

École polytechnique de Louvain

Analyse par modèle multicorps de la chute des grappes des réacteurs nucléaires

Auteurs: **Antoine CLARINVAL, John NIYONKURU**

Promoteur: **Paul FISETTE**

Lecteurs: **Nicolas DOCQUIER, Hervé MUTELLE, Renata GAGNER**

Année académique 2022–2023

Master [120] : ingénieur civil électromécanicien - Master [120] : ingénieur civil en mathématiques appliquées

Remerciements

Au terme de ce travail de fin d'études, nous souhaitons remercier toutes les personnes nous ayant aidés tout au long de cette année.

Tout d'abord notre promoteur, Paul Fisette, pour nous avoir aiguillé au cours de cette année académique et pour nous avoir accordé son temps et ses conseils.

Nous tenions aussi à remercier Hervé Mutelle et Renata Gagner d'avoir rendu ce projet possible, en apportant leur savoir-faire à la fois pour nous aider à correctement paramétrer le modèle et interpréter les résultats obtenus.

Enfin, merci à Nicolas Docquier d'avoir accepté de faire partie des lecteurs de ce mémoire.

Table des matières

1	Introduction	4
1.1	Contexte	5
1.2	Problématique	6
1.3	Etat de l'art et intérêt d'un modèle multicorps	7
2	Développement du modèle multicorps	10
2.1	Structure globale	10
2.1.1	Analyse numérique	13
2.2	Hypothèses de modélisation	15
2.3	Flexibilité du crayon : modèle de Huston	16
2.4	Détection des points de contact entre le crayon de contrôle et le tube guide	17
2.5	Modèle de contact	20
3	Ajustement du modèle	23
3.1	Simulation de référence	25
3.2	Paramètres numériques	26
3.2.1	Intégrateur	26
3.2.2	Nombre de segments	27
3.3	Analyse paramétrique	28
3.3.1	Coefficient de raideur du tube	28
3.3.2	Coefficient d'amortissement	29
3.3.3	Coefficient de frottement	30
3.3.4	Inertie de section du crayon	31
3.3.5	Jeu entre le tube et le crayon	33
3.3.6	Forme du tube déformé	34
3.3.7	Paramètres finaux	35
4	Étude en cas de séisme	38
4.1	Simulation de référence	38
4.2	Résultats	39

4.3	Déformations équivalentes	41
4.3.1	Flèche équivalente	41
4.3.2	Courbure équivalente	43
4.4	Vibrations dynamiques	43
5	Conclusion	45
6	Annexes	47
6.1	Structure de l'assemblage	47
6.2	Modes propres	48
6.3	Modélisation et structure du tube	49
6.4	Mesures SMiRT22	50
6.5	Intégrateur	51
6.6	Modification de la forme du tube déformé en S	52
6.7	Chute dans le cas du séisme	53
6.7.1	Tube guide en C	53
6.7.2	Tube guide en S	57

Chapitre 1

Introduction

Depuis quelques temps, le changement climatique est l'objet de plus en plus des débats qui préoccupent notre société. Étant en grande partie dues à l'activité humaine, les conséquences de ce changement sont diverses : hausse des températures, événements météorologiques extrêmes, catastrophes naturelles dans de plus en plus de régions du monde et conséquences immédiates sur les écosystèmes. Cela a alors entraîné d'importantes émissions de gaz à effet de serre qui sont le produit de la combustion fossile et de la déforestation de certaines régions de la planète, ce qui accélère donc le réchauffement de celle-ci.

Ce n'est que dans le courant des années 70 que des satellites ont pu observer les effets accrus dus au changement climatique. C'est pourquoi depuis quelques décennies, de nombreuses recherches ont été entreprises afin de déterminer plus précisément comment réagir face à un tel phénomène. Dans cette optique, certaines de ces études essaient donc de chercher comment opérer une transition viable vers une économie bas-carbone. Par conséquent, le choix des sources d'énergie que nous utiliserons à l'avenir doit être fait de façon judicieuse. Parmi les choix possibles, l'une des solutions envisagées pour se rapprocher de cet objectif est de continuer à investir dans les centrales nucléaires.

Étant donné le potentiel que peuvent nous offrir les centrales nucléaires comme source d'énergie, ces infrastructures pourraient être une réelle possibilité d'endiguer le changement climatique. Celles-ci ont été au cœur de nombreuses controverses ces dernières années, notamment à cause de divers accidents relayés dans les médias. On peut citer celui en URSS à Tchernobyl en 1986 à la suite d'une série d'erreurs humaines et de défauts de conception [Sae+11], ou plus récemment encore celui ayant eu lieu Japon à Fukushima en 2011, causé par un Tsunami ayant entraîné la perte totale des alimentations électriques et du refroidissement des réacteurs nucléaires [KYS14].

Toutefois, comme toutes les autres sources d'énergie envisagées à ce jour, l'énergie nucléaire présente aussi un certain nombre d'avantages et d'inconvénients. En effet, malgré la grande quantité d'énergie produite par une centrale¹, la gestion des déchets radioactifs ainsi que les frais de construction et de démantèlement des réacteurs constituent un réel défi. C'est la raison pour laquelle des recherches sont actuellement mises en place pour développer de nouveaux types de réacteurs, plus sûrs et plus performants.

1.1 Contexte

Dans les réacteurs se trouvent des régulateurs essentiels à la maîtrise de la réaction nucléaire. L'étude de grappes de contrôle et de leur chute dans les réacteurs sera notre principale préoccupation dans ce travail. Ces grappes sont utilisées pour contrôler les réactions nucléaires en limitant le nombre de neutrons se trouvant dans le cœur du réacteur. De cette façon, les grappes de contrôle maintiennent l'équilibre du processus, empêchant ainsi de déclencher des réactions en chaîne qui pourraient provoquer une surchauffe ou une perte de contrôle des réacteurs. En insérant ces dispositifs, le nombre de neutrons disponibles pour la fission nucléaire s'en trouve réduit, ce qui ralentit alors la réaction et maintient une puissance stable.

C'est la raison pour laquelle les grappes de contrôle jouent un rôle vital dans la sûreté et le fonctionnement de ces réacteurs nucléaires. D'une part, elles permettent de maintenir le contrôle d'un réacteur nucléaire, et de l'autre, elles permettent d'assurer la stabilité et la sécurité de l'infrastructure.

Ces grappes sont un assemblage de matériaux, composées de plusieurs éléments-clés [Ren13] (Figure 1.1) :

- Les guides de grappe : ces éléments de la grappe sont cruciaux, car ils lui permettent à la fois de se positionner et d'assurer la stabilité de la structure, de même que l'insertion et le retrait de la grappe du réacteur. Sur la figure 1.1, ceux-ci correspondent aux tubes-guides ainsi qu'aux grilles supérieure, intermédiaire et inférieure.
- Une araignée : c'est un dispositif situé en haut de l'assemblage sur lequel sont implantés les crayons de commande. Ces crayons sont remplis d'un matériau absorbant fait pour arrêter la réaction. Ce sont précisément ces crayons qui vont nous intéresser dans ce travail. Étant donné que notre problème est symétrique, nous porterons notre attention au comportement d'un seul crayon lorsqu'il est inséré dans un réacteur.

1. 500 000 [MWh] pour un réacteur 900[MW] [FR23].

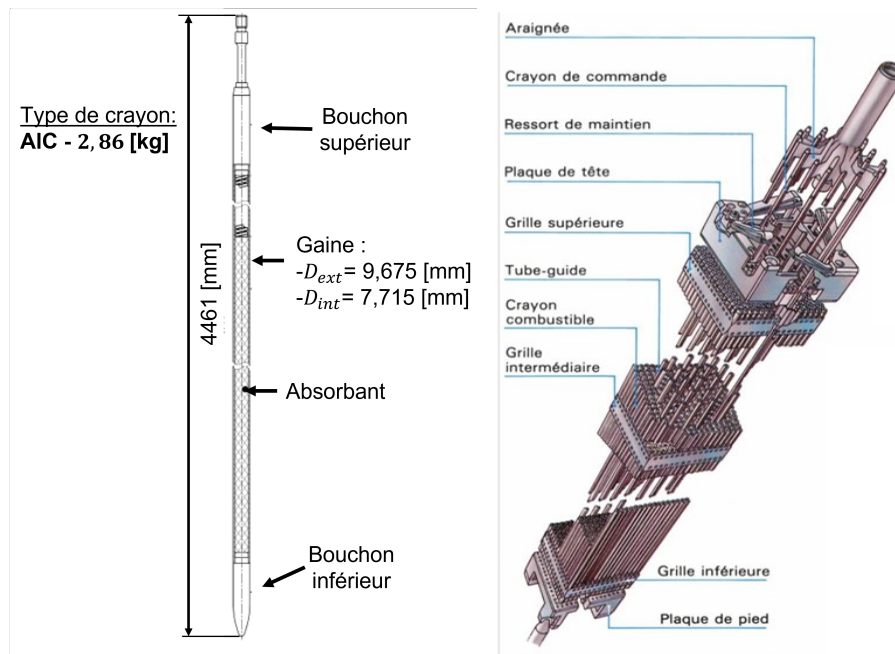


FIGURE 1.1 – Structure des crayons de commande (gauche) et des grappes de contrôle (droite) @IRSN

- Un matériau absorbant : Il s’agit généralement de pastilles d’ AIC et de B_4C . Ces matériaux absorbent les neutrons, ce qui ralentit la réaction de fission nucléaire [GMR22]. Dans cette étude, nous considérerons un crayon rempli de pastilles d’ AIC (Figure 1.1).
 - Des crayons combustibles : ces crayons combustibles sont les éléments centraux où se déroule la réaction de fission nucléaire qui produit de l’énergie.
- Ce travail porte sur l’analyse des différents paramètres agissant sur le mouvement de chute d’un crayon.

1.2 Problématique

En connaissant le fonctionnement et l’importance de ces grappes de contrôle, il est dès lors important de maîtriser le cours de la réaction afin d’éviter que certains facteurs ne viennent perturber le bon déroulement de ce processus. Comme nous l’avons mentionné précédemment, notre tâche dans ce travail sera non seulement d’étudier l’évolution du temps de chute au sein du guide de grappes en tenant compte de divers éléments tels que la déformation du tube guide, mais également de découvrir comment l’insertion s’effectue lorsque la structure est soumise à un séisme.

En temps normal, les tubes guides sont rectilignes, mais ceux-ci se déforment au fil du temps. Ils peuvent être soit en forme de C, de S ou de W. Toutefois, notre analyse se fera uniquement sur les deux premiers types de tubes guides (Figure 1.2).

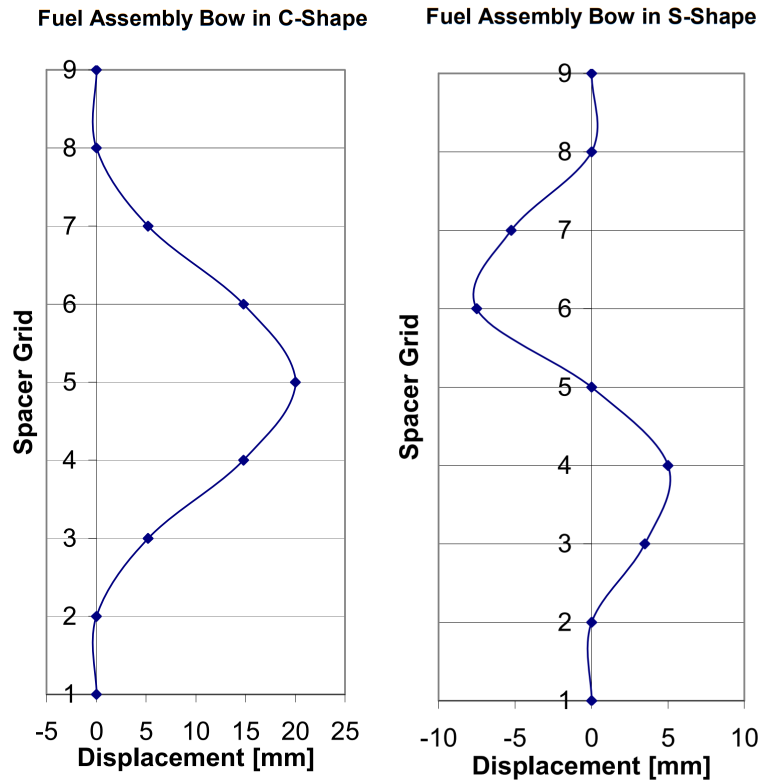


FIGURE 1.2 – Géométrie des tubes guides déformés. Tiré de [Ren13]

Un séisme pourrait avoir plusieurs conséquences sur le processus, comme par exemple l'augmentation du temps pendant lequel la réactivité doit diminuer, la projection des guides de grappes en dehors de la zone active de la réaction, mais aussi la diminution de la vitesse d'insertion des grappes de contrôle au sein du réacteur [BKS97].

1.3 Etat de l'art et intérêt d'un modèle multi-corps

Afin d'effectuer l'étude sur le temps de chute, il est judicieux dans un premier temps de s'informer sur les différentes recherches qui ont été publiées à ce sujet.

Elements finis : En premier lieu, des recherches ont été faites concernant les prévisions des temps de chute des assemblages de contrôle des grappes. Dans l'article [Ren13] est examiné le fait de modéliser les forces mécaniques liées aux frottements entre une grappe de contrôle et le reste de l'assemblage en utilisant la méthode des éléments finis pour établir les lois de contact.

Les avantages des éléments finis se trouvent principalement dans le fait qu'ils permettent de pouvoir représenter des corps de dimensions variables et formes complexes au moyen d'un modèle discrétisé adapté. Dans notre cas, cela inclut la modélisation de différentes parties du système comme la grappe de contrôle, les mécanismes de commande, les guides et les éléments environnants. Les éléments finis permettent la définition de maillages irréguliers [Yoo+09], mais également la gestion et la mise en place de lois complexes auxquelles obéissent les différents éléments du problème. De plus, les éléments finis permettent d'obtenir différents niveaux de précision en fonction des besoins du problème en prenant en compte les interactions entre les différents composants d'un système. Cela inclut entre autres les résistances mécaniques, les forces de frottement et autres phénomènes physiques pertinents.

Cependant, cette méthode a ses limites en ce qui concerne ce type de problèmes. En effet, la méthode des éléments finis pose de nombreux problèmes pour la résolution de systèmes qui subissent des déplacements ainsi que des déformations importantes et de surcroît, avec des effets dynamiques. C'est notamment le cas ici [Che+20], car le rapport entre la hauteur et la largeur du domaine est élevé. De plus, un des désavantages notables des éléments finis est la complexité du modèle en termes de taille et de lois de comportement aux interfaces entre corps mobiles. C'est particulièrement le cas pour des systèmes multidimensionnels comportant de nombreux composants interagissant les uns avec les autres.

Par ailleurs, en termes de ressources informatiques, cette méthode peut s'avérer coûteuse du point de vue de la puissance de calcul et du temps d'exécution.

Modèle analytique : De manière générale, un modèle analytique permet, au moyen d'hypothèses judicieusement choisies, de résoudre un problème en se basant sur des équations fondamentales de la physique. Dans le cadre des chutes de grappes, ce type de modèle est particulièrement utile pour calculer les forces hydrauliques au sein de l'assemblage [RS99]. Cependant, les hypothèses nécessaires à la simplification du problème (tube rectiligne, pas de séisme, mouvement du crayon linéaire, etc.) sont incompatibles avec l'étude de l'ensemble de la dynamique de la chute du crayon.

Modèle multicorps : Dans ce travail, nous nous intéresserons à un troisième type de modélisation : la modélisation multicorps. L'intérêt d'un modèle multicorps est de pouvoir étudier la dynamique de l'ensemble et les interactions entre les différents corps, ce qui est généralement difficile à implémenter dans un modèle analytique. De plus, la caractérisation de ce modèle peut se faire au moyen d'un nombre réduit de paramètres. Finalement, bien que cela dépende de la complexité du modèle et du nombre de corps présents, la modélisation multicorps peut apporter une nette diminution du temps de calcul, comparativement à un modèle éléments finis. Toutefois, cette modélisation comporte certains désavantages, comme la difficulté à déterminer les efforts internes des corps étudiés.

Chapitre 2

Développement du modèle multicorps

Dans cette section, nous allons détailler les étapes nécessaires à la construction du modèle. Lors de la première étape, nous allons voir comment construire un modèle multicorps général au moyen de la méthode récursive de Newton-Euler [SF03]. Après avoir passé en revue les différentes hypothèses du modèle, nous allons étudier la méthode utilisée pour modéliser des corps flexibles au moyen de l'approche de Huston [HW94].

Ces deux étapes permettent de modéliser le comportement d'un crayon de contrôle. L'étape suivante permet de délimiter les frontières du crayon, de déterminer la forme du tube guide et de détecter les points de contact entre ceux-ci. Tout ceci se fait au moyen de splines de contact.

La dernière étape est de créer un modèle de contact, afin de déterminer les forces normales de contact qui permettent de contenir le crayon au sein de son tube guide ainsi que les forces de frottement entre ces deux éléments.

2.1 Structure globale

Cette section est adaptée de : [SF03].

Un système multicorps est un système mécanique composé de corps rigides connectés par des articulations. Ce sont des éléments sans masse, allouant un mouvement relatif entre deux corps : chaque articulation permet un degré de liberté entre deux corps, par exemple en translation ou en rotation. Dans notre cas, nous travaillons avec des structures arborescentes. Ce sont des structures où les corps sont connectés de manière à ne pas former de boucles. Il existe des procédures particulières pour modéliser des boucles cinématiques dans des structures arborescentes, mais le fonctionnement de ces procédures ne sera pas abordé dans ce

travail. Comme démontré à la figure 2.1, la topologie de la structure arborescente est définie par le vecteur des ascendants : l'élément i du vecteur contient l'index du parent du corps i .

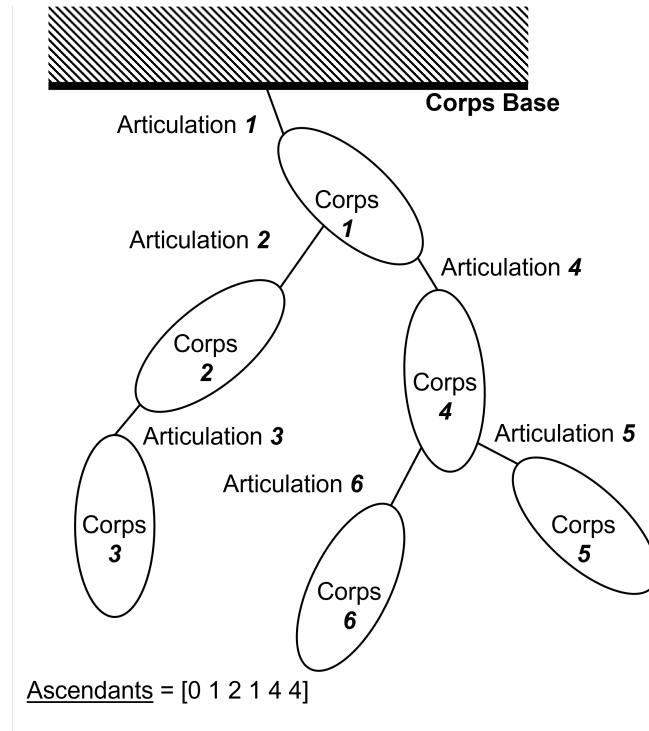


FIGURE 2.1 – Structure arborescente. Adapté de [SF03]

Une fois notre structure arborescente créée, nous pouvons écrire les équations du mouvement du système. Plusieurs formulations sont possibles, comme par exemple via le principe des puissances potentielles. Dans le cas de *Robotran*, le logiciel de modélisation multicorps utilisé, nous utiliserons les équations de Newton-Euler. La forme matricielle finale des équations s'écrit :

$$M(q)\ddot{q} + c(q, \dot{q}, F_{Externes}, g) = Q(q, \dot{q}) \quad (2.1)$$

Où :

- M est la matrice de masse symétrique du système ;
- c est le vecteur dynamique non-linéaire. Il contient les contributions des forces externes. Dans notre cas, il s'agit des forces de contact normales et de frottement tangentielles, de la gravité, ainsi que des termes gyroscopique et centrifuge ;
- Le vecteur q contient les coordonnées généralisées ;

- Q contient les forces et couples articulaires. C'est via ce vecteur que nous pouvons appliquer des forces ou des couples, comme par exemple un ressort de raideur K et de longueur neutre l_0 $Q^i = -K(q^i - l_0)$ ou un amortisseur $Q^i = -D\dot{q}^i$.

