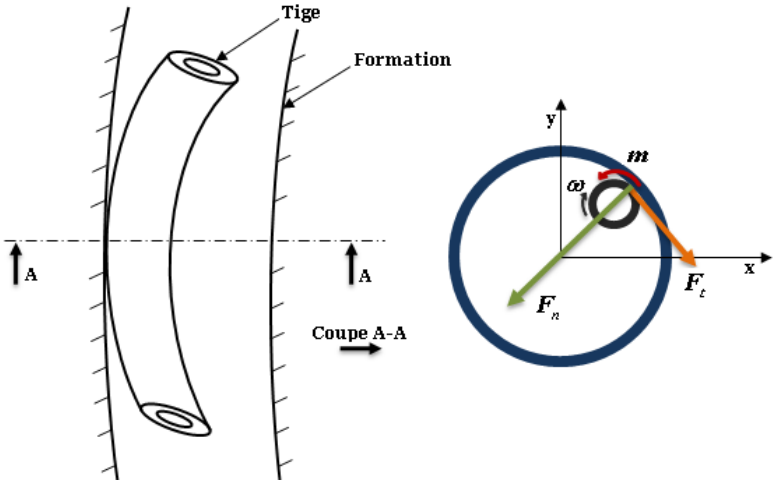


Figure 2.10: Efforts de Contact

- **Force Normale de Contact**

Les forces de contact n'existent pas si le déplacement latéral de la tige ne dépasse pas le jeu J tel que $J = R_p - R_e$ avec R_p le rayon du puits et R_e le rayon extérieur de la tige. En revanche, si le déplacement dépasse ce jeu, on applique une force de rappel (normale) pour remettre la tige dans le trou. La force de contact normale dépend de la rigidité du contact et elle est proportionnelle au dépassement, c'est-à-dire la différence entre le jeu et le déplacement latéral de la tige (Yigit et al., 1996). Un amortissement de contact a été considéré par Birades (1985) ainsi que par Kotsonis (1994), dans ce cas la force normale dépend non seulement du dépassement mais aussi de la vitesse de dépassement. Dans le cadre de ce travail, on va négliger l'amortissement de contact parce que l'on ne cherche que la norme de la force. On considère uniquement deux états soit un dépassement nul soit un dépassement non nul et on n'étudie pas l'évolution du dépassement dans le temps. En

CONFIDENTIEL ©

partant de ces conditions, la théorie qui apparaît la mieux adaptée pour déterminer la force de contact normale est celle de Hertz utilisée par Yigit et al. (1996).

On suppose que le contact a un comportement élastique, alors la force normale dépend de la forme géométrique des éléments en contact, de la rigidité de chaque élément et de la nature du contact (ponctuel, linéaire, elliptique). On assimile la garniture et le puits à deux cylindres concentriques, ce qui permet de considérer que la zone de contact est de forme elliptique. Dans ce cas, la force normale de contact s'écrit :

$$\begin{cases} F_n = K_c \delta^{\frac{3}{2}} & si \quad \delta > 0 \\ F_n = 0 & si \quad \delta \le 0 \end{cases}$$

Dans cette expression, le dépassement δ (Figure 2.11) est partout négatif sauf dans les zones de contact. La rigidité de contact (K_c) dépend de la géométrie de contact et des rigidités de la garniture et de la formation (ou le tubage si le puits est revêtu d'un tube en acier). En effet, selon la théorie de Hertz, la rigidité de contact peut être calculée avec la formule suivante :

$$K_c = \frac{4}{3} E_c R_c^{\frac{1}{2}}$$

avec E_c un module d'Young équivalent et R_c le rayon équivalent de contact (contact elliptique dans notre cas) : $\frac{1}{E_c} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$ et $\frac{1}{R_c} = \frac{1}{R_e} - \frac{1}{R_p}$ où E_1, ν_1 sont respectivement le module d'Young et le coefficient de poisson de la garniture ; E_2, ν_2 sont respectivement le module d'Young et le coefficient de poisson de la formation.

La théorie de Hertz permet de déterminer analytiquement la rigidité de contact connaissant les données géométriques et mécaniques du problème. L'autre intérêt c'est que la paroi du puits n'est pas considérée infiniment rigide (on prend en compte sa déformabilité).

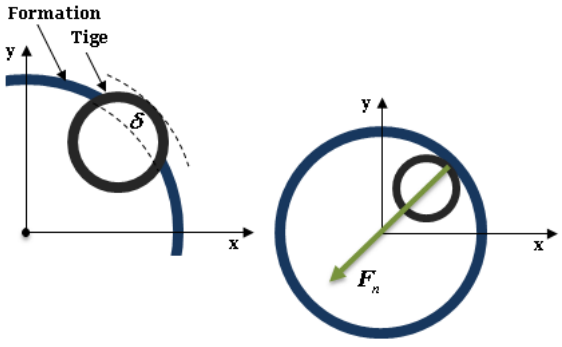


Figure 2.11: Dépassement δ et Force Normale de Contact

Sur la Figure 2.12, la force normale est calculée pour une tige en acier en contact avec un tubage en acier pour le premier cas (E=210 MPa et ν=0.3) et avec une formation rocheuse pour le deuxième cas (E=50 MPa et ν=0.4).

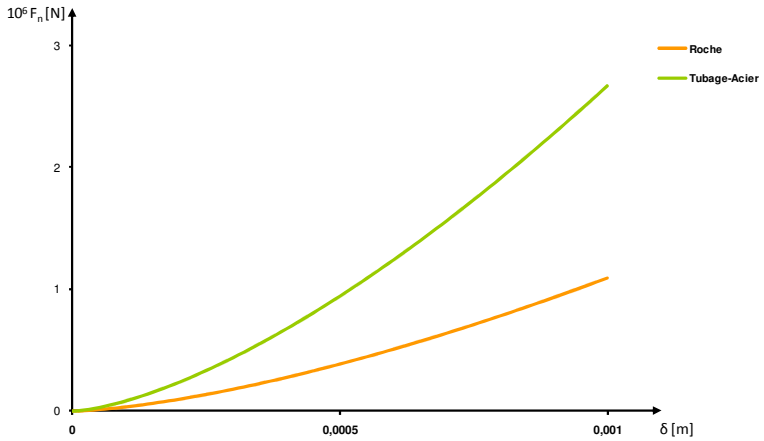


Figure 2.12 : Force Normale de Contact F_n=f(δ)

- **Force Tangentielle de Contact**

L'étude du contact entre deux solides (ici la tige et la formation ou le tubage) avec ou sans présence d'un troisième corps (la boue de forage par exemple) relève de la tribologie avec deux notions : le mouvement relatif entre deux solides caractérisé par un vecteur vitesse $\vec{V}_r$ tangent au contact et l'effort exercé par un solide sur l'autre qui a une composante normale $F_n > 0$ (compression) et une composante $\vec{F}_t$ (vecteur tangent à la surface de contact). La science de la tribologie conduit à une relation qui exprime $\vec{F}_t$ en fonction de $F_n, \vec{V}_r$, des propriétés du troisième corps ainsi que non seulement l'état de la surface de contact (à l'échelle microscopique) mais aussi des courbures macroscopiques locales de cette surface. Dans le cas qui nous intéresse, cela nous amène à distinguer la composante axiale de $\vec{F}_t$ (dans la direction de la tige) de celle qui est dans la section droite de la tige et qui contribue entre autre au couple de la torsion m. Pour chacune de ces composantes, nous disposons donc de loi qui relie F_t, F_n, V_r et au troisième corps, loi que nous puisons dans la bibliographie du métier « forage pétrolier » à cause des ordres de grandeur des efforts de contact et de l'existence de diverses validations de l'approche. Pour les deux directions (axiales et de rotation) la phénoménologie est la même, seule la courbure est différente. En suivant les spécialistes nous adoptons donc la même forme pour la loi et seuls les paramètres de cette loi (coefficient de frottement par exemple) auront des valeurs différentes selon la direction. Dans la suite, nous présentons la loi choisie en l'exprimant par rapport au mécanisme de rotation.

CONFIDENTIEL ©

En présence du whirling, la tige peut rouler et/ou glisser sur la paroi du puits, ce mouvement crée donc une force tangentielle de contact. Le modèle le plus commun pour exprimer cette force est celui de Coulomb (Théron et al., 2001). La force tangentielle dépend de la vitesse relative V_r entre la garniture et la paroi du puits, si la vitesse relative est nulle alors on n'a pas de mouvement relatif (adhérence). En revanche, si la vitesse relative est non nulle alors on a un glissement et/ou roulement de la tige sur la paroi du puits.

La force de frottement s'écrit donc :

$$\begin{cases} F_t = -\mathrm{sgn}(V_r)\mu_c F_n & si\ V_r \neq 0 \\ F_t = \mu_s F_n & si\ V_r = 0 \end{cases}$$

où μ_c et μ_s sont respectivement les coefficients de frottement cinétique et statique sachant que $\mathrm{sgn}(x) = \dfrac{x}{|x|}$.

Pour tenir compte de l'effet du fluide de forage sur le contact, on ajoute un frottement visqueux proportionnel à la vitesse, on aboutit alors à un modèle de frottement classique, le même que celui de de Marchi (1998) :

$$\begin{cases} F_t = -\mathrm{sgn}(V_r)\mu_c F_n + \eta V_r & si\ V_r \neq 0 \\ F_t = \mu_s F_n & si\ V_r = 0 \end{cases}$$

où η est le facteur de frottement visqueux (Figure 2.13).

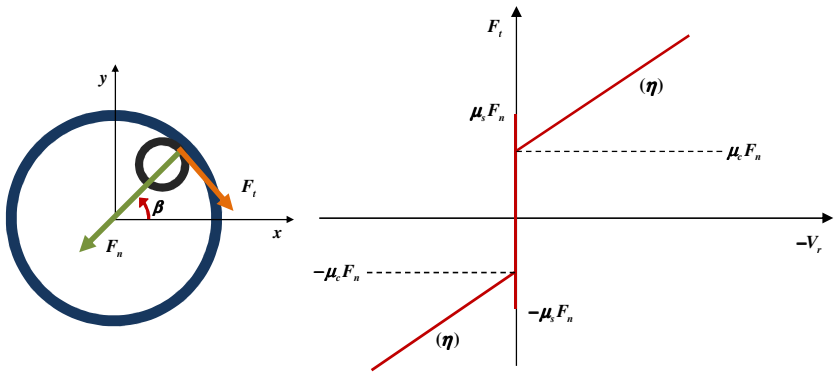


Figure 2.13: Modèle Classique de Frottement

Si l'on a du roulement entre les deux surfaces en contact alors le coefficient de frottement cinétique μ_c sera remplacé par le coefficient de frottement de roulement μ_r qui dépend de l'état de déformation de la zone de contact. Généralement le coefficient statique est supérieur au coefficient cinétique et il est indépendant de la vitesse de glissement. D'autre part, le coefficient de frottement de roulement est généralement inférieur au coefficient de glissement (Samuel, 2010).

Les coefficients de frottement dépendent de la nature des surfaces en contact et de leur état. La présence du fluide de forage dans l'espace annulaire a aussi un effet sur les coefficients de frottement, on parle du contact lubrifié. En effet, pour un contact acier-acier sec, le coefficient de frottement statique est de l'ordre de 0.78, il est seulement de 0.1 pour un contact acier-acier lubrifié (Samuel, 2010). Un recensement des coefficients de frottement suivant la nature du fluide de forage et du contact est présenté dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1: Valeurs du Coefficient de Frottement (Samuel, 2010)

Type de Fluide	Coefficient de Frottement	
	Tubage	Roche
A Base d'Huile	0.16-0.20	0.17-0.25
A Base d'Eau	0.25-0.35	0.25-0.40
Saumure	0.30-0.40	0.30-0.40
A Base de Polymères	0.15-0.22	0.20-0.30
Synthétique	0.12-0.18	0.15-0.30
Mousses	0.30-0.40	0.35-0.55
Air	0.35-0.55	0.40-0.60

On rencontre dans la littérature des modèles de frottement qui prennent en compte le frottement visqueux et l'effet lubrifiant du fluide de forage tels que le modèle de Stribeck (Figure 2.14). Le modèle de Stribeck (de Marchi, 1998) est l'un des plus utilisés en cas de contact lubrifié (Nenad, 2005). La lubrification introduit un amortissement négatif dans les forces de frottement quand la vitesse relative entre les deux surfaces est faible. C'est l'effet de Stribeck. Il est souvent présenté sous la forme suivante :

$$F_t = F_c + \left(F_s - F_c\right) e^{-\left|\frac{V_r}{V_s}\right|^{\delta_s}} + \eta V_r$$

avec $F_c = \mu_c F_n$ est la force de frottement dynamique et $F_s = \mu_s F_n$ est la force de frottement statique. Quand la vitesse relative est nulle, on a $F_t = F_s$, la force statique. Deux paramètres importants apparaissent dans ce modèle, le facteur de forme de Stribeck δ_s et la vitesse de Stribeck V_s.

Le modèle de Stribeck est utilisé généralement pour modéliser certains phénomènes vibratoires particuliers comme le stick-slip (Heisig et al., 2000). L'effet de Stribeck assure la décroissance de frottement quand la vitesse relative est faible, c'est une condition nécessaire pour développer le stick-slip.

CONFIDENTIEL ©

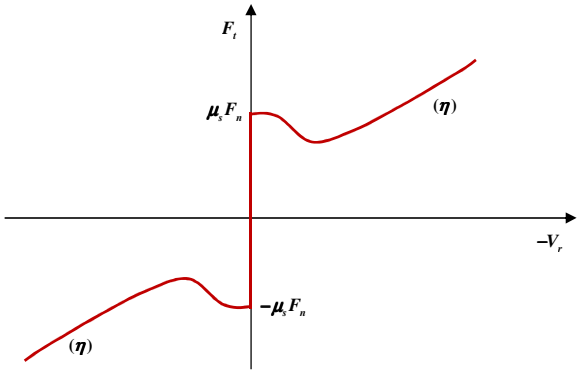


Figure 2.14: Modèle de Frottement avec Effet de Stribeck

Dans le modèle classique comme dans le modèle de Stribeck, la force de frottement dépend de la vitesse relative des deux surfaces en contact. Si la vitesse relative est nulle alors le coefficient de frottement est égal au frottement statique μ_s. En revanche si la vitesse relative est non nulle, alors deux cas se présentent suivant la vitesse de glissement $V_g = (R_p - R_e)\Omega + R_e\omega$ (Théron, 1996) :

- $V_g = 0$: mouvement de roulement sans glissement alors le coefficient de frottement est $-\mu_r \operatorname{sgn}(V_r)$ ou $\operatorname{sgn}(V_r)$ désigne le signe de la vitesse de roulement ;
- $V_g \neq 0$: mouvement de glissement alors le coefficient de frottement est $-\mu_c \operatorname{sgn}(V_g)$.

Remarques :

1- le moment m est déduit directement à partir de la force de frottement tangentielle.

2- une autre force de frottement est mise en œuvre quand la tige effectue un mouvement axial, cette force est proportionnelle à la force normale via un coefficient de frottement axial μ_a et elle est similaire à la force tangentielle.

3- pour résumer, on a un coefficient de frottement statique quand la tige n'est pas en mouvement, un coefficient de frottement de roulement quand la tige roule sans glisser et un coefficient de frottement cinétique quand la tige glisse. A cela s'ajoute le coefficient de frottement axial.

2.2. Résolution par Eléments Finis

Les équations du mouvement forment un système de quatre équations aux dérivées partielles couplées et non linéaires, sa résolution impose le recours à une méthode numérique. Cela consiste à approcher la solution continue des équations par une solution discrète donnée en un nombre fini de points appelés nœuds. On passe donc d'un problème exact (continu) à un problème approché (discret) et on dispose de plusieurs techniques

CONFIDENTIEL ©

numériques telles que la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis et la méthode des volumes finis.

2.2.1. Méthodes Numériques

2.2.1.1. Méthode des Différences Finis

La méthode des différences finies consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans le problème continu par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.

Cette méthode est la plus accessible grâce à sa simplicité d'écriture et son faible coût de calcul (Shyu, 1989). En revanche, la géométrie des domaines de calcul doit être simple. En plus, la méthode présente des difficultés de prise en compte des conditions aux limites variées.

2.2.1.2. Méthode des Volumes Finis

La méthode des volumes finis permet d'intégrer, sur des volumes élémentaires de forme simple, les équations écrites sous forme de loi de conservation. Elle fournit ainsi de manière naturelle des formulations discrètes conservatives et est donc particulièrement adaptée aux équations de la mécanique des fluides (conservation de la masse, conservation de la quantité de mouvement, conservation de l'énergie).

La méthode des volumes finis est relativement simple si les volumes élémentaires sont des rectangles. Néanmoins, l'utilisation de volumes élémentaires de forme quelconque permet de traiter des géométries complexes, ce qui est un grand avantage sur les différences finies. Selon (Saiac, 2006), l'inconvénient de la méthode reste l'absence de résultats théoriques de convergence.

2.2.1.3. Méthode des Eléments Finis

La méthode des éléments finis est largement utilisée pour résoudre numériquement des problèmes de calcul des structures, de mécanique de fluides où de physique. La méthode est utilisée parce qu'elle permet de résoudre des systèmes complexes et donne des résultats fiables (Bathe, 1996).

La méthode des éléments finis consiste à approcher, dans un sous-espace de dimension finie, un problème écrit sous forme variationnelle (minimisation de l'énergie) dans un espace de champs. La solution approchée est dans ce cas une fonction déterminée par un nombre fini de paramètres comme, par exemple, ses valeurs en certains nœuds. La méthode des éléments finis peut traiter des domaines de géométries complexes avec prise en compte

CONFIDENTIEL ©

de diverses conditions aux limites. D'autres aspects importants selon (Saiac, 2006) comme la démonstration mathématique de convergence et de majoration d'erreurs sont possibles contrairement à la méthode des différences finis. Les inconvénients de la méthode sont principalement sa complexité de mise en œuvre et son coût en temps de calcul et en mémoire.

Compte tenu des avantages procurés par la méthode des éléments finis, nous avons retenu cette méthode pour résoudre nos équations du mouvement. La résolution se fait en trois étapes : la discrétisation spatiale des équations, la discrétisation temporelle et enfin l'intégration.

2.2.2. Discrétisation Spatiale

La discrétisation spatiale par la méthode des éléments finis transforme une équation aux dérivées partielles qui dépend du temps et de l'espace en une équation matricielle qui ne dépend que du temps. En effet, on discrétise la structure en un nombre fini de nœuds N et on détermine la solution des équations de mouvement dans chaque nœud, c'est la solution discrète qui correspond à l'équation générale :

$$M\ddot{X}(t)+C\dot{X}(t)+KX(t)=F(t) \qquad (14)$$

avec M , C , K , X et F sont respectivement la matrice de masse, la matrice d'amortissement, la matrice de rigidité, le vecteur de déplacements nodaux et le vecteur des forces nodales. Pour une équation non linéaire, la matrice de rigidité n'est pas constante et dépend de X .

Le système matriciel est d'ordre kN , avec N est le nombre de nœuds et k le nombre de degrés de liberté et ($N-1$) est le nombre d'éléments issus de la discrétisation spatiale de la structure. Quand N augmente, certes on gagne en précision mais le temps de calcul augmente.

Pour la construction de ce système, on n'a pas besoin de fonctions d'interpolation dans chaque élément fini et l'expérience montre que dans le cas des corps élancés il est préférable d'opter pour des fonctions polynomiales qui assurent la continuité de la dérivée entre deux éléments (polynômes de Hermite).

Remarque : la solution discrète de l'équation du mouvement dépend du nombre de nœuds et des fonctions d'interpolations. La précision peut être améliorée en raffinant le maillage, c'est la version h de la méthode des éléments finis. En revanche, la version p consiste à augmenter le degré du polynôme d'interpolation (Xing et al., 2010). Nous avons opté pour la version h qui est plus simple à mettre en place.

CONFIDENTIEL ©

2.2.3. Discrétisation Temporelle

La méthode de Newmark est utilisée pour déterminer l'inconnue X , le temps est discrétisé tel que : $t_n = t_{n-1} + \Delta t_n$ où $t \in \left[t_i, t_f\right]$ avec t_i et t_f sont respectivement l'instant de début et de fin de la simulation et à l'instant t_n , le vecteur X vaut X_n .

Connaissant les variables X , $\dot{X}$, $\ddot{X}$ et F à l'instant t_n , on détermine X et $\dot{X}$ à l'instant t_{n+1} :

$$X_{n+1} = X_n + \Delta t_n \dot{X}_n + (1-\beta_2)\frac{\Delta t_n^2}{2}\ddot{X}_n + \beta_2 \frac{\Delta t_n^2}{2}\ddot{X}_{n+1}$$

$$\dot{X}_{n+1} = \dot{X}_n + (1-\beta_1)\Delta t_n \ddot{X}_n + \beta_1 \Delta t_n \ddot{X}_{n+1}$$

Dans ces équations, β_1 et β_2 sont les paramètres de la discrétisation temporelle de Newmark. En général, on prend $\beta_1 = 1/2$ et $\beta_2 = 1/2$.

Sachant qu'à l'instant t_{n+1} , l'équation matricielle (14) s'écrit : $M\ddot{X}_{n+1} + C\dot{X}_{n+1} + KX_{n+1} = F_{n+1}$

Alors il suffit donc de remplacer X_{n+1} et $\dot{X}_{n+1}$ par leurs expressions pour obtenir l'équation suivante :

$$\left(M + \beta_1 \Delta t_n C + \beta_2 \frac{\Delta t_n^2}{2} K\right)\ddot{X}_{n+1} = F_{n+1} - KX_n - (C + \Delta t_n K)\dot{X}_n - \left((1-\beta_1)\Delta t_n C + (1-\beta_2)\frac{\Delta t_n^2}{2} K\right)\ddot{X}_n$$

On se ramène à un simple système linéaire pour obtenir $\ddot{X}_{n+1}$ puis par les expressions ci-dessus X_{n+1} et $\dot{X}_{n+1}$. Et nous sommes alors ramenés à la même situation pour passer au pas suivant de temps.

2.2.4. Algorithme de Contact

2.2.4.1. Principe

Dans cette section, on se propose de présenter l'algorithme de contact que nous avons adopté et qui représente un point essentiel dans la modélisation du comportement dynamique de la garniture. Il faut rappeler que beaucoup de modèles de la littérature ne prennent pas en compte les forces de contact (Dykstra et al., 1996). Cette hypothèse peut être justifiée si la tige est dans un puits de faible inclinaison (pseudo-vertical) avec une vitesse de rotation et un poids sur l'outil relativement faibles. Certains modèles supposent que le contact est permanent (Dunayevsky et al., 1993). Cette situation se produit généralement quand la tige est dans un puits d'inclinaison élevée (pseudo-horizontal) avec un poids sur l'outil élevé (Heisig et al., 2000). Une généralisation de cette solution a été proposée par Tikhonov et al. (2002). En effet une solution statique est calculée, ce qui

permet de déterminer les forces de contact. Ensuite, l'équation de mouvement est résolue en supposant un contact permanent avec des forces de contact calculées en statique. Il est évident que dans les situations précédemment mentionnées, aucun algorithme de contact n'est nécessaire. En revanche, dans un forage réel, les impacts tige-formation sont fréquents, ce qui nous amène à adopter l'hypothèse d'un contact discontinu. Pour une section donnée de la garniture, le contact peut donc apparaître comme il peut disparaître.

Dans son modèle analytique, Théron (1996) considère que la tige est initialement en contact avec la paroi et reste en contact tant que le critère de rupture de contact n'est pas vérifié. Cet algorithme de contact ne considère que la force normale et ne fonctionne que pour des équations du mouvement linéaires ou linéarisées.

Dans le cas général, les forces de contact sont appliquées sur la garniture quand le déplacement latéral dépasse le jeu garniture-formation. L'algorithme de contact aura pour rôle de tester le dépassement pour toute la structure et l'application des efforts de contact là où le dépassement est positif. Ce processus est appliqué à chaque étape du calcul.

L'équation de mouvement est résolue en utilisant un schéma numérique à partir d'un état initial, la solution trouvée est testée par l'algorithme de contact. Ainsi, quand le déplacement latéral d'une section donnée dépasse le jeu radial alors une force de contact est appliquée au niveau de la section pour annuler le dépassement (Figure 2.15). Les nouvelles équations du mouvement avec contact sont résolues et la solution est testée de nouveau avec l'algorithme de contact, on a donc un calcul itératif qui s'arrête quand l'algorithme de contact ne trouve plus de dépassement. Cet algorithme est exécuté à chaque étape du calcul et le temps de calcul est d'autant plus important que le nombre de points de contacts augmente.

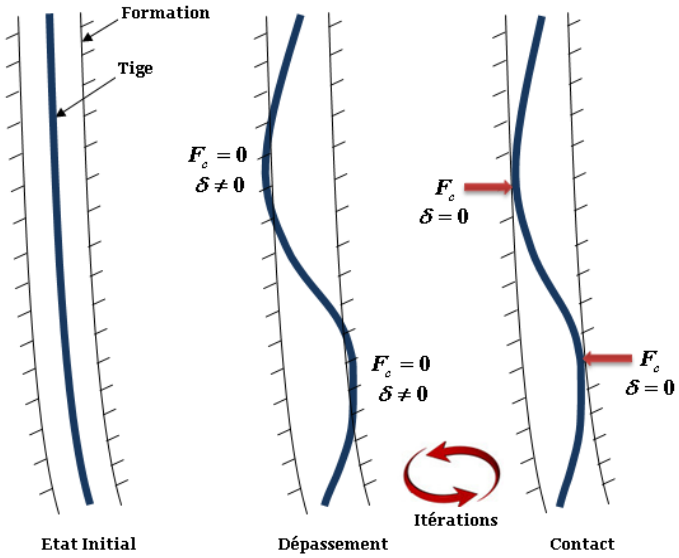


Figure 2.15: Gestion de Contact

L'utilisation de ce type d'algorithmes nous permet de déterminer les zones de contacts et les efforts de contact correspondants. Les impacts tige-formation sont également détectés, ces impacts correspondent à une création et rupture rapide d'un contact.

2.2.4.2. Application Numérique

On propose ici une application numérique pour tester l'algorithme de contact que nous avons choisi. On utilise une tige creuse en acier (E=210 MPa, ν=0.3 et ρ=7800 Kg/m^3) de longueur 50 m, avec un diamètre extérieur de 5" et un diamètre intérieur de 4". On choisit un puits pseudo vertical (inclinaison α=1° et azimut nul) et de diamètre égal à 8". En effet, c'est important de choisir un puits pseudo vertical si l'on veut étudier l'apparition et la rupture du contact car la tige a tendance à garder un contact permanent avec la paroi inférieure du puits quand l'inclinaison est élevée (puits pseudo-horizontal par exemple). Le reste des paramètres utilisés pour l'application numérique est détaillé dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2: Paramètres de l'application Numérique

Poids sur l'outil / Couple sur l'outil	1 tonne/100 dNm
Vitesse de Rotation	120 RPM
Coefficient de Frottement	0.3
Module d'Young de la Roche	246 MPa
Coefficient de Poisson de la Roche	0.4
Rigidité du Contact / Rayon du Contact	100 MPa/0.34 m

- **Contact Statique**

Les efforts statiques de contact sont présentés en fonction de la profondeur (Figure 2.16) ; on a deux forces latérales, une force axiale et un couple de contact. Les forces de contact représentées sur cette figure ne sont autres que la projection sur le repère global de la force normale (modèle de Hertz) et la force tangentielle (modèle de Coulomb avec lubrification). Par conséquent, ces forces sont nulles en absence de contact.

Dans le cas présent, on remarque que les efforts de contact sont nuls partout sauf pour la section située à 30 m de profondeur, c'est l'unique section où le déplacement latéral atteint le jeu comme le montre la Figure 2.17. Il s'agit d'un point de contact statique qui pourrait disparaître quand la structure est sollicitée par une perturbation dynamique.

CONFIDENTIEL ©

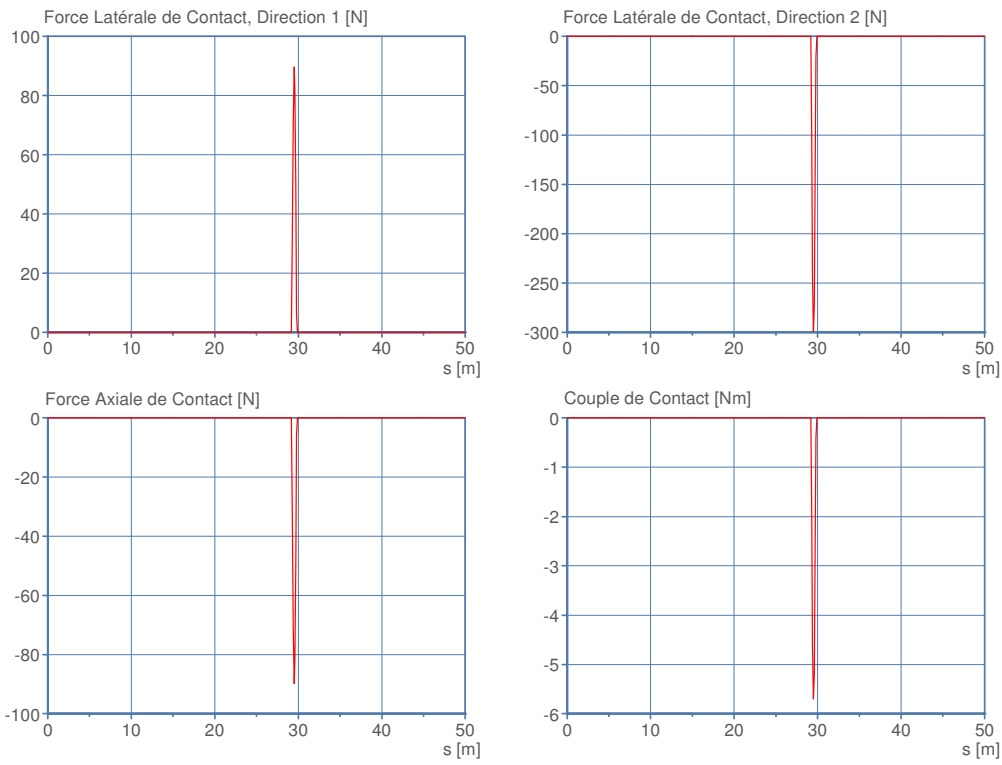


Figure 2.16: Efforts de Contact, Calcul Statique

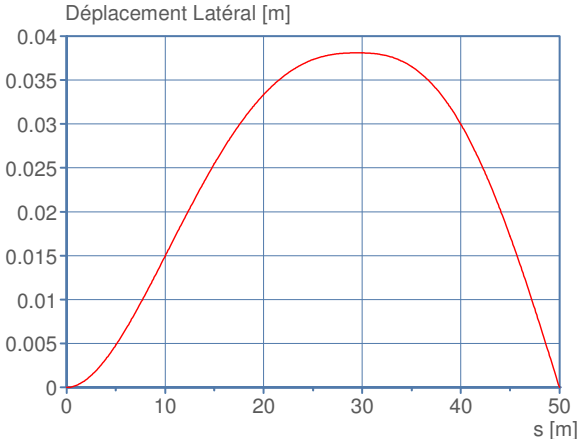


Figure 2.17: Déplacement Latéral, Calcul Statique

- **Contact Dynamique : Apparition/Rupture**

Les résultats qui seront présentés ici concernent une section située à 31 m de profondeur, cette section n'était pas en contact initialement (Figure 2.16). Nous allons voir l'évolution de ce contact au cours du temps ; cette fois, les efforts de contact sont présentés en fonction du temps. On identifie trois phases principales de contact (Figure 2.18) :

- phase (1) : la section n'était pas en contact, un choc se produit et le contact est crée ;

- phase (2) : les efforts de contact s'annulent alors la section se décolle de la paroi du puits. C'est donc une phase de rupture de contact ;
- phase (3) : le contact est de nouveau crée, c'est donc une phase de reprise de contact.

Remarques : Les trois phases de contact identifiées précédemment sont également visibles quand on observe le déplacement latéral de la section en question (Figure 2.19). Si le contact est rompu rapidement après sa création alors on le considère comme un impact.

On vient donc de montrer que l'algorithme de contact permet de détecter l'apparition, le maintien et la rupture du contact entre une section donnée de la tige et la paroi du puits.

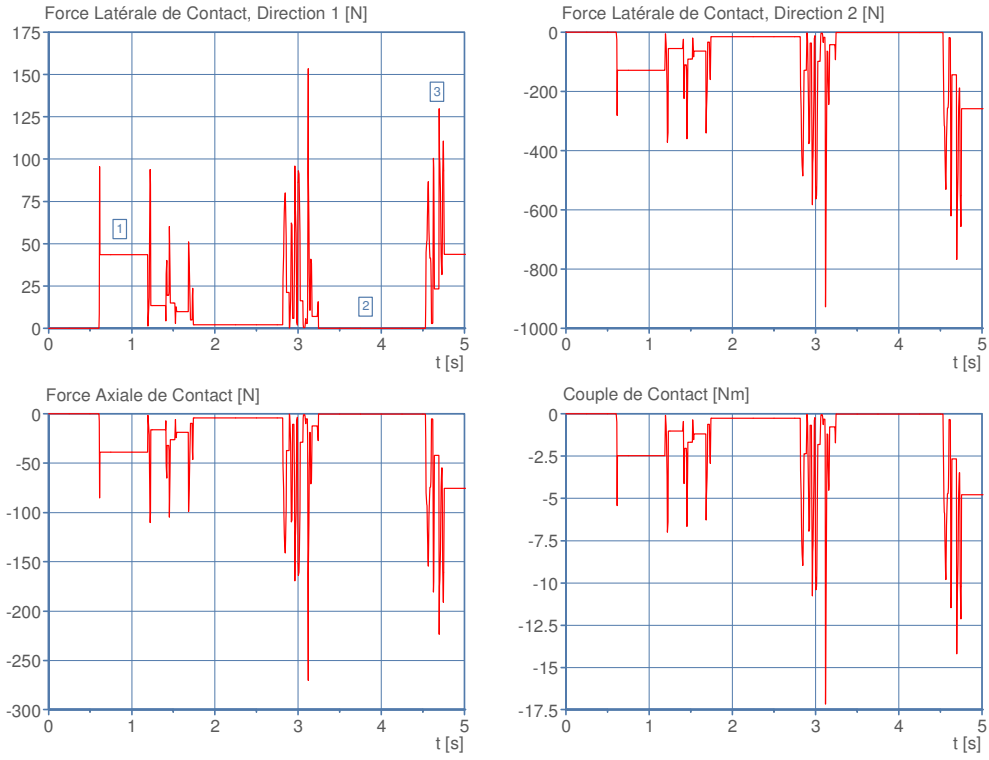


Figure 2.18: Efforts de Contact, Calcul Dynamique

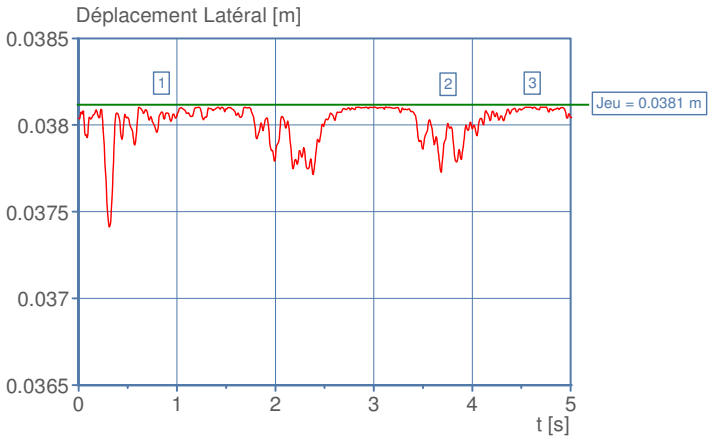


Figure 2.19: Déplacement Latéral, Calcul Dynamique

2.3. Validation du Modèle

On commence tout d'abord par une étude de sensibilité qui a pour but de vérifier si les résultats du modèle sont compatibles avec les observations générales de la littérature. Par la suite, on valide la solution statique puis la solution dynamique à partir d'essais réalisés sur un simulateur de vibrations latérales et un modèle de littérature.

2.3.1. Etude de Sensibilité

Cette étude de sensibilité qualitative a pour but de montrer que les tendances générales des résultats du modèle développé sont compatibles avec les données théoriques et les observations de terrain. La tige utilisée est en acier (E=210 MPa, ν=0.3 et ρ=7800 Kg/m^3), sa longueur est de 50 m avec un diamètre extérieur de 5" et un diamètre intérieur de 4". Le trou étant incliné (inclinaison~8°, azimut~20°) et de diamètre 8". On considère un coefficient de frottement de 0.2 et une vitesse de rotation en surface de 95 RPM.

La tige est encastrée en surface avec un appui simple au fond du trou. On fait varier un paramètre à la fois pour déterminer son effet sur les vibrations latérales de la tige pendant 40 s de simulation. Les paramètres testés sont : le poids sur l'outil, la vitesse de rotation, le jeu tige-trou, la longueur de tige et le coefficient de frottement. L'analyse des résultats concerne la section de la tige située à une distance de 5 m du fond.

2.3.1.1. Effet du Poids sur l'outil

Comme nous l'avons vu dans la présentation générale d'un système de forage pétrolier, l'interaction outil-roche donne lieu à des efforts dont la résultante axiale sur la tige est T et $(-T)$ est la grandeur qui représente le poids sur l'outil (WOB). Pour étudier la sensibilité du comportement de la tige à ce paramètre, nous avons imposé à l'extrémité de la tige un effort T avec la convention de signe $T>0$ est une traction. L'effort est appliqué instantanément et est maintenu constant et nous analysons la réponse dynamique de la tige pour trois valeurs de T (1.5,-0.75,-1.5 tonne).

L'accélération latérale de la tige en état de traction (courbe rouge, Figure 2.20) est très faible par rapport à celle de la tige en état de compression (courbes verte et bleue, Figure 2.20). D'autre part, si la force de compression augmente alors la sévérité des vibrations latérales augmente et l'amplitude dépasse parfois 6 ms^{-2} (Figure 2.20).

Les vibrations latérales se produisent généralement dans la partie inférieure de la BHA qui est soumise à une forte compression ce qui est en accord avec les résultats de la Figure 2.20. Quand la force de compression dépasse les limites de flambage, la structure entre en flambage ce qui accroît la sévérité des vibrations latérales.