C'est à partir de cette équation que nous allons pouvoir calculer les accélérations généralisées du système : \ddot{q} .

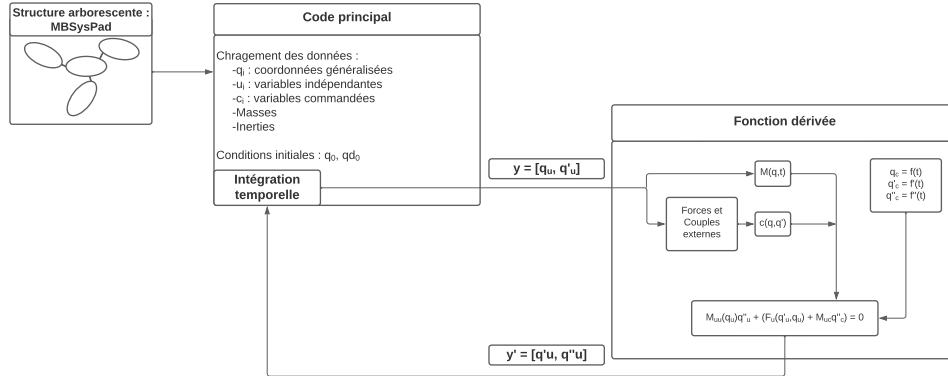


FIGURE 2.2 – Structure de l'algorithme et du code associé. Adapté de [SF03].

La structure de l'algorithme est illustrée à la figure 2.2. Premièrement, nous créons la structure du système au moyen d'un éditeur graphique : c'est là que la position initiale des différents corps est fixée, que les différentes articulations sont choisies ainsi que leur type (indépendante ou commandée¹) et que les différents paramètres physiques des corps sont attribués (masses, inerties, etc.). Ensuite, le calcul de la dynamique se fait au moyen d'une intégration temporelle : à chaque pas de temps, l'évolution du système multicorps est basée sur les accélérations déduites des équations du mouvement (2.1).

Variables commandées : Pour ce modèle, nous avons besoin de piloter certaines coordonnées généralisées : leur imposer une certaine position $q_c^i = f(t)$, une certaine vitesse $\dot{q}_c^i = f'(t)$ et une certaine accélération $\ddot{q}_c^i = f''(t)$. Ces articulations dont le mouvement est commandé vont permettre, par exemple, d'insérer le crayon à vitesse contrôlée.

En conséquence, le système doit être adapté. Premièrement les variables indépendantes q_u peuvent être séparées des variables commandées q_c :

1. *cf infra*

$$q = \begin{pmatrix} q_u \\ q_c \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Ce qui permet de diviser le système de la sorte ($\lambda^c =$ multiplicateur de Lagrange) :

$$\begin{pmatrix} M_{uu} & M_{uc} \\ M_{cu} & M_{cc} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ddot{q}_u \\ \ddot{q}_c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} F_u \\ F_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \lambda^c \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

La forme réduite des équations du mouvement peut donc se réécrire, avec $F = c - Q$:

$$M_{uu}(q_u)\ddot{q}_u + (F_u(\dot{q}_u, q_u) + M_{uc}\ddot{q}_c) = 0 \quad (2.4)$$

De cette manière, nous pouvons calculer les équations du mouvement, mais dans notre cas, nous avons aussi besoin de la valeur du multiplicateur de Lagrange λ^c , car il représente la force (ou le couple) nécessaire pour imposer le mouvement de ces variables commandées. Après avoir résolu les équations du mouvement, λ^c peut être calculé comme suit :

$$\lambda^c = M_{cu}\ddot{q}_u + M_{cc}\ddot{q}_c + F_c \quad (2.5)$$

Forces extérieures : Les forces et couples externes regroupent toutes les forces de contact s'appliquant sur un corps, à l'exception de la gravité et des forces articulaires Q . Pour chaque corps i , toutes les forces et les couples sont rassemblées dans un vecteur et évalués en considérant le centre de masse comme le point de référence. Ces forces vont avoir un impact sur le vecteur c : le vecteur dynamique non linéaire.

2.1.1 Analyse numérique

Cette section a pour but de décrire les différentes méthodes numériques nécessaires au bon fonctionnement du modèle : l'intégration temporelle, l'analyse d'équilibres et l'analyse modale.

Intégration temporelle : La dynamique du système multibody peut être calculée à partir de conditions initiales (q_0, \dot{q}_0) et de l'intégration des accélérations généralisées $\ddot{q}_u(t)$ (Figure 2.2). Celles-ci sont obtenues en résolvant le système linéaire (2.4). Cependant, puisque l'inversion de la matrice de masse $M(q_u)$ est un processus coûteux en ressources informatiques, des techniques d'algèbre linéaire, comme la factorisation de Cholesky, lui seront préférées.

Equilibre : Les équations du mouvement (2.4) peuvent être utilisées afin de calculer les positions d'équilibre statique du système. Etre en position d'équilibre est nécessaire afin de pouvoir réaliser l'analyse modale. Un équilibre statique est caractérisé par des vitesses et des accélérations nulles, ce qui réduit les équations du mouvement (2.4) à :

$$F(q_u) = 0 \quad (2.6)$$

Ce système non-linéaire est ensuite résolu de manière itérative grâce à la méthode de Newton-Raphson :

$$q_u^{k+1} = q_u^k - \left(\frac{\delta F}{\delta q_u} \right)^{-1} F|_{q_u=q_u^k} \quad (2.7)$$

Analyse modale : L'analyse modale permet de calculer les fréquences propres d'un système multicorps et plus généralement ses propriétés dynamiques. Cette analyse permet en particulier d'étudier le comportement vibratoire du système, ainsi que les modes propres stables et instables.

Afin de pouvoir effectuer l'analyse modale, le système d'équations (2.4) doit être linéarisé autour d'une position d'équilibre x^* :

$$M(q_u^*)\Delta\ddot{q}_u + G(q_u^*, \dot{q}_u^*)\Delta\dot{q}_u + K(q_u^*)\Delta q_u = 0 \quad (2.8)$$

Où $\Delta q_u = q_u - q_u^*$, M est la matrice de masse, G est la matrice tangente gyroscopique et d'amortissement, et K est la matrice tangente de raideur. Ces matrices sont trouvées grâce à la procédure de linéarisation. Cependant, ce système est un système de second ordre, que nous devons transformer en système du premier ordre : $\dot{x} = Ax$. En définissant x tel que $x = \begin{pmatrix} \Delta q_u \\ \Delta \dot{q}_u \end{pmatrix}$; $\dot{x} = \begin{pmatrix} \Delta \dot{q}_u \\ \Delta \ddot{q}_u \end{pmatrix}$, le système ci-dessus peut être réécrit comme suit :

$$\begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & M \end{pmatrix} \dot{x} + \begin{pmatrix} 0 & -I \\ K & G \end{pmatrix} x = 0 \quad (2.9)$$

Ce qui nous mène à un système de la forme $\dot{x} = Ax$, où :

$$A \triangleq - \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & M \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 0 & -I \\ K & G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & I \\ -M^{-1}K & -M^{-1}G \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

Les solutions de ce système sont de la forme $x_i(t) = v_i e^{\lambda t}$, où les λ représentent les valeurs propres du système étudié et où les v_i sont les vecteurs propres associés². Ces valeurs et vecteurs propres peuvent être trouvés en résolvant l'équation suivante :

$$\det(A - \lambda E) = 0$$

2. $(A - \lambda E)v = 0$

Grâce à ces valeurs propres, nous pouvons extraire différents modes propres, correspondant à des configurations stables, instables, à certaines fréquences propres, etc. Les différentes informations pouvant être extraites de ces valeurs propres se trouvent à l'annexe 6.2. Le calcul des modes propres permet de valider les résultats obtenus avec le modèle multicorps, en comparant les fréquences propres de celui-ci avec les fréquences propres réelles.

2.2 Hypothèses de modélisation

En guise de point de départ pour la modélisation du crayon au sein du tube guide, il est nécessaire d'émettre différentes hypothèses. Dans cette étude, nous allons considérer que le mouvement étudié est plan : le crayon peut donc se mouvoir dans le plan (x, z) (Figure 2.3).

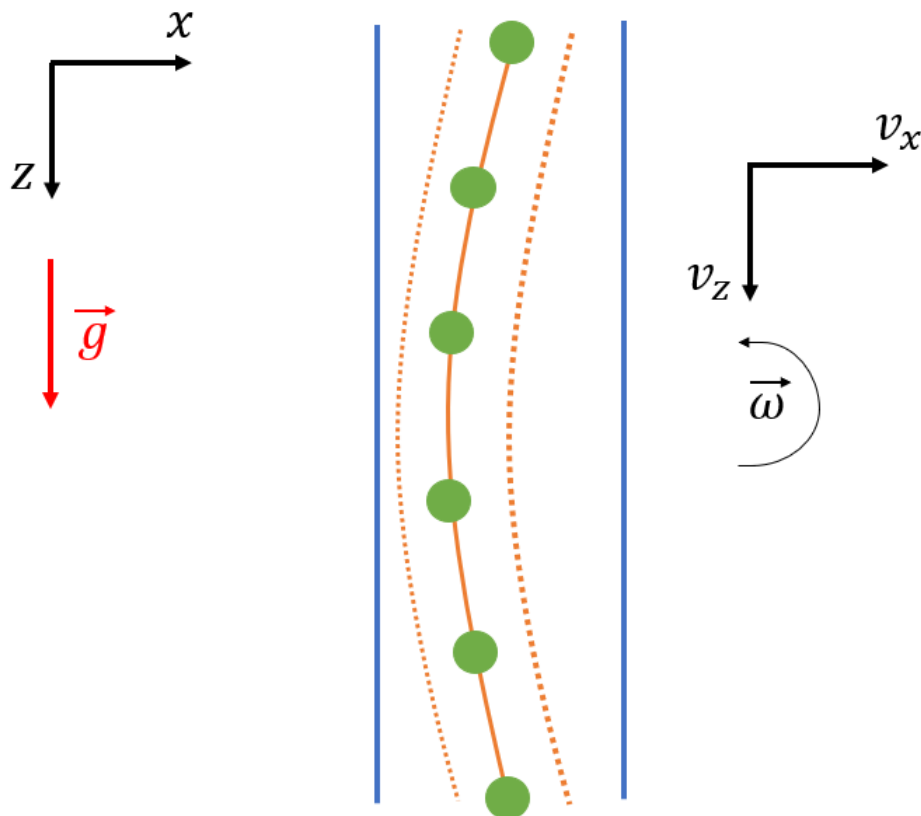
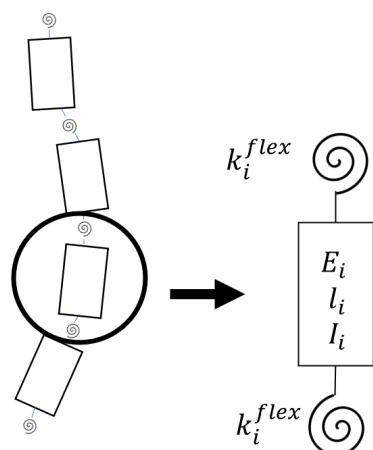


FIGURE 2.3 – Représentation du mouvement du crayon dans le plan (x, z)

Etant donné qu’une grappe de contrôle entière se compose d’un assemblage de 24 crayons de commande et que cet assemblage est symétrique, nous pouvons nous permettre d’étudier la dynamique d’un seul crayon. La principale contribution du ralentissement de la chute du crayon est due aux forces hydrauliques dans le cas réel. Cependant, nous avons choisi de simplifier l’implémentation du modèle de contact et de nous concentrer sur les interactions entre le crayon et le tube guide. Cela signifie que nous ne tiendrons compte que des frottements secs. Et enfin, le problème que nous souhaitons analyser a peu été abordé dans la littérature : nous avons donc opté pour une approche multicorps dans laquelle la flexibilité du crayon est modélisée par des segments discrets conformément à la méthode proposée par Huston [HW94], comme nous l’expliquons à la section 2.3. Au lieu de considérer le crayon comme un corps unique, nous émettrons l’hypothèse que celui-ci est composé de plusieurs segments rigides reliés entre eux par des ressorts-amortisseurs équivalents.

2.3 Flexibilité du crayon : modèle de Huston



Maintenant que nous avons vu comment créer un modèle multicorps générique dans la section 2.1, nous allons nous intéresser à la prise en compte de corps flexibles grâce à la méthode de Huston [HW94]. Cette dernière, au moyen d’approximations physiques et géométriques à propos des propriétés élastiques, permet de modéliser des effets de flexibilité de manière intuitive et directe dans une approche multicorps basée sur des corps rigides. Cependant, cette méthode nécessite d’augmenter le nombre de degrés de liberté et de corps du modèle, et donc d’augmenter inévitablement le temps de calcul numérique.

FIGURE 2.4 – Représentation multicorps d’un crayon contrôle composé de corps rigides reliés par des ressorts équivalents en flexion

Le nombre de variables du modèle augmente, car le crayon de contrôle est modélisé dans la méthode de Huston comme une suite de corps rigides, reliés entre eux par des flexibilités localisées : chaque segment du crayon est composé d’un corps rigide entouré de deux ressorts équivalents (Figure 2.4. La raideur de ces ressorts est basée sur les lois de l’élasticité linéaire et dépend de plusieurs facteurs : le type de déformation (élongation, torsion et, dans notre cas, flexion), la longueur du segment

l_i et des segments adjacents, son module d'élasticité E_i et son inertie de section I_i .

de manière générale, la longueur et la forme des segments seront ajustées en fonction de la forme réelle de l'élément flexible et de la plage de fréquences souhaitée. Le type de déformation sera dicté par les degrés de liberté inter-segments et le choix des ressorts équivalents associés à ces degrés de liberté (ex : traction, flexion, torsion, etc.). Dans notre cas, il s'agit d'une suite de segments en flexion de même longueur. Les constantes de raideur des ressorts équivalents est donc égale à : $k_i = \frac{E_i I_i}{l_i}$.

Afin de valider cette méthode, nous pouvons effectuer une analyse modale et comparer les fréquences propres du modèle multicorps avec les fréquences propres d'un crayon réel. Le nombre de segments est un paramètre qui sera étudié dans la section 3.2 de ce travail. L'inertie de section du crayon dépend de sa géométrie de section et sera quant à elle étudiée dans la section 3.3. Le module d'élasticité dépend du matériau utilisé : dans notre cas, les crayons de contrôle sont faits d'acier inoxydable, nous avons donc sélectionné un module de 203 [GPa].

	1er mode [Hz]	2e mode [Hz]	3e mode [Hz]
Mesures réelles	0.37	1.67	4.54
Modèle multicorps	0.4009	1.816	4.84
Différence [%]	8.4	8.7	6.6

Le tableau ci-dessus reprend les trois premières fréquences propres obtenues suite à l'analyse modale. Nous pouvons voir que l'erreur entre le modèle multicorps et la réalité est inférieure à 9%. Les paramètres E_i , l_i et I_i utilisés sont les paramètres optimaux, dont la sélection est décrite à la section 3 de cette étude.

2.4 Détection des points de contact entre le crayon de contrôle et le tube guide

Afin de pouvoir correctement modéliser les interactions entre le crayon et le tube guide, il est nécessaire de détecter les points de contact entre ces deux éléments. Pour éviter les discontinuités intrinsèques aux segments finis de Huston, cette détection se fait au moyen de splines : ce sont des fonctions définies par des morceaux de polynômes passant par des points d'interpolation judicieusement choisis. En effet, ces points vont définir la forme de la spline et donc à la fois la forme du crayon et du tube guide de manière continue, pour les dérivées première et seconde.

Dans le cas du crayon, ces points sont situés entre chaque corps rigide, là où les flexibilités locales du crayon sont situées. La spline ainsi créée va donc définir la fibre moyenne du crayon de commande. Cette spline centrale pourra ensuite être décalée de part et d'autre du crayon d'une distance égale au rayon de celui-ci. Le résultat est montré ci-dessous à la figure 2.5 : les bords du crayon sont maintenant délimités par deux frontières formées par les splines :

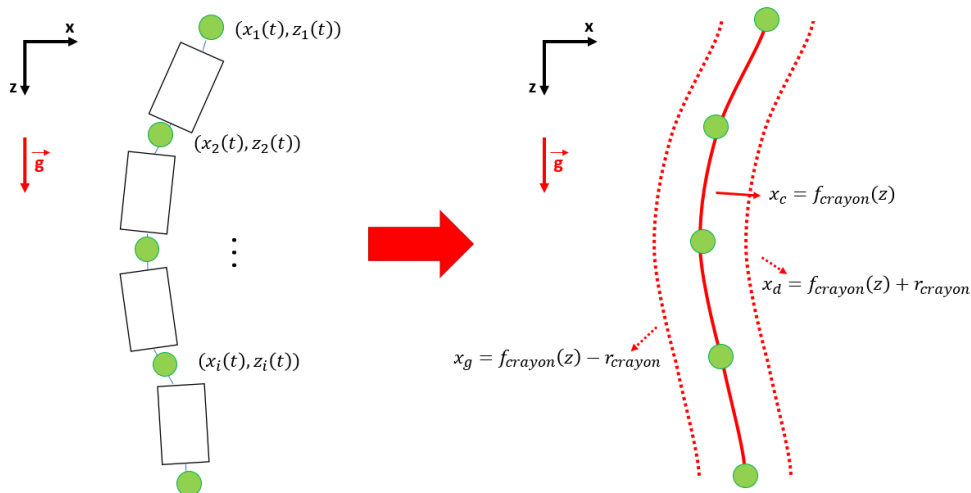


FIGURE 2.5 – Création de la spline du crayon : passage de l'environnement multicorps (gauche) à l'environnement analytique (droite)

Puisque le crayon est mobile, les positions des points d'interpolation, et donc la forme de la spline, sont susceptibles de changer à chaque pas de temps. Le tube guide est lui considéré comme rigide : les points utilisés pour créer sa fibre moyenne peuvent soit rester fixes, soit bouger dans un mouvement d'ensemble lors des simulations de séisme. Ces points sont issus de mesures faites sur des assemblages réels [Ren13]. Cette fibre centrale peut ensuite être décalée de part et d'autre du tube d'une distance égale au rayon de celui-ci, jusqu'à l'arrivée dans la zone du rétreint : le diamètre du tube passe de $11.45[mm]$ à $10.09[mm]$. Afin d'assurer la continuité du tube et de ses dérivées, ce changement de rayon se fait via une forme de cosinus.

Une fois que les splines sont créées, nous pouvons passer à la détection des points de contact. Cette détection se fait via un scan vertical, dont la précision peut varier, puisque les splines sont des suites de polynômes. Par exemple, chaque centimètre, nous allons comparer l'abscisse de la spline du crayon avec l'abscisse de la spline

du tube. A ces abscisses, nous ajoutons (ou retirons, s'il s'agit du côté droit ou du côté gauche) respectivement le rayon du crayon et le rayon du tube. Si l'abscisse de la spline du crayon est supérieure ou égale (ou inférieure ou égale) à celle du tube guide, cela signifie qu'il y a contact.

Ce scan s'effectue sur l'entièreté du crayon et permet de détecter tous les points où le crayon traverse le tube guide. Pour chaque point de contact, plusieurs informations sont stockées, soit la pénétration du crayon dans le tube et la position du point de contact sur le tube. Ensuite, les points consécutifs sont regroupés en surfaces de contact (Figure 2.6). Pour chaque surface de contact, un seul point est retenu, c'est-à-dire celui qui se situe au centre de la surface. La pénétration du crayon au travers du tube à cet endroit correspond à la pénétration moyenne de tous les points de contact de cette surface. Ce sont sur ces points moyens que seront placées les forces de contact et les forces de frottement entre le crayon et le tube.

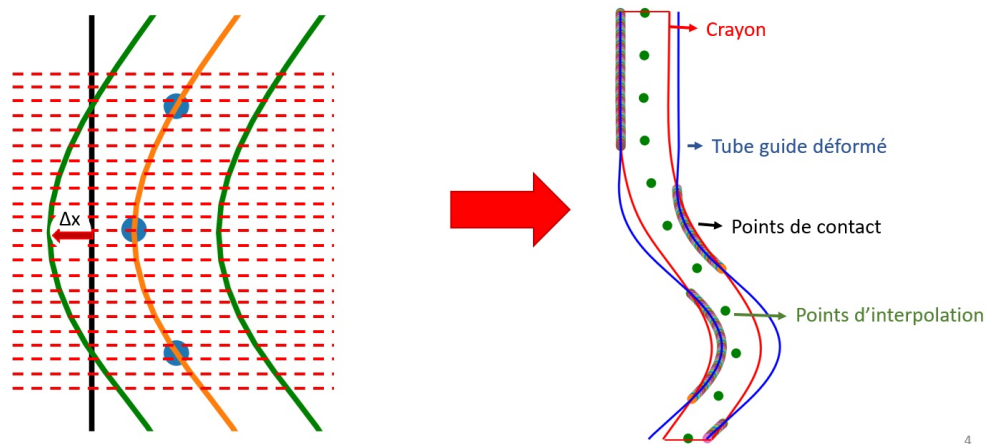


FIGURE 2.6 – Détection des points de contact : scan des intersections entre les splines du crayon et du tube guide

Afin de déterminer le sens des forces de frottement et l'amplitude de l'amortissement³, nous avons besoin de calculer respectivement les vitesses verticales (selon l'axe z) et horizontales (selon l'axe x) en chaque point du crayon. Pour ce faire, nous enregistrons la vitesse des différents points d'interpolation par lesquels passent deux splines linéaires : une spline pour la vitesse selon l'axe x : $v_x = f_{V_horizontale}(z)$ et une pour la vitesse selon l'axe z : $v_z = f_{V_verticale}(z)$. Ces fonctions nous permettent donc de calculer les vitesses verticale et horizontale de n'importe quel point le long du crayon.

3. Section 2.5

L'assemblage entier du tube guide a été modélisé comme suit (Figure 6.2 en annexe) :

1. Une section droite de $4[m]$ de long et de $11.45[mm]$ de diamètre dans laquelle repose initialement le crayon ;
2. Une section déformée de $4[m]$ de long, dont le diamètre passe de $11.45[mm]$ à $10.09[mm]$;
3. Une section droite de $4[m]$ de diamètre $10.09[mm]$, placée par précaution, dans laquelle le crayon n'est pas censé rentrer ;
4. Un amortisseur final, situé au bout du crayon déformé, ajouté pour arrêter le crayon lorsqu'il atteint le sol.

La section suivante décrit le fonctionnement du modèle de contact utilisé ainsi que les modèles existants dans la littérature.

2.5 Modèle de contact

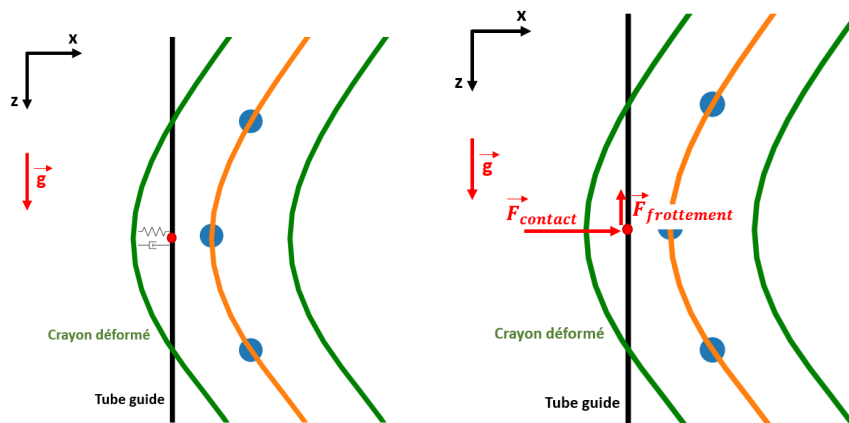


FIGURE 2.7 – Modèle de contact : positionnement de la force de répulsion du tube et de la force de frottement entre le crayon et le tube, modélisée comme un ressort amortisseur

Dans la littérature, il a été montré que la formulation des équations relatives aux lois de contact est un élément crucial dans la modélisation de systèmes mécaniques multicorps. Il existe deux grandes familles de modèles de contact. D'une part, nous avons les modèles non-conformes, où deux corps entre eux ne peuvent pas effectuer d'interpénétration. Ceci a été fortement utilisé dans le domaine de systèmes d'automates bipèdes pour l'analyse de la marche dynamique passive [McG90]. De l'autre, nous avons les modèles régularisés - aussi appelés "à contrainte unilatérale"

- qui quant à eux permettent des interpénétrations entre différents corps, dont fait partie le modèle qui sera analysé tout au long de ce travail.

Plusieurs modèles de force de contact régularisés ont été analysés dans le contexte de la dynamique multicorps. Les modèles conformes sont régis par de multiples contacts qui évoluent au cours du temps, et sont donc particulièrement intéressants dans ce cadre.

Afin de développer différents modèles de contact élastique, la théorie des corps élastiques en contact de Hertz a permis d'obtenir l'équation suivante, qui relie la rigidité de contact à la déformation,

$$F_N = k\delta$$

dans laquelle la rigidité de contact k est donnée par,

$$k = \frac{\pi El}{4(1 - \nu^2)}$$

où E représente le module de Young, ν représente le rapport de Poisson et la longueur L l'épaisseur de l'engrenage en question. Cependant, la loi de Hertz est limitée par rapport à l'évaluation du paramètre de rigidité de contact. C'est le cas lorsque la zone de contact entre deux corps est une ligne ou une surface plutôt qu'un point à cause du terme quadratique qui apparaît dans cette équation. Une relation mathématique a été proposée [BH98] pour les cas où l'on se retrouve face à une zone de contact rectangulaire entre plusieurs cylindres possédant des axes parallèles. Cette expression relie la force normale à la déformation et dépend de la longueur de contact. Après des recherches théoriques effectuées de manière empirique, la relation suivante a pu être obtenue :

$$F_N = K\delta^{1.08}$$

Il est important de noter que cette relation n'est pas basée sur la théorie de Hertz et que le paramètre de rigidité de contact est indépendant du rayon de contact [FL16].

Nous avons déjà présenté plusieurs modèles, mais comme nous l'avons mentionné précédemment, nous utiliserons le modèle à contrainte unilatérale : le tube guide se comporte comme un ressort-amortisseur (Figure 2.7). Au sein de notre modèle, les forces sur lesquelles nous portons notre attention sont les suivantes :

$$F_{contact} = -K_{tube} \cdot \Delta x - D \cdot \Delta \dot{x} \quad (2.11)$$

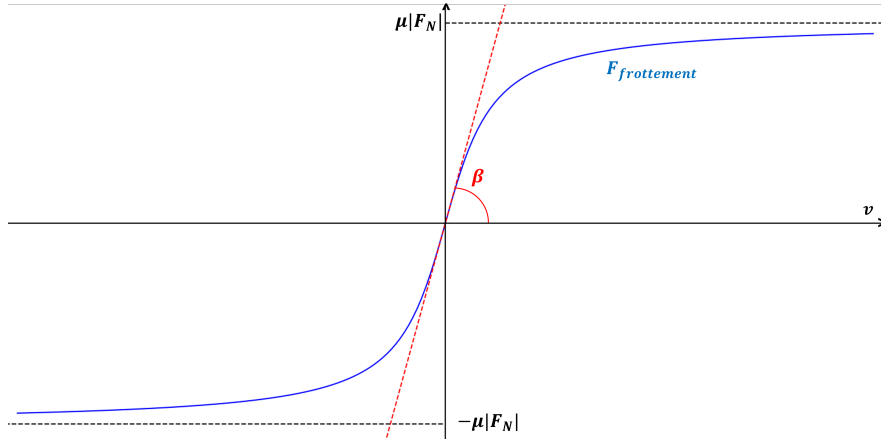


FIGURE 2.8 – Modèle de frottement : évolution de la force tangentielle (en bleu) en fonction de la vitesse de chute du crayon.

$$F_{frottement} = -\mu|F_{contact}| \cdot \frac{2}{\pi} \arctan(\beta v) \quad (2.12)$$

Les différentes variables de ces équations sont :

- Le coefficient de raideur du tube : $K_{tube}[N/m]$
- La longueur de pénétration du crayon au travers du tube : $\Delta x[m]$
- Le coefficient d'amortissement : $D [Ns/m]$
- La vitesse relative de pénétration dans le tube : $\Delta \dot{x}[m/s]$
- Le coefficient de frottement : $\mu [.]$
- La vitesse de chute du crayon, selon l'axe z : $v[m/s]$
- Le terme $\frac{2}{\pi} \arctan(\beta v)$ (Figure 2.8). Celui-ci permet de déterminer le sens des forces de frottement, qui s'opposent au mouvement vertical du crayon, tout en garantissant la continuité de la force lorsque la vitesse de chute du crayon est nulle. Plus β est élevé, plus la pente autour de zéro de la fonction arctan sera élevée (en rouge sur la figure 2.8), conduisant à des contraintes différentielles raides, pour lesquelles le choix de l'algorithme sera crucial.

La valeur de ces paramètres sera déterminée dans la section suivante de cette étude.

Chapitre 3

Ajustement du modèle

Afin de pouvoir déterminer la valeur des différents paramètres et de pouvoir comparer nos données à des données réelles, nous nous basons sur des essais d'insertion de grappes de contrôle à vitesse contrôlée [Ren13].

Lors de ces essais, les assemblages de combustibles sont pré-déformés selon deux géométries définies : une géométrie en forme de C avec une flèche de 20[mm] et une géométrie en forme de S avec des flèches de 7.5[mm] et 5[mm]. Pour rappel, les profils des tubes déformés se trouvent à la figure 1.2.

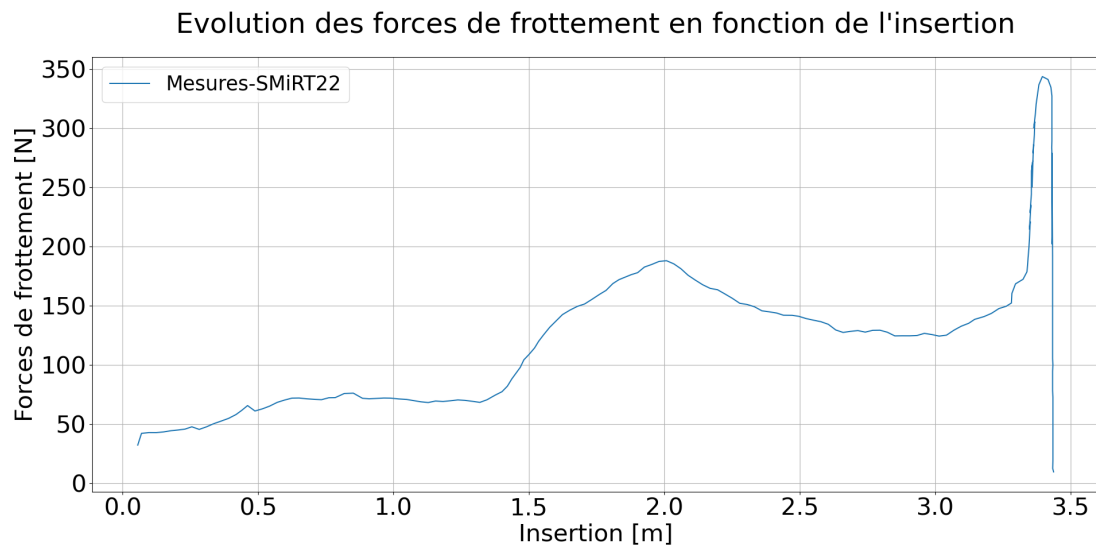


FIGURE 3.1 – Évolution des forces de frottement d'une grappe entière (24 crayons) dans un assemblage déformé en C. Adapté de [Ren13]

Afin de ne mesurer que les frottements secs, les grappes sont insérées avec une vitesse très lente¹, de manière quasi-statique. De plus, les grappes de contrôle sont périodiquement bougées vers le haut puis vers le bas, afin de pouvoir supprimer toute composante de forces hydrauliques. Pour améliorer la précision des mesures, cette procédure est répétée cinq fois. Les résultats obtenus pour un tube déformé en C sont démontrés à la figure 3.1. Les résultats obtenus pour un tube déformé en S se trouvent en annexe (Figure 6.3).

Dans le cas du modèle multicorps, un crayon de contrôle est inséré à une vitesse constante de $0.1[m/s]$. Afin de mesurer les forces de frottement, nous mesurons la force nécessaire pour retenir le crayon, via le multiplicateur de Lagrange associé², à laquelle nous retirons la force due à la gravité (Figure 3.2).

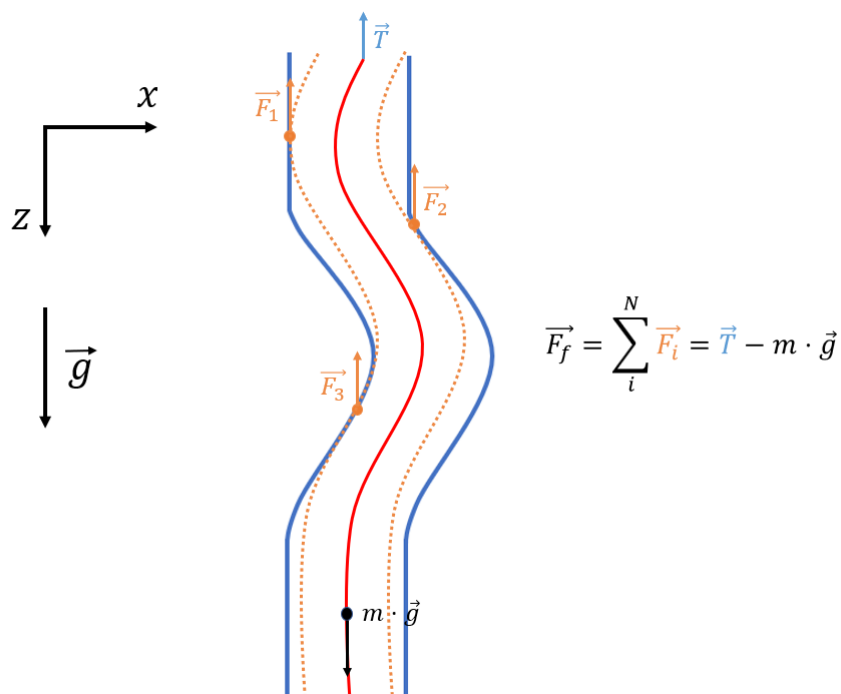


FIGURE 3.2 – Représentation des forces de frottement agissant entre le tube et le crayon

1. La vitesse d'insertion n'est pas spécifiée dans [Ren13]
 2. Voir section 2.1

3.1 Simulation de référence

Une simulation de référence a été déterminée afin de pouvoir comparer entre elles les différentes simulations et découvrir comment chacun des paramètres agit sur le comportement des forces de frottement. Cette simulation de référence apparaîtra toujours en **noir** sur nos différents graphes. Tout au long de cette section, nous explorerons l'influence des différents facteurs dans le but d'expliquer et de justifier nos choix pour notre modèle.

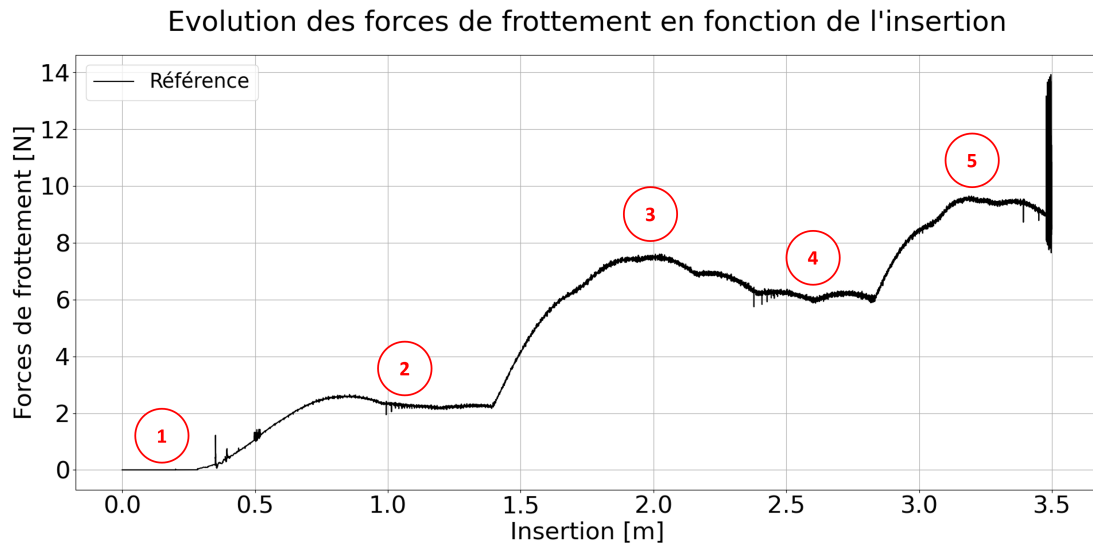


FIGURE 3.3 – Simulation de référence

Pour plus de clarté, nous utiliserons différentes couleurs pour différents types de variations. Si la valeur du paramètre étudié a pour effet d'augmenter les forces de frottement entre le crayon de commande et le tube, ou si la valeur du paramètre étudié augmente, la courbe sera représentée en **orange**. Si elle diminue les forces, ou si la valeur du paramètre étudié diminue, elle sera affichée en **bleu**. Comme mentionné précédemment, la simulation de référence sera en **noir**.