CONFIDENTIEL ©

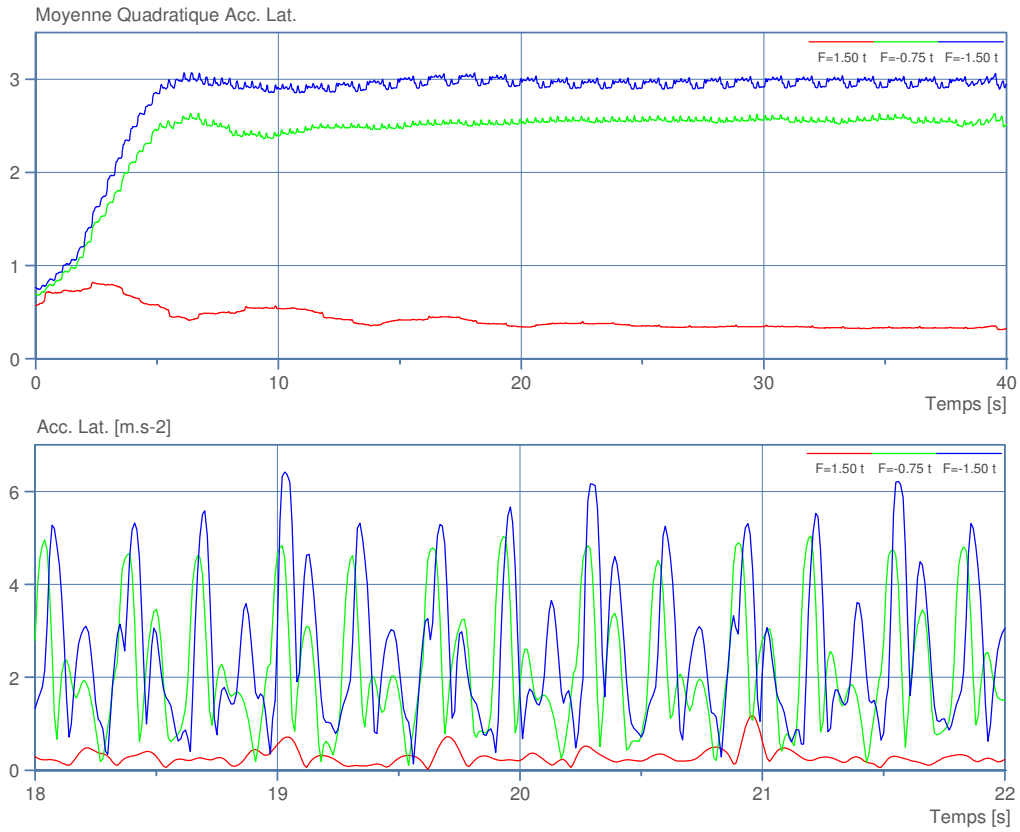


Figure 2.20: Effet du Poids sur l'outil; Accélération Latérale

2.3.1.2. Effet de la Vitesse de Rotation

Dans ce cas, on fixe le poids sur l'outil à une valeur de 0.5 tonne et on fait varier la vitesse de rotation (90, 95 et 100 RPM). On remarque que la vitesse de rotation a un effet similaire au poids sur l'outil. Quand on augmente la vitesse de rotation, la sévérité des vibrations latérales augmente et l'amplitude dépasse parfois 8 ms^{-2} (Figure 2.21). Cette amplitude est plus élevée que l'amplitude maximale de 6 ms^{-2} atteinte pour un poids sur l'outil de 1.5 tonne (le cas d'une compression, Figure 2.20), cela signifie que si l'on diminue largement le poids et on augmente légèrement la vitesse de rotation, l'amplitude des vibrations latérales augmente. On déduit donc que l'effet de la vitesse de rotation est plus important que l'effet du poids sur l'outil quand il s'agit d'étudier le phénomène des vibrations latérales.

Remarque : le poids sur l'outil et la vitesse de rotation permettent en général de contrôler la sévérité des vibrations latérales. En effet, quand la sévérité des vibrations latérales est élevée, on diminue le poids sur l'outil et/ou la vitesse de rotation pour diminuer les accélérations (Wu et al., 2010). Ces observations sont compatibles avec les résultats présentés sur la Figure 2.20 et la Figure 2.21.

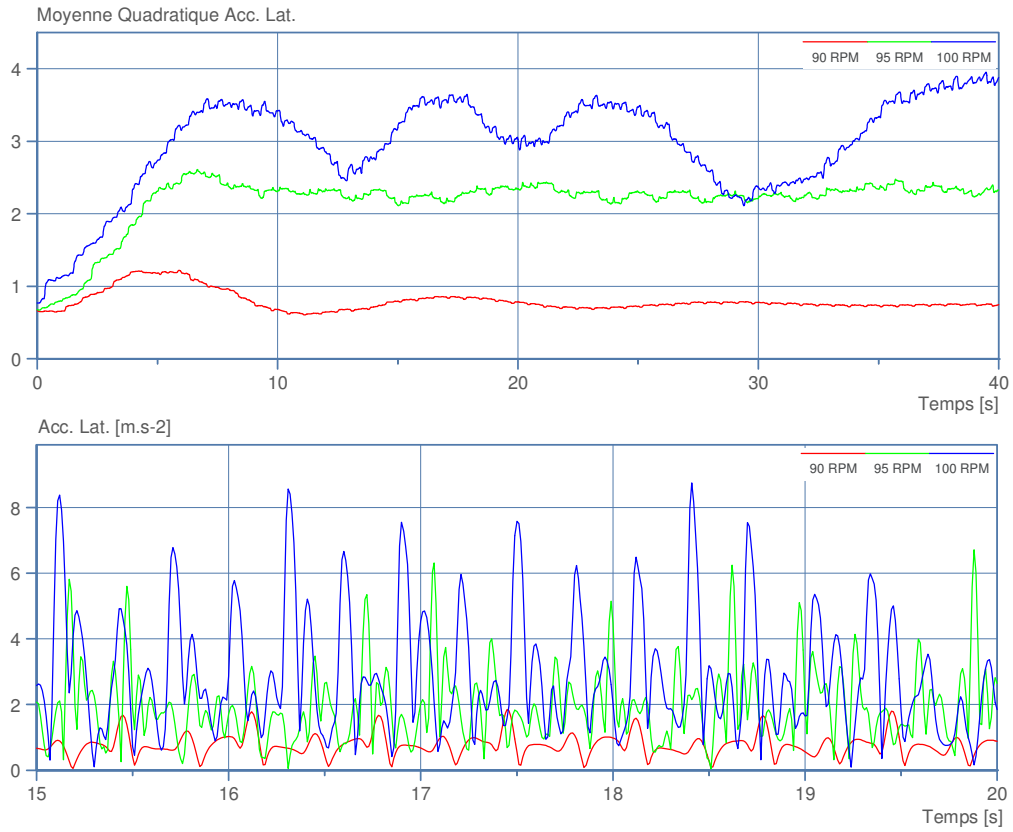


Figure 2.21: Effet de la Vitesse de Rotation; Accélération Latérale

2.3.1.3. Effet de la Longueur de la Tige

A partir de l'état précédent, on fixe la vitesse de rotation à 90 RPM et on prend des tiges de différentes longueurs (45, 50 et 55 m). Augmenter la longueur de la tige, augmente la force de compression dans la tige pour un puits de faible inclinaison. En se basant sur les observations précédentes, on peut déduire qu'une tige plus longue est susceptible de vibrer d'avantage ; cette conclusion est validée par les courbes de la Figure 2.22. Pour L=45 m, la tige est très rigide, ce qui limite la flexion de la tige et donc on a des vibrations latérales faibles. Cependant, quand on augmente la longueur de la tige, elle devient plus flexible ce qui favorise l'apparition des vibrations latérales (L=55 m, par exemple).

Pendant le processus de forage, la longueur stabilisée de la BHA, la distance entre deux stabilisateurs, ou bien entre l'outil et le premier stabilisateur est l'un des paramètres les plus importants pour le contrôle des vibrations latérales, des vitesses de rotation critiques et du comportement directionnel de la garniture (Dareing, 1984).

CONFIDENTIEL ©

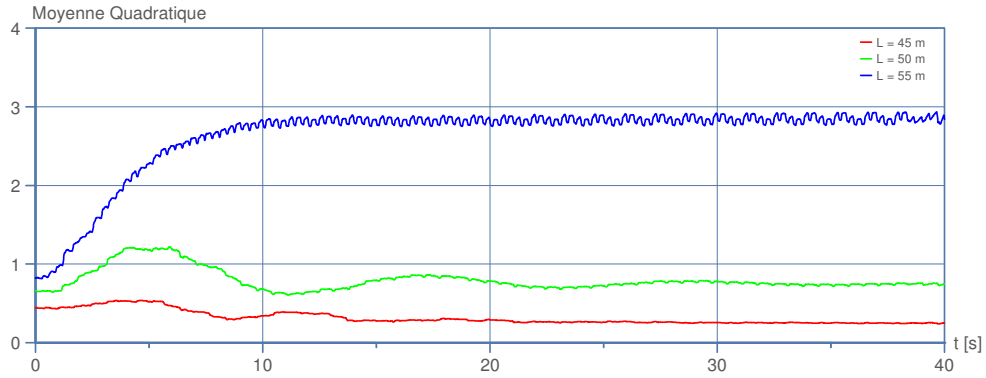


Figure 2.22: Effet de la Longueur; Accélération Latérale

2.3.1.4. Effet du Jeu Tige-Puits

La longueur de la tige est fixée à 50 m, on prend un poids sur l'outil de 0.25 tonne et on impose différents diamètres du puits et donc différents jeux tige-puits (1.9, 3.2 et 4.4 cm). Quand on réduit le jeu, plusieurs impacts se produisent, ce qui augmente l'accélération latérale de la tige. Par exemple, entre 30 et 40 s l'accélération dépasse 8 ms^{-2} pour le jeu le plus faible (courbe rouge, Figure 2.23) et en même temps un impact se produit. Quand le jeu est grand, la fréquence des impacts diminue et on a une accélération latérale presque uniforme (courbe verte) mais lorsque le jeu est très important (courbe bleue) on retrouve le comportement « modes propres de vibration » d'une tige libre de son mouvement.

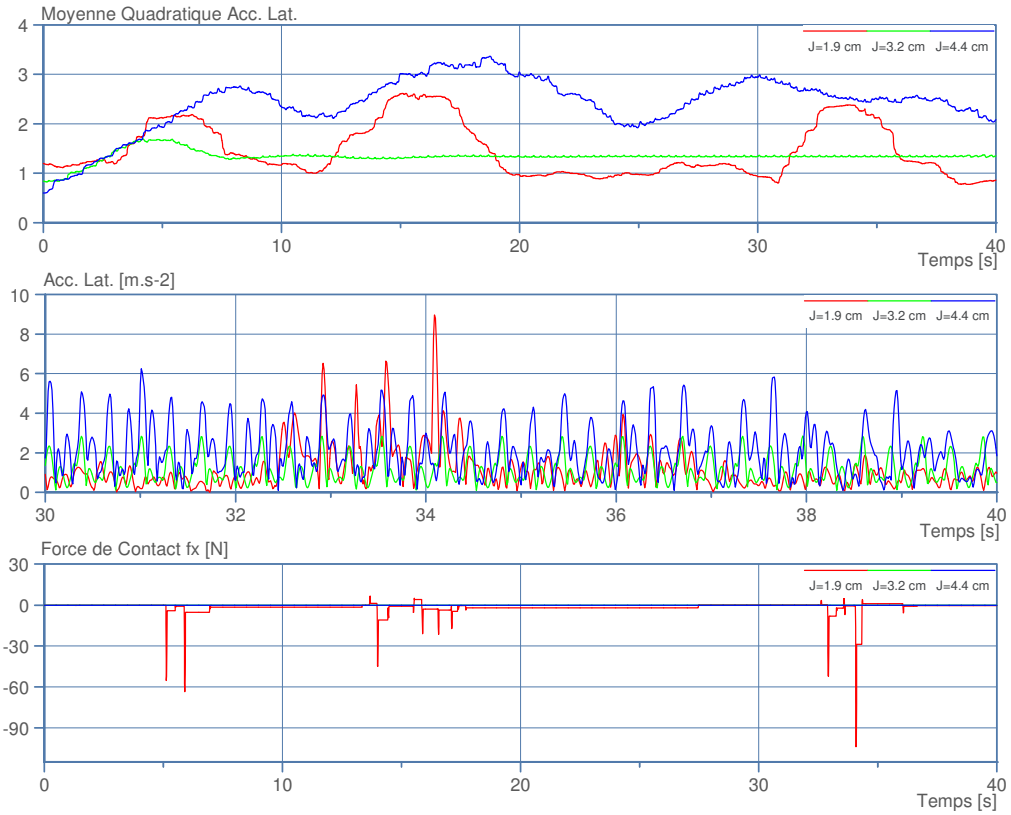


Figure 2.23: Effet du Jeu; Accélération Latérale et Impacts

2.3.1.5. Effet du Coefficient de Frottement

Le coefficient de frottement est un paramètre important quand il s'agit d'étudier les vibrations latérales. A partir de l'état précédent du système, on fixe le diamètre du puits à 8" et on impose différents coefficients de frottement (μ=0.05, 0.25 et 0.42). D'après la Figure 2.24, quand le coefficient de frottement augmente les impacts commencent à apparaître. Suite à ces impacts, l'amplitude de l'accélération latérale augmente comme on peut le constater pour la courbe rouge (μ=0.05) et la courbe bleue (μ=0.42). La représentation du mouvement latéral de la section montre que l'amplitude du déplacement augmente et que le mouvement est moins régulier.

Remarque : une vitesse de rotation seuil a été calculée en fonction du frottement, du jeu latéral et d'autres paramètres (Théron et al., 2001). Les vibrations sévères sont moins probables quand la vitesse de rotation est inférieure à la valeur seuil, cette dernière est proportionnelle au jeu et inversement proportionnelle au frottement. De ce fait, si le frottement augmente (ou bien le jeu diminue) alors la vitesse seuil diminue et la tendance du système pour le whirling augmente.

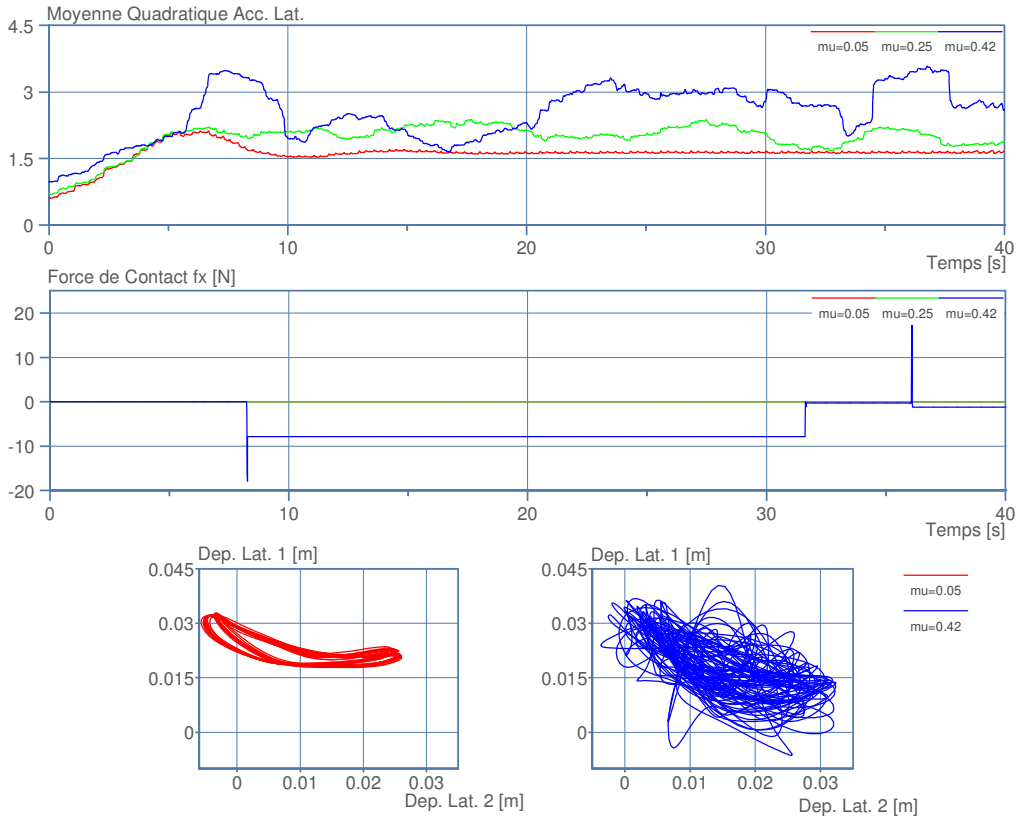


Figure 2.24: Effet du Frottement; Accélération Latérale, Impacts et Whirling

2.3.2. Validation de la Solution Statique

On présente ici une comparaison entre la solution statique calculée avec un logiciel de calcul statique de type Torque & Drag et la solution statique calculée avec le nouveau modèle. Le logiciel statique utilisé est le code ABIS développé au centre de Géosciences de Mines ParisTech. La tige étudiée est en acier (E=210 MPa, ν=0.3 et ρ=7800 Kg/m^3), elle est de 50 m de long avec un diamètre extérieur de 5" et un diamètre intérieur de 4". Le puits est incliné (inclinaison~12°, azimut~63°) et de diamètre 8". On applique un poids sur l'outil de 10 kN. La tige est encastrée en surface avec un appui simple au fond du trou.

Sur la Figure 2.25, on trace le déplacement latéral de la tige en fonction de la profondeur ; la courbe en rouge est la solution donnée par ABIS et la courbe en vert est la solution donnée par le nouveau modèle. La différence entre les deux solutions est raisonnablement faible et nous pourrons l'expliquer par le fait que le logiciel ABIS considère une paroi de puits infiniment rigide (donc indéformable) contrairement au modèle de Hertz utilisé dans notre calcul dynamique, ceci valide la solution donnée par le modèle en termes de déplacement latéral.

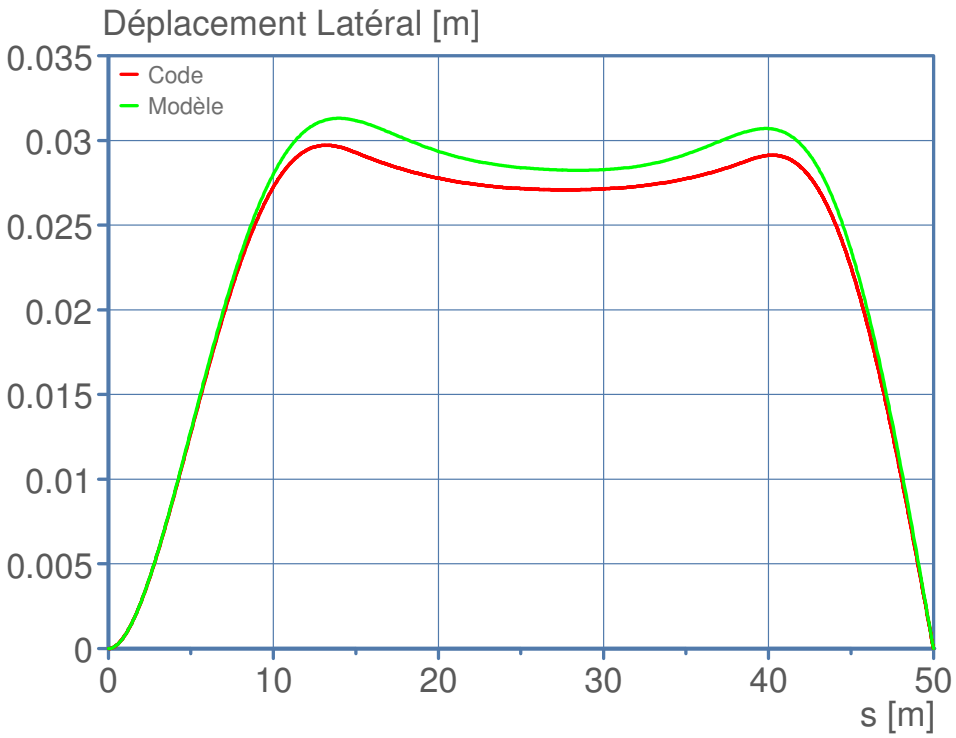


Figure 2.25: Déplacement Latéral

En ce qui concerne les efforts, on représente par exemple l'un des couples de flexion (Figure 2.26, à gauche) et le couple de torsion (Figure 2.26, à droite) ; on remarque là aussi une cohérence des résultats.

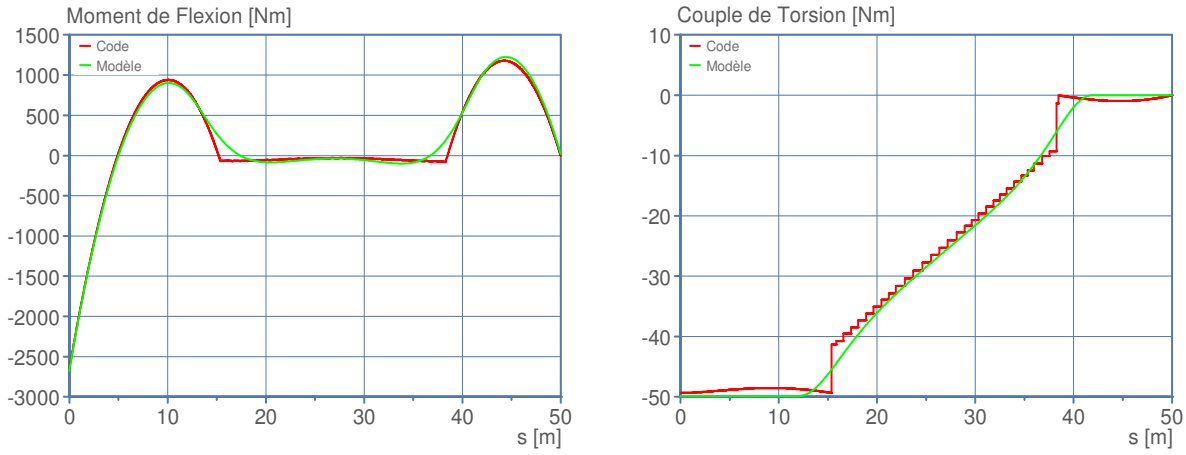


Figure 2.26: Couple de Flexion (Gauche), Couple de Torsion (Droite)

2.3.3. Validation de la Solution Dynamique

La validation dynamique est faite par des mesures expérimentales réalisées sur un simulateur de vibrations latérales (Figure 2.27).

2.3.3.1. Simulateur de Vibrations Latérales

Le simulateur de vibrations latérales est un banc vertical conçu dans le cadre de ce travail et installé dans le « centre d'essais de forage» de Mines ParisTech à Pau (Annexe A2). Ce simulateur est constitué par une tige en acier qui représente la garniture de forage, la tige est introduite dans un tube en plexiglas qui simule le forage. La tige est entrainée en rotation à sa partie haute ; à sa partie basse un dispositif est conçu pour appliquer une force de compression qui simule le poids sur l'outil (Figure 2.27). Les dimensions et l'ordre de grandeur des différents paramètres se trouvent dans le Tableau 2.3.

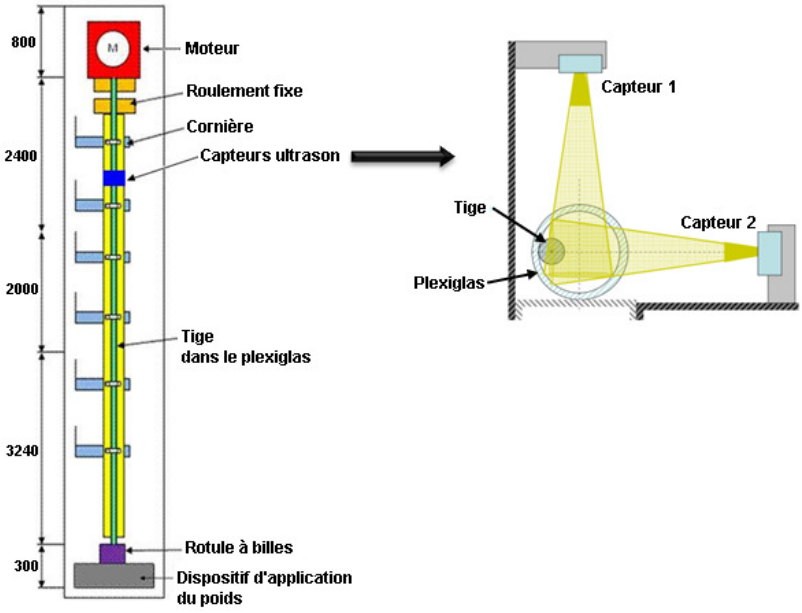


Figure 2.27: Simulateur de Vibrations Latérales

Au niveau du moteur, on a une liaison d'encastrement alors qu'à l'extrémité basse de la tige on a une liaison rotule. Le déplacement latéral de la tige est mesuré à trois niveaux différents en utilisant des couples de capteurs ultrason (Annexe A3). Chaque couple (Figure 2.27) permet de mesurer la distance tige-capteur dans deux directions orthogonales, ce qui permet de déduire la position latérale de la tige. Concernant les efforts, on a une mesure du couple de torsion au niveau du moteur et la force de compression est enregistrée au niveau du dispositif d'application du poids.

Remarque : le simulateur de vibrations latérales n'est pas un simulateur respectant les lois de similitude. Autrement dit, aucun principe de similitude n'était respecté pendant le développement du simulateur. Cependant, ce « simulateur » est une structure dont le comportement dynamique peut être prédit par le modèle développé. Il peut donc être utile pour valider les résultats du modèle théorique.

Tableau 2.3: Données Relatives au Simulateur de Vibrations

Longueur	7.64 m
Diamètres intérieur/ extérieur (tige)	12/14 mm
Diamètre du tube en plexiglas	42 mm
Position des 3 couples de capteurs	1.64/3.64/5.64 m
Fréquence d'acquisition des capteurs	33 Hz
Force de compression	0-1000 N
Vitesse de rotation	0-300 RPM

2.3.3.2. Essais et Résultats

Une compagne d'essais sur le simulateur des vibrations latérales a été conduite pour mieux comprendre le phénomène des vibrations latérales et du whirling en particulier.

Au cours des essais, on fait varier la vitesse de rotation et la force de compression et on mesure les déplacements latéraux de la section de la tige située au niveau des capteurs ultrason. On déduit ensuite les accélérations latérales pour cette section et ce pour une vitesse de rotation et une force de compression données. Pour déterminer la sévérité des vibrations, il suffit de calculer la moyenne quadratique des accélérations latérales. Les résultats des essais sont présentés sur la Figure 2.28 qui donne la carte de la sévérité des vibrations latérales dans le digramme vitesse de rotation en abscisse et force de compression en ordonnée. On note que la sévérité des vibrations varie de 0 à 0.37 g (soit 3.6 ms^{-2}, 1g = 10 ms^{-2}).

Pour constituer la carte de la Figure 2.28, on a fait varier la vitesse de rotation de 15 RPM à 285 RPM par pas de 15 RPM et la force de compression de 0 à 600 N par pas de 50 N. On

remarque que les vibrations latérales sont sévères (zone rouge) quand la vitesse de rotation et la force de compression sont élevées. Cette observation est compatible avec les observations de Wu et al. (2010) et les résultats du modèle donnés au pragraphe 2.3.1.2.

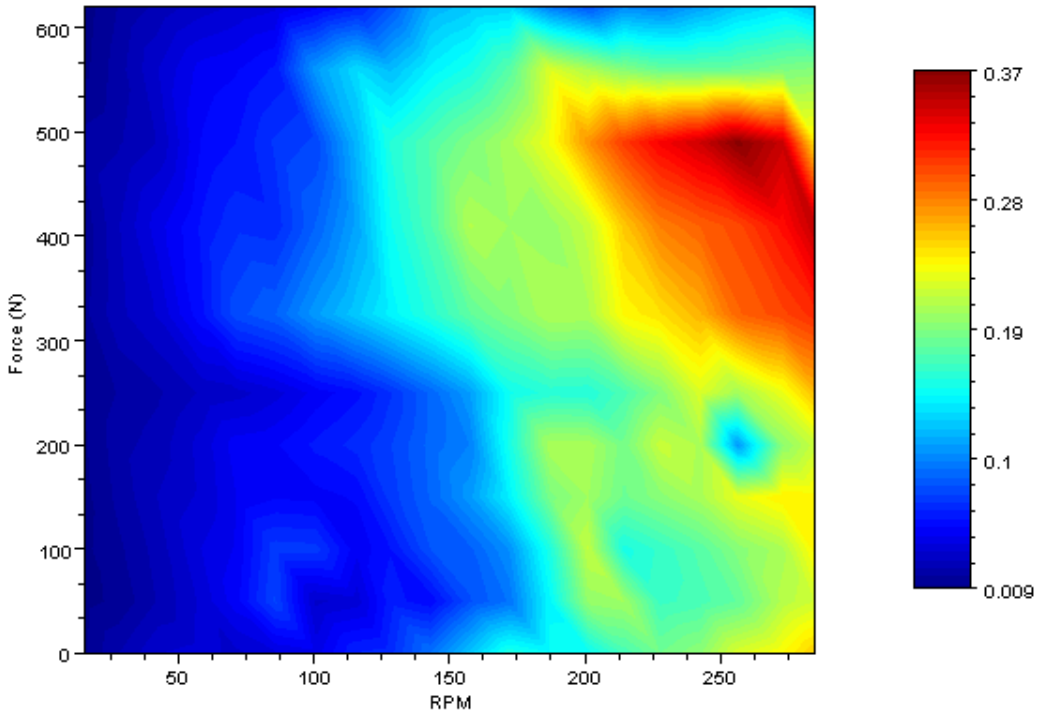


Figure 2.28: Sévérité des Vibrations Latérales (Exprimée en g)

Outre la sévérité des vibrations, les essais nous ont permis de détecter la présence des phénomènes du forward et backward whirling.

- **Forward Whirling**

Pour une vitesse de rotation de 173 RPM et une force de compression de 120 N, on trace la trajectoire du centre de la section dans un plan horizontal et l'historique de l'angle θ de whirling appelé phase (Figure 2.29) et qui est défini sur la Figure 2.30.

Cette phase θ nous renseigne sur le sens du whirling de la tige alors que sa dérivée nous renseigne sur la vitesse du whirling. Sur la Figure 2.29, la phase est monotone décroissante ce qui signifie que le whirling est de type forward avec une vitesse constante de 86 RPM. La vitesse de whirling est inférieure à la vitesse de rotation dans ce cas, alors on en déduit qu'il y a un glissement de la tige sur le plexiglas.

CONFIDENTIEL ©

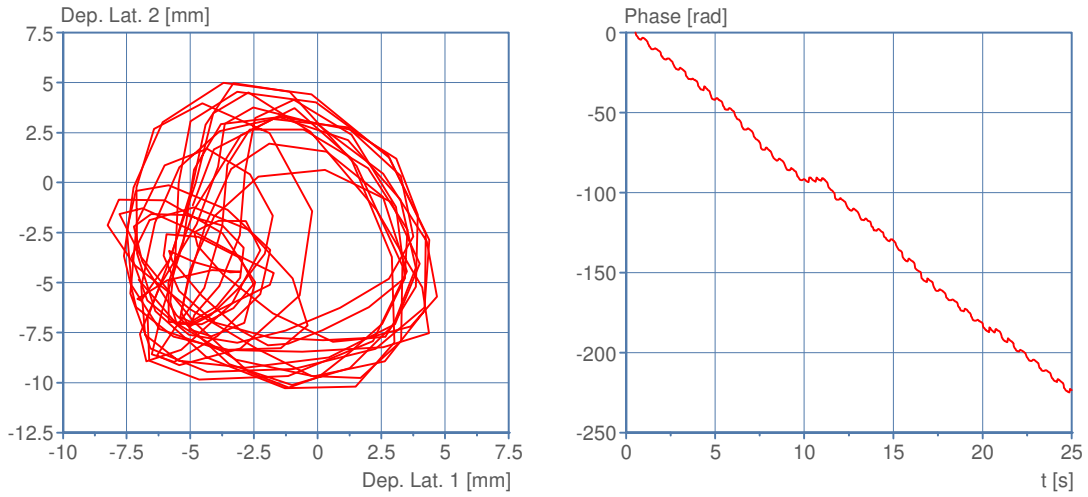


Figure 2.29: Forward Whirling (120N, 173RPM)

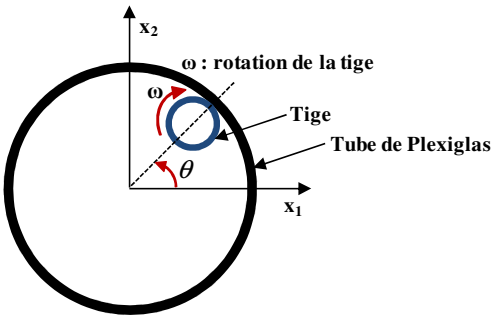


Figure 2.30: Phase du Whirling

- **Backward et Forward Whirling**

Pour la vitesse de rotation de 145 RPM et la force de compression de 100 N, on remarque que la phase n'est plus monotone (Figure 2.31). On déduit alors qu'il existe une alternance de forward et backward whirling dans ce cas. Pour comparer les deux cas de whirling, on représente la trajectoire de la section dans un plan horizontal pour le backward whirling (indexé par (1) sur la Figure 2.31) et pour le forward whirling (indexé par (2) sur la même figure). Pour le backward whirling, on a beaucoup d'impacts tige-paroi et la vitesse est de 61 RPM environ (en valeur absolue) alors que pour le forward whirling les impacts sont rares et la vitesse est de 96 RPM environ.

Dans notre cas, la vitesse du backward whirling $\left(|\Omega| = 61RPM\right)$ est supérieure à la quantité $\left|\frac{R_e}{J}\omega\right| = |0.5\omega| = 72.5RPM$ sachant que R_e est le rayon extérieur de la tige, J le jeu tige-tube et ω est la vitesse de rotation $\left(\omega = 145RPM\right)$. Alors on en déduit que la phase de backward s'accompagne d'un phénomène de glissement.

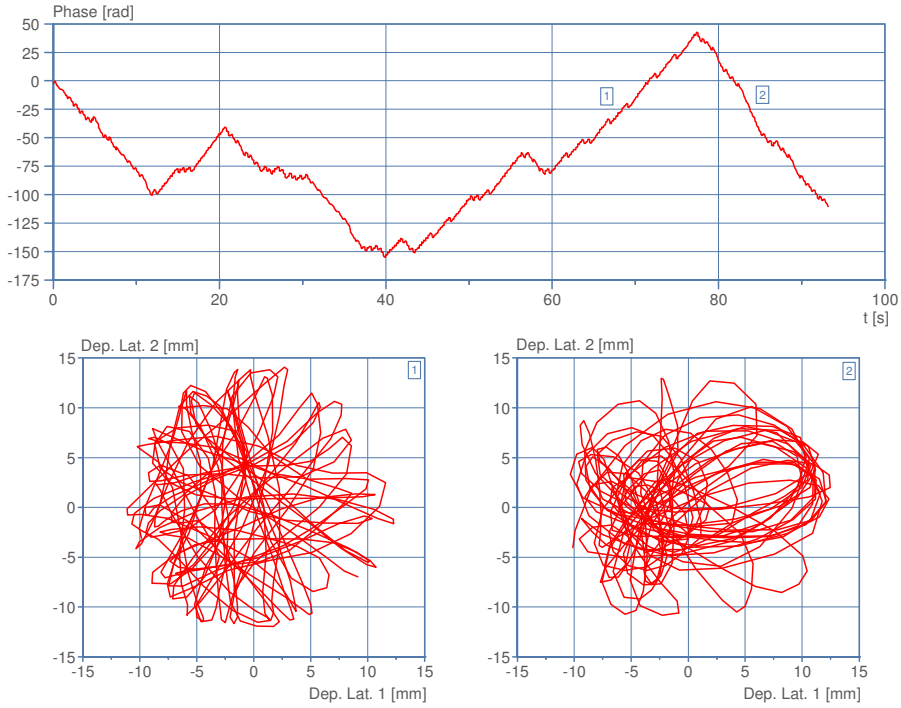


Figure 2.31: Backward & Forward Whirling (100N, 145RPM)

2.3.3.3. Comparaison Mesures/Simulation

Pour confronter les mesures et les résultats du modèle éléments finis, nous avons réalisé des simulations en utilisant les données et les paramètres du simulateur de vibrations (Tableau 2.3). La force de compression et la vitesse de rotation utilisées pendant la simulation proviennent de l'historique des mesures réalisées sur le simulateur de vibrations. Les déplacements latéraux au niveau d'une section donnée de la tige sont comparés aux mesures réalisés dans la même section et ce pour une force de compression de 90 N et une vitesse de rotation de 88 RPM. La Figure 2.32 illustre ce type de comparaison d'ordre qualitative ; on note qu'à la fois les mesures (graphe de gauche) et les simulations (graphe de droite) indiquent que la section considérées ici effectue un simple forward whirling.

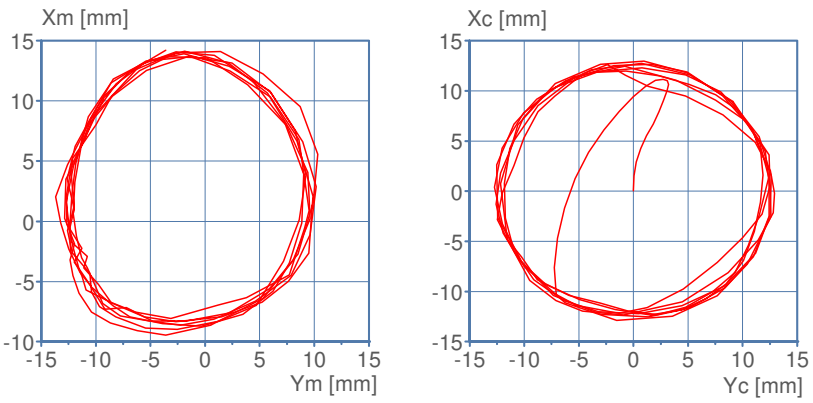


Figure 2.32: Whirling: Comparaison Essai (Xm,Ym) - Simulation (Xc,Yc)

2.3.4. Comparaison avec des Modèles Existants

Des calculs de fréquences propres ont été réalisés à l'aide du logiciel BHASYS développé à partir du modèle de Paslay et al. (1992) qui considère séparemment les vibrations latérales, axiales et de torsion. Ce modèle permet de prédire l'existence du forward whirling synchrone (vitesse de whirling = vitesse de rotation) à partir des mesures dynamiques en surface. Les fréquences propres latérales sont calculées en admettant des vibrations libres et sans prendre en compte les interactions entre la garniture de forage et la paroi du puits.

En ce qui concerne les conditions aux limites, la BHA est libre à son extrémité haute et des appuis simples ont été adoptés au niveau des stabilisateurs. Paslay et al. (1992) ont assimilé la BHA à une poutre en prenant en compte l'influence des charges axiales sur les déplacements latéraux. Pour les vibrations axiales et les vibrations de torsion, la garniture est modélisée par un assemblage linéaire de masses-ressorts. Dans leur modèle, Paslay et al. (1992) ont négligé le couplage entre les différents modes de vibration ainsi que l'effet de l'amortissement. En revanche, les auteurs prennent en compte l'effet du fluide de forage à travers la masse ajoutée.

Nous avons utilisé les mesures de terrain présentées par Jogi et al. (2002) pour comparer les résultats du modèle de Paslay et al. (1992) et du modèle developpé dans le cadre de notre travail. Nous avons considéré la même BHA (Figure 2.33) que celle utilisée par Jogi et al. (2002) ainsi que les mêmes conditions opératoires et conditions aux limites pour calculer les fréquences propres.