Nous pouvons constater sur la figure 3.3 la présence d'une instabilité, autrement dit d'un pic de force, lorsque le crayon atteint le fond du tube-guide, à 3.5[m] d'insertion. Ce genre d'instabilité est apparu après l'implémentation du rétreint. Nous n'avons pas pu identifier la cause précise de cette instabilité, bien que nous ayons essayé différentes méthodes d'implémentation du rétreint³.

3. Rétrécissement linéaire, rétrécissement en cosinus, modification des points d'interpolation des splines du tube guide, etc.

Lorsque nous observons le profil de l'évolution des forces de frottement, nous pouvons repérer différentes étapes, correspondant à différentes positions du crayon au sein du tube. Ces différentes étapes sont reprises aux figures 3.3 et 3.4.

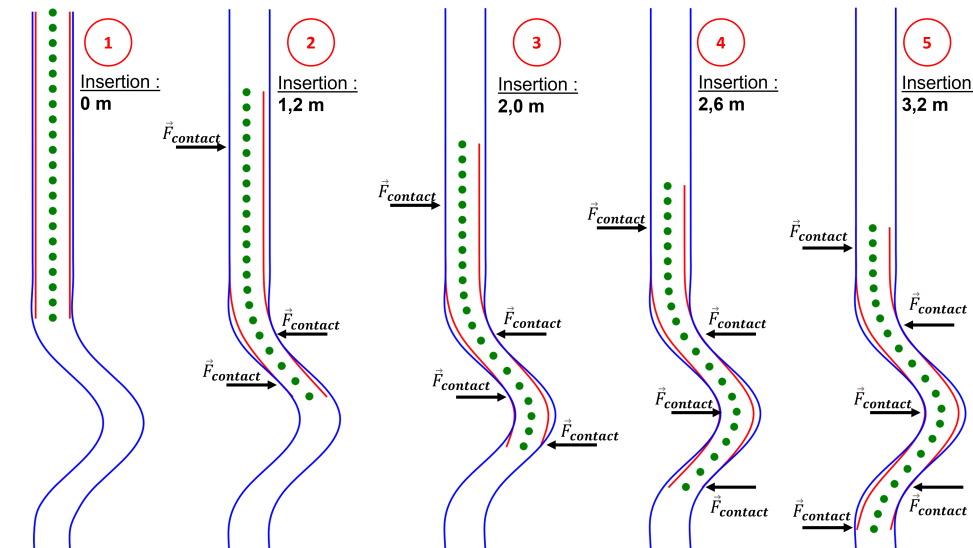


FIGURE 3.4 – Positions clés du crayon lors de son insertion dans un tube guide déformé en C.

Sur la figure 3.4, le premier plateau (étape **1**) correspond au début de l'insertion, lorsque le crayon est parfaitement centré au sein du tube. Dans la réalité, les forces agissant sur le crayon ne sont pas nulles. Premièrement, le crayon ne rentre pas parfaitement centré dans le tube : la descente du crayon est perturbée par le flux de liquide dans l'assemblage. De plus, des frottements statiques sont présents dans la partie supérieure de l'assemblage servant à guider les crayons dans les tubes. Le second plateau (étape **2**) correspond au moment où le crayon entre dans la portion déformée du tube. Le pic de force central (étape **3**) émerge lorsque le centre de la déformation est atteint : un quatrième point de contact apparaît ce qui contraint le crayon à se plier pour rentrer dans la section suivante du tube. Une fois que le crayon est engagé dans la seconde moitié de la déformation (étape **4**), les forces de frottement diminuent, jusqu'à l'arrivée du crayon dans le rétreint, à l'étape **5**.

3.2 Paramètres numériques

3.2.1 Intégrateur

En ce qui concerne les paramètres pouvant influencer notre modèle, nous nous sommes premièrement intéressés aux paramètres numériques, en commençant par

l'influence de notre intégrateur. Pour être plus précis, notre intention était de déterminer lequel donnerait les résultats les plus fiables. Dans cette optique, nous avons donc d'abord observé le comportement des forces de frottement lorsque nous utilisons *Runge-Kutta d'ordre 4*.

Cet intégrateur fonctionne à pas de temps fixe, ce qui signifie qu'il se comportera de la même manière face à différents taux de variation de la fonction à intégrer. En observant le graphe de notre modèle (Figure 6.4 en annexe), nous avons pu constater qu'en plus de fortes instabilités numériques, les forces de frottement étaient fortement négatives, ce qui suggère que ces forces s'exercent dans le sens de la chute ce qui n'est pas représentatif de la réalité.

Ensuite, nous avons analysé comment se comportaient les intégrateurs *Dopri5* et *Rosenbrock*. *Dopri5* est un intégrateur faisant partie de la même famille que *Runge-Kutta*, avec la particularité de fonctionner à pas de temps adaptatif. Autrement dit, quand l'erreur obtenue via cette méthode est trop élevée, le pas de temps est recalculé pour la diminuer à l'itération suivante. *Rosenbrock*, de son côté, est une méthode d'intégration faisant partie de la famille des méthodes de *Runge-Kutta implicites*. Cette méthode est notamment utile dans le cas de résolution de problèmes raides, pour la gestion de l'instabilité numérique qu'elle peut apporter [Ros63].

La différence moyenne entre les résultats obtenus par les deux intégrateurs est de 0.02 [N] (Figure 6.5, en annexe). Finalement, nous avons choisi de prendre *Dopri5* comme intégrateur de référence, car il permet d'avoir un temps d'exécution moindre que celui donné par *Rosenbrock* (1.13 fois plus vite pour *Dopri5*).

3.2.2 Nombre de segments

Avant d'étudier les paramètres physiques du modèle, il est crucial de fixer le nombre de segments requis pour modéliser le crayon. Un nombre trop bas de segments aurait un impact négatif sur la modélisation du crayon, autant au niveau des forces de frottement qu'au niveau vibratoire.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.5, dix segments ne sont pas suffisants pour modéliser correctement le passage d'un crayon de contrôle dans un tube déformé en C. Néanmoins, augmenter le nombre de segments jusqu'à 30 n'améliore pas significativement le comportement du modèle. Cependant, la complexité de la méthode de Newton-Euler est d'ordre $O(n^3)$, n étant le nombre d'articulations du modèle. Alors qu'une simulation comprenant 20 segments nécessite $\sim 2h$ de

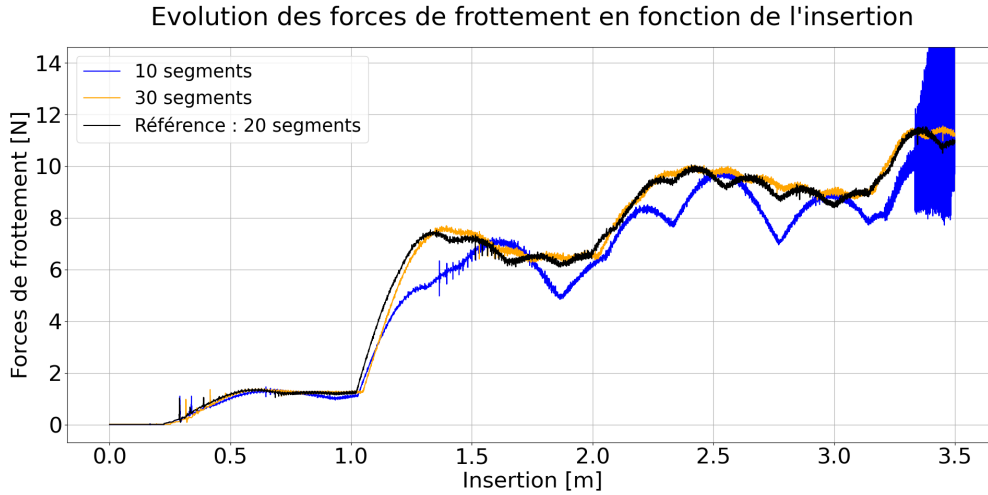


FIGURE 3.5 – Étude de l’influence du nombre de segments rigides composant le crayon sur l’évolution des forces de frottement pour un tube déformé en S.

calcul, une simulation comprenant 30 segments demande $\sim 6h30$. Dorénavant, afin de diminuer le temps de simulation, nous utiliserons 20 segments pour modéliser le crayon.

3.3 Analyse paramétrique

Dans cette section, nous nous intéresserons aux paramètres physiques du modèle, en particulier les paramètres du modèle de contact. L’objectif est de déterminer leur impact sur l’évolution des forces de frottement au sein du modèle.

3.3.1 Coefficient de raideur du tube

$$F_{contact} = -K_{tube} \cdot \Delta x - D \cdot \Delta \dot{x}$$

Le premier paramètre étudié est le coefficient de raideur du tube, appelé K_{tube} , qui détermine la dureté du tube. Plus ce coefficient est élevé, plus le crayon sera contraint à l’intérieur du tube et moins l’interpénétration maximale des deux éléments sera grande.

En réalité, la valeur de K_{tube} est très élevée et peut atteindre un ordre de grandeur de 10^9 [FL16]. Cependant, lorsque K_{tube} augmente, des instabilités numériques apparaissent malgré l’utilisation d’un intégrateur à pas de temps adaptatif (Figure

3.6). Néanmoins, l'amplitude des forces de frottement converge : lorsque K_{tube} passe de $10^4[N/m]$ à $4 \cdot 10^4[N/m]$ - ce qui représente une augmentation de 400% - l'amplitude des forces de frottement croît de 29%. Toutefois, lorsque K_{tube} augmente de $4 \cdot 10^4[N/m]$ à $10^5[N/m]$ (250%), l'amplitude du frottement augmente de 9%. Cela signifie que nous pouvons utiliser un K_{tube} 5 ordres de grandeur inférieur au K_{tube} réel tout en ayant une erreur minime sur l'amplitude des forces de frottement.

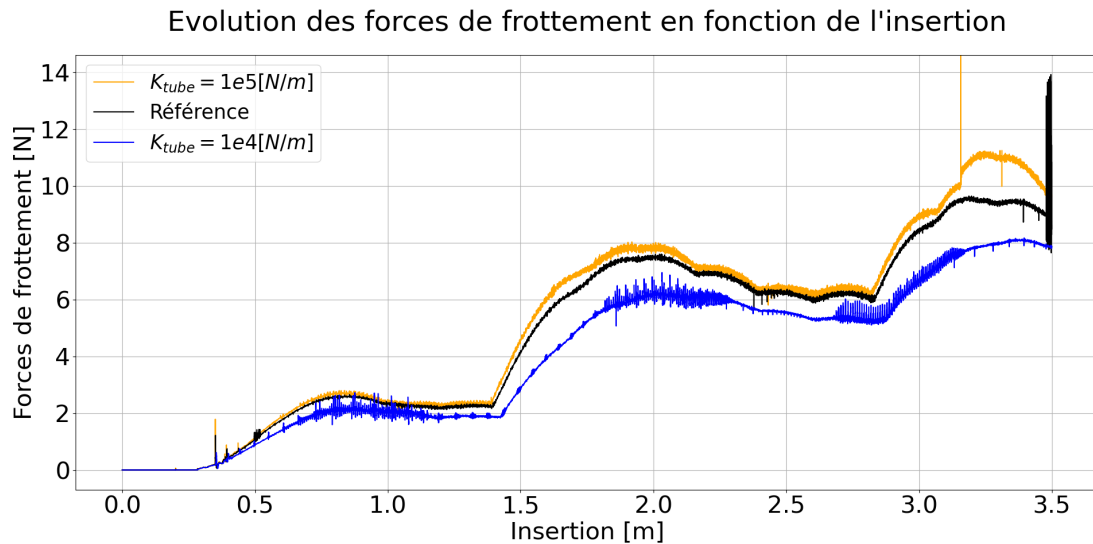


FIGURE 3.6 – Étude de l'influence du coefficient de raideur du tube

La valeur finale de K_{tube} a été sélectionnée en fonction du temps de simulation requis. Plus K_{tube} est élevé, plus le temps de simulation augmente : K_{tube} vaut donc $4 \cdot 10^4[N/m]$, ce qui correspond à $\sim 2h$ par simulation⁴.

3.3.2 Coefficient d'amortissement

$$F_{contact} = -K_{tube} \cdot \Delta x - D \cdot \Delta \dot{x}$$

Afin de déterminer la valeur du coefficient d'amortissement, nous nous basons sur la formule d'amortissement classique pour un système masse-ressort-amortisseur : $D = 2\xi\sqrt{m \cdot K_{tube}}$. C'est via le paramètre ξ , soit le taux d'amortissement, que la valeur de D est fixée.

4. Simulation quasi-statique où le crayon est entièrement inséré dans le tube à une vitesse constante de $0.1[m/s]$, comme décrit dans la section 3.

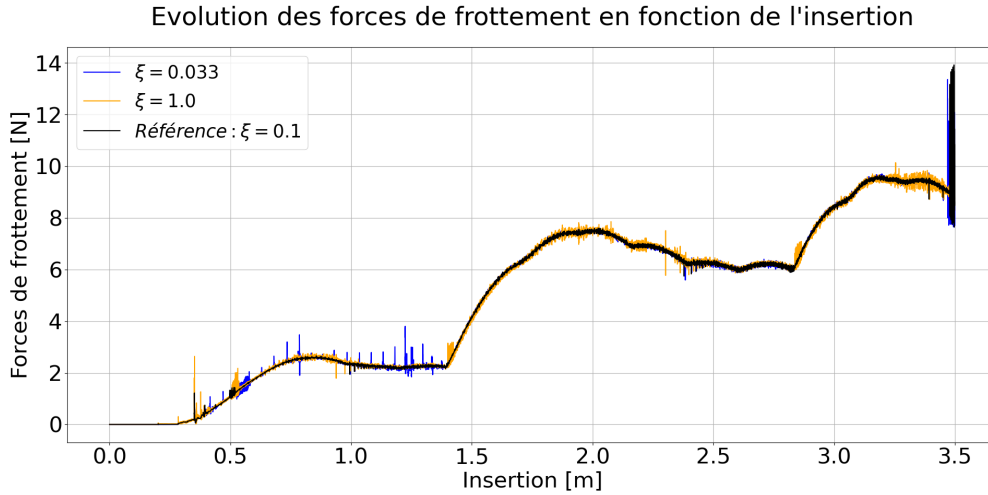


FIGURE 3.7 – Étude de l'influence du coefficient d'amortissement sur l'évolution des forces de frottement

Comme nous pouvons le constater sur la figure 3.7, lorsque ξ diminue sous un certain seuil ($\xi < 0.033$), le système n'est plus suffisamment amorti et des vibrations apparaissent. De la même manière, lorsque l'amortissement est trop grand ($\xi > 1.0$), des instabilités numériques apparaissent.

Initialement, ξ a été fixé à partir de l'amortissement minimum nécessaire multiplié par un facteur de sécurité. Mais, pour des raisons pratiques, la valeur sélectionnée pour ξ est 0.1, ce qui correspond à un intermédiaire situé entre les minima et maxima de ξ . En effet, la modification des paramètres influençant la dynamique du crayon demande de modifier l'amortissement du système (par exemple, nous pouvons constater sur la figure 3.6 l'apparition de vibrations lorsque K_{tube} vaut $10^4[N/m]$). Cette valeur de ξ nous permet donc d'effectuer les analyses nécessaires pour déterminer la valeur des autres paramètres du modèle sans devoir constamment adapter ξ . Pour s'assurer de la validité de l'amortissement, nous avons également testé plusieurs valeurs de ξ lors d'essais dynamiques, en chute libre, sans que celles-ci n'aient d'influence sur le temps de chute.

3.3.3 Coefficient de frottement

$$F_{frottement} = -\mu|F_{contact}| \cdot \frac{2}{\pi} \arctan(\beta v)$$

Sur base des tests menés au sein de l'IRSN, nous savons que le coefficient de frottement réel entre le tube guide et le crayon est situé entre 0.6 et 0.4. La figure

3.8 démontre différentes valeurs testées.

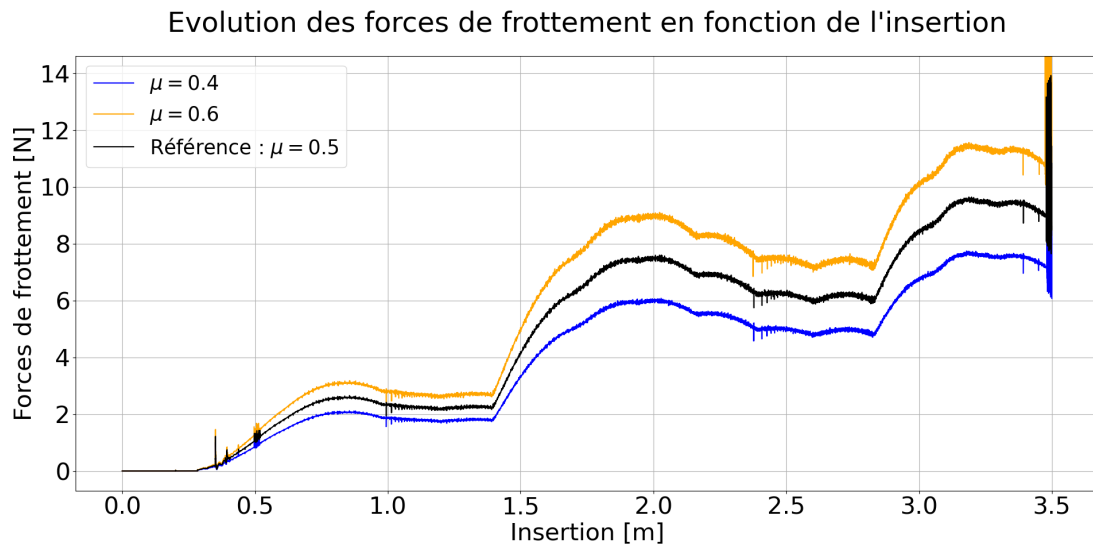


FIGURE 3.8 – Étude de l'influence du coefficient de frottement sur l'évolution des forces de frottement

Modifier le coefficient de frottement revient à multiplier l'amplitude des forces de frottement et ne génère pas de phénomène physique supplémentaire (par exemple, des phénomènes de coincement lorsque le coefficient de frottement était élevé). La valeur sélectionnée pour μ est 0.5.

3.3.4 Inertie de section du crayon

Le paramètre étudié suivant est l'inertie de section du crayon. Cette inertie a un impact direct sur la rigidité du crayon : $k_{Huston} = \frac{EI}{l_i}$. Puisque le module de Young E est fixé tout comme l_i qui est la longueur d'un segment, le dernier paramètre à fixer est l'inertie de section I . En effet, comme discuté plus haut, le crayon de commande n'est pas un corps totalement creux ou plein. Il est en réalité rempli de pastilles qui ont une influence sur son inertie de section. Dès lors, nous avons effectué des tests en considérant plusieurs cas.

Les valeurs pour l'inertie de section simulées sont les suivantes :

$$\text{— } I_{haut} = \pi \cdot \frac{\left(D^4 - \left(\frac{d}{2}\right)^4\right)}{64} [m^4] = 4.1924 \cdot 10^{-10} [m^4] \rightarrow k_{Huston} = 381.55 [N]$$

$$— I_{réf} = \pi \cdot \frac{(D^4 - d^4)}{64} [m^4] = 2.562 \cdot 10^{-10} [m^4] \rightarrow k_{Huston} = 233.17 [N]$$

$$— I_{bas} = \pi \cdot \frac{(D^4 - (\frac{D+d}{2})^4)}{64} [m^4] = 1.4953 \cdot 10^{-10} [m^4] \rightarrow k_{Huston} = 136.09 [N]$$

Là où I_{haut} (diamètre interne = 3.856 [mm] en **orange** sur la figure 3.9) correspond à une inertie de section se situant entre notre inertie de référence et l'inertie d'un crayon totalement plein, $I_{réf}$ (diamètre interne = 7.715 [mm] en **noir** sur la figure 3.9) est notre inertie de référence et I_{bas} (diamètre interne = 8.695 [mm] en **bleu** sur la figure 3.9) correspond à une inertie de section entre notre inertie de référence et l'inertie d'un crayon de commande creux.

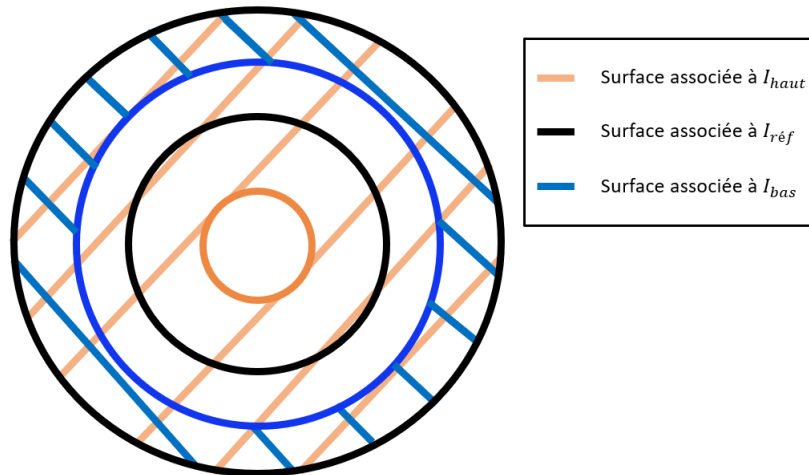


FIGURE 3.9 – Schéma du crayon de commande selon les différents rayons simulés.

Voici sur le graphe suivant les résultats obtenus pour ces différentes simulations,

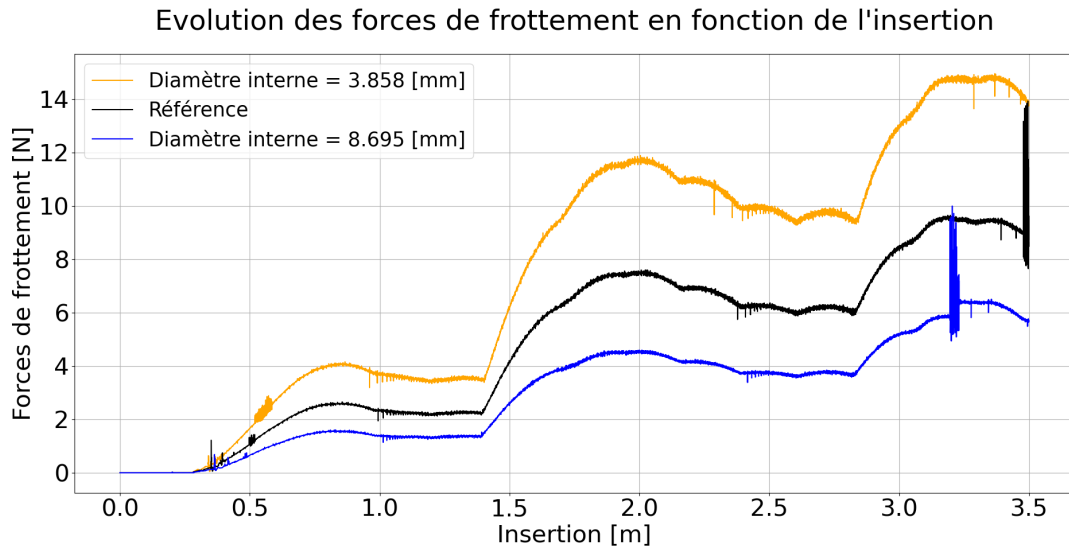


FIGURE 3.10 – Étude de l'influence de l'inertie de section sur l'évolution des forces de frottement.

Comme nous le constatons sur la figure 3.10, lorsque nous augmentons l'inertie de section du crayon de commande, celui-ci devient beaucoup plus raide. C'est la raison pour laquelle les forces de frottement dues au contact entre le tube et le crayon sont plus grandes que dans notre cas de référence. A l'inverse, lorsque le diamètre interne du crayon est plus grand, son inertie est plus faible ce qui signifie que le crayon est plus mou et donc que les forces de frottement associées à la chute sont plus faibles que dans les deux autres simulations.

3.3.5 Jeu entre le tube et le crayon

D'après les informations fournies par l'IRSN, le crayon de commande a tendance à gonfler au fil du temps. Afin de représenter l'impact d'une telle déformation, nous voulons évaluer l'influence d'une variation du jeu entre le crayon et le tube pour déterminer son effet sur les forces de frottement. Le crayon possède un diamètre initial de $9.675[mm]$ tandis que le tube guide a un diamètre interne de $11.45[mm]$ dans sa partie courante. Le jeu présent entre les deux éléments est donc de $0.89[mm]$ autour du crayon lorsque celui-ci est inséré parfaitement au centre du tube et de $0.2[mm]$ lorsqu'il finit sa course dans le rétreint.

Nous voulons démontrer l'influence sur les forces de frottement lorsque nous augmentons le rayon du crayon de $0.05[mm]$ et de $0.1[mm]$. Cet accroissement du rayon correspond à une diminution du jeu entre le crayon et le tube guide de 25% et de 50% lorsqu'il se trouve dans le rétreint. Le graphe suivant⁵ montre comment les frottements évoluent pour ces deux choix de jeu. Bien que ces variations semblent

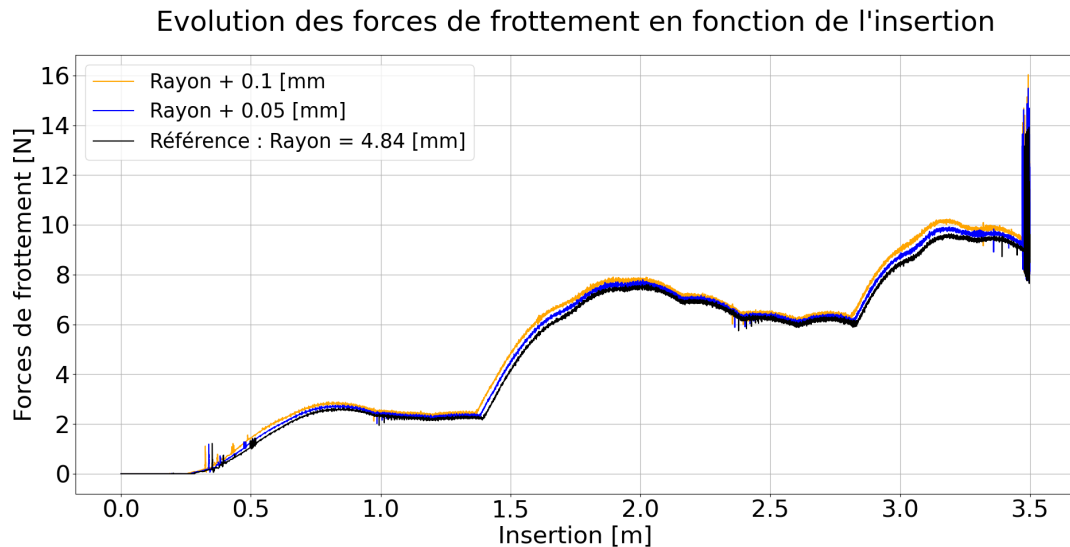


FIGURE 3.11 – Étude de l'influence du jeu entre le tube et le crayon sur l'évolution des forces de frottement.

logiques dans la partie courante du tube où le jeu ne diminue que de 5.6% et 11.2%, le fait d'augmenter le rayon du crayon n'augmente que de très peu les forces de frottement entre les deux éléments, même dans le rétreint.

De plus, il est important de noter que lorsque nous augmentons le rayon du crayon, l'inertie de section est également supposée varier étant donné qu'elle dépend directement des diamètres externes et internes du crayon. Cependant, le but de cette section est d'étudier le jeu entre le tube et le crayon.

3.3.6 Forme du tube déformé

Le but de cette section est de modifier la géométrie du tube déformé et d'étudier l'influence de cette modification sur les forces de frottement, en particulier sur un tube déformé en C. L'origine de cette analyse est due à la *sérendipité*⁶ : après avoir

5. Afin de pouvoir observer les courbes en entier, l'échelle du graphe a été adaptée par rapport à la simulation de référence.

6. Larousse en ligne : capacité, art de faire une découverte, scientifique notamment, par hasard

commis une erreur lors de la création du tube déformé un S nous avons décidé d'étudier ce paramètre. La figure 3.12 montre les résultats obtenus : en **orange** le premier arc du S est décalé de $1[mm]$ vers la gauche et en **bleu** l'arc est décalé de $1[mm]$ vers la droite, les déformations étudiées sont démontrées à la figure 6.6, en annexe.

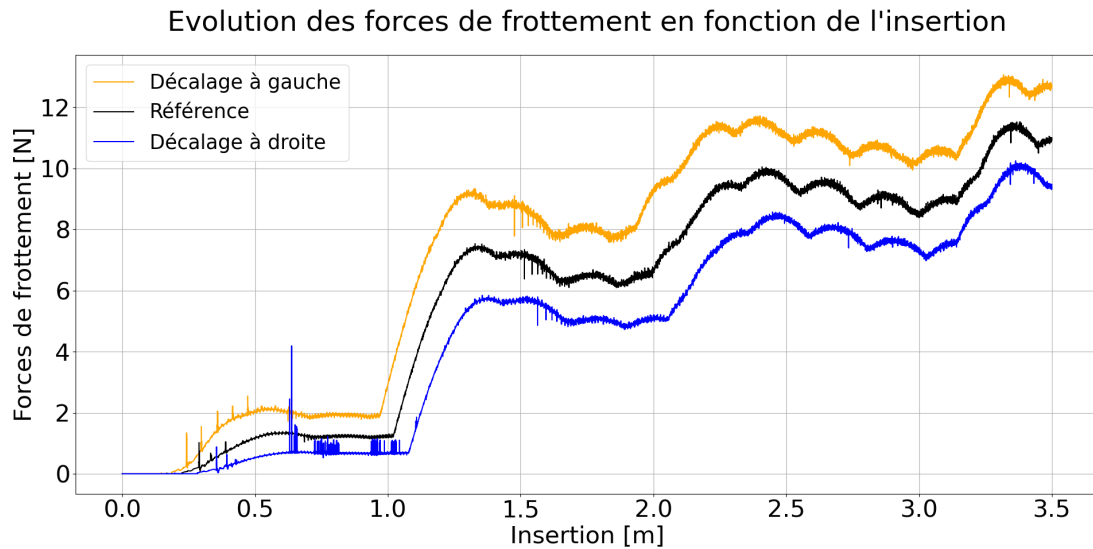


FIGURE 3.12 – Étude de l'influence de la forme en S pour le tube guide sur les forces de frottement

3.3.7 Paramètres finaux

Les paramètres finaux du modèle, soit ceux de la simulation de référence, sont repris ci-dessous :

- Intégrateur : *Dopri5*
- Nombre de segments : 20
- Coefficient de raideur du tube : $K_{tube} = 4 \cdot 10^4 [\frac{N}{m}]$
- Taux d'amortissement : $\xi = 0.1 \rightarrow D = 67.6 [\frac{Ns}{m}]$
- Coefficient de frottement : $\mu = 0.5$
- Inertie de section du crayon : $I = 2.56 \cdot 10^{-10} [m^4] \rightarrow k_{Huston} = 233.2 [N]^7$
- Le jeu entre le crayon et le tube tout comme la forme du tube déformé en S n'ont pas été modifiés.

Avec ces paramètres, nous pouvons comparer les données obtenues via le modèle multicorps avec les mesures effectuées dans [Ren13]. Ces mesures ont été faites

7. Le crayon est creux et a un diamètre interne égal à $7.715 [mm]$.

sur l'ensemble de la grappe de contrôle contenant 24 crayons : l'amplitude des forces de frottement obtenue avec le modèle multicorps a donc été multipliée par 24. De plus, nous observons à la figure 3.13 que les forces de frottement obtenues expérimentalement commencent à $40[N]$, ce qui n'est pas le cas pour le modèle multicorps : le crayon est initialement parfaitement centré dans le tube. Ces forces sont notamment dues au frottement dans la structure située en amont du tube, servant à guider le crayon jusqu'au tube. Ces frottements ont été modélisés comme une force de $40[N]$ décroissant linéairement lors de l'insertion, ajoutée en post-traitement. La courbe résultante est représentée en **vert** sur la figure 3.13.

Les principales différences entre le modèle multicorps et les mesures pour une déformation en C se trouvent aux étapes **1**, **4** et **5**⁸. A partir de l'étape **4**, lorsque les forces de frottement diminuent, le modèle multicorps surestime le frottement. La même remarque peut être faite pour une déformation en S une fois les $1.5[m]$ d'insertion atteints. Le pic des forces lorsque le bas du crayon quitte la déformation et entre dans le rétreint - ce qui correspond à l'étape **5** - apparaît $1[m]$ plus tôt que dans les mesures et a une amplitude plus faible de $100[N]$.

8. Pour rappel, la position du crayon dans le tube déformé en C à différentes étapes de l'insertion se trouve à la figure 3.4.

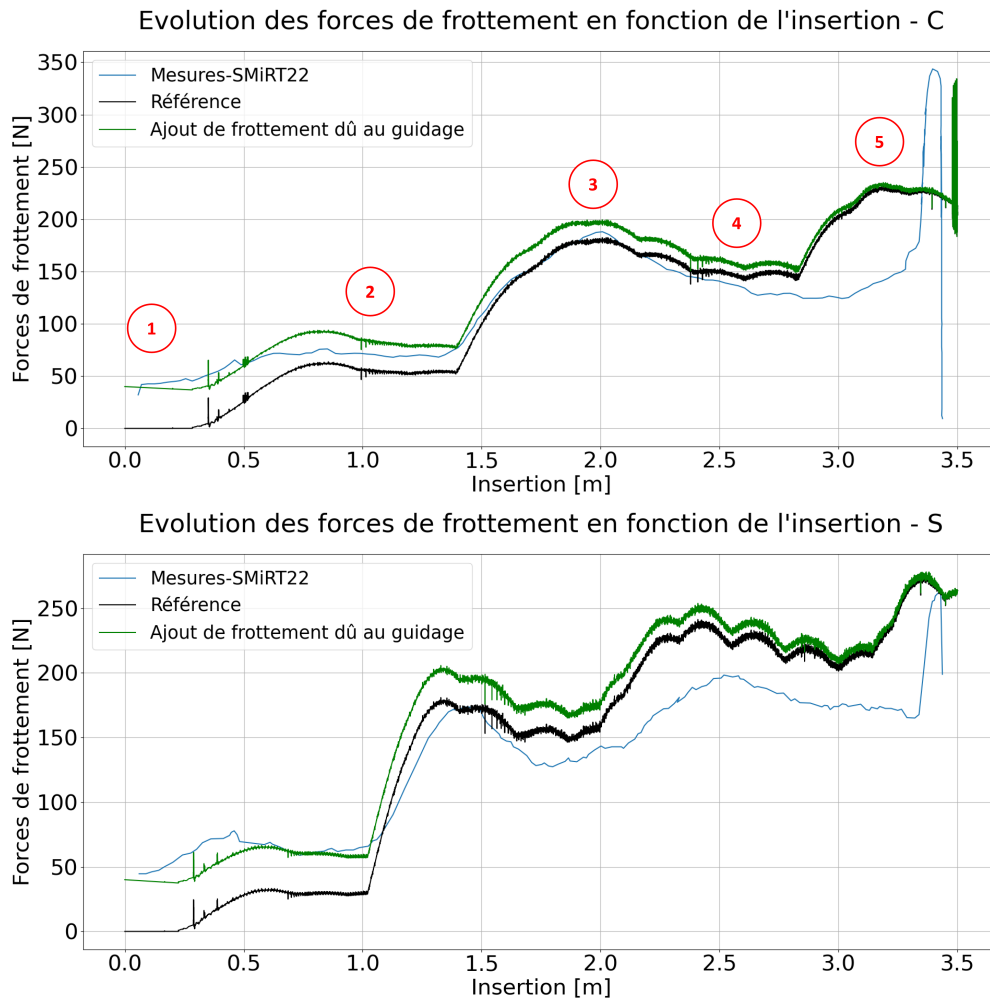


FIGURE 3.13 – Comparaison entre les résultats obtenus via la simulation multicorps et les mesures effectuées dans [Ren13], pour des tubes déformés en C et en S, respectivement et pour une grappe entière : 24 crayons de contrôle.

Chapitre 4

Étude en cas de séisme

Maintenant que les différents paramètres du modèle sont fixés, nous pouvons passer aux simulations de séismes. Ceux-ci sont modélisés comme des oscillations sinusoïdales purement horizontales affectant l'entière de la structure du tube guide (Figure 6.2, en annexe). Ces essais en chute libre ont pour but de découvrir l'influence de ces oscillations sur le temps de chute dans des tubes guides déformés, dont la structure se trouve pour rappel à la figure 1.2. Ces ondes sinusoïdales, et donc les séismes, sont caractérisées par leur fréquence et leur amplitude. Les fréquences étudiées sont les suivantes : $0.4[Hz]$ (ce qui correspond au premier mode de résonance du crayon), $2[Hz]$, $10[Hz]$ et $20[Hz]$. Quant aux amplitudes étudiées, ce sont les suivantes : $2[mm]$, $8[mm]$ et $16[mm]$ ¹.

4.1 Simulation de référence

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus lors de nos études paramétriques, nous avons établi deux simulations de référence : l'une pour le tube déformé en C (Figure 4.1) et l'une pour le tube déformé en S (Figure 6.16). Ces simulations déterminent le temps de chute du crayon sans séisme. Sur la figure 4.1, le premier graphe représente l'évolution de l'altitude et de la vitesse de chute du crayon de commande au sein du tube guide, qui sont toutes deux calculées depuis le haut du crayon. Le second graphe, nous montre quant à lui l'évolution des forces de frottements entre le crayon et le tube guide. Le temps de chute du crayon correspond au temps que prend le bas du crayon pour atteindre l'amortisseur final. Pour chaque simulation, le moment où le crayon atteint l'amortisseur sera représenté par une ligne verticale en pointillés **bleus** et le temps de chute de référence par une ligne verticale en pointillés **noirs**. Pour des raisons de visibilité, les courbes représentant

1. Dans le cas où, à haute fréquence, le crayon ne rentrerait pas dans le tube pour des oscillations de $2[mm]$, d'autres amplitudes plus petites seront envisagées.

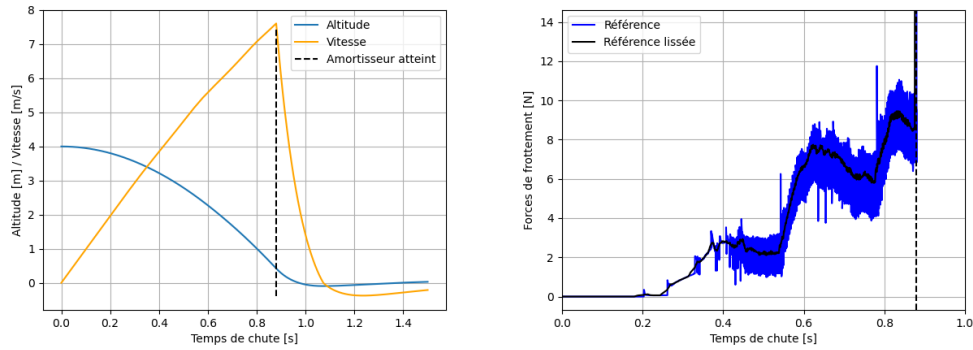


FIGURE 4.1 – Simulation de référence pour une déformation en C. À gauche l'évolution de l'altitude et de la vitesse de chute et à droite l'évolution des forces de frottement en fonction du temps de chute.

l'évolution des forces de frottement pour une déformation en C seront lissées au moyen d'une moyenne glissante. La provenance de ces vibrations sera étudiée dans la section 4.4 de ce rapport. Puisque ces vibrations ne sont pas ou peu présentes pour une déformation en S, les forces de frottement ne seront pas lissées.