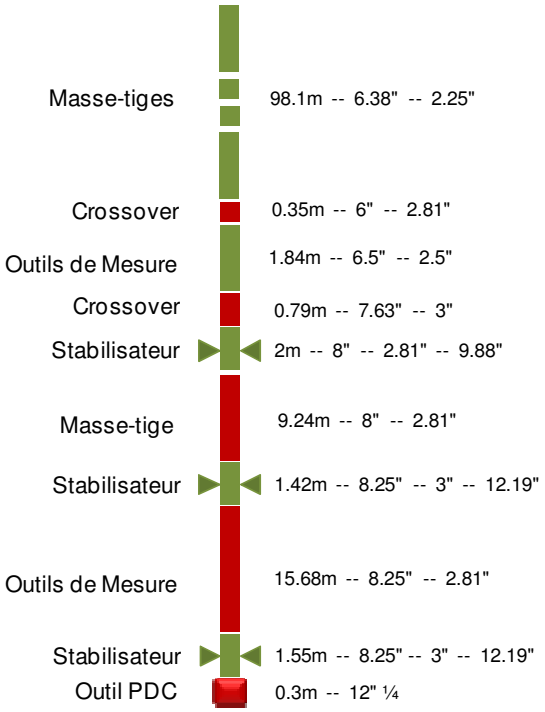


Figure 2.33: Configuration de la BHA (Paslay et al., 1992)

Pour obtenir les fréquences propres latérales, on excite la BHA avec différentes fréquences sachant que si la fréquence d'excitation correspond à une fréquence propre alors on a un pic de résonance. Sur la Figure 2.34, on représente les pics de résonance pour différentes conditions opératoires (différentes vitesses de rotation et différents poids sur l'outil). On remarque que l'on a des pics qui correspondent à des fréquences propres (f_p), d'autres qui correspondent aux fréquences d'excitation (ω surtout) et des pics qui sont dus au couplage des modes de vibrations (f_c).

Si l'on prend un poids donné et une vitesse donnée, alors on n'aura pas toutes les fréquences propres, il faut donc faire le calcul pour différents poids et différentes vitesses afin de retrouver toutes les fréquences propres recherchées.

La Figure 2.35 illustre une comparaison entre les fréquences propres mesurées, celles calculées avec BHASYS et notre modèle. On remarque une cohérence de tous ces résultats, ce qui consolide la pertinence du modèle développé.

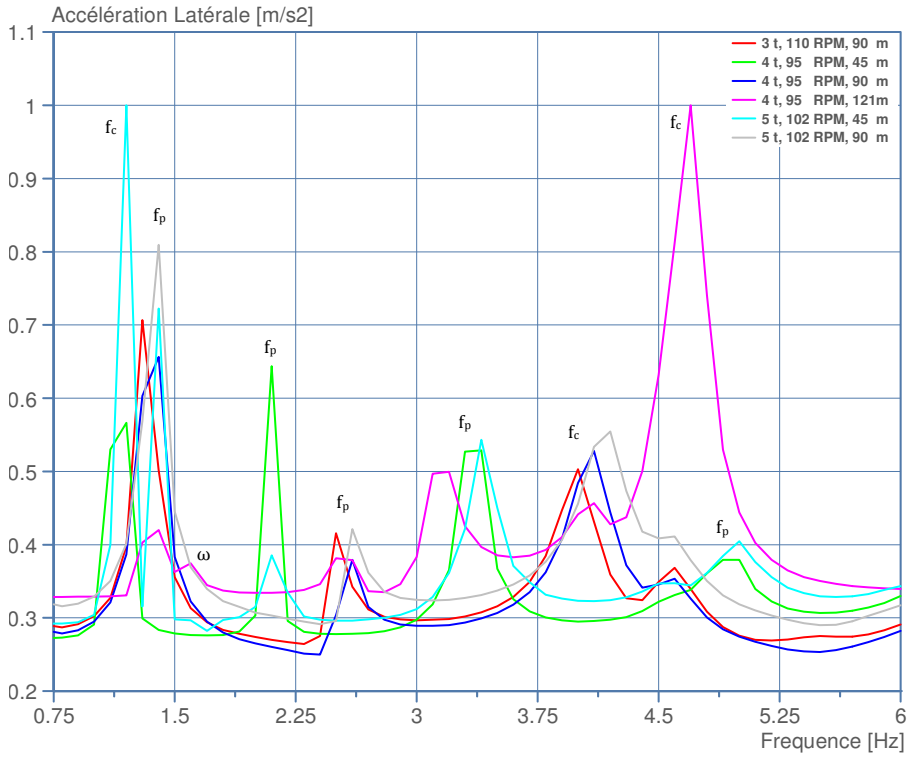


Figure 2.34: Pics de Résonance Latérale de la BHA, Moyennes Quadratiques Normalisées

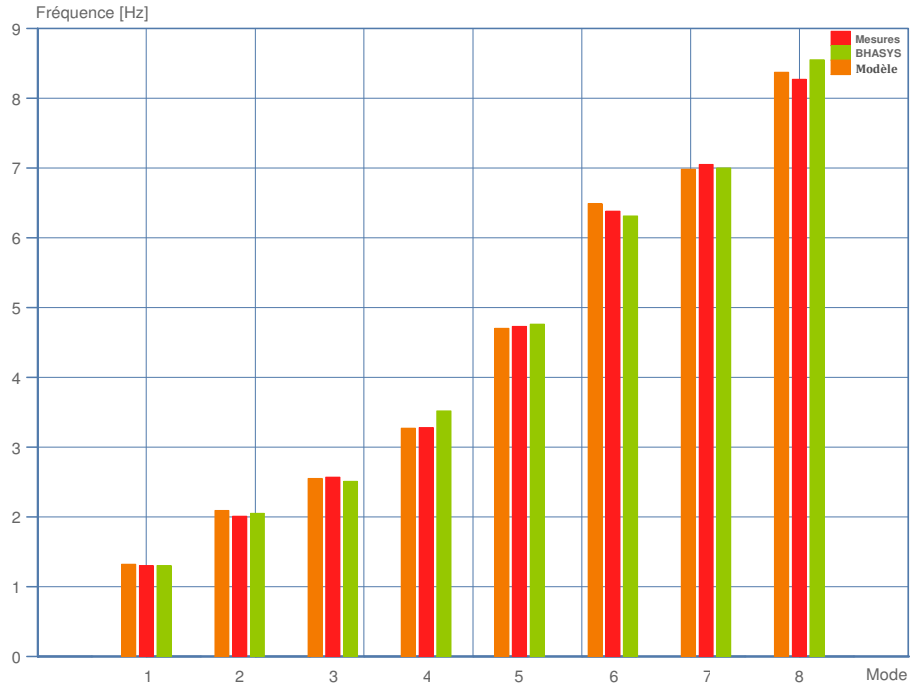


Figure 2.35: Comparaison des Fréquences Propres : Modèle, BHASYS et Mesures

Chapitre 3 :

Etude Dynamique d'un Puits Test

3.1. Présentation de l'essai

Nous disposons de mesures dynamiques de surfaces et de mesures dynamiques de fond réalisées en cours de forage. L'objectif premier est l'étude expérimentale de ces données de chantier pour déterminer l'éventuelle présence de vibrations et de whirling en particulier. Des simulations sont faites ensuite pour expliquer certaines de ces mesures.

3.1.1. Conditions de Forage

Le puits Catoosa est situé aux états unis dans l'état de l'Oklahoma près de Tulsa (Figure 3.1).

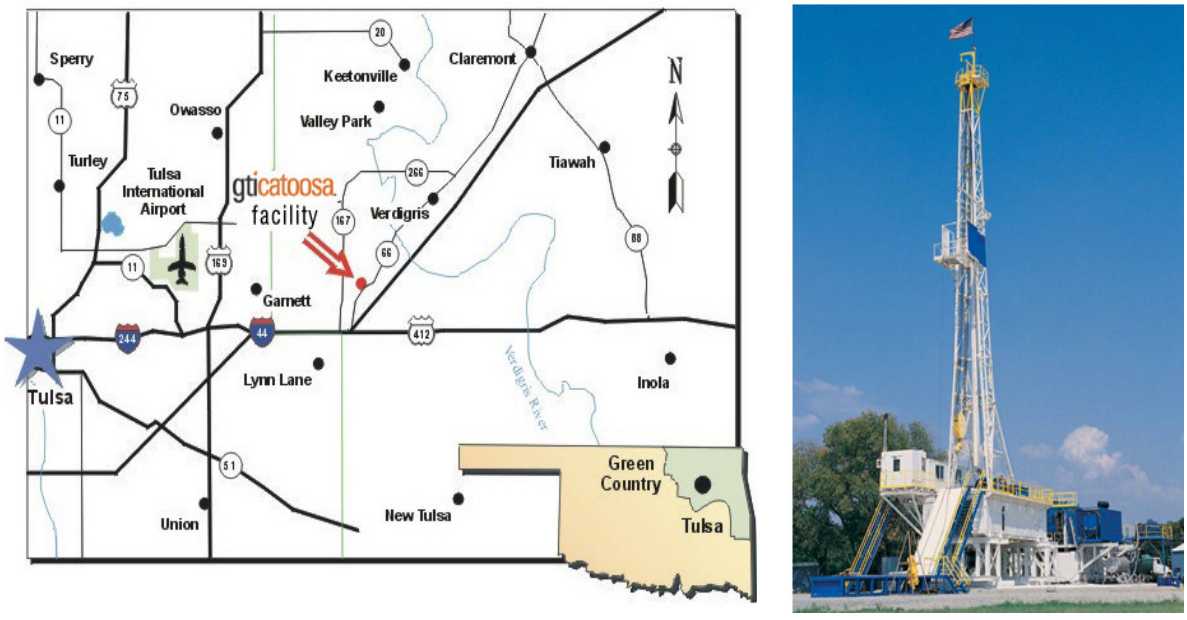


Figure 3.1: Localisation du Puits de Catoosa & Rig de Catoosa

- **Environnement**

Il s'agit d'un puits école où le derrick présenté sur la Figure 3.1 est positionné sur des rails pour pouvoir forer à 13 endroits différents. Cet environnement présente plusieurs avantages tels que : un coût réduit et une connaissance parfaite des formations traversées vu le nombre élevé de puits forés sur le site. C'est pour ces raisons que la plateforme de Catoosa est largement utilisée pour tester la conception de certaines BHA (Gaynor et al.,

CONFIDENTIEL ©

2000), des équipements de forage (Torvestad et al., 2012) ainsi que des équipements de mesure (Sinclair et al., 2012).

- **Trajectoire**

La trajectoire du puits est présentée sur la Figure 3.2, il s'agit d'un puits faiblement incliné surtout dans sa partie basse. Cette géométrie simple rend plus facile les simulations numériques que nous présenterons dans la suite.

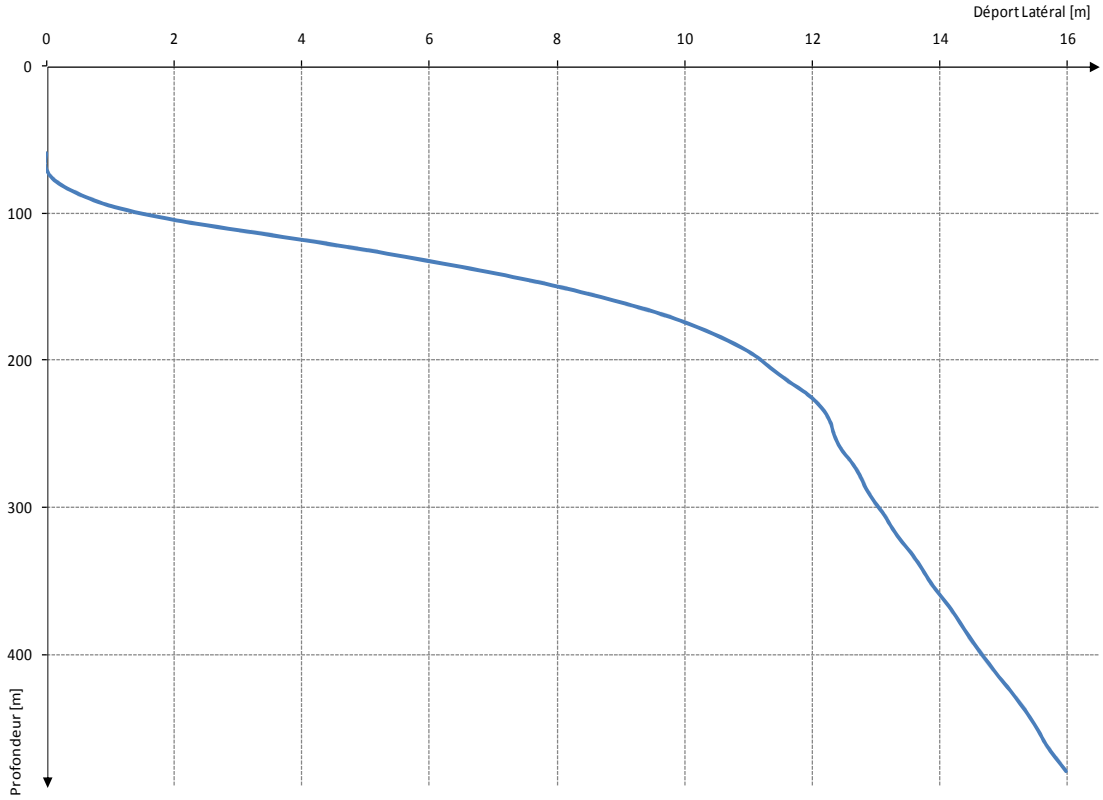


Figure 3.2: Trajectoire du Puits, Inclinaison

- **Formation Traversée**

La Figure 3.3 montre la coupe géologique des formations forées sur le site de Catoosa. Dans notre cas, le forage a commencé à une profondeur de 493 m (soit 1617 ft) et s'est terminé à 606 m (soit 1988 ft). La formation traversée dans cette fourchette de profondeur est homogène, il s'agit de l'Arbuckle group constitué de dolomite dense (E=200 MPa) avec des nodules de chert.

3.1.2. Configuration de la Garniture

La trajectoire définie pour ce puits est pseudo verticale, c'est pour cela que la configuration de la BHA est de type stabilisant. Elle est composée d'un outil PDC classique, d'un système de mesure fond de trou (Isub de Maxwell), d'un premier stabilisateur, d'une masse-tige, d'un deuxième stabilisateur et d'un ensemble de masse-tiges suivies par un ensemble de

tiges (Figure 3.4). La longueur de la BHA est de 111 m environ, on rajoute des tiges de 3"½ pour compléter la garniture jusqu'à la surface.

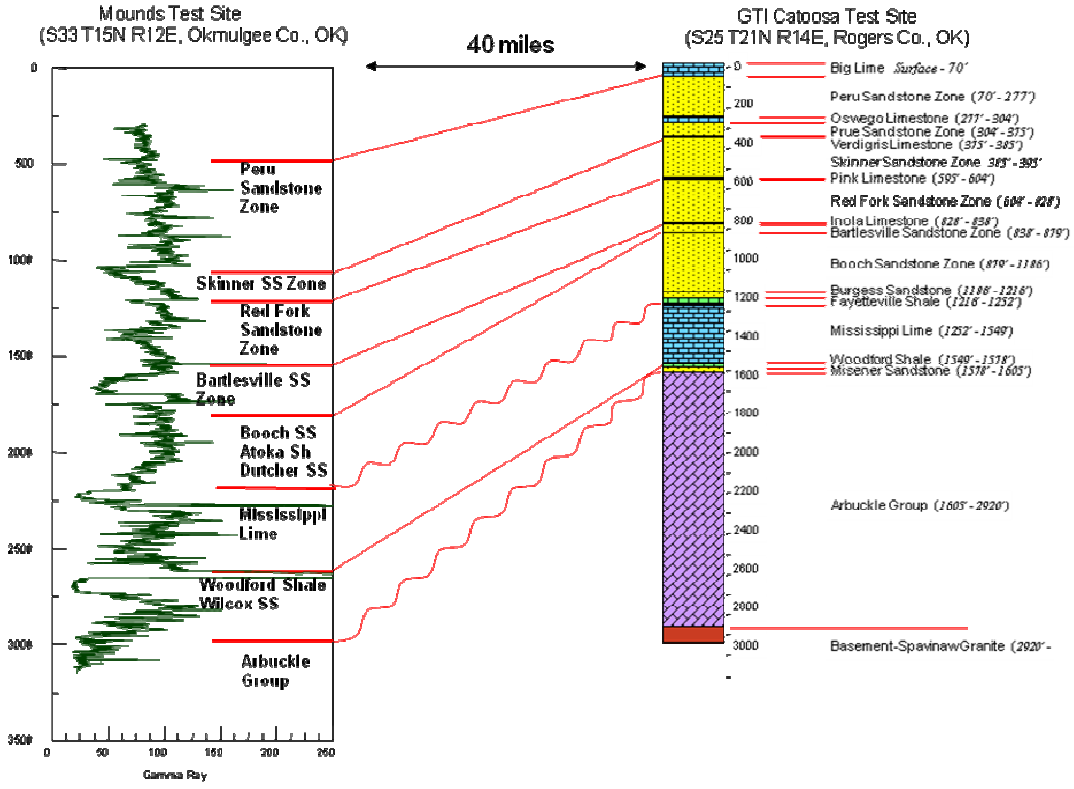


Figure 3.3: Formations Traversées à Catoosa

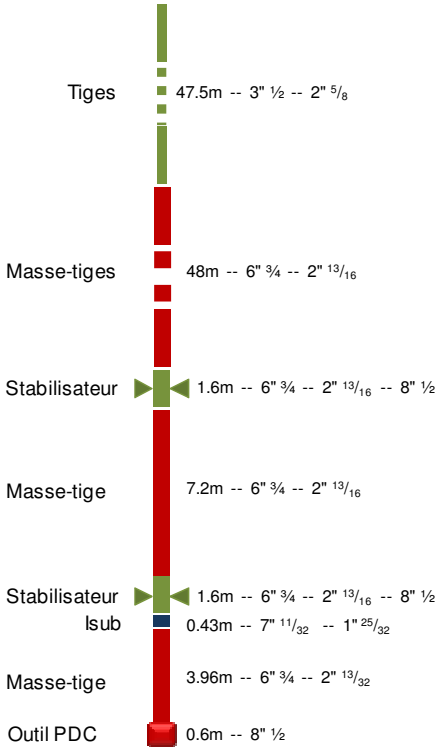


Figure 3.4: Configuration de la BHA

3.1.3. Déroulement des Essais et Mesures

L'essai comporte plusieurs phases, chacune est caractérisée par une vitesse de rotation et un poids sur l'outil. La vitesse de rotation varie en moyenne entre 55 et 125 RPM alors que le poids sur l'outil varie entre 2 et 10 tonnes. Le couple sur l'outil varie entre 1000 et 5000 Nm en moyenne. On dispose, à chaque phase, de mesures en surface de la profondeur, de la vitesse de rotation, du couple, du poids sur l'outil, du poids au crochet et du taux de pénétration. La fréquence de mesure en surface est légèrement supérieure à 1 Hz. On dispose également d'enregistrements de données au fond pour une analyse post-forage. Ces enregistrements sont réalisés à l'aide de l'Isub de Maxwell placé à 4 m de l'outil (Figure 3.5) à une fréquence de 50 Hz et portent sur le poids et le couple sur l'outil, les accélérations dans les trois directions (latérale, axiale, torsion), la vitesse de rotation, les moments de flexion ainsi que d'autres paramètres comme la température et la pression annulaire.

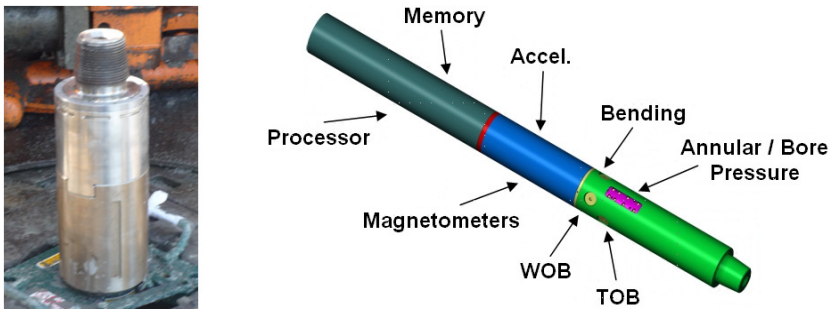


Figure 3.5: Isub de Maxwell

Les accélérations latérales et l'accélération de torsion ne sont pas mesurées directement. En effet, quatre accéléromètres centripètes sont disposés sur une section de l'Isub comme le montre la Figure 3.6. Donc on déduit les autres accélérations en utilisant les formules suivantes :

- accélération de torsion : $\frac{X_+ + X_-}{2}$
- accélération latérale 1 : $\frac{X_+ - X_-}{2}$
- accélération latérale 2 : $\frac{Y_+ - Y_-}{2}$

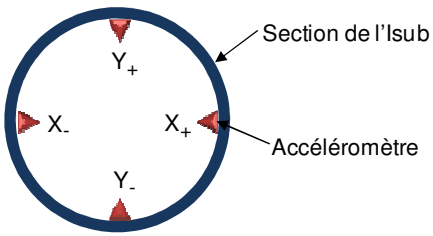


Figure 3.6: Disposition des Accéléromètres

3.2. Analyse des Mesures

Nous avons analysé les mesures dynamiques afin de déterminer les fréquences propres latérales, axiales et de torsion de la garniture de forage. En plus, nous avons tenté de détecter la présence des vibrations latérales les plus sévères et en particulier le whirling. Enfin, nous avons déterminé à partir des mesures une loi empirique de comportement de l'outil de forage qui relie le poids et le couple sur l'outil à la vitesse de pénétration de l'outil dans la roche (exprimée en pénétration par tour).

3.2.1. Fréquences Propres

Pour évaluer expérimentalement les fréquences propres, on se base sur les mesures des accélérations dont on calcule le spectre via la transformée de Fourier rapide (FFT[11]). Quand on calcule le spectre, il y a certainement des fréquences autres que les fréquences propres qui apparaissent, il s'agit des fréquences d'excitation, des fréquences de whirling ou bien du bruit. En plus, il est pratiquement impossible que toutes les fréquences propres apparaissent dans un seul spectre. Il est nécessaire donc de calculer le spectre pour différentes étapes du processus de forage c'est-à-dire pour différentes vitesses de rotation et différents poids sur l'outil. Ensuite, la comparaison des différents spectres permet de déterminer les fréquences propres.

La Figure 3.7 montre une étape du forage qui dure 300 s. Durant cette étape la vitesse de rotation est de 55 RPM en moyenne, le poids sur l'outil est voisin de 40 kN et le couple sur l'outil varie entre 1500 et 2500 Nm. L'accélération latérale varie entre 0.2 et -0.2 g (2 ms^{-2} et -2 ms^{-2}), l'accélération axiale est de l'ordre de -1 g alors que l'accélération de torsion évolue autour de 0.25 g.

Le spectre de chaque accélération est présenté sur la Figure 3.8. On note l'existence de plusieurs pics pour chaque spectre que l'on attribue aux pics de fréquences propres (f_p), pics de fréquences d'excitations (ω) et pics de fréquences de couplage entre les modes de vibration (f_c). Par exemple, on note une fréquence propre axiale de 6 Hz que l'on identifie aussi au niveau du spectre de l'accélération de torsion mais en amplitude plus faible, il s'agit donc d'une fréquence de couplage axial-torsion.

La fréquence d'excitation qui est facilement identifiable sur les spectres est la vitesse de rotation des tiges (ω). En effet on a un large pic sur le spectre de l'accélération latérale à une fréquence légèrement inférieure à 1Hz, ce qui correspond à la vitesse de rotation ω=55 RPM. Un autre pic d'amplitude plus faible apparait à une fréquence qui correspond à 2ω.

[11] **F**ast **F**ourier **T**ransform

Des fréquences multiples de la vitesse de rotation ω, 2ω et 3ω sont observées sur le spectre de l'accélération de torsion.

Les pics correspondant à une fréquence d'excitation sont pointus alors que les pics correspondant à une fréquence propre ou une fréquence de couplage sont plus large à cause de l'amortissement. Cet effet a été déjà observé sur des données de chantier (Besaisow et al., 1988).

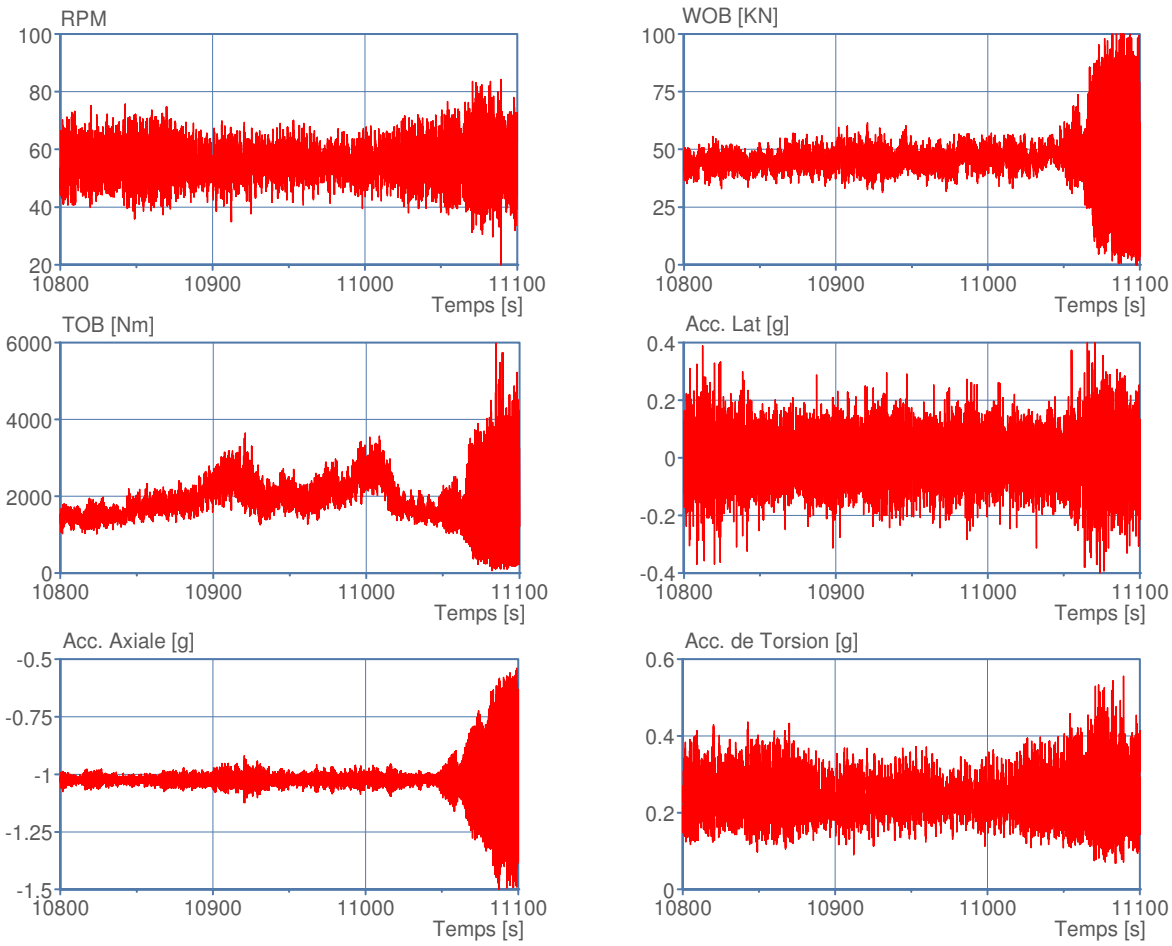


Figure 3.7: Mesures en Cours de Forage

Dans le Tableau 3.1 on présente les fréquences propres obtenues suite à une comparaison de plusieurs spectres. Il est évident que ces fréquences concernent tout le train de tige de la surface au fond. Pour éviter le phénomène de résonance il est impératif que la vitesse de rotation ne soit pas égale à l'une de ces fréquences propres, ce sont donc les vitesses de rotation critiques à éviter au cours du forage. Déterminer ces fréquences présente un intérêt pratique dans le cadre de ce chapitre, c'est un moyen pour valider les résultats de nos calculs théoriques.

CONFIDENTIEL ©

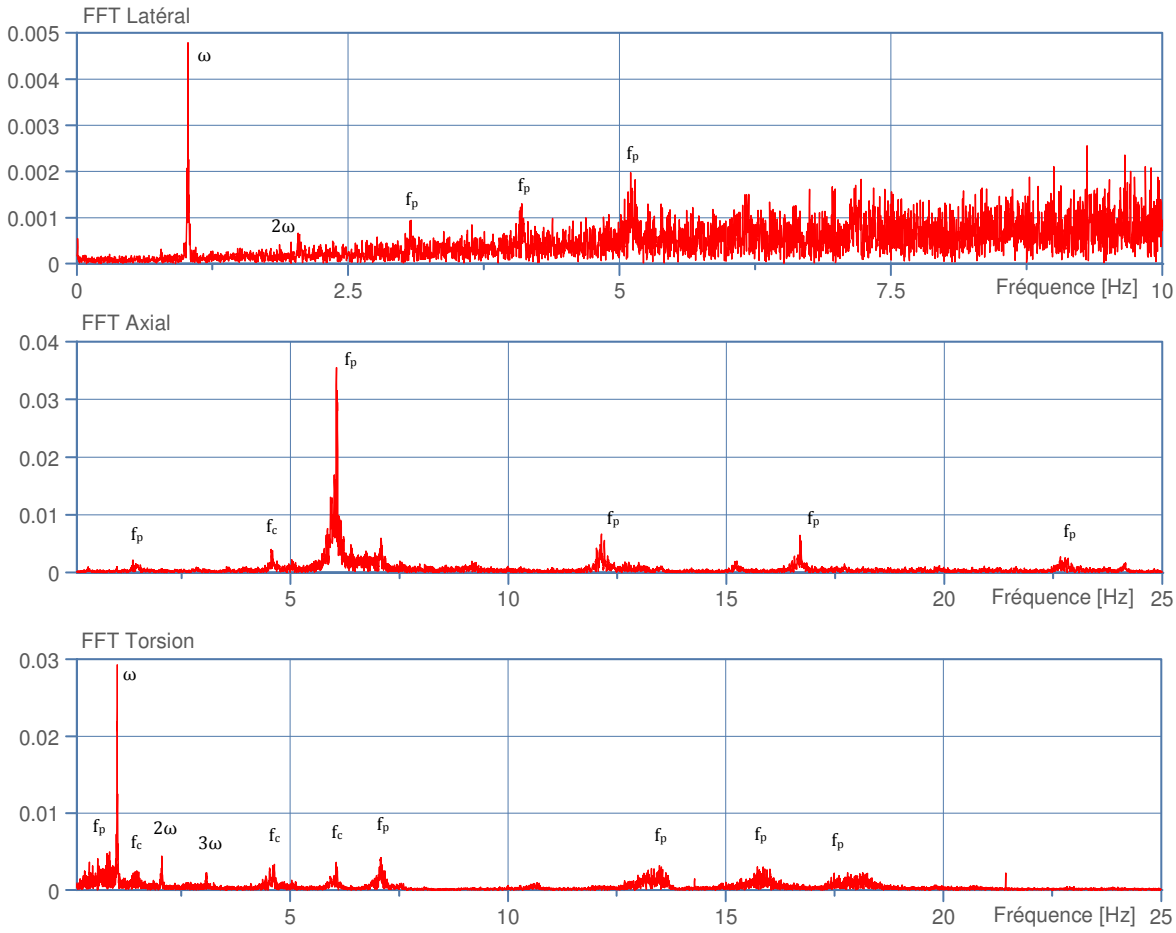


Figure 3.8: FFT des Accélérations Latérales, Axiales et de Torsion

Remarque : la présence du bruit au niveau de l'accélération latérale ne facilite pas l'identification des fréquences propres. En général, on est amené à concevoir des filtres pour supprimer l'effet de ce bruit.

Tableau 3.1: Tableau Récapitulatif des Fréquences Propres

Latéral	Axial	Torsion
0.78	1.36	0.49
2.69	5.97	2.99
3.99	12.23	7.10
5.27	17.17	9.29
8.29	22.72	13.23
*	*	15.45
*	*	17.59

3.2.2. Détection des Vibrations Sévères

Pour détecter la présence des vibrations de torsion sévères, on calcule un certain indice de vibration à partir des mesures de terrain (Desmette et al., 2005). Dans cette logique, un indice de vibrations de torsion a été proposé par Macpherson (2010) :

$$SS_i = \frac{\max(RPM) - \min(RPM)}{2.moyenne(RPM)}.$$

Si l'indice SS_i dépasse 1 alors les vibrations de torsion sont considérées comme sévères (phénomène de stick-slip), et si l'indice tend vers 0 alors on peut dire que les vibrations de torsion sont inexistantes (Figure 3.9).

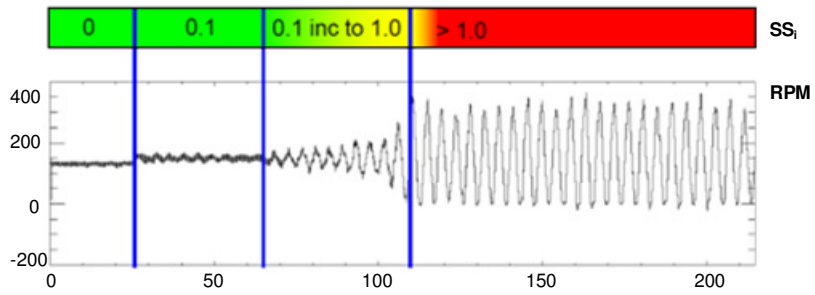


Figure 3.9: Indice de Stick-slip (Macpherson, 2010)

Un indice similaire est proposé pour les vibrations axiales, il suffit de remplacer la vitesse de rotation par le poids sur l'outil dans l'expression de l'indice SS_i, on a donc :

$$BB_i = \frac{\max(WOB) - \min(WOB)}{2.moyenne(WOB)}.$$

Si l'indice BB_i dépasse 1 alors les vibrations axiales sont considérées comme sévères (phénomène de bit-bounce), et si l'indice tend vers 0 alors les vibrations axiales sont quasiment inexistantes.

En ce qui concerne les vibrations latérales et le whirling, on calcule le rapport de la moyenne des accélérations latérales et la moyenne de l'une des accélérations centripètes (X_+, X_-, Y_+, Y_-) :

$$W_i = \frac{moyenne(Accélération\ Latéral)}{moyenne(Accélération\ Centripète)}.$$

Si l'accélération centripète l'emporte alors l'indice de whirling W_i tend vers 0 et si l'accélération latérale l'emporte alors cet indice tend vers 1. On peut avoir des accélérations latérales élevées sans qu'il y ait des vibrations de whirling, c'est pour cette raison que l'on divise par la moyenne d'une accélération centripète pour calculer l'indice W_i.

CONFIDENTIEL ©

A partir des mesures du puits test dont on dispose, on va étudier deux situations différentes pour mettre en évidence la présence de vibrations sévères et en particulier le whirling.

- **Situation 1**

Sur la Figure 3.10, on présente certaines mesures sur une durée de 900 s. Il s'agit de la vitesse de rotation, le poids sur l'outil, le couple sur l'outil, l'accélération latérale et les trois indices de vibration. Aux alentours de t=15200 s on remarque que la vitesse de rotation augmente considérablement par rapport à sa valeur moyenne (76 RPM), le poids sur l'outil présente aussi les mêmes signes.

Quant aux indices de vibrations sévères, l'indice BB_i dépasse 1 et l'indice SS_i est égal à 0.6 environ. On déduit alors que l'on a essentiellement des vibrations axiales sévères de type bit-bounce sans qu'il y ait des vibrations de torsion très sévères. L'indice de whirling reste relativement faible et ne dépasse pas 0.2 même si les vibrations latérales atteignent 1.5 g par moment. Une autre phase de stick-slip de sévérité moyenne est initiée à t=15340 s. On remarque l'augmentation de la vitesse de rotation et du couple sur l'outil à cet instant alors que le poids sur l'outil et l'accélération latérale restent insensibles à ces variations.

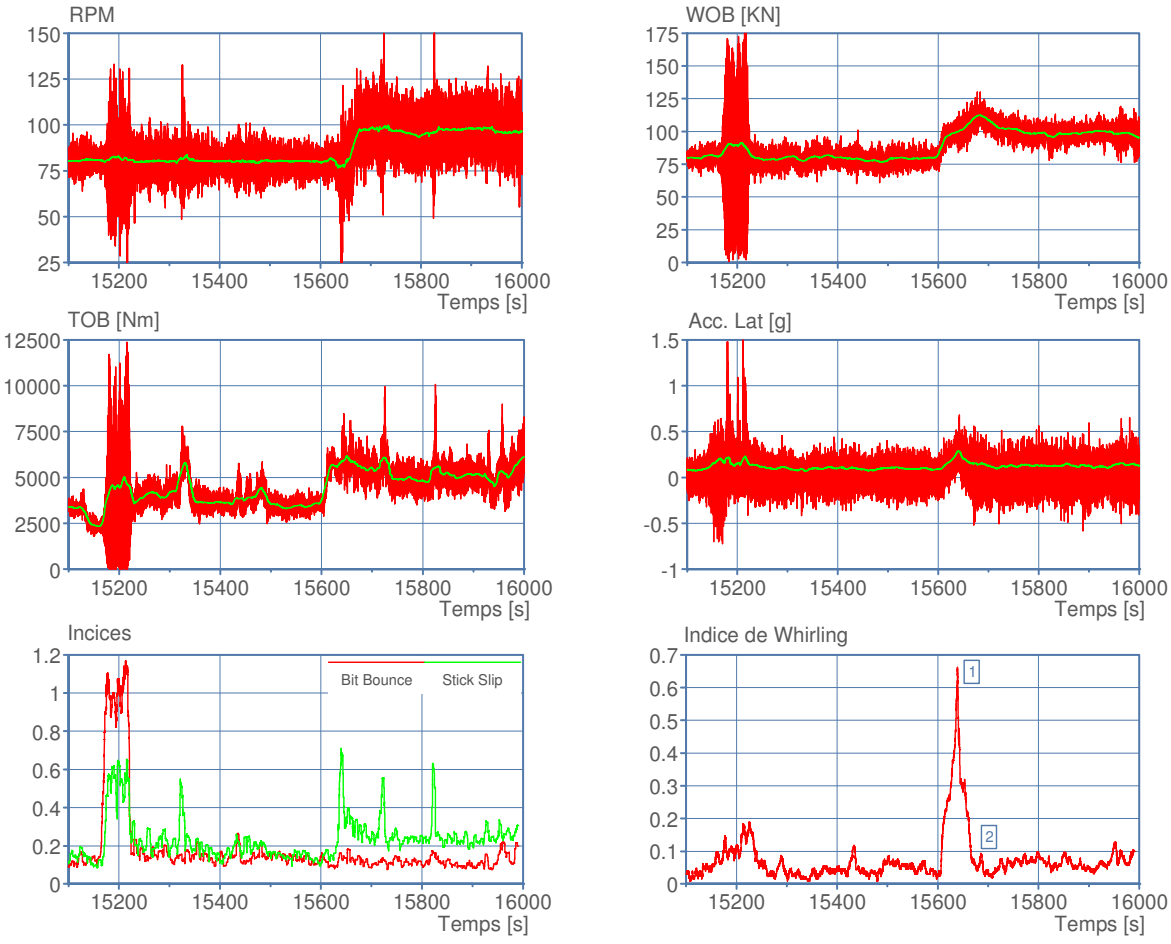


Figure 3.10: Détection des Vibrations Sévères, Situation 1

Entre t=15600 s et t=15700 s l'indice de whirling augmente considérablement et dépasse 0.6, dans le même intervalle, l'indice BB_i est très faible alors que l'indice SS_i présente 2 pics ponctuels. On ne peut pas attribuer cette phase de whirling à la seule augmentation du poids sur l'outil parce que la vitesse de rotation a augmenté également au début de cet intervalle. On s'intéresse de près à cet intervalle pour mieux étudier la phase de whirling détectée. Pour cela on représente les moments de flexion dans les directions latérales l'un en fonction de l'autre, cette technique a été utilisée par Shyu (1989).