4.2 Résultats

Dans le tableau 4.1, nous pouvons comparer les temps de chute pour différentes fréquences d'oscillations des tubes guides en cas de séisme et le temps de chute de référence. Pour certaines données, le rapport entre le temps de chute et le temps de référence ont été dénotés par ∞ . Cela vient du fait que le crayon ne parvenait plus à rentrer à l'intérieur du tube guide. Tous les graphes contenant l'évolution de l'altitude du crayon, de sa vitesse et des forces de frottement se trouvent à l'annexe 6.7.

Bien que $0.4[Hz]$ corresponde à la première fréquence de résonance du crayon, nous constatons que les séismes de cette fréquence n'ont que peu d'impact sur le temps de chute, et ce autant pour le C que pour le S. L'augmentation maximale du temps de chute pour cette fréquence vaut 2%. Les oscillations de fréquence $2[Hz]$ ont elles aussi peu d'impact sur le temps de chute. Ce n'est qu'avec des secousses d'amplitude $16[mm]$ que le temps de chute atteint la seconde, dans le cas du tube déformé en S. A haute fréquence, le crayon n'est plus capable de rentrer dans le tube à partir d'une amplitude de séisme de $8[mm]$, pour une fréquence de $10[Hz]$. Notons que, pour une fréquence de $20[Hz]$, le crayon arrive au fond du tube lorsque l'amplitude des oscillations est de $0.5[mm]$. Ce résultat est dû au fait

		0.5 [mm]		1 [mm]		2 [mm]		8 [mm]		16 [mm]	
	[Hz]	[s]	[%]	[s]	[%]	[s]	[%]	[s]	[%]	[s]	[%]
C : $T_{Réf} = 0.88$ [s]	0.4	/	/	/	/	0.88	<1	0.88	<1	0.89	+ 2
	2	/	/	/	/	0.89	<1	0.95	+ 8	0.99	+ 13
	10	/	/	1.03	+ 17	1.57	+ 79	-	∞	-	∞
	20	0.91	+ 3	-	∞	-	∞	-	∞	-	∞
S : $T_{Réf} = 0.89$ [s]	0.4	/	/	/	/	0.89	<1	0.89	<1	0.90	+ 1
	2	/	/	/	/	0.89	<1	0.95	+ 7	1.00	+ 12
	10	/	/	1.09	+ 22	1.40	+ 57	-	∞	-	∞
	20	0.90	+ 2	-	∞	-	∞	-	∞	-	∞

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des temps de chute du crayon de commande

que le crayon est initialement situé au centre du tube guide, guidé par des parois ayant le même diamètre que le tube : $11.45[mm]$, le jeu entre le tube et le crayon vaut alors $0.89[mm]$. Donc les oscillations ont une amplitude trop faible pour que le crayon entre en contact avec le tube lors des premiers instants de la simulation. cela correspond à l'étape **1** sur la figure 3.4.

Globalement, alors que le temps de chute de référence dans un tube déformé en C est plus faible que pour un tube déformé en S, l'augmentation relative du temps de chute en cas de séisme est plus grande dans le cas du C que dans le cas du S.

4.3 Déformations équivalentes

4.3.1 Flèche équivalente

Cette section a pour objectif de d'étudier les temps de chute du crayon lorsque les assemblages en C et en S sont déformés de manière équivalente. Le tube déformé en C présenterait donc une flèche de $12.5 [mm]$, soit la somme des flèches du tube déformé en S : $7.5 [mm] + 5 [mm]$.

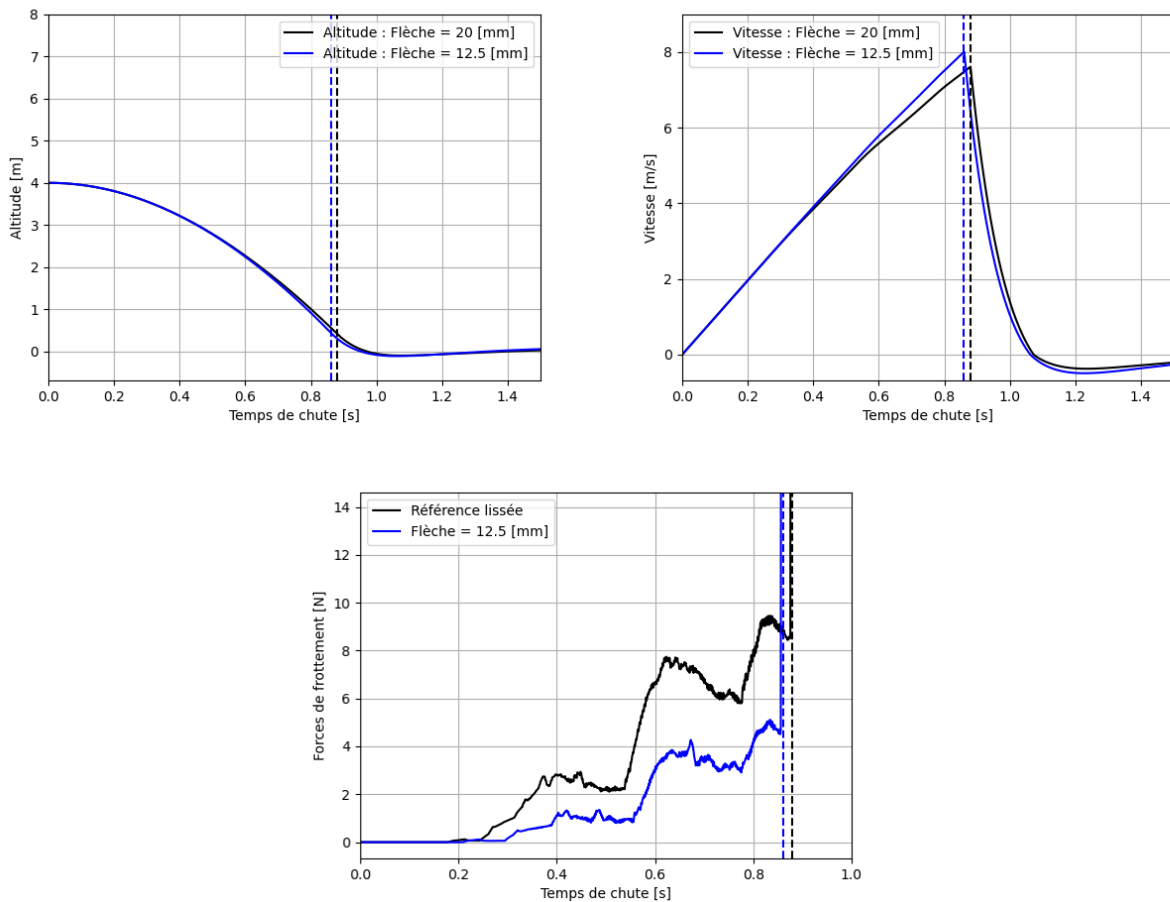


FIGURE 4.2 – Comparaison du temps de chute et des forces de frottement entre un tube déformé en C avec une flèche de $20 [mm]$ (la référence) et un tube en C de flèche équivalente au tube en S : $12.5 [mm]$

Étant donné que le tube comparé possède la même flèche que le tube en forme de S et que celle-ci est plus petite que la flèche de référence, nous observons moins de

frottements entre le crayon et le tube guide. C'est pourquoi l'amortisseur est atteint plus vite : $0.86[s]$ pour la flèche de $12.5[mm]$ et $0.88[s]$ pour celle de $20[mm]$.

Suite à cela, nous avons étudié l'impact de la diminution de flèche lors de séismes. Nous avons sélectionné les simulations où le temps de chute était le plus élevé et celles où le crayon ne parvenait pas à entrer dans le tube. Nous avons donc effectué les simulations suivantes :

1. Une fréquence de $2 [Hz]$ et une amplitude de $16 [mm]$.
2. Une fréquence de $10 [Hz]$ et une amplitude de $2 [mm]$.
3. Une fréquence de $10 [Hz]$ et une amplitude de $8 [mm]$.
4. Une fréquence de $20 [Hz]$ et une amplitude de $1 [mm]$.

Tout comme dans le cas de déformations en S et en C ayant une flèche de $20[mm]$, le crayon de commande ne parvient pas à atteindre le fond du tube guide pour les cas **3** et **4**. Les résultats obtenus pour les cas **1** et **2** sont illustrés aux figures 4.3 et 4.4 ci-dessous.

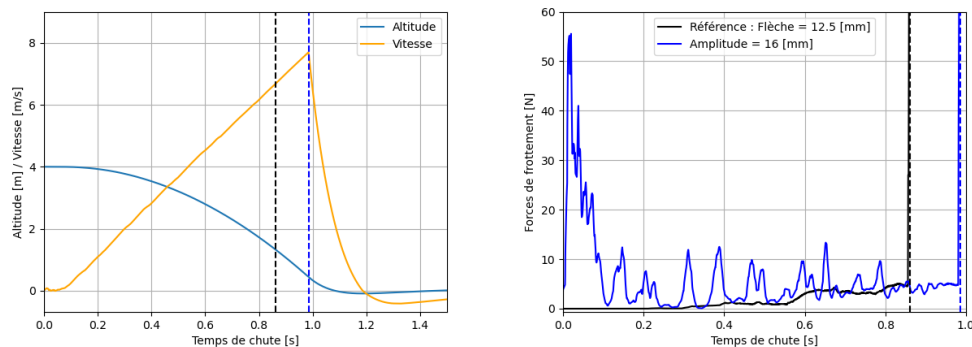


FIGURE 4.3 – Simulation de chute pour une fréquence de $2 [Hz]$, une amplitude de $16 [mm]$ et une flèche de $12.5 [mm]$

Bien que le temps de chute de référence, donc sans séisme, soit inférieur pour une déformation de $12.5 [mm]$ par rapport à une déformation de $20 [mm]$, le temps de chute en cas de séisme est au final plus grand pour la déformation de $12.5 [mm]$. Nous avons observé un phénomène similaire lors de la comparaison entre les tubes déformés en C et en S.

- Pour une fréquence de $2[Hz]$ et une amplitude de $16[mm]$, le temps de chute est de $0.98[s]$, ce qui représente une augmentation de 14% .
- pour une fréquence de $10[Hz]$ et une amplitude de $2[mm]$, le temps de chute est de $1.65[s]$, ce qui représente une augmentation de 92% .

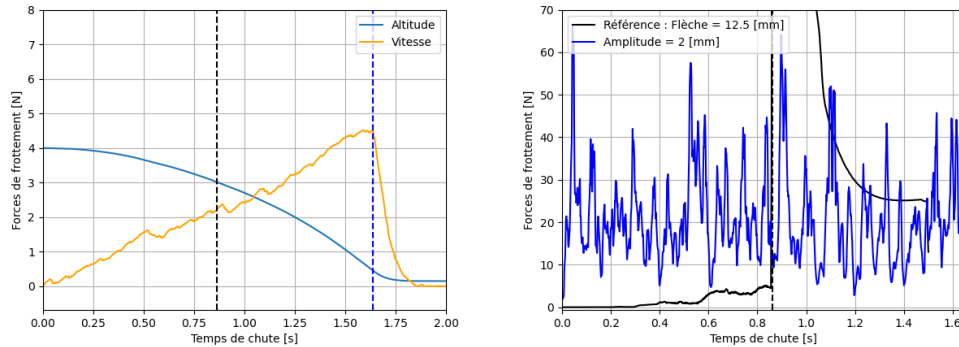


FIGURE 4.4 – Simulation de chute pour une fréquence de 10 [Hz], une amplitude de 2 [mm] et une flèche de 12.5 [mm]

4.3.2 Courbure équivalente

Une autre manière de comparer deux déformations est d'étudier leur *indice de gravité*, $I_g = K \int_0^L C^2(z) dz$, qui correspond au carré de la courbure de l'assemblage, intégré le long de celui-ci. La valeur de K , basée sur des données empiriques, est inconnue. Nous allons donc utiliser le rapport des indices de gravité pour comparer deux assemblages.

Le rapport des indices de gravité des deux assemblages de référence $\frac{I_c}{I_s}$ vaut 1.069. Les deux assemblages présentent donc des déformations très proches, ce qui explique la similarité entre leur temps de chute. Pour avoir un rapport $\frac{I_c}{I_s}$ égal à 1.000, la déformation en C devrait présenter une flèche de 19.35mm.

Quant au tube déformé en C ayant une flèche de 12.5[mm], le rapport $\frac{I_c}{I_s}$ est cette fois égal à 0.1856.

4.4 Vibrations dynamiques

Comme nous pouvons le constater à la figure 4.1, des vibrations qui n'étaient pas présentes lors des essais quasi-statiques sont apparues au niveau des forces de frottement lors des essais en chute libre.

Une hypothèse à émettre concernant l'apparition de ces vibrations est un manque d'amortissement : nous avons donc tenté d'augmenter le coefficient d'amortissement, ce qui n'a pas modifié les résultats obtenus.

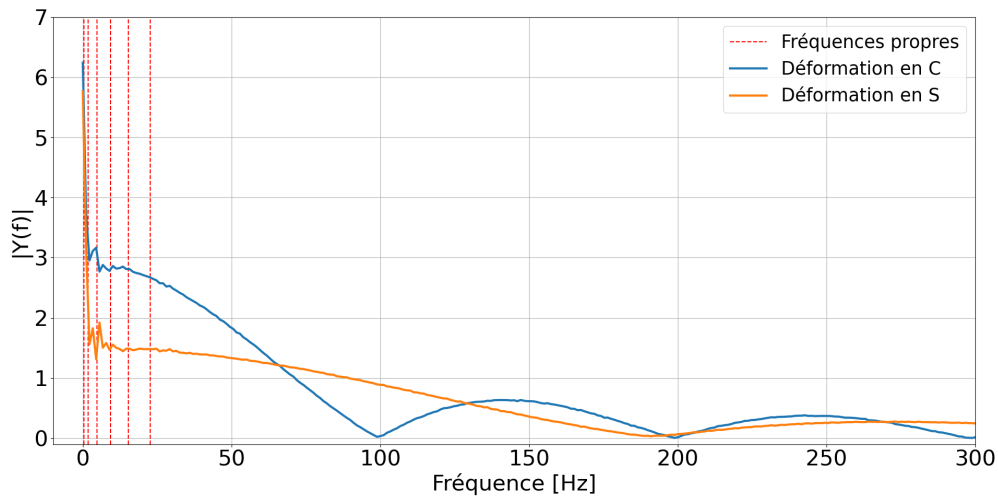


FIGURE 4.5 – Transformée de Fourier de la courbe de l'évolution des forces de frottement d'un crayon en chute libre dans un tube déformé en C et en S.

Afin d'étudier la provenance de ces vibrations, nous avons effectué la transformée de Fourier des simulations de référence en C et en S². Les résultats sont illustrés à la figure 4.5, ainsi que les fréquences associées aux six premiers modes propres dont le taux d'amortissement est inférieur à 20%. Nous pouvons constater un fort contenu harmonique au niveau des basses fréquences, là où se situent les fréquences des modes propres les moins amortis. L'amplitude de la transformée diminue d'abord jusqu'à atteindre un minimum situé à $100[Hz]$, puis remonte périodiquement, avec des minima tous les $100[Hz]$.

2. Bien que les vibrations n'étaient pas présentes pour une déformation en S, sa transformée de Fourier a été ajoutée à titre indicatif et comparatif.

Chapitre 5

Conclusion

Avec l'augmentation des recherches actuelles concernant le développement de nouveaux réacteurs nucléaires, plusieurs possibilités s'offrent à nous pour envisager d'autres façons de concevoir la modélisation de chute de grappes de contrôle. Nous avons pu constater au travers de notre travail que la modélisation par analyse de modèle multicorps constituait l'une de ces possibilités.

En effet, nous avons dans un premier temps observé que les modèles analytiques et les modèles éléments finis pouvaient être utilisés dans le cadre du domaine étudié, mais que ceux-ci avaient également certains défauts nous forçant à nous diriger et à investiguer d'autres types de modèles. Cela explique le choix de nous tourner vers un modèle multicorps, permettant d'étudier les aspects dynamiques des chutes de grappes tout en gardant un nombre limité de paramètres.

Nous avons donc développé un modèle basé sur un programme multicorps utilisant la formulation récursive des équations de Newton-Euler [SF03], dont les corps flexibles ont été modélisés via la méthode de Huston [HW94] et dont la détection des points de contact s'est faite via l'utilisation de spline. Les différents paramètres du modèle ont été déterminés via des essais quasi-statiques, où le crayon de commande a été inséré dans le tube guide à vitesse constante. Les résultats obtenus ont été validés via une comparaison avec des mesures faites sur des assemblages réels [Ren13].

Après avoir fixé les différents paramètres, nous avons pu utiliser ce modèle afin de simuler la chute de crayons de contrôle lors d'un séisme. Nous avons constaté que pour des déformations à la fois en C et en S, l'augmentation du temps de chute restait inférieure à 15% pour des séismes de fréquence inférieure à $2[Hz]$ et pour des amplitudes allant jusqu'à $16[mm]$. Toutefois, pour des fréquences supérieures

comme $10[Hz]$ et $20[Hz]$, la chute du crayon était fortement ralentie - avec une augmentation du temps de chute allant jusqu'à 79% - voire impossible même pour de faibles amplitudes.

Cependant différentes pistes d'amélioration sont envisageables pour ce modèle : en voici quelques-unes parmi les plus pertinentes.

Premièrement, notre analyse n'a tenu compte que des forces de frottement sec. Afin de rapprocher autant que possible le modèle de la réalité, il pourrait être envisageable d'intégrer au modèle la contribution des forces hydrauliques.

En outre, il pourrait s'avérer utile d'exprimer le modèle non plus dans le plan (x, z) mais dans un repère à trois dimensions (x, y, z) . Intégrer une dimension supplémentaire permettrait de modéliser les forces de frottement entre le crayon de commande et le tube guide sur l'ensemble du volume. Cette dimension supplémentaire pourrait faire apparaître certains phénomènes qui ne seraient pas présents en deux dimensions.

De plus, comme nous avons pu le constater lors de nos simulations à vitesse contrôlée, ces dernières peuvent prendre un certain temps à s'exécuter selon les paramètres. Cela s'explique par notre choix d'implémenter notre code en Python dans un premier temps. Cependant, de par ses caractéristiques, une traduction du code Python vers un langage C permettrait de gagner énormément en termes de performances.

Enfin, des analyses supplémentaires pourraient également être menées. Par exemple en utilisant d'autres types de crayons de commande ou en étudiant d'autres géométries de tubes guides déformés.