Deux phases différentes de whirling sont représentées sur la Figure 3.10. La première phase correspond au pic n°1 sur cette figure alors que la deuxième phase correspond au pic n°2 sur la même figure. Dans les deux cas, il s'agit d'un simple forward whirling. Pour calculer la vitesse de whirling (Ω), il faut calculer le déphasage (φ) entre les moments de flexions orthogonaux représentés sur la Figure 3.11. Sachant que les mesures des moments de flexions sont faites par des jauges qui sont en rotation avec la tige, il faut retrancher la vitesse de rotation (ω) pour trouver la vitesse de whirling (Shyu, 1989), on a alors :

$$\Omega=\omega-\frac{d\varphi}{dt}$$

Pour la phase 1 de whirling, on trouve une vitesse de whirling $\Omega\approx11$ rads^{-1}, soit 105 RPM environ, qui est légèrement supérieure à la vitesse de rotation $\omega\approx90$ RPM (Figure 3.11). Mais pour la phase 2, la vitesse de whirling diminue pour atteindre environ 10 rads^{-1}, soit 95 RPM environ, donc on peut dire que l'on a un forward whirling synchrone dans ce cas.

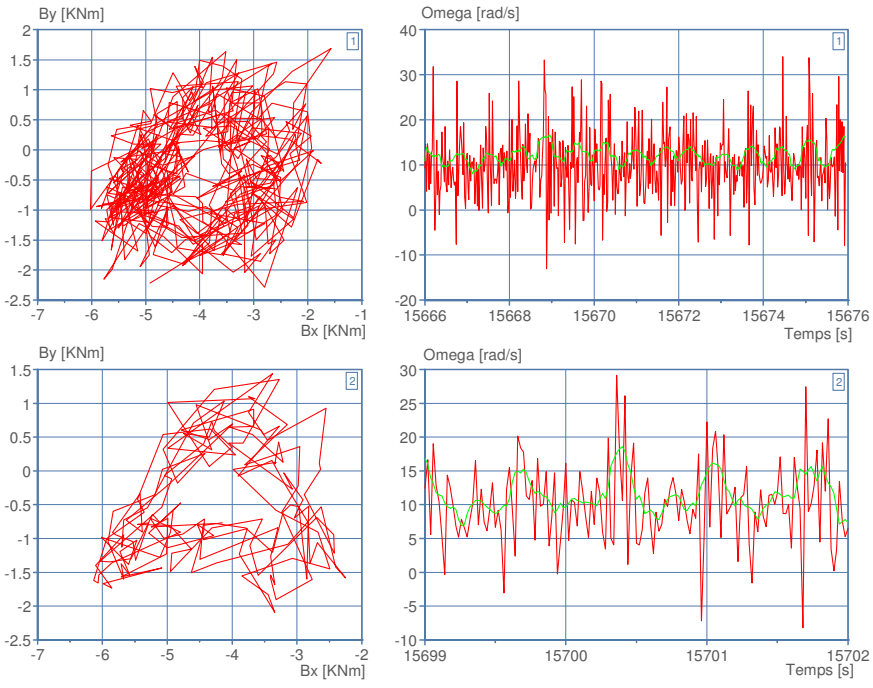


Figure 3.11: Forward Whirling, Situation 1

- **Situation 2**

Comme pour la situation 1, ici on présente certaines mesures expérimentales pour une durée de 1000 s environ (Figure 3.12). L'indice BB_i est inférieur à 0.2 pour toute la période. Donc les vibrations axiales de type bit-bounce sont négligeables ici. Concernant les vibrations de torsion, l'indice SS_i reste inférieur à 0.4 jusqu'à t=12600 s où on augmente le poids sur l'outil et donc le couple sur l'outil. Dans ce cas, des vibrations de torsion apparaissent mais ne sont pas sévères.

Aux alentours de t=12000 s, on augmente la vitesse de rotation et le poids sur l'outil. Il en résulte un pic au niveau de l'indice de whirling (pic n°1). Le pic atteint 0.2 comme valeur maximale. Donc le whirling n'est pas assez sévère (Figure 3.12). Le pic n°2 est aussi faible et est dû à une légère augmentation du poids sur l'outil. Sur la Figure 3.13 on représente les moments de flexion dans le plan orbital ainsi que les vitesses de whirling pour les phases 1 et 2. Dans les deux cas, on a un forward whirling mais avec une vitesse de whirling différente. En effet, dans la phase 2 la vitesse de whirling (95 RPM) est plus élevée que celle de la phase 1 (72 RPM). On en déduit que pendant la phase 1, la tige roule et glisse en même temps sur la paroi du puits.

Entre t=12300 s et t=12400 s, l'indice de whirling augmente pour atteindre 0.4 et il reste élevé sur tout l'intervalle, c'est la phase 3 sur la Figure 3.14. Pendant cette phase on a un backward whirling (Figure 3.14) avec une vitesse moyenne d'environ 65 RPM (en valeur absolue). La vitesse de whirling est légèrement supérieure à la vitesse de rotation moyenne qui est de l'ordre de 60 RPM pendant cette phase. D'après Spanos et al. (2003), deux cas se présentent :

- si $\Omega = \left|\frac{R_e}{J}\omega\right|$ alors on n'a pas de glissement pendant la phase de backward ;
- si $\Omega > \left|\frac{R_e}{J}\omega\right|$ alors on a du glissement pendant la phase de backward.

Avec R_e, le rayon extérieur de la tige et J le jeu tige-formation.

Dans notre cas, le rapport $\frac{R_e}{J}=1.09$ soit donc $\frac{R_e}{J}\omega=61$ RPM, on en déduit alors que c'est le deuxième cas qui est vérifié ici et on a un backward whirling avec un léger glissement de la tige sur la paroi du puits.

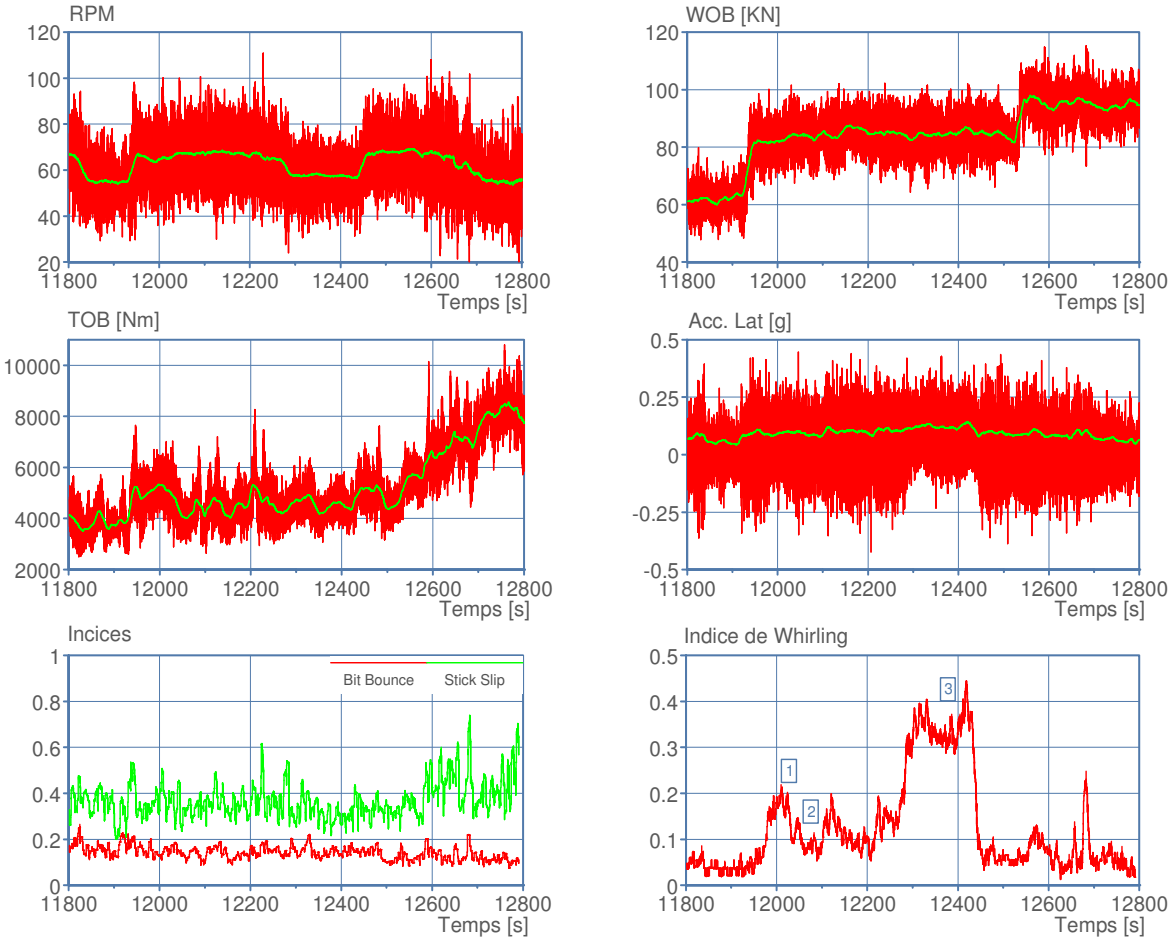


Figure 3.12: Détection des Vibrations Sévères, Situation 2

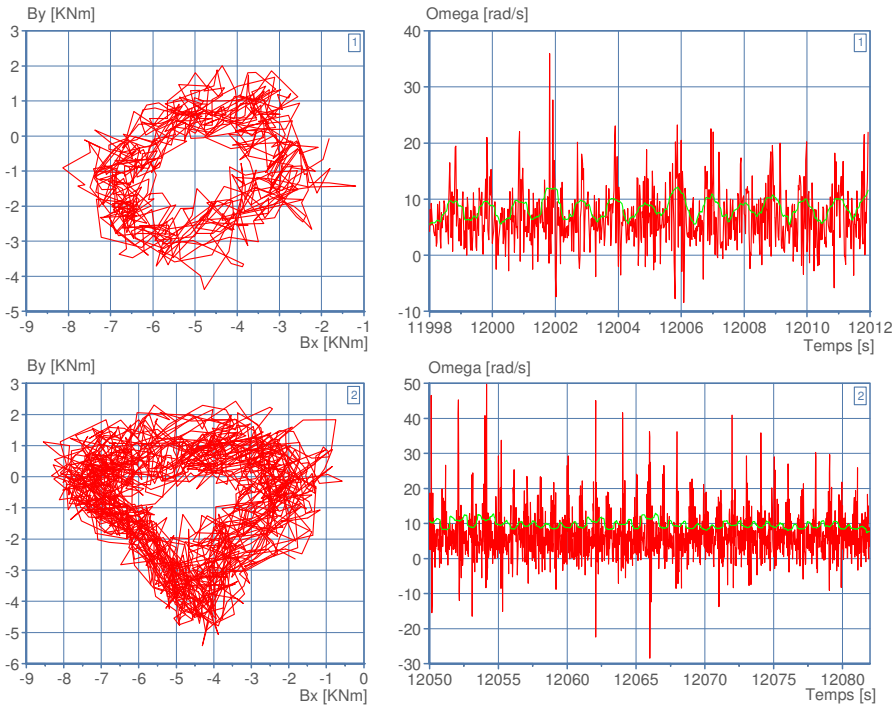


Figure 3.13: Forward Whirling, Situation 2

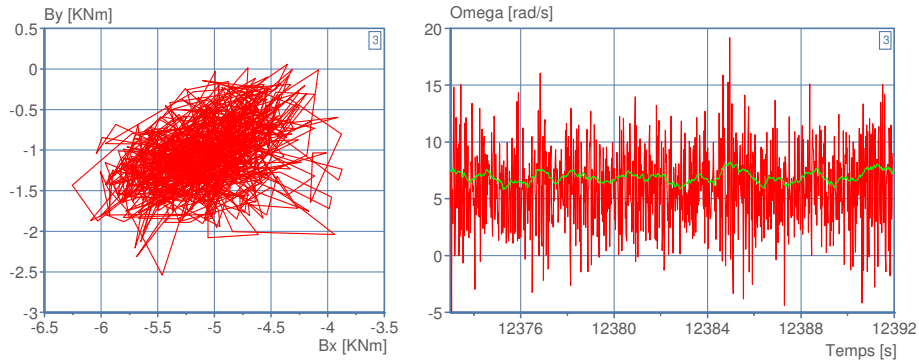


Figure 3.14: Backward Whirling, Situation 2

3.2.3. Comportement de l'outil

Le but ici est de déterminer une loi expérimentale de comportement de l'outil de forage. Elle permettra de relier le poids et le couple sur l'outil et la profondeur de coupe (DOC[12]) qui n'est autre que l'enfoncement de l'outil dans la roche par révolution. Cette loi de comportement caractérise l'interaction outil-roche.

L'analyse des mesures nous a permis d'établir des relations entre le poids sur l'outil d'une part (Figure 3.15) et le couple sur l'outil d'autre part (Figure 3.16) en fonction de la profondeur de coupe DOC donnée par $DOC=\frac{ROP}{RPM}$ (exprimée en mm/rév). Ces relations peuvent être traduites par les équations suivantes :

$$WOB=C_1 * DOC+WOB_0$$

$$TOB=C_2 * DOC+TOB_0$$

Le choix de la variable DOC pour représenter l'évolution du poids et du couple sur l'outil permet de prendre en compte simultanément la vitesse de pénétration (ROP) et la vitesse de rotation (RPM).

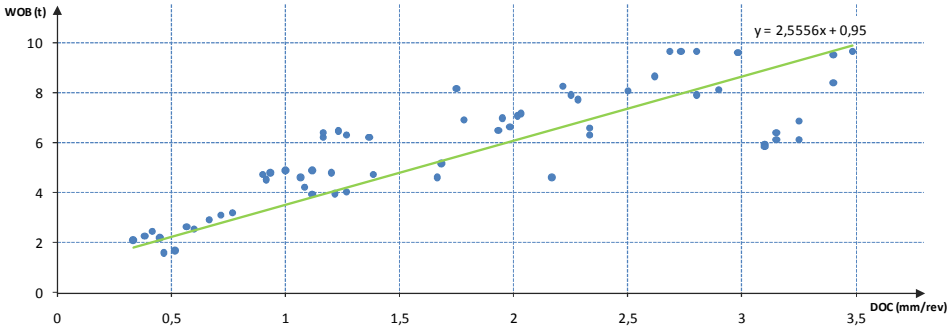


Figure 3.15: Poids sur l'outil Expérimental

[12] **D**epth **O**f **C**ut

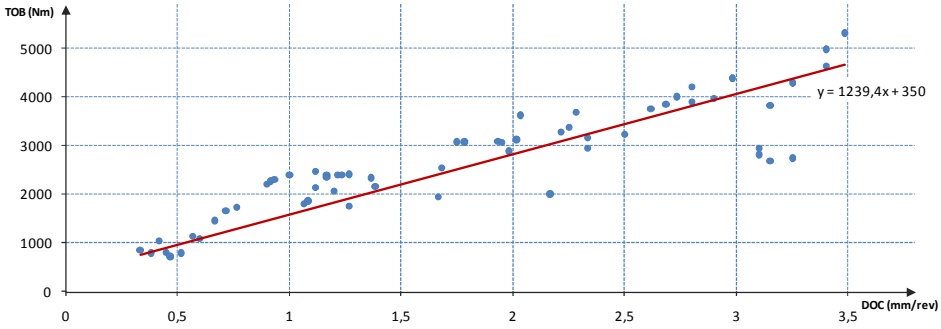


Figure 3.16: Couple sur l'outil Expérimental

Les constantes caractéristiques C_1, C_2, WOB_0 et TOB_0 sont déterminées à partir des courbes des Figures 3.15 et 3.16 :

C_1=2.55 tonne/(mm/rev) et C_2=1239.4 Nm/(mm/rev),

WOB_0=0.95 tonne et TOB_0=350 Nm.

Connaître ces deux équations caractéristiques de l'outil est très utile pour réaliser les simulations dynamiques de la BHA. Ces équations représentent les conditions aux limites au niveau de l'outil de forage.

3.3. Etude Théorique de la BHA

Le but de cette étude est de simuler le comportement dynamique de la garniture pour retrouver en premier lieu certains résultats de l'étude expérimentale et étendre par la suite ces résultats à des situations non envisagées par l'expérimentation. Pour simuler la dynamique de la garniture, on se limite à la BHA où se produit l'essentiel des vibrations. Nous présenterons tout d'abord les mécanismes d'excitations et les conditions aux limites nécessaires pour réaliser les simulations. Ensuite, nous présenterons les solutions dynamiques dans le cadre d'un calcul déterministe puis non déterministe en introduisant une incertitude dans certains paramètres de forage.

3.3.1. Mécanismes d'excitations

La réponse dynamique de la BHA dépend étroitement de la position du point d'application des sollicitations. On peut appliquer un effort (ou une condition aux limites) au niveau de l'outil, de la surface ou bien au niveau des stabilisateurs (Payne, 1992). D'après Jogi et al. (2002), les sollicitations de la BHA pourraient provenir des sources suivantes :

- les interactions outil-formation et stabilisateurs-formation ;
- les irrégularités géométriques du trou ;
- la forme des stabilisateurs (nombre de lames, dimensions…) ;
- les équipements de fond tels que les moteurs à boue.

Les mécanismes d'excitation des vibrations latérales et axiales agissent essentiellement au niveau de la BHA alors que les mécanismes d'excitation des vibrations de torsion agissent sur toute la garniture à cause des impacts (Paslay et al., 1992).

L'excitation se propage tout au long de la garniture même si elle se produit au niveau de la BHA ou au niveau de l'outil (Paslay et al., 1992). Différents mécanismes d'excitation sont identifiés par Besaisow et al. (1988) et présentés dans le Tableau 3.2. On distingue deux types d'excitations : les excitations primaires et les excitations secondaires qui se produisent à cause des mécanismes de couplage entre les modes. Les fréquences des mécanismes d'excitation sont présentées sous forme de multiple de la fréquence de rotation notée ω.

Tableau 3.2: Mécanismes d'excitation Primaires et Secondaires (Besaisow et al., 1988)

Mécanisme d'excitation	**Excitation primaire**	**Excitation secondaire**
Flexion de la tige Déséquilibre de masse	1xω latéral	2xω latéral, 2xω axial 2xω torsion
Non-alignement	1xω latéral, 2xω latéral	2xω axial, 2xω torsion
Outil tricône	3xω axial	$\frac{3}{2}$ xω latéral 3xω torsion
Formation très souple Faible poids sur l'outil	1, 2, 3, 4 et 5 x ω latéral, axial et torsion	
Backward whirling	$\frac{R_p}{J}$ ω latéral $\frac{R_e}{J}$ ω latéral	$2\frac{R_p}{J}$ ω axial $2\frac{R_e}{J}$ ω torsion $2\frac{R_e}{J}$ ω axial $2\frac{R_e}{J}$ ω torsion
Forward whirling	les harmoniques de ω (1xω, 2xω, 3xω) latéral	les harmoniques de ω axial, torsion

La Figure 3.17 récapitule la répartition des fréquences d'excitation et des fréquences de la réponse dynamique de la BHA. On remarque que les fréquences d'excitation sont

essentiellement entre 0.5 et 10 Hz alors que les fréquences de la réponse dynamique sont surtout entre 1 et 30 Hz sauf pour le stick-slip caractérisé par une fréquence faible (de l'ordre de 0.1 Hz).

Comme signalé précédemment, l'excentricité de la tige, due à un non-alignement ou à un déséquilibre de masse engendrés par la présence d'équipements de mesure ou l'usure excessive de la tige suite à une utilisation antérieure, représente le principal mécanisme d'excitation pour le phénomène de whirling (Chevallier, 2001). Cette excentricité n'étant pas facilement quantifiable, pour la représenter on considère une force aléatoire (Rey, 1983).

L'interaction outil-formation a un effet considérable sur le comportement dynamique de la BHA. Ce type d'interaction dépend de l'outil utilisé. L'outil tricône génère surtout des vibrations axiales sévères à une fréquence égale à 3ω alors que l'outil PDC génère surtout des vibrations de type whirling (Chevallier, 2001). Les deux outils couplent les vibrations axiales et les vibrations de torsion à travers la relation poids-couple sur l'outil.

Au cours de nos simulations, on fixe une excentricité de l'ordre de 2-3 mm pour l'excitation des vibrations latérales. Pour représenter l'action de l'outil de forage on utilise la loi de comportement présentée dans le paragraphe 3.2.3. Les déplacements latéraux sont maintenus nuls.

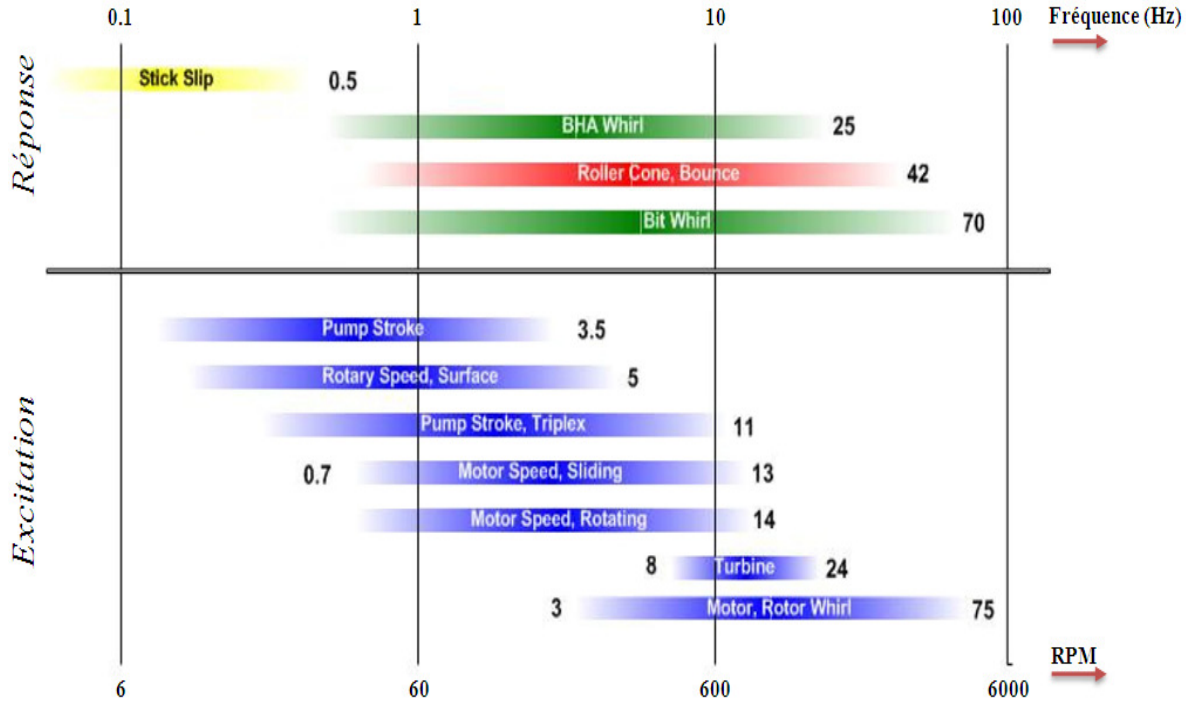


Figure 3.17: Fréquences d'excitation et de Réponse de la BHA (Reckmann et al., 2010)

3.3.2. Conditions aux Limites

La résolution des équations de mouvement nécessite de spécifier des conditions aux limites aux deux extrémités de la BHA et au niveau des stabilisateurs. Concernant l'outil, certains modèles adoptent une liaison libre (Chevallier, 2001) alors que d'autres modèles introduisent des excitations axiales et de torsion (Aminfar, 2008). La liaison rotule est souvent adoptée, donc seul le déplacement latéral de l'outil est empêché. En revanche, rares sont les modèles où on considère un vrai modèle de coupe et une vraie géométrie de l'outil comme Huang (2004). Dans ce cas le temps de calcul est nettement supérieur à celui d'un modèle simplifié.

En surface, on utilise souvent une liaison d'encastrement (Chevallier, 2001) et pour les stabilisateurs on utilise généralement une liaison d'appui simple (Paslay et al., 1992). Les liaisons d'appuis simples ont l'avantage d'empêcher le déplacement latéral mais pas la flexion de la tige. Dans le modèle de Jansen (1993), les stabilisateurs sont assimilés à des roulements et ils sont en contact permanent avec le puits. Dans ce cas, les paramètres importants sont le jeu et le frottement stabilisateur-formation que Jansen (1993) considère comme responsables du whirling. Cependant, Jogi et al. (2002) n'adoptent le contact continu stabilisateur-formation que si le stabilisateur est de type « full gage » c'est-à-dire que le diamètre extérieur du stabilisateur est égale au diamètre du puits. Si le diamètre du stabilisateur est inférieur à celui du trou (stabilisateur « under gage ») alors le contact stabilisateur pourrait être déterminé à partir du calcul statique. En revanche, si le type de contact stabilisateur-formation ne peut être déterminé avec précision alors il faut deviner les meilleures conditions aux limites en se basant sur des expériences. Il y a des modèles encore plus poussés pour les stabilisateurs, par exemple Baird et al. (1985) considèrent le nombre de lames des stabilisateurs et leur disposition géométrique (droite ou spirale). Mais un tel modèle demande beaucoup de ressources de calcul.

Dans la BHA étudiée ici, les deux stabilisateurs sont de type « full gage » donc en contact continu avec le puits. On a adopté des appuis simples aux extrémités des stabilisateurs tel que présenté sur la Figure 3.18. On fait tourner la BHA à une vitesse de rotation donnée et on la pousse à avancer en même temps en imposant un taux de pénétration donné. La vitesse de rotation et le taux de pénétration évoluent suivant un historique donné, ainsi ils peuvent être constants, de forme sinusoïdale ou selon une fonction quelconque du temps.

CONFIDENTIEL ©

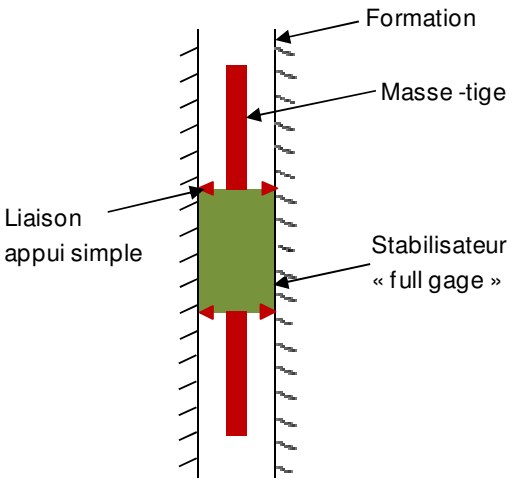


Figure 3.18: Modèle de Stabilisateur « full gage »

3.3.3. Solution Statique

La solution statique est souvent utilisée pour déterminer les conditions de contact au niveau des stabilisateurs ou bien pour localiser le point tangent et déterminer la longueur effective des tiges qu'il faut considérer dans les simulations. Nous utilisons la solution statique comme condition initiale pour le calcul dynamique, au lieu de prendre une tige initialement située sur l'axe du puits. Ce calcul statique est donc nécessaire pour réduire le temps des calculs.

La Figure 3.19 représente les résultats du calcul statique de la BHA utilisée à Catoosa et ce pour un poids sur l'outil de 4 tonnes et une vitesse de rotation de 110 RPM. Le déplacement latéral est nul au niveau des deux stabilisateurs situés aux profondeurs de 96.5 et 111 m. Entre 50 et 75 m la BHA est en contact continu avec la formation, ainsi la force de contact est non nulle sur cet intervalle. Sur l'intervalle [0, 45 m] le déplacement latéral augmente car le jeu tige-formation augmente, avec un seul point de contact correspondant au pic de force de 1250 N.

Remarque : le vecteur déplacement latéral est projeté sur un repère dont le premier axe (lat1) est l'axe x et le second (lat2) est l'axe y (cf. Figure 2.1).

Le couple de torsion vaut 1580 Nm au niveau de l'outil, c'est le couple correspondant à un poids sur l'outil de 4 tonnes selon la loi de comportement déterminée précédemment. Le couple ne subit pas beaucoup de variation sur toute la longueur de la BHA sauf aux points de contact au niveau desquels un couple supplémentaire vient s'ajouter au couple initial. L'effort axial atteint environ 5 tonnes en surface, il passe d'une valeur négative au niveau de l'outil de forage (compression) à une valeur positive en surface (traction) avant de s'annuler à un point particulier qui n'est autre que le point neutre. La position de ce point neutre est

CONFIDENTIEL ©

très importante en forage, il faut en effet que ce point soit situé au niveau des masse-tiges. Dans ce cas, il se situe à environ 79 m de la surface, donc au niveau des masse-tiges. On note un changement de pente pour l'effort axial à partir d'une profondeur de 50 m, ceci correspond à la transition tiges – masse-tiges.

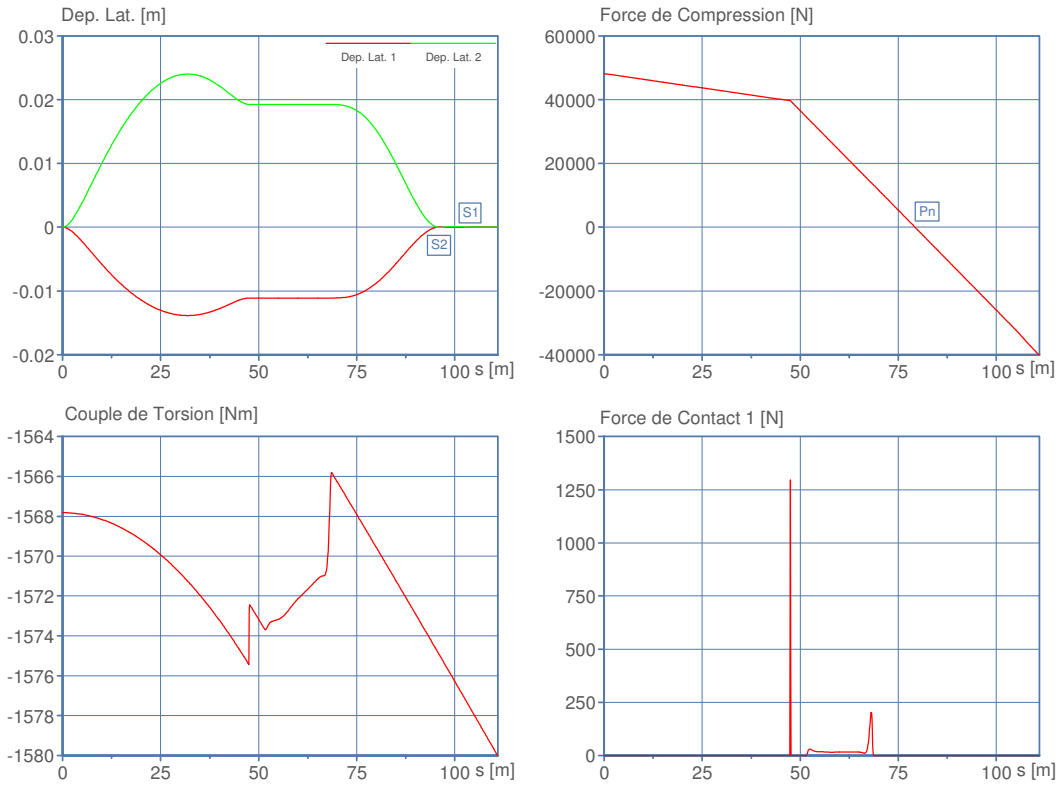


Figure 3.19: Solution Statique (WOB=4 tonnes, ω=110 RPM)

3.3.4. Solution Dynamique

La solution statique présentée plus haut est utilisée comme condition initiale de la simulation dynamique pour laquelle la vitesse de rotation et le taux de pénétration sont supposés constants. Un historique donné de la profondeur de coupe (DOC) est imposé au niveau de l'outil, ce qui se traduit par un historique du poids et du couple sur l'outil grâce à la loi de comportement de l'outil.

3.3.4.1. Vibrations et Efforts Axiaux

On considère une excitation harmonique pour la profondeur de coupe. Dans ce cas, la Figure 3.20 représente les résultats d'un calcul dynamique pour une section située à une profondeur de 83 m. Les accélérations latérales restent le plus souvent comprises entre -2 et 2 ms^{-2} mais elles peuvent atteindre des valeurs plus élevées à cause des impacts tige-formation. Les accélérations axiales et de torsion sont uniformes et harmoniques dans la mesure où le poids et le couple sur l'outil imposés sont de même nature. Rappelons qu'ici la

dynamique axiale et la dynamique de torsion sont imposées (excitation) et la réponse dynamique en latérale est calculée via le couplage des modes de vibration à l'outil. La réponse latérale dépend également de la force d'inertie et des éventuels impacts tige-formation.

Le couple de torsion à la section étudiée varie entre -1900 et -1200 Nm avec une moyenne de -1581 Nm (Figure 3.20), très proche du couple de torsion statique à la même section qui est de l'ordre de -1570 Nm.

Par ailleurs, on note qu'à la section située à 83 m la force axiale varie entre -17500 et 7500 N subissant ainsi des cycles de compression-traction. La moyenne de la force axiale au niveau de cette section étudiée est -4668 N, qui est très proche de la valeur calculée en statique égale à -4674 N.

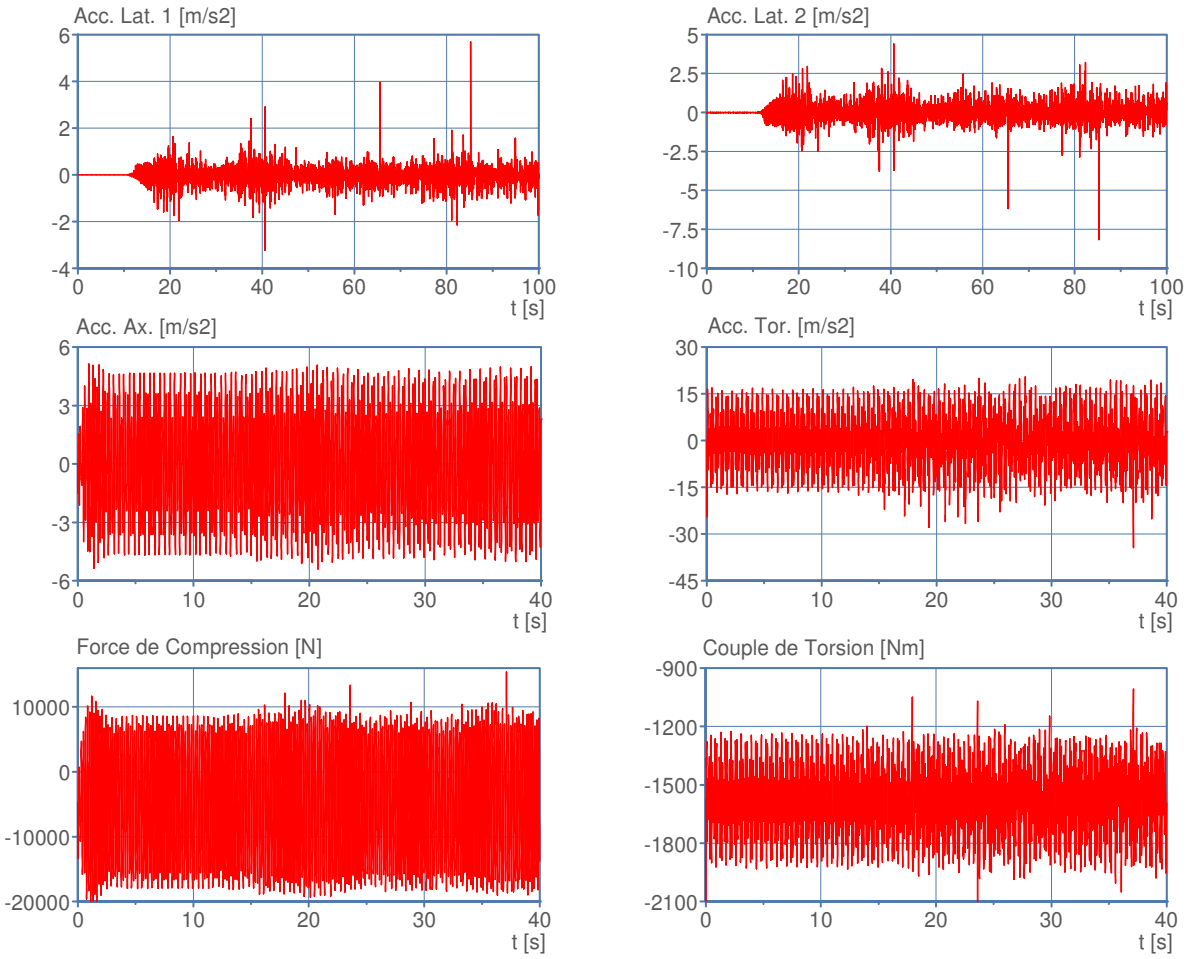


Figure 3.20: Solution Dynamique (WOB=4 tonnes, ω=110 RPM)

Les calculs statiques permettent de déterminer la position du point neutre mais, cependant, cette notion perd son sens dans le cas des calculs dynamiques à cause de la variation de la force axiale. Dans ce cas, il est plus pertinent de considérer une zone de transition dans laquelle se situe la position instantanée du point neutre (Blick et al., 1989).

D'après la Figure 3.21, le point neutre est situé initialement à 79 m de la surface, c'est sa position statique. La zone de transition est large de 12 m environ, ce qui dépasse la longueur standard d'une masse-tige qui est de 9 m. On en déduit alors qu'une connexion inter-tiges sera soumise à des cycles de compression-traction ; cette situation est néfaste car les connexions représentent le point faible de la garniture.

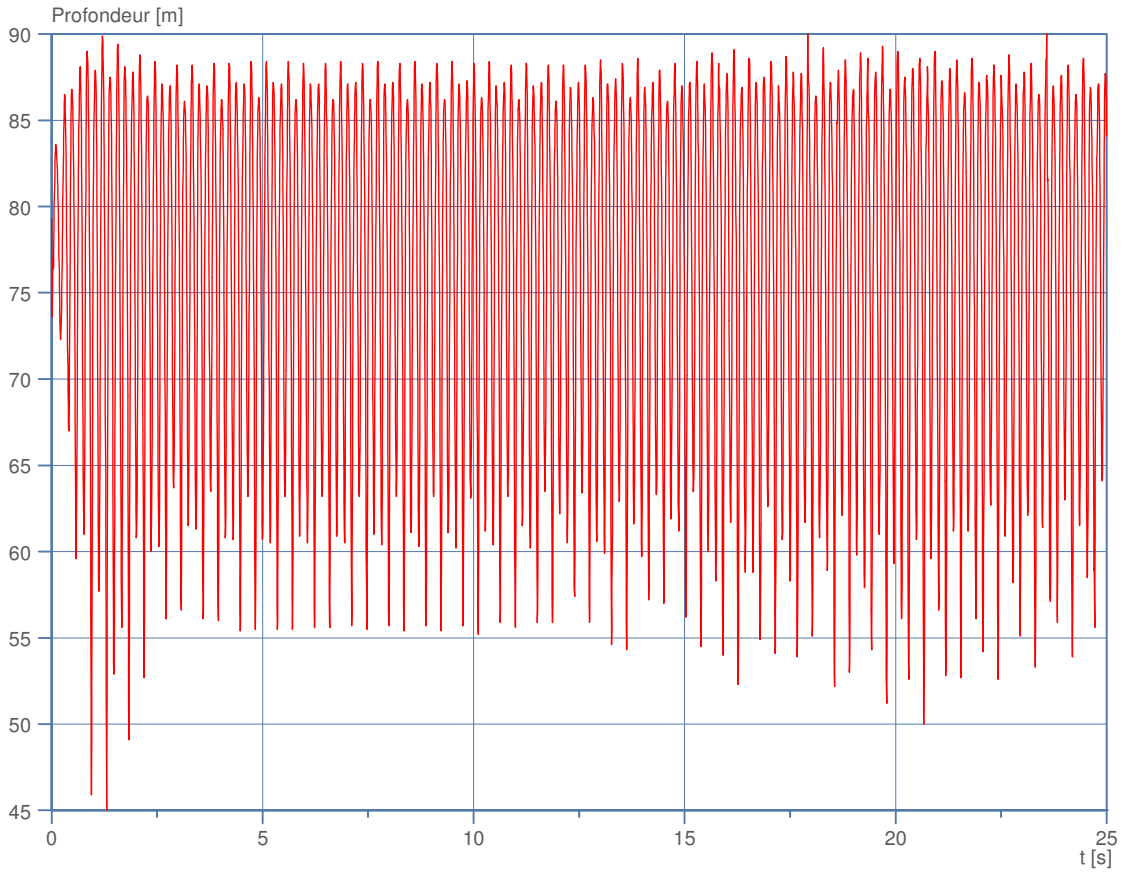


Figure 3.21: Position Dynamique du Point Neutre

3.3.4.2. Whirling et Forces de Contact

Le mouvement orbital de la section considérée précédemment est présenté sur la Figure 3.22. Il s'agit de vibrations de whirling de type « chaotique » ; ceci est dû principalement à la présence des impacts garniture-puits.

A l'instant t=120 s, la section impacte la paroi du puits, alors la force de contact passe instantanément de 0 à 950 N. Suite à cet impact, le contact est maintenu puisque la force de contact ne s'annule pas (Figure 3.22). A t=535 s, le contact est rompu mais un autre impact se produit rapidement.

CONFIDENTIEL ©

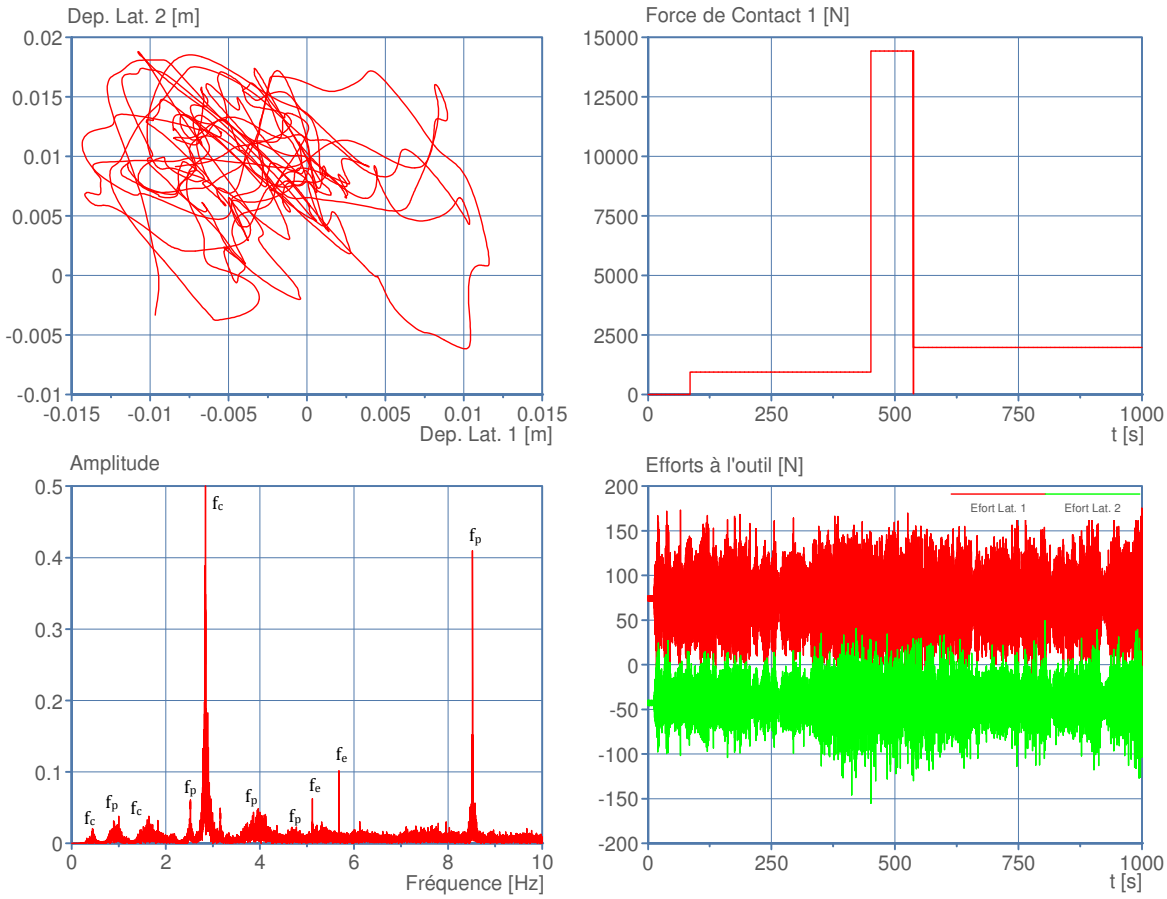


Figure 3.22: Whirling, Contact, Spectre et Efforts à l'outil (WOB=4 tonnes, ω=110 RPM)

3.3.4.3. Comportement Latéral de l'outil

Les vibrations latérales et en particulier le whirling ont un effet sur le comportement latéral de l'outil comme on peut le constater sur le graphique de la Figure 3.22 donnant les efforts latéraux exercés sur l'outil de forage. Le mouvement latéral de l'outil étant empêché, il faut alors imposer une certaine force latérale pour y arriver. Les efforts latéraux sont presque constants au début et coïncident avec les valeurs statiques mais une fois que les vibrations commencent les efforts subissent des variations importantes autour des valeurs statiques. A travers ce cas particulier, on déduit que les vibrations latérales de la BHA peuvent engendrer des efforts latéraux sur l'outil de forage.

3.3.4.4. Spectres et Fréquences Propres

Pour déterminer le contenu fréquentiel des vibrations latérales, il suffit de déterminer le spectre. Le spectre d'une accélération latérale, représenté sur la Figure 3.22, indique la présence de plusieurs pics. Certains correspondent à des fréquences propres (f_p), d'autres aux fréquences d'excitation $(\omega \, et \, f_e)$ et ceux qui sont dus au couplage des modes de

vibrations (f_c). Bien évidemment, toutes les fréquences propres ne se trouvent pas sur ce spectre. Il faut déterminer plusieurs autres spectres et les comparer entre eux afin d'obtenir les fréquences recherchées.

Le calcul fréquentiel présenté sur la Figure 3.22 n'est qu'un cas particulier. Le but est de généraliser et déterminer les fréquences propres théoriques. Pour cela, on fait varier la fréquence d'excitation sur l'intervalle de fréquence [0, 10 Hz] et on relève la sévérité des vibrations latérales pour chaque fréquence d'excitation. Quand la fréquence d'excitation correspond à une fréquence propre, le phénomène de résonance se produit et la sévérité des vibrations est élevée. Il suffit donc de tracer la sévérité des vibrations en fonction de la fréquence et chercher les pics.

Remarque : dans la littératue, pour calculer les fréquences propres latérales on détermine le point-tangent avec la méthode d'analyse statique (Jogi et al., 2002), ensuite il faut trouver les conditions aux limites convenables en ce point tangent. Dans le cas présent, on ne détermine pas le point-tangent et on considère toute la BHA. En effet, on considère que le contact au niveau du point-tangent n'est pas nécessairement parmanent et peut rompre ce qui rend l'analyse plus réaliste.

La Figure 3.23 présente les fréquences de résonance latérale de la BHA pour un poids sur l'outil de 3 tonnes et une vitesse de rotation de 52 RPM. On a des pics qui correspondent à des fréquences propres (f_p =2.34, 4.15, 5.27 et 7.9 Hz), un pic qui correspond à la fréquence de rotation critique (ω_c) et des pics qui sont dus au couplage latéral-torsion (f_c). On remarque que la fréquence latérale fondamentale n'apparaît pas dans le spectre de cette Figure 3.23, elle est masquée par les fréquences de couplage.

Pour retrouver toutes les fréquences, la fréquence fondamentale en particulier, plusieurs calculs sont faits avec différents poids sur l'outils et différentes vitesses de rotation. Une fois toutes les fréquences sont calculées, on peut comparer les fréquences théoriques obtenues avec les simulations et les fréquences expérimentales obtenues à partir des mesures de terrain (Figure 3.24). On note que le modèle permet de déterminer les fréquences propres latérales avec une bonne précision sauf pour la dernière fréquence où l'écart avec les mesures atteint 5%. Ce résultat constitue une validation supplémentaire du modèle dynamique développé dans ce travail.

CONFIDENTIEL ©

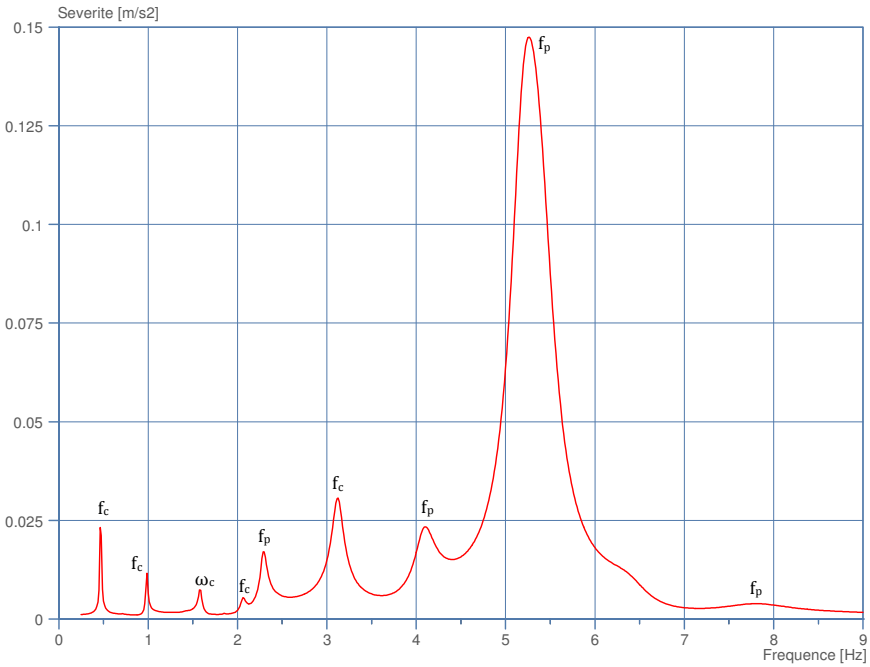


Figure 3.23: Fréquences Propres Latérales de la BHA (WOB=3 tonnes, ω=52 RPM)

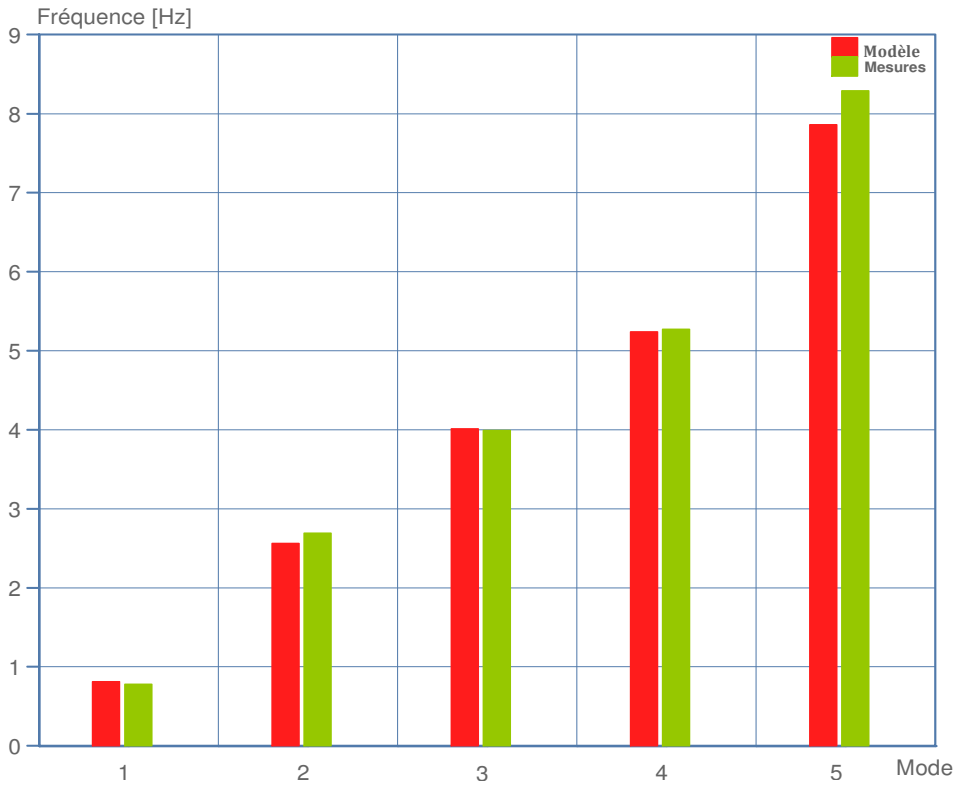


Figure 3.24: Comparaison des Fréquences Propres : Théoriques vs. Mesurées

La vitesse de rotation critique (ω_c) qui apparaît dans le spectre de la Figure 3.23 dépend du poids sur l'outil. Pour déterminer la nature de cette dépendance, on trace la sévérité des vibrations latérales en fonction du poids sur l'outil et de la vitesse de rotation (Figure 3.25).

Les zones rouges correspondent à des sévérités de vibrations latérales élevées et donc des zones de résonnances. On retrouve la vitesse de rotation critique de 96 RPM pour un poids sur l'outil de 3 tonnes, ce qui vérifie le pic observé à environ 1.6 Hz sur la Figure 3.23. On remarque aussi que la vitesse critique est une fonction décroissante du poids sur l'outil. Ce résultat est bien connu dans la pratique du forage. En effet, il est admis que lorsque le poids sur l'outil augmente, la vitesse critique diminue et le risque de flambage de la garniture de forage augmente.

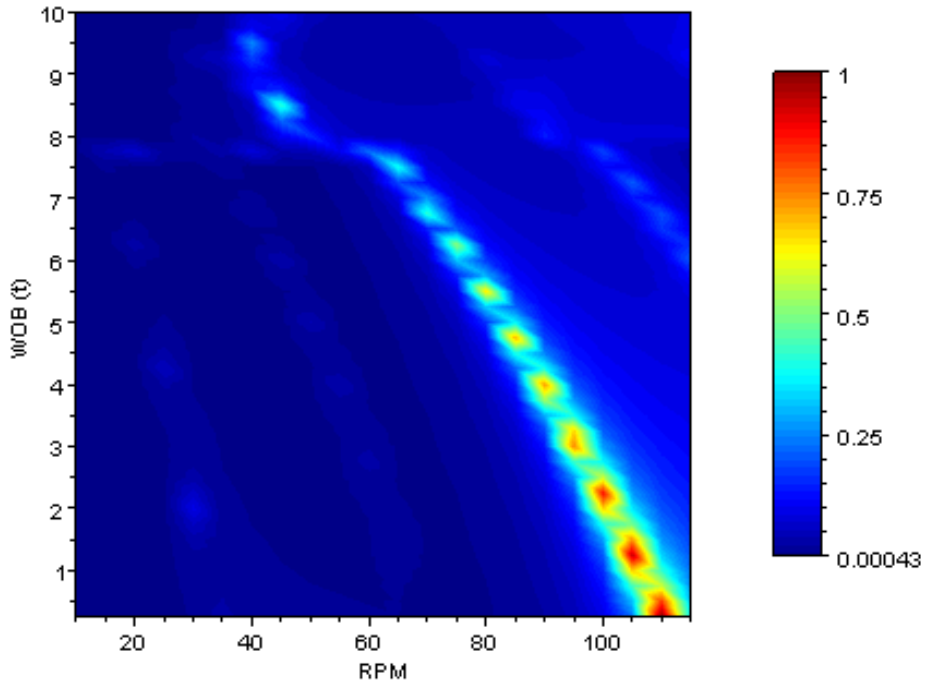


Figure 3.25: Sévérité des Vibrations Latérales, Vitesses de Rotation Critiques

Remarque : sur la Figure 3.25, la sévérité varie entre 0 et 1 car elle est normalisée par rapport à sa valeur maximale.

3.4. Etude Stochastique de la BHA

Les équations de mouvement considérées jusqu'ici sont déterministes c'est-à-dire que l'on suppose connaître tous les paramètres et toutes les variables qui entrent en jeu de façon certaine. Autrement dit, on considère des mécanismes d'excitation déterministes et on obtient par conséquence une réponse déterministe. Dans ce paragraphe, le caractère « probabiliste » n'a absolument rien à voir avec la « biologie moléculaire » ni avec la « mécanique quantique ». Si toutes les lois (conservation de la quantité de mouvement, lois de comportement des matériaux, des interactions, etc.) sont déterministes et connues, des incertitudes sur certains paramètres existent cependant. Une approche pour l'analyse de l'effet de telles incertitudes des données sur celles des résultats d'un modèle consiste à utiliser les outils mathématiques développés autour des « variables aléatoires régionalisés » (approche stochastique). On suppose donc que le mécanisme d'excitation est aléatoire et conditionne la réponse dynamique de la BHA qui devient une variable aléatoire. D'après Spanos et al. (1992), pour obtenir une réponse dynamique plus réaliste il faut utiliser une excitation aléatoire sur l'outil plutôt qu'une excitation harmonique monochromatique. Une tentative dans ce sens est faite par Skaugen (1987) qui prend une excitation aléatoire du mouvement axial de l'outil en se basant sur des données de terrain et déduit que la réponse dynamique et les pics de résonance sont différents de la réponse déterministe.

Etant donné que la dynamique de la BHA dépend étroitement du comportement de l'outil, Politis (2002) propose une excitation latérale aléatoire de la BHA en introduisant une excitation aléatoire au niveau de l'outil de forage. L'excitation proposée est sous forme d'un spectre dépendant de la nature de l'outil (PDC ou tricône) en spécifiant ainsi le contenu fréquentiel du mécanisme d'excitation. La bonne approximation du contenu fréquentiel des mécanismes d'excitation permet d'intégrer les données de terrain dans les modèles dynamiques de la BHA. Quelques techniques d'approximation ont été présentées par Chevallier (2000).

La réponse dynamique du système non-linéaires à une excitation aléatoire est calculée en deux temps. En effet, on construit la solution pour une excitation déterministe ensuite on utilise les simulations de Monte-Carlo pour déterminer la réponse à une excitation aléatoire. La même technique était utilisée par Chevallier (2000) qui considère que le problème stochastique peut être assimilé à une infinité de problèmes déterministes ; donc on peut déterminer la solution stochastique si l'on calcule pour chaque valeur de la variable aléatoire la solution déterministe correspondante. En pratique, on se limite à un certain nombre de simulations pour que la méthode de Monte-Carlo donne des résultats fiables.

CONFIDENTIEL ©

Pour Chevallier (2000), il suffit de faire 500 simulations alors que Spanos et al. (2002) se contente uniquement de 300 simulations.

Avant de réaliser les simulations de Monte-Carlo, il faut quantifier l'incertitude avec la théorie de probabilité c'est-à-dire construire un modèle stochastique pour les variables aléatoires utilisées. On détermine la densité de probabilité de chaque variable aléatoire en se basant sur des mesures et des observations de terrain (Chevallier, 2000). Ce dernier a utilisé une densité de probabilité gaussienne centrée pour décrire les mécanismes d'excitation aléatoires. Ritto et al. (2010) considèrent que le poids au corchet est une variable aléatoire et utilisent le principe du maximum d'entropie conjointement avec des observations de terrain pour construire une densité de probabilité admissible. Le principe du maximum d'entropie (Djafari, 1994) consiste à représenter, avec une loi de probabilité, une connaissance imparfaite d'un phénomène physique donné. Il faut identifier les contraintes auxquelles la loi de probabilité est soumise. Il existe en général plusieurs lois qui satisfont les contraintes alors on choisit celle qui maximise l'entropie de Shannon (minimise l'erreur d'estimation).

Dans cette étude nous étudions l'effet d'une vitesse de rotation incertaine sur le comportement dynamique de la BHA. Nous utilisons la même procédure que Ritto et al. (2010) pour construire la densité de probabilité. La vitesse de rotation ω est supposée connue avec une certaine erreur $\Delta\omega$. Ainsi, la vitesse de rotation incertaine $\hat{\omega}$ est telle que :

$$\hat{\omega} \in \left[\omega-\Delta\omega,\omega+\Delta\omega\right].$$

Quand $\hat{\omega}$ tend vers $\omega-\Delta\omega$ (ou $\omega+\Delta\omega$) alors la probabilité doit tendre vers 0. On introduit une variable aléatoire normalisée X_a, définie sur l'intervalle $\left[0,1\right]$ en considérant que :

$$\hat{\omega}=\left(\omega-\Delta\omega\right)\left(1-X_a\right)+\left(\omega+\Delta\omega\right)X_a$$

On utilise la loi bêta pour décrire la variable aléatoire X_a, cette même loi a été utilisée par Ritto et al. (2010) puisqu'elle répond aux contraintes posées sur la vitesse de rotation et elle maximise l'entropie. On a alors :

$$p_X(x)=1_{]0,1[}\frac{\Gamma\left(\alpha+\beta\right)}{\Gamma\left(\alpha\right)\Gamma\left(\beta\right)}x^{\alpha-1}\left(1-x\right)^{\beta-1} \text{ avec } \alpha>2 \text{ et } \beta>2 \text{ (dans nos calculs } \alpha=\beta=3).$$

Nous proposons de générer 500 réalisations aléatoires à partir de la loi bêta décrite précédemment, ce qui permet d'obtenir 500 valeurs différentes de la variable aléatoire $\hat{\omega}$ avant de réaliser les simulations de Monte-Carlo pour chaque valeur de $\hat{\omega}$.

Pour déterminer l'effet de cette incertitude sur la réponse vibratoire du système, nous avons réalisé deux calculs à un poids sur l'outil de 4 tonnes et une vitesse de rotation de ω=96 RPM. Nous avons supposé que dans le premier calcul $\Delta\omega=1\%\omega$ et dans le deuxième $\Delta\omega=3\%\omega$.

3.4.1. Premier Cas, $\Delta\omega=1\%\omega$

La Figure 3.26 illustre l'évolution de l'accélération latérale déterminée à partir d'un calcul déterministe dans lequel la vitesse de rotation $(\omega = 96RPM)$ est supposée être connue avec certitude. Initialement l'accélération est faible et à partir de t=15 s, les vibrations apparaissent dont la moyenne quadratique atteint 2.7 ms^{-2}, valeur que nous utiliserons comme référence pour les calculs probabilistes.

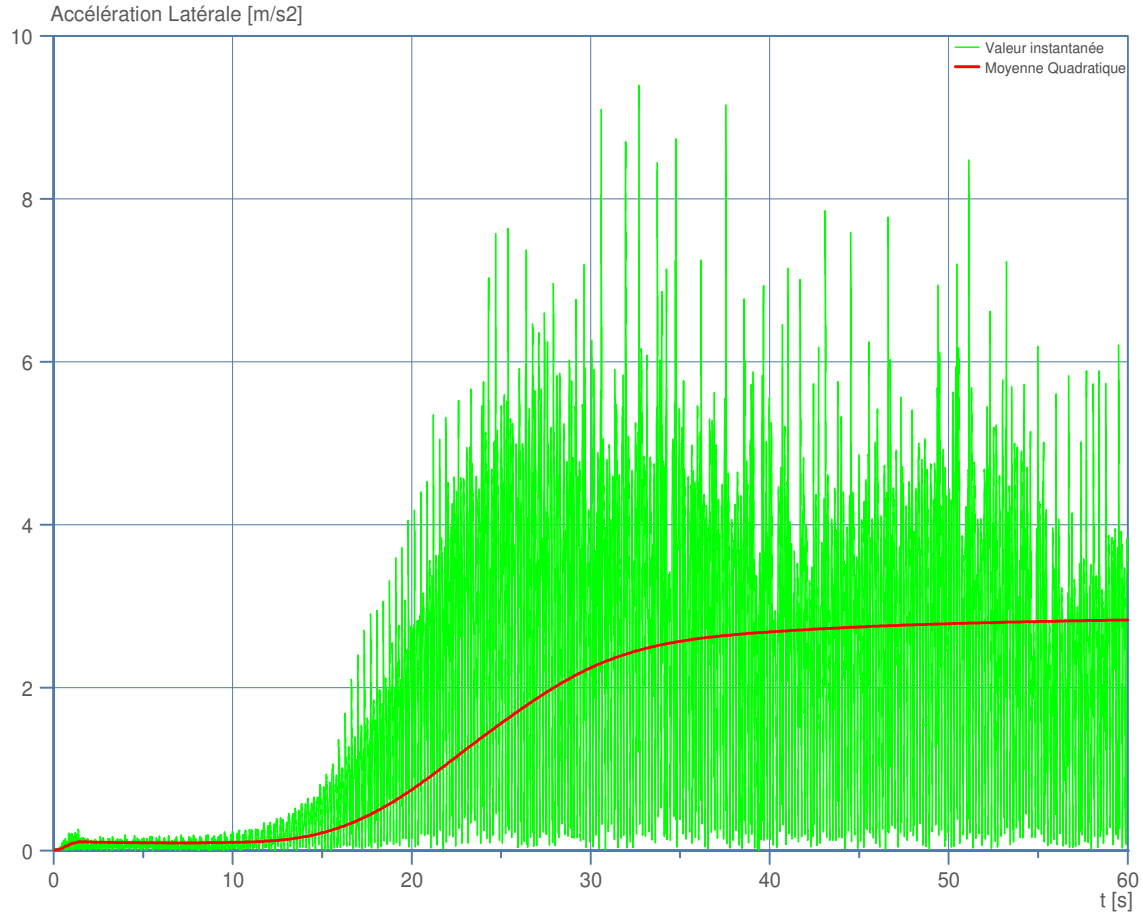


Figure 3.26: Accélérations Latérales ; Calcul Déterministe

La Figure 3.27 illustre une comparaison entre résultats des calculs déterministe et probabiliste. On note que les deux approches fournissent des tendances moyennes très proches (courbes verte et rouge) ; l'encadrement de cette moyenne probabiliste (courbes bleue et violet) montre qu'une incertitude relative de 1% sur la vitesse de rotation peut induire une forte incertitude relative sur l'accélération moyenne (dans le temps).

CONFIDENTIEL ©

De même, nous avons établi la comparaison entre les calculs déterministe et probabiliste pour l'effort latéral au niveau de l'outil de forage. L'effort latéral sur l'outil subit de grandes variations à partir de t=15 s, c'est-à-dire lorsque des vibrations latérales élevées prennent place, comme le montre la Figure 3.28.

La comparaison des résultats des calculs déterministes et probabiliste illustrée sur la Figure 3.29 révèle une différence qui s'accentue à partir de t=50 s. Une faible variation de la vitesse de rotation peut donc induire une variation importante de l'effort latéral sur l'outil et donc une incertitude sur son comportement directionnel.

Notons que les forces latérales à l'outil restent faibles dans ces calculs. Ceci est dû à la nature stabilisante de la BHA permettant de forer en ligne droite sans déviation latérale.

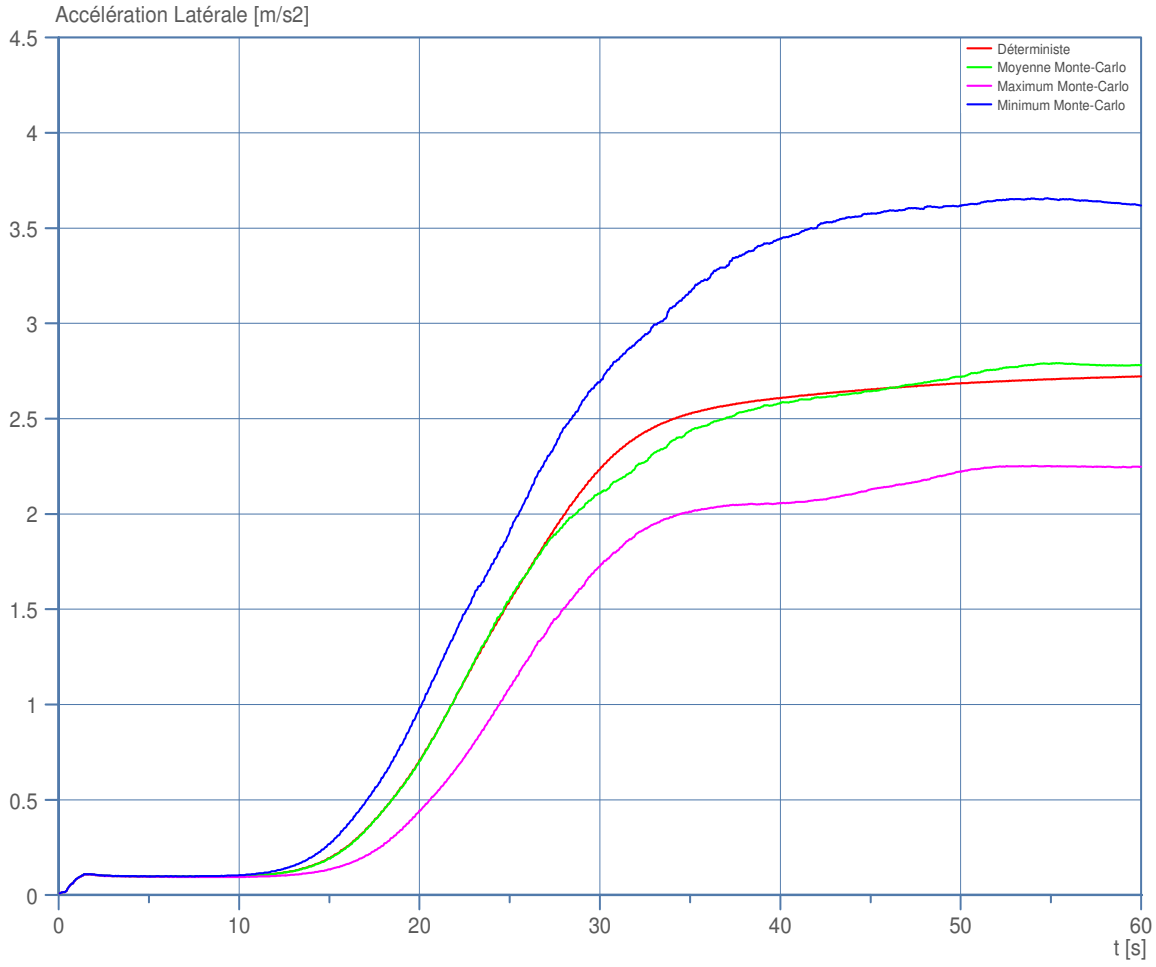


Figure 3.27: Moyenne Quadratique des Accélérations Latérales ; Calcul Monte-Carlo

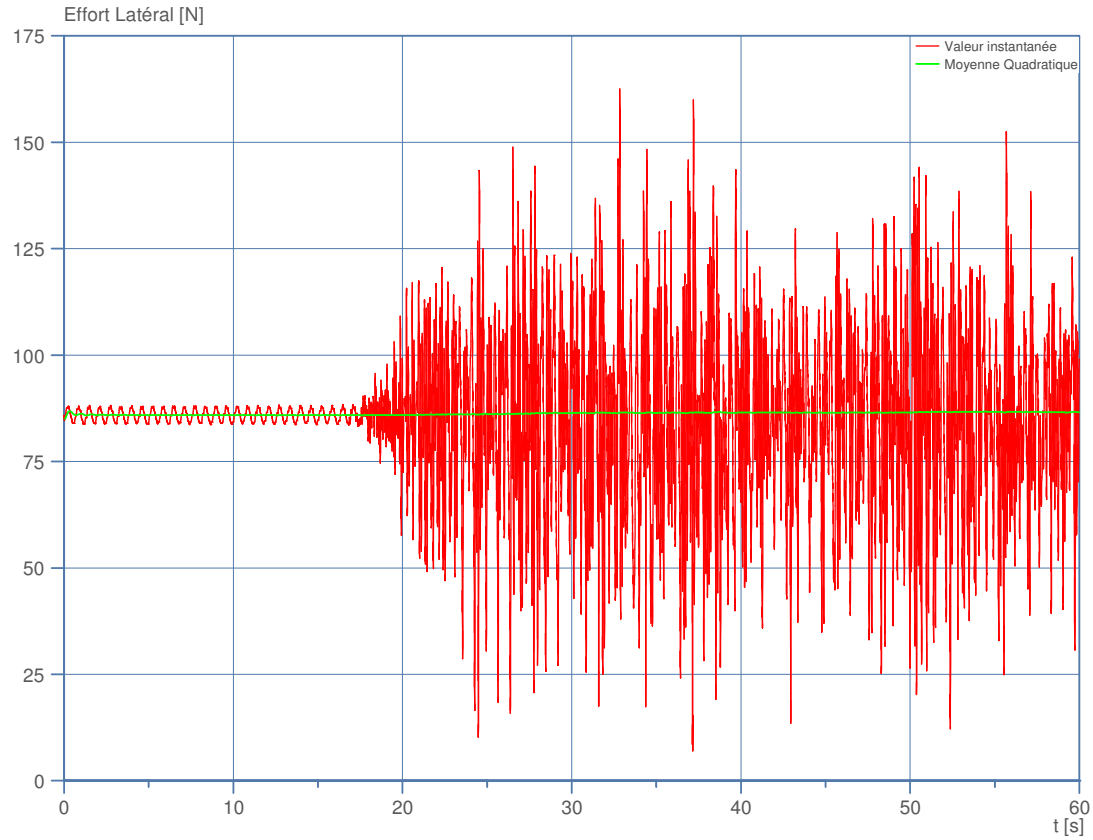


Figure 3.28: Effort Latéral à l'Outil, Calcul Déterministe

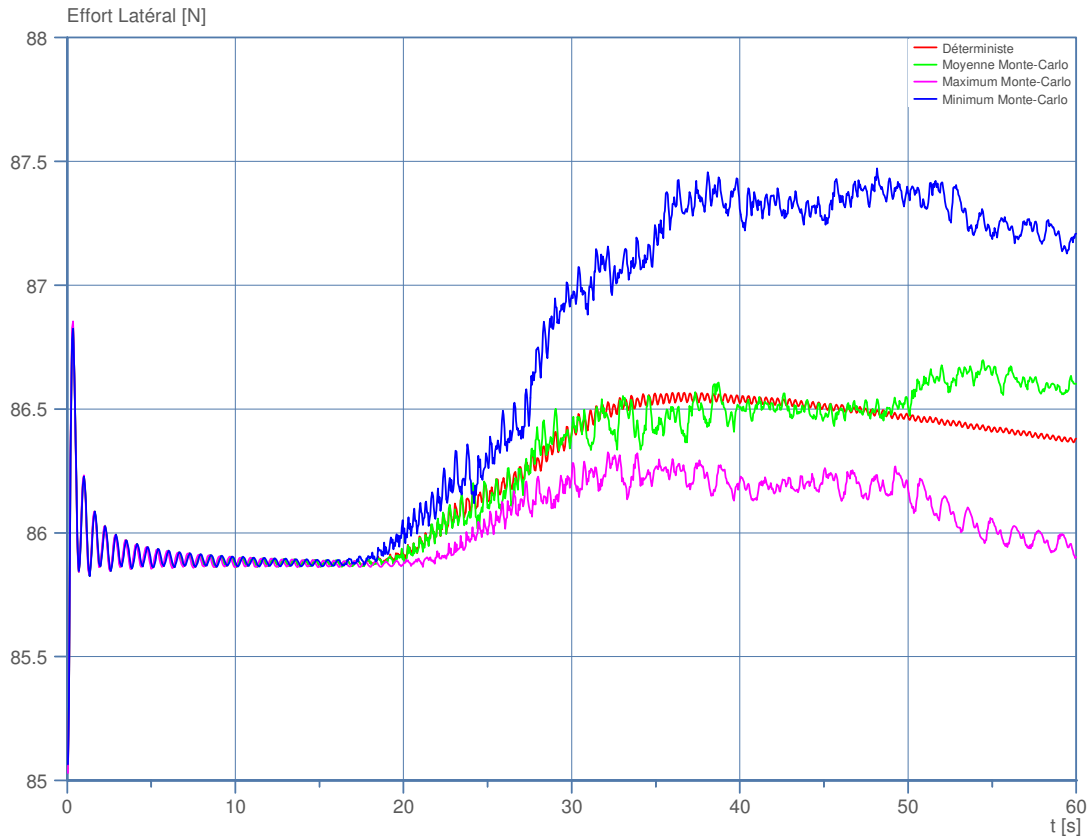


Figure 3.29: Moyenne Quadratique des Efforts Latéraux, Calcul Monte-Carlo

3.4.2. Deuxième Cas, $\Delta\omega=3\%\omega$

L'incertitude sur la vitesse de rotation est portée ici à 3% toujours par rapport à ω=96 RPM. La référence est toujours les résultats du calcul déterministe présentés plus haut. D'après la Figure 3.30, la différence entre la solution déterministe et la moyenne des résultats du calcul probabiliste reste toujours faible. Cependant, l'écart entre les accélérations maximale et minimale du calcul probabiliste est plus large.