Chapitre 6

Annexes

6.1 Structure de l'assemblage

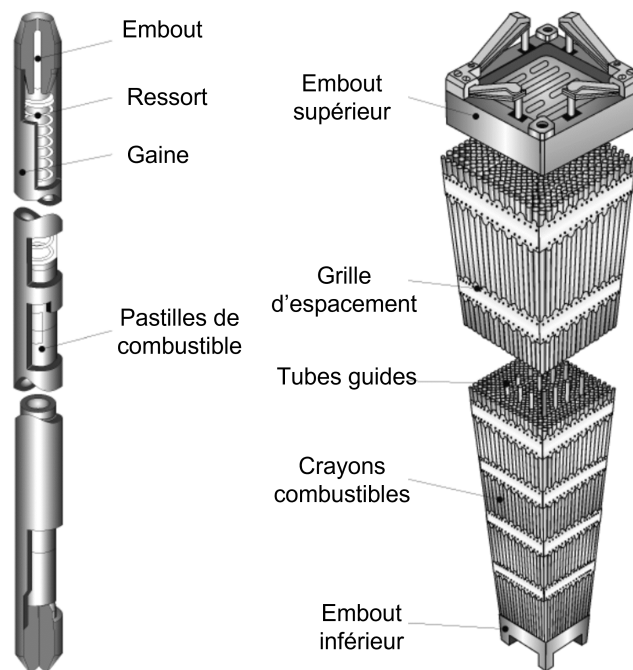


FIGURE 6.1 – Tiré de [Ben+21]. Schéma d'un crayon combustible (gauche) et des principaux constituants d'un assemblage combustible (droite).

6.2 Modes propres

Cette section est adaptée de : [SF03].

La nature des différentes valeurs propres permet de caractériser le comportement des différents modes propres :

- Si λ est purement réelle et $\lambda < 0$, le mode propre est stable.
- Si λ est purement réelle et $\lambda > 0$, le mode propre est instable.
- Si λ est purement imaginaire, le mode propre est non-amorti oscillant infiniment.
- Si λ est complexe et si $\mathcal{R}e(\lambda) < 0$, le mode propre est stable.
- Si λ est complexe et si $\mathcal{R}e(\lambda) > 0$, le mode propre est instable.
- Si $\lambda = 0$, le mode propre est rigide.

Pour les modes propres oscillatoires, dont $\mathcal{I}m(\lambda) > 0$, nous pouvons extraire certaines données grâce aux valeurs propres :

- $\omega_0 = |\lambda_i| = \sqrt{(\mathcal{R}e(\lambda_i))^2 + (\mathcal{I}m(\lambda_i))^2}$ [rad/s] est la fréquence angulaire du mode propre non-amorti.
- $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$ [Hz] est la fréquence du mode propre non-amorti.
- $\xi = 100\cos(\arctan(-\frac{\mathcal{I}m(\lambda)}{\mathcal{R}e(\lambda)}))$ [%] est le facteur d'amortissement du mode propre.
- $\omega = \omega_0\sqrt{1-\xi^2}$ [rad/s] est la fréquence angulaire du mode propre amorti.
- $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ [Hz] est la fréquence du mode propre amorti.

6.3 Modélisation et structure du tube

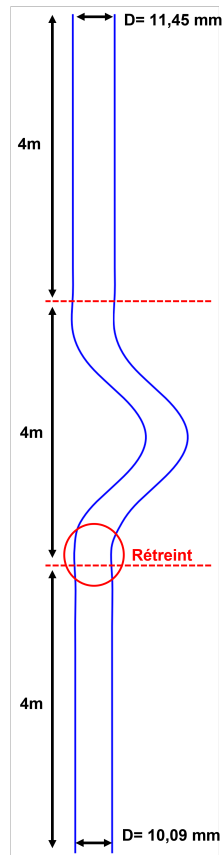


FIGURE 6.2 – Modélisation du tube guide au moyen de splines : une section droite de $4[m]$, suivie d’une section déformée de $4[m]$ et une autre section droite de $4[m]$.

6.4 Mesures SMiRT22

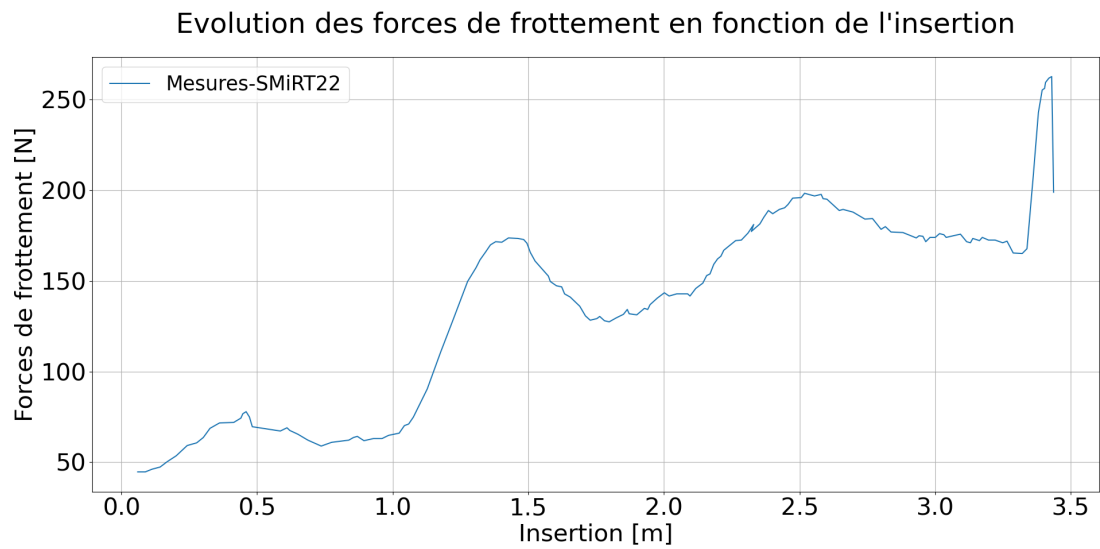


FIGURE 6.3 – Évolution des forces de frottement d'une grappe entière (24 crayons) dans un assemblage déformé en S. Adapté de [Ren13]

6.5 Intégrateur

Voici ci-dessous, les résultats obtenus avec l'intégrateur *Runge-Kutta d'ordre 4* :

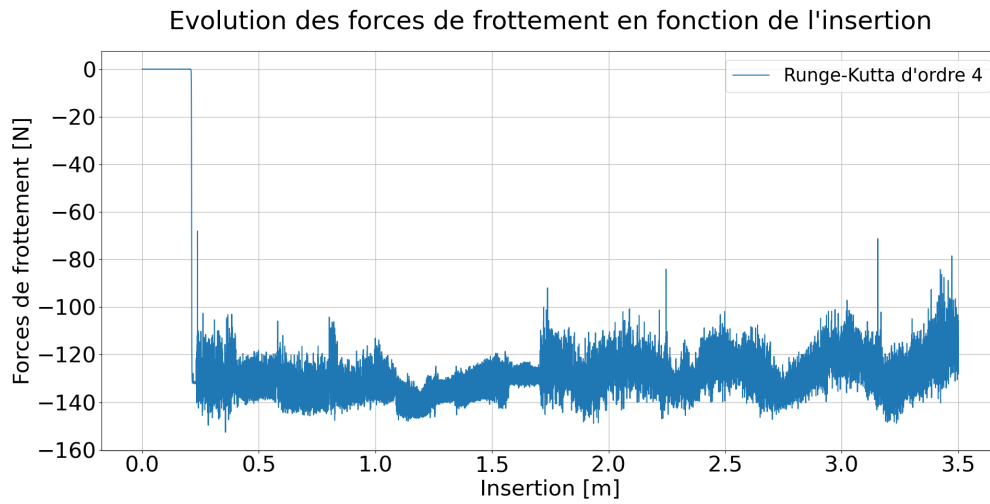


FIGURE 6.4 – Simulation de référence avec l'intégrateur *Runge-Kutta d'ordre 4*

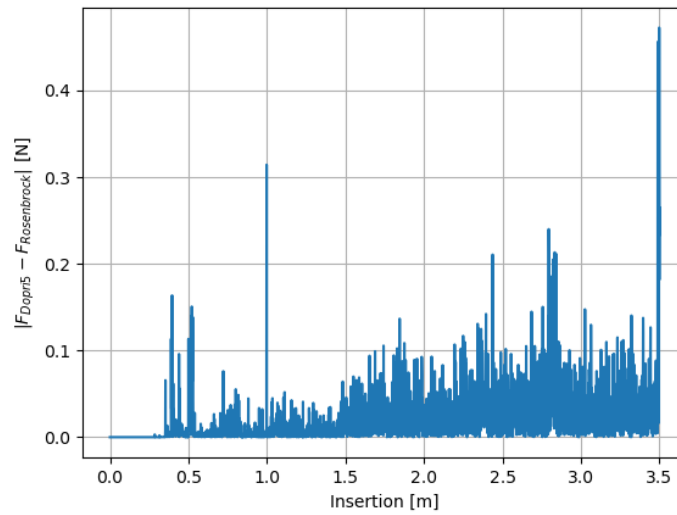


FIGURE 6.5 – Différence entre les forces de frottement obtenues via *Dopri5* et *Rosenbrock* en fonction de l'insertion

6.6 Modification de la forme du tube déformé en S

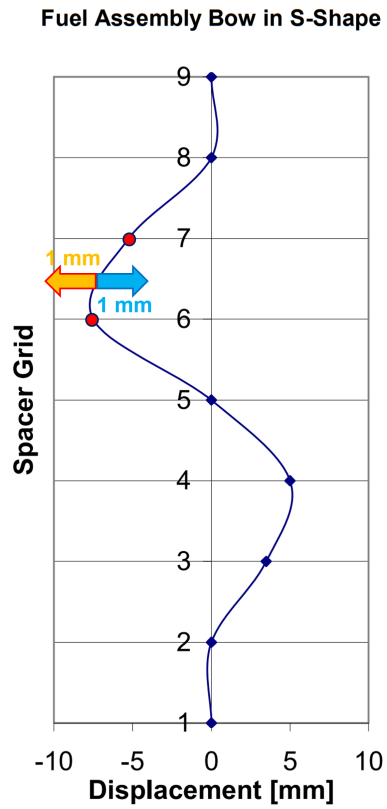


FIGURE 6.6 – Étude de la forme du tube déformé en S. Les points d'interpolation du tube déformé qui sont impactés sont les points 6 et 7, marqués en rouge.

6.7 Chute dans le cas du séisme

Voici ci-dessous les graphes relatifs à la chute du crayon pour différentes fréquences et amplitudes d'oscillation du séisme. Les courbes relatives à l'altitude et la vitesse sont simulées sur 1.5 [s] et celles des forces sur 1 [s] sauf dans les cas où l'amortisseur était atteint une fois passé ces délais. Pour rappel, les graphes de forces ont été lissés dans le cas du tube guide en forme de C.

6.7.1 Tube guide en C

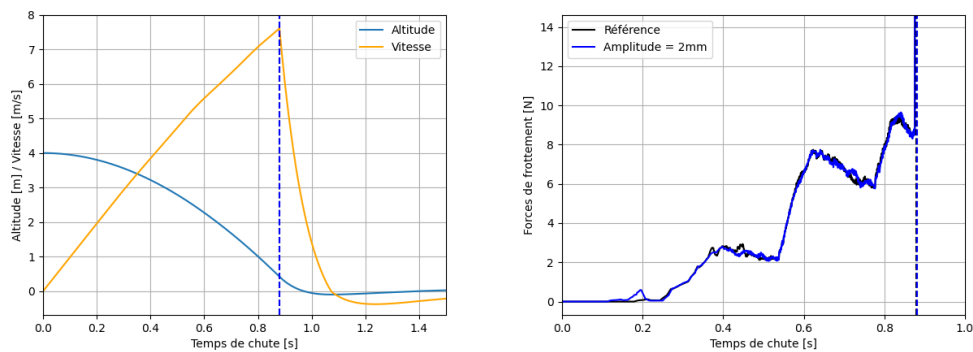


FIGURE 6.7 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 2 [mm] et une fréquence de 0.4[Hz] (Tube guide en forme de C)

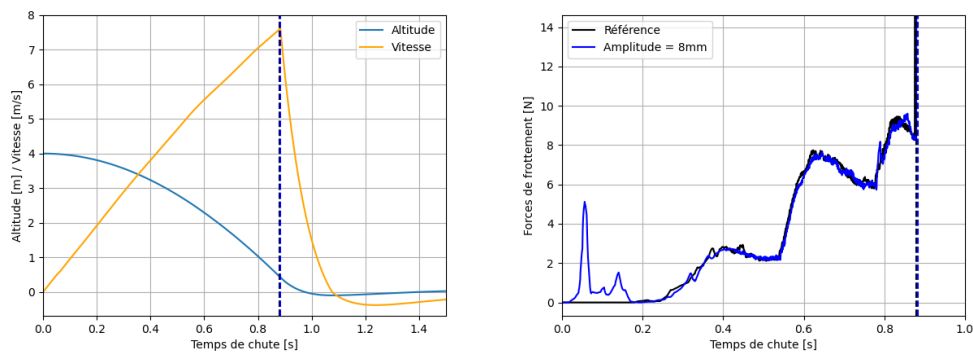


FIGURE 6.8 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 8 [mm] et une fréquence de 0.4 [Hz] (Tube guide en forme de C)

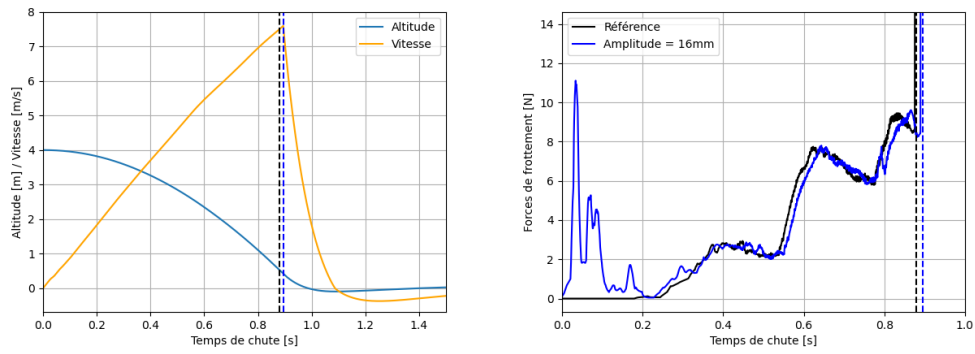


FIGURE 6.9 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 16 [mm] et une fréquence de 0.4[Hz] (Tube guide en forme de C)

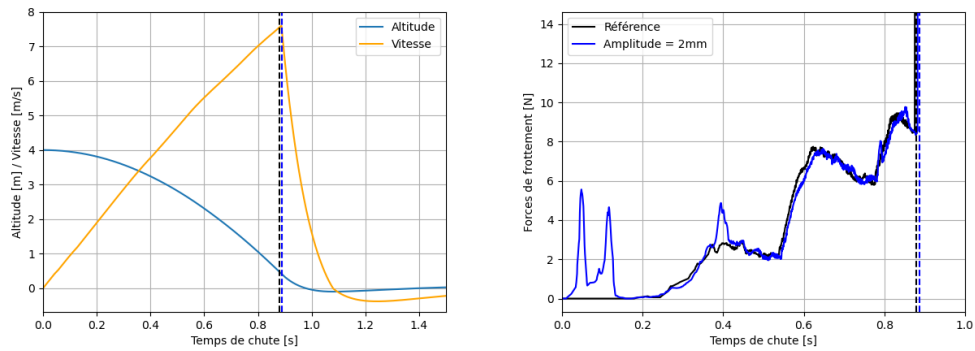


FIGURE 6.10 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 2 [mm] et une fréquence de 2[Hz] (Tube guide en forme de C)

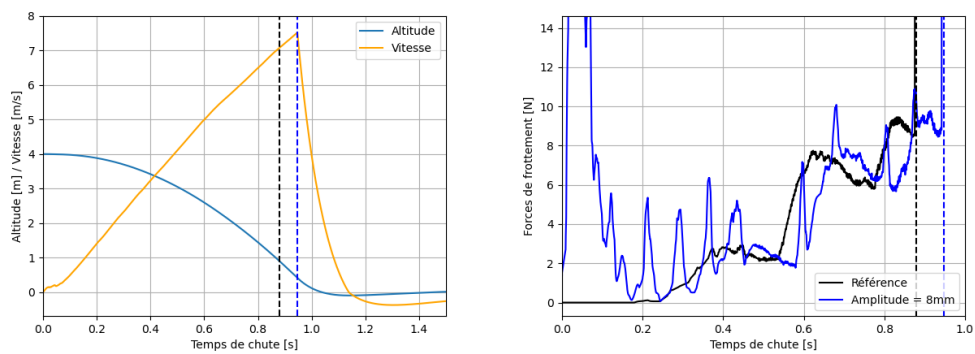


FIGURE 6.11 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 8 [mm] et une fréquence de 2[Hz] (Tube guide en forme de C)

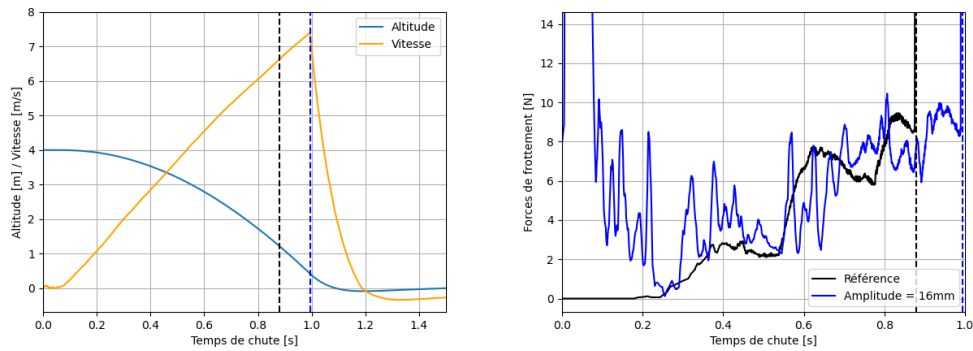


FIGURE 6.12 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 16 [mm] et une fréquence de 2[Hz] (Tube guide en forme de C)

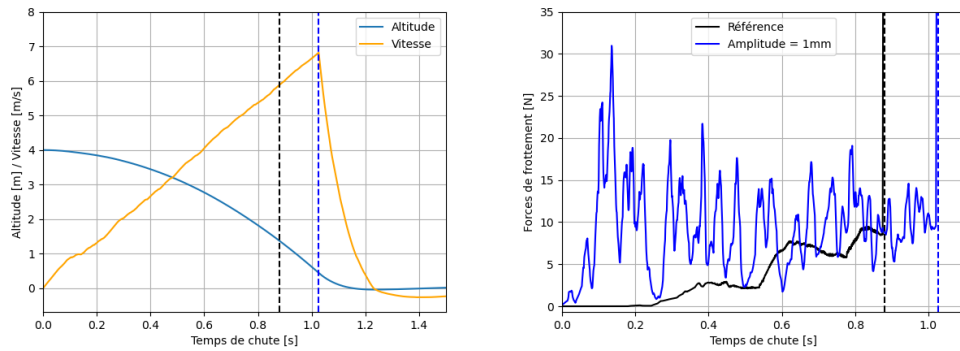


FIGURE 6.13 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 1 [mm] et une fréquence de 10[Hz] (Tube guide en forme de C)