En ce qui concerne l'effort au niveau de l'outil (Figure 3.31), son évolution suit celle des vibrations latérales. Il s'agit là d'un résultat logique (l'incertitude de la réponse d'un système est une fonction croissante de celle de son excitation) mais il n'est pas aisé de quantifier la relation entre les deux incertitudes dans le cas d'un système d'équations algébro-différentielles fortement non-linéaires (Tableau 3.3). On procède donc ici par une « technique » proposée dans la littérature (approche stochastique, procédé de Monte-Carlo, etc.).

Remarque : plusieurs paramètres de forage, autres que la vitesse de rotation, peuvent faire l'objet d'une étude stochastique. Parmi lesquels on cite : les efforts exercés sur l'outil et les efforts de contact compte tenu de la variabilité de la nature des formations traversées. De même, la force d'inertie dans la mesure où il n'est pas évident d'attribuer avec précision un centre d'inertie à une section droite des éléments élancés qui constituent le système de forage (tiges, masse-tiges, etc.). Car, malheureusement, cette notion, fort importante, englobe non seulement la structure métallique mais aussi tout ce qu'il y a autour (la boue, les jonctions, etc.).

Tableau 3.3: Récapitulatif des Résultats Statistiques

	écart type (σ)	écart relatif (δ)
variable aléatoire $\hat{\omega}$	1.076	0.011
incertitude $\Delta\omega = 1\%\omega$	0.234	0.086
incertitude $\Delta\omega = 3\%\omega$	0.685	0.241

CONFIDENTIEL ©

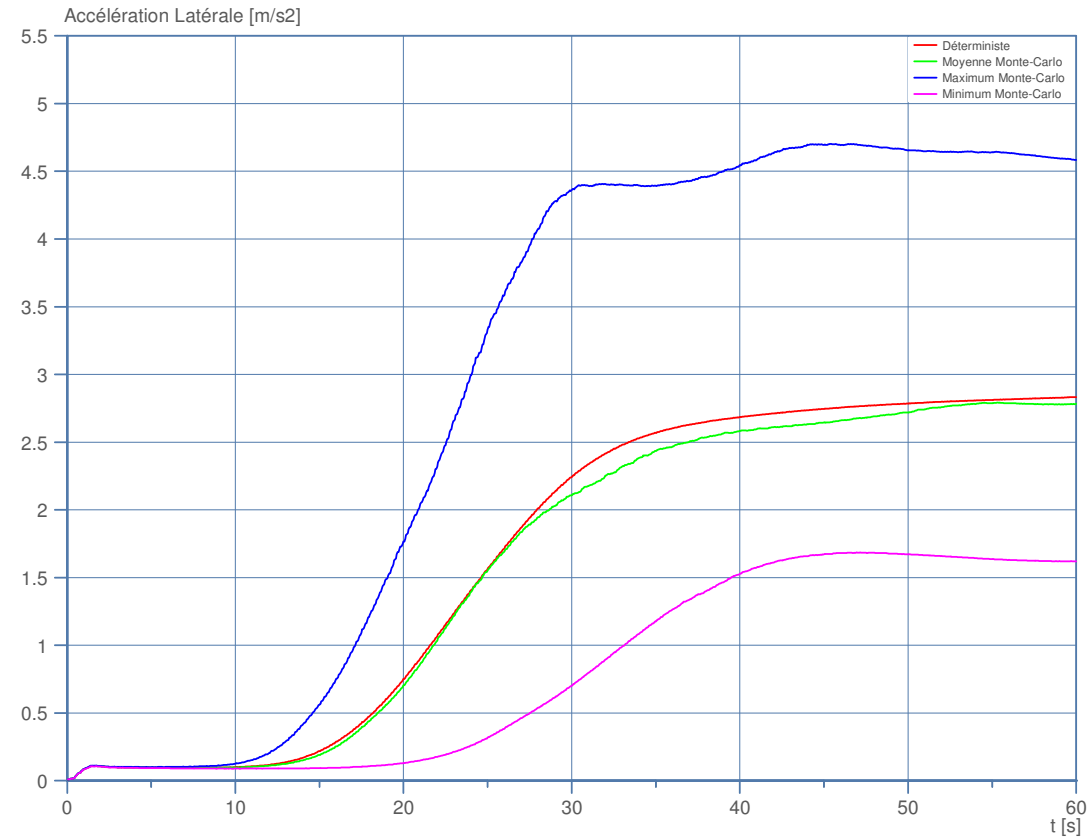


Figure 3.30: Moyenne Quadratique des Accélérations Latérales, Calcul Monte-Carlo

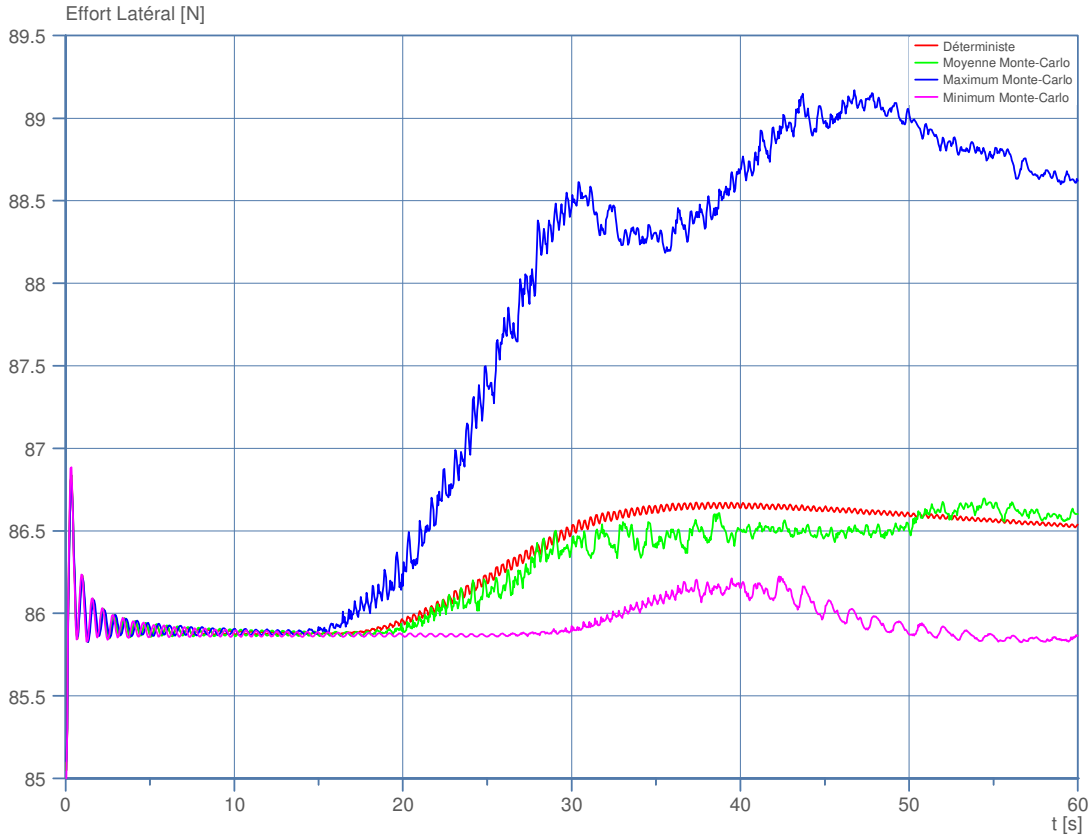


Figure 3.31: Moyenne Quadratique des Efforts Latéraux, Calcul Monte-Carlo

CONFIDENTIEL ©

3.5. Etude de Sensibilité

L'objectif est de déterminer l'effet de la variation de certains paramètres sur le comportement dynamique de la BHA. Dans cette étude, on s'intéresse uniquement aux paramètres les plus déterminants dans la dynamique latérale et le whirling de la BHA. Parmi les paramètres d'environnement on considère le frottement tige-formation et l'inclinaison du puits. L'effet de la configuration de la BHA sera étudié également en faisant varier le type et la position des stabilisateurs. En ce qui concerne les paramètres opératoires, on étudie l'effet de la vitesse de rotation et du poids sur l'outil.

Remarque : l'étude de sensibilité est faite avec la même BHA utilisée précédemment dans l'étude expérimentale. Il ne s'agit donc pas d'une étude de sensibilité exhaustive mais elle complète l'approche stochastique utilisée pour le même cas réel. Cependant, cette fois-ci on utilise une démarche déterministe dans laquelle on fait varier un des paramètres, toutes choses égales par ailleurs.

3.5.1. Effet du Frottement

La Figure 3.32 présente la trajectoire du centre d'une section de la BHA située à 40 m de profondeur et la force de contact latérale exercée sur cette section. Le poids sur l'outil est de 4 tonnes, la vitesse de rotation est de 110 RPM et trois valeurs du coefficient de frottement entre les tiges et la paroi du puits ont été étudiées. On note que lorsque le coefficient de frottement passe d'une valeur relativement faible (μ=0.1) à une valeur relativement élevée (μ=0.3), cela se traduit par l'apparition du phénomène de whirling. En effet, en observant la trajectoire de la section (Figure 3.32), on remarque que lorsque μ est faible, le déplacement latéral est faible et les forces de contact présentent un pic de 8000 N. Lorsque μ est plus grand, le déplacement latéral s'amplifie et la tige fait même des tours complets autours de l'axe du puits. En même temps, la force de contact augmente et présente un pic de 15000 N.

Pour comprendre l'effet du frottement entre la garniture et la surface du puits sur le comportement latéral de l'outil, il suffit de représenter la force latérale sur l'outil (Figure 3.33). Pour un frottement faible (μ=0.1) et donc en absence de whirling, la force latérale à l'outil se trouve dans une enveloppe étroite, c'est pratiquement une ligne avec une orientation donnée qui montre une direction privilégiée pour le comportement directionnel de la BHA. Quand le frottement augmente (μ=0.3), la notion de direction privilégiée disparaît et on remarque que l'enveloppe dans laquelle se trouve la force latérale est plus large et donc la BHA n'a plus le même comportement directionnel.

CONFIDENTIEL ©

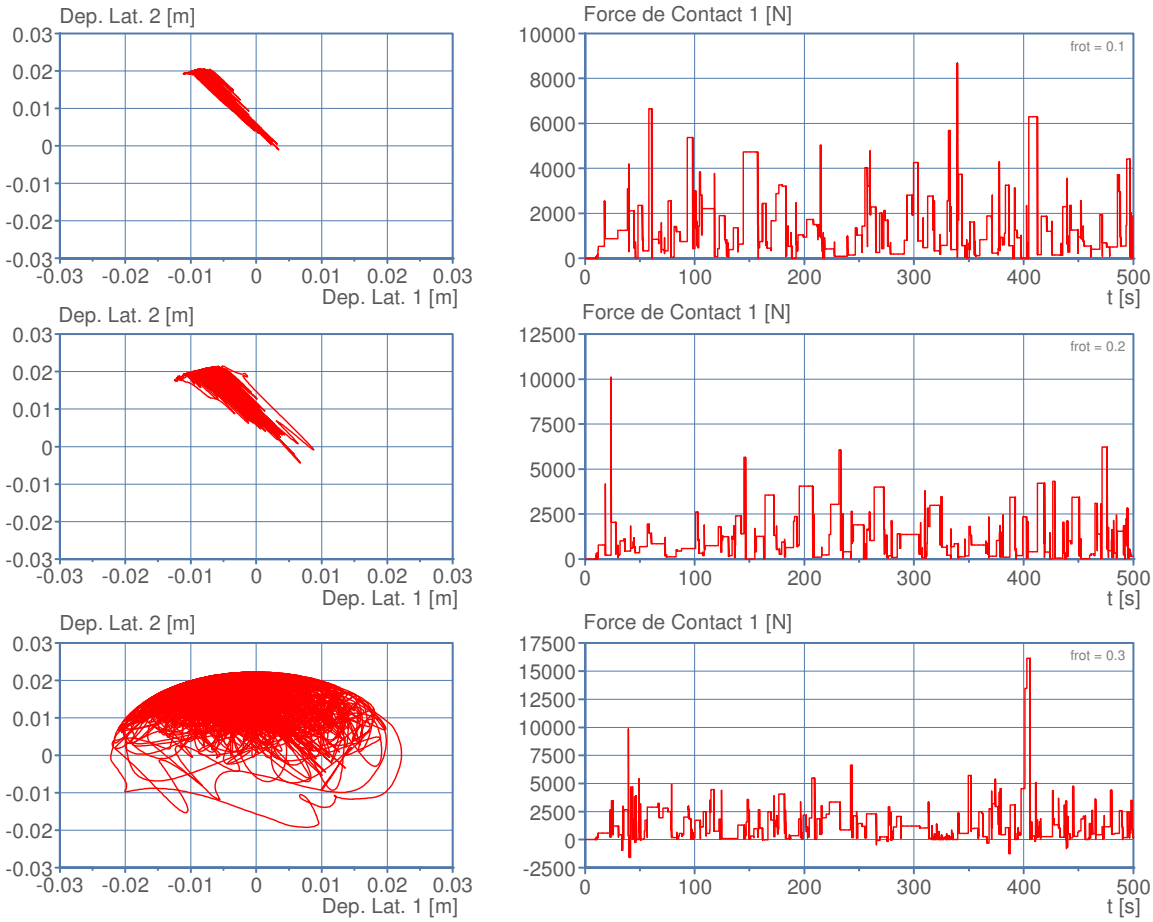


Figure 3.32: Effet du Frottement, (μ=0.1, 0.2 et 0.3)

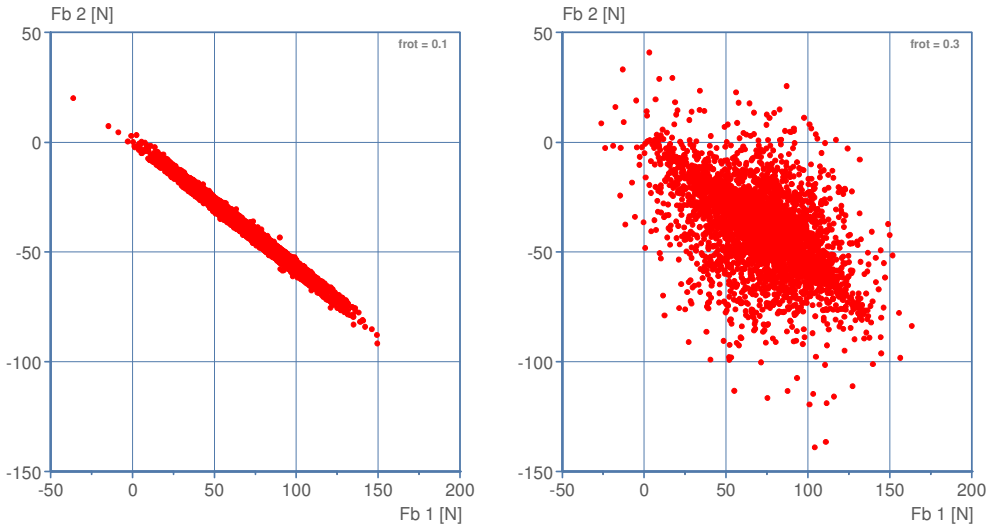


Figure 3.33: Effet du Frottement, Effort Latéral à l'outil (μ=0.1 et 0.3)

Outre le risque de l'apparition du whirling et sa répercussion sur le comportement directionnel de l'outil, l'augmentation du coefficient de frottement augmente la sévérité des vibrations latérales (Figure 3.34 : moyenne quadratique de l'accélération latérale).

Il est clair que la sévérité des vibrations latérales augmente quand le coefficient de frottement augmente. Néanmoins pour généraliser ce résultat, il est intéressant d'analyser les effets combinés du coefficient de frottement et de la vitesse de rotation. A cette fin, nous avons fait varier la vitesse de rotation entre 96 et 115 RPM par pas de 2 RPM et le coefficient de frottement entre 0.05 et 0.3 par pas de 0.01. Cela constitue une matrice de 312 simulations aboutissant au résultat présenté sur la Figure 3.35.

La couleur rouge indique la sévérité des vibrations latérales alors que la zone bleue correspond à des vibrations modérées. Cette figure montre clairement que la « sévérité des vibrations » est une fonction croissante du coefficient de frottement pour toute vitesse de rotation et décroissante de la vitesse de rotation pour tout coefficient de frottement fixé.

Ces calculs sont réalisés en supposant que le poids et le couple sur l'outil sont maintenus constants dans tous les cas de figure. En revanche, la vitesse de pénétration de l'outil dans la roche est variable afin de respecter la loi outil.

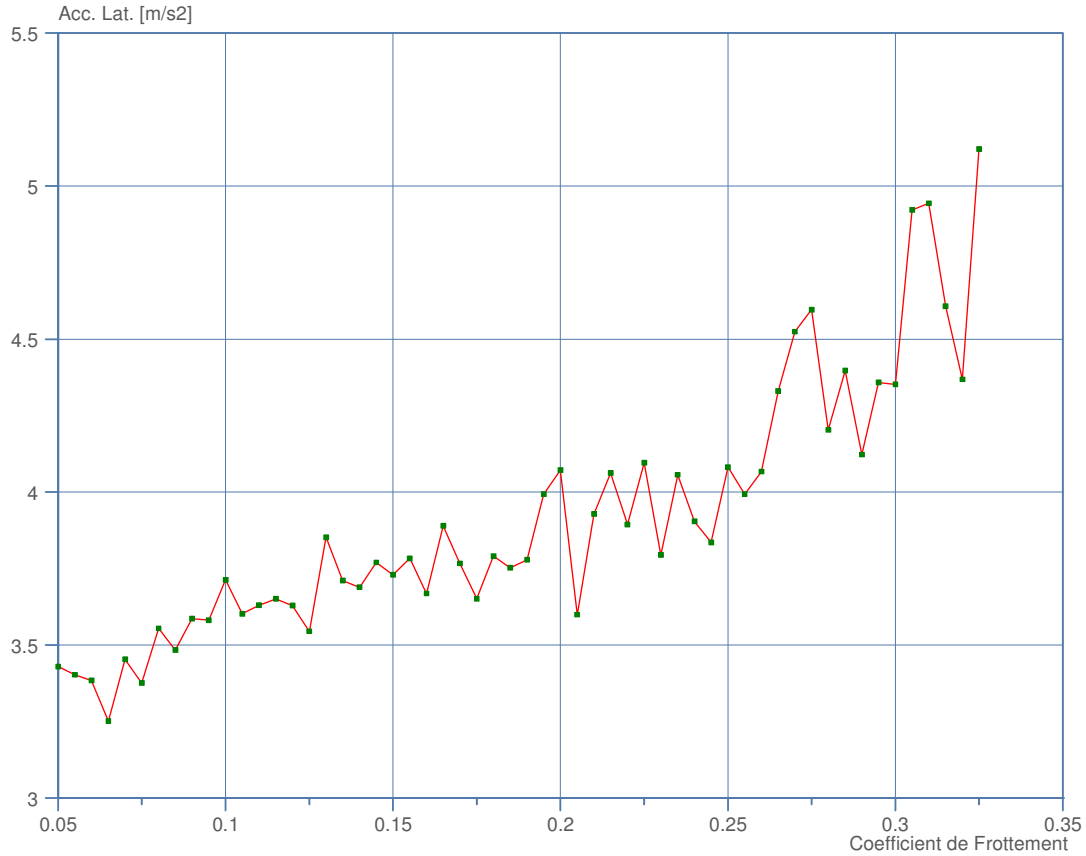


Figure 3.34: Sévérité des Vibrations Latérales en Fonction du Frottement (RPM=110)

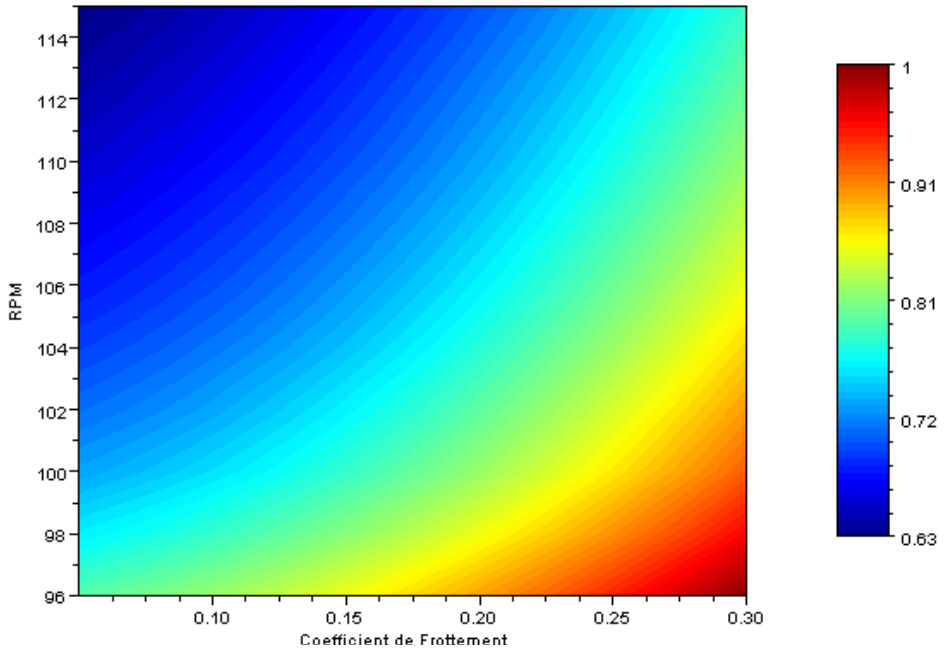


Figure 3.35: Sévérité Normalisée des Vibrations Latérales en Fonction de ω et μ

3.5.2. Effet de l'inclinaison

Nous faisons varier ici seulement l'inclinaison du puits. Le poids sur l'outil et la vitesse de rotation sont fixés respectivement à 4 tonnes et 110 RPM ; les inclinaisons étudiées sont α=2, 50 et 86°. La Figure 3.36 présente les déplacements latéraux du centre de la section de la BHA située à 40 m de profondeur, en même temps que les efforts latéraux exercés sur l'outil et ce pour les trois inclinaisons retenues du puits. Pour une inclinaison faible (α=1°) et donc un puits pseudo-vertical, on remarque que la trajectoire de la section est un peu chaotique et que l'amplitude du déplacement latéral est élevée.

Dans ce cas, il n'y a pas une direction privilégiée dans le comportement directionnel de la BHA et les forces latérales exercées sur l'outil sont faibles. Cependant, quand on augmente l'inclinaison (α=50°), on remarque que l'amplitude du déplacement latéral diminue et la tige a tendance à se reposer sur la surface basse du puits. La force latérale à l'outil augmente considérablement dans la direction 1 (>1700 N), la conséquence pratique est qu'il faut appliquer un effort élevé pour empêcher le forage d'aller dans cette direction. Ces observations sont confirmées quand on augmente d'avantage l'inclinaison du puits (α=86°). Ainsi, l'amplitude du déplacement latéral reste relativement faible et il faut plus d'effort latéral pour empêcher le forage dans la direction 1.

La nature du whirling et donc le comportement directionnel de la BHA dépendent étroitement de l'inclinaison du puits. Pour un puits pseudo vertical, le whirling est présent et la force latérale à l'outil n'a pas de direction privilégiée. En revanche, pour un puits assez incliné, le whirling disparaît et la tige a tendance à se poser sur la paroi basse du puits. Dans

CONFIDENTIEL ©

ce cas, la force latérale à l'outil s'oriente vers une direction privilégiée, ce qui tend à mener le forage dans cette direction.

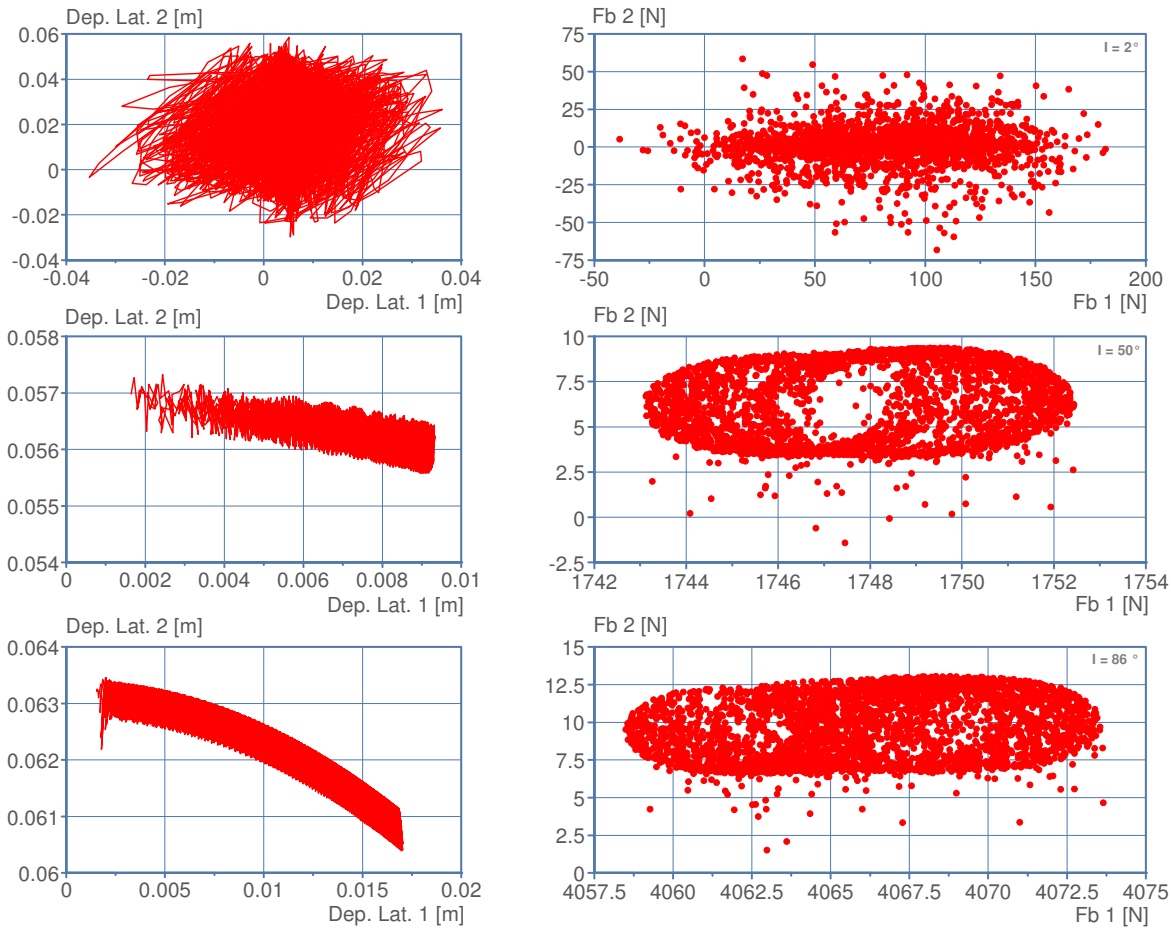


Figure 3.36: Effet de l'inclinaison, (α=2, 50 et 86°)

La Figure 3.37 illustre la moyenne quadratique de l'accélération latérale en fonction de l'inclinaison et ce pour un poids sur l'outil de 4 tonnes et une vitesse de rotation de 110 RPM. On note que les vibrations latérales sont sévères lorsque l'inclinaison est faible.

Pour généraliser ce résultat, nous avons choisi de calculer la sévérité des vibrations latérales pour différentes vitesses de rotation prises entre 60 et 112 RPM par pas de 4 RPM. L'inclinaison du puits est prise entre 1° à 80° par pas de 1° si l'inclinaison est inférieure à 30° et par pas de 2° sinon.

Un ensemble de 770 simulations a permis d'obtenir le résultat présenté sur la Figure 3.38. On note que, quelle que soit la vitesse de rotation, les vibrations sont plus sévères pour les faibles inclinaisons pour la configuration de la BHA étudiée, ce qui est en accord avec les résultats de la littérature.

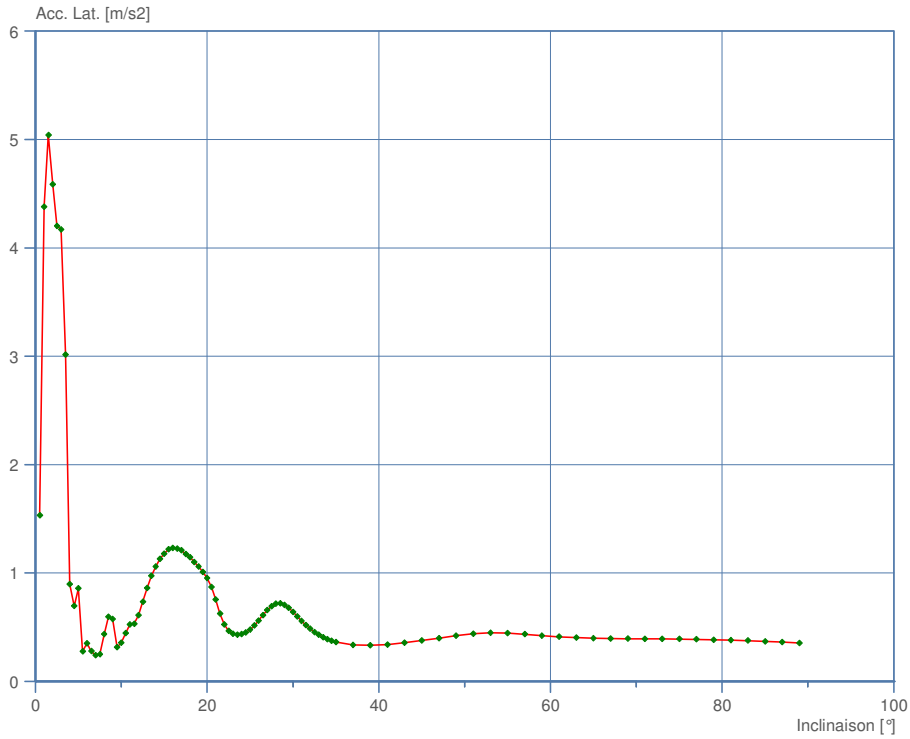


Figure 3.37: Sévérité des Vibrations Latérales en Fonction de l'inclinaison α (RPM=110)

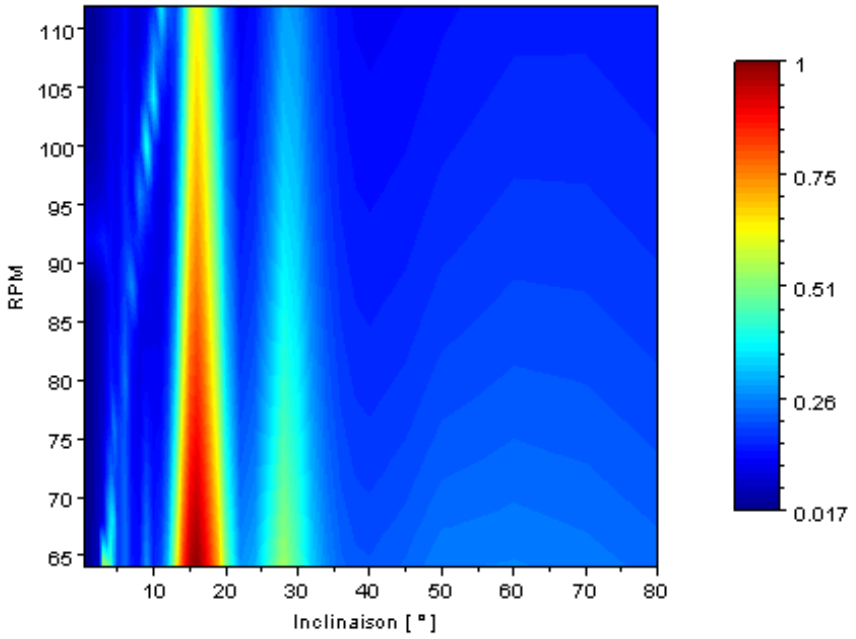


Figure 3.38: Sévérité Normalisée des Vibrations Latérales en Fonction de ω et α

3.5.3. Effet des Stabilisateurs

Les stabilisateurs sont des éléments très importants dans la conception de la BHA. En effet, le type, la position ainsi que le nombre des stabilisateurs définissent la réponse dynamique et le comportement directionnel de la BHA.

Nous nous intéressons ici à l'étude du diamètre des stabilisateurs et leurs positions pour une BHA comportant deux stabilisateurs. L'étude de l'influence du diamètre des stabilisateurs revient à étudier l'effet du jeu stabilisateur-puits.

3.5.3.1. Effet du Jeu Stabilisateur-Puits

Dans la configuration de la BHA étudiée plus haut, on a vu que les deux stabilisateurs sont de type « full gage » c'est-à-dire que leur diamètre extérieur est égal au diamètre du puits et donc le jeu stabilisateur-puits est nul. Quand on diminue le diamètre du stabilisateur on passe à une configuration « under gage », qui modifie les conditions aux limites au niveau du stabilisateur. Pour un stabilisateur « full gage », les conditions aux limites sont schématisées sur la Figure 3.18. Le cas « under gage » est un peu plus complexe, comme le montre la Figure 3.39 ; il y a deux situations possibles : soit on impose des liaisons appui simple au milieu du stabilisateur soit on le laisse se déplacer librement. On va prendre en compte les deux cas dans notre étude de sensibilité.

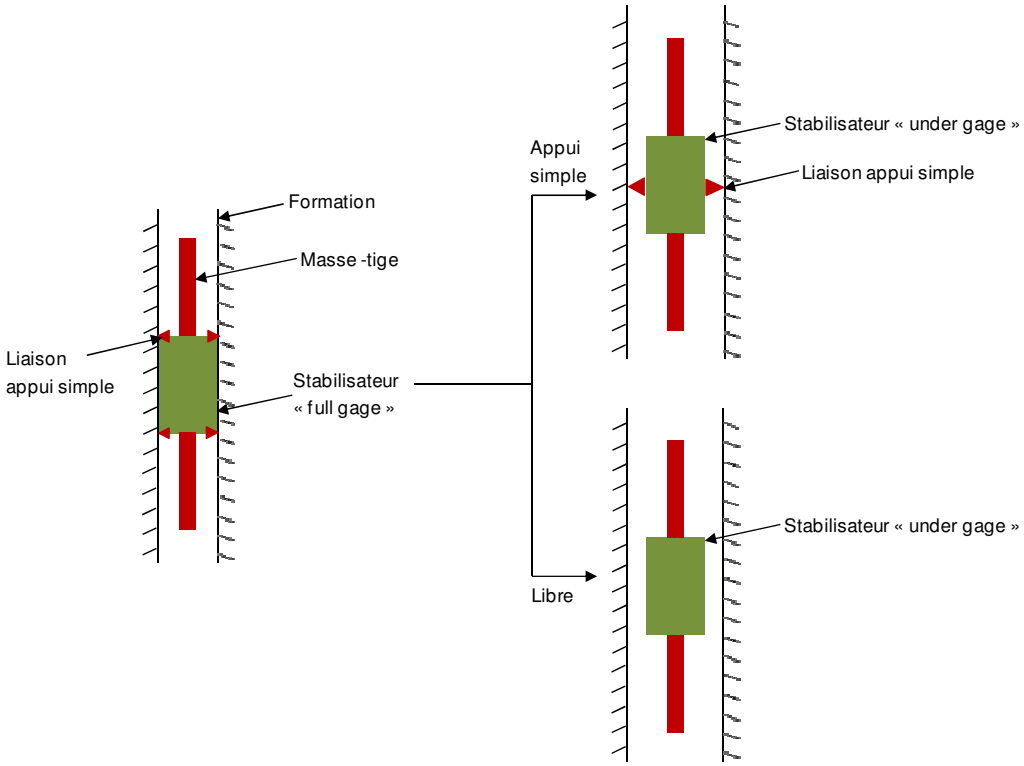


Figure 3.39: Modèles de Stabilisateur « under gage »

- **Modèle n°1 : appui simple**

Avec cette condition aux limites, on impose un poids sur l'outil de 4 tonnes et une vitesse de rotation de 110 RPM et on donne différentes valeurs aux jeux stabilisateur-puits (J=2.2, 1.2 et 0.3 cm). La Figure 3.40 présente la trajectoire du centre d'une section de la BHA située à 40 m de profondeur et la force latérale exercée sur l'outil pour les trois valeurs du jeu

retenues. Pour le jeu le plus élevé (J=2.2 cm), on remarque que la trajectoire de la section est assez chaotique et que l'amplitude du déplacement latéral est élevée. Les forces latérales exercées sur l'outil sont relativement faibles sans direction privilégiée. En revanche, quand on diminue le jeu (J=1.2 cm), on note que l'amplitude du déplacement latéral diminue et la tige a tendance à vibrer latéralement sans aucun mouvement de whirling ; le comportement latéral de l'outil est moins dispersif et sans aucune direction latérale privilégiée. Ces observations sont confirmées quand on diminue encore le jeu (J=0.3 cm).

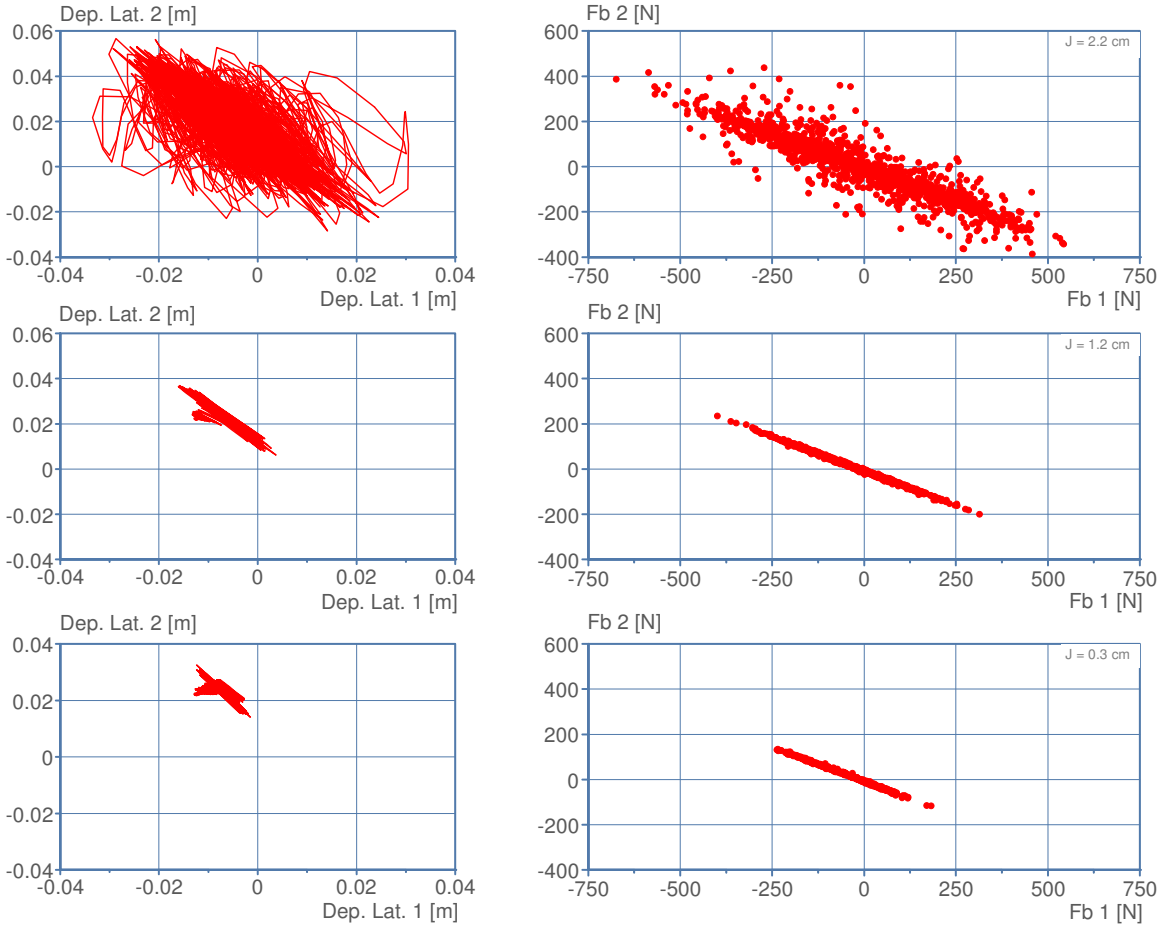


Figure 3.40: Effet du Jeu Stabilisateur-Puits ; Conditions aux Limites de Type « Appui Simple »

Le mouvement de whirling et le comportement directionnel de la BHA dépendent donc du jeu du stabilisateur. Quand celui-ci est petit, les vibrations latérales sont de faible amplitude avec une direction latérale préférentielle de la BHA. Mais quand le jeu augmente, le phénomène de whirling commence à apparaitre et la BHA n'a plus de direction latérale préférentielle pour la BHA.

- **Modèle n°2 : libre**

L'étude précédente est refaite avec cette fois une condition aux limites libre au niveau du stabilisateur. Le système se comporte alors comme dans le cas précédent en ce qui concerne

les vibrations latérales. En revanche, les forces latérales à l'outil sont environ 10 fois plus élevées que celles du cas précédent (Figure 3.41).

Le whirling et le comportement directionnel de la BHA dépendent donc largement de la condition aux limites imposée au niveau du stabilisateur. Une condition aux limites de type libre se traduit par des forces latérales plus élevées au niveau de l'outil, ce qui influence de manière importante son comportement directionnel.

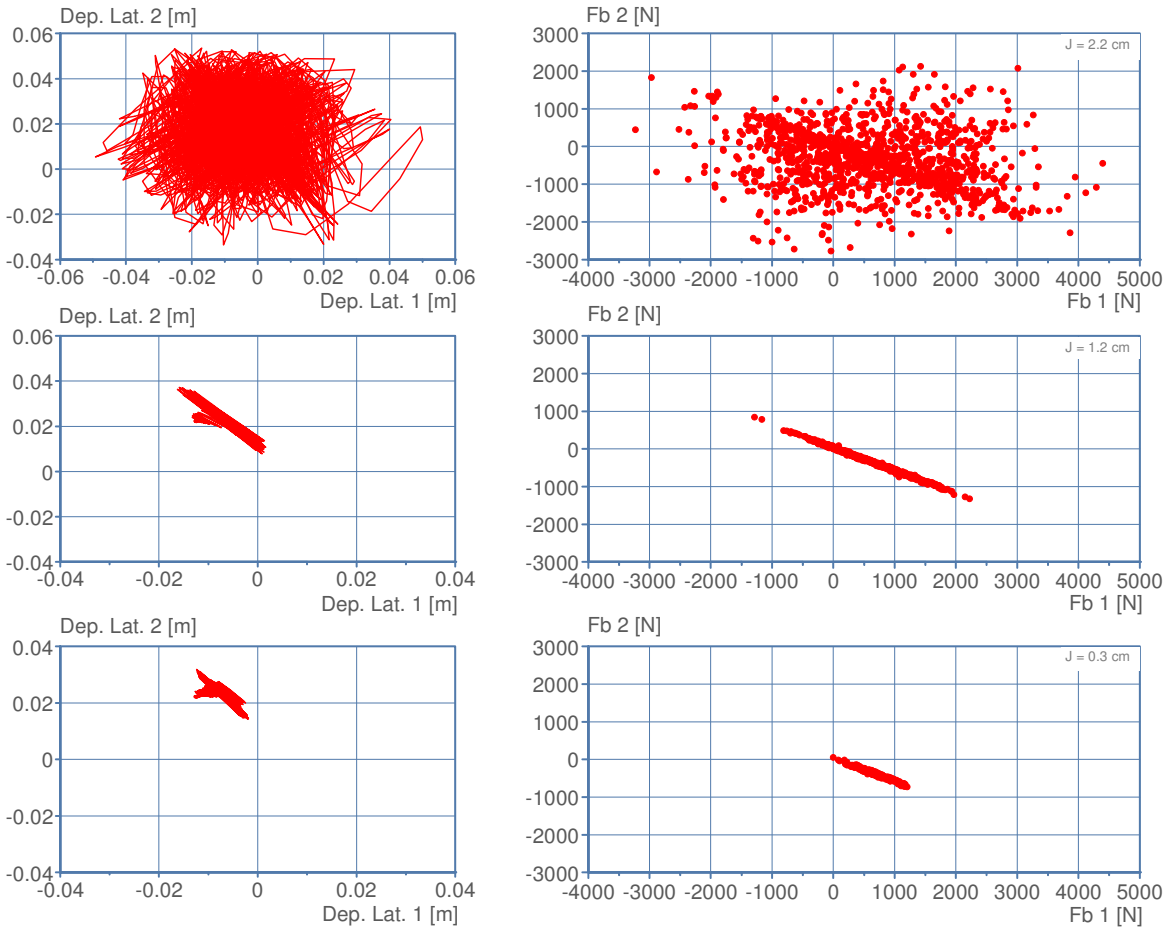


Figure 3.41: Effet du Jeu Stabilisateur-Puits ; Conditions aux Limites de Type « Libre »

La Figure 3.42 illustre l'évolution de la sévérité des vibrations latérales en fonction du jeu pour un poids sur l'outil de 4 tonnes et une vitesse de rotation de 110 RPM. Pour une condition aux limites d'appuis simple, comme pour une condition aux limites libre, la sévérité des vibrations latérales augmente quand le jeu augmente. On note néanmoins que pour un jeu élevé, la sévérité des vibrations latérales pour une condition libre dépasse la sévérité pour une condition d'appui simple de 16% environ.

Pour confirmer les résultats précédents, nous avons étudié la sévérité des vibrations latérales pour différentes valeurs du poids sur l'outil autour de 4 tonnes (de 3.8 et 4.2

tonnes par pas de 0.05 tonne). Le jeu varie de 0.3 à 2.2 cm par pas 2.5 mm. On aboutit finalement à une matrice de 160 simulations pour chaque condition aux limites.

Les résultats de ces simulations sont présentés sur la Figure 3.43 qui montre que les vibrations sont plus sévères lorsque le jeu est important et ceci d'autant plus que le poids sur l'outil est important. Ce résultat reste vrai quelle que soit la condition aux limites choisie au niveau des stabilisateurs.

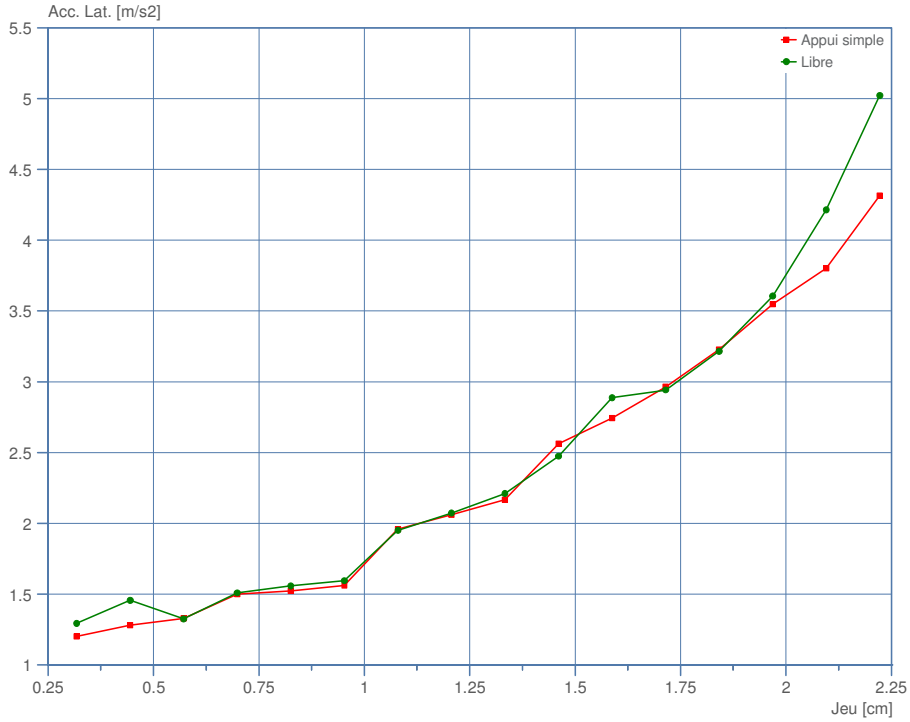


Figure 3.42: Sévérité des Vibrations Latérales en Fonction du Jeu Stabilisateur-Puits

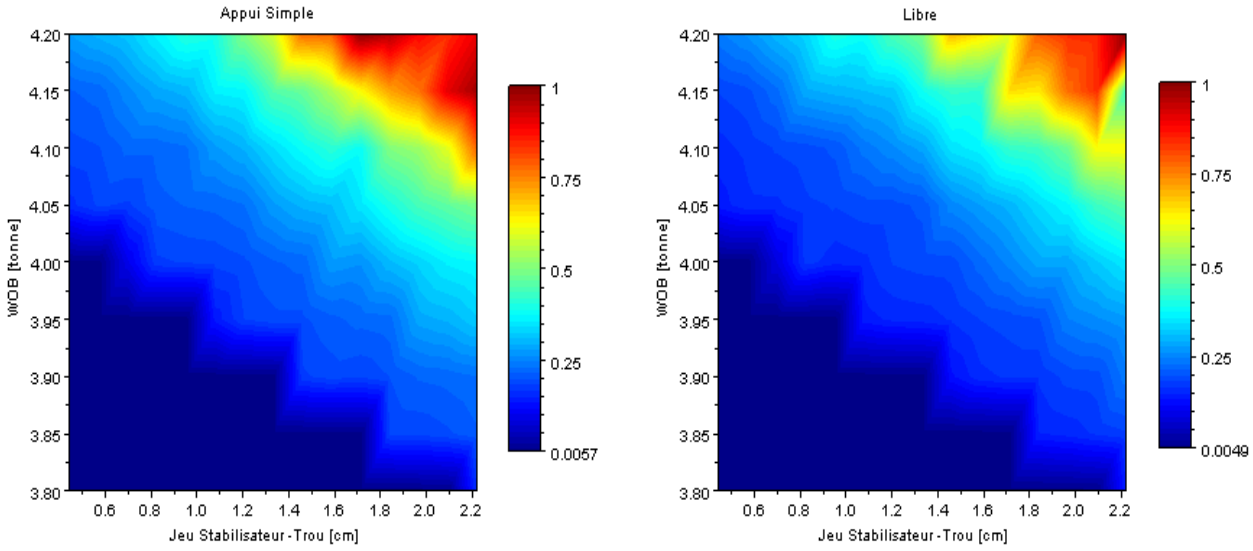


Figure 3.43: Sévérité Normalisée des Vibrations Latérales en Fonction du Poids sur l'Outil et du Jeu Stabilisateur-Puits pour deux Conditions aux Limites Différentes

3.5.3.2. Effet de la Distance entre Stabilisateurs

On considère ici les deux stabilisateurs en condition de « full gage » et on fait varier la distance qui les sépare (d2) ainsi que la distance du premier stabilisateur à l'outil (d1) comme illustré sur la Figure 3.44. La BHA étudiée est initialement de type stabilisante ; faire varier d1 et d2 peut donc modifier le comportement de cette BHA.

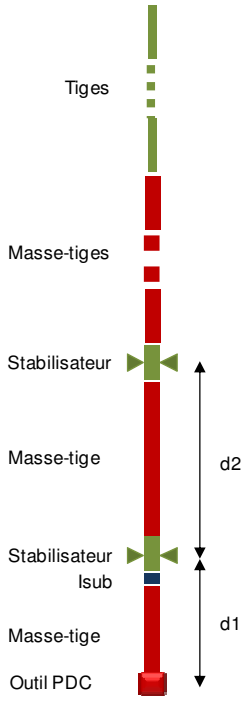


Figure 3.44: Configuration de la BHA ; les Distances Etudiées

Gardons dans un premier temps la distance d2 constante et faisons varier la distance d1 (d1=4.4, 5.5 et 7.3 m). La Figure 3.45 présente la trajectoire d'une section de la BHA située à une profondeur de 40 m et la force latérale exercée sur l'outil et ce pour une vitesse de rotation de 110 RPM et un poids sur l'outil de 4 tonnes.

Quand le stabilisateur est proche de l'outil (d1=4.4 m), on a un mouvement de whirling avec une force latérale à l'outil relativement faible sans direction préférentielle. En revanche, quand on éloigne le stabilisateur de l'outil (d1=5.5 m), le whirling disparait et laisse place à des vibrations latérales. Les forces latérales exercées sur l'outil augmentent et cette augmentation se poursuit si l'on éloigne d'avantage le stabilisateur de l'outil (d1=7.3 m). Si maintenant on garde d1 constante et on augmente la distance d2 qui sépare les deux stabilisateurs alors on constate une incidence sur le whirling et le comportement directionnel de la BHA (Figure 3.46).

CONFIDENTIEL ©

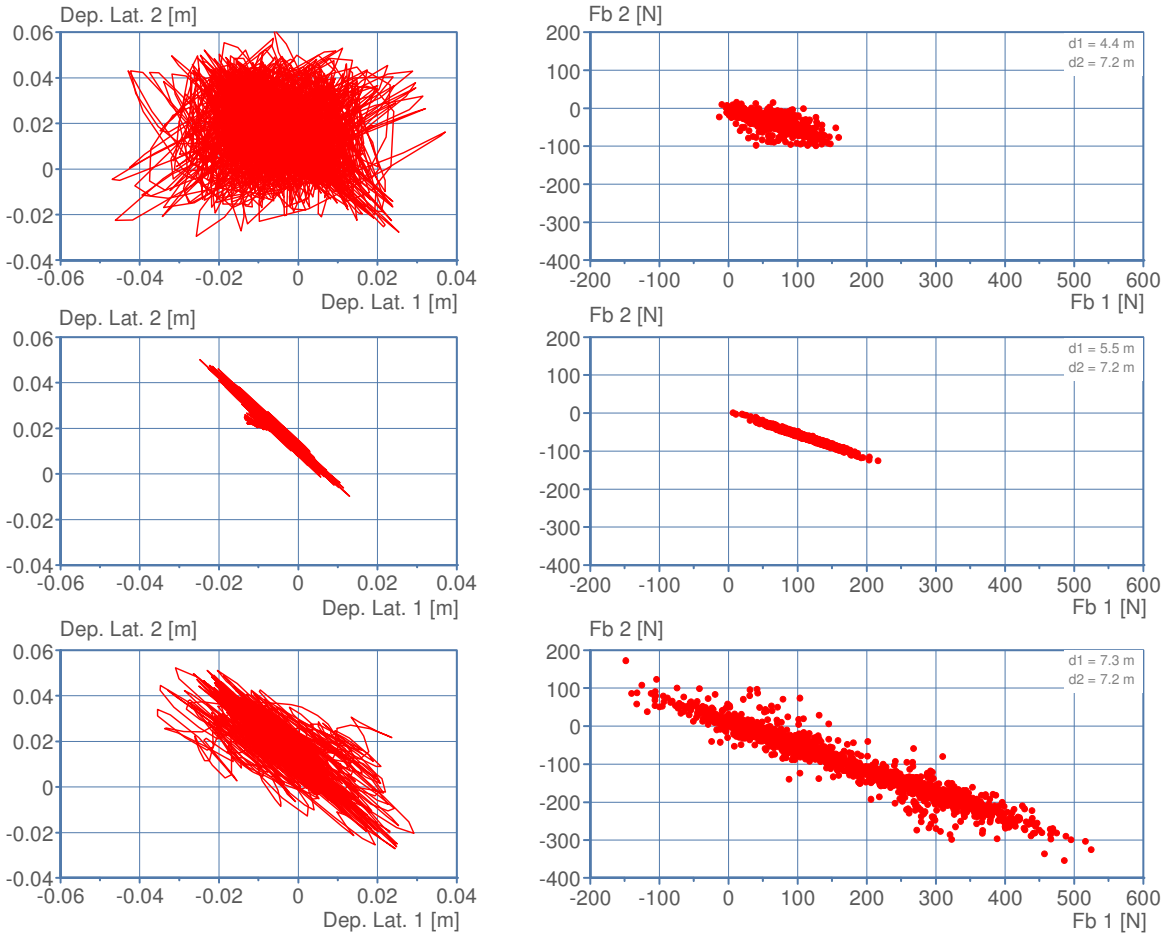


Figure 3.45: Effet de la Distance Outil-Stabilisateur, (d1=4.4, 5.5 et 7.3 m)

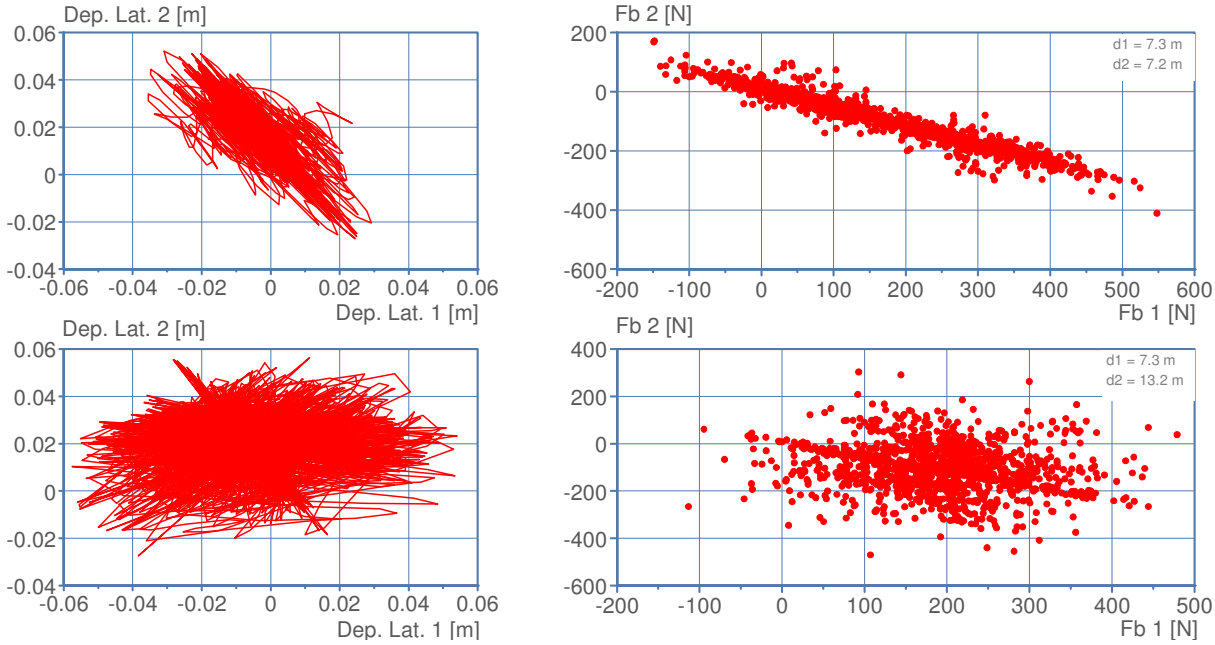


Figure 3.46: Effet de la Distance Stabilisateur-Stabilisateur, (d2=7.2 et 13.2 m)

La position de stabilisateurs a un effet sur les vibrations latérales ainsi que le comportement directionnel de la BHA. Si l'on éloigne le premier stabilisateur de l'outil, les forces latérales à

l'outil augmentent. Si l'on écarte plus les deux stabilisateurs, les forces latérales à l'outil n'augmentent pas mais il n'y a plus de direction préférentielle pour le comportement directionnel de la BHA.

On s'intéresse maintenant à l'évolution de la sévérité des vibrations latérales en fonction des distances d1 et d2 et ce pour un poids sur l'outil de 4 tonnes et une vitesse de rotation de 110 RPM. On considère des distances d1 comprises entre 4 et 7.9 m par pas de 0.3 m. Concernant la distance d2, elle sera comprise entre 7.2 et 14.2 m et on l'incrémente par pas de 0.5 m. On aboutit au final à une matrice de 210 simulations dont les résultats sont illustrés sur la Figure 3.47. D'après cette figure, pour une section située à 50 m de profondeur, les vibrations les plus sévères se produisent quand d1<5m et d2>12m. En revanche, si l'on prend une autre section de la BHA, on remarque que les vibrations les plus sévères se produisent quand 6m<d1<7m et 11m<d2<12m (Figure 3.48).

Pour chaque section de la tige, il existe des positions particulières des stabilisateurs pour lesquelles les vibrations latérales sont les plus sévères. Il est donc utile d'optimiser ces positions en minimisant la sévérité des vibrations latérales pour l'ensemble des sections de la BHA. Cependant, ce travail d'optimisation de la BHA ne peut pas se faire sans prendre en compte le comportement directionnel du système de forage.

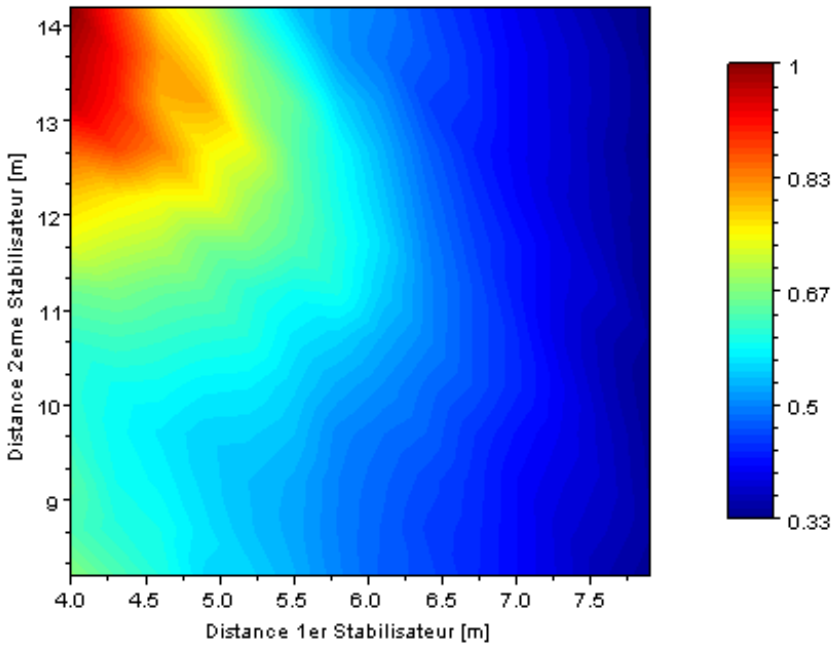


Figure 3.47: Sévérité Normalisée des Vibrations Latérales en Fonction de d1 et d2, Section Située à 50 m de Profondeur

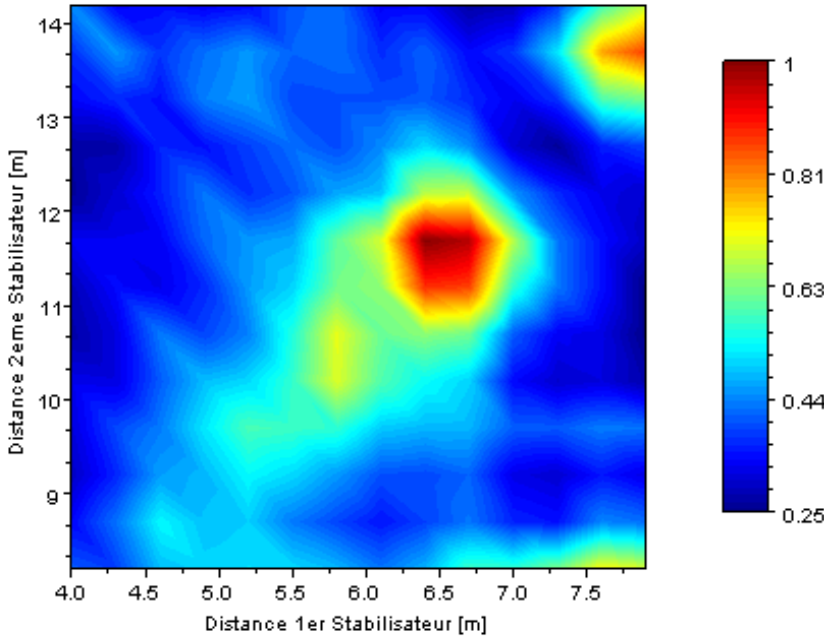


Figure 3.48: Sévérité Normalisée des Vibrations Latérales en Fonction de d1 et d2, Section Située à 108 m de Profondeur

3.5.4. Effet du WOB et de la Vitesse de Rotation

Le poids sur l'outil et la vitesse de rotation sont les seuls paramètres de commande sur lesquels le foreur peut agir pour optimiser le fonctionnement du système de forage.

Dans un premier temps, nous fixons la vitesse de rotation à 60 RPM et nous faisons varier le poids sur l'outil (WOB=2.5, 16.5 et 26.5 tonnes). La Figure 3.49 présente la trajectoire et la force latérale de contact sur la section de la BHA située à 40 m de profondeur.

Pour un poids faible (WOB=2.5 tonnes), on remarque que les vibrations latérales sont de faible amplitude avec absence de contact avec la surface du puits. Mais quand on augmente le poids (WOB=16.5 tonnes), une forme de whirling commence à apparaître accompagnée d'une force de contact non-nulle. Si l'on continue à augmenter le poids (WOB=26.5 tonnes), la section de la tige entame un véritable mouvement de whirling et effectue des tours complets autours de l'axe du puits, ce qui donne à la force de contact sa périodicité.

Notons que dans le cas étudié ici, les forces latérales à l'outil restent très faibles car la BHA considérée est de type stabilisante, conçue pour ne pas dévier latéralement et donc préservant des forces latérales à l'outil très faibles.

CONFIDENTIEL ©

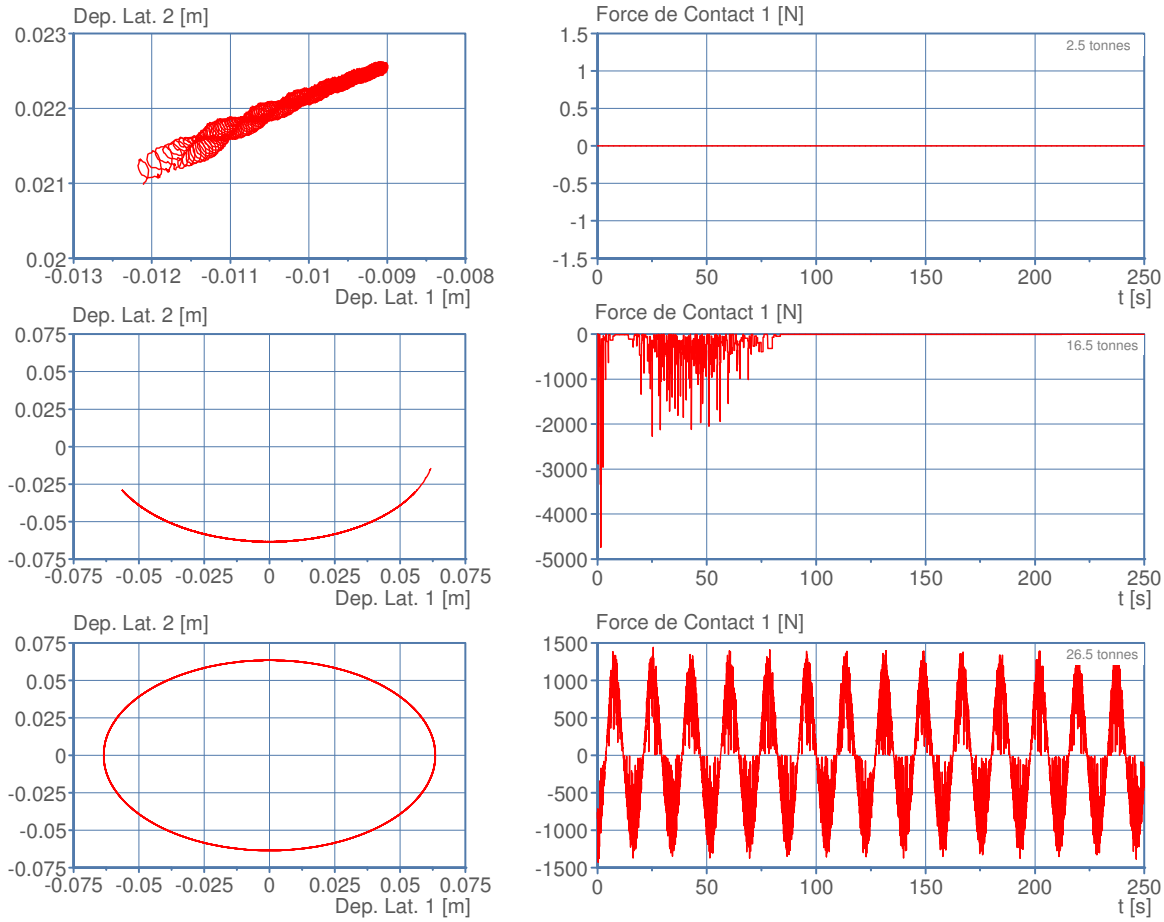


Figure 3.49: Effet du Poids sur l'outil, Vitesse de Rotation = 60 RPM

Fixons maintenant un poids sur l'outil de 20.5 tonnes et faisons varier la vitesse de rotation (ω=60, 90 et 110 RPM). La Figure 3.50 illustre la trajectoire et la force latérale de contact exercée sur la section de la BHA située à 40 m de profondeur. On remarque que dans les trois cas étudiés, un mouvement de backward whirling se produit dont la vitesse varie d'un cas à l'autre (Figure 3.51). De même, les forces de contact ont presque la même amplitude mais n'ont pas la même période puisqu'elles sont liées à la vitesse de whirling.

Remarques :

1- pour déterminer la vitesse de whirling il suffit de calculer la pente de la courbe représentant la phase de whirling en fonction du temps (cf. Figure 2.30).

2- dans les trois cas présentés sur la Figure 3.51, on a un backward whirling avec glissement puisque la vitesse de whirling vérifie la condition suivante $-\frac{R}{J}\omega < \Omega < 0$ (cf. Tableau 1.1).

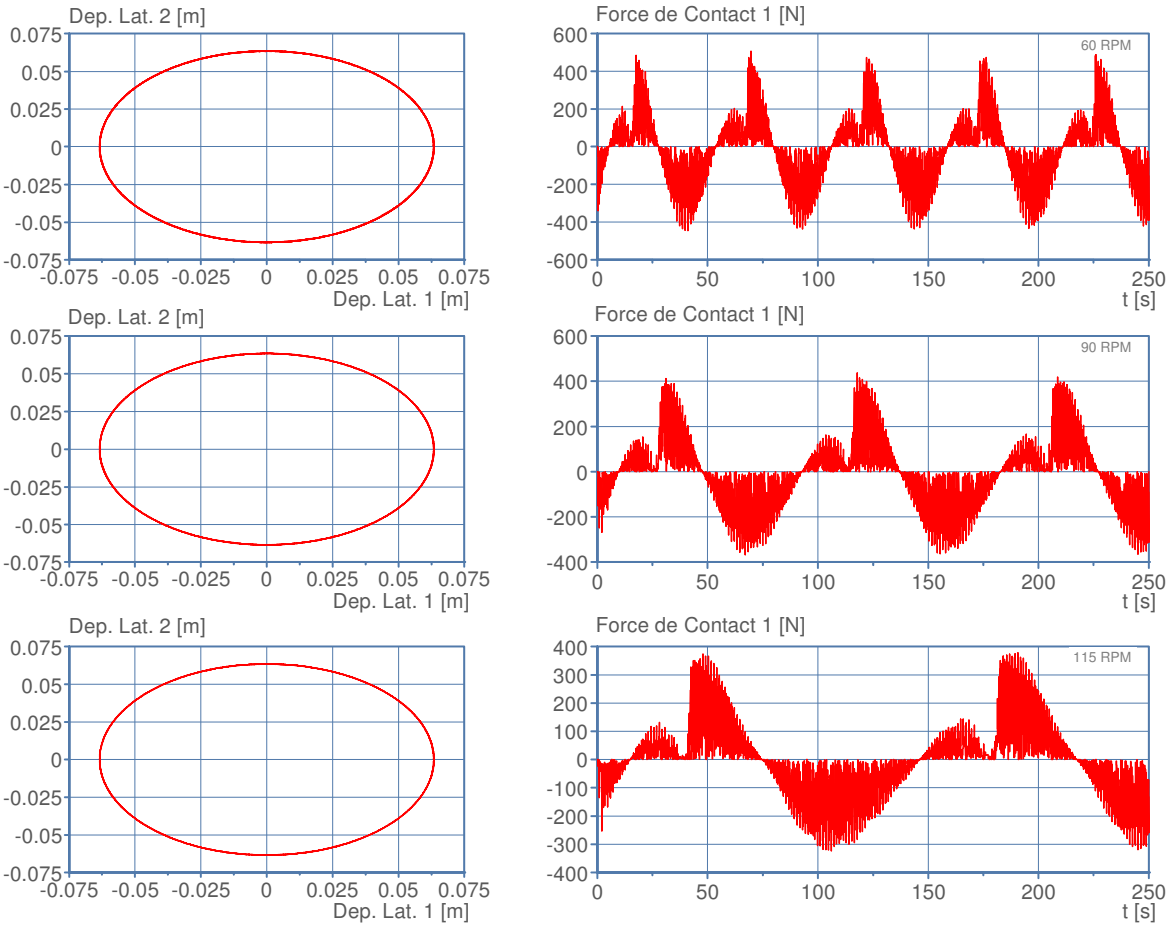


Figure 3.50: Effet de la Vitesse de Rotation, WOB = 20.5 tonnes

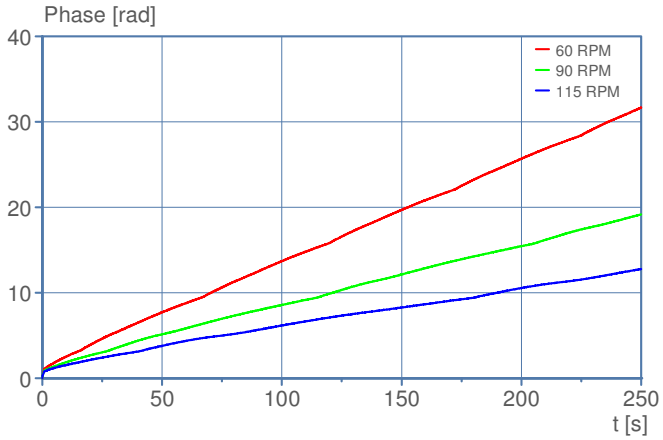


Figure 3.51: Phase de Whirling pour ω=60, 90 et 110 RPM

Un mouvement de whirling peut être initié en augmentant le poids sur l'outil, sa vitesse décroit en augmentant la vitesse de rotation de la tige. Néanmoins, ce résultat reste insuffisant et il faut déterminer les vitesses de rotation et les poids sur l'outil pour lesquels le whirling est le plus sévère. A cette fin, on considère un poids sur l'outil compris entre 16 et 28 tonnes que l'on incrémente par pas de 0.5 tonne et une vitesse de rotation entre 60 et 115 RPM que l'on incrémente par pas de 5 RPM.

On aboutit ainsi à une matrice de 192 simulations dont les résultats sont illustrés sur la Figure 3.52 qui concerne une section de 50 m de profondeur. Ces résultats rappellent ceux de la Figure 2.28 correspondant aux mesures réalisées sur le simulateur des vibrations latérales (Chapitre 2).

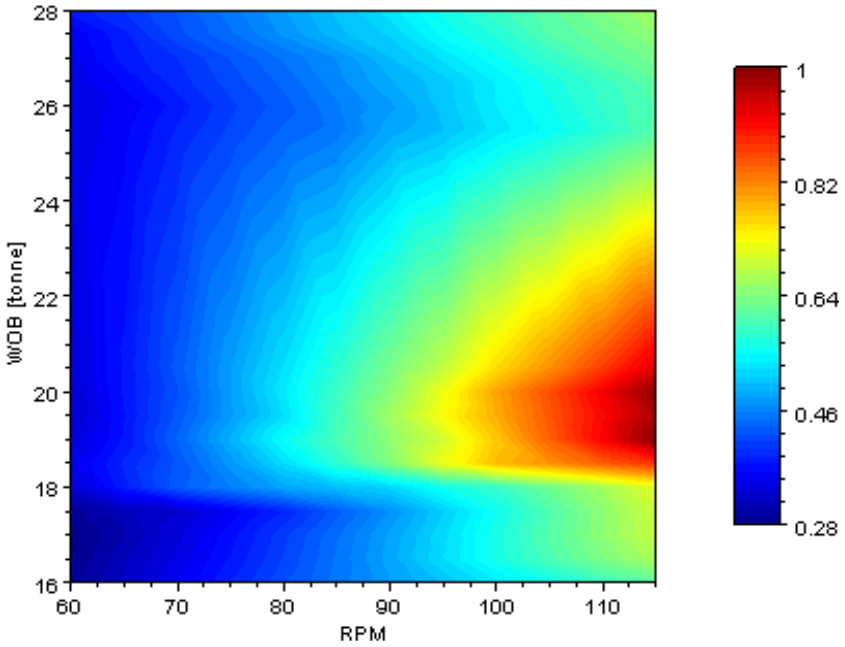


Figure 3.52: Sévérité Normalisée de Whirling en Fonction de ω et WOB

Pour éviter des vibrations sévères de whirling, il suffit donc d'éviter que le couple (RPM, WOB) ne soit situé dans la zone rouge du diagramme de la Figure 3.52. Cependant, des critères de performance du forage pétrolier tels que l'avancement peuvent rentrer dans le conflit.