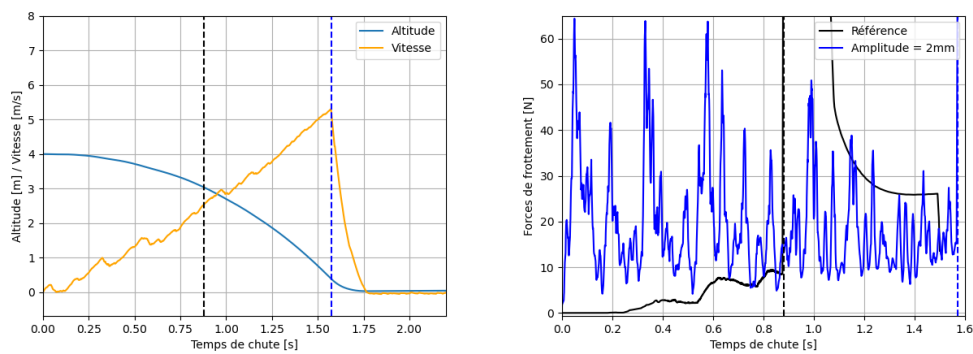


FIGURE 6.14 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 2 [mm] et une fréquence de 10[Hz] (Tube guide en forme de C)

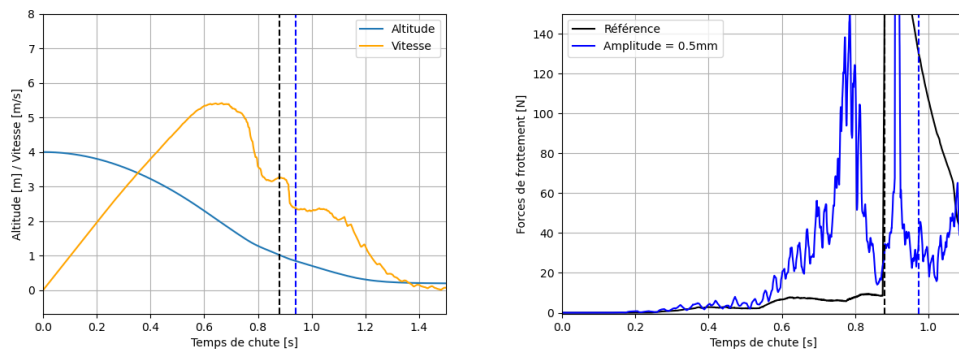


FIGURE 6.15 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de $0.5 [mm]$ et une fréquence de $20[Hz]$ (Tube guide en forme de C)

6.7.2 Tube guide en S

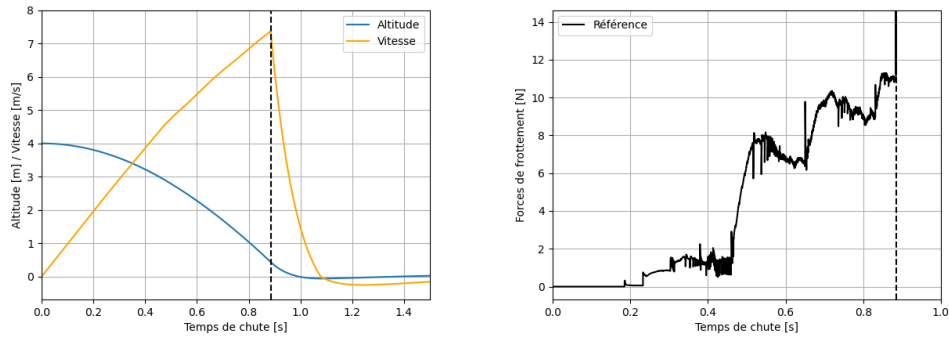


FIGURE 6.16 – Simulation de référence pour une déformation en S. À gauche l'évolution de l'altitude et de la vitesse de chute et à droite l'évolution des forces de frottement en fonction du temps de chute.

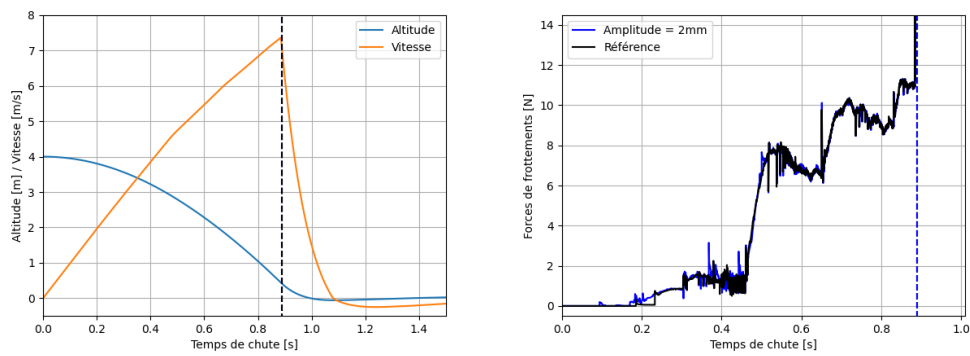


FIGURE 6.17 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 2 [mm] et une fréquence de 0.4 [Hz] (Tube guide en forme de S)

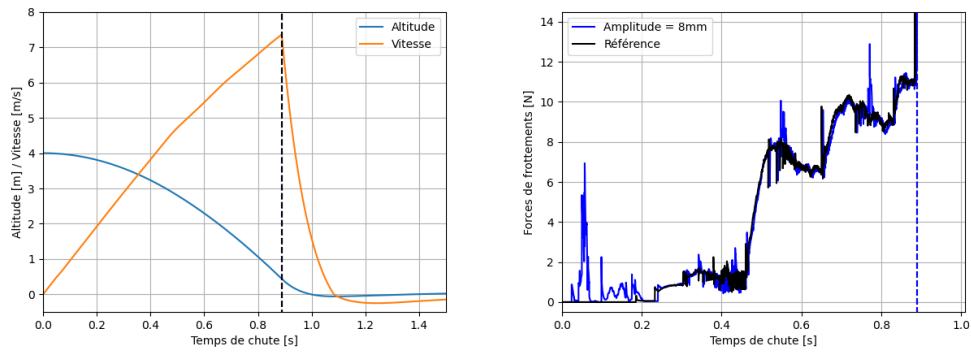


FIGURE 6.18 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 8 [mm] et une fréquence de 0.4[Hz] (Tube guide en forme de S)

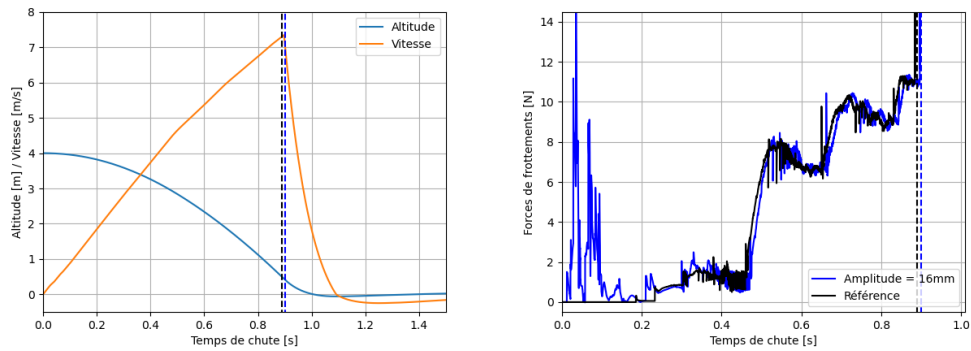


FIGURE 6.19 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 16 [mm] et une fréquence de 0.4[Hz] (Tube guide en forme de S)

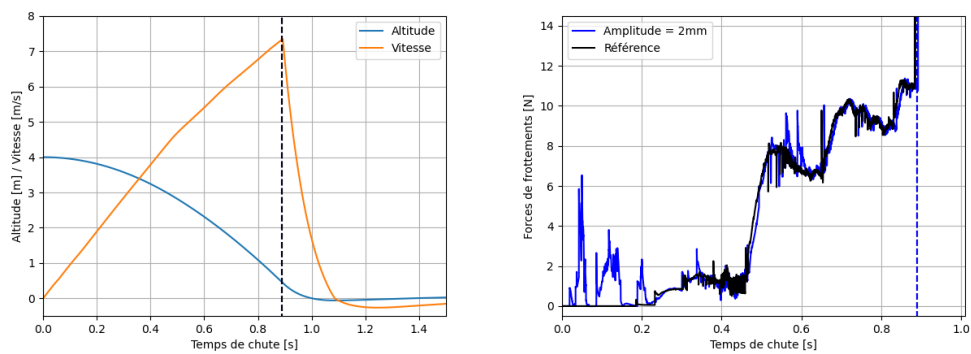


FIGURE 6.20 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 2 [mm] et une fréquence de 2[Hz] (Tube guide en forme de S)

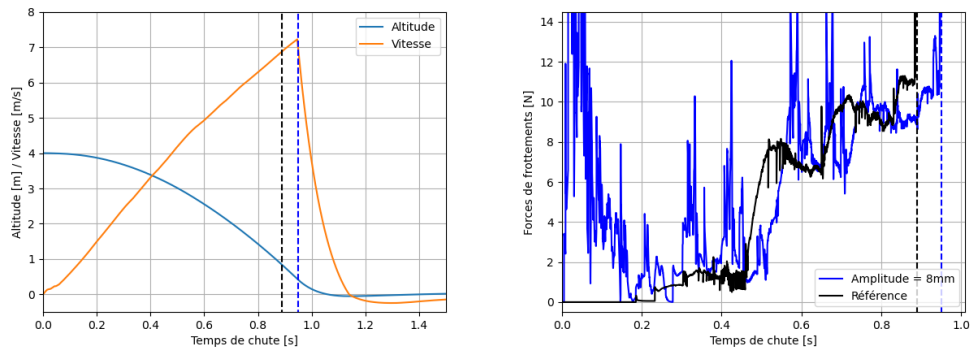


FIGURE 6.21 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 8 [mm] et une fréquence de 2[Hz] (Tube guide en forme de S)

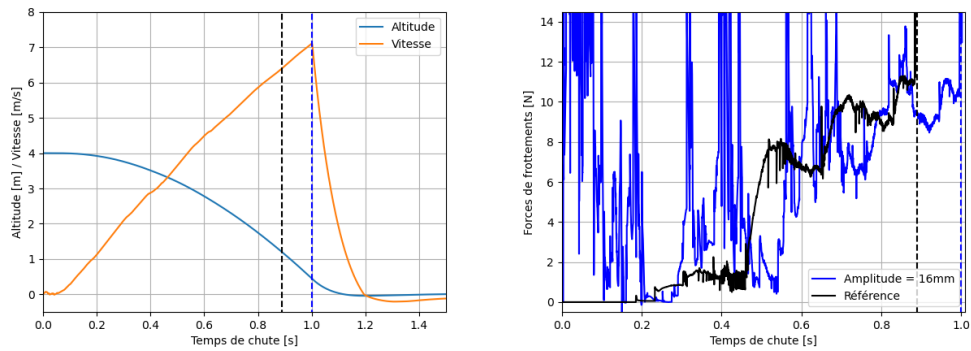


FIGURE 6.22 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 16 [mm] et une fréquence de 2[Hz] (Tube guide en forme de S)

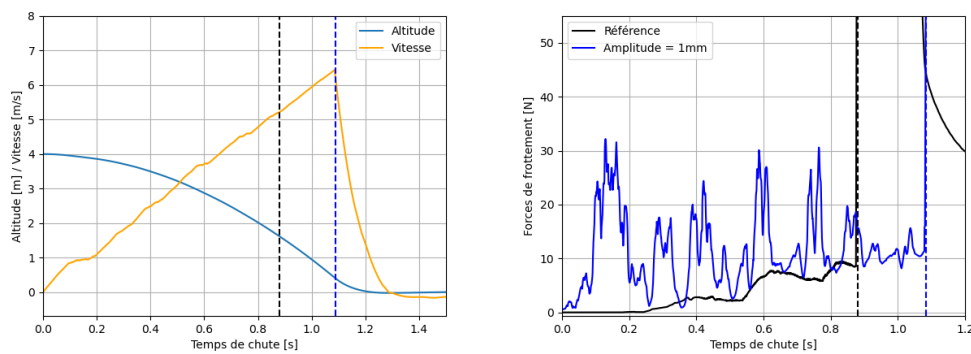


FIGURE 6.23 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 1 [mm] et une fréquence de 10 [Hz] (Tube guide en forme de S)

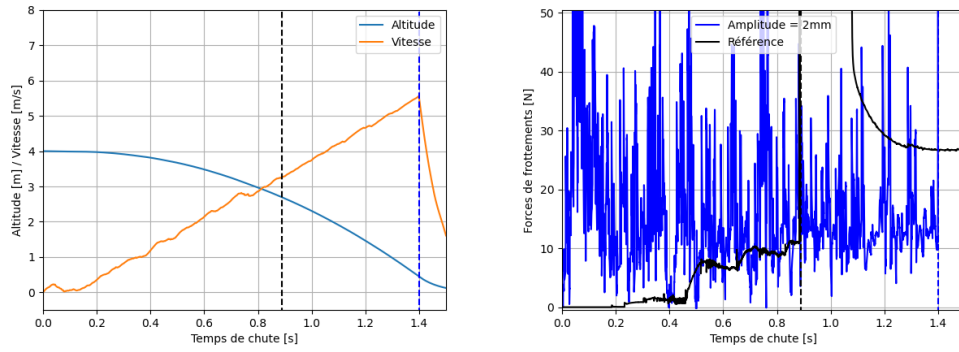


FIGURE 6.24 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 2 [mm] et une fréquence de 10 [Hz] (Tube guide en forme de S)

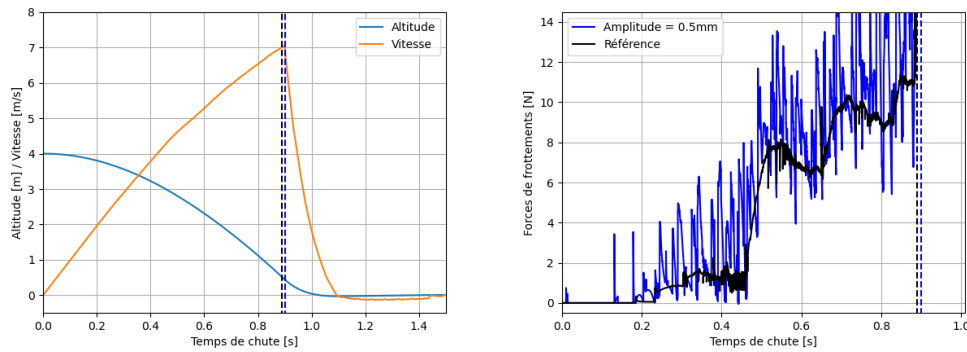


FIGURE 6.25 – Simulation de la chute dans le cas du séisme pour une amplitude de 0.5 [mm] et une fréquence de 20 [Hz] (Tube guide en forme de S)

Bibliographie

- [Ros63] H. H. ROSENBROCK. “Some general implicit processes for the numerical solution of differential equations”. In : *The Computer Journal* 5.4 (jan. 1963), p. 329-330. ISSN : 0010-4620. DOI : 10.1093/comjnl/5.4.329. eprint : <https://academic.oup.com/comjnl/article-pdf/5/4/329/899502/050329.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1093/comjnl/5.4.329>.
- [McG90] Tad MCGEER. “Passive Dynamic Walking”. In : *The International Journal of Robotics Research* 9.2 (1990), p. 62-82. DOI : 10.1177/0278364990000900206. eprint : doi.org/10.1177/0278364990000900206. URL : doi.org/10.1177/0278364990000900206.
- [HW94] R. L. HUSTON et Y. WANG. “Flexibility Effects in Multibody Systems”. In : *Computer-Aided Analysis of Rigid and Flexible Mechanical Systems*. Sous la dir. de Manuel F. O. SEABRA PEREIRA et Jorge A. C. AMBRÓSIO. Dordrecht : Springer Netherlands, 1994, p. 351-376. ISBN : 978-94-011-1166-9. DOI : 10.1007/978-94-011-1166-9_11. URL : https://doi.org/10.1007/978-94-011-1166-9_11.
- [BKS97] A BERKOVSKI, V KOSTAREV et A SCHUKIN. “Analysis of seismic and vibration capacities of the WWER-1000 Control Rod Drive System.” In : *Proceedings of the 14th SMIRT International Conference Lyon, France*. 1997.
- [BH98] Eschmann BRÄNDLEIN et Wiegand HASBARGEN. “Die Wälzlagerpraxis : Handbuch für die Berechnung und Gestaltung von Lagerungen. korrig. 3”. In : *Auflage, Vereinigte Fachverlage* (1998).
- [RS99] M REN et J STABEL. “Analytical modeling of control rod drop behavior”. In : (1999).
- [SF03] Jean-Claude SAMIN et Paul FISETTE. *Symbolic modeling of multibody systems*. T. 112. Springer Science & Business Media, 2003.

- [Yoo+09] Kyungho YOON et al. “Control rod drop analysis by finite element method using fluid–structure interaction for a pressurized water reactor power plant”. In : *Nuclear Engineering and Design - NUCL ENG DES* 239 (oct. 2009), p. 1857-1861. DOI : 10.1016/j.nucengdes.2009.05.023.
- [Sae+11] V. SAENKO et al. “The Chernobyl Accident and its Consequences”. In : *Clinical Oncology* 23.4 (2011). The Radiobiological Consequences of the Chernobyl Accident 25 Years On - April 2011, p. 234-243. ISSN : 0936-6555. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.clon.2011.01.502>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0936655511005346>.
- [Ren13] Mingmin REN. “Predictions of RCCA Drop Times under Consideration of Fuel Assembly Deformations”. In : (2013).
- [KYS14] Yang-Hyun KOO, Yong-Sik YANG et Kun-Woo SONG. “Radioactivity release from the Fukushima accident and its consequences : A review”. In : *Progress in Nuclear Energy* 74 (2014), p. 61-70. ISSN : 0149-1970. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2014.02.013>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0149197014000444>.
- [FL16] Paulo FLORES et Hamid M. LANKARANI. “Pure Elastic Contact Force Models”. In : *Contact Force Models for Multibody Dynamics*. Cham : Springer International Publishing, 2016, p. 15-25. ISBN : 978-3-319-30897-5. DOI : 10.1007/978-3-319-30897-5_2. URL : https://doi.org/10.1007/978-3-319-30897-5_2.
- [Che+20] Jie CHENG et al. “Control Rod Drop Hydrodynamic Analysis Based on Numerical Simulation”. In : *Frontiers in Energy Research* 8 (déc. 2020). DOI : 10.3389/fenrg.2020.601067.
- [Ben+21] Ahmed BENTAI“B et al. “Les accidents de fusion du coeur des réacteurs nucléaires de puissance”. In : *Les accidents de fusion du coeur des réacteurs nucléaires de puissance*. EDP sciences, 2021.
- [GMR22] Masomeh GHAYEBLOO, Meisam MOSTAEDI et Hamzeh RAD. “A Review of Recent Studies of Fabrication of Al–B4C Composite Sheets Used in Nuclear Metal Casks”. In : *Transactions of the Indian Institute of Metals* 75 (mai 2022). DOI : 10.1007/s12666-022-02620-7.
- [FR23] EDF FR. *Le nucléaire en chiffres*. 2023. URL : <https://www.edf.fr/groupe-edf/espaces-dedies/1-energie-de-a-a-z/tout-sur-1-energie/produire-de-1-electricite/le-nucleaire-en-chiffres> (visité le 04/06/2023).

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN
École polytechnique de Louvain

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | www.uclouvain.be/epl