Conclusion

Revenons sur les quatre points principaux qui étaient traités dans ce travail de thèse, pour formuler notre conclusion :

- **modèle dynamique** : il s'agit d'un modèle qui prédit le comportement de la garniture en termes de vibrations latérales en tenant compte de l'effet des autres modes de vibrations (couplage). La réponse dynamique du système est calculée dans le régime transitoire en considérant les interactions garniture-puits (forces de contact) et les interactions garniture-fluide (forces hydrodynamiques). Le modèle présenté, malgré son importance, permet d'étudier uniquement les trous à géométrie rectiligne avec une structure de forage courte et des conditions aux limites imposées au niveau de l'outil et des stabilisateurs ;

- **code éléments finis** : les équations différentielles partielles du modèle dynamique sont non-linéaires et couplées, la méthode des éléments finis et la méthode de Newmark ont été choisies pour les résoudre. Les éléments finis ont permis une souplesse au niveau du choix des conditions aux limites et des historiques de chargement (les excitations). Quand l'excitation provient de l'outil, nous avons montré qu'il existe un certain couplage entre la réponse dynamique de la BHA et le comportement directionnel de l'outil. Un soin particulier a été apporté à l'algorithme de contact qui est indispensable pour garantir l'efficacité des simulations dynamiques. Il convient de signaler qu'un effort considérable a été déployé pour extraire de l'état de l'art les lois empiriques qui régissent le mieux l'action du fluide de forage ;

- **simulateur des vibrations latérales** : la réalisation d'un banc vertical pour reproduire les vibrations latérales des tiges a fait partie de ce travail de thèse. Les simulations réalisées sur ce banc ont permis d'observer et d'analyser les conditions d'occurrence du phénomène de whirling. Dans le cadre de ce travail de thèse, l'étude réalisée sur ce banc n'est pas exhaustive et ne concerne que la vitesse de rotation et le poids sur l'outil. En revanche, le simulateur sera utile pour des recherches futures ;

- **données de terrain** : ces données ont permis la validation du modèle pour ce qui est des fréquences propres. L'analyse des données a permis aussi de mettre en évidence les situations de forage associées à des vibrations sévères (forward et backward

CONFIDENTIEL ©

whirling, stick-slip et bit-bounce). Une étude de sensibilité a été ensuite réalisée sur la BHA réelle pour prédire l'influence d'une modification de la BHA ou de changement des paramètres opératoires du forage sur l'occurrence et l'évolution du phénomène de whirling.

CONFIDENTIEL ©

Perspectives

Le modèle dynamique développé dans le cadre de cette thèse a été confronté à des modèles de littératures, à des mesures de laboratoire et à quelques mesures de terrains ; les résultats sont satisfaisants et encourageants du moins sur le plan qualitatif. Cependant il reste certains axes d'amélioration :

- **domaine d'étude** : nous nous sommes limités à l'étude de la BHA, ceci reste justifié pour les vibrations latérales qui ne se propagent pas jusqu'à la surface. En revanche, les vibrations latérales sont couplées avec les vibrations axiales et de torsion qui intéressent tout le système de forage. D'autre part, les trajectoires de forages actuelles s'étendent sur plusieurs kilomètres et présentent des géométries tridimensionnelles de plus en plus complexes (puits multilatéraux). Compte tenu de ses observations, il serait intéressant de réfléchir à une démarche de couplage entre les différents modes de vibration en considérant toute la garniture de forage ;

- **effet de l'outil de forage** : il faudrait introduire une loi de comportement de l'outil de forage et la coupler avec le modèle dynamique de la BHA. Ceci permettra de ne plus imposer des déplacements latéraux nuls au niveau de l'outil. Ce qui devrait permettre de mieux élucider le comportement directionnel de l'ensemble du système de forage ;

- **effet des stabilisateurs** : ce composant de la BHA mérite une étude plus détaillée pour déterminer les meilleures conditions aux limites pour le représenter dans le modèle. Dans ce travail de thèse, la structure du stabilisateur, comme la disposition de ses lames et leur nombre, n'a pas été considérée alors que c'est un point fondamental dans le comportement dynamique de la BHA.

L'introduction de nouveaux couplages, l'extension du domaine d'étude ou la prise en compte d'un vrai comportement de l'outil de forage ne sera pas sans conséquence sur le temps de calcul. En effet, dans des conditions relativement réalistes les temps de calcul restent longs, on parle de plusieurs dizaines d'heures pour simuler une seule rotation des tiges (Heisig et al., 2000). Dans ce cas, le modèle sera limité à des études de recherche et pour rendre pratique l'utilisation d'un tel modèle, il faudrait travailler sur l'optimisation des algorithmes afin de réduire le temps de calcul.

CONFIDENTIEL ©

Bibliographie

Akgun F. [et al.] Selection of Drill Pipes Based on Critical Loading Conditions for Slim Hole Drilling, Society of Petroleum Engineers, 1996.

Aldred W. et Sheppard M. Drillstring Vibrations: A new generation Mechanism and Control Strategies, Society of Petroleum Engineers, 1992.

Al-Hiddabi S., Samanta B. et Seibi A. Non-linear Control of Torsional and Bending Vibrations of Oilwell Drillstrings, Journal of Sound and Vibration, 2003.

Allen M. BHA Lateral Vibrations: Case Studies and Evaluation of Important Parameters, Society of Petroleum Engineers, 1987.

Amara M. Use of Drillstring Models and Data Bases for the Scientific Control of Vertical and Directional Hole Paths, Society of Petroleum Engineers, 1985.

Aminfar O. Innovations in Rotary Drill Bit Design to Reduce Vibration and Improve Durability, University of Waterloo, 2008.

Apostal M., Haduch G. et Williams J. A Study to Determine the Effect of Damping on Finite Element Based, Forced Frequency Response Models for Bottomhole Assembly Vibration Analysis, Society of Petroleum Engineers, 1990.

Bailey J. [et al.] Drilling Vibrations Modeling and Field Validation, Society of Petroleum Engineers, 2008.

Baird J. [et al.] GEODYN2: A Bottomhole Assembly/Geological Formation Dynamic Interaction Computer Program, Society of Petroleum Engineers, 1985.

Baird J. [et al.] Theoretical Description: A Geological Formation-Drill String Dynamics Interaction Program (GEODYN), Sandia National Laboratories, 1984.

Bathe K. Advances in Finite Element Procedures for Nonlinear Dynamic Response, 2nd South-East European Conference on Computaional Mechanics, 2009.

Bathe K. The Finite Element Procedures, Prentice-Hall, 1996.

Belaid A. Modélisation Tridimensionnelle du Comportement Mécanique de la Garniture de Forage dans les Puits à Trajectoires Complexes: Application à la Prédiction des Frottements Garniture-Puits, Mines ParisTech, 2005.

Besaisow A. et Payne M. A Study of Excitation Mechanisms and Resonances Inducing Bottomhole-Assembly Vibrations, Society of Petroleum Engineers, 1988.

Birades M. Etude du Comportement Directionnel des Garnitures de Forage. Modélisation par Eléments Finis avec Contact Unilatéral Statique et Dynamique, École Centrale des Arts et Manufactures, 1985.

Blick E. et Shams Q. Effect of Flow Properties on Drillpipe Neutral Point, Society of Petroleum Engineers, Society of Petroleum Engineers, 1989.

Booth R. Cuttings transport with drillstring rotation, European Study Group with Industry, 2009.

Brennen C. On the Flow in an Annulus Surrounding a Whirling Cylinder, Journal of Fluid Mechanics, 1976.

Brett J., Warren T. et Behr S. Bit Whirl: A New Theory of PDC Bit Failure, Society of Petroleum Engineers, 1989.

CONFIDENTIEL ©

Challamel N. Etude de Stabilité d'une Structure de Forage à Partir du Processus de Destruction de la Roche, Mines ParisTech, 1999.

Chen D., Smith M. et LaPierre S. Integrated Drilling Dynamics System Closes the Model-Measure-Optimize loop in Real Time, Society of Petroleum Engineers, 2003.

Chen S., Géradin M. et Lamine E. An Improved Dynamic Stiffness Method and Modal Analysis for Beam-Like Structures, Computers & Structures, 1996.

Chen S., Wambgans M. et Jendrzejczyk J. Added Mass and Damping of a Vibrating Rod in Confined Viscous Fluids, American Society of Mechanical Engineers, 1976.

Chevallier A. Non-linear Stochastic Drilling Vibrations, Rice University, 2001.

Christofourou A. et Yigit A. Fully coupled vibrations of actively controlled drillstrings, Journal of Sound and Vibration, 2003.

Cobern M. [et al.] Drilling Tests of an Active Vibrations Damper, Society of Petroleum Engineers, 2007.

Conran C. Horizontal and Complex-Trajectory Wells, Journal of Petroleum Technology, 2008.

Corbett K. et Dawson R. Drillstring Design for Directional Wells, Society of Petroleum Engineers, 1984.

Dahl T. et Schmalhorst B. A New Bottomhole Assembly Analysis Program for the Prediction of the Borehole Path Based on a Sophisticated Static Algorithm, Society of Petroleum Engineers, 1991.

Dareing Don W. Drill Collar Length is a Major Factor in Vibration Control, Society of Petroleum Engineers, 1984.

Dashevskiy D. [et al.] Real-Time Drilling Optimization Based on MWD Dynamics Measurements, US 7,172,037 B2, 2007.

de Marchi J. Modeling of Dynamic Friction, Impact Backlash and Elastic Compliance Nonlinearities in Machine Tools, with Applications to Asymmetric Viscous and Kinetic Friction Identification, Rensselaer Polytechnic Institute, 1998.

Desmette S. [et al.] Isubs: A New Generation of Autonomous Instrumented Downhole Tool, Society of Petroleum Engineers, 2005.

Djafari A.M. Maximum d'Entropie et Problèmes Inverses en Imagerie, Ecole Supérieure d'Electricité, 1994.

Dunayevsky V., Abbasian F. et Judzis A. Dynamic Stability of Drillstrings Under Fluctuating Weight on Bit, Society of Petroleum Engineers, 1993.

Dupriest F. et Sowers S. Maintaining Steerability While Extending Gauge Length to Manage Whirl, Society of Petroleum Engineers, 2010.

Dykstra M. [et al.] Drillstring Component Mass Imbalance: A Major Source of Downhole Vibrations, Society of Petroleum Engineers, 1996.

Dykstra M. Integrated drilling dynamics control-are we there yet?, Offshore Engineer, 2011.

Dykstra M. Nonlinear Drill String Dynamics, University of Tulsa, 1996.

Dykstra M. [et al.] Improving Drilling Performance by Applying Advanced Dynamics Models, Society of Petroleum Engineers, 2001.

Francis D. PDC bits begin to dominate, Exploration and Production Magazine, 2006.

Gaynor T. [et al.] An Improved Steerable System: Working Principles, Modeling and Testing, Society of Petroleum Engineers, 2000.

CONFIDENTIEL ©

Heisig G. et Neubert M. Lateral Drillstring Vibrations in Extended-Reach Wells, Society of Petroleum Engineers, 2000.

Heisig G. On the Static and Dynamic Behavior of Drill Strings in Spatially Curved Boreholes, M-Z Technical University, 1993.

Ho H. An Improved Modeling Program for Computing the Torque and Drag in Directional and Deep Wells, Society of Petroleum Engineers, 1988.

Huang S. Simulating the Dynamic Response of a Drilling Tool Assembly and its Applications to Drilling Tool Assembly Design Optimization and Drilling Performance Optimization, US 6,785,641 B1, 2004.

Jansen J. Nonlinear Dynamics of Oilwell Drillstrings, Delft University Press, 1993.

Jardine S., Maline D. et Sheppard M. Putting a Dumper on the Drilling's Bad Vibrations, Oilfield Review, 1994.

Jogi P., Macpherson J. et Neubert M. Field Verification of Model-Derived Natural Frequencies of a Drill String, Journal of Energy Resources Technology, 2002.

Johancsik C., Friesen D. et Dawson R. Torque and drag in directional wells-prediction and measurement, Journal of Petroleum Technology, 1984.

Johnson S. A New Method of Producing Laterally Stable PDC Drill Bits, Society of Petroleum Engineers, 2006.

Jones S., Sugiura J. et Barton S. Results From Systematic Rotary-Steerable Testing With PDC Drill-Bits Depict the Optimal Balance Between Stability, Steerability, and Borehole Quality, Society of Petroleum Engineers. - 2008.

Judzis A. [et al.] Optimization of Deep Drilling Performance; Benchmark Testing Drives ROP Improvements for Bits and Drilling Fluids, Society of Petroleum Engineers, 2007.

Kohno H., Bathe K. et Wright J. A Finite Element Procedure for Multiscale Wave Equations with Application to Plasma Waves, Computers and Structures, 2009.

Kotsonis S. Effects of Axial Forces on Drillstring Lateral Vibrations, Rice University, 1994.

Leine R., Campen D. Van et Keultjes W. Stick-slip Whirl Interaction in Drillstring Dynamics, Journal of Vibration and Acoustics, 2002.

Lesage M., Falconer I. et Wick C. Evaluating Drilling Practice in Deviated Wells With Torque and Weight Data, Society of Petroleum Engineers, 1988.

Macpherson J. The Science of Stick Slip, IADC Stick-slip Mitigation Workshop, 2010.

Macpherson J., Jogi P. et Kingman J. Application and Analysis of Simultaneous Near Bit and Surface Dynamics Measurements, Society of Petroleum Engineers, 2001.

Macpherson J., Mason J. et Kingman J. Surface Measurement and Analysis of Drillstring Vibrations while Drilling, Society of Petroleum Engineers, 1993.

Marzouki Zakariae El Etude du Comportement Dynamique des Trains de Tiges de Forage Pétrolier, Mines ParisTech, 2007.

Melakhessou H., Berlioz A. et Ferraris G. A Nonlinear Well-Drillstring Interaction Model, Journal of Vibration and Acoustics, 2003.

Menand S. [et al.] Advancements in 3D Drillstring Mechanics: From the Bit to the Top Drive, Society of Petroleum Engineers, 2006.

Mensa-Wilmot G. [et al.] Drilling Efficiency and Rate of Penetration: Definitions, Influencing Factors, Relationships, and Value, Society of Petroleum Engineers, 2010.

CONFIDENTIEL ©

Mitchell R. et Allen M. Case Studies of BHA Vibration Failure, Society of Petroleum Engineers, 1987.

Narkhede D., Chakrabarti M. et Subramaniam K. Incremental Mode Superposition Method Using Post Correction Techniques for Nonlinear Dynamic Analysis, International Association for Structural Mechanics in Reactor Technology, 1999.

Nenad M. Torsional and Lateral Vibrations in Flexible Rotor Systems with Friction, Technishe Universiteit Eindhoven, 2005.

O'Bryan P. et Huston C. A Study of the Effects of Bit Gauge Length and Stabilizer Placement on the Build and Drop Tendencies of PDC Bits, Society of Petroleum Engineers, 1990.

Omojuwa E., Osisanya S. et Ahmed R. Measuring and Controlling Torsional Vibrations and Stick-Slip in a Viscous-Damped Drillstring Model, International Petroleum Technology Conference, 2011.

Paslay P. [et al.] Detection of BHA Lateral Resonances While Drilling With Surface Longitudinal and Torsional Sensors, Society of Petroleum Engineers, 1992.

Pastusek P. et Brackin V. A Model for Borehole Oscillations, Society of Petroleum Engineers, Society of Petroleum Engineers, 2003.

Payne M. Drilling Bottomhole Assembly Dynamics, Rice University, 1992.

Pelfrêne G. Rôle du Processus de Forabilité des Roches dans les Vibrations de Torsion des Systèmes de Forage Pétrolier, Mines ParisTech, 2010.

Piovan M. et Sampaio R. Non-linear Model for Coupled Vibrations of Drillstrings, Mecánica Computacional, 2006.

Pires J. et Khan A. A Post Correction Mode Superposition Method for Nonlinear Dynamic Analysis, International Association for Structural Mechanics in Reactor Technology, 1993.

Poli S. [et al.] Advanced Tools for Advanced Wells: Rotary Closed Loop Drilling System - Results of Prototype Field Testing, Society of Petroleum Engineers, 1998.

Politis N. An Approach for Efficient Analysis of Drill-String Random Vibrations, Rice University, 2002.

Radford S., Li T. et Jenkins M. Novel Concentric Expandable Stabilizer Results in Increased Penetration Rates and Drilling Efficiency with Reduced Vibration, Society of Petroleum Engineers, 2009.

Reckmann H. [et al.] MWD Failure Rates Due to Drilling Dynamics, Society of Petroleum Engineers, 2010.

Rey O. Dynamics of an Unbalanced Drill Collar in a Slanted Hole, Massachusetts Institute of Technology, 1983.

Rezmer-Cooper I. [et al.] Field Data Supports the Use of Stiffness and Tortuosity in Solving Complex Well Design Problems, Society of Petroleum Engineers, 1999.

Ritto T., Soise C. et Sampaio R. Stochastic Dynamics of a Drill-String with Uncertain Weight-on-Hook, Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2010.

Saiac J. Méthode des Eléments Finis, Analyse Numérique des Equations aux Dérivées Partielles, Conseil National des Arts et Métiers, 2006.

Samuel R. Friction Factors: What are they for Torque, Drag, Vibration, Bottom Hole Assembly and Transient Surge/Swab Analyses, Journal of Petroleum Science and Engineering, 2010.

CONFIDENTIEL ©

Schlumberger, Drilling Tools: Quick Reference Guide, 2008.

Shephard M., Dey S. et Flaherty J. A Straight Forward Structure to Construct Shape Functions for Variable p-order Meshes, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996.

Sheppard M., Wick C. et Burgess T. Designing Well Paths To Reduce Drag and Torque, Society of Petroleum Engineers, 1987.

Shyu R. Bending Vibrations of a Rotating Drill Strings, Massachusetts Institute of Technology, Department of Ocean Engineering, 1989.

Sinclair P. [et al.] LWD Azimuthal Laterolog Resistivity Logging in Unconventional Reservoirs, Society of Petroleum Engineers, 2012.

Skaugen E. The Effects of Quasi-Random Drill Bit Vibrations Upon Drillstring Dynamic Behavior, Society of Petroleum Engineers, 1987.

Spanos P. [et al.] Oil Well Drilling: A Vibrations Perspective, The Shock and Vibration Digest, 2003.

Spanos P. et Payne M. Advances in Dynamic Bottomhole Assembly Modeling and Dynamic Response Determination, Society of Petroleum Engineers, 1992.

Spanos P., Chevallier A. et Politis N. Nonlinear Stochastic Drill-String Vibrations, Journal of Vibration and Acoustics, 2002.

Stall J. et Blenkarn K. Calculated Allowable Hook Load and Torque Combinations for Stuck Drill Strings, Society of Petroleum Engineers, 1962.

Stone C., Carne T. et Caskey B. Qualification of a Computer Program for Drill String Dynamics, Sandia National Laboratories, 1984.

Suginura J. et Jones S. Real-Time Stick-Slip and Vibration Detection for 8 1/2 Hole-Size Rotary Steerable Tools in Deeper Wells and More Agressive Drilling, American Association of Drilling Engineers, 2007.

Théron A. Modélisation des Effets non-linéaires de Contact dans le Processus de Forage, Université d'Evry Val d'Essonne, 1996.

Théron A., de Langre E. et Putot C. The Effect of Dynamical Parameters on Precession in Rotary Drilling, Journal of Energy Resources Technology, 2001.

Tikhonov V., Safeonov A. et Gelfgat M. Investigation of Drillstring Transverse Vibrations at Rotary Drilling of Inclined Wells, American Society of Mechanical Engineers, 2002.

Torvestad B. [et al.] Developement of a New Advanced Mutliple Activation System for Concentric Underreamers, Society of Petroleum Engineers, 2012.

Van Den Steen L. Suppressing Stick Slip Induced Drilling Oscillations: A Hyperstability Approch, University of Twente, 1997.

Vandiver J., Nicholson J. et Shyu R. Case Studies of the Bending Vibration and Whirling Motion of Drill Collars, Society of Petroleum Engineers, 1990.

Vaz M. et Patel M. Analyasis of drill strings in vertical and deviated holes using the Galerkin technique, Engineering Structures, 1995.

Wang Y. et Mason M. Two-Dimensional Rigid-Body Collisions with Friction, Journal of Applied Mechanics, 1992.

Warren T., Brett J. et Sinor L. Development of a Whirl Resistant Bit, Society of Petroleum Engineers, 1990.

CONFIDENTIEL ©

Wu S. [et al.] Decoupling Stick-slip and Whirl to Achieve Breakthrough in Drilling Performance, Society of Petroleum Engineers, 2010.

Xing Y., Liu B. et Liu G. A Differential Quadrature Finite Element Method, International Journal of Applied Mechanics, 2010.

Yigit A. et Christoforou A. Coupled Axial and Transverse Vibrations of Oilwell Drillstrings, Journal of Sound and Vibration, 1996.

Yigit A. et Christoforou A. Coupled Torsional and Bending Vibrations of Drillstrings Subject to Impact with Friction, Journal of Sound and Vibration, 1998.

Yigit A. et Christoforou A. Dynamic Modeling of Rotating Drillstrings with Borehole Interactions, Journal of Sound and Vibration, 1997.

Zifeng L. [et al.] A Steady Tension-Torque Model for Drillstring in Horizontal Wells, Society of Petroleum Engineers, 1993.

Annexes

A1. Cylindre Confiné et en Mouvement dans un Fluide

Chen et al. (1974) ont considéré une tige de rayon R_e en mouvement latéral dans un tube de rayon R_p (Figure A.1). L'espace annulaire est rempli d'un fluide de masse volumique ρ_f, de viscosité cinématique ν et soumis à une certaine pression p. Dans les coordonnées cylindriques, les équations de mouvement s'écrivent comme suivant :

$$\rho_f \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \nu\rho_f \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2}\frac{\partial v}{\partial \theta} \right)$$

$$\rho_f \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu\rho_f \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2}\frac{\partial u}{\partial \theta} \right)$$

avec u et v sont respectivement les vélocités dans la direction r et la direction θ.

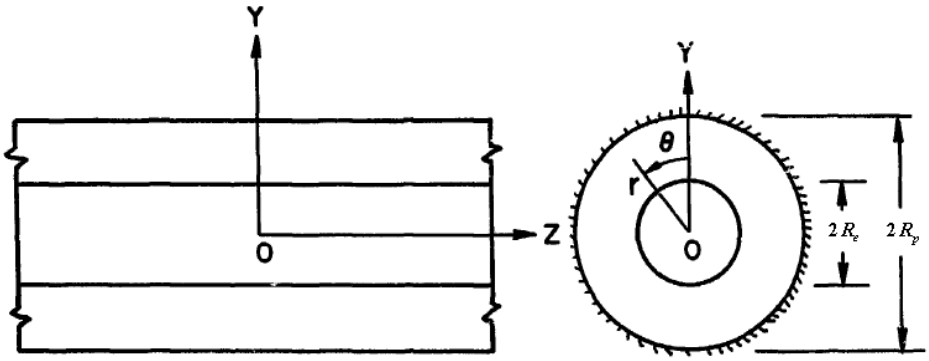


Figure A.1: Schéma de Principe, Système de Coordonnées

En admettant que le fluide est incompréhensible et que le mouvement est semi-périodique, les équations de mouvement peuvent être résolues analytiquement. On obtient les vélocités u et v et on en déduit la force hydrodynamique qui est donnée par :

$$F_{tige \to fluide} = m_f V \omega \left[\mathrm{Re}(H)\sin(\omega t) + \mathrm{Im}(H)\cos(\omega t) \right] \text{ où } m_f = \rho_f \pi R_e^2$$

La fonction $H(s,t)$ qui apparaît dans $F_{tige \to fluide}$ dépend de ρ_f, ν, R_e, R_p et ω. Cette fonction est donnée par : $H(s,t) = -1 - 2A(s,t)$

avec $A(s,t) = \dfrac{-\alpha^2 x_1 + 2\alpha x_2 - 2\alpha\gamma x_3 + 4\gamma x_4}{\alpha^2\left(1-\gamma^2\right)x_5 + 2\alpha\gamma x_6 + 2\alpha\gamma^2 x_7}$

sachant que les constantes x_i s'expriment en fonction des fonctions de Bessel de première et deuxième espèce I et K, tel que :

$$x_1 = \left[I_0(\alpha)K_0(\beta) - I_0(\beta)K_0(\alpha)\right],\ x_2 = \left[I_1(\alpha)K_0(\beta) + I_0(\beta)K_1(\alpha)\right]$$

$$x_3 = \left[I_0(\alpha)K_1(\beta) + I_1(\beta)K_0(\alpha)\right],\ x_4 = \left[I_1(\alpha)K_1(\beta) - I_1(\beta)K_1(\alpha)\right]$$

$$x_5 = \left[I_0(\alpha)K_0(\beta) - I_0(\beta)K_0(\alpha)\right]$$

$$x_6 = \left[I_0(\alpha)K_1(\beta) - I_1(\beta)K_0(\beta) + I_1(\beta)K_0(\alpha) - I_0(\beta)K_1(\beta)\right]$$

$$x_7 = \left[I_0(\beta)K_1(\alpha) - I_0(\alpha)K_1(\alpha) + I_1(\alpha)K_0(\beta) - I_1(\alpha)K_0(\alpha)\right]$$

Les variables qui apparaissent dans ces constantes sont : $\alpha = kR_e$, $\beta = kR_p$, $k = \sqrt{i\frac{\omega}{\nu}}$ et $\gamma = \frac{R_e}{R_p}$.

Chen et al. (1974) ont effectué également des essais avec différents types de fluides et ont comparé les coefficients de masse ajoutée mesurés avec les coefficients calculés théoriquement via les équations présentées plus haut (Figure A.2). On remarque alors une bonne concordance entre le calcul théorique et les mesures.

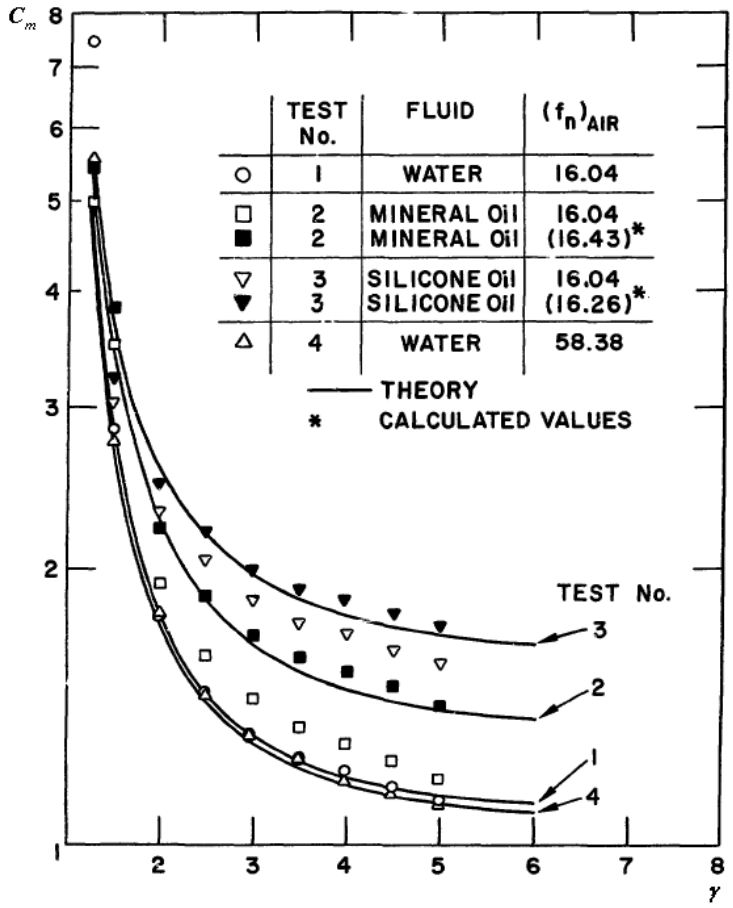


Figure A.2: Comparaison Essai-Calcul, C_m=f(γ)

A2. Simulateur des Vibrations Latérales

La tige est entrainée en rotation à sa partie haute par un moteur (Figure A.3) avec une vitesse maximale de 300 RPM. A la partie basse de la tige, un dispositif est conçu pour appliquer et enregistrer la force de compression qui simule le poids sur l'outil (Figure A.4).

Le déplacement latéral de la tige est mesuré à trois niveaux différents en utilisant des couples de capteurs ultrason (Figure A.5). Un système d'acquisition (PC, Figure A.6) est employé pour enregistrer les différentes variables mesurées et visualiser en temps réel le déplacement latéral des trois sections différentes de la tige.

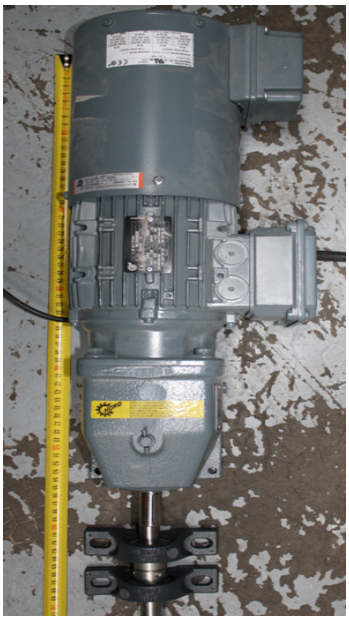


Figure A.3: Moteur Utilisé pour le Simulateur



Figure A.4: Capteur de Force, Mesure de la Force de Compression

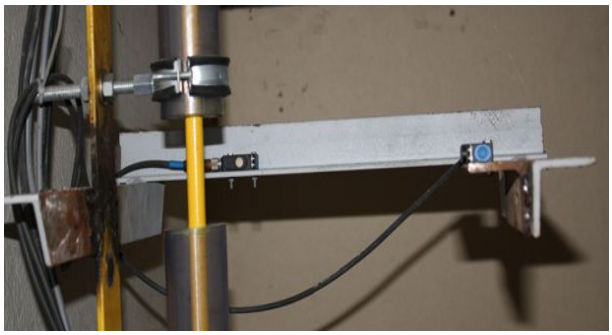


Figure A.5: Capteurs Ultrason, Mesure du Déplacement Latéral

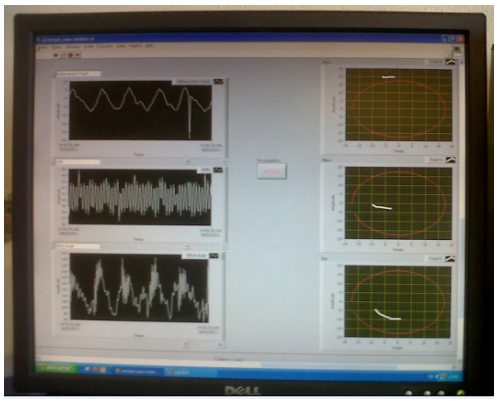


Figure A.6: Système d'acquisition des Données

A3. Dimensionnement des Capteurs Ultrason

Dans la phase de dimensionnement du simulateur de vibrations latérales, l'une des actions consiste à choisir les capteurs ultrason. Le meilleur choix suivant le rapport qualité/prix était assuré par des capteurs dont le temps de réponse est de 30 ms c'est-à-dire une fréquence d'échantillonnage $f_e = 15Hz$. Le but de l'étude est de s'assurer que cette fréquence d'échantillonnage est suffisante pour mesurer le phénomène que l'on cherche à étudier. Donc pour différent cas de whirling, on calcule la fréquence maximale éventuelle que l'on peut atteindre et on compare avec la fréquence d'échantillonnage.

Nous avons vu que la vitesse de précession Ω est comparée à la vitesse de rotation ω selon tous les cas possibles (Tableau 1.1). De ce tableau nous déduisons aisément que :

$$|\Omega| < \max\left(\frac{R_e}{J}\omega, \omega\right)$$

où R_e est le rayon de la tige et J est le jeu entre la tige et la paroi du « puits ».

Le simulateur conçu est tel que $\frac{R_e}{J} \simeq 0.5$.

Par conséquent : $|\Omega| < \omega$

Ainsi, la fréquence du whirling ne dépasse pas celle de la rotation imposée à la tige. En admettant qu'un échantillonnage à $f_e = 15Hz$ permet assez correctement de mesurer un signal dont la fréquence maximale est $f = \frac{f_e}{2}$ (théorème de Shannon). On en déduit à plus forte raison que la fréquence du signal mesuré pour aller jusqu'à $f = \frac{f_e}{3} = 5Hz$ soit donc une rotation ω de 300 RPM.

Nomenclature

BHA : Bottom Hole Assembly

DOC : Depth Of Cut

ROP : Rate Of Penetration

RPM : Revolution Per Minute

TOB : Torque On Bit

WOB : Weight On Bit

ω : vitesse de rotation

ω_c : vitesse de rotation critique

$\hat{\omega}$: vitesse de rotation incertaine

Ω : vitesse de whirling

R_e : rayon extérieur de la tige

R_i :rayon intérieur de la tige

R_p : rayon du puits

L : longueur de la tige

S : surface d'une section de la tige

I : moment d'inertie d'une section de la tige

J : jeu tige-trou

e : excentricité

α : angle d'inclinaison du puits par rapport à la verticale

ρ_f : masse volumique du fluide de forage

ρ : masse volumique du matériau constitutif de la tige

E : module d'Young

ν : coefficient de Poisson

s : abscisse curviligne

t : temps

CONFIDENTIEL ©

$\vec{x}(s,t)$: position du centre de la section d'abscisse s

$\vec{n}(s,t)$: vecteur normal à la section d'abscisse s à l'instant t

$\vec{k}$: vecteur normal à toutes les sections à l'instant initial

$\vec{f}(s,t)$: efforts extérieurs

$\vec{m}(s,t)$: moments extérieurs

$\vec{T}$: effort résultant interne

$\vec{M}$: moment résultant interne

M : couple de torsion

T : effort axial

$\vec{Q}$: effort tranchant

θ : angle de rotation (autour de $\vec{k}$ au premier ordre)

w : déplacement axial (parallèle à $\vec{k}$)

$\vec{u} = (u_1, u_2)$: déplacement latéral (perpendiculaire à $\vec{k}$)

$\vec{g}$: accélération de la pesanteur

$\vec{P}$: poids de la tige

$\vec{F}_e$: force d'inertie

$\vec{F}_n$: force normale de contact

$\vec{F}_t$: force tangentielle de contact

μ : coefficient de frottement de Coulomb

μ_s : coefficient de frottement statique

μ_c : coefficient de frottement cinétique

μ_r : coefficient de frottement de roulement

δ : dépassement

K_c : rigidité de contact

V_g : vitesse de glissement

C_m : coefficient de masse ajoutée

CONFIDENTIEL ©

C_d : coefficient d'amortissement

m_t : masse totale d'une section de la tige

M : matrice de masse

C : matrice d'amortissement

K : matrice de rigidité

F : vecteur des forces nodales

X : vecteur de déplacements nodaux

N : nombre de nœuds

β_1 et β_2 : paramètres de Newmark

f_p : fréquence propre

f_c : fréquence de couplage

f_e : fréquence d'excitation

SS_i : indice de stick-slip

BB_i : indice de bit-bounce

W_i : indice de whirling

CONFIDENTIEL ©

MODELISATION DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE D'UN TRAIN DE TIGES DE FORAGE PETROLIER : APPLICATION AUX VIBRATIONS LATERALES

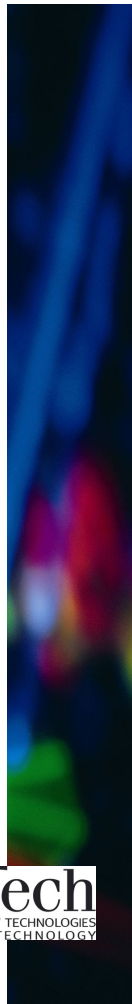
RESUME : Les vibrations des systèmes de forage pétrolier sont à l'origine de nombreux dysfonctionnements. Face à la complexité des puits forés aujourd'hui, la maîtrise des vibrations des systèmes de forage est plus que jamais un enjeu majeur dans la réussite économique d'un projet pétrolier. Durant l'opération de forage, les tiges en rotation entrent en interaction avec les parois du puits et encaissent dans certains cas des vibrations sévères. On distingue généralement trois modes de vibrations suivant le plan de leur occurrence: axiales, latérales et de torsion. Nous nous intéressons dans ce mémoire qu'aux vibrations latérales des tiges de forage. Si les vibrations latérales ont fait l'objet de nombreuses études dans le passé, il reste néanmoins des axes d'amélioration possible, tant sur la compréhension des phénomènes que sur la recherche de méthodes numériques permettant de réduire les temps de calcul. Dans le cadre de cette thèse, un modèle a été développé pour étudier les vibrations latérales des garnitures de forage dans des forages à trajectoires complexes. Ce modèle permet de prédire les vibrations latérales des tiges pour des paramètres opératoires donnés. Un modèle numérique en éléments finis a été développé pour résoudre les équations du mouvement et analyser ainsi la sensibilité des vibrations aux paramètres opératoires du forage en particulier la vitesse de rotation et l'effort axial dans les tiges. Le modèle permet en outre d'analyser la réponse dynamique d'une garniture en cours du forage (conception). En outre, cette étude a permis de mieux élucider le phénomène sévère de précession des tiges (whirling), très nuisible à l'intégrité mécanique des systèmes de forage. Un nouveau banc d'essais a été mis au point par le Centre de Géosciences de Mines ParisTech pour reproduire les vibrations latérales, mieux comprendre le phénomène du whirling et valider les résultats numériques du modèle. Par ailleurs, des mesures dynamiques en surfaces et en fond de puits au cours de forages réels ont été analysées afin de mettre en évidence les vibrations latérales les plus sévères et en particulier le whirling. Ces données de terrain ont permis de comparer les fréquences propres du système mesurées et celles fournies par le modèle numérique.

MOTS CLES : Garniture de forage ; Vibrations latérales ; Whirling ; Modélisation dynamique ; Eléments finis ; Contact ; Frottement ; Fréquence.

DRILL STRING DYNAMICS BEHAVIOR MODELING: STUDY OF LATERAL VIBRATIONS

ABSTRACT: Drillstring vibrations are commonly observed during oil & gas well drilling operations. Vibrations are a major cause of drilling tools dysfunction. Because of the increasing complexity of oil & gas wells drilled nowadays, operators need to mitigate efficiently the drillstring vibrations in order to successfully achieve the drilling process. During the drilling operation, rotating drillstrings are in interaction with the well borehole which may lead to severe vibrations. Different vibrations modes occur simultaneously while drilling, we identify mainly three modes: axial, torsional and lateral. This work deals only with lateral vibrations. Literature survey papers show numerous experimental and numerical studies carried out on drillstring dynamics. The developed models don't take into account sufficiently the complex drillstring-borehole interactions or the efficient numerical methods needed to reduce the computation time. A new drillstring dynamics model has been developed within this thesis in order to compute the lateral vibrations of drillstrings in a complex well trajectory. Given the operating parameters the model predicts the dynamics response of the drillstring in terms of lateral vibrations. A finite element model has been implemented to solve for the equations of motion of the dynamics model and study the dependence of the lateral vibrations on some operating parameters of the system, mainly the rotary speed and the axial load on the drillstrings. The finite element model can be used to compute and enhance the dynamic response of a given drillstring configuration for design issues. Besides, the model can be used to understand some dynamic phenomena encountered while drilling (post-analysis). Moreover, this study was useful to better understand the "whirling" phenomenon which is very harmful for the drilling system components. A new lateral vibrations simulator was built at Mines ParisTech in order to understand the whirling phenomenon and validate the numerical results provided by the dynamics model. Surface and downhole field- measurements have been analyzed in order to understand the occurrence of whirling. The eigenfrequencies evaluated from the field data have been found very close to those provided by the dynamics model.

KEYWORDS: Drillstring lateral vibrations; Whirling; Dynamics modeling; Finite element; Lateral vibrations simulator; Contact; Friction; Frequency.



MINES ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY