



HAL
open science

Contrôle nanoscopique du mouvement par courant tunnel: étude et réalisation

Sylvain Blanvillain

► **To cite this version:**

Sylvain Blanvillain. Contrôle nanoscopique du mouvement par courant tunnel: étude et réalisation. Réseaux et télécommunications [cs.NI]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010. Français. NNT: . tel-00534533

HAL Id: tel-00534533

<https://theses.hal.science/tel-00534533>

Submitted on 10 Nov 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE délivrée par l'Institut Polytechnique de Grenoble

Spécialité : « Automatique Productique »

Préparée au laboratoire Grenoble Images Parole Signal Automatique Laboratoire (GIPSA-Lab)

dans le cadre de l'Ecole Doctorale « **Electronique, Electrotechnique, Automatique & Traitement du Signal** »

présentée et soutenue publiquement

par

Sylvain BLANVILLAIN

le 23 Mars 2010

CONTRÔLE NANOSCOPIQUE DU MOUVEMENT PAR COURANT TUNNEL : ETUDE ET REALISATION

Directeur de thèse : Alina Voda

Co-directeur : Gildas Besançon

JURY

M. Dion Jean-Michel	(Directeur de recherche CNRS)	, Président
M. Regnier Stéphane	(Professeur à l'Université Pierre et Marie Curie)	, Rapporteur
M. Chaillet Nicolas	(Professeur à l'Université de Franche-Comté)	, Rapporteur
M. Alina Voda	(Maître de conférences HDR à l'Université Joseph Fourier),	Directeur de thèse
M. Gildas Besançon	(Maître de conférences HDR à Grenoble INP)	, Co-encadrant
M. Purcell Stephen	(Directeur de recherche CNRS)	, Examineur

Remerciements

Mes remerciements se portent tout d'abord vers J.M. Chassery pour m'avoir accueilli au GIPSA-Lab, et à D. Georges pour m'avoir admis au département automatique. Je remercie également A. Voda et G. Besançon, mes directeurs de thèse, pour avoir orienté et encadré mon travail de recherche pendant ces trois années. Merci aussi aux autres membres du jury : J.M. Dion, N. Chaillet, S. Regnier et S. Purcell pour leur lecture attentive de ce manuscrit ainsi que leurs remarques.

Parmi toutes les personnes avec lesquelles j'ai eu le plaisir de travailler, je salue et remercie chaleureusement l'équipe technique du département automatique. Merci en particulier à Didier et Thierry, sans qui j'aurais broyé beaucoup de noir, ainsi que Gabriel, avec qui j'ai 'buché' pendant plus d'un an. Je n'oublie pas Pascal, mais je suis à court de jeux de mots. Merci à tous les permanents avec qui j'ai pu interagir (Patricia et Marie-Thé pour leur sourire...), mes phrases sont courtes, mais le cœur y est.

Mes pensées vont ensuite à toutes les personnes que j'ai pu rencontré au sein des trois départements du GIPSA-Lab, notamment les doctorants. Je garde un excellent souvenir de la présidence du GAG, et des activités que nous avons organisées. Je suis sûr que le nouveau bureau saura reprendre l'association avec brio. Plusieurs pensées iront en particulier vers Florent, Antoine, Chady, Cléo, Choupi, Nico, Marouane, Irfan... avec qui j'ai passé de très bons moments. J'espère que l'on gardera contact. Je ne ferais pas de liste exhaustive, mais une fois sorti du laboratoire, il est certain que je repenserai à tout les doctorants que j'ai croisé. Soyez en sûr. Cette thèse m'a aussi permis de rencontrer d'autres doctorants d'autres laboratoires que je remercie au passage chaleureusement. Pour finir, cette thèse ne se serait certainement pas aussi bien déroulée sans le soutien permanent de ma fiancée, Rachel Gelet. C'est grâce à elle que je suis arrivé à Grenoble, c'est aussi pour elle que je repars à l'autre bout du monde...

J'ai passé de très agréables années aux laboratoire, extrêmement formatrices, qui n'auraient pas été aussi riches sans le contact, aussi minime soit-il, avec chacun des membres du GIPSA-Lab. Je garde une petite larme au coin de l'œil en écrivant ces remerciements quelques heures avant de quitter le laboratoire. Merci encore à tout ceux qui m'ont accordé un peu de temps, je ne vous oublierai pas de ci-tôt.

Bonne lecture,

Sylvain Blanvillain

Remerciements

Résumé

Ce doctorat propose l'utilisation d'un capteur à courant tunnel pour manipuler un objet à dimensions microscopiques. L'utilisation de ce capteur est proposée comme une alternative aux capteurs optiques couramment utilisés en nanotechnologie pour caractériser des objets mobiles. De plus, dans un contexte de nano positionnement, sa mise en oeuvre ne peut se faire sans l'application d'outils de commande. Nous avons démontré que l'utilisation du courant tunnel couplé à un actionnement électrostatique répond aux problématiques récentes dans le domaine du nano positionnement (correction de dérives, augmentation conjointe de la rapidité de manipulation et de la précision). Pour cela, une plateforme a été construite dans le cadre de ce doctorat. Cette plateforme a pour but de permettre le contrôle de déplacements d'un micro objet sans le toucher par courant tunnel. En particulier, cette plateforme a permis de contrôler la position d'une micro poutre avec une précision de l'ordre de la dizaine de picomètres en milieu bruité.

Abstract

The present work proposes to use the tunnel current as a sensor to manipulate an object with micrometric dimensions. The use of such a sensor is proposed as an alternative to optical sensors, commonly used to measure or control the position of objects at a micrometric or nanometric scale. This work shows that the tunnel current can be controlled simultaneously with an electrostatic actuator and a piezoelectric actuator to tackle difficulties relative to the reduction of scale, such as drifts or measurement noise. For that purpose, an experimental set-up has been built up at the GIPSA-Lab in the framework of this PhD. A robust control strategy has been implemented in this set-up to control the position of a micro cantilever with an accuracy below the ångström at a speed higher than several hundred of Hertz.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Introduction	1
1 État de l'art	5
1.1 Introduction aux micro et nano systèmes	6
1.1.1 Généralités et comportements	6
1.1.2 Actionneurs et capteurs	10
1.2 Défis de l'automatique à petite échelle	15
1.2.1 Outils de l'automatique	15
1.2.2 Bénéfices de l'automatique	18
1.2.3 Commandes utilisées	28
1.3 Micro et nano positionnement	30
1.3.1 Cadre de l'étude	30
1.3.2 Le courant tunnel	33
1.3.3 Les appareils de positionnement par courant tunnel	38
1.4 Objectif de l'étude	43
2 Nano-positionnement par actionnement électrostatique et courant tunnel	45
2.1 Contexte et motivations	46
2.2 Présentation du système	47
2.3 Modélisation	48
2.3.1 Modélisation de la micro poutre par éléments finis	48
2.3.2 Actionneurs et capteur à courant tunnel	53
2.3.3 Comportement de la boucle ouverte	56
2.3.4 Prise en compte des bruits	63
2.4 Choix de la stratégie de commande	66
2.5 Régulation de la distance pointe/poutre	68
2.5.1 Linéarisation de l'actionneur	68
2.5.2 Linéarisation du capteur	68
2.5.3 Synthèse du contrôleur par placement de pôles robuste	69
2.5.4 Résultats en simulation	76

2.6	Régulation de la position de la poutre	80
2.6.1	Reconstruction de la position de la poutre	80
2.6.2	Résultats en simulation	81
2.7	Bilan	83
3	Mise en œuvre expérimentale	85
3.1	Présentation de la plateforme	86
3.1.1	Présentation succincte de la plateforme	86
3.1.2	Obtention du courant tunnel	89
3.2	Démarche expérimentale	89
3.2.1	Contraintes	90
3.2.2	Protocole	91
3.3	Asservissement ‘piézoélectrique’ du courant tunnel	93
3.3.1	Synthèse du contrôleur	93
3.3.2	Améliorations de la qualité du courant tunnel	95
3.4	Identification des paramètres	99
3.4.1	Comportement exponentiel du courant tunnel	99
3.4.2	Identification en boucle fermée	103
3.5	Amélioration de l’asservissement du courant tunnel	109
3.5.1	Calcul d’un nouveau régulateur	109
3.5.2	Bilan	112
3.6	Courant tunnel sur surface mobile	113
3.6.1	Mesure du bruit thermique par courant tunnel	113
3.6.2	Identification de l’actionneur électrostatique	115
3.7	Asservissement électrostatique du courant tunnel	118
3.7.1	Asservissement électrostatique non linéaire	118
3.7.2	Compensation des dérives	121
3.7.3	Bilan	123
	Bibliographie	128

Table des figures

1.1	<i>Les différentes générations d'accéléromètres ADXL (Analog Devices) utilisés pour les airbags sont un bon exemple de la réduction de la taille des systèmes avec le temps.</i>	6
1.2	<i>Evolution des propriétés physiques et dynamiques d'une poutre ayant subi une réduction d'échelle. La rigidité est calculée selon la formule $k = \frac{Ewt^3}{4l^3}$, avec $E = 150$ GPa le module d'Young du silicium. Le facteur de qualité est gardé constant.</i>	8
1.3	<i>A l'échelle microscopique, les objets sont sensibles à la mesure à cause du phénomène de 'back-action' et des forces de capillarité, mais aussi à l'agitation extérieure comme celle des molécules.</i>	9
1.4	<i>Différents types d'actionneurs électrostatiques. a) : à peignes, b) : à plaques parallèles, c) : de type 'scratch-drive'.</i>	11
1.5	<i>Allure typique des deux types de non linéarités des actionneurs piézoélectriques. a) : hysteresis ; b) : fluage. Source : www.physikinstrumente.com.</i>	13
1.6	<i>Architecture générale d'un micro système électromécanique.</i>	15
1.7	<i>Représentation d'un système dynamique linéaire en boucle ouverte.</i>	16
1.8	<i>Représentation d'un système en boucle fermée.</i>	17
1.9	<i>A l'échelle nanoscopique, le capteur génère des forces qui perturbent l'objet soumis à la mesure.</i>	19
1.10	<i>Précision de mesure dans le cas d'un interféromètre utilisé à température T (en Kelvin) finie et à température nulle d'après [Kippenberg08]. Cette figure montre que le bruit thermique est l'un des dernier obstacle pour atteindre la limite quantique.</i>	20
1.11	<i>Comparaison de trois forces spécifiques à l'échelle microscopique d'après les calculs de [Sadewasser06] et dans la configuration d'une sphère face à un plan.</i>	24
1.12	<i>Exemple d'application de positionnement d'atomes un à un pour former un hexagone. Le positionnement est fait grâce à un microscope à effet tunnel. Source : www.almaden.ibm.com.</i>	31
1.13	<i>Compromis entre précision, bande passante, course et robustesse. Zone en couleur : place du capteur à courant tunnel dans le diagramme des compromis.</i>	31
1.14	<i>a) Illustration d'une barrière rectangulaire de potentiel V supérieure à l'énergie totale E de la particule pour $-a < x < a$ (région II). b) Partie réelle de la fonction d'onde ψ pour le cas présenté en a).</i>	34

TABLE DES FIGURES

1.15	<i>Schéma de principe d'un microscope à effet tunnel. Le courant tunnel I_t est amplifié puis envoyé vers une loi de commande. Cette dernière maintient la distance entre la surface et la pointe constante en commandant les actionneurs piézoélectriques. En même temps, la pointe scanne la surface et la mesure est obtenue en analysant la commande. Les valeurs données dans cette figure le sont à titre indicatif.</i>	39
1.16	<i>Schéma de principe d'un accéléromètre à effet tunnel. La position de la masse est régulée automatiquement grâce à la mesure de courant tunnel. L'influence des perturbations est rejetée et ces dernières sont mesurées par la commande.</i>	41
2.1	<i>Configuration du système pour la simulation et notations utilisées. a) : Capteur, actionneurs et signaux associés au système en boucle ouverte. b) : Zoom sur le système au voisinage de la pointe et notations utilisées dans le texte.</i>	47
2.2	<i>Degrés de libertés (u_i, v_i), référentiel (x, z) et numérotation des nœuds d'un élément utilisé pour la discrétisation de la section de la poutre.</i>	50
2.3	<i>Allure des dix premiers modes naturels de vibrations de la micro poutre obtenus par modélisation par éléments finis.</i>	53
2.4	<i>Diagramme de Bode de la micro poutre. Courbe pleine : modèle réduit de la dynamique de la micro poutre. Courbe fine : modèle complet de la dynamique de la micro poutre.</i>	54
2.5	<i>Fluage simulé de l'actionneur piézoélectrique suite à un changement de consigne de 1 Volt. Le temps de réponse de l'actionneur est d'environ 2.10^{-4} secondes et est donc très rapide comparé à la vitesse du fluage. En utilisant l'équation (2.28), un ordre de sommation de $N=3$ a été utilisé pour tracer cette figure.</i>	55
2.6	<i>Forces d'attraction (F_{prox} dans le texte) entre la pointe et la poutre reproduites d'après les données de [Schirmeisen00] (courbe en 'o') et comparaison avec l'équation (2.35) (en trait plein).</i>	57
2.7	<i>Distance de pull-in en fonction de la rigidité de la poutre. Le courant tunnel n'est possible qu'à partir d'une distance d inférieure à 1 nm. La pointe à effet tunnel doit donc s'approcher d'une région de la poutre ayant une rigidité k supérieure ou égale à 8 N/m.</i>	61
2.8	<i>Rigidité k de la poutre en fonction de sa longueur l. La poutre présente une rigidité supérieure à 8 N/m de son encastrement à 63 μm de longueur.</i>	62
2.9	<i>Les dérivées affectant la position de la pointe tendent à diminuer la distance d entre la pointe et la poutre. A partir d'une certaine distance, la poutre est irrémédiablement attirée vers la pointe par les forces de proximité.</i>	62
2.10	<i>Illustration de la densité spectrale des différents bruits simulés. Le bruit du capteur et le bruit thermique sont dominants par rapport au bruit grenaille et au bruit de 'back-action'.</i>	65
2.11	<i>Modélisation par schéma-blocs du système en boucle ouverte avec actionneurs et capteur et notations utilisées dans le texte.</i>	65
2.12	<i>Illustration par schéma-blocs de la structure de la boucle fermée.</i>	67
2.13	<i>Modélisation des incertitudes liées aux variations a) des coefficients d'amortissement et b) du numérateur d'une fonction de transfert. G_c est le gain du capteur.</i>	70

TABLE DES FIGURES

2.14 Diagramme de Bode de la fonction de transfert $G(s)$ (courbe épaisse) et des modèles incertains résultant des valeurs des gains statiques et des amortissements minimum (courbe en pointillés-points) et maximum (courbe en pointillés). 71

2.15 Schéma-blocs du dispositif anti-saturation. La fonction de transfert de la boucle (de $Tr(t) - Ry(t)$ à $\bar{u}(t)$) est égale à $1/S$. P_S est un polynôme en z^{-1} imposant la dynamique de sortie de saturation. 73

2.16 Gabarits fréquentiels imposés sur les fonctions de sensibilité. Ces gabarits assurent les marges de stabilité et de robustesse ainsi que les contraintes du cahier des charges. 74

2.17 Fonctions de sensibilité obtenues après calcul du contrôleur RST avec le modèle nominal (en noir) et les modèles incertains (en gris). 75

2.18 Asservissement bidirectionnel de la position de la poutre en modulant le courant tunnel. Graphique de gauche : variations de distance $d = z_p - z$ suite à des changements de consigne (trait en pointillés) de la boucle commandant l'actionneur électrostatique. Graphique de droite : évolution du courant tunnel suite aux changements de consigne. 77

2.19 Commande générée suite à des changements de consigne de distance entre la pointe et la poutre. 77

2.20 Reconstruction de la force de proximité générée par la pointe sur la poutre. Courbe foncée : force de proximité simulée d'après l'équation (2.35). Courbe claire : reconstruction simulée des forces de proximité d'après la formule $F_{prox}(t) = kz(t) - \bar{u}(t)$ 78

2.21 Densités spectrales du mouvement de la poutre en boucle ouverte (courbe foncée) et en boucle fermée (courbe claire). 79

2.22 Influence du fluage et des dérives de la pointe sur le suivi de consigne (en pointillés) de la première boucle de régulation. Ces deux types de perturbations éloignent la position de la poutre de sa consigne. 79

2.23 Schéma-blocs de la seconde boucle servant à la régulation de la position de la pointe. 81

2.24 Comportement des deux boucles de régulation suite à deux changements de consigne (traits en pointillés) et à deux perturbations (échelons d'amplitude -1Å et 1Å) sur la position de la pointe. Ce comportement est simulé sans dérives thermiques de la pointe. 81

2.25 Comparaison de la loi de commande avec une seule boucle et deux boucles de régulation en présence d'une dérive thermique et de fluage de l'actionneur piézoélectrique. Graphique de gauche : les perturbations éloignent la position de la poutre de sa consigne (en pointillés); Graphique de droite : les perturbations sont parfaitement rejetées. 82

2.26 Comportement de la loi de commande en présence d'incertitudes sur les paramètres du système. La boucle fermée reste stable et le suivi de consigne (en pointillés) est détérioré par l'incertitude sur le gain statique du modèle de la poutre utilisé pour reconstruire \hat{z} 83

TABLE DES FIGURES

3.1	<i>Présentation du principe de la plateforme (conceptualisé avec Catia V5). La poutre, la pointe et l'actionneur électrostatique peuvent être approchés manuellement les uns des autres grâce à des vis micrométriques à pas fin. Les doubles flèches grises représentent les mouvements possibles des différents éléments. La pointe et son actionneur font partie d'un support supérieur indépendant qui peut être enlevé pour changer les éléments.</i>	86
3.2	<i>Connexions des différents éléments nécessaires au fonctionnement de la plateforme et ordre de grandeur des signaux.</i>	87
3.3	<i>Configuration proposée pour l'actionnement électrostatique : une seule polarité d'un générateur de tension est connectée à l'électrode constituant l'actionneur électrostatique. Le mouvement de la poutre est provoqué par l'attraction de charges de signes opposés.</i>	88
3.4	<i>Plage de mouvement de la pointe à effet tunnel déduite de la saturation imposée sur la mesure. La mesure n'est possible que de 0 à 10 V, ce qui permet de mesurer un courant tunnel de 0 à 10 nA. Cet ordre de grandeur du courant ne s'obtient que sur une plage de mouvement de la pointe de 1 ångström. Ces valeurs ne sont données qu'à titre indicatif.</i>	88
3.5	<i>Approche fine (automatisée) de la pointe après l'approche manuelle. La pointe approche rapidement (la commande augmente) lors de la phase d'approche jusqu'à ce que le courant tunnel sature. La pointe se rétracte alors doucement (la commande décroît) jusqu'à ce que la sortie atteigne une valeur de référence (0,5 V dans ce cas, correspondant à un courant tunnel de 500 pA). A ce moment, la boucle de régulation de l'actionneur piézoélectrique est fermée avec comme consigne cette valeur de référence.</i>	89
3.6	<i>Photographie du cœur de la plateforme. L'agencement des éléments est celui utilisé pour les mesures. La distance entre la pointe et la poutre est de quelques micromètres, et celle entre la poutre et l'électrode est quelques dizaines de micromètres.</i>	91
3.7	<i>Configuration du matériel utilisé pour l'asservissement du courant tunnel.</i>	93
3.8	<i>Exemple de première mesure de courant tunnel obtenue avec une boucle de régulation basée sur les données constructeur et une linéarisation logarithmique du courant tunnel. La référence est montrée en pointillés et est maintenue à -0,5 V.</i>	95
3.9	<i>Caractérisation des sauts du signal. Graphique de gauche : superposition d'une acquisition (courbe épaisse) et du traitement (courbe fine) faisant apparaître les sauts de la mesure. Graphique de droite : histogramme du temps entre deux sauts. On observe que une majorité de sauts ont lieu à 0,02 seconde d'intervall.</i>	96
3.10	<i>Influence de la perturbation à 50 Hz sur la mesure après le changement de l'alimentation de l'amplificateur de courant et l'utilisation de la cage de Faraday. L'influence du bruit sur le signal reste trop importante.</i>	97
3.11	<i>Importance du point de linéarisation du courant tunnel. Graphique de gauche : linéarisations tangentielles du courant tunnel autour des distances d'équilibres 8 Å (droite très fine), 8.5 Å (droite fine) et 9 Å (droite épaisse). Graphique de droite : erreurs résultant de ces linéarisations. Pour que l'erreur de linéarisation soit faible, il faut linéariser autour d'un courant tunnel le plus petit possible (i.e. de grandes distances).</i>	98

TABLE DES FIGURES

3.12	<i>Signal de sortie avec et sans cage de Faraday et en prenant en compte un retard pur de une période d'échantillonnage dans la commande. Les perturbations entre 80 et 100 secondes sont la conséquence de la mise en place manuelle de la cage sur la plateforme.</i>	99
3.13	<i>Somme des valeurs absolues des résidus pour différents gains de l'actionneur piézoélectrique. Ce graphique montre qu'un gain de l'actionneur piézoélectrique compris entre 0,7 nm/V et 1,2 nm/V permet d'approximer les mesures à la courbe théorique du courant tunnel avec un minimum d'erreur.</i>	101
3.14	<i>Comparaison de la courbe expérimentale $I_t = f(d)$ (courbe claire) et de la courbe théorique $I_t = gV_0e^{-\kappa d}$ (courbe foncée). Ce graphique montre la très bonne qualité des mesures et la justesse du choix théorique.</i>	101
3.15	<i>Comparaison de la courbe expérimentale $I_t = f(d)$ (courbe claire) et de la courbe théorique $I_t = gV_0e^{-\kappa d}$ pour une plage de mesure du courant tunnel de 0 à 2000 nA (courbe foncée). Le comportement exponentiel du courant tunnel est moins évident.</i>	102
3.16	<i>Principe de l'identification en boucle fermée d'après [Landau06].</i>	103
3.17	<i>Configuration du matériel pour l'identification en boucle fermée.</i>	105
3.18	<i>Comparaisons des modèles identifiés et calculés de la fonction de sensibilité SG). Graphique de gauche : modèles identifiés et calculés avec l'algorithme CLOE. Graphique de droite : modèles identifiés et calculés avec l'algorithme FCLOE. Même si leur différence devient plus importante en hautes fréquences, les modèles calculés et identifiés sont assez semblables pour valider la qualité du modèle identifié de la boucle ouverte.</i>	106
3.19	<i>Diagrammes de Bode du système identifié en boucle fermée. Les courbes en pointillé et continue sont les modèles identifiés par les algorithmes CLOE et FCLOE, respectivement. Ces deux algorithmes permettent d'identifier le gain de la boucle ouverte (compris entre 330 et 450 V/V), ce qui confirme le gain de l'actionneur piézoélectrique d'environ 1,2 nm/V pour de petits déplacements.</i>	108
3.20	<i>Mesure du courant tunnel avec deux régulateurs différents : l'un calculé à partir des données techniques (courbe claire) et l'autre calculé avec le modèle identifié (courbe foncée). La référence est de 0,5 V. L'écart-type de la mesure est considérablement réduit en prenant en compte le retard et le gain identifié dans la synthèse du contrôleur.</i>	110
3.21	<i>Performance de l'asservissement du courant tunnel. Graphique de gauche : comportement du courant tunnel suite à des variations de consignes. Graphique de droite : déplacement de la pointe par rapport à sa position correspondant à un courant tunnel de 2 nA.</i>	110
3.22	<i>Spectre du courant tunnel mesuré. Conformément à la théorie, le bruit du courant tunnel a une tendance fréquentielle en 1/f.</i>	111
3.23	<i>Configuration du cœur de la plateforme pour l'approche de la poutre vers une surface mobile.</i>	114

TABLE DES FIGURES

3.24 *Densité spectrale du courant tunnel sur une surface mobile. Graphique de gauche : à partir d'environ 600 Hz, le spectre en 1/f du courant tunnel est recouvert par celui du mouvement brownien de la poutre. Le spectre du mouvement brownien permet d'observer la fréquence de résonance d'objets extrêmement petits. Graphique de droite : l'interprétation de la densité spectrale du courant tunnel sur surface mobile fait apparaître trois types de bruits : un bruit en 1/f inhérent au courant tunnel, un bruit brownien dû à la vibration de la poutre et un bruit expérimental dont la fréquence domine entre 200 et 700 Hz. L'origine de ce bruit n'est pas encore déterminée.* 114

3.25 *Amplitude de la densité spectrale des oscillations de la poutre.* 115

3.26 *Principe d'identification de l'actionneur électrostatique. L'actionneur électrostatique est excité en polarisant l'électrode avec une tension triangulaire. La mesure du déplacement de la poutre se fait par l'intermédiaire de la commande permettant à la pointe de rester à une distance fixe de la poutre.* 116

3.27 *Comportement non linéaire de l'actionneur électrostatique. Graphique de gauche : Exemple de tension d'excitation de l'actionneur électrostatique. Graphique de droite : commande générée par la boucle fermée pour que la pointe suive la déflexion de la poutre.* 116

3.28 *Approximation non linéaire de la loi de l'actionneur électrostatique. Graphique de gauche : approximation par méthode des moindres carrés de la déflexion z de la poutre (courbe claire) par la loi bV_a^2 (courbe foncée). Graphique de droite : L'erreur d'approximation de z par bV_a^2 est inférieure à 7% du déplacement maximum de la poutre. L'erreur est donc assez faible pour pouvoir valider la loi $z = bV_a^2$* 117

3.29 *Schéma-blocs du correcteur prenant en compte la non linéarité de l'actionneur et la saturation de la commande.* 119

3.30 *Asservissement électrostatique du courant tunnel. Graphique de gauche : Courant tunnel régulé par actionnement électrostatique et référence du courant tunnel (courbe en pointillés). Graphique de droite : commande générée par la boucle fermée pour suivre la référence. L'augmentation de la commande dans le temps compense les dérives de la pointe.* 120

3.31 *Mesures nanométriques et contrôle picométrique de la position de la micro poutre. Graphique de gauche : L'asservissement électrostatique du courant tunnel permet de contrôler les déplacements de la poutre par rapport à la pointe. L'amplitude du mouvement dans cet exemple est de l'ordre de 50 picomètres. Graphique de droite : La commande permet de calculer le déplacement de la poutre relativement à sa position de repos. Les déplacements sont mesurés avec une précision inférieure à l'ångström.* 121

- 3.32 *Asservissement électrostatique du courant tunnel en compensant les dérives. Graphique en haut à gauche : le courant tunnel est asservi électrostatiquement à 250 pA. Graphique en haut à droite : La boucle régulant la position de la poutre est fermée lorsque la commande de l'actionneur électrostatique atteint 5 Volts. Graphique en bas à gauche : la commande de l'actionneur piézoélectrique sert à compenser la dérive de cet actionneur (presque absente dans ce cas). Graphique en bas à droite : Asservissement de la position de la poutre à $-1,75 \cdot 10^{-9}$ m sous sa position de repos et contrôle de son déplacement par deux échelons successifs. La position $z(t)$ de la poutre est reconstruite grâce à la commande $(z(t) = bV_a^2)$. . 122*

Liste des tableaux

1.1	<i>Performances de la boucle de régulation de la distance pointe/échantillon. Même si les références sont anciennes, les performances restent d'actualité. ω_0 : fréquence de résonance de la boucle ouverte, ω_{BF} : bande passante de la boucle fermée.</i>	40
1.2	<i>Performances des accéléromètres présentés dans la littérature. La bande passante est celle de la boucle fermée et ω_0 est la fréquence de résonance de la partie mécanique de l'accéléromètre.</i>	42
2.1	<i>Propriétés mécaniques de la micro poutre modélisée.</i>	49
3.1	<i>Caractéristiques des différents éléments de la boucle fermée.</i>	93
3.2	<i>Caractéristiques de la SBPA.</i>	106
3.3	<i>Résultats des tests de validation du modèle de la boucle ouverte identifié pour les méthodes CLOE et FCLOE. Les caractéristiques du modèle en boucle ouverte identifiés sont aussi présentées.</i>	107

Liste des notations

Seules les notations utilisées tout au long de ce manuscrit sont listées ici. Les notations utilisées occasionnellement sont définies dans le texte lors de leur emploi.

Notations générales

z	Position de la poutre
z_p	Position de la pointe à courant tunnel
d	Distance entre la pointe et la poutre
I_t	Courant tunnel
I_0	Courant tunnel initial
I_{eq}	Point d'équilibre du courant tunnel
F_a	Force électrostatique
F_{prox}	Forces de proximité
F_T	Force de Langevin
T	Température
ω_i	Pulsation naturelle du mode i de la poutre
γ_i	Coefficient d'amortissement du mode i de la poutre
z_{ji}	Norme du vecteur propre au nœud j du $i^{\text{ème}}$ mode
$V_t(t)$	Sortie de l'amplificateur de courant
$y(t)$	$y(t) = \log_{10}(V_t(t))$ (chapitre 2) ou sortie de la boucle fermée (chapitre 3)
$u(t)$	Signal de commande
$\bar{u}(t)$	Signal de commande passé par la saturation
$n_1(t)$	Bruit simulé de commande de l'actionneur électrostatique
$n_2(t)$	Bruit simulé de commande de l'actionneur piézoélectrique
$n_3(t)$	Bruit simulé de sortie de l'amplificateur de courant
z_{ref}	Consigne en position de la poutre
d_{ref}	Consigne de distance entre la poutre et la pointe
V_{ref}	Tension de référence
V_{PI}	Tension de pull-in

\hat{F}_a	Reconstruction de la force F_a par la commande
\hat{z}	Reconstruction de la position z de la poutre
ψ	Fonction d'onde d'une particule
E	Énergie d'une particule
$V(x)$	Énergie potentielle d'une particule selon l'axe x

Fonctions de transfert et polynômes

$H(s)$	Fonction de transfert de la poutre
$H_i(s)$	Fonction de transfert du $i^{\text{ème}}$ mode de la poutre
$\bar{H}(s)$	Fonction de transfert de la poutre avec incertitudes
$H_p(s)$	Fonction de transfert de l'actionneur piézoélectrique
$W(s)$	Modélisation fréquentielle de l'incertitude du gain de la boucle ouverte
$X(s)$	Modélisation fréquentielle de l'incertitude de l'amortissement de la boucle ouverte
S	Fonction de sensibilité
SG	Fonction de sensibilité entrée - sortie
KS	Fonction de sensibilité bruit de mesure - sortie
T	Fonction de sensibilité complémentaire
$B(z^{-1})$	Polynôme dénominateur de la fonction de transfert en z^{-1} de la boucle ouverte
$A(z^{-1})$	Polynôme numérateur de la fonction de transfert en z^{-1} de la boucle ouverte
$S(z^{-1})$	Polynôme numérateur du correcteur RST
$R(z^{-1})$	Polynôme dénominateur du correcteur RST
$T(z^{-1})$	Fonction de transfert de poursuite en boucle fermée
$P_D(z^{-1})$	Polynôme caractéristique du système en boucle fermée
$P_F(z^{-1})$	Polynôme auxiliaire du système en boucle fermée
$P_S(z^{-1})$	Polynôme de la dynamique de sortie de saturation

Constantes

κ	Constante du courant tunnel ($\kappa = -1.025\sqrt{\phi}$)
ϕ	Travaux de sortie
g	Constante de proportionnalité du courant tunnel ($I_t = gV_0e^{\kappa d}$)
H	Constante d'Hamaker ($H \approx 40^{-20}$ J)
\hbar	Constante de Planck réduite ($\hbar \approx 1,055.10^{-34}$ J.s)
ε_0	Constante diélectrique de l'air ($\varepsilon_0 \approx 8,85.10^{-12}$ F/m)
k_B	Constante de Boltzman ($k_B \approx 1,38^{-23}$ J/K)

Notations pratiques

A	Aire en vis-à-vis commune à la poutre et l'électrode
k	Rigidité de la poutre
l_0	Distance entre l'électrode et la poutre au repos
R	Rayon de la pointe
V_0	Tension entre la pointe et la poutre
V_a	Tension entre l'électrode et la poutre
V_p	Tension de commande de l'actionneur piézoélectrique
G_p	Gain de l'actionneur piézoélectrique
G_{amp}	Gain de l'amplificateur de courant
G_{ampT}	Gain de l'amplificateur de tension
G_{BO}	Gain de la boucle ouverte
G_c	Gain du capteur
ω_{amp}	Pulsation de coupure de l'amplificateur de courant
ω_{ampT}	Pulsation de coupure de l'amplificateur de tension
ω_{BO}	Pulsation de coupure de la boucle ouverte
ω_p	Pulsation naturelle de l'actionneur piézoélectrique
γ_p	Coefficient d'amortissement de l'actionneur piézoélectrique

Variables et opérateurs temporels et fréquentiels

t	Temps
f	Fréquences
s	Variable de Laplace
z^{-1}	Variable de la transformée en z

abréviations

RST	Correcteur R-S-T
$SBPA$	Séquence Binaire Pseudo Aléatoire
$CLOE$	Closed Loop Output Error
$FCLOE$	Filtered Closed Loop Output Error
S/B	Rapport signal sur bruit
S/SB	Rapport signal sur signal plus bruit

Introduction

Contexte

Ce document s'inscrit dans un domaine scientifique en émergence : les nanosciences. A l'échelle du nanomètre, nous découvrons un nouveau domaine très riche à l'interface de la physique, de l'électronique, de la thermique et de la mécanique : le couplage de l'ensemble de ces champs disciplinaires devrait favoriser l'essor de nombreux transducteurs ou plus largement de nouveaux composants fonctionnels de taille nanométrique (mémoire, traitement de données, applications en biologie). Pour cela, l'un des enjeux essentiels de ce domaine est de maîtriser les moyens de voir, d'analyser, de mesurer et d'agir à toutes les échelles concernées, du micromètre jusqu'à la plus réduite : l'atome et son environnement immédiat. C'est dans cette branche des nanosciences que se situe le sujet de ce doctorat : travailler et manipuler à l'échelle du nanomètre.

Problématique

De nouveaux problèmes ont émergé avec la réduction d'échelle. Par exemple, la petitesse et l'extrême fragilité des objets micro ou nanométriques les rendent très difficiles à manipuler. L'apparition de forces d'attraction à cette échelle constitue une difficulté supplémentaire. De même, la dynamique de ces objets est très rapide à cause de leur faible inertie. Dans ce contexte, il paraît intéressant de tenir compte des nouveaux phénomènes offerts par la réduction d'échelle pour les intégrer non seulement dans des problématiques de recherche, mais surtout dans les solutions proposées.

Intrinsèquement, il est très difficile de positionner manuellement à cette échelle. Les techniques d'automatique et de contrôle deviennent alors indispensables. Grâce à ces dernières, des instruments permettant d'agir et de mesurer à l'échelle du nanomètre ont pu émerger. Par contre, les méthodes de contrôle nécessaires à ces instruments sont souvent incomprises et/ou exploitées de manière non optimales. En effet, les micro et nano systèmes sont complexes à étudier car ils présentent des "non-idéalités" inhérentes à leurs dimensions et aux phénomènes mis en jeu (bruits, non linéarités, effets de couplage, incertitudes de fabrication et sensibilité aux conditions de fonctionnement). Plus ces effets sont négligés et plus les performances de ces instruments s'en trouvent affectées.

Objet du doctorat

Ce doctorat propose d'utiliser le courant tunnel (phénomène quantique permettant aux électrons de traverser un espace très fin entre deux électrodes) comme capteur pour contrôler la position d'un objet micrométrique. Dans cet objectif, deux moyens d'actionnement sont combinés, à savoir un actionneur piézoélectrique et un autre électrostatique. La configuration proposée diffère donc de celles existantes qui utilisent soit un actionneur piézoélectrique (microscopes à effet tunnel), soit un actionneur électrostatique (accéléromètre à effet tunnel). Elle permet de proposer des solutions à des problèmes récents dans le domaine du nano positionnement. La petite taille du capteur utilisé ainsi que sa grande précision devrait permettre un contrôle des déplacements avec une précision inférieure au nanomètre.

Contributions

Cette étude a permis de conceptualiser, de développer et d'étudier un appareil de contrôle de déplacements par effet tunnel. Nous proposons une configuration originale permettant l'asservissement du courant tunnel en contrôlant électrostatiquement la position d'une micro poutre. L'actionneur piézoélectrique est commandé simultanément pour compenser les dérives des éléments de la plateforme. La configuration proposée rend possible le contrôle de la position d'un objet sans le toucher avec une précision inférieure au nanomètre.

Ce principe est validé en simulation puis expérimentalement. Du point de vue pratique, ce travail est enrichi par la réalisation d'une plateforme expérimentale (brevetée, voir [Brevet08]).

Organisation du manuscrit :

Le premier chapitre, divisé en quatre parties, présente le contexte du sujet. La première partie expose des généralités à propos des micro et nano systèmes de manière à poser le cadre du travail présenté dans ce manuscrit. La deuxième partie présente des généralités sur les outils de l'automatique et la manière dont ces outils permettent d'améliorer les performances des micro et nano systèmes. La troisième partie focalise sur la problématique du contrôle de position à l'échelle nanométrique pour ensuite introduire le courant tunnel dans ce contexte.

Le chapitre 2 présente le système étudié d'un point de vue modélisation dynamique. Dans une première partie, les propriétés de ce système sont décrites, modélisées puis simulées. Dans une deuxième partie, une loi de commande est proposée pour répondre à un cahier des charges. L'objectif de ce chapitre est de valider la loi de commande proposée par simulation.

Le chapitre 3 présente la plateforme de nano positionnement développée dans le cadre du doctorat et aborde les résultats expérimentaux. Ce chapitre présente les étapes successives qui ont permis le contrôle de déplacements par courant tunnel.

Finalement, la conclusion permet de résumer l'apport de ce travail et d'ouvrir des perspectives.

Publications associées :

Le principe du dispositif présenté au chapitre 3 a fait l'objet d'un dépôt de brevet [Brevet08] et la modélisation associée ainsi que les stratégies de commande ont déjà été présentées en congrès internationaux [Blanvillain08] [Blanvillain09] ainsi qu'en ouvrage collectif [Blanvillain10].

Chapitre 1

État de l'art

Ce chapitre a pour but de situer le projet dans son contexte scientifique. Il est pour cela divisé en quatre sections.

La première introduit à la notion de micro et nano systèmes en présentant quelques particularités de ces derniers.

La deuxième section commence par la présentation d'outils de commande des systèmes pour ensuite montrer comment ces outils permettent d'améliorer les performances des micro et nano systèmes. Cette section montre que les apports de l'automatique sont particulièrement bénéfiques au domaine du nano positionnement.

La troisième section présente ce domaine et montre qu'il représente une niche de recherche importante pour l'automaticien. L'axe de recherche ciblé dans cette troisième section est abordé en répondant à des problématiques récentes et en proposant le courant tunnel comme capteur de déplacements dans un contexte de nano positionnement.

Finalement, la quatrième section expose les objectifs de l'étude présentée dans ce manuscrit.

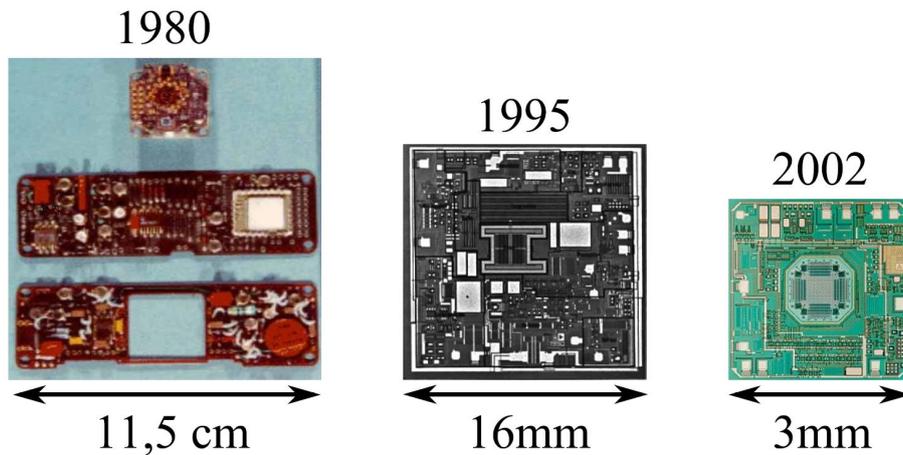


FIG. 1.1 – Les différentes générations d'accéléromètres ADXL (Analog Devices) utilisés pour les airbags sont un bon exemple de la réduction de la taille des systèmes avec le temps.

1.1 Introduction aux micro et nano systèmes

Cette section présente les micro et nano systèmes en montrant qu'ils offrent des propriétés qui ne sont pas reproductibles à notre échelle. Deux types d'actionneurs les plus employés et utilisés dans ce manuscrit sont ensuite décrits.

1.1.1 Généralités et comportements

L'invention du micro usinage de surface a donné naissance au premier système miniaturisé en 1967 [Nathanson67]. Ce transistor réunissait une partie mécanique de quelques centaines de microns et une partie électrique dans un seul système. Une grande bande passante et un facteur de qualité très élevé étaient pour la première fois réunis dans un seul système à dimensions réduites. A partir de cette date, les premiers accéléromètres [Roylance78], puis les premiers micro objets mobiles, comme des micro moteurs [Fan88], ont commencé à apparaître. Un nouvel acronyme, MEMS, pour Micro Electro Mechanical Systems est donc apparu dans les années '80 aux USA. En Europe, on parlait à la même époque de 'microsystems technology' (MST). Depuis, le besoin de créer des objets moins encombrants, plus précis et moins coûteux n'a cessé de croître (voir figure 1.1). L'utilisation du Silicium, abondant et remplissant toutes les conditions pour le micro usinage, a permis d'intégrer les différentes fonctions de capteurs, d'actionneurs, ainsi que leurs électroniques associées dans un seul et même système.

Les principales raisons de l'essor des MEMS peuvent être divisées en trois catégories :

- la miniaturisation des systèmes existants (moteurs, pinces...);

- le développement de systèmes basés sur des principes qui ne marchent pas à l'échelle du mètre ou ayant des propriétés inatteignables jusqu'alors ;
- le développement de nouveaux instruments pour interagir avec le monde microscopique ou nanoscopique comme les microscopes à effet tunnel, à force atomique ou encore les micro pinces.

Les MEMS sont désormais intégrés dans des domaines très variés :

- en mécanique [Andrei08], pour l'étude des propriétés des matériaux [Desai07]...
- en optique pour la microscopie [Shin07], l'interférométrie et les micro miroirs [Corbitt07] [Liu07]...
- en télécommunications [Hanson05]
- en biologie [Bhushan07] [Pawley05]
- et dans de nombreux autres domaines...

Des nouvelles propriétés mécaniques...

Si les micro systèmes suscitent tant d'intérêts, c'est qu'ils offrent des propriétés et des comportements qui n'existent pas à échelle macroscopique. Prenons par exemple un cube d'un centimètre de côté et un autre dont les dimensions sont microscopiques (un cube de 10 micromètres de côté). Il est très facile d'attirer le petit cube avec une règle porteuse d'une charge électrostatique, alors que faire bouger le cube d'un centimètre de côté est impossible. Ceci s'explique parce que la surface varie selon le carré des dimensions et le volume selon le cube des dimensions. La diminution des surfaces et donc de la force électrostatique est moins grande que celle du volume. Finalement, la force qui agit sur le petit cube est proportionnellement plus grande que celle qui agit sur le gros cube. Le rapport volume sur surface ayant diminué avec la réduction d'échelle, les effets de surface sont donc plus importants sur les objets microscopiques que sur les objets macroscopiques. Les forces dépendant de la surface des objets, comme celle électrostatique, sont donc beaucoup plus efficaces à l'échelle microscopique.

Cette baisse du rapport volume sur surface a de grandes conséquences sur le design des MEMS : à un certain niveau de miniaturisation, les effets liés aux surfaces dominent ceux liés aux volumes. Par exemple, les forces de friction deviennent plus grandes que l'inertie, la dissipation de la chaleur est plus rapide et son stockage plus délicat, la gravitation devient négligeable devant les forces électrostatiques ou d'origine atomique...

Puisque le volume diminue selon le cube des dimensions, il est possible de construire des objets à très faible masse par rapport à leurs dimensions. Cette propriété ouvre la voie à des systèmes mécaniques à très haute fréquence de résonance comme le montre la figure

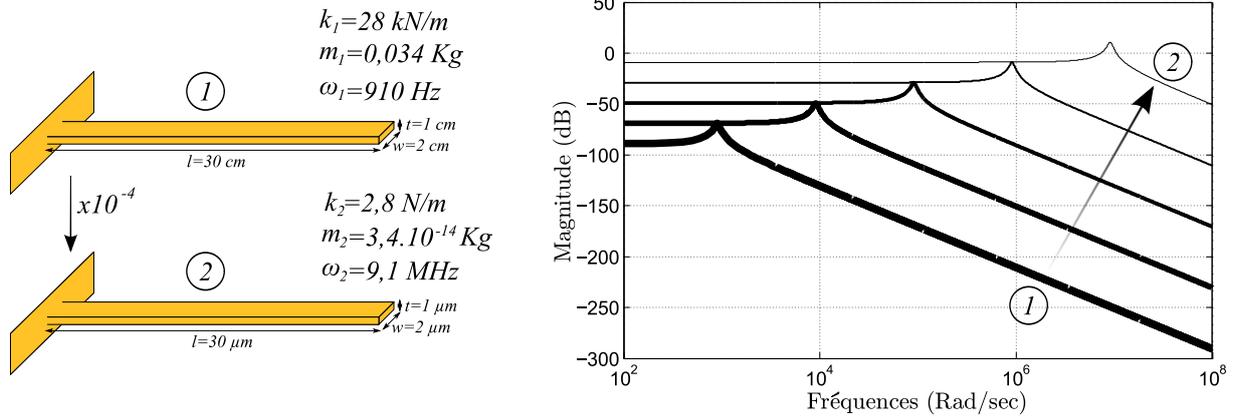


FIG. 1.2 – Evolution des propriétés physiques et dynamiques d'une poutre ayant subi une réduction d'échelle. La rigidité est calculée selon la formule $k = \frac{Ewt^3}{4l^3}$, avec $E = 150 \text{ GPa}$ le module d'Young du silicium. Le facteur de qualité est gardé constant.

1.2, jusqu'au giga Hertz [Huang03]. L'accroissement de la bande passante de ces systèmes permet de travailler dans un domaine linéaire et en boucle ouverte (ce qui couvre une grande partie des applications) sur une bande passante de plus en plus grande.

La réduction d'échelle peut aussi avoir une influence sur la rigidité des micro structures. Par exemple, les micro poutres fréquemment employées comme capteurs dans diverses applications peuvent avoir un rapport épaisseur sur longueur de $1/500$ et garder une certaine rigidité (0.03 N/m pour les poutres Arrow de chez Nanoworld). A notre échelle, de telles proportions sont comparables à une feuille d'aluminium de 5 cm de long qui n'a, comparativement, aucune rigidité.

Finalement, la nano fabrication ouvre la voie à des structures mécaniques très faiblement amorties. Il est maintenant possible de fabriquer des structures mécaniques ayant des facteurs de qualité de l'ordre de 10^3 à 10^5 [Ekinci05b] [Verbridge06], voire plus. Les facteurs de qualité les plus élevés étaient jusqu'alors obtenus par des oscillateurs électriques. Une telle propriété offre l'avantage de pouvoir exciter des systèmes mécaniques avec très peu d'énergie. Des niveaux de sensibilité très élevés aux perturbations extérieures telles que des changements de pressions ou de masse [Abadal01] peuvent donc être atteints. Notons que des facteurs de qualité de l'ordre de 10^3 ou plus ne peuvent s'obtenir que sous vide. A cette échelle, l'amortissement dû au frottement avec l'air est beaucoup plus important puisqu'il dépend de la surface du système. Travailler à l'air ou dans le vide peut donc faire varier le facteur de qualité de plusieurs ordres de grandeurs [Cimalla07]. De plus, à cette échelle, l'air adopte un comportement visqueux comparable à celui des fluides [Yum04].

... et donc de nouveaux phénomènes

La course vers des systèmes de plus en plus sensibles fait apparaître des phénomènes jusqu'alors peu étudiés ou nouveaux, comme le présente la figure 1.3. La sensibilité des

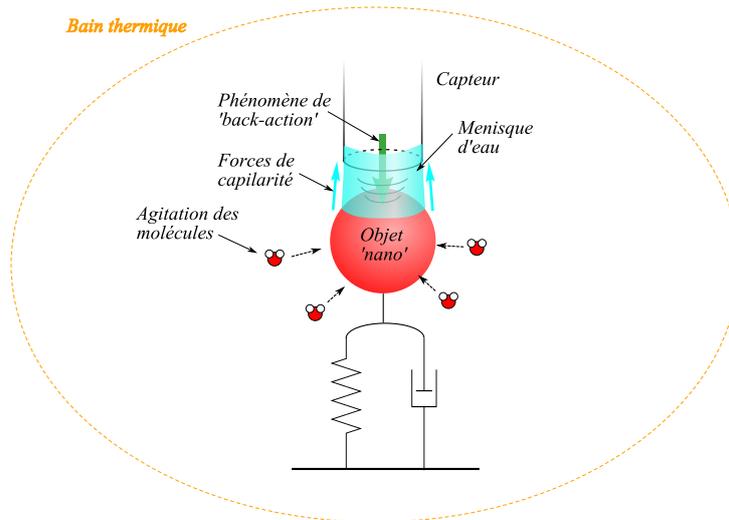


FIG. 1.3 – A l'échelle microscopique, les objets sont sensibles à la mesure à cause du phénomène de 'back-action' et des forces de capillarité, mais aussi à l'agitation extérieure comme celle des molécules.

micro et nano systèmes est telle que le fait d'effectuer une mesure sur ce dernier peut influencer son comportement. C'est ce que les anglo-saxons ont nommé le phénomène de 'back-action'. Par exemple, lorsque la position d'une masse ultra sensible est mesurée par interférométrie, les photons transfèrent leur énergie à la masse lors de leur impact [Tittonen99]. La masse est ainsi excitée par le capteur, et cette excitation détermine la limite de la précision de mesure, appelée limite quantique [LaHaye04] (cette limite est discutée en section 1.2.2). Les conséquences de cet effet sur un résonateur (changement de fréquence de résonance, d'amortissement et fluctuation de la position) ont récemment été mises en évidence et mesurées [Naik06]. Les MEMS deviennent aussi très réactifs aux multiples perturbations environnementales jusqu'ici négligées : la température, l'humidité, les champs électromagnétiques et les bruits d'actionnement et de mesure deviennent alors un vrai problème. La température est la cause de l'agitation des électrons et donc la source de bruit thermique. Ce bruit est l'un des facteurs le plus limitant pour la précision de mesure des appareils microscopiques. L'humidité et l'agitation des molécules constituant l'air ambiant doivent aussi être prises en compte [Sadewasser06]. Par exemple, l'humidité ambiante peut être à l'origine de l'apparition d'un ménisque d'eau, et donc de forces de capillarité, entre deux objets très proches. La négligence de ce phénomène a été l'une des causes de l'échec d'un des premiers micro accéléromètres [Kobayashi92].

Le bruit électromagnétique et plus spécifiquement celui généré par la circulation du courant dans le réseau électrique est la source d'un bruit de mesure à 50 Hertz extrêmement gênant.

Finalement, les bruits d'actionnement doivent être réduits au maximum à cause de la grande sensibilité des parties actionnées.

De plus, puisque les signaux sont en général très faibles, leur amplification induit évidemment un bruit supplémentaire.

Tendances actuelles

Depuis quelques années, la poursuite de systèmes de plus en plus sensibles semble s'être essouffée. Les challenges s'orientent maintenant vers l'exploitation et la fiabilisation des découvertes [Ko07] [Nguyen07]. Le besoin de plateformes de manipulation ou d'assemblages microscopiques avec un retour visuel et un retour d'effort commence à émerger [Rakotondrabe09]. Beaucoup d'efforts restent concentrés sur les limites de mesure actuelles [Kippenberg08] [Li07]. La recherche s'oriente activement vers des solutions pour pallier les effets qu'implique la miniaturisation. Par exemple, nous pouvons citer les effets de surface comme les forces d'interactions [Jourdan07b] [Xie09] [Nosonovsky09], les nouvelles propriétés de la matière à cette échelle [Lau02] [Wilde02] [Bhushan07], le fait de pouvoir condenser plusieurs milliers de nano systèmes sur quelques millimètres carrés [Vettiger00], ou encore rendre les systèmes les plus autonomes possible [Ivan09].

1.1.2 Actionneurs et capteurs

Beaucoup de phénomènes physiques sont maintenant mesurables par des micro systèmes avec une précision spécifique à leur petite taille. Cette partie n'a pas pour objectif de lister tous les capteurs et actionneurs utilisés à ce jour, mais de présenter ceux utilisés dans cet ouvrage. L'actionnement et la mesure à petite échelle se font très souvent grâce à l'exploitation de phénomènes physiques très sensibles et imperceptibles à notre échelle. C'est le cas des deux phénomènes les plus utilisés, à savoir les effets capacitifs et piézorésistifs.

L'effet capacitif

L'effet capacitif repose sur le fait que deux charges de signes opposés s'attirent, et créent entre elles un champ électrique. De ce fait, l'actionnement capacitif (ou électrostatique) s'obtient en appliquant une différence de potentiel entre deux objets séparés de quelques dizaines de micromètres tout au plus. Les charges opposées vont alors s'attirer, entraînant ainsi les deux éléments. Plusieurs types d'actionneurs exploitent ce principe, comme ceux à peignes (figure 1.4a), à plaques parallèles (figure 1.4b) ou à frottement (figure 1.4c). L'actionnement à plaques parallèles est utilisé dans des accéléromètres [Soen07b], des instruments de positionnement à haute précision [Xing09] ou encore de positionnement [Mohd09], etc.

De tels actionneurs sont caractérisés par leur capacité C , fonction de leur géométrie, et notamment de la distance $l = l_0 + z$ entre les éléments face à face et leur aire commune A . Lorsque les électrodes sont soumises à une différence de potentiel V_a , leur charge vaut $Q = C(l, A)V_a$ et l'énergie du champ électrostatique généré s'élève à :

$$E = \int_0^Q V_a dq = \int_0^Q \frac{q}{C(l, A)} dq = \frac{Q^2}{2C(l, A)} = \frac{1}{2}C(l, A)V_a^2 \quad (1.1)$$

Lorsqu'un générateur maintient la tension V_a constante par réajustement de charges et

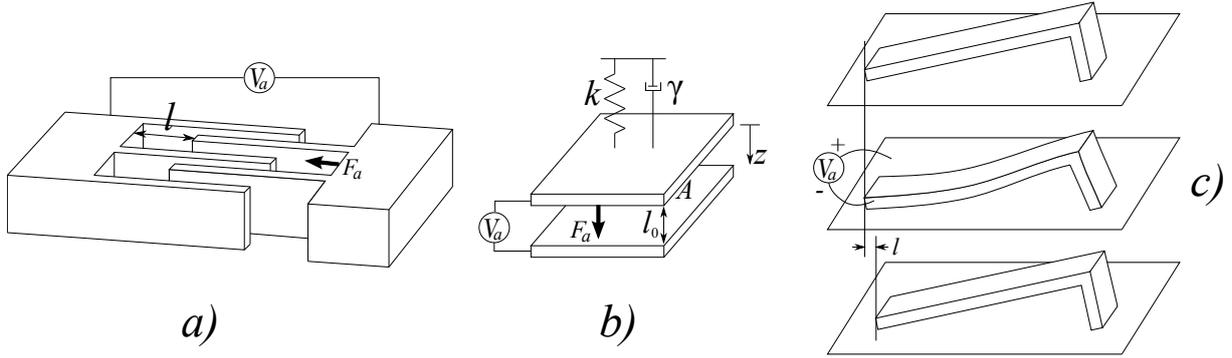


FIG. 1.4 – Différents types d'actionneurs électrostatiques. a) : à peignes, b) : à plaques parallèles, c) : de type 'scratch-drive'.

que seule l peut varier dans la configuration géométrique (comme dans le cas b de la figure 1.4), la force F_a entre deux surfaces s'écrit :

$$F_a = \frac{\partial E}{\partial l} = \frac{1}{2} C'(l, A) V_a^2 \quad (1.2)$$

Dans le cas de deux électrodes planes (figure 1.4b), la capacité s'écrit $C = \epsilon_0 A / (l_0 + z)$ ¹ et la force F_a est égale à :

$$F_a = - \frac{\epsilon_0 A V_a^2}{2(l_0 + z)^2} \quad (1.3)$$

$\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m étant la constante diélectrique de l'air. La vitesse d'application de cette force est liée à celle du déplacement des charges, et est donc quasi instantanée. La bande passante de cet actionnement dépend donc de celle des objets actionnés.

La limitation majeure de ce type d'actionnement est l'instabilité dite de '**pull-in**'. Elle correspond à un collage soudain des deux surfaces en regard quand la distance entre elles devient trop petite, et peut être formalisée en termes d'automatique de la façon suivante : Dans le cas d'un actionnement plan/plan (cas b) de la figure 1.4) d'une partie mécanique de masse m , d'amortissement γ et de rigidité k (tel que $\omega^2 = k/m$), le système actionneur plus partie mécanique peut se formaliser sous la représentation d'état suivante :

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega^2 & -2\gamma\omega \end{pmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{m} \end{pmatrix} \cdot F_a \quad (1.4)$$

dans laquelle F_a est la force électrostatique. En linéarisant cette représentation autour d'un point d'équilibre x_0 , la matrice d'état du système linéarisé s'écrit :

$$A_{x_0} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega^2 + \frac{1}{m} \frac{\partial F_a}{\partial x_1} & -2\gamma\omega \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

¹Dans ce cas, les effets de bords et les charges parasites sont négligés. Ces deux hypothèses ont largement été confirmées par la pratique. Cependant, les charges parasites restent un problème lorsque la commande a pour but de rapprocher le plus possible les deux plaques.

x_0 est un équilibre asymptotiquement stable si les parties réelles des valeurs propres de A_{x_0} sont négatives, c'est-à-dire :

$$-\omega^2 + \frac{1}{m} \frac{\partial F_a}{\partial z} < 0 \Leftrightarrow k > \frac{\partial F_a}{\partial z} = \frac{\varepsilon_0 A V_a^2}{(l_0 + z)^3} \quad (1.6)$$

On retrouve bien la condition de stabilité évoquée dans la littérature à vocation non automatique [Senturia00].

Les charges parasites sont un obstacle supplémentaire à la réalisation des actionneurs électrostatiques car elles sont source de divergence entre théorie et réalité. Peu de modèles ont été proposés pour les modéliser, qu'ils soient statiques [Chan00] ou dynamiques [Zhu05]. Cette lacune se justifie par la complexité de modélisation de ces charges et par la difficulté de leur mesure (leur mesure est cependant possible [Zerounian07]). Liées aux effets de bords, elles sont la source de dissymétrie d'actionnement² [Seeger99]. Notons que les effets de bords sont souvent négligés lors de la mise en équation des actionneurs électrostatiques. Cette hypothèse a été validée par plusieurs expériences [Seeger03] [Lu02] [Rocha06].

La détection capacitive repose sur le même phénomène, à savoir que la capacité entre deux objets chargés varie avec la distance entre ces deux objets. Ce principe a donné naissance à des capteurs miniaturisés, facilement intégrables et très utilisés par diverses applications (accéléromètres...). De tels capteurs jouissent d'une grande notoriété grâce à leur facilité de fabrication, à leur stabilité (dérives thermiques presque nulles) et leur précision (de l'ordre de la dizaine de nanomètres). Cependant, un défaut majeur subsiste : une électronique complexe est nécessaire pour enregistrer en temps réel les infimes variations de capacité.

L'effet piézoélectrique

L'effet piézoélectrique traduit le fait qu'un matériau puisse se déformer lorsqu'on lui applique un champ électrique. *A contrario*, de tels matériaux génèrent une différence de potentiel lorsqu'ils sont sujets à une déformation. Ce sont le plus souvent des céramiques ou des cristaux comme le quartz. Lorsque de tels matériaux sont utilisés en tant qu'actionneurs, ils peuvent être excités en imposant une différence de potentiel ou une charge à leurs bornes. Leur très faible gain en fait des matériaux particulièrement prisés pour le positionnement à échelle nanométrique car leur résolution est en théorie sans limite. Par contre, les fréquences de résonance de ces matériaux sont peu amorties : leur facteur d'amortissement varie de l'unité à quelques dizaines. Leur comportement dynamique peut se modéliser par un modèle linéaire auquel s'ajoutent deux types de non linéarités présentés par la figure 1.5 et décrits ci-dessous.

Lorsqu'ils sont excités par une source de tension, ces matériaux présentent une **hystéresis** de l'ordre de 10% à 20% lors d'un cycle approche-retrait. L'amplitude de l'hysteresis

²'tip-in effect' en termes anglo-saxons.

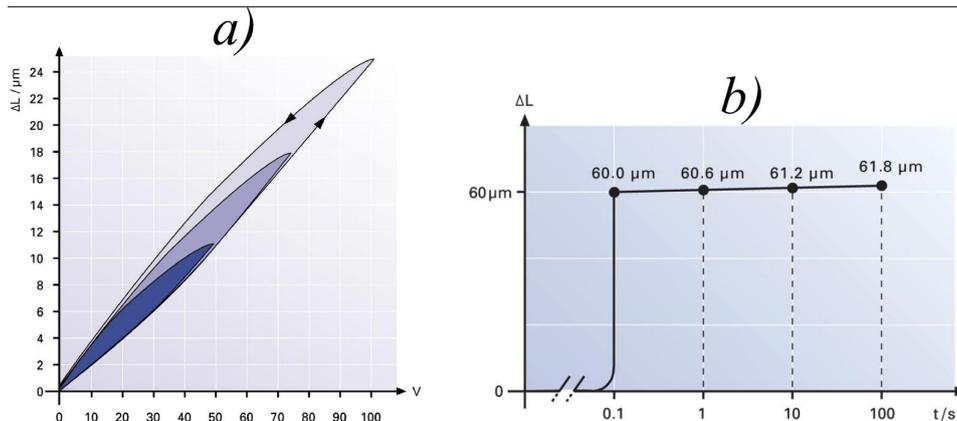


FIG. 1.5 – Allure typique des deux types de non linéarités des actionneurs piézoélectriques. a) : hysteresis; b) : fluage. Source : www.physikinstrumente.com.

dépend de la fréquence de commande de l'actionneur piézoélectrique et est d'autant plus importante que l'extension demandée est grande. Par contre, il est établi que l'hysteresis peut être négligée lors de très petits déplacements de l'ordre du nanomètre [Bonnail00] [Oliva95]. Notons que la commande par charge permet de diminuer fortement l'hysteresis du matériau [Vautier05]. Toutefois, la bande passante des amplificateurs de charges est très limitée et la tension appliquée est souvent mal contrôlée.

Plusieurs modèles ont été proposés pour simuler l'hysteresis. Les premiers modèles utilisaient une approche polynomiale [Croft98] mais n'étaient valables que pour simuler de grandes amplitudes. L'approche la plus utilisée reste le modèle de Preisach. Les nombreuses références théoriques [Mayergoyz91] [Ge95] [Mrad02] et pratiques dans plusieurs domaines [Croft01] [Mittal00] [Nak02] témoignent de la qualité de ce dernier.

D'autres approches moins connues, comme les modèles de Maxwell [Lee00], à base de fonctions exponentielles [Bashash07], par Bond graph [Goldfarb97], de Smith [Smith02], par équation différentielles [Adriaens00] ou de Prandtl-Ishlinskii [Janaideh08] sont aussi proposées. Parmi les modèles inversibles, ceux de Prandtl-Ishlinskii et de Preisach semblent les plus utilisés, notamment dans les commandes par feedforward. Le seul inconvénient du modèle de Preisach est qu'il ne peut être utilisé que pour des applications fonctionnant autour d'une fréquence donnée (comme les techniques de microscopie par exemple). Dans le cas contraire, un modèle de Preisach dynamique est recommandé [Mrad01].

Le **fluage**³ se traduit par l'élongation ($x(t)$) lente de l'actionneur sous une consigne constante. L'évolution de la position s'établit alors à quelques pourcents par décade de temps de la consigne de déplacement initial. Deux modèles de fluage ont été proposés : le premier est statique, non linéaire, [Jung00] et dépend d'un paramètre arbitraire γ :

$$x(t) = x_0 \left\{ 1 + \gamma \log \left(\frac{t}{t_0} \right) \right\} \quad (1.7)$$

où z_0 est la position de l'actionneur à $t = 0$. Cette formulation est difficile d'utilisation car γ semble être dépendant de t_0 lorsqu'une bonne approximation du fluage est nécessaire.

³'creep' pour les anglo-saxons.

De plus, ce modèle n'est pas borné lorsque t tend vers zéro ou l'infini. De ce fait, un deuxième modèle, dynamique et linéaire, est proposé par [Croft01] en s'inspirant des modèles mécaniques de fluage :

$$\frac{x(s)}{V(s)} = \frac{1}{k_0} + \sum_{i=1}^N \frac{1}{c_i s + k_i} \quad (1.8)$$

avec $V(s)$ la tension de commande exprimée dans le domaine de Laplace. Ce modèle s'inspire d'une chaîne de i ressorts (de rigidité k_i) et d'amortisseurs (de coefficients d'amortissement c_i) additionnée au gain statique de l'actionneur $1/k_0$. D'après les auteurs de ce modèle, un ordre de sommation N compris entre 3 et 5 est suffisant pour rendre l'erreur de modélisation négligeable. L'avantage de ce modèle est qu'il peut s'ajouter au modèle linéaire du comportement vibratoire de l'actionneur dont la dynamique est plus élevée.

L'utilisation des actionneurs piézoélectriques et électrostatiques date de plus de vingt ans. Leur comportement est souvent assimilé à un simple gain ou linéarisé autour d'un point de fonctionnement. Leurs performances étaient donc limitées et les résultats entachés d'une incertitude due à cette hypothèse. Des algorithmes de commande ont donc naturellement émergé pour tenter de repousser ces limites et de profiter avantagement des caractéristiques de ces actionneurs. Cet intérêt de l'automatique à propos des nanotechnologies est récent et répond à des problèmes précis. À partir de méthodes apportées par l'automatique, la section suivante situe la place de cette science dans le domaine des nanotechnologies.

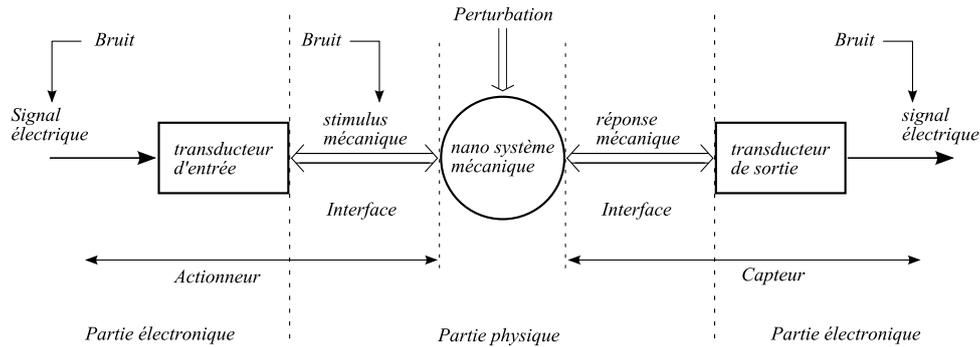


FIG. 1.6 – Architecture générale d'un micro système électromécanique.

1.2 Défis de l'automatique à petite échelle

Le but de cette section est de situer l'automatique dans le domaine de la nanotechnologie grâce à des exemples de problématiques auxquelles l'automatique peut apporter une solution. Pour cela, cette section rappelle dans un premier temps les outils de modélisation de d'analyse de base qui seront utilisés par la suite. Dans un deuxième temps, trois problématiques spécifiques à la nanotechnologie sont présentées ainsi que les solutions associées offertes par l'application d'outils de commande des systèmes. Une troisième sous section présente plus généralement les stratégies de commande utilisées dans le contexte.

1.2.1 Outils de l'automatique

Du point de vue de l'automatique, les micro et nano systèmes offrent de nouveaux défis à relever. Les micro systèmes sont, dans la majorité des cas, composés d'une partie centrale le plus souvent mécanique, avec laquelle il est possible d'interagir grâce à des parties électriques. Ces dernières servent soit à traiter des signaux d'entrée pour agir sur l'interface de la partie mécanique (partie actionneur de la figure 1.6), soit à traiter des signaux de sortie résultant de l'interaction avec la partie mécanique (partie capteur de la figure 1.6).

Comme pour la plupart des systèmes, il existe trois types de facteurs pouvant influencer sur un MEMS : les signaux de commande $u(t)$ qui sont les moyens connus d'action sur le système ; les bruits $b(t)$ qui sont considérés comme des signaux inconnus ; les perturbations $p(t)$ qui sont des grandeurs physiques influant sur le comportement du système et de nature essentiellement aléatoire.

Le comportement entrée-sortie, c'est-à-dire de $u(t)$ à $y(t)$, des systèmes étudiés peut en général être modélisé par un système d'équations différentielles. Un tel système se formalise par une représentation d'état de la forme :

$$\dot{x}(t) = f(x, w, t) \quad (1.9)$$

$$y(t) = g(x, w, t) \quad (1.10)$$

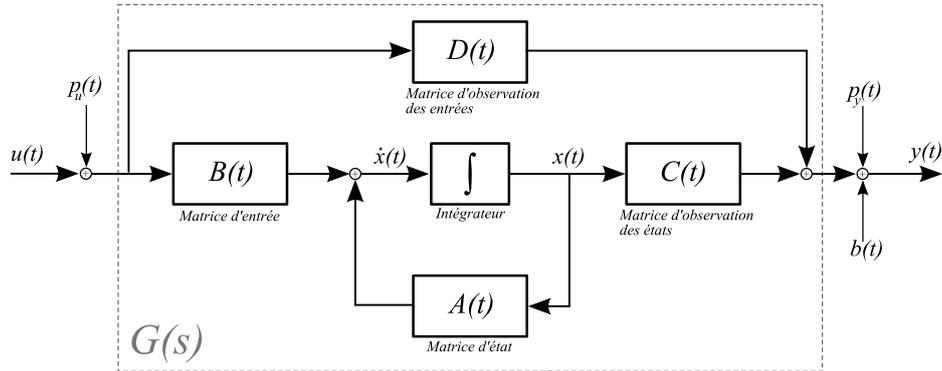


FIG. 1.7 – Représentation d'un système dynamique linéaire en boucle ouverte.

où :

- $x(t)$ est le vecteur représentant l'état interne du système ;
- $w(t)$ est le vecteur des entrées du système. Celui-ci contient les perturbations $p(t)$, les différents bruits $b(t)$ et la commande $u(t)$;
- $y(t)$ est le vecteur des sorties (variables à commander ou mesures) ;
- la fonction vectorielle $f(x, w, t)$ représente la dynamique du système. L'équation (1.9) est appelée équation d'état ;
- la fonction vectorielle $g(x, w, t)$ donne la relation entre les signaux disponibles en sortie et les états internes et/ou les entrées du système. L'équation (1.10) est appelée équation de sortie.

Lorsque les outils d'automatique sont appliqués, les méthodes adoptées sont le plus souvent linéaires. Ce formalisme linéaire se justifie soit parce que le comportement des systèmes est supposé linéaire moyennant quelques hypothèses, soit parce que le comportement du système est linéarisé autour d'un point d'équilibre. Dans ce cas, les fonctions f et g sont des fonctions linéaires (éventuellement variant dans le temps) des variables $x(t)$ et $w(t)$. Les équations (1.9) et (1.10) deviennent :

$$\dot{x}(t) = \mathbf{A}(t) \cdot x(t) + \mathbf{B}(t) \cdot w(t) \quad (1.11)$$

$$y(t) = \mathbf{C}(t) \cdot x(t) + \mathbf{D}(t) \cdot w(t) \quad (1.12)$$

où $\mathbf{A}(t)$, $\mathbf{B}(t)$, $\mathbf{C}(t)$ et $\mathbf{D}(t)$ sont respectivement la matrice d'état, la matrice d'entrée, la matrice d'observation des états et la matrice d'observation des entrées.

Si le système est linéaire, invariant dans le temps et monovarié, le comportement entrée-sortie du capteur peut être représenté par une fonction de transfert $G(s)$:

$$\frac{Y(s)}{E(s)} = G(s) = \mathbf{C}(sI - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B} + \mathbf{D} \quad (1.13)$$

où $Y(s) = \mathcal{L}(y(t))$ est la transformée de Laplace de la sortie $y(t)$ et $E(s) = \mathcal{L}(e(t))$ est la transformée de Laplace de l'entrée $e(t)$. Lorsque les fonctions de transfert sont utilisées pour décrire le système, ce dernier peut s'illustrer sous forme de schéma-blocs comme le montre la figure 1.7. Dans cette figure, les différentes entrées en bruit possibles sont

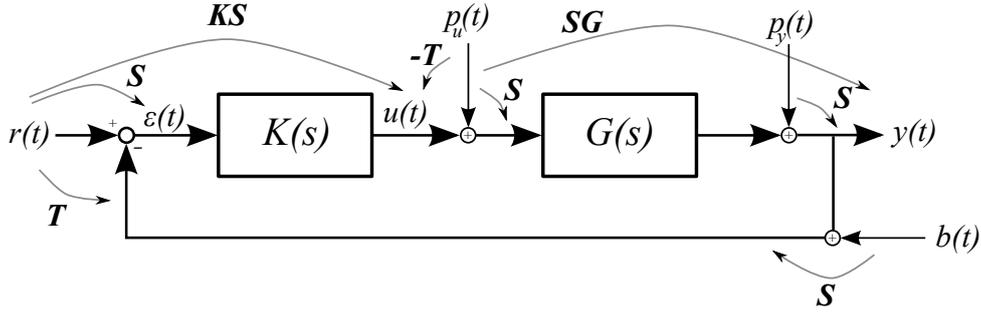


FIG. 1.8 – Représentation d'un système en boucle fermée.

introduites : les bruits d'actionnement $p_u(t)$ ou en sortie du système $p_y(t)$, et les bruits de capteurs $b(t)$.

Un bruit ou une perturbation sera dit en entrée ou en sortie d'une fonction de transfert si son impact est avant ou après cette dernière, respectivement. Le signal de sortie $y(t)$ dépend donc du signal d'entrée et du comportement dynamique de la fonction de transfert $G(s)$. Tout l'art de l'automaticien sera de calculer le contrôleur dynamique $K(s)$ pour générer le signal $u(t)$ afin de contrôler le système $G(s)$. Si le contrôleur est fonction de la sortie $y(t)$, le système sera dit en boucle fermée, comme l'illustre la figure 1.8.

Le schéma d'un système bouclé est représenté par la figure 1.8. La référence $r(t)$ correspond à la valeur de sortie correspondant au point de fonctionnement voulu. A partir de ce schéma, on peut écrire les équations reliant les différents signaux d'entrée dans la boucle ($r(t)$, $p_u(t)$, $p_y(t)$, $b(t)$) au signal de sortie $y(t)$ du MEMS et de sortie du contrôleur $u(t)$.

$$u(t) = \frac{1}{1 + K(s)G(s)}(K(s)r(t) - K(s)G(s)p_u(t) - K(s)p_y(t) - K(s)n(t))$$

$$y(t) = \frac{1}{1 + K(s)G(s)}(G(s)K(s)r(t) + G(s)p_u(t) + p_y(t) - G(s)K(s)n(t))$$

On montre que quatre fonctions de transfert, appelées fonctions de sensibilité, permettent de relier les signaux d'entrée à ceux de sortie. Ces quatre fonctions, dénotées **S**, **T**, **SG** et **KS** sont définies par :

$$\mathbf{S}(s) = \frac{y(s)}{p_y(s)} = \frac{1}{1 + K(s)G(s)} \quad ; \quad \mathbf{KS}(s) = \frac{u(s)}{r(s)} = \frac{u(s)}{b(s)} = \frac{u(s)}{p_y(s)} = \frac{K(s)}{1 + K(s)G(s)}$$

$$\mathbf{SG}(s) = \frac{y(s)}{p_u(s)} = \frac{G(s)}{1 + K(s)G(s)} \quad ; \quad \mathbf{T}(s) = \frac{y(s)}{r(s)} = \frac{y(s)}{b(s)} = \frac{K(s)G(s)}{1 + K(s)G(s)}$$

Ces fonctions permettent de quantifier l'atténuation ou l'amplification d'un signal en décibels à une fréquence donnée et sont représentées dans la figure 1.8. Elles permettent aussi de caractériser la robustesse du système bouclé ainsi que les performances en asservissement et en régulation. En particulier, la marge de module ΔM est une marge de robustesse très importante. Elle est égale à l'inverse du maximum du module de la

fonction de sensibilité \mathbf{S} , et doit être supérieure à 0,5 (6 dB).

Les marges de stabilité sont aussi importantes pour caractériser une boucle fermée, à savoir :

- La marge de gain ΔG définit le gain que peut gagner une boucle fermée avant de perdre sa stabilité. Une bonne valeur de marge de gain est supérieure à 6 dB.
- La marge de phase $\Delta\phi$ définit la phase qui peut être ajoutée avant que la boucle fermée perde sa stabilité. Une bonne valeur de marge de phase est supérieure à 30 degrés.
- La marge de retard $\Delta\tau$ définit le retard maximum que peut gagner une boucle fermée avant de perdre sa stabilité. Elle peut typiquement être liée à la fréquence d'échantillonnage T_e . Si cette dernière est élevée, la marge de retard conseillée doit être égale ou supérieure à T_e .

1.2.2 Bénéfices de l'automatique

La réduction des dimensions des systèmes permet de mesurer des grandeurs de plus en plus petites. Dans ce cas, il y a-t-il une limite à la précision de mesure ? De la même manière, les micro et nano systèmes deviennent plus sensibles aux bruits environnants et permettent même de faire apparaître de nouveaux phénomènes. Peut-on mesurer, idéalement contrôler, ces phénomènes ? Ces interrogations constituent deux enjeux scientifiques majeurs dans le domaine de la nanotechnologie.

Cette sous section tend à montrer que l'interprétation automatique (*i.e.* l'approche systèmes) peut proposer des solutions pouvant répondre à ces problématiques de la nano physique. Dans ce contexte, les trois exemples suivants montrent comment l'automatique peut apporter des réponses à la demande de précision d'actionnement (paragraphe 'Vers la limite quantique'), de précision de mesure (paragraphe 'Mesurer l'invisible') et de compensation des non linéarités (paragraphe 'Prise en compte des non linéarités'). Chaque paragraphe présente d'abord le contexte avant d'exposer les solutions. Pour augmenter la lisibilité de ce document, ces paragraphes sont séparés par des lignes horizontales.

Vers la limite quantique

Le terme 'back-action' a été introduit en mécanique quantique pour désigner le fait qu'un capteur puisse agir sur un objet sujet à une mesure. Ce phénomène peut être observé lorsque des cavités optiques sont utilisées pour mesurer une position le plus finement possible. Dans ce cas, les photons projetés par la cavité excitent la position de l'objet.

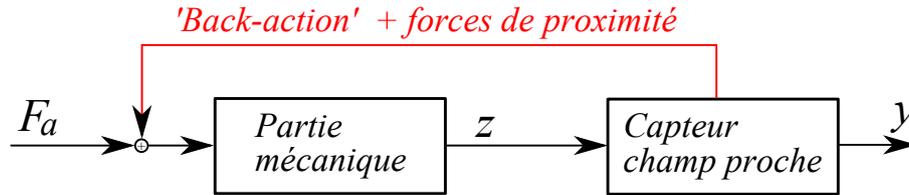


FIG. 1.9 – A l'échelle nanoscopique, le capteur génère des forces qui perturbent l'objet soumis à la mesure.

Un bruit de mesure est donc introduit par le capteur. Ce phénomène se retrouve avec d'autres appareils de mesure ultra sensibles aussi bien macroscopiques [Bordoni93] que nanoscopique [Naik06].

Ce phénomène découle du principe d'Heisenberg, selon lequel le produit de l'incertitude de mesure en position d'un objet Δx_{mes} et de la perturbation de son moment ΔP_{pert} induite par la mesure ne peut être inférieur à $\hbar/2$ (où \hbar est la constante de Planck réduite) :

$$\Delta x_{mes} \times \Delta P_{pert} \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1.14)$$

De ce principe découle [Braginsky95] que la plus petite erreur de mesure Δx_{SQL} en position d'un objet de masse m et de résonance ω_0 est conditionnée par l'inégalité suivante :

$$\Delta x_{SQL} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_0}} \quad (1.15)$$

Δx_{SQL} , pour reprendre la notation utilisée dans la littérature, est connue comme étant la limite quantique standard (Standard Quantum Limit en anglais), soit la précision de mesure la plus petite atteignable.

D'un point de vue automatique, ce phénomène se traduit par l'apparition d'une perturbation (l'impact des photons pour reprendre l'exemple ci-dessus) en entrée du système mécanique lorsqu'un capteur à champ proche est utilisé (figure 1.9).

Récemment, les NEMS sont devenus assez précis pour évoluer vers la limite quantique : une précision de $2.10^{-16}m/\sqrt{Hz}$ (limitée par le bruit électronique) a été atteinte par interférométrie par [Tittonen99] pour une limite quantique attendue à $4.10^{-18}m/\sqrt{Hz}$. Pour d'autres appareils, la précision des capteurs optiques peut être inférieure à $10^{-19}m/\sqrt{Hz}$ [Kippenberg08], mais sans atteindre la limite quantique. Une très bonne référence sur ce thème a récemment été publiée dans Science [Kippenberg08]. D'autres capteurs ont donc été mis en oeuvre et plus particulièrement le 'single-electron transistor', qui a permis d'atteindre une résolution de mesure seulement égale à 4,3 fois la limite quantique [LaHaye04]. Deux ans plus tard, cette résolution a été améliorée en couplant capacitivement le capteur et l'objet en mouvement [Naik06].

La figure 1.10 montre que l'une des difficultés majeures pour atteindre cette limite quantique est la température. En effet, à température au dessus du zéro absolu, les molécules sont en constante agitation. En se déplaçant aléatoirement, les molécules d'air ont

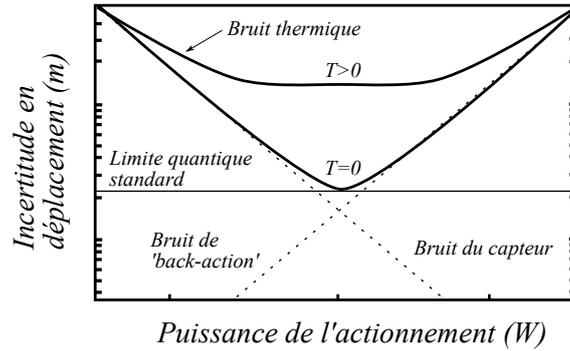


FIG. 1.10 – Précision de mesure dans le cas d'un interféromètre utilisé à température T (en Kelvin) finie et à température nulle d'après [Kippenberg08]. Cette figure montre que le bruit thermique est l'un des dernier obstacle pour atteindre la limite quantique.

une inertie suffisante pour exciter la partie mécanique des nano systèmes lorsque celle-ci est très sensible. Ces parties mécaniques, souvent des oscillateurs à faible rigidité, subissent donc une force stochastique F_L appelée force de Langevin [Reif65]. Cette perturbation en entrée de la partie mécanique des nano systèmes peut être interprétée comme un bruit blanc gaussien. La valeur de cette force découle du théorème d'équipartition [Kittel58] d'après lequel à l'équilibre thermodynamique, chaque mode de conservation d'énergie a une valeur moyenne égale à $\frac{1}{2}k_B T$, k_B étant la constante de Boltzmann ($\approx 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K) et T la température. Pour un oscillateur de masse m , de rigidité k et d'amortissement γ , un mode de conservation d'énergie peut être soit son énergie cinétique, soit son énergie potentielle. L'énergie cinétique E_c d'un oscillateur de vitesse v et excité par une force de Langevin F_L peut s'écrire sous la forme :

$$E_c = \frac{1}{2}m \int_0^\infty \langle v^2 \rangle df \quad (1.16)$$

où $\langle v^2 \rangle$ est la moyenne de la densité spectrale de v^2 sur toutes les fréquences⁴, et v est défini par l'équation du mouvement de l'oscillateur dans le domaine de Laplace :

$$m s v + \gamma v + k \frac{v}{s} = F_L \quad (1.17)$$

De cette dernière équation découle la valeur moyenne $\langle v^2 \rangle$ des carrés de la vitesse v :

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\langle F_L^2 \rangle}{\gamma^2 + (\omega m - k/\omega)^2} \quad (1.18)$$

En introduisant le facteur de qualité $Q = \omega_0 m / \gamma$, l'équation (1.18) peut se réécrire :

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\langle F_L^2 \rangle}{1 + Q^2 (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2} \quad (1.19)$$

D'après l'équation (1.16), l'énergie cinétique de l'oscillateur excité par la force de Langevin devient alors :

$$E_c = \frac{1}{4\pi\gamma} \int_0^\infty \frac{\langle F_L^2 \rangle Q}{1 + Q^2 (f/f_0 - f_0/f)^2} d(f/f_0) = \frac{\langle F_L^2 \rangle}{8\gamma} \quad (1.20)$$

⁴i.e. la valeur moyenne $\langle v^2 \rangle$ des carrés de la vitesse v puisque F_L est un bruit blanc.

D'après le théorème d'équipartition :

$$\frac{1}{2}k_B T = E_c = \frac{\langle F_L^2 \rangle}{8\gamma} \Leftrightarrow \langle F_L^2 \rangle = 4k_B T \gamma \quad (1.21)$$

L'amplitude de la partie excitée est donc à sa fréquence de résonance la moins amortie, et est aussi définie par le théorème d'équipartition en considérant cette fois l'énergie potentielle de l'oscillateur :

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}k \langle x^2 \rangle \Leftrightarrow \langle x^2 \rangle = \frac{k_B T}{k} \quad (1.22)$$

Ce bruit thermique a été discuté à la lumière d'exemples concrets par [Gabrielson93] et est l'une des raisons pour laquelle des expériences sont menées dans des conditions cryogéniques. En 1999, Cohadon et al. ont observé que l'amplitude de ce bruit pouvait être réduite en utilisant une boucle de contre-réaction [Cohadon99]. Un an plus tard [Pinard00], les mêmes auteurs nomment ce phénomène 'cold damping' et le caractérisent : l'augmentation du gain d'une boucle fermée permet d'amortir les modes de résonance d'un oscillateur. L'amplitude du bruit thermique est donc réduite, comme si la température avait été baissée, d'où le nom de ce principe. Il a depuis été appliqué aux systèmes micro et nanoscopiques pour atteindre des précisions de mesure normalement inatteignables à température ambiante [Hopkins03] [Besancon06] [Hrouzek07].

Le bruit thermique, dû à la force de Langevin, est représenté comme un bruit en entrée du système. La réduction de son effet sur la position d'un oscillateur se traduit par la réduction de la fonction de sensibilité \mathbf{SG} , et plus précisément de sa norme $\|\mathbf{SG}\|_\infty$ [Blanvillain08]. Pour s'assurer de la réduction du bruit thermique d'un oscillateur, il faut simplement que la norme de la fonction de sensibilité \mathbf{SG} en boucle fermée $\|\mathbf{SG}\|_\infty^{BF}$ soit inférieure à celle de $\mathbf{G}(s)$ en boucle ouverte. Pour une atténuation maximale, il faut que la quantité $\|\mathbf{G}(s)\|_\infty - \|\mathbf{SG}\|_\infty^{BF}$ soit la plus grande possible.

Mesurer l'invisible

A petite échelle, lorsque deux objets sont très proches l'un de l'autre, des forces de natures différentes et difficilement dissociables expérimentalement apparaissent entre ces objets. Pour les cas suivants, nous étudierons le cas d'une pointe d'extrémité sphérique approchant une surface.

- La force électrostatique découle de la loi de Coulomb, et est soit attractive, soit répulsive selon les charges considérées. Elle est le plus souvent voulue, car utilisée en tant qu'actionneur, mais peut être gênante dans certains cas : sur une surface déchargée, des

charges résiduelles peuvent être présentes. Ces charges auront pour effet d'attirer ou de repousser tout objet suffisamment léger ou flexible.

Par ailleurs, certains capteurs ne peuvent fonctionner que s'ils sont soumis à une différence de potentiel V . Dans ce cas, les capteurs sont souvent des micro pointes coniques d'angle θ dont l'extrémité est assimilée à une sphère de rayon R . Une force s'exerce sur ces micro pointes lorsque qu'elles sont approchées d'une surface à une distance d inférieure à quelques dizaines de micromètres. Cette configuration a été étudiée dans la thèse de S.Hudlet et présentée dans la référence [Hudlet98]. Pour un cône très fin (angle du cône d'environ 10 degrés maximum) et à petites distances, la force électrostatique F_s exercée sur la pointe face à une surface peut s'approximer par l'expression :

$$F_s = \pi\varepsilon_0 V^2 \left[\frac{R^2}{d[d+R]} + k^2 \left(\ln \frac{d+R}{H} - 1 + \frac{R/\sin(\theta)}{d+R} \right) \right] \quad (1.23)$$

dans laquelle H est un paramètre dépendant de la hauteur considérée de la partie conique de la pointe et ε_0 la constante diélectrique de l'air.

Par contre, à très petites distances (de l'ordre du nanomètre), la contribution conique devient négligeable devant celle de l'extrémité sphérique. Dans ce cas et selon les mêmes auteurs, la force électrostatique s'approxime par :

$$F_s = \frac{\pi\varepsilon_0 R^2 V^2}{d(d+R)} \quad (1.24)$$

Cette expression est différente de celle dérivant de la formule théorique de la force exercée entre une sphère et un plan [Durand66] :

$$F_s(d) = 2\pi\varepsilon_0 V_s^2 \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\coth(\alpha) - n \coth(n\alpha)}{\sinh(n\alpha)} \quad (1.25)$$

avec $\cosh(\alpha) = 1 + \frac{d}{R}$. Lorsque la distance d de séparation sphère/plan est négligeable devant le rayon R de la sphère ($d \ll R$), cette expression adopte le comportement :

$$F_s(d) = \frac{\pi\varepsilon_0 R V^2}{d} \quad (1.26)$$

A de très petites distances d comprises entre zéro et la centaine de nanomètres, ce dernier modèle (équation 1.26) est plus réaliste que le modèle proposé par l'équation (1.24) [Jourdan07b].

- La force de Van der Waals résulte de l'interaction électromagnétique entre deux dipôles. Puisque les atomes possèdent une partie chargée positivement (couramment appelée proton) et une autre négativement (électron), leur composition bipolaire les rend sujets à cette force, même s'ils sont globalement neutres. Cette dernière est toujours attractive et commence à apparaître lorsque les objets sont éloignés de quelques centaines de nanomètres.

1.2. Défis de l'automatique à petite échelle

La formulation de cette force tire son origine du potentiel $V(d)$ entre deux atomes séparés d'une distance d . La force inter-atomique est définie par le gradient de ce potentiel :

$$f(d) = -\nabla V(d) \quad (1.27)$$

L'expression du potentiel atomique est due à F. London [London37] qui introduisit une constante C spécifique à la nature des atomes :

$$V(d) = -\frac{C}{d^6} \quad (1.28)$$

H. Hamaker put alors intégrer cette expression pour en déduire la force de Van der Waals théorique entre deux objets macroscopiques de volumes V_1 et V_2 et de densité ρ_1 et ρ_2 [Hamaker37] :

$$F_{VdW} = \rho_1 \rho_2 \int_{V_1} \int_{V_2} f(d) dV_1 dV_2 \quad (1.29)$$

Dans le même cas que précédemment, c'est-à-dire d'une pointe conique approchant une surface plane, la force de Van der Waals idéale est exprimée sous une forme difficilement utilisable [Argento96] :

$$F_{VdW} = \frac{HR^2(1 - \sin \theta)(R \sin \theta - d \sin \theta - R - d)}{6d^2(R + d - R \sin \theta)^2} - \frac{H \tan \theta (d \sin \theta + R \sin \theta + R \cos(2\theta))}{6 \cos \theta (d + R - R \sin \theta)^2} \quad (1.30)$$

avec $H = \pi^2 C \rho_1 \rho_2$ étant la constante d'Hamaker. Pour de très petites distances d , la contribution conique tend à être négligeable, et la formulation de la force de Van der Waals dans le cas d'une sphère face à un plan est plus utilisée [Klimchitskaya00] :

$$F_{VdW} = \frac{HR}{6d^2} \quad (1.31)$$

La simplicité de cette formule la rend beaucoup plus maniable que l'équation (1.30). L'approximation donnée par l'équation (1.31) semble être en très bon accord avec la réalité [Klimchitskaya00].

- La force de capillarité entre en jeu lorsque deux objets sont assez proches l'un de l'autre pour qu'un ménisque d'eau se forme entre les deux dû à l'humidité ambiante. Le ménisque se forme spontanément lorsque la distance entre le capteur et l'objet devient plus petite que deux fois le rayon de Kelvin [Colchero98]. Par exemple, pour un taux d'humidité relative de 70%, le rayon de Kelvin est environ égal à 1,5 nm et un ménisque d'eau se forme entre deux objets lorsqu'ils sont éloignés de 3 nm [Colchero98].

Ce ménisque provoque une force de succion approximée par plusieurs modèles dans le cas d'une sphère approchant un plan. Le modèle proposé par [Israelachvili92] semble être l'un des premiers et le plus employé [Zitzler02] :

$$F_{cap1} = \frac{4\pi\gamma_{H_2O}R}{1 + d/\tau} \quad (1.32)$$

dans lequel R est le rayon de l'extrémité de la pointe, d la distance entre la pointe et la surface et τ l'épaisseur de la pellicule d'eau recouvrant les objets.

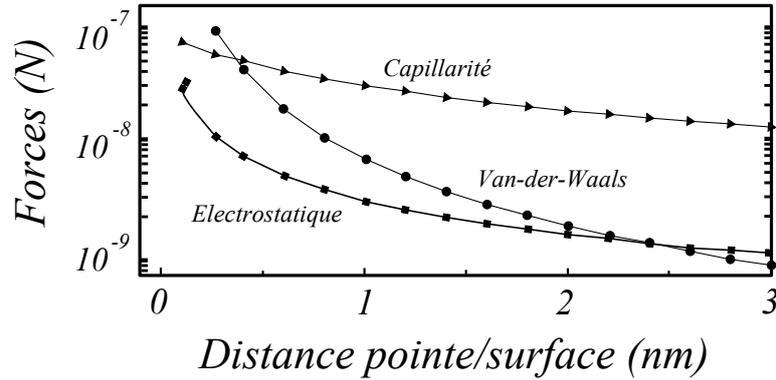


FIG. 1.11 – Comparaison de trois forces spécifiques à l'échelle microscopique d'après les calculs de [Sadewasser06] et dans la configuration d'une sphère face à un plan.

Plus récemment, une critique de ce modèle a été publiée par S.C. Chen et al. [Sheng08]. Ce dernier propose un modèle dépendant de l'humidité ambiante :

$$F_{cap2} = 2\pi R\gamma_L \sin(\alpha + \theta_1) + \pi R^2 \sin^2 \alpha \left(\frac{\gamma_L}{r_K} \right) \quad (1.33)$$

dans lequel γ_L est la tension de surface à l'interface air/liquide, α est l'angle que forme le centre de la sphère avec la paroi du ménisque d'eau et r_K est le rayon de Kelvin. θ_1 est l'angle que forme la tangente à la sphère avec la surface du ménisque au point de contact de la sphère avec la surface du ménisque. Les auteurs semblent avoir validé ce modèle avec des résultats expérimentaux provenant d'autres références mais n'ont pas comparé ce modèle avec celui présenté par [Zitzler02].

Pour illustrer l'intensité des forces de Van der Waals (équation 1.31), électrostatique (équation 1.26) et de capillarité (équation 1.32), la figure 1.11 compare leur ordre de grandeur. Pour des distances supérieures au nanomètre, on observe une dominance de la force de capillarité. Par contre, en dessous du nanomètre, les forces de Van der Waals et électrostatiques dominent.

- La force de Casimir partage la même origine physique que celle de Van der Waals et résulte des fluctuations du champ électromagnétique entre deux objets macroscopiques. L'origine de cette force n'est pas encore expliquée [Adler95], mais cette dernière constitue une réalité quotidienne en modifiant le comportement mécanique des nano systèmes électromécaniques [Chan01] [Buks01].

La formulation idéale [Casimir48] proposée par Casimir en 1948 dans le cas d'une configuration sphère/plan est toujours d'actualité :

$$F_{Cas} = \frac{\hbar c \pi^3 R}{360 d^3} \quad (1.34)$$

Dans laquelle R est le rayon de la pointe approchant une surface, d est la distance entre cette pointe et la surface, c est la célérité et \hbar la constante de Planck réduite. Pour prendre en compte les réalités expérimentales, elle est pondérée par une constante [Duraffourg06].

Une bonne référence [Klimchitskaya00] résume le développement et la validation expérimentale des expressions simplifiées des forces de Casimir et de Van Der Waals.

Les solutions offertes par l'automatique sont très prometteuses, en particulier dans le domaine de la mesure. Toutes les forces spécifiques à la petite échelle ont un ordre de grandeur qui varie du nano Newton au micro Newton. Leur mesure difficile, voire impossible en boucle ouverte, a motivé les scientifiques à utiliser les outils de l'automatique pour aborder ce problème. Notamment, deux techniques de mesures ont été étudiées au GIPSA-Lab : la mesure par la commande (et calibrage des fonctions de sensibilité) [Soen07] et la mesure par observateur [Besancon07].

La mesure par régulation consiste à maintenir l'élément sensible autour d'un point de fonctionnement en compensant, en temps réel, l'effet de la grandeur à mesurer. La sortie de mesure n'est plus le signal issu du capteur mais la grandeur imposée pour contrer le phénomène physique. Ces techniques ont permis de faire naître les premiers microscopes à résolution atomique [Binnig82] [Binnig86]. Cette dernière référence présente le premier appareil à pouvoir mesurer les forces de Van der Waals. Par ailleurs, les micro accéléromètres modernes ont le plus bénéficié de cette méthode [Soen07]. Dans ce contexte, la grandeur à mesurer est une perturbation de nature à priori inconnue et en entrée du système. La compensation de cette perturbation peut donc être assurée par une boucle fermée contenant un intégrateur. Par contre, lorsque la perturbation doit être rejetée rapidement, un contrôle plus rapide est nécessaire. Une synthèse H_∞ ou un placement de pôles robuste sont donc recommandés pour augmenter la bande passante de la fonction de sensibilité \mathbf{T} tout en maintenant des marges de robustesse convenables. Cette même fonction de sensibilité illustre les performances de mesure car elle représente le gain entre la perturbation à mesurer et la commande (voir figure 1.8). Les apports développés dans ce doctorat s'inscrivent dans le même thème.

La mesure par observateurs est une approche alternative pour reconstruire l'information. L'application de ce type d'approche aux milieux micro et nanométriques a été montrée par [Besancon04]. Lorsque les signaux sont très bruités, une mesure par observateur peut être préférable [Besancon09]. L'observateur de Kalman notamment, permet d'observer un état en minimisant l'influence du bruit de sortie. La mesure de la perturbation se fait alors grâce à un état ajouté au système. Ce dernier est alors qualifié de système augmenté. Pour illustrer ces propos, considérons un système masse ressort amortisseur excité par une force F dont une composante F_{inc} est inconnue :

$$m\ddot{z} + \gamma\dot{z} + kz = F + F_{inc} \quad (1.35)$$

La composante F_{inc} peut être modélisée par un état x_3 supposé constant. L'équation d'état du système pour la synthèse d'un observateur devient alors :

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \dot{x}_3 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -\frac{k}{m} & -2\gamma\omega & \frac{1}{m} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{m} \\ 0 \end{pmatrix} F \quad (1.36)$$

L'observateur synthétisé à partir de ce modèle permet alors de mesurer une grandeur absente de la représentation d'état d'origine. Le gain de cet observateur détermine la rapidité avec laquelle la grandeur est estimée. Cette technique a très récemment été appliquée pour la mesure soit d'accélération [Yie09] soit de forces de l'ordre du nano Newton [Besancon09] [Cherry09].

Parmi les attributs de la mesure, la rapidité de cette dernière est certainement celle qui a le plus motivé la communauté automatique. En effet, l'un des meilleurs avantages de l'emploi d'une boucle fermée est de pouvoir s'affranchir des modes de résonance des actionneurs (le plus souvent piézoélectriques).

Plusieurs techniques ont donc été développées à cet effet. La commande par ordinateur proportionnel-intégral (PI) est la plus répandue, à cause du gain élevé de la boucle ouverte dans les basses fréquences, et donc de sa robustesse. Néanmoins, ce type de régulateur est très simple et présente des performances limitées. Des commandes plus robustes, par synthèse H_∞ ou par robustification des contrôleurs à effet intégral ont aussi été utilisées pour augmenter la vitesse des actionneurs [Sebastian05] [Salapaka02].

Par contre, dans le cadre des actionneurs piézoélectriques, la vitesse de contrôle est limitée car les marges de gains de tels actionneurs tendent à être très faibles au voisinage de leur résonance. Ceci résulte en une perte rapide de phase à la première fréquence de résonance, qui s'additionne aux pertes de phase dues aux modes à des fréquences plus élevées. Un gain élevé dans les hautes fréquences et en boucle fermée a donc tendance à déstabiliser les actionneurs piézoélectriques [Main97]. Une solution à ce problème consiste à modifier le premier pic de résonance avec un filtre à bande étroite pour augmenter les marges de gain dans les hautes fréquences. De manière plus générale, les références de R. Moheimani [Moheimani08] présentent une bonne synthèse bibliographique ainsi que des méthodes de commandes spécifiques aux actionneurs piézoélectriques.

Une autre approche pour contrôler la dynamique des actionneurs est la commande par feedforward, qui permet de se passer de capteurs. Dans ce cas, des modèles inverses de la dynamique de l'actionneur, ainsi que de ses non linéarités sont requis. Cette approche a fait ses preuves [Croft01] [Schitter04], mais ses performances en robustesse reposent sur l'exactitude des modèles employés et elle perd les bénéfices de la rétroaction. La solution est donc de combiner une commande par feedback (pour la robustesse) et par feedforward (pour le suivi de consigne et la vitesse) [Devasia02].

Prise en compte des non linéarités

Lorsque des phénomènes nouveaux peuvent être mesurés, leur contrôle est ensuite une toute autre difficulté car ils sont très souvent non linéaires. Ces non linéarités sont un aspect important des micro systèmes auquel l'automatique peut répondre.

La non linéarité la plus répandue dans les MEMS est la double **non linéarité de**

l'actionneur électrostatique déjà présentée dans la section 1.1.2. Il existe non seulement une non linéarité en tension, mais aussi une non linéarité fonction du déplacement de l'objet actionné. C'est cette dernière non linéarité qui est la source du pull-in.

Deux lois de commandes non linéaires pour pallier ce type d'instabilité ont été présentées par G. Zhu et al. La première, [Zhu07], se base sur la platitude du système pour générer une trajectoire de référence. Une loi de commande robuste basée sur la méthode des potentiels est proposée par la même référence. La seconde propose deux autres lois robustes à l'amortissement du système et à la présence de charges parasites [Zhu05]. Les deux approches proposées sont la linéarisation entrée-états et le backstepping. D'autres lois non linéaires ont été proposées par un autre auteur pour un actionneur idéal [Maithripala05]. Malheureusement, en dépit de leur qualité, aucune de ces lois n'a fait ses preuves en pratique.

Les commandes ayant été testées avec succès sont issues d'une interprétation plus 'électronicienne' et utilisent le 'contrôle' de la charge aux bornes des actionneurs pour diminuer la distance de pull-in [Hung99] [Seeger03] [Chan00] [Nadal02]. D'un point de vue purement automatique, beaucoup d'efforts restent à faire en ce qui concerne l'implémentation des lois de commandes visant à diminuer la distance de pull-in.

Les références citées dans le paragraphe précédent utilisent une commande de la charge de l'actionneur électrostatique. En effet, ces références montrent qu'une commande de la charge plutôt que de la tension permet de réduire la distance de pull-in. Par contre, lorsqu'il s'agit de contrôler électrostatiquement la position d'un objet sans prendre en compte le pull-in de l'actionneur, une commande de la tension se justifie [Blanvillain09] [Besancon07b].

Les autres types de non linéarités fréquemment rencontrés sont **l'hysteresis et le fluage** des actionneurs piézoélectriques. Le fluage est la non linéarité la moins gênante puisque c'est une perturbation très basse fréquence. Cependant, il peut compliquer l'identification de l'hysteresis car ces deux effets sont liés à la nature du matériau. Puisque ces non linéarités ont une dynamique très lente, le moyen le plus courant de les compenser est d'assurer un grand gain en boucle ouverte dans les basses fréquences. La commande par régulateur proportionnel-intégral est donc très employée.

Si l'hysteresis est négligée, elle peut avoir un effet dégradant sur les performances et la stabilité d'une commande par tension. En particulier, si une boucle fermée est employée pour commander un actionneur piézoélectrique par l'intermédiaire d'un amplificateur de tension, les marges de gain et de phase peuvent être détériorées de 28% [Main97].

D'autres approches ont donc été développées, comme la commande par feedforward en intégrant des modèles inverses de l'hysteresis et/ou du fluage. Un compensateur feedforward intégrant seulement un modèle inversé de l'hysteresis est suffisant pour travailler à des fréquences basses car le fluage peut être rejeté par un intégrateur. L'obtention d'un modèle inverse de l'hysteresis s'obtient en deux temps : premièrement, un modèle de l'hysteresis doit être calculé. A cet effet, une grande variété de modèles est proposée par la littérature et sont cités dans la section 1.1.2. Deuxièmement, le modèle doit être inversé.

Ce modèle inverse peut ensuite être utilisé comme compensateur feedforward. Notons qu'une méthode a été proposée par [Croft01] pour obtenir directement un modèle inverse de l'hysteresis. La même référence propose aussi une méthode pour utiliser à la fois des modèles inverses de l'hysteresis, du fluage et de la dynamique de l'actionneur pour appliquer une commande par feedforward.

En ce qui concerne la commande par feedforward aussi bien que la modélisation de l'hysteresis et des actionneurs piézoélectriques, les publications de S. Devasia sont une référence [Devasia07]. Cependant, la complexité de la modélisation de l'hysteresis et de son modèle inverse a ouvert la voie à une méthode plus simple : l'hysteresis peut être approximée comme étant un retard de phase et est compensée par un contrôleur à avance de phase en série avec l'actionneur [Cruz-Hernandez98] [Cruz-Hernandez01].

Plus récemment, des méthodes de contrôle adaptatif ont été appliquées pour compenser ces non linéarités [Liaw08] [Lin06]. Leurs performances sont par contre limitées en terme de vitesse d'actionnement.

1.2.3 Commandes utilisées

Le cahier des charges des commandes appliquées à l'échelle nanométrique est longtemps resté très simple. Les commandes ne consistaient qu'à maintenir un système autour d'un point de fonctionnement tout en rejetant des perturbations basse fréquence. La tolérance vis-à-vis des non-linéarités était assurée par le grand gain de la boucle ouverte dans les basses fréquences (et donc la lenteur de la boucle fermée). Dans la pratique, le réglage des contrôleurs les plus utilisés, proportionnel-intégral, était et est souvent fait intuitivement⁵ [Wang02].

Récemment, de nouvelles contraintes sont apparues : augmenter la rapidité de la mesure en même temps que sa sensibilité, étendre la plage de fonctionnement des appareils en dépit des non linéarités, prendre en compte les changements de paramètres, se passer de mesure, corriger les dérives dues aux variations de températures, etc. De ce fait, la forme des contrôleurs ainsi que leur synthèse ont évolué.

Des synthèses H_∞ robustes ont été appliquées, le plus souvent dans l'optique d'être implémentées sur des systèmes embarqués [Liu01] [Sebastian05]. Les commandes optimales par retour d'états ne sont que très peu invoquées [Maithripala03] et pratiquement jamais mises en oeuvre. Les propriétés du filtre de Kalman ne servent qu'à faire des mesures [Sung09] [Haddab09] mais très rarement à reconstruire l'état en milieu bruité pour ensuite l'utiliser dans une commande [Mokaberi06] [Besancon06]. Par contre, de nombreux efforts ont été faits ces dernières années sur le contrôle adaptatif des actionneurs piézoélectriques (même si les premiers travaux sur ce thème remontent à 1993 [Li93]) [Tan05] [Liaw08] [Lin06]. L'application de cette stratégie a pour objectif de se passer de contrôleur feedforward pour compenser les non linéarités tout en étant robuste aux incertitudes sur les paramètres. Les actionneurs piézoélectriques munis d'un dispositif d'auto-calibration

⁵Les utilisateurs d'appareils servant à étudier le 'nano-monde' sont rarement des automaticiens.

sont maintenant commercialisés.

D'autres lois de commande plus originales ont été proposées pour la commande des actionneurs piézoélectriques. Citons celle proposée par [Bhikkaji07], qui s'inspire d'une commande en retour positif de position⁶. Cette dernière a été modifiée pour utiliser la vitesse en plus de la position dans le feedback⁷. Les pôles de la boucle fermée peuvent alors être placés à des fréquences voulues, ce que ne permettait pas la commande d'origine. Une seconde loi de commande appelée 'contrôle intégral résonant'⁸ a été proposée par le même groupe [Bhikkaji08]. Cette commande utilise un simple intégrateur et additionne la commande pondérée à la sortie de la boucle fermée pour garantir la stabilité de cette dernière.

Pour finir, des lois de commande itératives ont donné des résultats très satisfaisants en terme de rapidité et de robustesse [Leang06] [Wu07]. Ces dernières utilisent un modèle inverse de la dynamique de l'actionneur et de l'hysteresis mais entaché de larges incertitudes. Le but de l'itération est de converger vers des modèles plus fins qui garantissent une erreur minimale pendant un actionnement rapide.

Toutes ces techniques ont pour but d'améliorer soit la plage de fonctionnement d'un système, soit sa précision, soit sa rapidité. Ces attributs se retrouvent tous dans une seule branche de la nanotechnologie : le micro ou le nano positionnement. L'automatique a donc de grands potentiels dans cette branche. De plus, beaucoup d'efforts restent à faire, soit pour diversifier les systèmes permettant de manipuler à cette échelle, soit parce que les lois de commandes appliquées ne sont pas assez performantes. La section suivante oriente la discussion en ce sens, afin de déterminer quels sont les axes de recherche potentiels.

⁶Positive Position Feedback (PPF) en anglais.

⁷Cette commande s'intitule donc en termes anglo-saxons : Positive Velocity and Position Feedback (PVPF)

⁸Integral Resonant Control en anglais.

1.3 Micro et nano positionnement

La section précédente montre que l'automatique peut être utilisée pour commander des actionneurs permettant le contrôle de mouvements à une échelle micro voire nanoscopique. Cette section oriente donc le sujet vers une branche de la nanotechnologie pour laquelle le contrôle du mouvement est un attribut indispensable : le nano positionnement. Cette section est divisée en trois parties : la première partie présente la branche du nano positionnement et introduit un nouveau capteur dans ce contexte. Les deuxième et troisième parties présentent ce phénomène et les applications associées.

1.3.1 Cadre de l'étude

La section précédente se termine en montrant que les outils de l'automatique sont indispensables pour pouvoir profiter pleinement des actionneurs permettant des déplacements de l'ordre du micromètre. Les techniques de commande proposent soit d'agrandir la plage de mouvements des actionneurs (en compensant les non linéarités), soit d'améliorer leur précision (par le principe du 'cold-damping' par exemple), ou leur rapidité (en contrôlant la dynamique de ces actionneurs). Tous ces attributs sont des exigences qui qualifient la qualité d'une branche de la nanotechnologie : le nano positionnement. Les nano positionneurs sont des systèmes mécatroniques conçus pour bouger rapidement des objets microscopiques sur une course élevée avec une grande précision. Les attributs de ces nano positionneurs sont donc une résolution extrêmement élevée, mais aussi précision, stabilité et rapidité. Le contrôle en boucle fermée est donc une solution idéale pour répondre à ces contraintes.

Depuis trois décennies, le nano positionnement a connu un essor considérable grâce aux microscopes à sonde locale⁹ que sont les Microscopes à Effet Tunnel¹⁰ [Stroscio04] [Bouju99] et les Microscopes à Force Atomique¹¹ [Requicha01]. Ces derniers sont utilisés pour positionner de très petits objets, parfois sous contrôle visuel. Le positionnement se fait par contact, c'est-à-dire en poussant l'objet. Cette application est très utilisée en biologie, pour étudier des cellules ou des brins d'ADN. Les microscopes à effet tunnel ont été utilisés à une toute autre échelle pour positionner des atomes les uns par rapport aux autres en les poussant avec la pointe du microscope (un exemple d'application est montré par la figure 1.12). Cette application a rendu possible l'étude de la matière à une échelle atomique.

Cependant, les techniques de nano positionnement ne se limitent pas aux outils de microscopie. Les actionneurs piézoélectriques, électrostatiques ou encore thermiques sont utilisés dans beaucoup d'autres systèmes. En général, de tels outils sont appliqués au

⁹Scanning Probe Microscopes, SPM, en anglais

¹⁰Scanning Tunneling Microscope, STM, en anglais

¹¹Atomic Force Microscope, AFM, en anglais

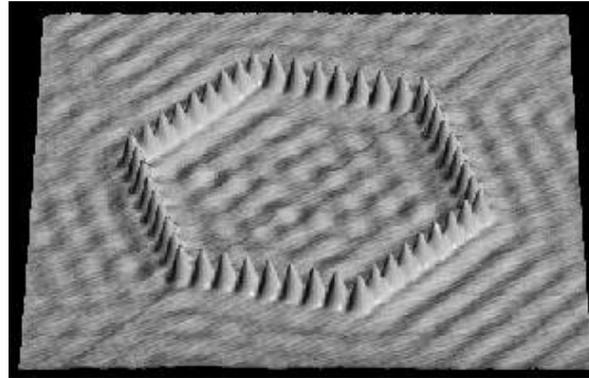


FIG. 1.12 – Exemple d’application de positionnement d’atomes un à un pour former un hexagone. Le positionnement est fait grâce à un microscope à effet tunnel. Source : www.almaden.ibm.com.

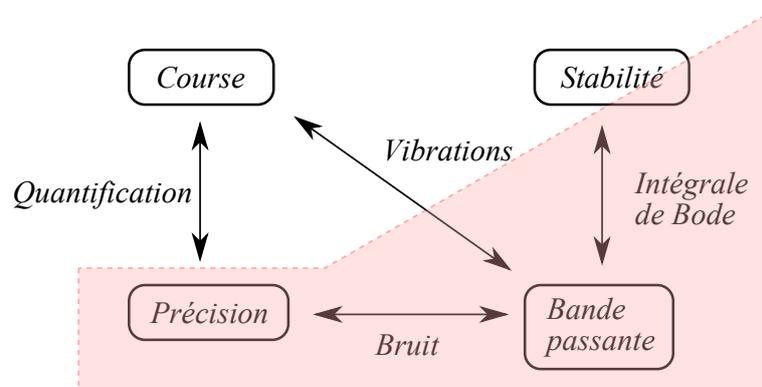


FIG. 1.13 – Compromis entre précision, bande passante, course et robustesse. Zone en couleur : place du capteur à courant tunnel dans le diagramme des compromis.

positionnement de couches très fines de silicium [Guo06], ou encore à l’inspection des semi conducteurs. Ils sont aussi largement utilisés par la branche de la biologie moléculaire pour imager, manipuler, assembler et tester des cellules ou des brins d’ADN par exemple [JPK07]. Les systèmes de nano positionnement sont aussi très demandés dans l’alignement des systèmes optiques, en particulier par les générations récentes de télescopes [Zhang97]. Enfin, une précision nanométrique est maintenant requise par les têtes de lecture de disques durs [Yunfeng01], et bientôt par des systèmes de stockage de données par tête AFM et gravure atomique [Hosaka97] [Wettiger02]. Ce vaste panel d’applications illustre les multiples challenges du nano positionnement en boucle fermée. Ils justifient aussi la nécessité de résolutions et de bandes passantes de plus en plus élevées, ainsi qu’un contrôle de plus en plus spécifique.

Néanmoins, de tels outils de nano positionnement ne peuvent être à la fois précis, rapides, robustes et avoir une amplitude de mouvement suffisante. Il existe un compromis entre ces performances comme le montre la figure 1.13. En général, la précision dépend inversement de la bande passante, non seulement parce qu’il peut être difficile de contrôler les modes des fréquences élevées, mais aussi parce que le bruit du capteur tend à aug-

menter avec la bande passante. La précision dépend aussi inversement de l'amplitude du positionnement du fait de la quantification des signaux numériques et des non linéarités. Par ailleurs, la bande passante est en général inversement dépendante de l'amplitude de mouvement, car le premier mode de résonance est souvent plus élevé pour des actionneurs présentant une faible course. Finalement, la stabilité est souvent acquise au détriment de la bande passante à cause de l'intégrale de Bode.

Trouver des méthodes permettant de s'affranchir de ces compromis est une niche de recherche extrêmement importante pour l'automaticien. Même si beaucoup de recherches s'orientent en ce sens, beaucoup d'applications restent à améliorer. Ces améliorations dans la branche du nano positionnement dépendent de l'automatique, mais aussi de l'application de beaucoup d'autres disciplines pour inventer, développer et contrôler de nouveaux systèmes.

Même s'il est difficile de trouver un compromis idéal, les performances sont en premier lieu conditionnées par le choix du matériel, et notamment du capteur. Parmi les capteurs les plus utilisés pour le nano positionnement, les capteurs capacitifs et les capteurs optiques sont les plus employés. L'emploi de cavités optiques offre beaucoup de performances mais elles ne peuvent pas être intégrées aux nano systèmes pour cause de taille et de consommation. Quant aux capteurs capacitifs, leurs performances sont conditionnées par une faible amplitude à cause de leur instabilité et une précision supérieure au nanomètre.

Parmi les phénomènes encore peu utilisés dans ce domaine, le courant tunnel occupe une place centrale. On appelle courant tunnel un passage d'électrons entre deux électrodes séparées de moins d'un nanomètre par un isolant. Ce passage d'électrons crée un courant de l'ordre du nano ampère fonction de la distance entre les deux électrodes. Cette propriété permet de capter les déplacements des électrodes avec une précision très élevée (de quelques ångströms à l'air libre et plus de cent fois moins sous vide et à basse température). L'avantage de ce phénomène est qu'il n'est possible qu'à partir de distances inférieures au nanomètre. Il peut donc être reproduit à une échelle très petite et ainsi être intégré dans des systèmes à dimensions nanoscopiques. Pour que ce phénomène apparaisse, une différence de potentiel très faible est nécessaire entre les deux électrodes (0,1 Volts suffisent). Sa consommation en terme de puissance n'est donc pas un problème. De plus, ce phénomène réagit à la vitesse des électrons : sa bande passante peut donc être considérée comme infinie.

Ce phénomène n'a été que très rarement évoqué en tant que capteur de déplacements à cause de sa très faible plage de mesure et sa difficulté d'utilisation : il est très difficile de maintenir deux électrodes à un nanomètre l'une de l'autre. Seulement trois auteurs ont abordé ce problème dans un contexte de nano positionnement. Le premier [Bocko90] souligna le gain très élevé et le faible bruit de ce capteur. Le deuxième auteur [Bordoni93] proposa une étude plus poussée du bruit de ce capteur grâce à une interprétation plus 'physicienne'. Une solution pour réduire ce bruit est abordée en proposant de diminuer la température. Ces deux références restent cependant très théoriques. Le troisième auteur [Ekinci05] ne consacre qu'une partie d'un article bibliographique à ce capteur, mais donne

des références à caractère pratique. Comme les deux derniers auteurs, il souligne la très grande précision de ce capteur, son faible bruit (théoriquement 10^{-14} A/Hz^{1/2} à 0 Kelvin et dans le vide) et sa très grande bande passante (de l'ordre du giga-Hertz). A notre connaissance, aucun autre article n'aborde le thème du courant tunnel comme véritable capteur de déplacements. L'utilisation du courant tunnel comme capteur de déplacements dans un contexte de nano positionnement est donc un sujet qui mérite une attention particulière. Pour l'aborder, il est nécessaire de définir le courant tunnel ainsi que ses deux applications. C'est le but des deux prochaines sous sections.

1.3.2 Le courant tunnel

Sans notion de physique quantique ou fondamentale, l'origine de la formulation qui caractérise le comportement du courant tunnel paraît floue. Il existe plusieurs formulations selon le domaine d'application et la formule utilisée l'est souvent sans véritable justification. Le but de cette sous section est donc de présenter le plus simplement possible le cheminement qui permet d'obtenir la formule du courant tunnel souvent employée dans les ouvrages à vocation applicative. Cette partie permet entre autre de comprendre les schémas souvent présentés lorsque le courant tunnel est abordé.

L'effet tunnel est une des prédictions les plus surprenantes de la mécanique quantique. D'après la mécanique classique, une particule qui n'a pas assez d'énergie pour franchir une barrière de potentiel¹² restera indéfiniment confinée du côté de la barrière où elle se trouve initialement. Au contraire, la mécanique quantique prédit que toute particule a une certaine probabilité de franchir une barrière de potentiel, même si son énergie est inférieure à celle de la barrière. Ce passage d'un côté à l'autre de la barrière se fait sans que la particule soit présente à l'intérieur de la barrière. Tout se passe comme si la particule empruntait un "tunnel" sous la barrière.

Le paragraphe suivant illustre simplement ce comportement avec les outils de base de la mécanique quantique [Liboff03]. Le cas d'une particule libre évoluant dans une dimension vers une barrière de potentiel rectangulaire est examiné. Ce cas permet de comprendre les figures souvent employées dans la littérature et parfois mal comprises. Ce paragraphe permet aussi de justifier la formule du courant tunnel employée dans de nombreuses applications.

Dans son ouvrage, R. Feynman montre clairement que les électrons peuvent adopter un comportement mi onde, mi corpuscules selon les conditions expérimentales [Feynman06]. Ce comportement peut être caractérisé en définissant l'intensité I du caractère ondulatoire d'un électron en fonction de sa phase α et d'une fonction ψ caractérisant son amplitude :

$$I = |\psi|^2 \quad ; \quad \psi = |\psi|e^{i\alpha} \quad (1.37)$$

M. Born suggéra en 1926 que I peut aussi se définir comme une 'intensité de probabilité'

¹²Une barrière de potentiel est une région de l'espace dans laquelle l'énergie totale d'une particule est inférieure à son énergie potentielle.

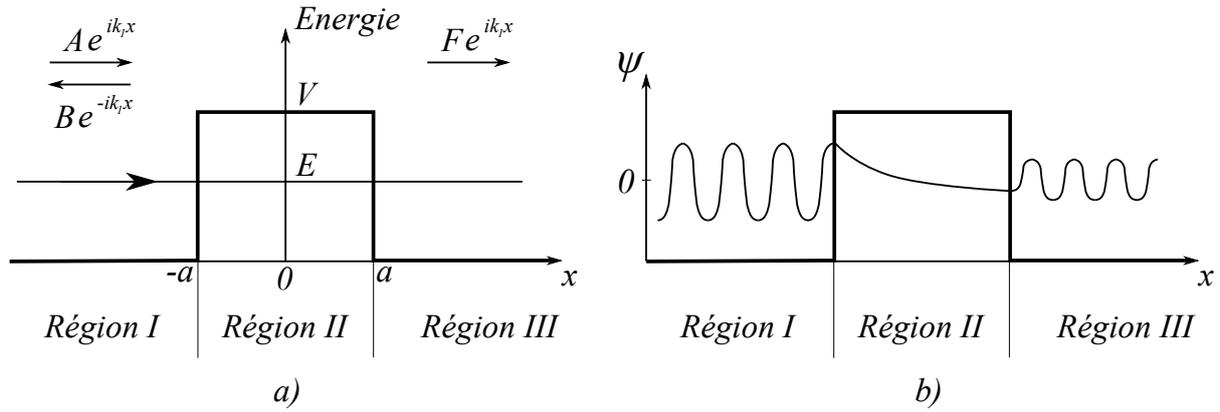


FIG. 1.14 – a) Illustration d'une barrière rectangulaire de potentiel V supérieure à l'énergie totale E de la particule pour $-a < x < a$ (région II). b) Partie réelle de la fonction d'onde ψ pour le cas présenté en a).

[Born26]. Il définit alors dans son postulat la fonction d'onde $\psi(x, y, z, t)$ d'une particule (dans l'espace cartésien) :

$$|\psi|^2 dx dy dz = P dx dy dz \quad (1.38)$$

avec $P dx dy dz$ étant la probabilité de trouver la particule à un temps t dans l'élément de volume $dx dy dz$ autour du point $(x y z)$. Pour calculer la fonction d'onde ψ , le quatrième postulat de la mécanique quantique propose une équation différentielle linéaire homogène du second ordre connue sous le nom d'équation de Schrödinger.

Indépendamment du temps, l'équation de Schrödinger pour un électron d'énergie E , de masse m , évoluant sur un axe x et traversant une barrière de potentiel $V(x)$ (générée par un vide entre deux électrodes par exemple) peut s'écrire :

$$\left[-\frac{\hbar}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right] \psi(x) = E\psi(x) \quad (1.39)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite. La barrière de potentiel peut être générée par un espace vide entre deux électrodes. Pour simplifier, le potentiel entre les points $-a$ et a de la figure 1.14 a) est supposé constant, et est nul pour $x < -a$ et $x > a$. L'étude du courant tunnel dans des conditions plus réalistes (barrière de potentiel trapézoïdale et formes des électrodes) dépasse largement le cadre de ce doctorat. Des références à ce sujet sont données à la fin de cette section.

Dans la configuration présentée par la figure 1.14 a) et en proposant la notation

$\partial^2\psi/\partial x^2 = \psi_{xx}$, l'équation de Schrödinger pour les régions I, II et III peut s'écrire :

$$\text{Région I} \quad : \quad \psi_{xx} = -k_1^2\psi \quad \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = E \quad (1.40)$$

$$\text{Région II} \quad : \quad \psi_{xx} = \kappa^2\psi \quad \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m} = V - E > 0 \quad (1.41)$$

$$\text{Région III} \quad : \quad \psi_{xx} = -k_1^2\psi \quad \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = E \quad (1.42)$$

Dans le cas de la région II, l'énergie cinétique ($\hbar^2\kappa^2/2m$) de la particule est négative car son énergie totale E est égale à $V - (\hbar^2\kappa^2)/(2m)$. Cette région interdite à la particule est une barrière de potentiel.

Notons que les équations (1.40) à (1.42) permettent d'interpréter le schéma très connu présenté par la figure 1.14 b) : en géométrie analytique, le signe de ψ_{xx} définit la courbure de ψ au point x . Lorsque l'énergie cinétique de l'électron est positive (équations (1.40) et (1.42)) $\psi_{xx} < 0$ pour $\psi > 0$ et donc le centre de courbure de ψ est vers le bas. Au contraire, le centre de courbure de ψ est vers le haut pour $\psi < 0$ car dans ce cas, $\psi_{xx} > 0$. Ces conditions justifient le comportement oscillatoire de la fonction d'onde dans les régions I et III de la figure 1.14 b). Par contre, si l'énergie cinétique de l'électron est négative (équation 1.41), et selon le même raisonnement, lorsque $\psi > 0$ le centre de courbure est vers le haut (et vers le bas quand $\psi < 0$). Ces solutions mènent à une fonction d'onde ψ soit décroissante (région II de la figure 1.14 b), soit croissante.

Le fait qu'un électron puisse traverser une région qui lui est interdite peut s'interpréter de la manière suivante. Les solutions ψ_I , ψ_{II} , ψ_{III} des équations (1.40) à (1.42) s'écrivent :

$$\psi_I = Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x} \quad (1.43)$$

$$\psi_{II} = Ce^{\kappa x} + De^{-\kappa x} \quad (1.44)$$

$$\psi_{III} = Fe^{ik_1x} \quad (1.45)$$

où A , B , C , D et F sont des constantes à identifier. On retrouve le comportement oscillatoire de ψ_I et ψ_{III} dans les équations (1.43) et (1.45). L'équation (1.44) a quant à elle un comportement exponentiel. Puisque les fonctions d'onde et leur dérivée première sont continues, les conditions aux limites s'appliquent aux points $-a$ et a :

$$\psi_I(-a) = \psi_{II}(-a) \quad ; \quad \frac{\partial}{\partial x}\psi_I(-a) = \frac{\partial}{\partial x}\psi_{II}(-a) \quad (1.46)$$

$$\psi_{II}(a) = \psi_{III}(a) \quad ; \quad \frac{\partial}{\partial x}\psi_{II}(a) = \frac{\partial}{\partial x}\psi_{III}(a) \quad (1.47)$$

Ces conditions permettent de définir le 'coefficient de transmission' $T = |A/F|^2$ ainsi que le 'coefficient de réflexion' $R = |B/A|^2$. Les termes des équations (1.43) à (1.45) peuvent en effet être interprétés comme des ondes soit incidentes (Ae^{ik_1x}), soient réfléchies (Be^{-ik_1x}), soient transmises (Fe^{ik_1x}) (voir figure 1.14). Le coefficient de transmission T ainsi que le coefficient de réflexion R obéissent à la relation $T + R = 1$. Si $T = 1$, alors tous les électrons passent la barrière de potentiel. Inversement, si $R = 1$, la réflexion est totale

(le comportement est similaire à celui des ondes électromagnétiques). Dans notre cas, les équations (1.43) à (1.47) permettent d'écrire :

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V^2}{E(V-E)} \sinh^2(2\kappa a)} \text{ pour } E < V \quad (1.48)$$

T étant non nul, il est possible pour une particule d'être transmise de l'autre côté de la barrière de potentiel.

L'intensité du courant est directement proportionnelle à la probabilité des électrons de passer à travers la barrière, et donc de $|\psi_{II}|^2$. Le terme $De^{-\kappa x}$ de l'équation (1.44) indique que si la barrière de potentiel est suffisamment fine, la probabilité qu'une particule la traverse sera non négligeable. La partie réelle de $\psi_{II} = De^{-\kappa x}$ est illustrée dans la région II de la figure 1.14 b). Le terme $Ce^{\kappa x}$ indique que le passage dans la région II peut être bidirectionnel, mais est négligeable par rapport à $De^{-\kappa x}$ dans le cas de barrières fines. Dans ce cas, on déduit des équations (1.44) et (1.41) :

$$|\psi_{II}|^2 \propto e^{-2\sqrt{\frac{2m(V-E)}{\hbar^2}}x} \quad (1.49)$$

Pour deux électrodes (régions I et III) conductrices, de même nature et faiblement polarisées, la quantité $(V - E)$ peut être remplacée par les travaux de sortie¹³ Φ des métaux conducteurs. On en déduit la formule du courant tunnel I_t dans laquelle x peut être interprété comme la distance séparant les électrodes :

$$I_t \propto e^{-2\sqrt{\frac{2m}{\hbar}}\sqrt{\Phi}x} \quad (1.50)$$

Même si cette démonstration est fondée sur un cas simple, son résultat (l'équation (1.50)) est à la base de nombreuses applications (voir section 1.3.3).

De nombreuses autres références ont été écrites pour caractériser ce phénomène. La première à montrer le caractère exponentiel du courant tunnel a été écrite par R.H.Fowler et L.Nordheim [Fowler28] en 1928. Plus tard, J.Bardeen [Bardeen61] formalise la description du courant tunnel en utilisant l'équation temporelle de Schrödinger. Ce formalisme sera à la base de nombreuses études théoriques du courant tunnel. Peu après, J.Simmons [Simmons63] propose une formule fonction de la différence de potentiel et de l'exponentielle de la distance entre deux électrodes séparées par du vide, et ce, sans tenir compte du formalisme avancé par Bardeen. A partir de ce formalisme, Tersoff et Hamann [Tersoff83] ont proposé une expression du courant tunnel en tenant compte de la géométrie des électrodes utilisées pour la microscopie à effet tunnel et de leurs états (fonctions d'ondes...). Ces travaux d'une grande importance permettront entre autres d'interpréter les résultats obtenus par microscopie à effet tunnel [Tersoff89], et de reconstituer les images de surfaces avec une résolution atomique. Dans le cadre de ce doctorat, la formulation du courant tunnel proposée par [Simmons63] est adoptée. Cette dernière précise l'équation du courant tunnel proposée par l'équation (1.50), à savoir :

$$I_t = gV_0e^{-\kappa x} \quad (1.51)$$

¹³Les travaux de sortie sont définis comme l'énergie potentielle utilisée par un électron pour sortir du niveau électronique de Fermi.

dans laquelle V_0 est la différence de potentiel entre les deux électrodes et x leur distance (notée d dans les prochaines sections), g est une constante et $\kappa=1,025\sqrt{\phi}$ (ϕ représente les travaux de sortie des électrodes).

De nos jours et dans la plupart des applications, le courant tunnel est obtenu en approchant une pointe d'une surface. Ces deux dernières sont souvent de même nature afin d'obtenir une barrière de potentiel rectangulaire. Dans le cas des barrières de potentiel trapézoïdales (les travaux de sortie des deux électrodes sont différents), le travail de sortie ϕ est souvent la moyenne des travaux de sortie des deux électrodes.

De par sa nature, l'ordre de grandeur du courant tunnel varie de quelques centaines de picoampères à quelques dizaines de nanoampères. Notons que la mesure est conditionnée par les performances de l'amplificateur de courant. Plusieurs types de bruits peuvent affecter le courant tunnel :

Le bruit de grenaille appelé 'shot noise' en anglais, est un bruit blanc généré par la propriété granulaire des électrons traversant aléatoirement la barrière de potentiel. Le courant tunnel peut donc être interprété comme une suite d'impulsions de Dirac distribuées aléatoirement dans le temps. Pour un courant tunnel moyen I_t , le bruit généré par ce phénomène se caractérise par une densité spectrale de puissance :

$$S_{i_t} = 2eI_t \text{ [A}^2/\text{Hz]} \quad (1.52)$$

e étant la charge électronique. A titre indicatif, l'amplitude spectrale d'un bruit de grenaille pour un courant tunnel de l'ordre du nano ampère est de quelques dizaines de femto ampères.

Le bruit thermique : l'avantage du courant tunnel est de pouvoir être utilisé à température ambiante. Le courant qui traverse la barrière de potentiel doit donc aussi présenter un bruit blanc dû à l'agitation thermique des électrons. Leur mouvement aléatoire crée un courant fluctuant aux bornes d'une résistance tunnel¹⁴ R_t de densité spectrale de puissance :

$$S_{i_t} = 4k_B T R_t \text{ [A}^2/\text{Hz]} \quad (1.53)$$

k_B étant la constante de Boltzmann et T la température ambiante. Pour une résistance de $10^8\Omega$ typique du courant tunnel, l'amplitude spectrale du bruit thermique est de l'ordre de quelques dizaines de femto ampères.

Le bruit 1/f Le courant tunnel est sujet à des fluctuations basse fréquence dont le spectre est en $1/f^\alpha$ avec α généralement compris entre 0,8 et 1,4. La relation empirique de Hooge [Hooge69] donne une relation entre la densité spectrale S_{I_t} des fluctuations du courant mesuré dans des échantillons métalliques homogènes et le courant moyen I_0 :

$$S_{I_t} = \frac{cI_0^2}{f^\alpha} \text{ [A}^2/\text{Hz]} \quad (1.54)$$

¹⁴La résistance tunnel est la résistance aux bornes des électrodes

où c est une constante et f la gamme de fréquences. L'origine de ce bruit reste floue. Selon les conditions expérimentales (nature de la pointe et de l'échantillon, sous vide ou non), le niveau moyen du spectre de ce bruit ($\approx 10^9$ fA²/Hz) ne varie que de quelques ordres de grandeur à peine. Une hypothèse intéressante a été avancée par le travail de doctorat de Lagoutte [Lagoutte03], selon laquelle le bruit $1/f$ serait dû à une superposition de bruits basse fréquence due à la diffusion d'atomes du substrat sur la pointe à effet tunnel. Dans ce cas, le bruit $1/f$ n'est pas intrinsèque au système. Cette hypothèse nous amène à envisager le type de bruit suivant.

Le bruit de télégraphe Ce bruit se traduit par des fluctuations aléatoires entre deux niveaux de courant. Cette perturbation est très gênante lorsqu'un courant tunnel constant est nécessaire dans une application. De nombreuses hypothèses ont été faites pour déterminer l'origine de ce bruit. Une bonne référence à ce sujet [Lagoutte03] propose plusieurs hypothèses et confronte les résultats de plusieurs auteurs sur ce sujet. Ce type de bruit serait dû à la diffusion d'adsorbats sur la surface de la pointe ou du substrat : sur une pointe, les atomes polarisés ont tendance à diffuser vers l'extrémité où le champ électrique est maximal et l'énergie potentielle minimale. La densité d'atomes augmente à l'extrémité de la pointe, mais les interactions répulsives entre dipôles tendent à éloigner les atomes entre eux. Les atomes de la pointe ne trouvent donc pas de situation d'équilibre, et évoluent en permanence. Le courant tunnel est alors perturbé par des impulsions lorsque les atomes traversent une région de la pointe à quelques distances atomiques de la surface. Plus récemment, un article publié dans Science [Stroscio04] confirme la nature de l'hypothèse avancée par [Lagoutte03] : ce bruit serait dû à un mouvement d'atomes sous le courant tunnel. L'apport d'énergie du courant tunnel rendrait la position d'un atome instable et ce dernier oscillerait entre deux positions. Cette explication semble la plus récente à ce jour.

Les deux derniers bruits mentionnés, $1/f$ et télégraphique, sont les bruits dominants lorsque le courant tunnel est utilisé à l'air libre. Le bruit thermique du courant tunnel lui-même et le bruit de grenaille sont très faibles et ne sont un handicap que sous ultra-vide et/ou à basse température.

La sous section suivante présente les deux applications majeures du courant tunnel : la première est utilisée pour étudier les propriétés atomiques de la matière et la seconde permet de mesurer des accélérations de l'ordre du nano-g.

1.3.3 Les appareils de positionnement par courant tunnel

Seulement deux appareils utilisent le courant tunnel : un microscope et un accéléromètre. Dans ces deux cas, le courant tunnel ne peut être utilisé sans appliquer des outils d'automatique.

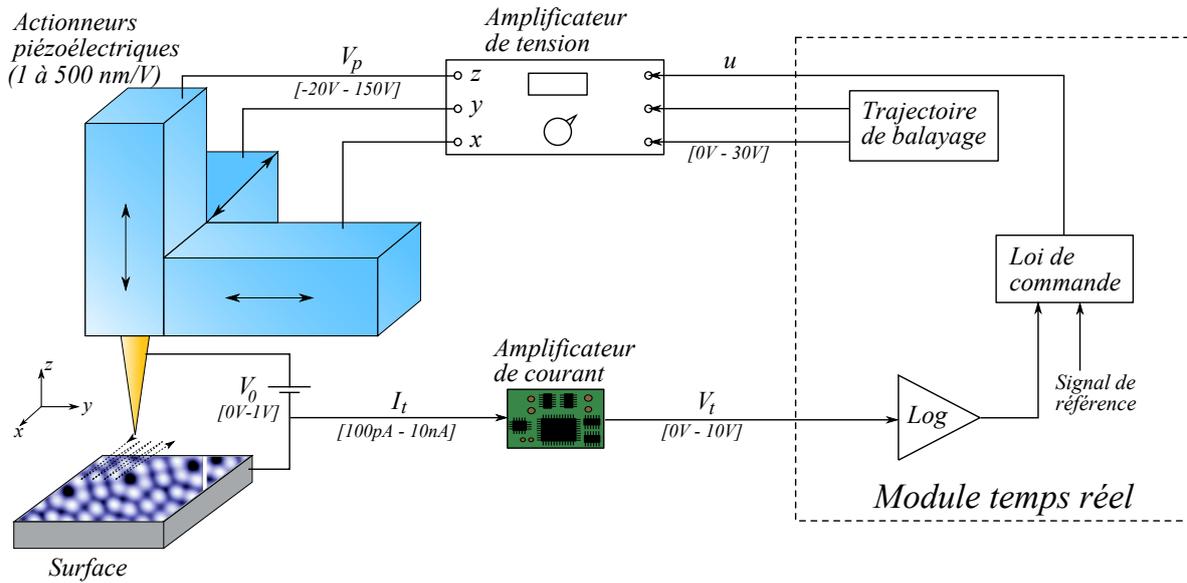


FIG. 1.15 – Schéma de principe d'un microscope à effet tunnel. Le courant tunnel I_t est amplifié puis envoyé vers une loi de commande. Cette dernière maintient la distance entre la surface et la pointe constante en commandant les actionneurs piézoélectriques. En même temps, la pointe scanne la surface et la mesure est obtenue en analysant la commande. Les valeurs données dans cette figure le sont à titre indicatif.

Microscopes à effet tunnel (Scanning Tunneling Microscope) a été inventé par G. Binnig et H. Rohrer en 1982 [Binnig82] dans les laboratoires d'IBM à Zurich. Cet appareil fut le premier à pouvoir reconstituer la topologie d'une surface à une échelle atomique. Il est depuis utilisé dans de nombreuses applications, notamment l'étude de la structure des surfaces, de leurs propriétés électroniques, physiques et chimiques.

Ce microscope est composé d'une pointe très fine (dont le rayon de l'extrémité est de l'ordre du nanomètre) manipulée par trois actionneurs piézoélectriques, d'un amplificateur de courant tunnel et d'une boucle de contre-réaction (figure 1.15). Son principe de fonctionnement est le suivant : une différence de potentiel (typiquement entre 0,1 et 1 Volt) est imposée entre la pointe et une surface. La pointe est ensuite approchée de la surface jusqu'à obtention d'un courant tunnel. La boucle de contre-réaction maintient ce dernier constant en commandant l'actionneur piézoélectrique perpendiculaire à la surface. La pointe scanne ensuite la surface grâce aux deux autres actionneurs piézoélectriques. Les mouvements de la pointe et donc la topologie de la surface sont obtenus en interprétant la commande de la boucle de contre-réaction.

Cette interprétation courante n'est en réalité utilisée que dans un but pédagogique. En fait, le courant tunnel ne répond pas à la topologie de la surface mais aux densités électroniques de cette dernière. Le microscope à effet tunnel mesure donc en réalité les courbes d'isodensité électronique des surfaces et non sa topologie [Hembacher03]. La topologie d'une surface n'est obtenue directement que si les courbes d'isodensité ont la même forme que cette surface.

Références	ω_0 (kHz)	ω_{BF} (Hz)	Retard (μ s)
[Anguiano98]	5	800	200
[Oliva95]	5	200	50
[Pohl86]	3	1000	-

TAB. 1.1 – Performances de la boucle de régulation de la distance pointe/échantillon. Même si les références sont anciennes, les performances restent d'actualité. ω_0 : fréquence de résonance de la boucle ouverte, ω_{BF} : bande passante de la boucle fermée.

En dépit du comportement non linéaire du courant tunnel et des actionneurs piézo-électriques, les lois de commande des microscopes à effet tunnel sont linéaires. Pour cela, plusieurs hypothèses sont nécessaires. Le courant tunnel est linéarisé grâce à un opérateur logarithmique agissant sur la sortie de l'amplificateur de courant. La relation liant le courant tunnel¹⁵ à y (figure 1.15) devient alors :

$$y = \log(V_t) = \log(G_{amp}I_t) = \log(G_{amp}gV_0e^{-\kappa d}) \quad (1.55)$$

$$= K - \kappa d \quad (1.56)$$

avec G_{amp} étant le gain de l'amplificateur de courant et $K = \log(G_{amp}gV_0)$. Pour que cette linéarisation soit valide, la bande passante de l'amplificateur de courant doit être grande comparée à celle de la boucle fermée. De même, les dynamiques de l'amplificateur de tension et celle des actionneurs piézoélectriques sont très souvent négligées. Les commandes se résument donc à des lois proportionnelles-intégrales avec des filtres passe bas additionnels pour filtrer les hautes fréquences [Oliva95]. Le tableau 1.1 résume les performances de trois microscopes fonctionnant sans conditions spéciales et dont les spécifications ont été publiées. De meilleures performances peuvent être obtenues de nos jours [Rost05], mais sous environnement spécial : sous vide et/ou à basse température.

Le microscope à courant tunnel est le seul instrument capable de manipuler et d'agencer des atomes un à un. Le positionnement d'atomes sur une surface a été présentée dès 1990 [Eigler90] [Bartels97]. Cette technique utilise le courant tunnel pour rendre le site sur lequel se trouve l'atome instable. Ce dernier change alors de position jusqu'à ce que la pointe soit ré-amenée à proximité. *A priori*, cette technique ne nécessite pas de modifier la boucle de régulation du courant tunnel.

Accéléromètres à courant tunnel. La suggestion d'utiliser le courant tunnel comme capteur de déplacements date de 1990 [Kenny90]. Les mêmes auteurs ont alors mis cette idée au profit de la mesure d'accélération abordée un an plus tôt [Waltman89]. Dans le cadre de cette application, la très grande sensibilité du courant tunnel a permis de mesurer des accélérations de l'ordre du micro-g. Depuis, leur sensibilité a été améliorée pour atteindre 20 nano-g [Liu01]. Cependant, l'utilisation du courant tunnel comme véritable capteur de déplacement de micro structures a été abandonnée.

¹⁵Notons qu'une autre formule, $I_t = I_0e^{-\alpha\sqrt{\phi} \Delta d}$, est largement employée pour l'analyse de la commande des STMs.

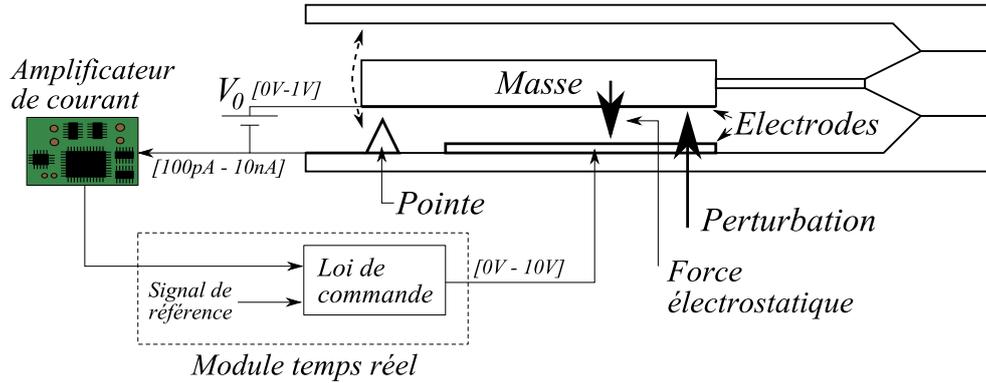


FIG. 1.16 – Schéma de principe d'un accéléromètre à effet tunnel. La position de la masse est régulée automatiquement grâce à la mesure de courant tunnel. L'influence des perturbations est rejetée et ces dernières sont mesurées par la commande.

Le principe de fonctionnement de tels accéléromètres repose sur la régulation de la position d'une masse à dimensions millimétriques par courant tunnel (voir figure 1.16). Lorsque la masse est sujette à une accélération (perturbation en entrée du système), la distance masse/pointe à effet tunnel varie. Ce changement de distance, enregistré par courant tunnel, est régulé grâce à un actionneur électrostatique situé face à la masse. L'accélération peut alors être reconstruite grâce à la commande. Notons que le simple fait de changer la référence du courant tunnel permet de manipuler la masse sans la toucher sur une course d'environ un nanomètre.

L'utilisation d'un actionneur électrostatique permet de s'affranchir des dérives comme celles des actionneurs piézoélectriques. Par contre, le comportement de cet actionneur est linéarisé en supposant la position de la masse constante et la commande en tension V_{BF} petite par rapport au point de fonctionnement V_0 . Dans ce cas, la force électrostatique s'écrit $F_a = -\frac{\epsilon_0 A (V_0 + V_{BF})^2}{2l^2}$ et le terme $\frac{\epsilon_0 A}{2l^2}$ peut être approximé par une constante. La force électrostatique est donc proportionnelle à $(V_0 + V_{BF})^2$. En considérant $V_0 \gg V_{BF}$, elle peut s'approximer par $V_0^2 + 2V_0 V_{BF}$. Le terme V_0^2 correspond au point de fonctionnement et $2V_0 V_{BF}$ l'approximation linéaire du comportement de l'actionneur. Le courant tunnel est quand à lui linéarisé par un développement par séries de Taylor. L'équation (1.51) devient alors $I_t = gV_0(1 - \kappa d)$ où $\kappa = -1,025\sqrt{\phi}$ et ϕ sont les travaux de sortie.

Les publications sur les accéléromètres à effet tunnel émanent seulement de deux principaux groupes.

Le premier, de l'université de Stanford, utilise les méthodes H_∞ et μ -analyse pour concevoir un contrôleur robuste [Liu99]. Cette méthode a été appliquée avec succès [Liu01] puisqu'elle a donné les meilleurs résultats dans ce domaine d'un point de vue robustesse et performances (sensibilité de 20 nano-g de 5 Hz à 1,5 kHz). D'autres articles indispensables traitant des conditions expérimentales et des potentialités de ces appareils ont été écrits par la même équipe [Kenny94] [Rockstad96]. De même, une bonne référence d'analyse des bruits dans les accéléromètres [Gabrielson93] a été écrite en se basant sur leurs résultats.

1. État de l'art

Référence	ω_0 (Hz)	Sensibilité (g/Hz ^{1/2})	Bande passante (kHz)
[Cui05]	128	$2,5 \cdot 10^{-7}$	6,3
[Liu01]	100	$2 \cdot 10^{-8}$	1,5
[Rockstad96]	100	$> 2 \cdot 10^{-8}$	Boucle ouverte
[Kenny91]	200	$> 10^{-8}$	1

TAB. 1.2 – Performances des accéléromètres présentés dans la littérature. La bande passante est celle de la boucle fermée et ω_0 est la fréquence de résonance de la partie mécanique de l'accéléromètre.

Le deuxième groupe, basé à l'Université de Technologie de Louisiane, a proposé une méthode manuelle basée sur l'analyse de la boucle ouverte, en faisant un compromis entre stabilité et amortissement de la boucle fermée [Wang02]. Contrairement au premier groupe, aucune contrainte pratique n'est prise en compte lors de la synthèse du contrôleur. Les résultats ne présentent que très peu de mesures dynamiques en boucle fermée [Wang06] [Xue05] [Cui05] et la sensibilité annoncée est de $0,5 \mu\text{g}$ de 200 Hz à 6,5 kHz. Le tableau 1.2 résume les performances des accéléromètres présentés par la littérature à ce jour.

Récemment, un autre groupe de l'Université de Californie, s'est intéressé au contrôle de ces capteurs. Deux articles de conférence ont été écrits : le premier [Oropeza08] propose un modèle sous forme de représentation d'état plus complet que ceux utilisés précédemment [Liu01] [Wang02]. Des mesures en boucle fermée par un simple intégrateur sont présentées pour valider le modèle d'état tenant compte des bruits. Le deuxième article [Yie09] incorpore ces bruits dans la synthèse d'un contrôleur par retour d'état. Deux modèles sont proposés, avec et sans dynamique. Dans les deux cas, un filtre de Kalman et un retour d'état ajusté pour augmenter la vitesse de la boucle fermée assurent la régulation de la masse. Par contre, à la vue des résultats présentés, les performances du rejet de bruit du premier et deuxième article semblent identiques. Dans tous les cas, l'accélération est mesurée en ajoutant un état (constant) à la dynamique de l'accéléromètre. Notons que K.J. Åström est co-auteur de ces deux derniers articles.

D'autres groupes se sont intéressés aux accéléromètres à effet tunnel [Hartwell98] [Yeh97], mais les publications sont peu nombreuses et ne focalisent pas sur le contrôle de ces derniers.

1.4 Objectif de l'étude

La section précédente montre que le courant tunnel est utilisé dans principalement deux types d'appareils : les microscopes à effet tunnel servent à mesurer la topologie d'une surface fixe et les accéléromètres à effet tunnel à mesurer des accélérations. En dépit de ses avantages (voir sous section 1.3.1), le courant tunnel n'est pas encore utilisé dans le positionnement de structures micro ou nanoscopiques. Ce doctorat propose donc d'utiliser le courant tunnel pour contrôler la position d'un micro objet.

Dans cet objectif, une configuration est proposée dans laquelle le courant tunnel sert de capteur pour asservir électrostatiquement la position d'une micro poutre.

Cette configuration fait apparaître plusieurs difficultés déjà évoquées en section 1.2.2, à savoir des problèmes d'instabilité, la présence de dérives (dues aux actionneurs piézo-électriques ou thermiques) et de non linéarités. A cela s'ajoute un bruit de mesure non négligeable dû à l'amplification du courant tunnel. Ces problématiques sont formalisées dans le second chapitre pour le système proposé.

L'objectif de l'étude est donc d'intégrer ces difficultés pour proposer une stratégie de commande permettant de maîtriser la position d'un micro objet (chapitre 2). Une fois la loi de commande validée en simulation, il conviendra de la tester en temps réel sur un prototype (chapitre 3). La réalisation complète de ce dernier fait aussi partie du travail de ce doctorat.

Chapitre 2

Nano-positionnement par actionnement électrostatique et courant tunnel

Le but du présent chapitre est de proposer une nouvelle application du courant tunnel rendue possible grâce aux outils de l'automatique : le contrôle de position d'un objet nanométrique mobile par courant tunnel. La stratégie abordée propose d'utiliser le courant tunnel dans une configuration novatrice. De plus, la nouveauté de cette démarche est renforcée par le fait que l'objet à commander est actionné électrostatiquement.

Après avoir rappelé les motivations liées à cette application en section 2.1, la section 2.2 présente le système étudié.

Le comportement dynamique du système en boucle ouverte est ensuite modélisé en section 2.3, de manière à faire apparaître le besoin d'une stratégie de commande.

La synthèse de la loi de commande proposée par la section 2.4 est ensuite exposée et validée par la simulation de la boucle fermée dans les sections 2.5 et 2.6.

2.1 Contexte et motivations

Des systèmes électromécaniques à dimensions nanométriques commencent à apparaître [Stampfer06] [Lee06]. Les besoins dans ces domaines se diversifient, demandant une meilleure fiabilité, une meilleure précision d'actionnement et de mesure, des nouveaux matériaux... Plus particulièrement, les capteurs actuels sont poussés à leurs limites. Par exemple, la partie sensible des accéléromètres à plaques parallèles est maintenant très fine (160 nm d'épaisseur dans [Ollier07]). Leur caractérisation par des méthodes optiques devient impossible car la lumière se diffracte à travers la plaque. En réponse à ces problématiques, l'automatique a le potentiel d'offrir des solutions intéressantes dans le champ de la mesure et de l'actionnement. Les problèmes émergents comme les instabilités de collage à échelle nanométrique ou le besoin d'être toujours plus précis sont des demandes auxquelles il est désormais possible de répondre.

Partant du principe du 'cold damping' (voir section 1.2.2), l'idée de ce doctorat est d'utiliser le courant tunnel pour la mesure de position. Ce phénomène permet une meilleure "embarquabilité" et une plus faible consommation que les capteurs interférométriques ou capacitifs tout en apportant une précision supérieure à ces derniers. La partie physique de ce capteur n'est qu'une micro pointe soumise à une différence de potentiel de moins d'un volt avec l'objet à étudier. L'idée d'utiliser ce capteur pour la mesure de position d'objets mobiles a déjà été abordée [Bocko90] [Bordoni93], mais deux difficultés ont jusqu'alors fait obstacle à ce concept :

- Le capteur à courant tunnel n'est opérationnel que sur une distance pointe/objet inférieure ou égale au nanomètre. De plus, la plage de mesure est réduite par les performances de l'amplificateur de courant tunnel qui n'amplifie les courants que jusqu'à une trentaine de volts dans les meilleurs des cas.
- Si l'objet est flexible ou si sa position est fortement perturbée, les forces de proximité générées par la pointe auront tendance à venir coller ce dernier contre la pointe.

A cause de ces deux difficultés, ce sujet ne semble pas avoir été développé. Le but est donc d'incorporer des outils de l'automatique dans un système de mesure par courant tunnel pour répondre au cahier des charges suivant :

1. Contrôler la position d'un objet mobile miniaturisé en utilisant le courant tunnel.
2. L'objet mobile ne doit pas coller à la pointe à effet tunnel à cause des forces de proximité.
3. Augmenter la plage de contrôle de position à plus d'un nanomètre.
4. Appliquer le principe du 'cold damping' pour baisser l'amplitude du bruit thermique.

2.2. Présentation du système

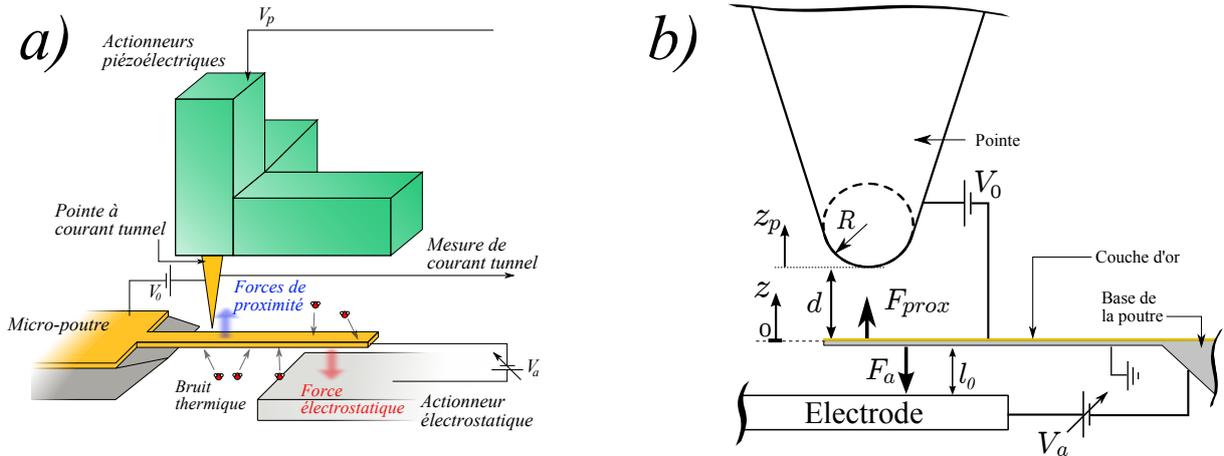


FIG. 2.1 – Configuration du système pour la simulation et notations utilisées. a) : Capteur, actionneurs et signaux associés au système en boucle ouverte. b) : Zoom sur le système au voisinage de la pointe et notations utilisées dans le texte.

2.2 Présentation du système

Pour mettre en œuvre le cahier des charges présenté ci-dessus, une pointe à courant tunnel doit être approchée d'un objet miniaturisé flexible. L'idée est de faire cette approche grâce à un actionneur piézoélectrique, de manière similaire aux microscopes à effet tunnel. Pour répondre aux critères 1 et 3 de la section précédente, un actionneur électrostatique est placé à l'opposé de la pointe par rapport à l'objet flexible. La figure 2.1 illustre cette configuration. Le rôle de cet actionneur est de maintenir la distance constante entre la pointe et la poutre. De cette manière, le mouvement de la pointe entraînera le même mouvement de la poutre, puisque la distance entre la pointe et la poutre est constante. Dans cette configuration, le positionnement est relatif à la position de la poutre au repos. Un positionnement absolu par rapport à une référence fixe nécessite un autre capteur que le courant tunnel.

Si la pointe est approchée d'une partie trop flexible de la poutre, cette dernière est susceptible de se coller contre la pointe à cause des forces de proximité. C'est le phénomène de pull-in de la poutre contre la pointe. De façon intrinsèque au système, le pull-in de la poutre contre la pointe s'évite en approchant la pointe d'une partie suffisamment rigide de la poutre. Le contrôle du mouvement ne se fait qu'après cette phase. Pour que le courant tunnel ait lieu tout au long de la poutre, la pointe doit d'abord s'approcher de la base de la poutre, puis se diriger vers la partie flexible. Pendant cette opération, le courant tunnel doit être maintenu constant.

Deux boucles de régulation sont utilisées pour commander les deux actionneurs à partir de la seule mesure de courant tunnel. La première boucle sert à maintenir la distance pointe/poutre constante en utilisant l'actionneur électrostatique. La deuxième boucle sert à commander la position de la pointe, et donc la position de la poutre (car la distance

pointe/poutre est maintenue constante par la première boucle). La commande de ces deux boucles sera faite indépendamment pour pouvoir appliquer une méthode de commande développée au laboratoire (voir section 2.4).

Cette configuration n'a jamais été étudiée. Par contre, deux systèmes présents dans la littérature s'en approchent. Le premier est l'un des premiers microscope à force atomique développé par G. Binnig et C.F. Quate [Binnig86]. Leur configuration met en jeu une poutre dont l'amplitude du mouvement est enregistrée grâce à un courant tunnel. Une pointe à l'extrémité de la poutre est déplacée relativement à une surface pour scanner cette dernière. Les variations de la topologie de la surface sont traduites par les variations de l'amplitude de résonance de la poutre.

Un deuxième système similaire a été développé par l'équipe pico newton de l'institut Néel [Jourdan07]. Leur système est constitué d'une poutre actionnée électrostatiquement et dont la position est mesurée par interférométrie. Cette modélisation a permis la mise en œuvre du cold damping pour l'étude des forces de Casimir.

Notre système reste néanmoins différent sous plusieurs aspects. Notre but est de contrôler la position d'un objet mobile (en l'occurrence, une poutre) et non de mesurer une topologie ou des forces. Contrairement au système de G. Binnig et C.F. Quate, notre but n'est pas d'exciter la poutre mais de contrôler son mouvement. De plus, à la différence du système de G. Jourdan, notre capteur est mobile.

2.3 Modélisation

Le but de cette section est de modéliser le système proposé en boucle ouverte. Cette modélisation permet de déterminer les conditions nécessaires au fonctionnement du système et de choisir une stratégie appropriée en boucle fermée. La modélisation de la partie dynamique du système est suivie par la modélisation du capteur et des actionneurs. La stabilité du système complet sera ensuite étudiée afin de déterminer ses conditions de pull-in.

2.3.1 Modélisation de la micro poutre par éléments finis

Données

Le comportement mécanique et dynamique de la micro poutre utilisée régit la dynamique du système global. De ce fait, un modèle dynamique précis est nécessaire surtout dans la bande de fréquences de la commande. Les micro poutres utilisées dans la microscopie sont fabriquées à partir de silicium, et souvent recouvertes d'une couche d'or pour garantir une bonne conductivité électrique ou une bonne réflexion de la lumière. La poutre modélisée dans ce chapitre est fabriquée au Commissariat à l'Energie Atomique

Matériaux	Base en silicium	Couche d'or	Unités
Longueur l	100	100	μm
Largeur w	30	30	μm
Épaisseur t	150	30	nm
Densité ρ	2330	19300	Kg/m^3
Module d'Young E	180	80000	MPa
Coefficient de poisson ν	0,27	0,42	Sans unité

TAB. 2.1 – Propriétés mécaniques de la micro poutre modélisée.

de Grenoble. Ses dimensions et les propriétés des matériaux utilisés sont donnés dans le tableau 2.1. Cette poutre est de section longitudinale rectangulaire et encastée d'un seul côté (libre de l'autre). L'épaisseur de la couche d'or est cinq fois plus petite que l'épaisseur du silicium. Par contre, son module d'Young très élevé justifie le fait de ne pas la négliger. Les hypothèses pour développer des modèles de Euler-Bernoulli ou de Timoshenko ne sont donc plus valables car elles décrivent des modèles mono matériau. En conséquence, une méthode par éléments finis a été adoptée en l'absence d'autres méthodes analytiques.

Modélisation

Puisque l'épaisseur et la largeur de la poutre sont faibles devant la longueur l , la théorie des poutres s'applique et seule la section longitudinale (en 2 dimensions) peut être implémentée pour modéliser le comportement dynamique de la poutre. Cette section peut être discrétisée en plusieurs éléments rectangulaires à quatre nœuds comme illustré par la figure 2.2. Chaque nœud a deux degrés de liberté en translation dans le plan de l'étude. Le principe de Hamilton, qui stipule que l'énergie d'un système est la somme de son énergie cinétique, potentielle et dissipée, peut ensuite être appliqué à chaque élément, ce qui donne :

$$[M_e]\{\ddot{q}_e\} + [C_e]\{\dot{q}_e\} + [K_e]\{q_e\} = \{F_e\} \quad (2.1)$$

$[M_e]$ étant la matrice de masse élémentaire, $[C_e]$ la matrice d'amortissement élémentaire et $[K_e]$ la matrice de rigidité élémentaire. $\{q_e\}$ est le vecteur des déplacements aux nœuds de chaque élément, ($\{\dot{q}_e\}$ le vecteur vitesse et $\{\ddot{q}_e\}$ le vecteur accélération) et $\{F_e\}$ le vecteur des forces agissant à chaque nœud. Puisqu'un élément est constitué de quatre nœuds possédant deux degrés de liberté (notée u et v), le vecteur élémentaire des déplacements $\{q_e\}$ est de la forme : $\{q_e\} = [u_1 \ v_1 \ \dots \ u_4 \ v_4]^T$.

Dans un premier temps, seule la fréquence naturelle des modes de vibration et la rigidité du système sont étudiés. L'amortissement sera considéré dans un deuxième temps. L'étude par éléments finis se fait donc dans un contexte de vibrations libres non amorties ($[C_e]\{\dot{q}_e\} = 0$).

Les matrices de masse élémentaires et de rigidité élémentaires sont définies par les

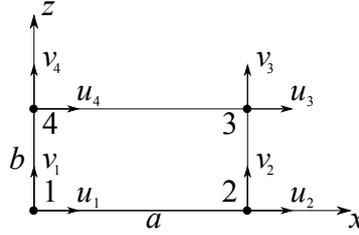


FIG. 2.2 – Degrés de libertés (u_i, v_i) , référentiel (x, z) et numérotation des nœuds d'un élément utilisé pour la discrétisation de la section de la poutre.

relations [ANSYS-manual] :

$$[M_e] = \int_{S_e} \rho [N]^t [N] dS \quad (2.2)$$

$$[K_e] = \int_{S_e} [B]^t [C] [B] dS \quad (2.3)$$

S_e étant la surface d'un élément. La matrice $[N]$ est appelée la matrice étendue des fonctions de formes car ces dernières définissent la forme d'un élément représentatif. Pour des éléments quadrilatéraux de longueur a et d'épaisseur b (voir figure 2.2), les quatre fonctions de forme associées aux quatre nœuds de chaque élément sont :

$$N_1(x, z) = \left(1 - \frac{x}{a}\right)\left(1 - \frac{z}{b}\right) \quad (2.4)$$

$$N_2(x, z) = \frac{x}{a}\left(1 - \frac{z}{b}\right) \quad (2.5)$$

$$N_3(x, z) = \frac{xz}{ab} \quad (2.6)$$

$$N_4(x, z) = \frac{z}{b}\left(1 - \frac{x}{a}\right) \quad (2.7)$$

La matrice étendue des fonctions de forme est alors :

$$[N] = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & N_2 & 0 & N_3 & 0 & N_4 & 0 \\ 0 & N_1 & 0 & N_2 & 0 & N_3 & 0 & N_4 \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

D'après l'équation (2.2), la matrice de masse a donc la forme suivante :

$$[M_e] = \frac{\rho ab}{36} \begin{bmatrix} 4 & & & & & & & \\ 0 & 4 & & & S & Y & M & \\ 2 & 0 & 4 & & & & & \\ 0 & 2 & 0 & 4 & & & & \\ 1 & 0 & 2 & 0 & 4 & & & \\ 0 & 1 & 0 & 2 & 0 & 4 & & \\ 2 & 0 & 1 & 0 & 2 & 0 & 4 & \\ 0 & 2 & 0 & 1 & 0 & 2 & 0 & 4 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

où ρ est la densité du matériau assigné à l'élément e .

$$k_{81} = \frac{(3\nu - 1)}{4} \quad (2.20)$$

$$k_{22} = -\frac{(b^2 - b^2\nu + 2a^2)}{3ab} \quad (2.21)$$

$$k_{42} = -\frac{(-b^2 + b^2\nu + a^2)}{3ab} \quad (2.22)$$

$$k_{62} = \frac{(b^2 - b^2\nu + 2a^2)}{6ab} \quad (2.23)$$

$$k_{64} = \frac{(-b^2 + b^2\nu + 4a^2)}{6ab} \quad (2.24)$$

Les matrices globales de masse \mathbf{M} et de rigidité \mathbf{K} de la poutre se calculent en assemblant les matrices de masse et de rigidité élémentaires. Les conditions aux limites sont ensuite imposées aux nœuds encastés pour supprimer leurs degrés de liberté en déplacements.

Les fréquences naturelles ω_i ainsi que les vecteurs des modes propres associés $\vec{\Phi}_i$ peuvent alors être approchés en résolvant l'équation :

$$\mathbf{K}\vec{\Phi}_i = \omega_i^2\mathbf{M}\vec{\Phi}_i \quad (2.25)$$

Les matrices de masse \mathbf{M} et de rigidité \mathbf{K} étant creuses, la méthode de Block-Lanczos est utilisée pour résoudre l'équation (2.25) [Rajakumar91]. Chaque mode obtenu est affiché individuellement dans la figure 2.3.

Exploitation

Individuellement, les modes de résonance peuvent être représentés par une fonction de transfert du deuxième ordre. Le numérateur de ces fonctions de transfert est défini comme étant le produit de la norme du vecteur propre du $i^{\text{ème}}$ mode au nœud k (notée z_{ki}) où la commande est appliquée (force électrostatique) et de la norme du vecteur propre du $i^{\text{ème}}$ mode au nœud j (noté z_{ji}) où la position de la poutre est captée (le nœud j est donc situé sous la pointe à courant tunnel) [Hatch00]. En l'absence de données expérimentales, l'amortissement structurel ne peut être calculé par éléments finis. Les coefficients d'amortissement de chaque mode sont donc estimés grâce à la littérature [Li07b] et aux données issues d'un travail de thèse précédent [Hrouzek07]. Tous les modes ne doivent pas être pris en compte pour en déduire une fonction de transfert globale car certains sont négligeables.

La figure 2.3 permet de visualiser les modes dont les gains statiques peuvent être négligés pour obtenir un modèle d'ordre réduit pour la commande. Par comparaison, on déduit que les modes 5, 7 et 9 sont négligeables. De plus, les modes restant supérieurs ou égaux à trois ont un gain statique très faible. La fonction de transfert de la poutre, prenant en compte les modes de résonance dominants en termes de gain statique, peut maintenant être déduite comme étant la somme des fonctions de transfert de chaque

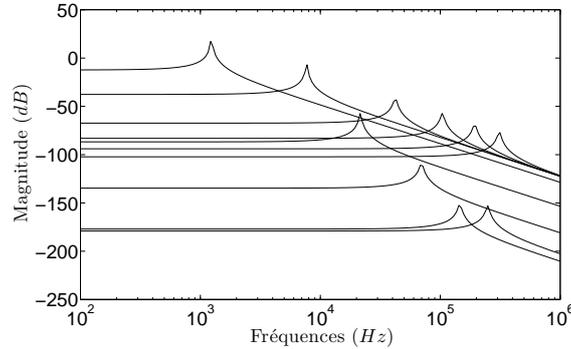


FIG. 2.3 – Allure des dix premiers modes naturels de vibrations de la micro poutre obtenus par modélisation par éléments finis.

mode. ω_i représente la fréquence naturelle du mode i et γ_i son amortissement. z_{ki} et z_{ji} ont été introduites au début du paragraphe. Dans le cadre de cette étude, les deux modes dominants sont pris en compte car les autres modes ont un gain statique négligeable :

$$H(s) = \sum_{i=1}^2 H_i(s) = \frac{z}{F_a} = \sum_{i=1}^2 \frac{z_{ki} z_{ji}}{s^2 + 2\gamma_i \omega_i s + \omega_i^2} \quad [\text{m/N}] \quad (2.26)$$

Le modèle complet et le modèle simplifié sont affichés par la figure 2.4. Le nombre de modes pris en compte est motivé par la présence de filtres anti-repliement lors de la mise en œuvre. Ces derniers sont ajoutés à la sortie du système et leur fréquence de coupure se situe à 20 kHz. Il est donc inutile de prendre en compte les modes haute fréquence. Lors de cette simplification, la dynamique des modes supprimés est négligée, mais pas leur gain statique. De cette manière, la simplification du modèle n'entraîne pas de changement de gain statique.

2.3.2 Actionneurs et capteur à courant tunnel

Actionneur piézoélectrique

Le système est constitué de deux actionneurs. Le premier est de nature piézoélectrique et commande la position z_p de la pointe grâce à une tension V_p . Sa dynamique peut donc être approximée par une fonction de transfert du deuxième ordre :

$$\frac{z_p}{V_p} = H_p(s) = \frac{G_p \omega_p^2}{s^2 + 2\gamma_p \omega_p s + \omega_p^2} \quad (2.27)$$

dans laquelle ω_p est la fréquence naturelle de l'actionneur, γ_p son coefficient d'amortissement et G_p son gain statique. En boucle fermée, les déplacements de cet actionneur sont

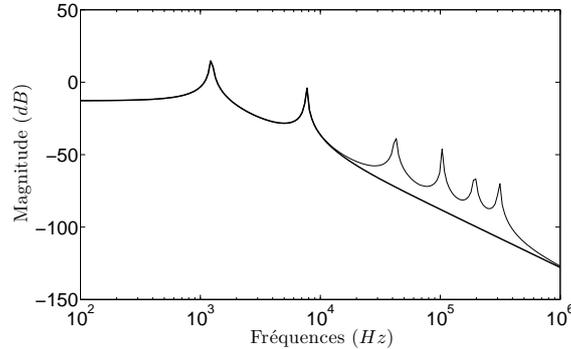


FIG. 2.4 – Diagramme de Bode de la micro poutre. Courbe pleine : modèle réduit de la dynamique de la micro poutre. Courbe fine : modèle complet de la dynamique de la micro poutre.

de l'ordre de quelques nanomètres tout au plus. De ce fait, l'hysteresis de cet actionneur peut être négligée [Bonnail00] [Oliva95].

Le fluage est par contre toujours présent et peut être approximé par un modèle mécanique développé pour des matériaux présentant cette propriété [Croft01] :

$$\frac{z_p}{V_p} = H_p(s) + \sum_{i=1}^N \frac{1}{c_i s + k_i} \quad (2.28)$$

avec c_i et k_i des constantes à régler et N l'ordre de sommation. Un ordre de sommation de $N=3$ suffit à modéliser un comportement réaliste du fluage [Croft01]. La figure 2.5 montre l'influence du fluage sur la position de l'actionneur piézoélectrique. Notons que cette dérive est beaucoup plus lente que la dynamique de l'actionneur.

Actionneur électrostatique

Le deuxième actionneur est de type électrostatique. Le but de cet actionneur est de commander la position de la poutre sur une amplitude de quelques nanomètres. L'instabilité de pull-in apparaît pour des déplacements beaucoup plus grands (de quelques micromètres) et n'affecte pas cet actionneur. Pour cette raison, il est choisi de commander cet actionneur en tension. La loi liant la position de la poutre à la tension d'actionnement V_a est donnée par (section 1.1.2) :

$$F_a = -\frac{\varepsilon_0 A V_a^2}{2(l_0 + z)^2} \quad (2.29)$$

avec ε_0 la constante diélectrique de l'air, A l'aire commune entre la poutre et l'électrode de l'actionneur, V_a la tension entre la poutre et l'actionneur électrostatique et l_0 la distance entre l'électrode au repos et la poutre.

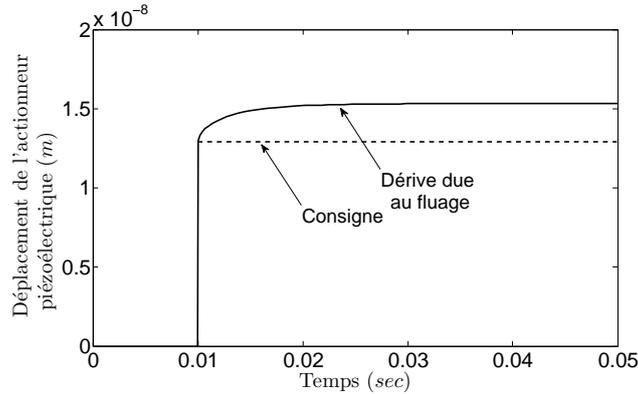


FIG. 2.5 – *Fluage simulé de l'actionneur piézoélectrique suite à un changement de consigne de 1 Volt. Le temps de réponse de l'actionneur est d'environ 2.10^{-4} secondes et est donc très rapide comparé à la vitesse du fluage. En utilisant l'équation (2.28), un ordre de sommation de $N=3$ a été utilisé pour tracer cette figure.*

Capteur à courant tunnel

Concernant le capteur, deux formules sont couramment utilisées dans la littérature pour caractériser l'intensité I_t du courant tunnel :

- La première est utilisée dans la microscopie à effet tunnel :

$$I_t = I_0 e^{-\kappa \Delta d} \quad (2.30)$$

dans laquelle I_0 est le courant lorsque $\Delta d = d - d_0 = 0$, d_0 est la distance à laquelle le courant I_t vaut I_0 et $\kappa = \alpha \sqrt{\phi}$ est une constante dépendant des travaux de sortie des matériaux (voir section 1.3.2). Cette formule est très utilisée lorsque le courant tunnel est linéarisé par un opérateur logarithmique.

- La deuxième est utilisée pour la commande des accéléromètres à effet tunnel (et est montrée en section 1.3.2) :

$$I_t = g V_0 e^{-\kappa d} \quad (2.31)$$

dans laquelle V_t est la tension de polarisation de la pointe et g une constante.

Le meilleur moyen pour calibrer expérimentalement les comportements des équations (2.30) et (2.31) est d'amener la pointe en contact avec la surface, et de remonter d'une distance connue tout en mesurant le courant tunnel. Malheureusement, il est souvent impossible de mesurer le courant sur toute la plage de courant tunnel à cause des saturations de l'amplificateur de courant. Cette méthode est donc difficilement réalisable expérimentalement. Pour utiliser ces formules, une condition initiale est donc nécessaire, à savoir la valeur du courant tunnel pour une distance donnée. Par exemple, le courant tunnel peut être supposé égal à 1 nA pour une distance d de 9 ångströms [Chen08]. Cette hypothèse permet d'obtenir une bonne approximation de la valeur de g ou de I_0 .

Par contre, il est possible que cette hypothèse influe sur la linéarisation du courant tunnel. Deux cas se présentent alors en fonction du type de linéarisation :

- Dans le cas d'un courant tunnel amplifié par un gain G_{amp} et linéarisé par un opérateur logarithmique, la sortie y de ce dernier s'écrit $y = \log(G_{amp}I_t) = \log(G_{amp}gV_0e^{-\kappa d}) = \log(G_{amp}gV_0) - \kappa d$. Le gain du capteur est alors égal à $-\kappa$ et ne dépend pas de g si l'équation (2.31) est utilisée, ni de I_0 si la formule (2.30) est utilisée.

- Dans le cas d'une linéarisation tangentielle, la linéarisation ne peut se faire qu'autour d'un courant d'équilibre. La distance en fonction du courant s'exprime alors de la manière suivante à partir de l'équation (2.31) :

$$d = -\frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{I_t}{gV_0}\right) \quad (2.32)$$

La linéarisation de cette distance autour d'un courant d'équilibre I_{eq} mène à une expression de la distance s'écrivant :

$$d = \left(-\frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{I_{eq}}{gV_0}\right)\right) + \left(-\frac{1}{\kappa I_{eq}}\right) \times (I_t - I_{eq}) \quad (2.33)$$

La pente de la tangente au courant d'équilibre I_{eq} est donc égale à $-\frac{1}{\kappa I_{eq}}$ et ne dépend pas de g . Le gain du courant linéarisé est donc égal à $-\kappa I_{eq}$. Si un amplificateur de gain G_{amp} est utilisé pour amplifier le courant, le gain devient $-\kappa I_{eq} G_{amp} \approx -\kappa$, car dans la majorité des cas, $I_{eq} \times G_{amp} \approx 1$. On retrouve alors le même gain que dans le cas d'une linéarisation par un opérateur logarithmique, c'est-à-dire $-\kappa$.

Dans les deux cas de linéarisation tangentielle ou logarithmique du courant tunnel, le gain du capteur est indépendant des hypothèses pour fixer g ou I_0 .

Pour la suite de cette étude, la formulation suivante sera utilisée pour modéliser le courant tunnel en supposant $g = 2,43$ (le courant tunnel est de 1 nA pour une distance d de 9 Å) :

$$\begin{aligned} I_t &= gV_0 e^{-\kappa d} \quad \text{si } 0 < d \leq 1nm \\ I_t &= 0 \quad \text{si } d > 1nm \end{aligned} \quad (2.34)$$

2.3.3 Comportement de la boucle ouverte

Prise en compte des forces de proximité

Quatre principaux types de forces de proximité ont été présentés dans la section 1.2.2. Dans la majorité des cas, l'utilisation du courant tunnel pour d'autres buts que la microscopie se fait dans des taux d'humidité très bas pour empêcher la force de capillarité

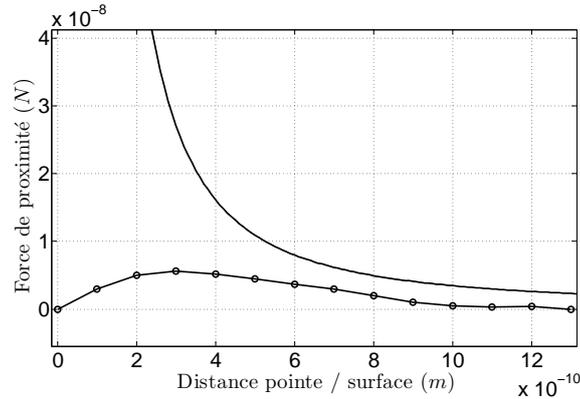


FIG. 2.6 – Forces d’attraction (F_{prox} dans le texte) entre la pointe et la poutre reproduites d’après les données de [Schirmeisen00] (courbe en ‘o’) et comparaison avec l’équation (2.35) (en trait plein).

d’apparaître. Trois types de forces sont donc susceptibles d’apparaître lorsque la pointe s’approche de l’objet mobile : les forces électrostatique, de Van der Waals et de Casimir. Étant proportionnelles au rayon de la pointe, ces forces sont *a priori* très faibles. En effet, dans le cas d’une pointe à courant tunnel, l’effet tunnel apparaît sur des micro pointes dont le rayon d’extrémité est largement inférieur au micromètre.

Le modèle de ces forces n’a été validé que sur des distances supérieures à la dizaine de nanomètres. De ce fait, les forces générées par une pointe à effet tunnel ont été étudiées par U.Dürig, G.Cross et A.Schirmeisen [Durig90] [Durig94] [Cross98] [Schirmeisen00] et sont nommées forces d’adhésion métallique. Cette étude a été faite sous vide et pour des pointes de tungstène ultra fines (un seul atome terminal) approchant une surface d’or. Les forces mesurées sont toujours attractives, croissent avec la réduction de la distance jusqu’à une distance d’environ 3 ångströms, puis décroissent jusqu’à zéro lorsque la pointe s’approche de la surface jusqu’au contact. Les résultats sont très différents de ceux prédits par la théorie [Rose83]. La figure 2.6 montre la force mesurée par [Schirmeisen00] en fonction de la distance pointe/surface.

Dans le cadre de ce travail, ni les matériaux ni les conditions expérimentales ne sont similaires à ces références. La force de proximité peut donc potentiellement être supérieure aux mesures présentées par [Schirmeisen00] et avoir un comportement différent, plus proche de ceux des forces électrostatiques ou de Van der Waals puisque la pointe n’aura pas une géométrie aussi fine. Un modèle pessimiste des forces de proximité peut être proposé en prenant en compte les forces électrostatiques et de Van der Waals (d’après les modèles (1.26) et (1.31)) :

$$F_{prox} = \frac{V_0^2 \pi \epsilon_0 R}{d} + \frac{HR}{6d^2} \quad (2.35)$$

avec $d = z_p - z$. Le comportement de ce modèle pour un rayon R d’extrémité de la pointe de 30 nm et une tension V_{bias} de 1 Volt est comparé aux mesures de [Schirmeisen00] dans

la figure 2.6. Les forces de proximités seront donc surestimées en vue de la simulation. En effet, il est supposé que dans notre cas, l'extrémité de la pointe ne se terminera pas par un atome seul. Si la géométrie de l'extrémité de la pointe est plus proche d'une demi sphère que d'un atome, il est alors préférable d'assimiler les forces de proximité à l'équation (2.35) plutôt que par les mesures présentées par [Schirmeisen00].

Influence des forces de proximité

Le but de ce paragraphe est d'étudier l'influence des forces de proximité sur la stabilité du système. Il formalise la réponse au problème d'approche de la pointe vers la poutre de manière à éviter le pull-in dû aux forces de proximité. Dans un premier temps, ce paragraphe présente les conditions d'approche de la pointe vers l'extrémité de la poutre pour que la distance de pull-in soit minimale. Cette distance étant supérieure à un nanomètre, il sera examiné dans un second temps quelle partie de la poutre est suffisamment rigide pour pouvoir empêcher le pull-in de la poutre contre la pointe.

Le comportement des forces de proximité est la source du phénomène d'instabilité dit de pull-in entre la poutre et la pointe : à une distance d d'équilibre entre ces deux dernières, si une petite diminution de d entraîne une augmentation des forces de proximité, ces forces vont avoir tendance à diminuer la distance d , et par conséquent à croître de plus en plus, entraînant le collage de la poutre sur la pointe. Cette condition de stabilité peut s'étudier grâce aux valeurs propres du système.

En prenant en compte N modes de la poutre, et en regroupant les forces agissant sur cette dernière dans le terme $F(z) = F_{prox}(z) + F_a(z)$, le système peut s'écrire sous la représentation d'état suivante :

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_{p1} \\ \dot{x}_{v1} \\ \vdots \\ \dot{x}_{pN} \\ \dot{x}_{vN} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ -\omega_1^2 & -2\gamma_1\omega_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & -\omega_N^2 & -2\gamma_N\omega_N \end{pmatrix}}_{A_p} \begin{bmatrix} x_{p1} \\ x_{v1} \\ \vdots \\ x_{pN} \\ x_{vN} \end{bmatrix} + \underbrace{\begin{pmatrix} 0 \\ z_{k1}z_{j1} \\ \vdots \\ 0 \\ z_{kN}z_{jN} \end{pmatrix}}_{B_p} F(z) \approx f(x) \quad (2.36)$$

avec comme sortie $z = (1 \ 0 \ \dots \ 1 \ 0) \cdot (x_{p1} \ x_{v1} \ \dots \ x_{pN} \ x_{vN})^T$. Chaque vecteur $(x_{pi} \ x_{vi})^T$ représente la position et la vitesse du $i^{ème}$ mode, et z_{ki} et z_{ji} sont définis dans l'équation (2.26). A_p et B_p sont les matrices d'état et d'entrée de la dynamique de la poutre. Ce système est non linéaire puisque la force en entrée du système est fonction de la sortie de ce dernier. La stabilité de ce système peut être étudiée par la méthode de Lyapunov indirecte. Pour cela, la dynamique du système est considéré comme étant une fonction $f(x)$ non linéaire et est linéarisée autour d'un équilibre correspondant à une sortie z_0 . La

matrice d'état du système linéarisé à cet équilibre est alors :

$$A_{z_0} = \left. \frac{\partial f}{\partial x}(x) \right|_{z_0} = A_p + B_p \frac{\partial F}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} \quad (2.37)$$

où $\frac{\partial z}{\partial x} = (1 \ 0 \ \dots \ 1 \ 0)$.

En posant $\alpha_i = z_{ki}z_{ji}$ pour simplifier les notations, la matrice d'état du système linéarisé est de la forme :

$$A_{z_0} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ -\omega_1^2 + \alpha_1 \frac{\partial F}{\partial z} & -2\gamma_1\omega_1 & \alpha_1 \frac{\partial F}{\partial z} & 0 & \alpha_1 \frac{\partial F}{\partial z} & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \alpha_2 \frac{\partial F}{\partial z} & 0 & \alpha_2 \frac{\partial F}{\partial z} & 0 & \ddots & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 & 0 & 1 \\ \alpha_N \frac{\partial F}{\partial z} & 0 & \alpha_N \frac{\partial F}{\partial z} & \dots & 0 & -\omega_N^2 + \alpha_N \frac{\partial F}{\partial z} & -2\gamma_N\omega_N \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Un calcul explicite des valeurs propres de cette matrice n'est pas simple, même en réduisant le système à un système du quatrième ordre.

Pour cette raison, l'analyse de stabilité est effectuée sur un système simplifié à un second ordre. Le gain de ce système simplifié est gardé égal à celui du système non simplifié. Ce système du deuxième ordre s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_{p1} \\ \dot{x}_{v1} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_1^2 & -2\gamma_1\omega_1 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} x_{p1} \\ x_{v1} \end{bmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ z_{k1}z_{j1} \end{pmatrix} F(z) \quad (2.39)$$

avec comme sortie $z = x_{p1}$. La matrice d'état à l'équilibre z_0 s'écrit :

$$A_{z_0} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_i^2 + z_{k1}z_{j1} \frac{\partial F(z)}{\partial z} & -2\gamma_1\omega_1 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

z_0 correspond à un équilibre asymptotiquement stable si les parties réelles de A_{z_0} sont strictement négatives, soit :

$$-\omega_1^2 + z_{k1}z_{j1} \frac{\partial F}{\partial z} < 0 \quad (2.41)$$

La condition de stabilité s'écrit alors :

$$\frac{\omega_1^2}{z_{k1}z_{j1}} > \frac{\partial F}{\partial z} \quad (2.42)$$

En d'autres mots, le pull-in se produit si l'inverse du gain statique (soit la rigidité de la poutre) est plus petit que le gradient des forces de proximité. Il existe donc une distance minimale à laquelle la pointe peut s'approcher de l'extrémité de la poutre sans provoquer de collage.

Une question se pose alors : une force opposée aux forces de proximité peut elle empêcher la poutre d'être attirée vers la pointe ? en d'autres mots : la force électrostatique peut elle compenser ces forces de proximité lors de l'approche de la pointe vers la poutre ?

Pour répondre à cette question, il est possible de calculer la distance de pull-in pour plusieurs valeurs de tension de l'actionneur électrostatique. Cette distance peut se calculer au moyen d'un problème de minimisation : trouver la distance d minimum telle que le système soit à la limite de la stabilité ($\frac{\omega_1^2}{z_{k1}z_{j1}} = \frac{\partial F}{\partial z}$) et à l'équilibre ($\frac{z}{F} = \frac{z_{k1}z_{j1}}{\omega_1^2}$). Les variables V_a , z et z_p sont bornées pour respecter les contraintes d'ordre pratique et V_p est fixée à 1 Volt. Le problème de minimisation s'écrit alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \min d = (z_p - z) \\ \text{avec les contraintes suivantes :} \\ 0 \text{ V} \leq V_a \leq 20 \text{ V} \\ V_0 = 1 \text{ V} \\ -100 \text{ nm} \leq z \leq 100 \text{ nm} \\ 0 < z_p ; z < z_p \\ \frac{\partial F}{\partial z} = \frac{\omega_1^2}{z_{k1}z_{j1}} \\ z/F = z_{k1}z_{j1}/\omega_1^2 \end{array} \right. \quad (2.43)$$

Ce calcul permet de déterminer que la poutre se colle contre la pointe lorsque la distance entre les deux est inférieure ou égale à 1,24 nm.

Cette distance correspond à la plus basse valeur de V_a , soit zéro volt. Cette solution prouve qu'il est inutile d'appliquer une force électrostatique opposée aux forces de proximité pour éviter le collage lors de l'approche de la pointe. Cette conclusion s'explique de la manière suivante :

En ne considérant que l'actionneur électrostatique agissant sur la poutre, la somme des forces sur cette dernière s'écrit :

$$F_{net} = -kz - \frac{\varepsilon_0 AV_a^2}{2(l_0 + z)^2} \quad (2.44)$$

A chaque position d'équilibre, la poutre répond à la force électrostatique par un déplacement. Suite à ce déplacement, le système présente une 'rigidité effective' qui caractérise la relation entre la force appliquée et le déplacement de la poutre. Cette rigidité effective notée ' k' ' est donnée par :

$$'k' = \frac{dF}{dz} = -k + \frac{\varepsilon_0 AV^2}{(l_0 + z)^3} = -k + \frac{\varepsilon_0 AV^2}{2(l_0 + z)^2} \frac{2}{(l_0 + z)} \quad (2.45)$$

A l'équilibre, la somme des forces est égale à zéro, donc d'après l'équation (2.44), $-kz = \frac{\varepsilon_0 AV^2}{(l_0 + z)^2}$, ce qui appliqué à l'équation (2.45) donne :

$$'k' = -k - \frac{2kz}{(l_0 + z)} = -k \left[1 + \frac{2z}{(l_0 + z)} \right] \quad (2.46)$$

Cette fonction est décroissante lorsque z décroît (la poutre est tirée vers le bas) et est égale à zéro pour $z = -\frac{l_0}{3}$. L'équation (2.46) permet d'interpréter le fait que la rigidité

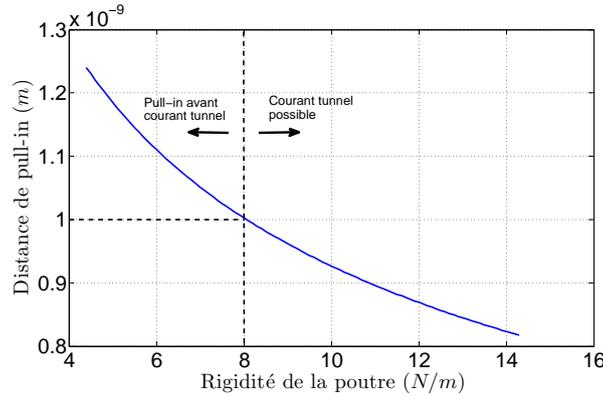


FIG. 2.7 – Distance de pull-in en fonction de la rigidité de la poutre. Le courant tunnel n'est possible qu'à partir d'une distance d inférieure à 1 nm. La pointe à effet tunnel doit donc s'approcher d'une région de la poutre ayant une rigidité k supérieure ou égale à 8 N/m.

effective de la poutre diminue lorsqu'elle est actionnée électrostatiquement. La poutre est donc plus sensible aux forces de proximité lorsqu'elle est actionnée électrostatiquement. En d'autres termes, la distance de pull-in augmente avec V_a .

Le problème de minimisation (2.43) a été résolu en considérant la rigidité ($\frac{\omega_1^2}{z_{k1}z_{j1}}$) à l'extrémité libre de la poutre. Le résultat montre qu'il n'est pas possible d'approcher la pointe de l'extrémité de la poutre tout en évitant le collage et en établissant un effet tunnel. Pour établir le courant tunnel, la pointe doit s'approcher à une distance d de la poutre inférieure au nanomètre. La pointe doit donc être approchée d'une partie plus rigide de la poutre. A cet effet, le problème de minimisation (2.43) est répété pour différentes valeurs de rigidité. La figure 2.7 montre que la distance minimum de pull-in décroît avec l'augmentation de la rigidité de la poutre. D'après cette figure, la pointe peut s'approcher de la poutre dans les zones de rigidité supérieures ou égales à 8 N/m.

La modélisation par éléments finis permet d'identifier quelle partie de la poutre correspond à cette gamme de rigidité. A cet effet, la figure 2.8 montre la variation de rigidité de la poutre en fonction de sa longueur. D'après cette figure, la pointe peut s'approcher jusqu'à une distance d'environ 63 μm après l'encastrement.

A cette distance, la dynamique de la poutre reste la même, mais le gain statique du modèle illustré par la figure 2.4 est pondéré. En vue de la simulation, la pointe s'approchera de la poutre à une distance de 31 μm de l'encastrement, ce qui correspond à une rigidité de 45 N/m et à une distance de pull-in de 0,55 nm. De cette manière, lors de l'approche en boucle ouverte en présence de bruits et en l'absence de dérives, le collage n'aura pas lieu. En présence de dérives de la pointe, cette dernière aura tendance à s'approcher de la poutre jusqu'à ce que le pull-in se produise (voir figure 2.9). Ce phénomène justifie à lui seul l'utilisation d'une boucle fermée pour asservir la distance entre la pointe et la poutre et ainsi éviter le pull-in.

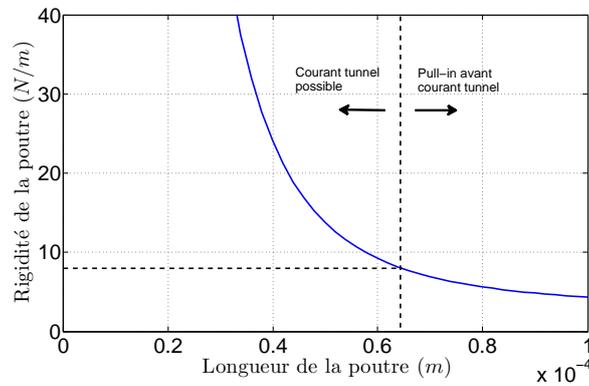


FIG. 2.8 – Rigidité k de la poutre en fonction de sa longueur l . La poutre présente une rigidité supérieure à 8 N/m de son encastrement à $63 \mu\text{m}$ de longueur.

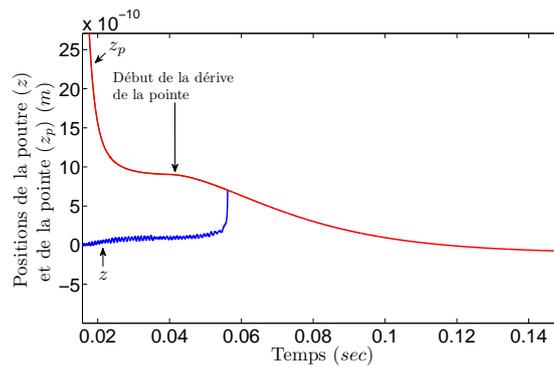


FIG. 2.9 – Les dérives affectant la position de la pointe tendent à diminuer la distance d entre la pointe et la poutre. A partir d’une certaine distance, la poutre est irrémédiablement attirée vers la pointe par les forces de proximité.

2.3.4 Prise en compte des bruits

Pour clore la modélisation en boucle ouverte, il est nécessaire de lister, de caractériser et d'inclure les bruits affectant cette dernière. La nature du capteur à courant tunnel, ainsi que la taille de l'objet manipulé font apparaître des bruits spécifiques à l'échelle nanoscopique. Cette section présente donc la liste complète des bruits perturbant le système et intégrés dans la simulation. A la différence des bruits invoqués en section 1.3.2, les bruits décrits ici sont ceux affectant le système et pas seulement le courant tunnel. Chaque bruit est qualifié par sa localisation dans la boucle ouverte (*i.e.* bruit en entrée ou en sortie) et quantifié par la description théorique de sa densité spectrale de manière à pouvoir être intégré en simulation. L'ensemble de la boucle ouverte est résumé par la figure 2.11 à la fin de cette section.

Le bruit thermique :

Puisque le système étudié fonctionne à température ambiante, le mouvement brownien de la poutre doit être pris en considération. Ce mouvement est dû aux déplacements aléatoires des particules environnantes qui excitent la poutre en rentrant en contact avec cette dernière, ce qui génère une force stochastique. Cette force appliquée à la poutre est la force de Langevin F_T et est telle que $E\{F_T(t)\} = 0$ avec une densité spectrale définie par :

$$S_{F_T} = 4k_B T \gamma_1 \quad [\text{N}^2/\text{Hz}] \quad (2.47)$$

k_B étant la constante de Boltzmann et T la température ambiante en Kelvin et γ_1 l'amortissement du premier mode de résonance. Cette force peut être modélisée comme un bruit blanc en entrée du système (F_T dans la figure 2.11) avec pour ordre de grandeur approximatif de densité spectrale $S_{F_T} = 1,8 \cdot 10^{-22} \text{ N}^2/\text{Hz}$ à 20°C. Ce bruit est légèrement surestimé dans la simulation pour montrer l'utilité de l'emploi d'une boucle fermée.

Le bruit 1/f :

Ce bruit est commun à la majorité des appareils électroniques, et résulte d'une fluctuation de la conductivité dont la densité spectrale de puissance est proportionnelle à $f^{-\rho}$ (avec $\rho = 1 \pm 0,5$). Ce bruit est donc dominant dans les basses fréquences. Au delà d'une certaine fréquence, il devient négligeable devant le bruit thermique. Le spectre de ce bruit est proportionnel à la tension du courant tunnel, et sa densité spectrale peut être approximée par [Hooge69] :

$$S_V(f) = \frac{\alpha V^2}{f^\rho} \quad [\text{V}^2/\text{Hz}] \quad (2.48)$$

α et ρ étant des coefficients à déterminer. Ce bruit est un bruit en sortie (n_3 sur la figure 2.11). Il peut être modélisé sous Matlab en suivant la méthodologie proposée par [Narasimha05]. Dans le cadre du présent travail, la densité spectrale de ce bruit a été modélisée grâce à la formule (2.48), avec $\alpha = 10^{-5}$ et $\rho = 1,5$ (la tension de sortie affectée par ce bruit étant de l'ordre de grandeur de 30 mV). La variance simulée de ce bruit est d'environ $\text{var}_{1/f} \approx 10^{-4} \text{ V}^2$. Un bruit blanc de quelques dizaines de millivolts est ajouté à ce bruit pour prendre en compte le bruit de l'amplificateur. La fréquence à laquelle le bruit 1/f devient négligeable face au bruit thermique est de 350 Hz. Ce bruit est dominant en

basse fréquence par rapport aux autres bruits de cette section. De ce fait, il est légèrement surestimé dans la simulation.

Les bruits de grenaille et de ‘back-action’ :

Le bruit de grenaille a déjà été décrit en section 1.3.2. Ce bruit est aussi un bruit de sortie, et n’est visible que sur des courants très faibles de l’ordre du nano ampère, lorsque le bruit thermique est très faible. A titre indicatif, pour un courant de l’ordre du nano ampère, l’amplitude du spectre de ce bruit est d’environ $S_I \approx 10^{-28}$ [A²/Hz].

Les forces de ‘back-action’ sont, dans le cas de cette étude, stochastiques et résultent de l’impact des électrons du courant tunnel sur la poutre. Comme pour le bruit de grenaille, l’origine de ce bruit vient de la nature granulaire des porteurs de charges. Le spectre de ce bruit peut être approché en considérant la densité spectrale de la force résultant du transfert du moment p des électrons sur la poutre, plus un terme prenant en compte l’incertitude du moment des électrons [Ekinici05] :

$$S_{BA} \approx (\hbar\kappa)^2 \frac{I}{e} + \left(\frac{p}{e}\right) 2eI \quad [\text{N}^2/\text{Hz}] \quad (2.49)$$

Pour un courant de l’ordre du nano ampère, le spectre de ce bruit de sortie est d’environ $S_{BA} \approx 10^{-36}$ [N²/Hz].

Les vibrations environnantes :

A cette échelle, les vibrations induites par la structure des bâtiments ne peuvent pas être négligées. Ces derniers ont une fréquence de résonance très basse, généralement comprise entre 10 Hz et 30 Hz, avec une amplitude de quelques nanomètres. Le sol résonne aussi en permanence du fait de la tectonique des plaques ($\approx 10^{-9}$ m/ $\sqrt{\text{Hz}}$ at 3 Hz in [Hrouzek07]). Ce bruit peut être modélisé grâce à des mesures faites sur une table anti-vibration de l’ESRF à Grenoble. A cet effet, un bruit blanc de variance unitaire est filtré par un filtre du second ordre avec un gain statique de 3 nm, une fréquence de coupure de 3 Hz et un facteur de qualité égal à 3. Ce bruit est aussi un bruit de sortie (n_3 sur la figure 2.11).

Les densités spectrales des différents bruits inclus dans la simulation sont illustrées dans la figure 2.10. Si les bruits de grenaille et de ‘back-action’ sont négligeables, les bruits en 1/f et le bruit thermique sont dominants. L’amplitude du bruit blanc de l’amplificateur est considérée inférieure à l’influence du bruit thermique sur la sortie. Les vibrations environnantes sont négligeables, et peuvent à meilleur titre être considérées comme des perturbations rapides sur la position de la poutre. Elles sont plutôt ponctuelles, et résultent de l’activité humaine dans les bâtiments. Enfin, les bruits d’actionnement n_1 et n_2 de la figure 2.11 sont des bruits de quantification. Ils sont très faibles, et peuvent être compensés en incluant la quantification dans la loi de commande.

Le système en boucle ouverte est maintenant entièrement modélisé. Afin de le contrôler, il est nécessaire de réfléchir au choix de la stratégie de commande : c’est le but de la prochaine section.

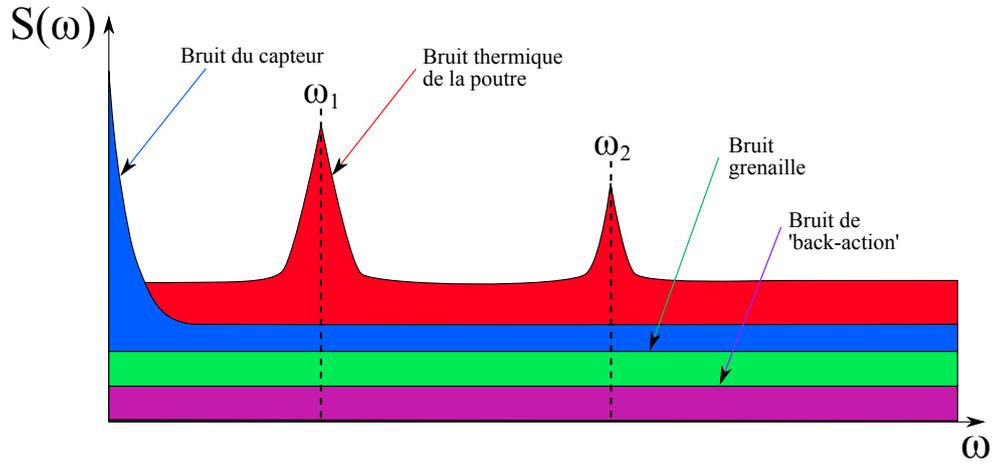


FIG. 2.10 – Illustration de la densité spectrale des différents bruits simulés. Le bruit du capteur et le bruit thermique sont dominants par rapport au bruit grenaille et au bruit de ‘back-action’.

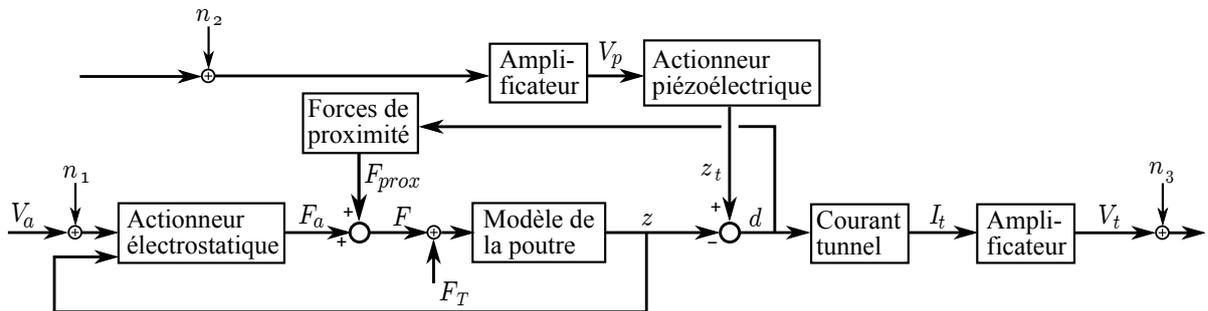


FIG. 2.11 – Modélisation par schéma-blocs du système en boucle ouverte avec actionneurs et capteur et notations utilisées dans le texte.

2.4 Choix de la stratégie de commande

La figure 2.11 donne la représentation sous forme de schéma-blocs du système en boucle ouverte. Ce système présente déjà deux boucles intrinsèques de contre réaction :

- Un retour sur la position de la poutre utilisée par l'actionneur électrostatique.
- Un autre retour sur la même variable causé par les forces de proximité.

Le premier retour est source de pull-in de la poutre contre l'actionneur électrostatique. Cette instabilité n'est pas considérée car la déflexion de la poutre ne dépassera pas le tiers de la distance initiale entre la poutre et l'électrode. Le deuxième retour est cause de collage de la poutre sur la pointe.

Le système complet est maintenant défini et le choix de la stratégie de commande peut être effectué.

Il a été choisi de ne pas observer les états du système pour utiliser une loi de commande robuste se basant seulement sur la sortie de ce dernier. La simulation reste un outil numérique, et parce qu'un tel système n'a jamais été développé au laboratoire, nous préférons utiliser le moins d'informations possible pour la synthèse de la loi de commande tout en restant robuste aux nombreuses incertitudes d'ordre pratique. Lorsque le modèle du système réel et non simulé pourra être identifié (en prenant en compte ses non linéarités, la nature des perturbations...), il sera alors intéressant de tester une loi de commande par observateurs.

Le but de la commande est de contrôler la position de la poutre. En conséquence, la loi de commande doit rejeter ou atténuer trois types de perturbations :

- le fluage de l'actionneur piézoélectrique qui agit comme une perturbation à dynamique lente sur la position de la pointe.
- Le bruit thermique qui est une force stochastique assimilable à un bruit blanc agissant sur la poutre.
- Les dérives thermiques qui agissent sur la position de la pointe. L'influence de cette dérive sur la distance entre l'électrode et la poutre est négligeable : les dérives thermiques provoquent des variations de position de l'ordre du nanomètre alors que la distance entre la pointe et l'électrode est de l'ordre de la centaine de nanomètres. La dynamique de ces dérives est aussi très lente.

La loi de commande doit agir sur un système comportant deux actionneurs et une seule sortie mesurée. Deux références sont nécessaires pour contrôler la position de la poutre : une référence sur la distance d entre la pointe et la poutre et une référence sur la déflexion z de la poutre.

Une stratégie de commande par régulateur RST a été choisie. Cette stratégie a l'avantage d'être indépendante des états du système. La loi de commande met en œuvre deux

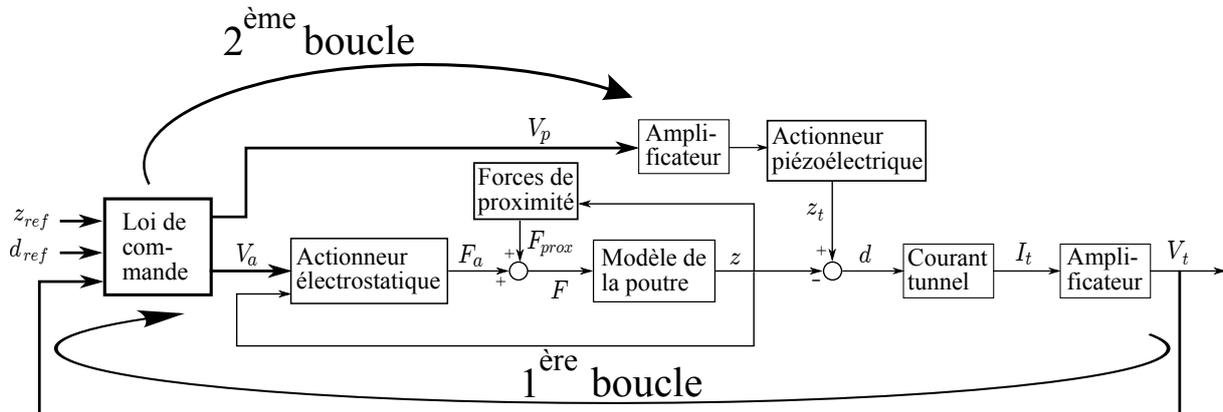


FIG. 2.12 – Illustration par schéma-blocs de la structure de la boucle fermée.

boucles de régulation indépendantes imbriquées l’une dans l’autre (figure 2.12). Cette stratégie a été choisie pour appliquer la commande par placement de pôles et calibrage de la fonction de sensibilité développée au laboratoire [Landau06] (commande SISO). Une adaptation au cas multi-variables pourra être étudiée dans des travaux futurs.

La première boucle contrôle la distance d entre la pointe et la poutre grâce à l’actionneur électrostatique. La présence de cette boucle est autant motivée par le cahier des charges que par le fait que le courant tunnel n’a jamais été asservi dans la configuration proposée. Une fois la distance d fixée, la seconde boucle agit sur l’actionneur piézoélectrique pour changer la position de la pointe z_p et donc la position z de la poutre (la distance d étant asservie). La référence de la seconde boucle est donc la référence en position de la poutre z_{ref} . Ce principe est illustré à la figure 2.12.

Les sections suivantes détaillent les synthèses des deux boucles de régulation et valident le comportement du système contrôlé par le biais d’une simulation numérique dynamique.

2.5 Régulation de la distance pointe/poutre

Cette section présente la synthèse de la boucle de régulation de la distance entre la pointe et la poutre, représentée par la première boucle dans la figure 2.12. Cette distance est régulée en actionnant électrostatiquement la position de la poutre de manière à garder le courant tunnel constant. Le régulateur est calculé sur la base d'une linéarisation exacte de l'actionneur et du capteur et d'un placement de pôles robuste.

2.5.1 Linéarisation de l'actionneur

La loi du comportement de l'actionneur est donnée par l'équation suivante :

$$F_a = -\frac{\varepsilon_0 A V_a^2}{2(l_0 + z)^2} \quad (2.50)$$

Ce type d'actionneur peut être linéarisé en utilisant un feedback linéarisant : une fonction peut être trouvée telle que la sortie de l'actionneur $F_a(t)$ soit égale à la commande $u(t)$, ce qui correspond à résoudre l'équation suivante en $V_a(t)$:

$$F_a(t) = u(t) = -\frac{\varepsilon_0 A V_a(t)^2}{2(l_0 + z(t))^2} \quad (2.51)$$

L'actionneur est donc linéarisé en imposant à $V_a(t)$ le comportement suivant en fonction de $u(t)$:

$$V_a(t) = \sqrt{-\frac{2(z(t) + l_0)^2}{\varepsilon_0 A} \cdot u(t)} \quad \text{si } u(t) \leq 0 \quad (2.52)$$

$$V_a(t) = 0 \quad \text{si } u(t) > 0 \quad (2.53)$$

L'utilisation de ce feedback linéarisant permet de considérer l'actionneur électrostatique comme un gain unitaire dans la boucle de régulation. En contre partie, ce feedback apporte deux contraintes :

- La première est une saturation sur $V_a(t)$, ce qui nécessite l'incorporation d'un dispositif 'anti wind-up' à la loi de commande.
- La deuxième est que ce feedback dépend de la variable $z(t)$: la position $z(t)$ de la poutre doit donc être reconstruite à défaut d'être mesurée ou observée. Cette reconstruction sera présentée dans la section 2.6 abordant la deuxième boucle.

Dans la présente section, $z(t)$ sera considérée connue.

2.5.2 Linéarisation du capteur

Le comportement du courant tunnel est exponentiel et peut être linéarisé soit par une approximation tangentielle, soit en utilisant un opérateur logarithmique (voir section

2.3.2). Dans tous les cas, le courant tunnel doit être amplifié pour pouvoir être mesurable. L'utilisation de l'opérateur logarithmique n'est possible que si la bande passante de l'amplificateur est beaucoup plus rapide que celle de la boucle fermée (la dynamique de l'amplificateur est comprise entre les non linéarités exponentielle et logarithmique). Au vu des performances des amplificateurs de courant tunnel (bande passante d'un produit commercialisé [Amplificateur-Femto] : 400 kHz ; bande passante d'un amplificateur bas bruit à courant tunnel [Kim05] : 200 kHz ; bande passante d'un amplificateur bas bruit utilisé dans les travaux du CEMES-CNRS¹ [Lagoutte03] : 500 kHz), il est largement possible d'utiliser une linéarisation logarithmique du courant tunnel. Cette méthode présente l'avantage de permettre de travailler sur une large plage de courant tunnel et pas seulement autour d'un courant d'équilibre. La sortie de la boucle ouverte sera donc la sortie $y(t)$ du logarithme de la sortie $V_t(t)$ de l'amplificateur :

$$y(t) = \log_{10} V_t(t) = \log_{10}(G_{amp}I_t(t)) \quad (2.54)$$

$$= \log_{10}(G_{amp}gV_0e^{\kappa d(t)}) \quad (2.55)$$

$$= \log_{10}(G_{amp}gV_0) - \kappa \log_{10}(e).d(t) \quad (2.56)$$

Le logarithme en base 10 peut être implémenté dans plus de calculateurs que le logarithme népérien et est donc utilisé ici. En considérant la linéarisation de l'actionneur et du capteur, le système en boucle ouverte (de $u(t)$ à $y(t)$) est linéaire et une synthèse linéaire de contrôleur robuste peut être utilisée. De telles synthèses sont parfaitement implémentables, ce qui encourage la faisabilité du projet.

2.5.3 Synthèse du contrôleur par placement de pôles robuste

Le contrôleur utilisé doit être robuste aux incertitudes et approximations dues à la modélisation. Il doit de plus assurer le meilleur suivi de consigne possible même en présence de bruits. La méthode de placement de pôles et calibrage des fonctions de sensibilité ayant déjà fait ses preuves dans la commande d'objets oscillants [Landau95], cette méthode a été choisie pour la synthèse du contrôleur. Elle a l'avantage d'être facilement implémentable, offre une solution efficace pour prendre en compte la saturation de l'actionneur et permet d'amortir les oscillations de la poutre provoquées par la force de Langevin.

Les contraintes pour la synthèse du contrôleur ainsi que les solutions associées sont présentées ci-dessous. Les informations sur le modèle sont discutées en temps continu et le régulateur est implémenté en temps discret. La fréquence d'échantillonnage $1/T_e$ doit être supérieure à deux fois la deuxième fréquence naturelle de la poutre pour pouvoir l'atténuer. Elle est choisie de manière à respecter $0,25 \leq \omega_0^{BF} T_e \leq 1,5$ où ω_0^{BF} est la bande passante de la boucle fermée ($T_e=25$ kHz dans le cadre de ce travail). La structure du régulateur discret utilisé est de type RST.

¹Centre d'Elaboration de Matériaux et d'Etudes Structurales à Toulouse.

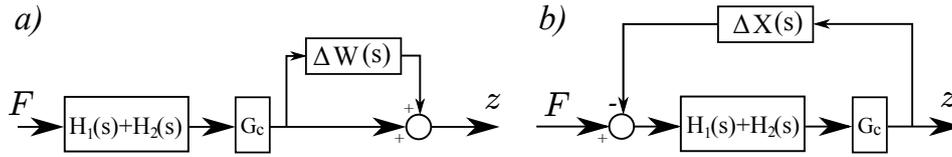


FIG. 2.13 – Modélisation des incertitudes liées aux variations a) des coefficients d'amortissement et b) du numérateur d'une fonction de transfert. G_c est le gain du capteur.

Contraintes sur les fonctions de sensibilité :

① Un intégrateur doit être présent dans la loi de commande.

Cette contrainte est satisfaite en intégrant une partie fixe $H_S(z^{-1}) = 1 - z^{-1}$ au polynôme $S(z^{-1})$.

② Marges de robustesse : la marge de module doit être supérieure ou égale à 0,5 et la marge de retard doit être supérieure ou égale au temps d'un échantillonnage. Puisque la marge de module implique des marges de gain et de phase satisfaisantes, il n'est pas nécessaire d'ajouter des contraintes sur ces dernières.

Cette deuxième contrainte est satisfaite si la fonction de sensibilité \mathbf{S} reste entre les gabarits suivants : $\|\mathbf{S}(z^{-1})\|_\infty = 6dB$ assure la marge de module, et $1 - |1 - z^{-1}|^{-1} < S(z^{-1}) < 1 + |1 - z^{-1}|^{-1}$, assure la marge de retard.

③ Le contrôleur doit être robuste aux incertitudes des paramètres du modèle de la poutre. Le modèle de la poutre résulte de l'addition de deux modes de résonance qui ont des gains statiques et des amortissements différents. Les incertitudes paramétriques de chaque mode peuvent être modélisées en continu par un ensemble structuré de la forme :

$$\bar{H}(s) = \sum_{i=1}^2 \frac{z_{ki}z_{ji}}{s^2 + 2\gamma_i\omega_i s + \omega_i^2}, \quad \gamma_{i \min} \leq \gamma_i \leq \gamma_{i \max}, \quad (z_{ki}z_{ji})_{\min} \leq z_{ki}z_{ji} \leq (z_{ki}z_{ji})_{\max} \quad (2.57)$$

où $\bar{H}(s)$ représente la dynamique de la poutre entachée d'incertitudes.

Les valeurs extrêmes des numérateurs $((z_{k1}z_{j1})_{\min}, (z_{k1}z_{j1})_{\max})$ et $((z_{k2}z_{j2})_{\min}, (z_{k2}z_{j2})_{\max})$ peuvent être obtenues en considérant la position de la pointe à une distance de $31 \pm 5 \mu\text{m}$ de l'encastrement de la poutre. Cette incertitude sur la position de la pointe par rapport à la poutre induit une incertitude sur le gain statique de la boucle ouverte. Cette incertitude est traduite par une incertitude sur le numérateur des fonctions de transfert H_1 et H_2 des modes 1 et 2. La simulation par éléments finis permet de déduire les deux valeurs minimum et maximum des deux numérateurs : la fonction de transfert $H(s)$ de la poutre perturbée par cette incertitude peut se modéliser par un modèle d'incertitude structuré de la forme (figure 2.13a) :

$$\tilde{H}_{z_{ki}z_{ji}}(s) = \sum_{i=1}^2 H_i(s) = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{z_{ki}z_{ji} + \Delta W z_{ki}z_{ji}}{s^2 + 2\gamma_i\omega_i s + \omega_i^2} \right) \quad (2.58)$$

$$= (H_1(s) + H_2(s) + \Delta(W_1H_1(s) + W_2H_2(s))) \quad (2.59)$$

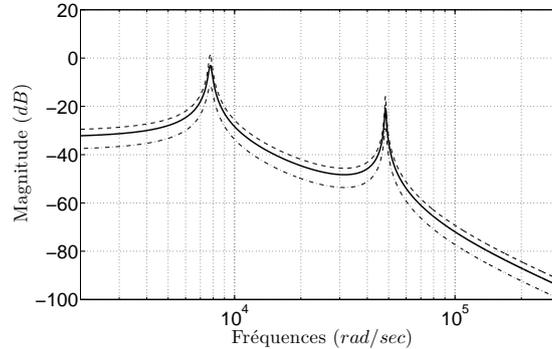


FIG. 2.14 – Diagramme de Bode de la fonction de transfert $G(s)$ (courbe épaisse) et des modèles incertains résultant des valeurs des gains statiques et des amortissements minimum (courbe en pointillés-points) et maximum (courbe en pointillés).

avec $z_{ki}z_{ji}$ les gains statiques nominaux (centrés entre les deux valeurs extrêmes $(z_{ki}z_{ji})_{min}$, $(z_{ki}z_{ji})_{max}$) de la boucle ouverte, $|\Delta| \leq 1$, et W_i une constante telle que $(z_{ki}z_{ji} + z_{ki}z_{ji}\Delta W_i) \in [(z_{ki}z_{ji})_{min}, (z_{ki}z_{ji})_{max}]$ pour $i=1,2$. Le modèle de la boucle ouverte affecté par ce type d'incertitude est donc de la forme $H(s)(1 + \Delta W)$ en prenant W égal au plus grand des W_i , $i = 1, 2$ (soit le plus restrictif) multiplié par le gain du capteur. Les incertitudes sur $\tilde{H}(s)$ peuvent donc se modéliser comme le montre la figure 2.13a). Le système perturbé étant de la forme $(1 + \Delta W)H(s)$, la boucle fermée restera stable si la fonction de sensibilité complémentaire reste sous le gabarit $1/W$ (c'est-à-dire, si la condition $\|\mathbf{T}(s)\|_\infty < 1/W$ est remplie).

La modélisation des incertitudes affectant les coefficients d'amortissement est abordée de la même façon. Les valeurs extrêmes des amortissements de chaque mode peuvent être déduites de la variation de température ambiante [Soen07]. Dans ce cas, les variations ne sont que très petites. Une incertitude plus grande estimée à $\pm 30\%$ autour d'une valeur nominale γ_{nom} est préférée pour prendre en compte les difficultés d'identification de ce paramètre. Pour chaque mode, cette incertitude peut être modélisée par le modèle structuré de la forme (figure 2.13b) :

$$\tilde{H}_\gamma(s) = \frac{z_{ki}z_{ji}}{s^2 + 2(\gamma_{i,nom} + \Delta b)\omega_i s + \omega_i^2} = \frac{H_i(s)}{1 + \Delta X_i(s)H_i(s)}, \quad i = 1, 2 \quad (2.60)$$

dans lequel b est choisi tel que $\gamma_{i,nom} + \Delta b \in [\gamma_{min}, \gamma_{max}]$. Le système perturbé étant de la forme $\frac{G_i(s)}{1 + \Delta X_i(s)G_i(s)}$, la boucle fermée restera stable si la fonction de sensibilité $\mathbf{S}G$ reste sous les gabarits $1/X_i = ((z_{ki}z_{ji}) \times G_c)/(b s)$, $i = 1, 2$, et G_c étant le gain du capteur (le gain de l'actionneur est unitaire). La contrainte la plus restrictive est obtenue pour $i = 1$, c'est-à-dire pour l'incertitude affectant l'amortissement du premier mode. Le gabarit correspondant utilisé pour imager les contraintes sur les fonctions de sensibilité est noté $1/X$ sur la figure 2.16.

La figure 2.14 trace les modèles incertains $\bar{H}(s)$ de la poutre pour les deux cas les plus défavorables. Dans le cadre de cette étude, la description fréquentielle des incertitudes (figure 2.14 et équations (2.58) et (2.60)) est utilisée pour assurer la robustesse de l'asservissement par placement de pôles.

④ Le contrôleur doit atténuer l'influence des bruits agissant sur la boucle fermée. Le bruit thermique étant un bruit en entrée du modèle de la poutre, son atténuation est assurée sur toutes les fréquences en imposant que le maximum de la fonction de sensibilité \mathbf{SG} en boucle fermée soit inférieur à celui de cette même fonction de sensibilité en boucle ouverte ($\|\mathbf{SG}\|_\infty < \|\mathbf{SG}\|_\infty^{BO}$). L'amplitude du bruit thermique de la poutre peut être de 10 à 50 fois plus petite en boucle fermée qu'en boucle ouverte selon le système considéré. L'atténuation et l'amplification des bruits en sortie du modèle est imposée par la fonction de sensibilité \mathbf{S} . Il n'est donc pas possible d'atténuer l'amplitude de ces bruits sur toute la gamme de fréquence concernée. Par contre, il est possible de paramétrer la synthèse du contrôleur pour que ce dernier minimise l'erreur entre la référence et la sortie de la boucle ouverte. Dans le cas où le bruit thermique est dominant (bruit blanc en entrée du système), et en l'absence de zéros instables, la minimisation de l'erreur de suivi de consigne est assurée en positionnant les pôles dominants de la boucle fermée à la même fréquence que le premier mode de résonance du système [Landau06].

⑤ Le contrôleur doit prendre en compte la saturation induite par le feedback linéarisant. Cette saturation affecte l'actionneur qui est limité à des tensions positives. Comme dans le calcul de la commande $u(t)$ interviennent les valeurs précédentes de cette commande, on remplace ces valeurs calculées précédemment par les valeurs réellement appliquées ce qui est équivalent à l'incorporation d'une « copie » de la caractéristique non linéaire de l'actionneur dans le régulateur. Dans ce cas, la loi de commande s'écrit :

$$u(t) = \frac{T(z^{-1})r(t) - R(z^{-1})y(t) - S^*(z^{-1})\bar{u}(t-1)}{s_0} \quad (2.61)$$

dans laquelle $S^*(z^{-1})$ est définie par $S(z^{-1}) = 1 + S^*(z^{-1})$ et $\bar{u}(t-1)$ est le vecteur constitué par les valeurs précédentes de $u(t)$ passées par la caractéristique non linéaire :

$$\bar{u}(t) = \begin{cases} u(t) & \text{si } u(t) \leq 0 \\ 0, & u(t) > 0 \end{cases} \quad (2.62)$$

L'introduction du dispositif anti-saturation permet d'obtenir une réponse sans aucun dépassement (cas si aucun dispositif anti-saturation n'est implémenté), mais qui est plus lente que la réponse sans saturation. Pour y pallier, il faut imposer une dynamique de sortie de saturation [Landau06]. Un tel schéma est représenté figure 2.15, où la dynamique de sortie de saturation est définie par le polynôme $P_S(z^{-1}) = 1 + z^{-1}P_S^*(z^{-1})$. Dans le domaine linéaire ($\bar{u}(t) = u(t)$), le système présenté par la figure 2.15 a la fonction de transfert $1/S(z^{-1})$. On obtient alors, pour le régulateur numérique, l'équation suivante :

$$u(t) = (1/s_0) \{T(z^{-1})y^*(t+1) - R(z^{-1})y(t) - [S(z^{-1}) - s_0P_S^*(z^{-1})] \bar{u}(t-1) - s_0P_S^*(z^{-1})u(t-1)\} \quad (2.63)$$

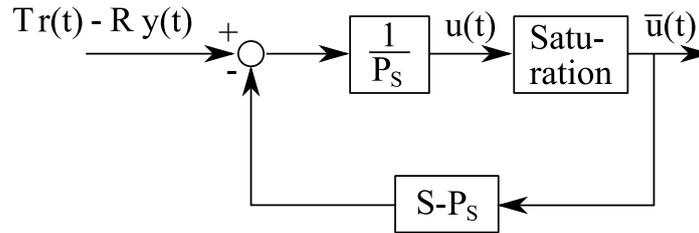


FIG. 2.15 – Schéma-blocs du dispositif anti-saturation. La fonction de transfert de la boucle (de $Tr(t) - Ry(t)$ à $\bar{u}(t)$) est égale à $1/S$. P_S est un polynôme en z^{-1} imposant la dynamique de sortie de saturation.

La dynamique de sortie de saturation est fixée par le polynôme :

$$P_S(z^{-1}) = 1 + p_{S_1}(z^{-1}) \quad (2.64)$$

dans lequel p_{S_1} est choisi tel que $-0,8 < p_{S_1} < 0$ suivant le problème considéré ($p_{S_1} = -0,8$ dans le cadre de cette étude).

Les contraintes ① à ⑤ imposées sur les fonctions de sensibilité sont représentées par la figure 2.16.

Synthèse du contrôleur :

Une fois que les performances requises de la boucle fermée ont été traduites en contraintes sur les fonctions de sensibilité, le contrôleur peut être synthétisé. La synthèse de ce dernier a été réalisée en imposant les choix suivants :

- Pôles dominants : imposés par la contrainte ⑤, ils correspondent à la première fréquence naturelle de la boucle ouverte, avec un amortissement égal à 0,9.
- Parties fixes de H_S : (afin de respecter les contraintes ①, ②, et ③)
 - Un intégrateur.
 - Un filtre du deuxième ordre (fréquence naturelle située entre les deux modes de résonance de la boucle ouverte, amortissement égal à 0,4).
- Pôles auxiliaires : (pour baisser le maximum de la fonction de sensibilité dans les hautes fréquences)
 - Huit pôles réels (coefficient égal à 0,63)

L'équation de Bezout est alors résolue pour calculer les polynômes $R(z^{-1})$ et $S(z^{-1})$ du contrôleur.

Le contrôleur obtenu est du 6^{ème} ordre. Les fonctions de sensibilité correspondantes sont présentées à la figure 2.17. Toutes les contraintes sont respectées. Les marges de gain (égale à 6.7 dB) et de phase (égale à 46 degrés) sont acceptables. Le maximum de fonction

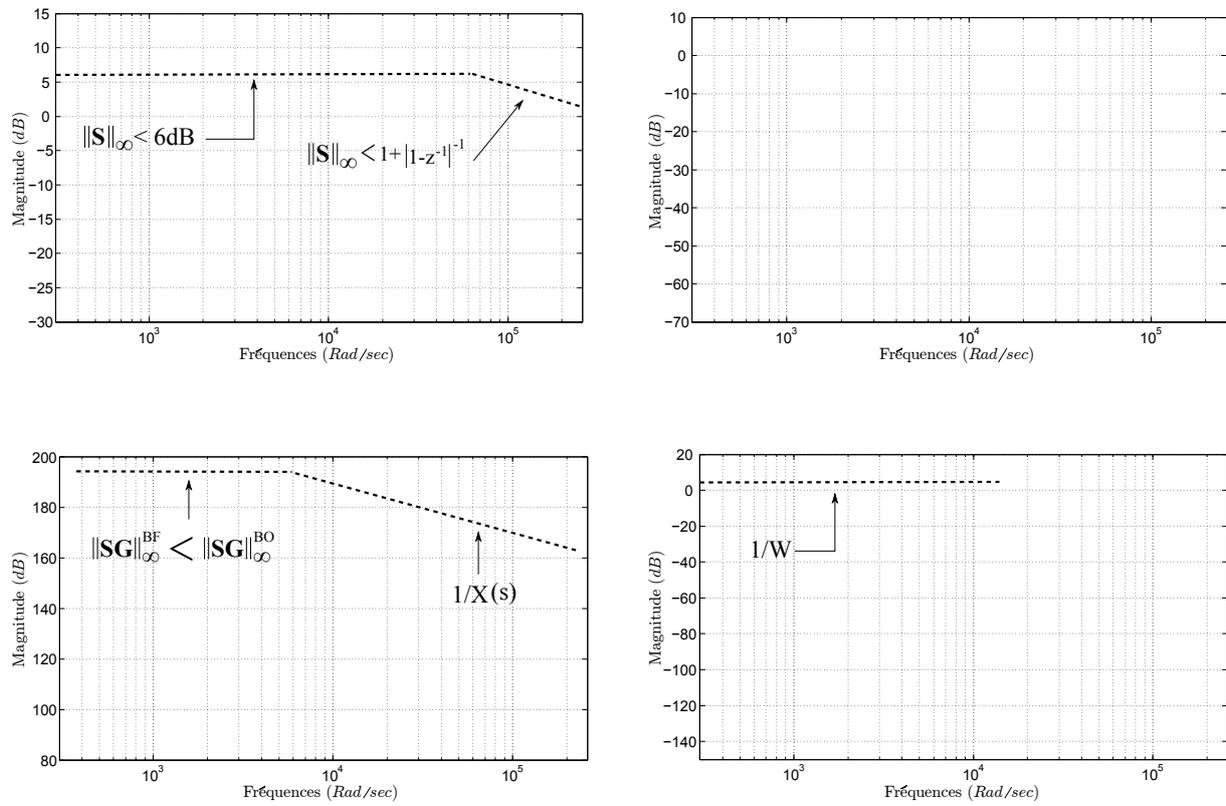


FIG. 2.16 – Gabarits fréquentiels imposés sur les fonctions de sensibilité. Ces gabarits assurent les marges de stabilité et de robustesse ainsi que les contraintes du cahier des charges.

2.5. Régulation de la distance pointe/poutre

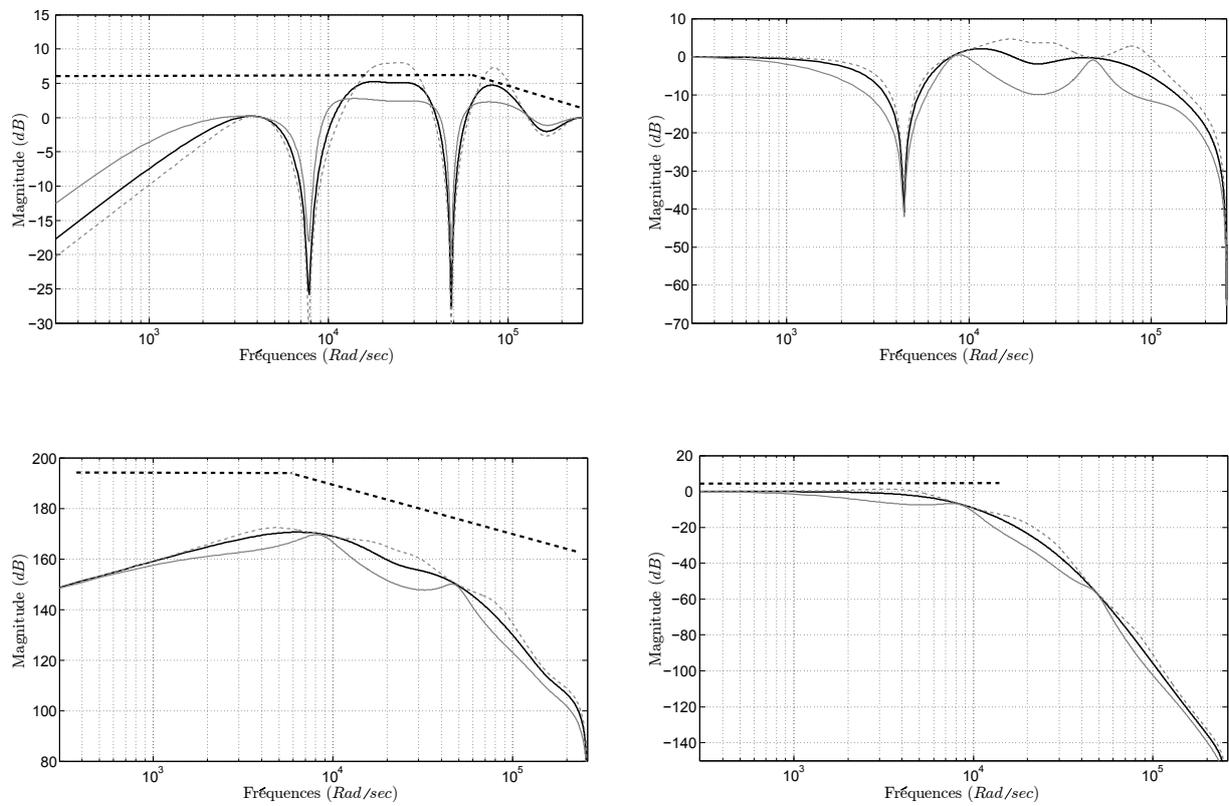


FIG. 2.17 – Fonctions de sensibilité obtenues après calcul du contrôleur RST avec le modèle nominal (en noir) et les modèles incertains (en gris).

de sensibilité \mathbf{SG} est égal à 171 dB, contre 196 dB en boucle ouverte. Grâce à la prise en compte le gain du capteur, l'amplitude du bruit thermique est donc divisée par 18.

Les fonctions de sensibilité sont tracées en utilisant les modèles perturbés dans la figure 2.17 par les courbes grises. Dans le cas où le gain statique du système perturbé en boucle ouverte est plus faible que le gain statique nominal, les contraintes de stabilité sont meilleures qu'avec le modèle nominal (mais le système est plus lent). Dans le cas où le gain statique du modèle perturbé est plus élevé que celui du modèle nominal, deux marges de robustesse ne sont pas respectées : la marge de retard et $\|\mathbf{S}\|_\infty < 6$ dB. Néanmoins, en l'absence d'erreur sur le retard (facilement identifiable), le système en boucle fermée est stable et les marges de gain (égale à 4 dB) et de phase (égale à 35 degrés) restent acceptables. Dans le cas où le retard est mal identifié, il est donc recommandé de surestimer le gain statique du modèle de la poutre pour assurer une marge de retard suffisante.

Le régulateur ainsi synthétisé permet d'asservir la distance entre la pointe et la poutre et à contrôler la dynamique de cette dernière, comme le montre le paragraphe suivant.

2.5.4 Résultats en simulation

Le comportement de la boucle fermée a été validé en simulation. Tout d'abord, la pointe s'approche de la poutre jusqu'à établissement du courant tunnel. La poutre est attirée vers la pointe par les forces de proximité, mais sans pull-in car la pointe s'approche d'une partie suffisamment rigide de la poutre. Lorsque la distance d est établie ($d \approx 8$ ångströms), la première boucle se ferme (à 40 ms) et un courant tunnel de 1 nA est aussitôt imposé en référence. Cette référence a pour effet de repositionner la poutre à sa position initiale (1 nA correspond à une distance d de 9 ångströms). Suite à un changement de référence de cette boucle, il est possible d'ajuster la distance d entre le pointe et la poutre : la figure 2.18 montre le comportement du système suite à un changement de tension de sortie V_t de référence. Lorsque la référence de cette tension est changée, un changement de courant tunnel se produit en changeant la distance entre la pointe et la poutre.

De plus, cette figure montre que la position de la poutre peut être actionnée vers le bas en utilisant l'actionneur électrostatique, mais aussi vers le haut en utilisant les forces de proximité générées par le capteur (l'actionneur ne peut pas pousser la poutre au dessus de sa position de repos). Ce type d'actionnement est possible en profitant du fait qu'à petite échelle, tout capteur est aussi actionneur.

Pour illustrer les performances du dispositif anti-saturation, la figure 2.19 affiche la commande V_a du système générée par les changements de consigne de la figure 2.18. On remarque que le système ne devient pas instable lorsque la commande heurte la saturation, ce qui n'est pas le cas sans dispositif anti-saturation. Les performances du suivi de consigne sont juste légèrement dégradées du fait que la commande ne puisse pas être négative.

Suite à la fermeture de la boucle, il résulte un léger actionnement de la poutre vers

2.5. Régulation de la distance pointe/poutre

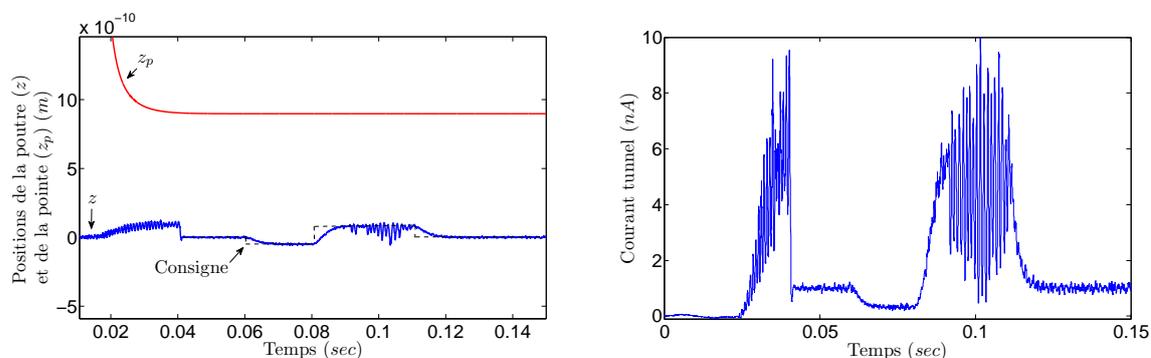


FIG. 2.18 – Asservissement bidirectionnel de la position de la poutre en modulant le courant tunnel. Graphique de gauche : variations de distance $d = z_p - z$ suite à des changements de consigne (trait en pointillés) de la boucle commandant l'actionneur électrostatique. Graphique de droite : évolution du courant tunnel suite aux changements de consigne.

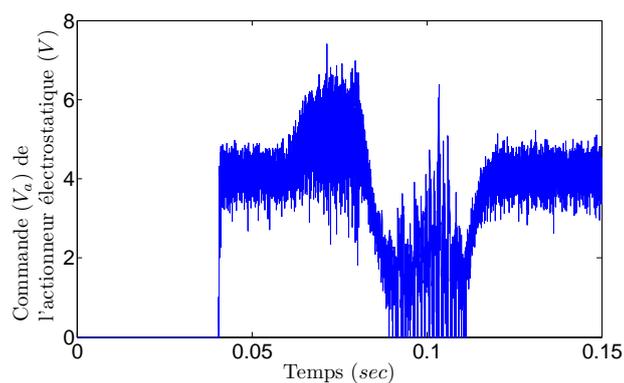


FIG. 2.19 – Commande générée suite à des changements de consigne de distance entre la pointe et la poutre.

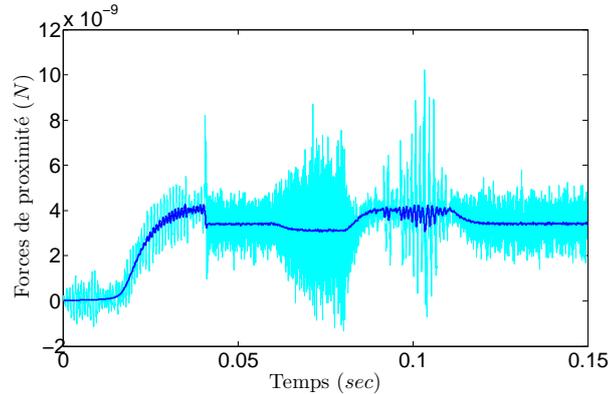


FIG. 2.20 – Reconstruction de la force de proximité générée par la pointe sur la poutre. Courbe foncée : force de proximité simulée d’après l’équation (2.35). Courbe claire : reconstruction simulée des forces de proximité d’après la formule $F_{prox}(t) = kz(t) - \bar{u}(t)$.

le bas pour suivre la référence imposée et compenser les forces de proximité. Puisque le feedback linéarisant vérifie l’égalité $\bar{u}(t) = F_a(t)$ et que la commande réalise $kz(t) - F_a(t) = F_{prox}(t)$ en régime statique, $kz(t) - \bar{u}(t)$ donne une estimation de $F_{prox}(t)$. Ces propos sont appliqués en simulation et la précision de reconstruction de la force est illustrée par la figure 2.20. La méthodologie proposée permet donc de mesurer en temps réel des forces de l’ordre du nanonewton. Par contre, cette méthode nécessite la connaissance de $z(t)$ qui sera calculée dans la sous-section suivante.

Le dernier point fort de cette boucle de régulation est le fait qu’elle puisse atténuer les vibrations naturelles de la poutre, à savoir son bruit thermique. L’atténuation du bruit thermique a été imposée en fixant la norme H_∞ de la fonction de sensibilité **SG** plus petite que la norme H_∞ du système en boucle ouverte. La figure 2.21 montre les densités spectrales de la position de la poutre en boucle ouverte et en boucle fermée. Cette figure montre que la précision de mesure de la position de la poutre est améliorée par l’emploi d’une boucle fermée. En boucle fermée, le maximum de la densité spectrale de la position de la poutre est d’environ $0,1 \cdot 10^{-11}$ m/Hz^{1/2}. Cette valeur correspond au même degré de précision obtenu en boucle ouverte mais à 32 Kelvin. Cette méthode précédemment proposée par l’équipe pour la mesure par AFM n’est encore que peu appliquée, mais offre un grand potentiel dans le domaine du nano positionnement.

En considérant seulement une boucle de régulation, loi de commande est incomplète car elle ne permet pas d’asservir la position de la pointe. En présence de dérives, cette dernière risque d’être perturbée, entraînant avec elle la position de la poutre. La figure 2.22 montre que ces dérives dégradent fortement les performances en suivi de consigne : le fluage de l’actionneur piézoélectrique et la dérive thermique simulée provoquent un biais entre la consigne en position de la poutre et la position de la poutre. Il est donc indispensable d’asservir la position de la pointe. Pour respecter les contraintes fixées dans le cadre de ce projet, cela doit se faire sans ajout de capteurs.

2.5. Régulation de la distance pointe/poutre

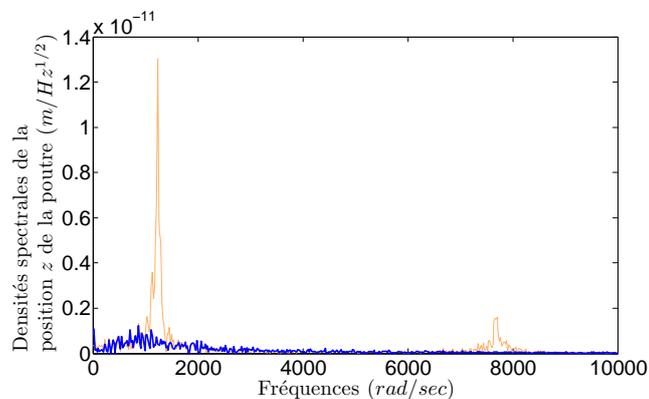


FIG. 2.21 – Densités spectrales du mouvement de la poutre en boucle ouverte (courbe foncée) et en boucle fermée (courbe claire).

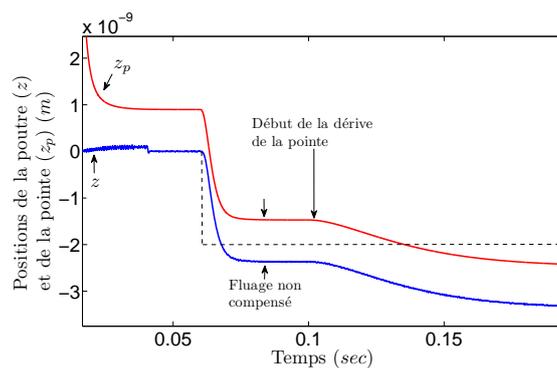


FIG. 2.22 – Influence du fluage et des dérives de la pointe sur le suivi de consigne (en pointillés) de la première boucle de régulation. Ces deux types de perturbations éloignent la position de la poutre de sa consigne.

2.6 Régulation de la position de la poutre

Le but de la seconde boucle est de réguler la position de la poutre face à des dérives lentes. Puisque d est constant, la régulation de la position de la poutre se fait en régulant celle de la pointe. Le seul signal pouvant témoigner des dérives est la commande qui contrôle l'actionneur électrostatique. Cette section propose donc d'utiliser le signal de commande pour asservir la position de la poutre.

2.6.1 Reconstruction de la position de la poutre

Le feedback linéarisant a été calculé pour vérifier $\bar{u}(t) = F_a(t)$. Une reconstruction $\bar{u}(t) = \hat{F}_a(t)$ de la force exercée sur la poutre est donc disponible. \hat{F}_a peut donc être envoyée en entrée d'un modèle de la poutre pour reconstruire sa déflexion \hat{z} (voir figure 2.23). En présence de bruits, les modèles de poutre génèrent une reconstruction \hat{z} trop bruitée à cause des modes de résonance. Un modèle de la poutre dont les modes de résonance ont été amortis est donc utilisé. De cette manière, l'influence sur \hat{z} de l'amplitude du bruit du signal \hat{F}_a en entrée du modèle de la poutre est atténuée. La reconstruction de la déflexion de la poutre \hat{z} peut alors être utilisée pour asservir la position de la pointe, mais aussi pour alimenter le feedback linéarisant calculé en section 2.5.1.

La déflexion reconstruite \hat{z} de la poutre est ensuite comparée à une déflexion de référence z_{ref} . L'erreur en résultant est envoyée à un contrôleur qui commande l'actionneur piézoélectrique par l'intermédiaire d'un amplificateur de tension dont la dynamique est un premier ordre. La position z_p de la pointe peut donc être asservie. La bande passante de l'actionneur piézoélectrique (150 kHz) étant largement supérieure à la fréquence d'échantillonnage (83 kHz), la dynamique de ce dernier peut être assimilée à un simple gain. En conséquence, le correcteur commandant cet actionneur est de type proportionnel-intégral. La seule contrainte affectant le choix des paramètres de ce contrôleur est que la bande passante de la boucle qu'il commande doit être environ dix fois inférieure à la bande passante de la première boucle. De cette manière, la distance d est vue comme une constante par la seconde boucle. La figure 2.23 illustre par schéma-blocs la structure de cette seconde boucle qui commande la position z de la poutre.

Cette seconde boucle offre l'avantage de rejeter toute perturbation en position entraînant un changement de la commande $u(t)$ et donc de position z . L'ajout de cette boucle à la première permet donc de rejeter les dérives affectant la position de la pointe. C'est la seule solution permettant de compenser les perturbations sur la position de la pointe tout en se passant d'ajout de capteur.

2. Nano-positionnement par actionnement électrostatique et courant tunnel

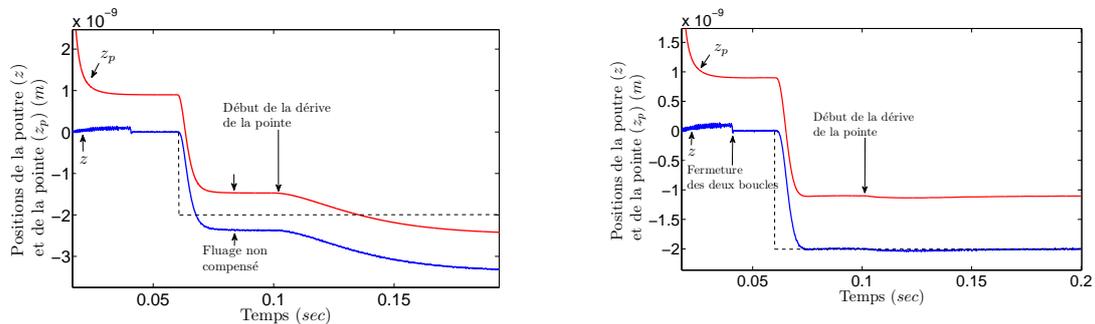


FIG. 2.25 – Comparaison de la loi de commande avec une seule boucle et deux boucles de régulation en présence d’une dérive thermique et de fluage de l’actionneur piézoélectrique. Graphique de gauche : les perturbations éloignent la position de la poutre de sa consigne (en pointillés); Graphique de droite : les perturbations sont parfaitement rejetées.

régulation et en présence de dérive thermique (sous forme d’échelon basse fréquence) et de fluage. Ce type de perturbation affecte la position de la pointe. Comme prévu, l’utilisation d’une seule boucle de régulation ne permet pas de compenser le fluage de l’actionneur piézoélectrique, ni les dérives de la position de la pointe. Par contre, l’utilisation simultanée de deux boucles permet de compenser ces perturbations. La loi de commande proposée permet donc d’atteindre l’objectif souhaité.

Finalement, la figure 2.26 illustre le comportement simulé du système lorsque la position de la pointe par rapport à la poutre est incertaine. Cette incertitude se traduit par une différence de rigidité de la poutre (le lien entre la position de la pointe face à la poutre et la rigidité de cette dernière est discuté en section 2.5.3). Dans ce cas, la loi de commande reste stable (ce qui est cohérent avec les marges de stabilité obtenue lors de la synthèse du contrôleur de la première boucle) mais le suivi de consigne est dégradé. Le suivi est dégradé car la reconstruction de la position de la poutre se base sur un modèle précis du gain statique de la poutre. Si le gain statique de ce modèle diffère de la réalité, la position z de la poutre et sa reconstruction \hat{z} seront différentes : la position estimée de la poutre sera entachée d’une erreur proportionnelle à la différence de gain statique.

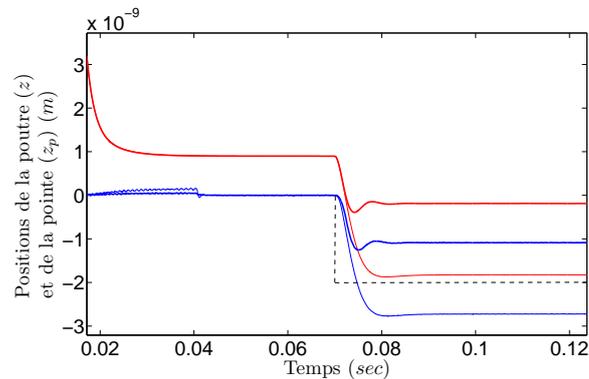


FIG. 2.26 – Comportement de la loi de commande en présence d’incertitudes sur les paramètres du système. La boucle fermée reste stable et le suivi de consigne (en pointillés) est détérioré par l’incertitude sur le gain statique du modèle de la poutre utilisé pour reconstruire \hat{z} .

2.7 Bilan

Ce chapitre propose l’utilisation du courant tunnel pour contrôler la position d’une micro poutre. La modélisation du comportement du système en boucle ouverte montre que l’utilisation de ce capteur ne peut se passer de techniques de régulation, notamment à cause de la présence de dérives, de bruits ou encore d’une instabilité dite de pull-in. L’application des techniques de contrôle présentées dans ce chapitre pourrait permettre d’améliorer la qualité du positionnement, à savoir :

- Le pull-in de la pointe à courant tunnel contre la poutre est évité en approchant la pointe d’une partie suffisamment rigide de la poutre. L’établissement du courant tunnel est alors possible sur un micro objet mobile.
- La configuration adoptée permet l’utilisation du courant tunnel sur une plage de déplacements supérieure au nanomètre. Une solution est donc apportée aux restrictions imposées par l’utilisation du courant tunnel pour la mesure de déplacements [Bocko90].
- L’amplitude des oscillations de l’objet à contrôler, provoquées par la force de Langevin est considérablement réduite. La précision du mouvement et de la mesure s’en trouve améliorée. L’utilisation de ce principe dit du ‘cold-damping’ est pour la première fois (à la connaissance des auteurs) intégrée dans un contexte de nano positionnement.
- Les dérives dues à la dilatation des matériaux ou au fluage des actionneurs sont traduites en variation d’un signal puis compensées. De cette manière, la position de l’objet reste parfaitement contrôlée, même lorsque le capteur dérive.

Des solutions aux problèmes liés au nano positionnement peuvent donc être apportées par les méthodes de contrôle. Pour mieux estimer la qualité de ces solutions, leur validation ne doit pas uniquement se fonder sur des outils numériques : leur réalisation expérimentale est indispensable.

La mise en place expérimentale de ce type de système est très complexe et nécessite des connaissances dans d'autres domaines que l'automatique (conception mécanique, électronique, physique, parfois même chimie). La conception et le développement d'une plateforme expérimentale ont tout de même fait parties de ce doctorat, mais les notions abordées pour ce travail ne sont pas détaillées dans ce mémoire.

Le chapitre suivant présente brièvement la plateforme expérimentale avant d'exposer la démarche qui a permis le contrôle de la position d'une micro poutre avec une précision inférieure au nanomètre.

Chapitre 3

Mise en œuvre expérimentale

Ce chapitre présente la démarche qui a mené à la concrétisation de la partie expérimentale de ce doctorat, c'est-à-dire la réalisation d'un prototype mettant en œuvre l'asservissement électrostatique non linéaire et dynamique de la position d'une micro poutre par courant tunnel. Ce chapitre est divisé en trois parties :

- *La première partie présente succinctement la plateforme de nano positionnement par courant tunnel (section 3.1) ainsi que la démarche expérimentale (section 3.2) suivie dans ce chapitre.*
- *La deuxième partie, de la section 3.3 à la section 3.5, présente les résultats qui ont permis d'asservir un courant tunnel au moyen du seul actionneur piézoélectrique et d'améliorer la qualité de sa régulation. Le système présenté dans cette partie est différent de celui proposé dans le deuxième chapitre. Il est néanmoins indispensable pour mettre en œuvre la configuration proposée dans le chapitre 2.*
- *La troisième partie, composée des sections 3.6 et 3.7, se base sur les résultats de la partie précédente pour asservir électrostatiquement le courant tunnel sur une micro poutre. Une stratégie similaire à celle présentée dans le chapitre 2 est mise en pratique.*

Les résultats présentés s'obtiennent en suivant une démarche dont les sections de ce chapitre illustrent les étapes. Chaque étape permet de comprendre le comportement de la plateforme, de déterminer les valeurs numériques permettant de passer à l'étape suivante et de quantifier les potentialités de la plateforme.

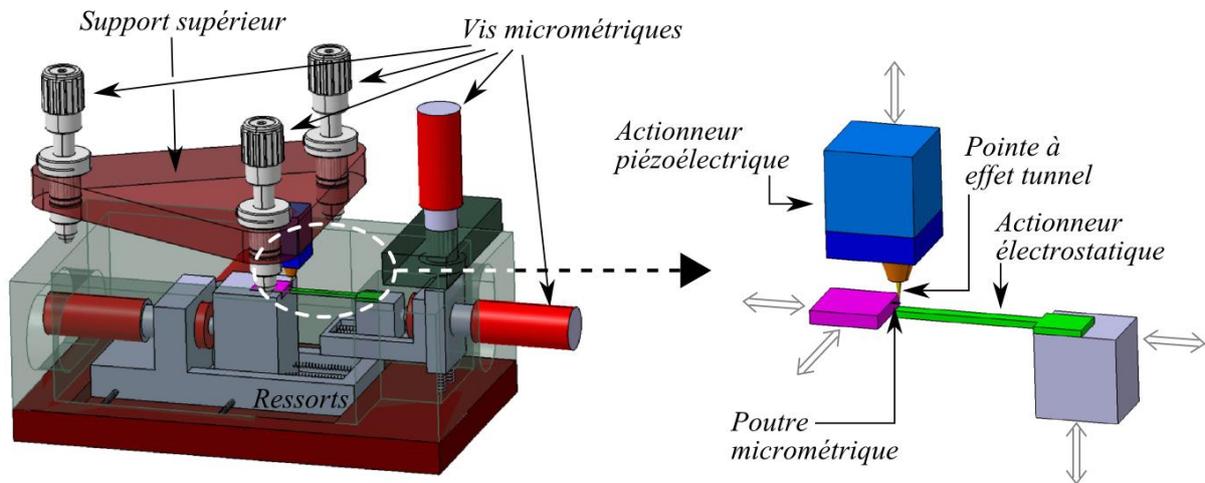


FIG. 3.1 – Présentation du principe de la plateforme (conceptualisé avec Catia V5). La poutre, la pointe et l'actionneur électrostatique peuvent être approchés manuellement les uns des autres grâce à des vis micrométriques à pas fin. Les doubles flèches grises représentent les mouvements possibles des différents éléments. La pointe et son actionneur font partie d'un support supérieur indépendant qui peut être enlevé pour changer les éléments.

3.1 Présentation de la plateforme

La plateforme développée dans ce chapitre est une première au laboratoire GIPSA-Lab. Le laboratoire ne disposait donc pas du savoir faire nécessaire à son développement. Malgré cela, la plateforme a été réalisée entièrement au laboratoire avec l'équipe technique du département automatique (composée de deux techniciens et d'un ingénieur) et sans aide extérieure. Une partie non négligeable de mon travail en tant que doctorant a consisté au rassemblement des connaissances et à la recherche du matériel liés au courant tunnel et au nano positionnement, à l'encadrement (et parfois la formation) de l'équipe technique, à la conception mécanique et automatique et finalement au développement de la plateforme présentée dans ce chapitre. Bien que l'investissement et l'énergie nécessaires à la bonne réalisation de chaque étape, à la calibration des pièces et à la résolution des problèmes quotidiens soient très chronophages, il n'est restitué dans ce chapitre que les résultats les plus fructueux. La réalisation proprement dite à par ailleurs fait l'objet de documents techniques laissés en support à l'utilisation ou l'évolution future de la maquette.

3.1.1 Présentation succincte de la plateforme

La plateforme présentée dans ce chapitre a été conceptualisée grâce à une méthode de conception mécanique appelée "analyse fonctionnelle". Cette méthode a permis de réaliser *in fine* la partie mécanique et microscopique de la plateforme présentée par la figure 3.1.

La plateforme possède deux moyens d'actionnement piézoélectrique et électrostatique

3.1. Présentation de la plateforme

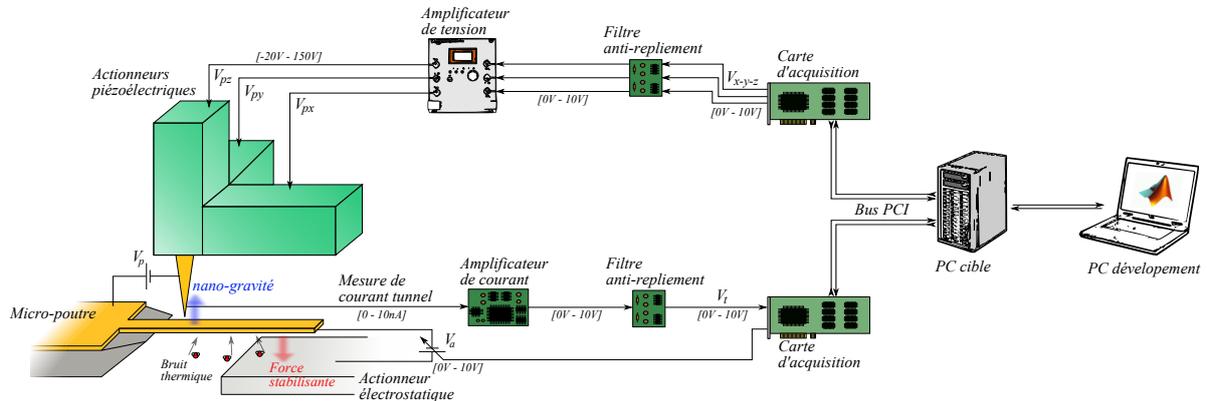


FIG. 3.2 – Connexions des différents éléments nécessaires au fonctionnement de la plateforme et ordre de grandeur des signaux.

commandés à l'aide d'amplificateurs et de Matlab/XPC Target. La configuration du matériel électronique est présentée par la figure 3.2. Par contre, nous ne disposons pas de moyens de calibrage de ces actionneurs. L'unique capteur disponible était le courant tunnel. Les seules caractéristiques des constructeurs ont donc servi de point de départ.

Actionneurs et capteurs

L'actionnement de la pointe doit se faire avec une précision de l'ordre de la dizaine de picomètres dans l'axe de la pointe pour asservir le courant tunnel. Pour cela, des actionneurs piézoélectriques ont été choisis en s'inspirant des microscopes à effet tunnel. Ces types d'actionneurs sont sujet aux non linéarités de fluage et d'hysteresis (voir section 1.1.2). Cette dernière non linéarité est considérée comme négligeable. En effet, même si elle est présente, il est très difficile de la caractériser sans autre capteur que le courant tunnel. De plus, l'hysteresis ne semble pas significative lors de petits déplacements [Bonnail00] [Oliva95] et peut être compensée en boucle fermée, de même que le fluage. Le comportement des actionneurs piézoélectriques sera donc considéré comme linéaire lors de la synthèse des lois de commande.

Un actionnement électrostatique a été choisi pour commander la position de la poutre sur une large bande passante. Le désavantage du type d'actionnement électrostatique est qu'il nécessite un contact électrique entre la poutre et l'électrode. En effet, la poutre est déjà soumise à une première différence de potentiel V_p avec la pointe, comme l'illustre la figure 3.3. L'ajout d'un deuxième potentiel (variable) V_a sur la poutre perturberait le premier. La solution adoptée a donc été de déconnecter le contact de l'actionneur électrostatique avec la poutre. Dans ce cas, le principe de l'actionneur est illustré par la figure 3.3 et la force générée semble plus liée à un phénomène triboélectrique qu'électrostatique.

3. Mise en œuvre expérimentale

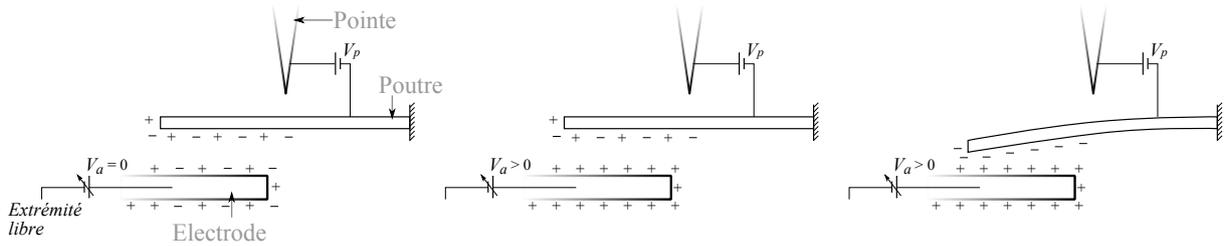


FIG. 3.3 – Configuration proposée pour l’actionnement électrostatique : une seule polarité d’un générateur de tension est connectée à l’électrode constituant l’actionneur électrostatique. Le mouvement de la poutre est provoqué par l’attraction de charges de signes opposés.

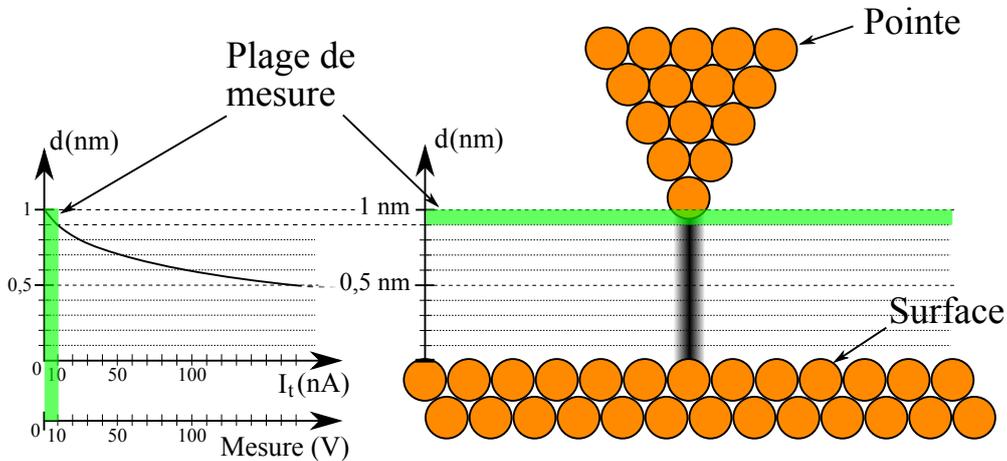


FIG. 3.4 – Plage de mouvement de la pointe à effet tunnel déduite de la saturation imposée sur la mesure. La mesure n’est possible que de 0 à 10 V, ce qui permet de mesurer un courant tunnel de 0 à 10 nA. Cet ordre de grandeur du courant ne s’obtient que sur une plage de mouvement de la pointe de 1 ångström. Ces valeurs ne sont données qu’à titre indicatif.

Le capteur

La clé de voûte de l’utilisation du capteur est un courant très faible qui doit être amplifié pour être mesurable et exploitable. Il est donc important de considérer l’amplificateur de courant comme faisant partie intégrale du capteur. Les limitations du capteur sont alors conditionnées par les performances de l’amplificateur (plage de tension de sortie : 0-10 V, bande passante d’environ 13 kHz, gain de 10^9 V/A). La limitation principale de ce dernier est la saturation de sa sortie, limitée à une plage de 10 Volts d’amplitude. En conséquence ; la plage de mesure du courant tunnel est limitée à quelques centaines de picomètres comme le montre la figure 3.4.

3.1.2 Obtention du courant tunnel

L'obtention d'un courant tunnel mesurable ne peut se faire que sur une plage de mouvement de la pointe d'environ cent picomètres. La pointe doit donc s'approcher avec une résolution de l'ordre du picomètre de la zone où la mesure est possible. Ce type d'approche est en temps réel beaucoup trop lent. Une stratégie de type approche-retrait a donc été mise en place pour établir le courant tunnel, comme suit :

la pointe est d'abord approchée rapidement de la surface jusqu'à ce que la mesure du courant tunnel sature. A ce moment, la plage de mesure est dépassée, et la pointe se trouve trop près de la surface. La commande est alors modifiée pour que la pointe remonte très doucement. La plage de mesure du courant tunnel est donc atteinte doucement, et ce dernier évolue suffisamment lentement pour pouvoir fermer la boucle de régulation lorsqu'il atteint une valeur de référence. Le contact éventuel de la pointe avec la surface n'a pas d'importance car il s'agit seulement d'asservir le courant tunnel (pas de scanner de la surface). Un exemple de courbes de commande et de sortie lors de l'approche fine est donné par la figure 3.5.

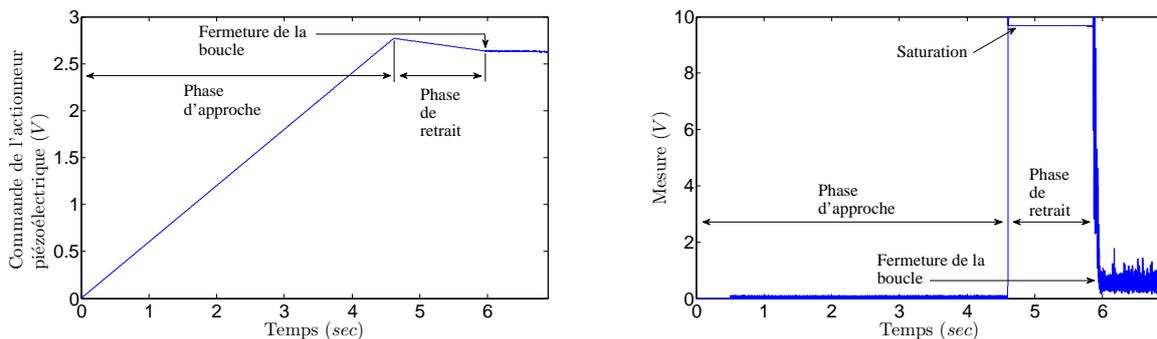


FIG. 3.5 – *Approche fine (automatisée) de la pointe après l'approche manuelle. La pointe approche rapidement (la commande augmente) lors de la phase d'approche jusqu'à ce que le courant tunnel sature. La pointe se rétracte alors doucement (la commande décroît) jusqu'à ce que la sortie atteigne une valeur de référence (0,5 V dans ce cas, correspondant à un courant tunnel de 500 pA). A ce moment, la boucle de régulation de l'actionneur piézoélectrique est fermée avec comme consigne cette valeur de référence.*

3.2 Démarche expérimentale

Les performances de la plateforme sont le résultat de compromis incluant certaines limitations. Ces limitations sont présentées dans cette section afin de faciliter la compréhension de la démarche expérimentale proposée. Cette démarche est présentée sous la forme d'un protocole à suivre pour pouvoir asservir les éléments de la plateforme.

3.2.1 Contraintes

Avant de présenter la démarche, il est nécessaire de préciser les contraintes imposées par le dispositif expérimental.

- La plage de mesure en sortie du capteur (l'amplificateur de courant) est comprise entre 0 V et 10 V, ce qui correspond à une amplitude de mouvement de la pointe de moins de un ångström. Il est alors impossible de maintenir la pointe dans une plage de mesure aussi réduite¹ en boucle ouverte. L'utilisation d'une boucle fermée est donc indispensable pour utiliser le capteur.
- Le courant tunnel traduit une distance (au moyen des paramètres identifiés). Lorsque ce phénomène est généré sur une surface mobile, il traduit la distance entre la pointe à effet tunnel et cette surface, mais pas la position absolue de la surface. En conséquence, le courant tunnel est un capteur de position relative à la position de la pointe.
- Ce capteur repose sur un phénomène quantique difficile à mettre en œuvre. Son utilisation et sa compréhension requièrent des connaissances dans des domaines relatifs à la physique ou à la science des surfaces (sans aborder les connaissances en électronique nécessaires à son amplification). Sa mise en œuvre dans un département d'automatique est donc un véritable défi.
- En conséquence de la contrainte ci-dessus, les lois de commandes implémentées doivent être très robustes. Les propriétés du courant tunnel peuvent varier extrêmement rapidement, de même que le bruit de mesure, et de façon inexplicable. De plus, le laboratoire ne disposait pas d'endroit véritablement approprié à l'établissement d'un tel dispositif, et ce dernier est sujet à de multiples perturbations invisibles à notre échelle. En conséquence, les lois de commande implémentées doivent rester stables en dépit de ces perturbations.
- A l'échelle de l'atome, la matière bouge lentement au rythme de la variation de température. Ces mouvements sont à l'origine du contact entre les éléments lors de phases d'inactivité. Pour pallier ce phénomène, la plateforme permet d'éloigner les éléments les uns des autres de quelques millimètres. Les éléments sont ensuite replacés dans la configuration voulue pour effectuer une campagne d'essais. Puisqu'il est impossible de replacer les éléments de façon identique à la dernière campagne au nanomètre près, les conditions expérimentales sont différentes lors de chaque campagne d'essais.

Pour prendre en compte ces contraintes, il est nécessaire d'établir un protocole expérimental pour pouvoir mesurer les grandeurs nécessaires à l'établissement des lois de commande proposées au chapitre 2 et mettre en œuvre ces dernières. Le protocole est présenté ci-dessous en tenant compte de ces contraintes expérimentales.

¹un ångström est une longueur inférieure au rayon du deuxième atome le plus petit de la table de Mendeleïev (atome d'hélium).

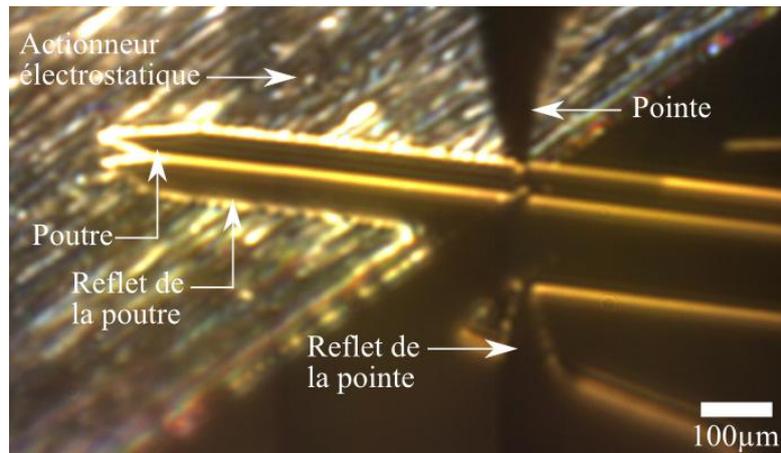


FIG. 3.6 – Photographie du cœur de la plateforme. L'agencement des éléments est celui utilisé pour les mesures. La distance entre la pointe et la poutre est de quelques micromètres, et celle entre la poutre et l'électrode est quelques dizaines de micromètres.

3.2.2 Protocole

Les moyens nécessaires au positionnement à petite échelle sont en général très onéreux et les appareils classiques utilisés dans ce domaine n'étaient pas accessibles. Une partie de mon travail a donc consisté à caractériser les conditions expérimentales et les propriétés statiques et dynamiques avec seulement un phénomène quantique². Pour cela, deux systèmes différents sont présentés dans ce chapitre :

- Le premier est un asservissement du courant tunnel seulement au moyen de l'actionneur piézoélectrique. Ce système est similaire aux microscopes à effet tunnel. Il est différent de celui présenté au chapitre 2, mais permet d'étudier le courant tunnel seul puis de calibrer l'actionneur électrostatique.
- Grâce au premier système, la loi de l'actionneur électrostatique peut être mesurée et utilisée dans un second système pour asservir électrostatiquement le courant tunnel. Ce système sera alors similaire à celui présenté au chapitre 2.

La méthodologie proposée permet de concrétiser l'asservissement de la déflexion de la micro poutre en commandant les actionneurs électrostatique et piézoélectrique. Pour cela, il est nécessaire de déterminer les caractéristiques des actionneurs, du capteur et les propriétés statiques et dynamiques de chaque poutre utilisée. Après avoir positionné les éléments les uns par rapport aux autres comme le montre la figure 3.6, le protocole suivant est respecté :

²Ce qui fut l'une des plus grandes difficultés de ce projet.

1. Mesurer (et donc asservir) le courant tunnel sur une surface fixe en commandant l'actionneur piézoélectrique. *Objectif* : vérification de la boucle de régulation de l'actionneur piézoélectrique mais aussi de l'établissement et la qualité du courant tunnel (sections 3.3 à 3.5).
2. Asservir le courant tunnel sur la poutre : positionner la pointe au dessus d'une partie suffisamment rigide pour empêcher le pull-in mais assez flexible pour pouvoir observer le mouvement de la poutre (idéalement l'excitation thermique). *Objectif* : mesurer la fréquence de résonance de la poutre (section 3.6.1).
3. Garder le courant tunnel asservi sur la poutre et exciter électrostatiquement cette dernière. *Objectif* : identifier le comportement non linéaire de l'actionneur électrostatique grâce à la commande de l'actionneur piézoélectrique (section 3.6.2).
4. Asservir le courant tunnel avec l'actionneur électrostatique. *Objectif* : inclure le comportement de l'actionneur électrostatique dans la loi de commande et vérifier que cette dernière est fonctionnelle (section 3.7).
5. Ajouter la régulation de la position de la pointe à la boucle de régulation du courant tunnel. *Objectif* : asservir le courant tunnel et la position de la poutre.

Il est important de comprendre que les étapes 1 à 3 se font avec le courant tunnel asservi au moyen de l'actionneur piézoélectrique. Cette méthode d'asservissement est donc différente de celle présentée au chapitre 2. Elle est néanmoins nécessaire pour permettre d'identifier le comportement de l'actionneur électrostatique. Seulement une fois que le comportement de ce dernier est identifié, l'asservissement électrostatique du courant tunnel comme présenté dans le chapitre 2 devient possible.

Ces étapes sont décrites successivement dans les sections suivantes en exposant les difficultés et les solutions apportées. Il est aussi important de valider les lois de commande en simulation avant de les implémenter. En effet, l'instabilité d'une loi de commande peut engendrer la destruction de la pointe ou/et de la poutre. Les lois de commandes calculées dans ce chapitre ont donc toutes été testées en simulation avant d'être implémentées. Les résultats de ces simulations ne sont pas présentés dans ce chapitre puisqu'il est préférable d'orienter la discussion vers les résultats expérimentaux.

3.3. Asservissement ‘piézoélectrique’ du courant tunnel

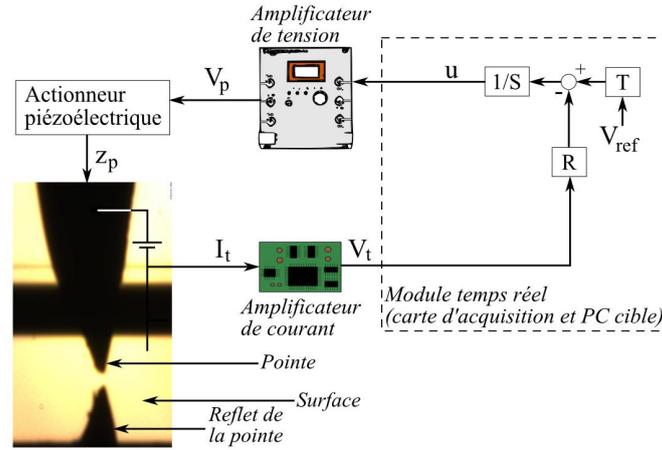


FIG. 3.7 – Configuration du matériel utilisé pour l’asservissement du courant tunnel.

Matériel	Caractéristiques
Travaux de sortie de la pointe	$\phi_{Pt/Ir} = 5,6 \text{ eV}$
Travaux de sortie de la surface en or	$\phi_{Au} = 5,4 \text{ eV}$
Gain de l’amplificateur de courant	$G_{amp} = 10^9 \text{ V/A}$
Bande passante de l’amplificateur de courant	$\omega_{amp} \approx 13 \text{ kHz}$
Gain de l’amplificateur de tension	$G_{ampT} = 15 \text{ V/V}$
Bande passante de l’amplificateur de tension	$\omega_{ampT} \approx 4 \text{ kHz}$
Gain de l’actionneur piézoélectrique	$G_p \approx 17 \text{ nm/V}$
Bande passante de l’actionneur piézoélectrique	$\omega_p = 120 \text{ kHz}$

TAB. 3.1 – Caractéristiques des différents éléments de la boucle fermée.

3.3 Asservissement ‘piézoélectrique’ du courant tunnel

La stratégie présentée dans cette section vise à établir et asservir le courant tunnel en commandant seulement l’actionneur piézoélectrique (configuration différente du chapitre 2). Elle permet d’observer ce phénomène et d’améliorer la qualité de sa mesure.

3.3.1 Synthèse du contrôleur

La boucle de régulation du courant tunnel avec l’actionneur piézoélectrique met en œuvre les éléments présentés dans la figure 3.7. Les caractéristiques de ces éléments nécessaires au calcul de la boucle fermée sont présentées dans le tableau 3.1. Deux stratégies de régulation du courant tunnel ont été testées : une linéarisation tangentielle et une linéarisation logarithmique comme présenté en sous section 2.3.2. Les gains du système sont alors respectivement $\kappa G_p G_{ampT}$ et $G_{amp} \kappa I_{eq} G_p G_{ampT}$ (notations d’après le tableau 3.1 ; I_{eq} est un courant d’équilibre).

Dans les deux cas, seulement le retard d'échantillonnage est pris en compte car aucun des éléments utilisés n'est *a priori* affecté par un retard pur. La fréquence d'échantillonnage est choisie à 30 kHz, ce qui permet de travailler sur des bandes passantes en boucle fermée de l'ordre du kilo Hertz.

L'amplificateur de courant et l'actionneur piézoélectrique peuvent être considérés comme des gains car leur bande passante est très grande comparée à celle de la boucle fermée³. Pour la synthèse du régulateur, la dynamique de la boucle ouverte est donc imposée par celle de l'amplificateur de tension.

Le régulateur est synthétisé sur la base d'une fonction de transfert en boucle ouverte discrétisée du premier ordre pouvant s'écrire :

$$TF_{BO}(z^{-1}) = \frac{b_1 z^{-1}}{1 + a_1 z^{-1}} \quad (3.1)$$

avec a_1 et b_1 des constantes. On choisit de régler la boucle fermée pour que son comportement soit celui d'une fonction de transfert du deuxième ordre ayant une bande passante de 1 kHz et un coefficient d'amortissement de 0,9. Le dénominateur d'une telle fonction de transfert est défini par $1 + p_1 z^{-1} + p_2 z^{-2}$. Un régulateur permettant ce comportement est de type RST (Type PI numérique dans ce cas) :

$$R(z^{-1}) = T(z^{-1}) = r_0 + r_1 z^{-1} \quad (3.2)$$

$$S(z^{-1}) = 1 - z^{-1} \quad (3.3)$$

La résolution de l'équation de Bezout permet d'exprimer r_0 et r_1 en fonction de a_1 et b_1 :

$$r_1 = \frac{p_2 + a_1}{b_1} ; r_0 = \frac{p_1 - a_1 + 1}{b_1} \quad (3.4)$$

L'avantage de ce type de contrôleur est d'être très robuste face aux nombreuses incertitudes du système et de garder la boucle fermée stable lorsque l'amplitude du bruit du capteur est très importante (une marge de module inférieure à 1,5 dB assure la stabilité de notre système dans les pires cas). La synthèse du contrôleur est simple et peut être retrouvée en détails dans [Landau06].

Un exemple de mesure du courant tunnel obtenu avec ce type de régulateur est montré à la figure 3.8. Cette figure montre que la mesure est sujette à de nombreuses perturbations hautes fréquences. Ces perturbations sont moins influentes à partir de 130 secondes, mais le signal obtenu est trop bruité. Il est donc nécessaire d'améliorer la mesure. La section suivante présente deux types d'approches permettant d'améliorer la qualité de la mesure.

³La valeur de la dynamique de l'amplificateur de courant donnée dans le tableau 3.1 est une valeur très pessimiste identifiée avec PSPICE. D'après la référence de ce matériel [Kim05], il est possible d'atteindre une bande passante de l'ordre de 100 kHz, mais cela est impossible avec les moyens du laboratoire.

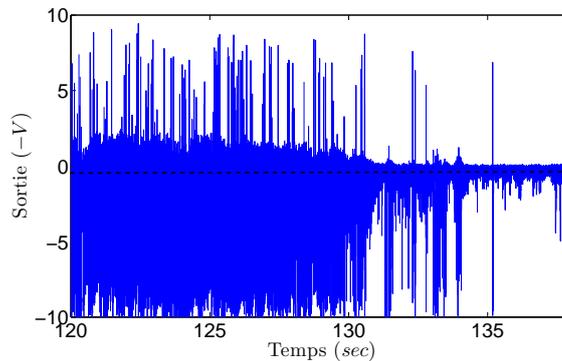


FIG. 3.8 – Exemple de première mesure de courant tunnel obtenue avec une boucle de régulation basée sur les données constructeur et une linéarisation logarithmique du courant tunnel. La référence est montrée en pointillés et est maintenue à $-0,5$ V.

3.3.2 Améliorations de la qualité du courant tunnel

Améliorations physiques

Les premières mesures donnent un courant tunnel très bruité. Comme le montre la figure 3.8, l’amplitude du bruit de mesure fluctue très rapidement avec le temps, et atteint les saturations de l’amplificateur de courant dans la plupart des cas. De manière générale, l’amplitude du bruit est plus faible lorsque le courant tunnel est petit. Pour cette raison, il est conseillé de fixer la référence du courant tunnel à des valeurs comprises entre 0 nA et 1 nA. Néanmoins, les résultats ne sont que trop rarement reproductibles. L’étude fréquentielle de ces premières mesures ne montre aucune fréquence dont l’amplitude domine. Le bruit observé ne montre aucune similitude spectrale ni temporelle avec les bruits couramment rencontrés en microscopie à effet tunnel (bruit $1/f$ ou de télégraphe [Lagoutte03]).

Le matériel et les conditions expérimentales ont été étudiées pour rechercher et isoler les différents facteurs pouvant influencer la qualité de la mesure (des méthodes comme le diagramme d’Ishikawa ou des plans d’expérience ont été appliqués). L’état de la pointe ne semble pas influencer sur la qualité de la mesure : des essais ont été menés avec une pointe chauffée à rouge, nettoyée à l’alcool et à l’eau pure, soufflée à l’air sec, sans améliorations notoires. Des essais en milieu liquide (dans une goutte d’eau pure) ou dans l’obscurité ne donnent pas d’améliorations significatives.

Une première observation montre que le bruit semble être dû à une succession de sauts très rapides du signal. L’amplitude des sauts, le temps entre deux sauts et la durée des sauts ont donc été quantifiés en appliquant la méthode suivante :

- La mesure est re-échantillonnée en prenant seulement un point sur quatre pour lisser

3. Mise en œuvre expérimentale

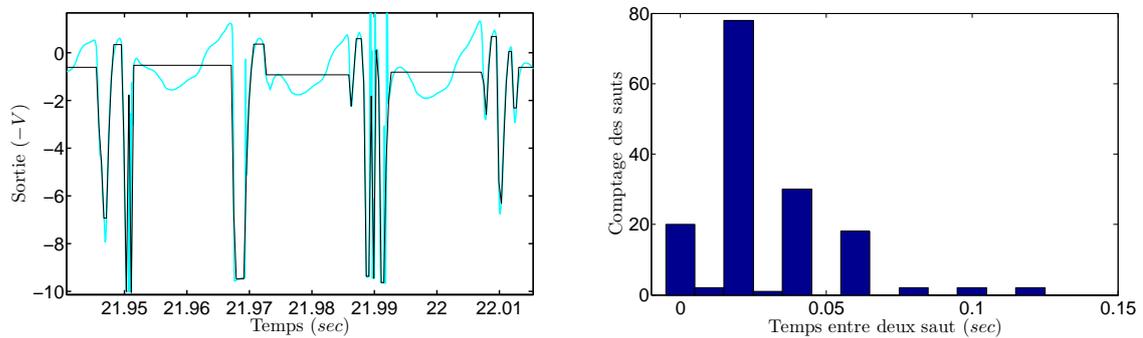


FIG. 3.9 – *Caractérisation des sauts du signal. Graphique de gauche : superposition d'une acquisition (courbe épaisse) et du traitement (courbe fine) faisant apparaître les sauts de la mesure. Graphique de droite : histogramme du temps entre deux sauts. On observe que une majorité de sauts ont lieu à 0,02 seconde d'interval.*

les sauts trop soudains.

- Une valeur seuil de détection des sauts est définie : si la différence entre l'amplitude de deux points consécutifs est supérieure à ce seuil, on considère qu'il y a un saut. On obtient ainsi la valeur des instants correspondant à chaque saut. Entre deux sauts consécutifs, le courant est moyenné. La figure 3.9 présente une superposition du signal et des sauts détectés pour un échantillon de mesure.
- l'histogramme des temps entre deux sauts est tracé dans la même figure. On observe que le temps dominant entre deux sauts est de 0,02 secondes, soit à une fréquence de 50 Hz.

Cette méthode permet de déduire que le bruit dominant apparaît à une fréquence de 50 Hz, alors que l'étude du spectre du signal ne montre rien de significatif à cette fréquence. Cette fréquence est la même que celle utilisée dans l'alimentation du bâtiment en électricité. Le bruit observé provient donc du champ électromagnétique généré par le réseau électrique environnant mais provient aussi des alimentations électriques du matériel.

Deux améliorations ont donc été apportées à la plateforme : la première a été de changer le type d'alimentation de l'amplificateur de courant : l'usage d'une alimentation linéaire plutôt qu'une alimentation à découpage améliore grandement la mesure. La deuxième amélioration a été de fabriquer une cage de Faraday pour isoler la plateforme du champ électromagnétique ambiant. Notons que le choix de la masse de la cage influe grandement sur ses performances. Un raccord à la masse du PC cible donne les meilleures performances. Le changement d'alimentation a permis de mettre en évidence que les régulateurs⁴ de l'amplificateur de courant doivent être alimentés avec une tension

⁴nous parlons ici de la pièce électronique permettant de réguler la tension d'entrée dans l'amplificateur de courant à une valeur précise.

3.3. Asservissement 'piézoélectrique' du courant tunnel

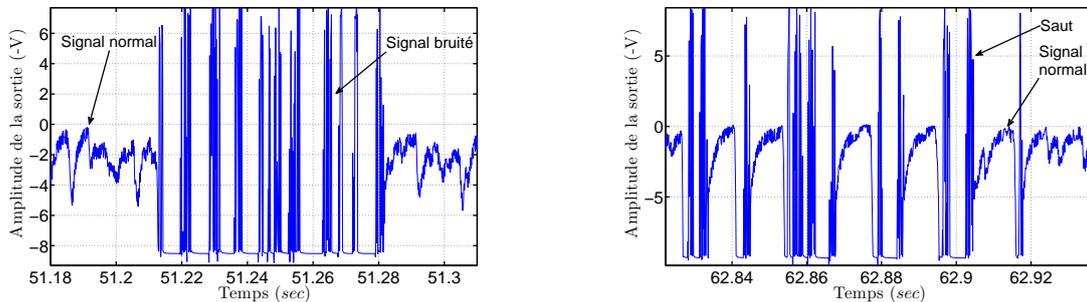


FIG. 3.10 – Influence de la perturbation à 50 Hz sur la mesure après le changement de l'alimentation de l'amplificateur de courant et l'utilisation de la cage de Faraday. L'influence du bruit sur le signal reste trop importante.

de précisément 13 V. Sinon, leur sortie devient très bruitée et les valeurs des saturations fluctuent.

Finalement, puisque les matériaux conducteurs sont susceptibles de capter les ondes électromagnétiques, les supports métalliques du cœur de la plateforme ont été changés par des supports usinés dans un matériau isolant.

Ces changements ont significativement amélioré la qualité de la mesure. Le bruit à 50 Hz reste néanmoins présent par intermittence sur la mesure. Comme le montre la figure 3.10, son influence est loin d'être négligeable. Une solution concrète à ce phénomène doit être trouvée pour améliorer durablement la mesure.

Améliorations algorithmiques

Pour l'asservissement du courant tunnel par l'actionneur piézoélectrique, deux types de linéarisation ont été testés pour la synthèse du contrôleur. A ce stade, il est très difficile de comparer les performances de ces deux stratégies car le bruit sur la sortie de la boucle a un comportement très différent lors de chaque mesure. Néanmoins, puisque le but est d'asservir le courant tunnel à une seule valeur de référence, une linéarisation tangentielle semble préférable. La figure 3.11 montre que cette linéarisation doit se faire autour d'un faible courant de référence pour limiter les erreurs. De plus, si le courant tunnel n'a pas un comportement exactement exponentiel, l'utilisation d'un opérateur logarithmique induirait une erreur de linéarisation.

Aucun retard pur n'a été pris en compte dans la synthèse du premier correcteur. Néanmoins, le temps de calcul du régulateur est supérieur à la moitié de la période d'échantillonnage et introduit donc un retard pur dans le système [Landau06].

La prise en compte de ce retard dans la synthèse de la loi de commande et l'utilisation

3. Mise en œuvre expérimentale

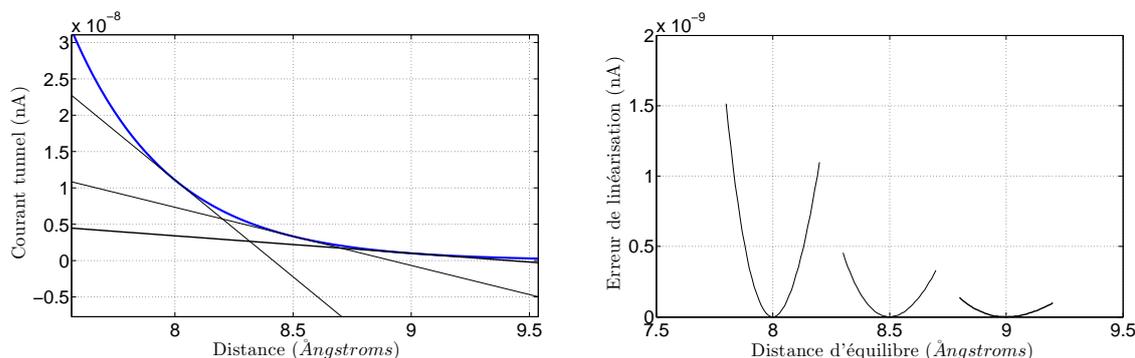


FIG. 3.11 – Importance du point de linéarisation du courant tunnel. Graphique de gauche : linéarisations tangentielles du courant tunnel autour des distances d'équilibres 8 Å (droite très fine), 8.5 Å (droite fine) et 9 Å (droite épaisse). Graphique de droite : erreurs résultant de ces linéarisations. Pour que l'erreur de linéarisation soit faible, il faut linéariser autour d'un courant tunnel le plus petit possible (i.e. de grandes distances).

de la cage de Faraday sont les deux méthodes qui ont permis d'améliorer significativement la qualité du signal de sortie. A titre d'exemple, la comparaison de la figure 3.8 avec la figure 3.12 montre l'amélioration de la qualité du signal. Sans conteste, la présence de la cage de Faraday améliore la qualité du signal de sortie.

Puisque le comportement du système est influencé par une perturbation à 50 Hz, un régulateur incorporant un modèle de cette perturbation pourrait être calculé. Par contre, d'après la figure 3.10, la perturbation n'est pas exactement une sinusoïde et son allure temporelle n'est pas périodique. Ce type de régulateur a tout de même été testé mais n'améliore pas les résultats.

La première boucle réalisée ne permet pas un asservissement satisfaisant du courant tunnel. Il est possible d'améliorer ce dernier grâce à la cage de Faraday, mais la régulation reste très sensible aux perturbations extérieures (paroles, claquement des mains...). Les améliorations présentées dans cette section permettent néanmoins d'obtenir un signal assez bon pour identifier le système en boucle fermée.

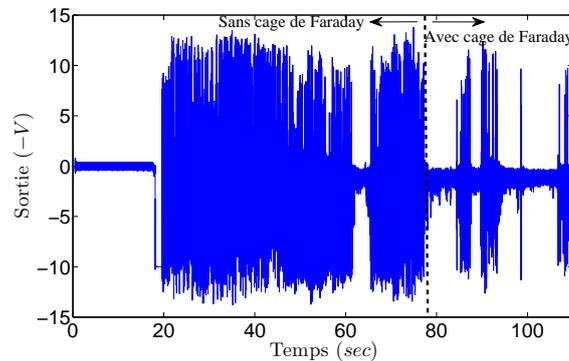


FIG. 3.12 – Signal de sortie avec et sans cage de Faraday et en prenant en compte un retard pur de une période d'échantillonnage dans la commande. Les perturbations entre 80 et 100 secondes sont la conséquence de la mise en place manuelle de la cage sur la plateforme.

3.4 Identification des paramètres

La section précédente a montré comment obtenir un signal exploitable. La mesure du courant tunnel est maintenant suffisamment propre pour permettre d'identifier les paramètres du système. Cette section permet de vérifier si les données techniques du matériel sont exactes. A cet effet, une validation du comportement exponentiel du courant tunnel puis une identification de la boucle d'asservissement du courant tunnel au moyen de l'actionneur piézoélectrique sont présentées dans les deux sous sections suivantes.

3.4.1 Comportement exponentiel du courant tunnel

Une méthode pour identifier les paramètres du courant tunnel ainsi que le gain de l'actionneur piézoélectrique est proposée dans cette sous section. Il s'agit d'approcher la pointe lentement de la surface tout en enregistrant la croissance du courant tunnel. La courbe du courant tunnel en fonction de la distance pointe/surface obtenue est ensuite approximée par une courbe théorique de manière à minimiser l'erreur entre cette dernière et la courbe expérimentale.

La formule théorique du courant tunnel utilisée est $I_t = gV_0e^{-\kappa d}$ et les deux paramètres à ajuster pour minimiser l'erreur sont g et κ . Les paramètres de la courbe théorique sont alors comparés aux paramètres expérimentaux. Deux hypothèses sont nécessaires à l'application de cette méthode :

- Première hypothèse : le courant tunnel apparaît à partir d'une distance d entre la pointe et la surface égale à un nanomètre.

- Deuxième hypothèse : le courant tunnel est fonction de l'exponentielle de la distance entre la pointe et la surface.

Ces deux hypothèses sont couramment employées dans la littérature [Chen08] et n'induisent *a priori* pas beaucoup d'erreur. La démarche pour établir la loi liant le courant tunnel en fonction de la distance d est alors la suivante :

- La pointe est approchée lentement vers la surface et la mesure du courant tunnel est enregistrée. L'hysteresis est *a priori* négligeable puisque la pente de la commande de l'actionneur piézoélectrique ne change pas. Le déplacement de la pointe peut donc être déduit de la commande de l'actionneur piézoélectrique.
- La partie du signal où le courant tunnel passe de 0 nA à 10 nA est isolée. Le signal est lissé en utilisant la méthode de la moyenne mobile⁵. Lorsque le courant tunnel apparaît, la valeur de la commande est établie à zéro. A ce moment, la distance pointe/surface est initialisée à 1 nm. La distance d est alors reconstruite grâce à la commande de l'actionneur piézoélectrique et à la connaissance du gain G_p du même actionneur.
- La méthode des moindres carrés est utilisée pour trouver les paramètres g et κ qui minimisent l'erreur entre la courbe expérimentale $I_t = f(d)$ et la courbe théorique $I_t = gV_0e^{-\kappa d}$.
- Les deux étapes précédentes sont réitérées pour différents gains de l'actionneur électrostatique de manière à minimiser le résidu de l'étape précédente.

Nous ne nous intéresserons pas à la valeur de g car elle n'intervient pas dans la synthèse des lois de commande. Des essais ont été effectués sur deux plages différentes de courant tunnel avec deux amplificateurs différents : l'amplificateur 'fait maison' avec un gain fixe de 10^9 V/A permettant de mesurer le courant tunnel de 0 à 10 nA, et un autre amplificateur de marque FEMTO de gain 2.10^7 V/A [Amplificateur-Femto] permettant une mesure de courant tunnel de 0 à 2 μ A.

Les résultats avec **l'amplificateur local** sont présentés par les figures 3.13 et 3.14. La figure 3.13 montre que la somme des résidus de l'approximation des mesures par la formule $I_t = gV_0e^{-\kappa d}$ est minimale pour un gain de l'actionneur piézoélectrique compris entre 0,7 nm/V et 1,2 nm/V. Plus précisément, le minimum est atteint pour 1,2 nm/V. D'après les données du fournisseur, le gain de l'actionneur est de 17 nm/V pour les mêmes conditions d'utilisation, ce qui est très différent de nos mesures. Cette différence est discutée à la fin de cette sous section.

Pour cette valeur du gain de l'actionneur piézoélectrique, la constante du courant tunnel

⁵La valeur à l'instant t est égale à la moyenne des x valeurs précédentes et suivantes. Cette méthode est non causale.

3.4. Identification des paramètres

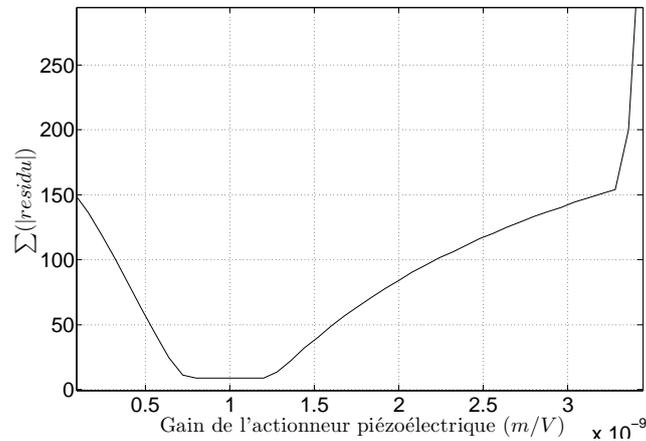


FIG. 3.13 – Somme des valeurs absolues des résidus pour différents gains de l'actionneur piézoélectrique. Ce graphique montre qu'un gain de l'actionneur piézoélectrique compris entre 0,7 nm/V et 1,2 nm/V permet d'approximer les mesures à la courbe théorique du courant tunnel avec un minimum d'erreur.

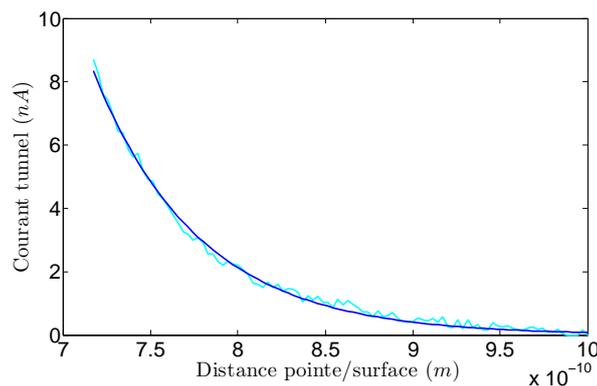


FIG. 3.14 – Comparaison de la courbe expérimentale $I_t = f(d)$ (courbe claire) et de la courbe théorique $I_t = gV_0e^{-\kappa d}$ (courbe foncée). Ce graphique montre la très bonne qualité des mesures et la justesse du choix théorique.

3. Mise en œuvre expérimentale

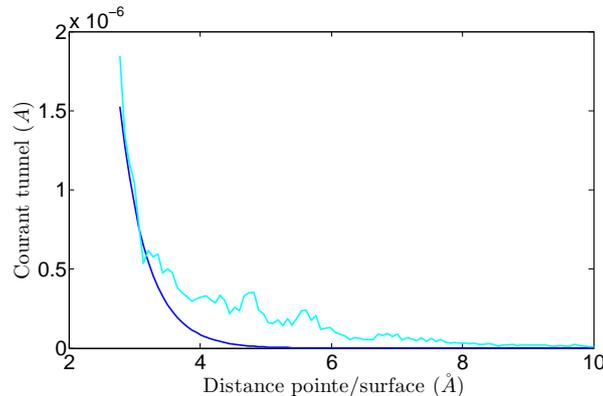


FIG. 3.15 – Comparaison de la courbe expérimentale $I_t = f(d)$ (courbe claire) et de la courbe théorique $I_t = gV_0 e^{-\kappa d}$ pour une plage de mesure du courant tunnel de 0 à 2000 nA (courbe foncée). Le comportement exponentiel du courant tunnel est moins évident.

qui approxime le mieux la courbe expérimentale est égale à $\kappa = 1,65 \text{ \AA}^{-1}$ (la valeur théorique est environ égale à $\kappa \approx 2,23 \text{ \AA}^{-1}$).

Enfin, la figure 3.14 montre le très bon accord du comportement mesuré du courant tunnel avec la formule théorique.

Les résultats des essais menés avec l'**amplificateur FEMTO** ont permis de mesurer le courant tunnel sur plusieurs micro ampères. Les résultats présentés par la figure 3.15 montrent que sur une grande plage de mesure, le courant tunnel a un comportement difficilement approximable par une loi exponentielle. Puisque la plage de mesure est plus grande que pour les essais avec l'amplificateur 'fait maison', la course de la pointe est aussi plus grande. Il est donc possible que l'influence de l'hysteresis soit plus importante que lors des essais précédents, ce qui expliquerait l'erreur entre les mesures et la courbe exponentielle.

La meilleure approximation de la courbe expérimentale $I_t = f(d)$ par la courbe $I_t = gV_0 e^{-\kappa d}$ est montrée par la figure 3.15. Les valeurs du gain de l'actionneur piézoélectrique et de κ minimisant l'erreur entre la mesure et la formule $I_t = gV_0 e^{-\kappa d}$ sont $G_p = 1,2 \text{ nm/V}$ et $\kappa = 2,35 \text{ \AA}^{-1}$.

En conclusion, quelle que soit la plage de mesure du courant tunnel, le gain de l'actionneur piézoélectrique pour lequel les courbes $I_t = gV_0 e^{-\kappa d}$ approximent le mieux le comportement du courant tunnel est d'environ 1,2 nm/V. Cette valeur est très différente de celle espérée (17 nm/V d'après la documentation technique). La différence peut être expliquée par le fait que l'actionneur travaille avec des petits déplacements. Dans ce cas, le gain des actionneurs piézoélectriques est plus faible que lors de grands déplacements (d'après une communication avec le fournisseur). Au vu de la différence entre la valeur 'espérée' et la valeur déduite des mesures, il est nécessaire de confirmer le nouveau gain de l'actionneur par une identification en boucle fermée.

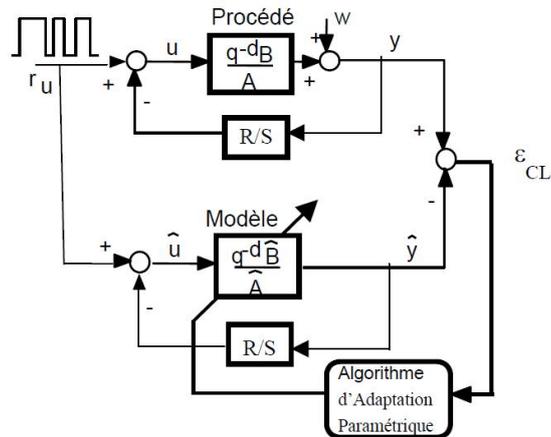


FIG. 3.16 – Principe de l'identification en boucle fermée d'après [Landau06].

En ce qui concerne la constante κ théorique du courant tunnel et celle mesurée, les résultats diffèrent : sur une petite plage de mesure du courant tunnel, la valeur mesurée diffère de la valeur théorique de 35%. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette valeur est très sensible aux conditions expérimentales et peu varier avec le temps : par exemple, l'absorption d'eau sur la surface en regard de la pointe peut influencer sur la valeur de κ [Hartwell98]. Par contre, sur une grande plage de mesure, la valeur mesurée ($\kappa = 2,35 \text{ \AA}^{-1}$) est en très bon accord avec la valeur théorique ($\kappa \approx 2,29 \text{ \AA}^{-1}$) et démontre la qualité des mesures. Ces résultats nous permettent de garder la valeur de κ théorique pour la suite des mesures.

3.4.2 Identification en boucle fermée

L'objectif de cette sous section est de valider le gain de l'actionneur piézoélectrique trouvé dans la sous section précédente. Le principe des méthodes d'identification en boucle fermée est illustré dans la figure 3.16 et est décrit ci-dessous. Pour le paragraphe suivant, y est considéré comme étant la sortie de la boucle fermée, selon la figure 3.16.

Principe

La partie supérieure de la figure 3.16 représente le système réel et les parties inférieures représentent un prédicteur ajustable du système en boucle fermée. Pour un système du premier ordre, le système réel en boucle fermée est décrit par l'équation suivante :

$$y(t+1) = -a_1 y(t) + b_1 u(t) = \theta^T \phi(t) \quad (3.5)$$

dans laquelle $\theta^T = [a_1, b_1]$ est le vecteur des paramètres et $\phi(t) = [-y(t), u(t)]$ le vecteur des mesures. $u(t)$ dépend du régulateur et de l'excitation $r_u(t)$ superposée à la sortie du

régulateur :

$$u(t) = -\frac{R(z^{-1})}{S(z^{-1})}y(t) + r_u(t) \quad (3.6)$$

Le prédicteur ajustable de la boucle fermée utilise le même régulateur que le système réel. Le rôle du prédicteur est d'évaluer la sortie $\hat{y}^\circ(t+1)$ appelée prédiction *a priori* en fonction des paramètres calculés du modèle à l'instant t :

$$\hat{y}^\circ(t+1) = -\hat{a}_1(t)\hat{y}(t) + \hat{b}_1(t)\hat{u}(t) = \hat{\theta}^T(t)\hat{\phi}(t) \quad (3.7)$$

L'erreur de prédiction *a priori* est alors donnée par :

$$\varepsilon_{CL}^\circ(t+1) = y(t+1) - \hat{y}^\circ(t+1) \quad (3.8)$$

Pour évaluer la qualité de l'estimation du vecteur des paramètres ajustables $\hat{\theta}(t+1)$ qui sera fourni par l'algorithme d'adaptation paramétrique, il est utile de définir la sortie *a posteriori* du prédicteur ajustable qui correspond au recalcul de l'équation 3.7 avec les nouvelles valeurs des paramètres estimés à l'instant $t+1$. La sortie *a posteriori* du prédicteur est définie par :

$$\hat{y}(t+1) = -\hat{a}_1(t+1)\hat{y}(t) + \hat{b}_1(t+1)\hat{u}(t) = \hat{\theta}^T(t+1)\hat{\phi}(t) \quad (3.9)$$

On définit aussi une erreur de prédiction *a posteriori* :

$$\varepsilon_{CL}(t+1) = y(t+1) - \hat{y}(t+1) \quad (3.10)$$

On cherche un algorithme d'adaptation paramétrique récursif et avec mémoire. La structure d'un tel algorithme est :

$$\hat{\theta}(t+1) = \hat{\theta}(t) + f\left(\hat{\theta}(t), \hat{\phi}(t), \varepsilon_{CL}^\circ(t+1)\right) \quad (3.11)$$

Le terme de correction f doit permettre de minimiser à chaque pas l'erreur de prédiction *a priori* au sens du critère :

$$\min_{\hat{\theta}(t)} J(t+1) = [\varepsilon_{CL}^\circ(t+1)]^2 \quad (3.12)$$

Par contre, cet algorithme d'adaptation paramétrique en fonction de l'erreur de prédiction *a priori* présente des risques d'instabilité [Landau06] lorsque l'algorithme du gradient est utilisé pour minimiser ce dernier critère. Pour éviter ce risque, il est conseillé de remplacer l'erreur de prédiction *a priori* par celle *a posteriori* au sens du critère :

$$\min_{\hat{\theta}(t+1)} J(t+1) = [\varepsilon_{CL}(t+1)]^2 \quad (3.13)$$

En utilisant l'algorithme du gradient, on minimise à chaque pas $\varepsilon_{CL}^2(t+1)$, ce qui n'entraîne pas nécessairement la minimisation de $\sum_{i=1}^t \varepsilon_{CL}^2(i)$ sur un horizon de t pas. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser l'algorithme des moindres carrés récursifs qui minimise le critère :

$$\min_{\hat{\theta}(t)} J(t) = \frac{1}{t} \sum_{i=1}^t \left[y(i) - \hat{\theta}^T(t)\hat{\phi}(i-1) \right]^2 = \frac{1}{t} \sum_{i=1}^t \varepsilon_{CL}^2\left(i, \hat{\theta}(t)\right) \quad (3.14)$$

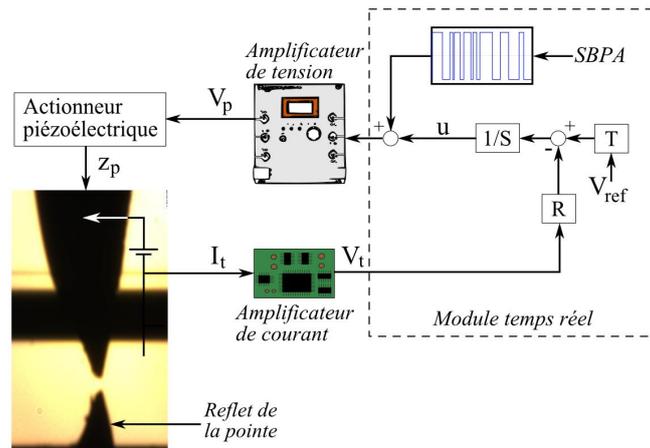


FIG. 3.17 – Configuration du matériel pour l'identification en boucle fermée.

Il s'agit donc d'estimer un paramètre $\hat{\theta}$ à l'instant t pour qu'il minimise la somme des carrés des écarts entre le procédé et le prédicteur sur un horizon de t mesures. En d'autres termes, l'objectif de l'identification d'un modèle en boucle fermée est de trouver le meilleur modèle du procédé qui minimise l'écart entre la sortie prédite et la sortie réelle du système en boucle fermée.

Application

L'identification en boucle fermée a été possible car la prise en compte du retard et l'utilisation de la cage de Faraday ont permis d'obtenir un signal de sortie exploitable. L'excitation s'ajoute à la commande en temps réel et la sortie est celle de l'amplificateur du courant tunnel. Le système identifié est composé de l'amplificateur de tension, de l'actionneur piézoélectrique, du courant tunnel et de l'amplificateur de courant présentés par la figure 3.17. Ce système est un premier ordre dont la dynamique est dictée par l'amplificateur de tension. L'actionneur piézoélectrique et l'amplificateur de courant ont des bandes passantes élevées et leur dynamique est assimilée à des gains. La sortie est celle de l'amplificateur du courant tunnel.

Le signal d'excitation proposé est une séquence binaire pseudo-aléatoire (SBPA) dont les paramètres sont résumés dans le tableau 3.2. Ce signal a été dimensionné ainsi afin qu'il présente au moins un échelon de niveau constant et de durée supérieure au temps de réponse estimé du système. La durée très courte de la SBPA permet de l'exécuter seulement lorsque son influence est visible, c'est-à-dire lorsque le signal de sortie est peu bruité. Enfin, l'amplitude de la SBPA est très petite pour que les variations de la sortie soient peu affectées par la non linéarité du courant tunnel.

Plusieurs algorithmes d'identification en boucle fermée ont été édités par [Landau06].

3. Mise en œuvre expérimentale

Paramètre	Valeur
Fréquence d'échantillonnage	30 kHz
Nombre de registres	9
Rapport de division de fréquence	1
Amplitude	[-9 mV ; 9 mV]
Durée	3 secondes

TAB. 3.2 – *Caractéristiques de la SBPA.*

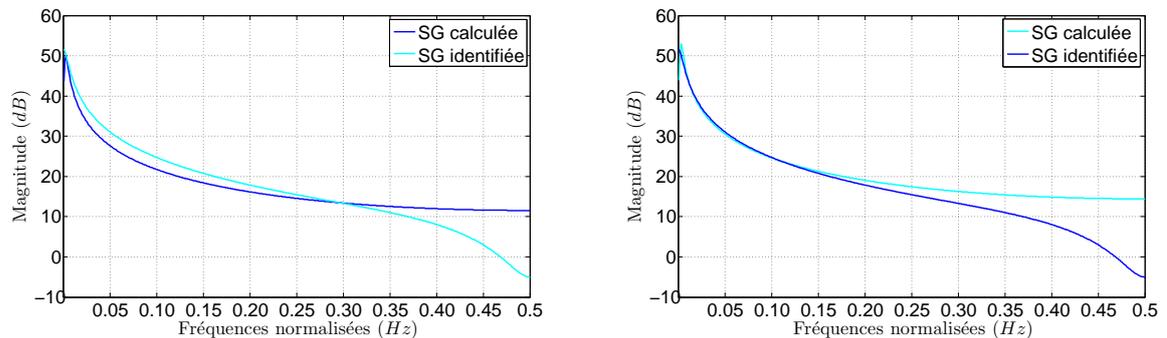


FIG. 3.18 – *Comparaisons des modèles identifiés et calculés de la fonction de sensibilité \mathbf{SG} . Graphique de gauche : modèles identifiés et calculés avec l'algorithme CLOE. Graphique de droite : modèles identifiés et calculés avec l'algorithme FCLOE. Même si leur différence devient plus importante en hautes fréquences, les modèles calculés et identifiés sont assez semblables pour valider la qualité du modèle identifié de la boucle ouverte.*

Les algorithmes CLOE⁶ et F-CLOE⁷ ont été utilisés dans le cadre de ce travail.

Plusieurs tests permettent de valider la qualité du modèle identifié. Le premier test compare le modèle de la fonction de sensibilité \mathbf{SG} identifiée au moyen des seules entrée et sortie au modèle de la boucle fermée calculé en prenant en compte le régulateur utilisé et le modèle en boucle ouverte identifié. Les résultats sont affichés par la figure 3.18.

Une validation statistique est aussi effectuée pour permettre de confirmer la validité du modèle identifié. Ce type de test est basé sur le calcul pour les valeurs identifiées des paramètres des corrélations entre l'erreur de sortie en boucle fermée $\varepsilon_{CL}(t+1)$ et les composantes du vecteur des mesures $\hat{\phi}(t)$ ($\hat{y}(t), \hat{u}(t-d)$). Ce test est motivé d'une part par le fait que la décorrélation entre les observations (les composantes de $\phi(t)$) et l'erreur de sortie en boucle fermée conduit à des estimations paramétriques non biaisées, et d'autre part, cette décorrélation implique la décorrélation entre l'erreur de prédiction de sortie en boucle fermée et l'excitation externe. Cela veut dire que l'erreur résiduelle de prédiction ne contient aucune information dépendante de l'excitation externe et donc

⁶Closed Loop Output Error, en anglais.

⁷Filtered Closed Loop Output Error, en anglais.

3.4. Identification des paramètres

Paramètre	CLOE	FCLOE
Limite pratique de l'intercorrélation normalisée	0,15	0,15
Intercorrélation normalisée	0,04	0,038
Distance de Vinnicombe	0,64	0,61
Gain statique identifié de la boucle ouverte (dB)	322,4	450,4
Bande passante identifiée de la boucle ouverte (Hz)	112	111,4

TAB. 3.3 – Résultats des tests de validation du modèle de la boucle ouverte identifié pour les méthodes CLOE et FCLOE. Les caractéristiques du modèle en boucle ouverte identifiés sont aussi présentées.

toutes les corrélations entre l'excitation externe et la sortie du système en boucle fermée sont représentées par le prédicteur. Pour le vérifier, on définit :

$$R(i) = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N \varepsilon_{CL}(t) \hat{y}(t-i) \quad (3.15)$$

où N est le nombre de données, et on calcule les estimations des intercorrélations normalisées :

$$RN(i) = \frac{R(i)}{\left[\left(\frac{1}{N} \sum_{t=1}^N \hat{y}^2(t) \right) \left(\frac{1}{N} \sum_{t=1}^N \varepsilon_{CL}^2(t) \right) \right]^{1/2}} \quad (3.16)$$

où i est l'ordre maximal du numérateur ou du dénominateur identifié ($i = 1$ dans notre cas). Si la décorrélation est parfaite entre $\varepsilon_{CL}(t)$ et $\hat{y}(t-i)$ (cas théorique), alors $RN(i) = 0$. En pratique, on définit un critère de validation du modèle identifié :

$$|RN(i)| \leq \frac{\alpha}{\sqrt{N}} \quad (3.17)$$

dans lequel α est un niveau de confiance (une valeur typique employée dans le cadre de ces travaux est 2,17 qui correspond à un niveau de confiance de 97%).

Le dernier test consiste à vérifier que la distance de Vinnicombe n'est pas trop élevée. Cette distance quantifie l'éloignement entre le modèle de la boucle fermée identifié et celui calculé.

La tableau 3.3 résume les résultats de ces tests et les propriétés des deux modèles de la boucle ouverte identifiées. Puisque les intercorrélations normalisées sont très éloignées de la limite pratique et au vue de la proximité des diagrammes de Bode de la fonction de sensibilité **SG** identifiée et calculée, les résultats permettent de valider les modèles identifiés. La distance de Vinnicombe peut paraître grande par rapport à zéro (valeur idéale théorique) mais résulte du bruit de sortie important lors des mesures.

Les diagrammes de Bode des deux modèles identifiés de la boucle ouverte sont présentés à la figure 3.19. Les gains identifiés de la boucle ouverte G_{BO} sont compris entre 330 et 450

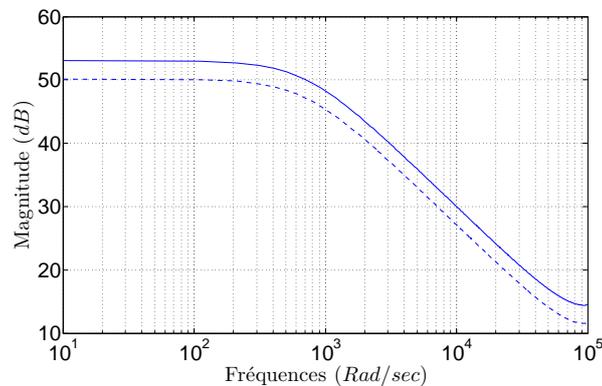


FIG. 3.19 – Diagrammes de Bode du système identifié en boucle fermée. Les courbes en pointillé et continue sont les modèles identifiés par les algorithmes CLOE et FCLOE, respectivement. Ces deux algorithmes permettent d'identifier le gain de la boucle ouverte (compris entre 330 et 450 V/V), ce qui confirme le gain de l'actionneur piézoélectrique d'environ 1,2 nm/V pour de petits déplacements.

V/V et sont très différents du gain théorique ($G_{BO}=6130$). Un gain $G_{BO}=433$ correspond à un gain de l'actionneur piézoélectrique égal à $G_p=1,2$ nm/V. Le gain de la boucle ouverte identifié correspond donc au gain de l'actionneur piézoélectrique identifié dans la section précédente. Les identifications en boucle ouverte et fermée permettent donc de corriger le gain de l'actionneur piézoélectrique déduit de la documentation technique⁸.

La bande passante identifiée ($\omega_{BO}=112$ Hz) ne correspond pas à la bande passante théorique du système, à savoir celle de l'amplificateur de tension. La bande passante de ce dernier a été identifiée séparément et est environ égale à 4 kHz. Aucun autre élément du montage n'a une bande passante inférieure à 4 kHz.

Un essai de régulation du courant tunnel avec la bande passante identifiée $\omega_{BO}=112$ Hz donne des résultats très médiocres et une identification en boucle fermée de cet essai calcule une bande passante encore beaucoup plus petite. Il a été observé lors de différents essais que l'actionneur piézoélectrique réduit considérablement la bande passante de la boucle fermée (jusqu'à 80 %). Ceci peut être dû à la nature du matériau et plus probablement à son hysteresis, mais l'origine de ce phénomène reste difficile à trouver. Pour la suite de l'étude, une bande passante en boucle fermée de 2 kHz sera utilisée. Une valeur supérieure nécessiterait de prendre en compte la dynamique très approximative de l'amplificateur de courant.

L'identification en boucle fermée a aussi été menée pour tenter d'identifier un modèle en boucle ouverte du second ordre. Aucun des modèles identifiés ne mène à une synthèse de régulateur stable en pratique. Le système identifié est donc bien un premier ordre (aux non linéarités près).

⁸Le gain de l'actionneur PSt150/2x3/5 déduit de la documentation technique est très approximatif.

3.5 Amélioration de l'asservissement du courant tunnel

La section précédente a permis de corriger de gain de l'actionneur piézoélectrique et d'identifier la présence d'un retard pur. En conséquence, le but de cette section est de présenter un nouveau calcul de la loi de commande pour prendre en compte ces modifications et ainsi obtenir un meilleur asservissement du courant tunnel (toujours avec l'actionneur piézoélectrique).

3.5.1 Calcul d'un nouveau régulateur

Pour la synthèse du nouveau régulateur, le gain de la boucle ouverte est rectifié en utilisant le gain de l'actionneur piézoélectrique issu des méthodes d'identification. Un retard pur de une période d'échantillonnage est pris en compte. Le système discrétisé en boucle ouverte peut donc s'écrire :

$$\frac{z^{-1}B(z^{-1})}{A(z^{-1})} = \frac{z^{-1}(b_1z^{-1})}{1 + a_1z^{-1}} \quad (3.18)$$

Le but est de trouver un régulateur RST prenant en compte le retard du système, comprenant un intégrateur et satisfaisant les marges de robustesse et de stabilité classiques (voir chapitre 2). Pour cela, on résoud l'équation de Bezout suivante :

$$A(z^{-1})H_S(z^{-1})S(z^{-1}) + z^{-1}B(z^{-1})R(z^{-1}) = P_D(z^{-1})P_F(z^{-1}) \quad (3.19)$$

Le polynôme $H_S(z^{-1}) = 1 - z^{-1}$ impose un intégrateur dans la boucle fermée, $P_D(z^{-1})$ définit le comportement de la boucle fermée (polynôme du second ordre avec un coefficient d'amortissement de 0,9 et une bande passante de 1 kHz) et $P_F(z^{-1})$ est un polynôme du premier ordre. Le rôle de ce dernier est d'introduire un pôle haute fréquence pour augmenter les marges de robustesse. Le maximum de la fonction de sensibilité \mathbf{S} obtenue est d'environ 2 dB. Le régulateur obtenu est un prédicteur du second ordre à un pas d'échantillonnage, ce qui permet de prendre en compte le retard pur du système.

Le nouveau régulateur apporte une amélioration significative de la qualité du signal, comme le montre la figure 3.20. Cette figure montre que l'écart-type de la mesure peut être significativement réduit en temps réel en prenant en compte le retard du système et son gain identifié.

Suite à cette amélioration, la boucle fermée est beaucoup moins sensible aux perturbations électromagnétiques à 50Hz : ce bruit n'est plus dominant. De plus, la plateforme est beaucoup moins sensible aux perturbations physiques extérieures et l'amplitude du bruit de sortie est réduite presque de moitié.

L'amélioration de la mesure permet de calculer l'amplitude du déplacement de la pointe suite à des changements de consigne. La variation Δd de la position de la pointe autour

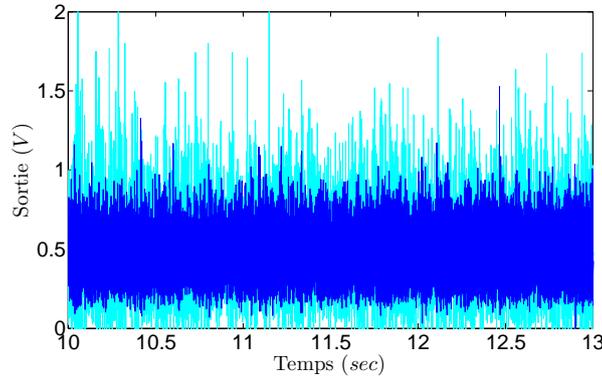


FIG. 3.20 – Mesure du courant tunnel avec deux régulateurs différents : l'un calculé à partir des données techniques (courbe claire) et l'autre calculé avec le modèle identifié (courbe foncée). La référence est de 0,5 V. L'écart-type de la mesure est considérablement réduit en prenant en compte le retard et le gain identifié dans la synthèse du contrôleur.

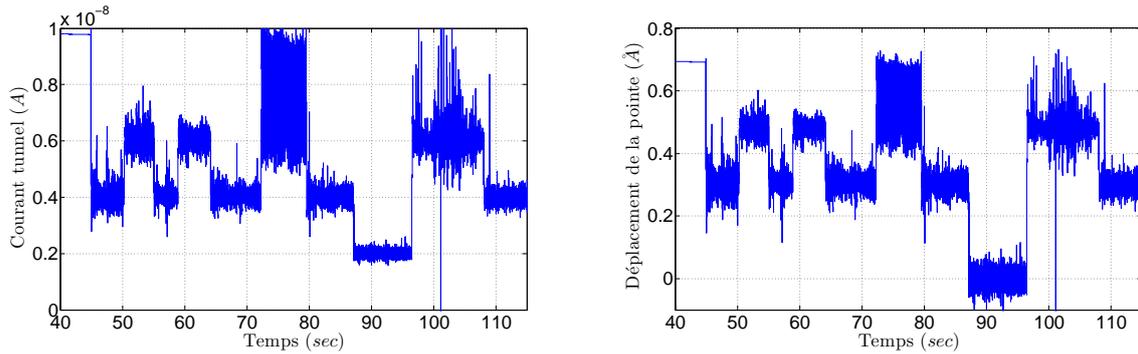


FIG. 3.21 – Performance de l'asservissement du courant tunnel. Graphique de gauche : comportement du courant tunnel suite à des variations de consignes. Graphique de droite : déplacement de la pointe par rapport à sa position correspondant à un courant tunnel de 2 nA.

d'une position correspondant à un courant tunnel I_0 peut être reconstruite en utilisant la formule $I_t = I_0 e^{-\kappa \Delta d}$. La figure 3.21 montre l'évolution du courant tunnel ainsi que le déplacement de la pointe suite à des variations de la consigne. Cette figure illustre la précision du contrôle du déplacement de la pointe : la plage de mouvement de la pointe est de 60 picomètres pour une amplitude de consigne de 2 nA à 7 nA.

Pour définir la précision du contrôle du déplacement de la pointe, définissons d'abord le facteur de précision F_P (en ångström/V) par le rapport du déplacement Δz_p de la poutre sur l'amplitude de la variation de référence (Δref , en Volts) :

$$F_P = \frac{\Delta z_p}{\Delta ref} \quad (3.20)$$

Sachant que la variation Δd de distance entre la pointe et la surface (fixe) est égale au

3.5. Amélioration de l'asservissement du courant tunnel

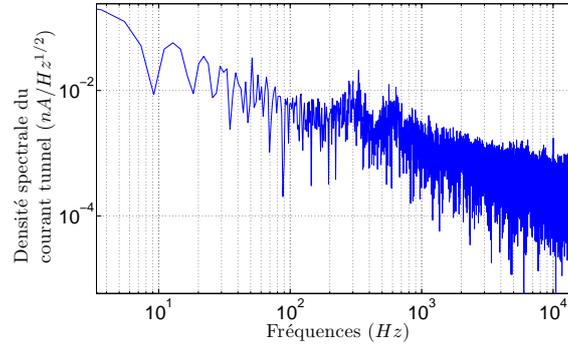


FIG. 3.22 – Spectre du courant tunnel mesuré. Conformément à la théorie, le bruit du courant tunnel a une tendance fréquentielle en $1/f$.

déplacement Δz_p de la pointe et en utilisant la formule $I_t = I_0 e^{-\kappa \Delta d}$, on déduit le facteur de précision suivant :

$$F_P = \frac{-\frac{1}{\kappa} \log \frac{I_t}{I_0}}{\Delta ref} \quad [\text{Angström/V}] \quad (3.21)$$

A titre d'exemple, une variation de la référence du courant tunnel de 2 nA à 4 nA permet de commander le déplacement de la pointe avec une précision de 15 pm/V.

Pour quantifier d'influence du bruit sur la mesure, le rapport signal sur bruit S/B est défini comme la puissance du signal de référence sur celle du bruit. La puissance P d'un signal composé de T échantillons est défini comme suit :

$$P = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |signal|^2 dt \quad (3.22)$$

Le rapport signal sur bruit obtenu varie de $S/B=478$ pour la mesure d'un courant de 2 nA à $S/B=367$ pour la mesure d'un courant de 6 nA.

Parce que le rapport signal sur bruit varie selon la mesure, il est intéressant de calculer le rapport signal sur signal plus bruit S/SB , qui reste constant et témoigne de la qualité de la mesure du courant tunnel sur toute la plage de mesure. Il est dans les meilleurs cas égal à $S/SB=0,95$.

Le spectre du courant tunnel est présenté par la figure 3.22 pour un courant tunnel maintenu à 0,5 nA. On observe grâce à cette caractéristique fréquentielle que le bruit dominant a une caractéristique en $1/f$, conformément à la théorie [Rogers84]. Deux pics sont aussi présents vers 350 Hz. Leur amplitude varie selon les essais et peut devenir très gênante. L'origine de ces pics semble être expérimentale, mais n'est pas déterminée. Elle n'est pas mécanique et semble être liée à la nature du courant tunnel. Pour la suite de ce document, nous qualifierons ce bruit de '**bruit expérimental**'.

3.5.2 Bilan

Les sections 3.3 à 3.5 ont montré comment établir, mesurer et asservir le courant tunnel sur une surface fixe. Un premier contrôleur, similaire à ceux utilisés par les microscopes à effet tunnel mais en version numérique, à d'abord été calculé. Les mesures effectuées avec ce contrôleur sont de bonne qualité que si les conditions environnementales le permettent. Le rapport signal sur signal plus bruit obtenu avec ce contrôleur et une cage de Faraday est $S/SB=0,8$.

Un autre contrôleur a donc été calculé sur la base d'un modèle déduit grâce à deux techniques d'identification. Ce nouveau contrôleur permet d'améliorer considérablement la qualité de la mesure : le rapport signal sur signal plus bruit de la mesure en utilisant ce contrôleur (sans cage de Faraday) est de $S/SB=0,95$.

Lors d'études du courant tunnel, il est quelquefois difficile d'affirmer que la mesure reflète bien ce phénomène. La présence du courant tunnel se confirme ici grâce à deux facteurs : le comportement exponentiel du courant tunnel en fonction de la distance entre la pointe et la surface et le spectre en $1/f$ de la mesure.

Ce dernier fait apparaît des harmoniques aux environs de 350 Hz. Leur origine reste inconnue au moment de la rédaction de ce document. Ces vibrations apparaissent ou disparaissent soudainement le plus souvent avec un déplacement soudain de la pointe, ce qui permet de suggérer que leur origine est liée au courant tunnel ou à son environnement proche. Il est possible que ce bruit soit dû aux effets de résonance de l'effet tunnel [Chen08], ce qui pourrait être extrêmement intéressant à étudier mais dépasse malheureusement le cadre de cette étude.

La présence de ces perturbations basse fréquence n'empêche toutefois pas l'asservissement du courant tunnel. L'ensemble du système asservi peut maintenant être considéré comme un seul système de mesure.

A cet effet, la prochaine section présente l'asservissement du courant tunnel (toujours au moyen de l'actionneur piézoélectrique) sur une micro poutre. Le système asservi permet de mesurer la fréquence de résonance de la micro poutre ainsi que son déplacement lorsqu'elle est actionnée électrostatiquement. La mesure de ce déplacement permet de caractériser l'actionneur électrostatique pour ensuite l'utiliser dans une configuration similaire à celle présentée dans le deuxième chapitre.

3.6 Courant tunnel sur surface mobile

L'asservissement du courant tunnel au moyen d'actionneurs piézoélectriques est maintenant parfaitement défini et fonctionnel. Nous pouvons donc l'utiliser pour générer le courant tunnel sur une surface mobile et étudier les propriétés de cette dernière. Pour cela, le système régulé peut être utilisé comme un capteur extrêmement performant et ayant une double fonctionnalité :

- Le système régulé permet d'étudier les propriétés du courant tunnel lorsqu'il est généré sur une surface mobile. La comparaison entre un courant tunnel généré sur une surface fixe et sur une surface mobile devient possible. Cette fonctionnalité est valable pour de très petits déplacements de manière à rester dans la plage de mesure du courant tunnel, et pour une grande bande passante (limitée seulement par la période d'échantillonnage).
- Le système régulé permet de mesurer de "grands" déplacements de l'ordre de plusieurs nanomètres, c'est-à-dire supérieurs à la plage de mesure du courant tunnel. Ceci est possible en acquérant une mesure par la commande du système régulé : la commande permet de déduire les déplacements de la pointe et donc de la surface (la distance entre la pointe et la surface étant constante). Ce type de mesure est limité par la bande passante du système régulé.

La présente section utilise les deux fonctionnalités de ce nouveau capteur pour étudier les propriétés de la surface mobile, à savoir une micro-poutre.

3.6.1 Mesure du bruit thermique par courant tunnel

Une fois que la régulation du courant tunnel face à une surface fixe est répétable, il devient possible d'approcher la pointe vers une micro poutre, comme le montre la figure 3.23. La pointe est positionnée pour s'approcher vers une région de la poutre située entre $20\ \mu\text{m}$ et environ $100\ \mu\text{m}$ de l'encastrement. Les autres régions de la poutre sont trop flexibles et le pull-in de la pointe contre la poutre se produit.

Lorsque le courant est asservi sur une région mobile de la poutre, il est possible d'enregistrer le mouvement brownien de cette dernière. L'étude fréquentielle de l'amplification du courant tunnel permet donc d'observer le bruit thermique affectant la position de la poutre⁹. La figure 3.24 démontre ces propos en présentant la densité spectrale d'un courant tunnel régulé à 1 nA sur la poutre. On remarque que le bruit du capteur en $1/f$ est recouvert par un bruit blanc à partir de 700 Hz. Ce bruit blanc résulte de l'excitation de la poutre par la force de Langevin. Ceci est confirmé par le pic situé à 6,5 kHz qui est

⁹Il est très difficile de mesurer ce dernier dans un environnement non prévu à cet effet.

3. Mise en œuvre expérimentale

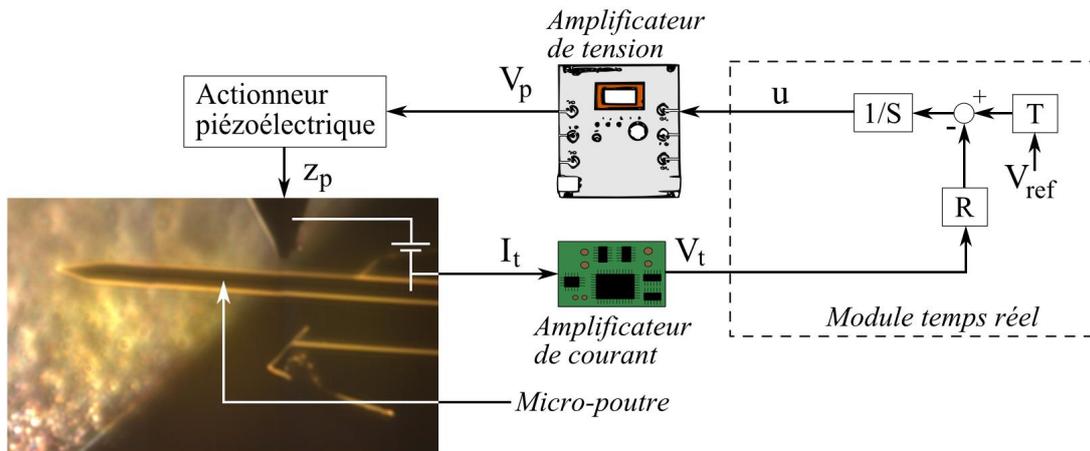


FIG. 3.23 – Configuration du cœur de la plateforme pour l’approche de la poutre vers une surface mobile.

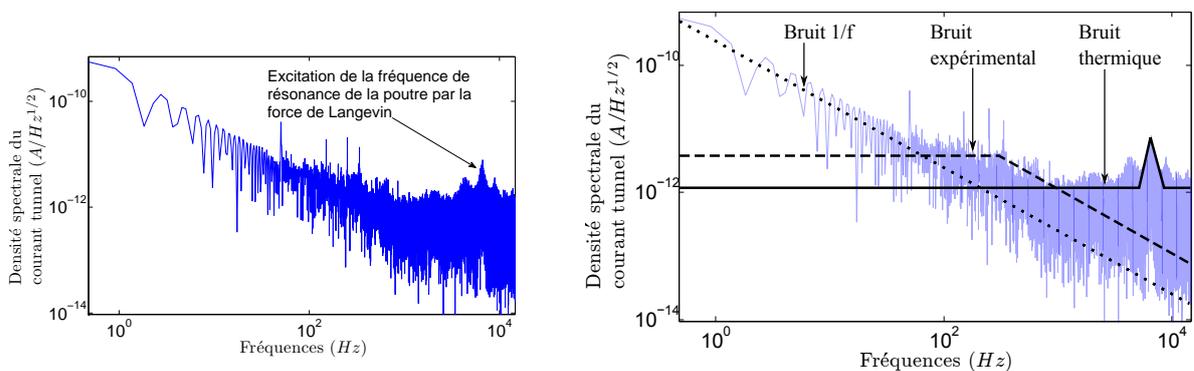


FIG. 3.24 – Densité spectrale du courant tunnel sur une surface mobile. Graphique de gauche : à partir d’environ 600 Hz, le spectre en $1/f$ du courant tunnel est recouvert par celui du mouvement brownien de la poutre. Le spectre du mouvement brownien permet d’observer la fréquence de résonance d’objets extrêmement petits. Graphique de droite : l’interprétation de la densité spectrale du courant tunnel sur surface mobile fait apparaître trois types de bruits : un bruit en $1/f$ inhérent au courant tunnel, un bruit brownien dû à la vibration de la poutre et un bruit expérimental dont la fréquence domine entre 200 et 700 Hz. L’origine de ce bruit n’est pas encore déterminée.

provoqué par l’excitation de la fréquence de résonance de la poutre par la force de Langevin. Cette fréquence de résonance est en très bon accord avec les données constructeurs (environ 6 kHz). Il est donc possible d’utiliser la plateforme pour mesurer la fréquence de résonance de micro objets.

La figure 3.24 met aussi en évidence un bruit expérimental déjà évoqué dans la section précédente, qui domine le bruit en $1/f$ du courant tunnel de 200 Hz à 700 Hz. La caractéristique fréquentielle de ce bruit met en évidence plusieurs pics distribués autour de 350 Hz. L’amplitude de ce bruit varie selon les essais et peut devenir très gênante. A titre d’exemple, les figures 3.22 et 3.24 présentent des mesures pour lesquelles l’amplitude de ce bruit est très faible.

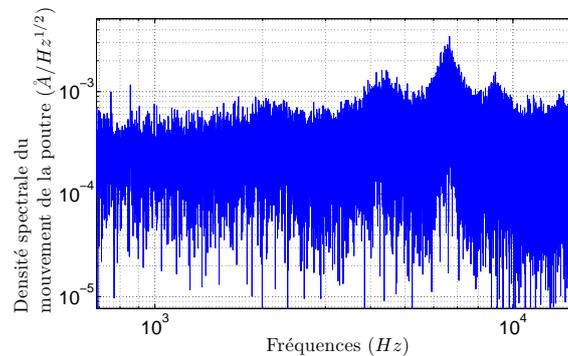


FIG. 3.25 – Amplitude de la densité spectrale des oscillations de la poutre.

À partir des mesures temporelles du courant tunnel, il est possible de calculer les oscillations z de la poutre à partir de la formule $I_t = I_0 e^{-\kappa \Delta d}$. La densité spectrale de ces oscillations est montrée par la figure 3.25, et sert à mesurer l’amplitude des oscillations de la poutre provoquées par la force de Langevin de 700 Hz à 15 kHz. L’amplitude maximale est à la fréquence de résonance et est égale à $3.10^{-3} \text{ \AA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur illustre l’extrême sensibilité du capteur utilisé.

La formule théorique [Rast00] $S_z^2 = k_B T/k$ (avec S_z^2 la densité spectrale de puissance du mouvement de la poutre, k_B la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin et k la rigidité de la poutre) permet de déduire la rigidité de la poutre sous la pointe. Ce calcul permet de déduire une rigidité approximative de $k=45 \text{ kN}$. Bien qu’élévée, cette valeur est cohérente car la pointe se trouve sur une partie de la poutre très proche de l’encastrement (à l’encastrement, la rigidité est infinie).

3.6.2 Identification de l’actionneur électrostatique

Une fois que le courant tunnel est asservi sur la poutre, il est possible d’exciter électrostatiquement cette dernière. La pointe va alors suivre le déplacement de la poutre. La commande de la position de la pointe permet ensuite de déduire le déplacement de la poutre. Pour cela, quatre étapes sont nécessaires :

- Asservir le courant tunnel sur la poutre.
- Exciter l’actionneur électrostatique (par une tension triangulaire de 0 V à 10 V dans le cadre de cet ouvrage).
- Puisque la pointe reste à distance constante de la poutre, la commande de l’actionneur piézoélectrique est directement proportionnelle au déplacement de la poutre

3. Mise en œuvre expérimentale

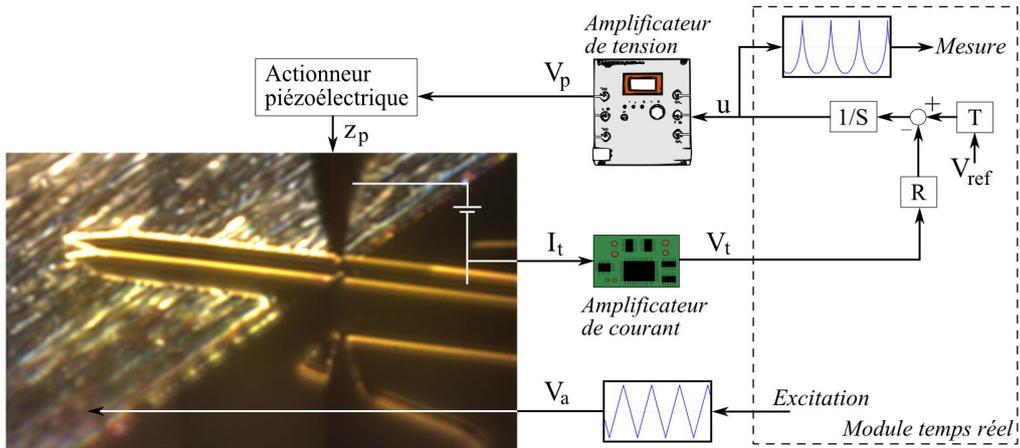


FIG. 3.26 – Principe d'identification de l'actionneur électrostatique. L'actionneur électrostatique est excité en polarisant l'électrode avec une tension triangulaire. La mesure du déplacement de la poutre se fait par l'intermédiaire de la commande permettant à la pointe de rester à une distance fixe de la poutre.

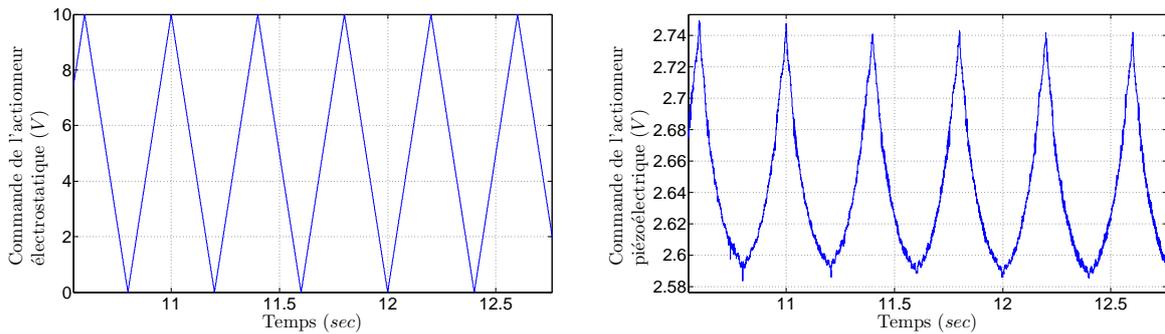


FIG. 3.27 – Comportement non linéaire de l'actionneur électrostatique. Graphique de gauche : Exemple de tension d'excitation de l'actionneur électrostatique. Graphique de droite : commande générée par la boucle fermée pour que la pointe suive la déflexion de la poutre.

(aux erreurs d'hysteresis près).

- Dédire la loi qui régit le déplacement z de la poutre par rapport à sa position de repos en fonction de la tension V_a d'excitation de l'actionneur électrostatique.

Cette méthode, illustrée par la figure 3.26, permet l'identification du comportement statique non linéaire du système composé de l'actionneur électrostatique et de la poutre. Un exemple d'excitation et de mesure correspondante est montrée par la figure 3.27. A partir de la commande, la déflexion z de la poutre peut être calculée en considérant que $z = 0$ lorsque l'excitation est nulle et $z(t) = G_{ampT} \times (-G_p) \times u(t)$ lorsque l'actionneur est excité (G_{ampT} est le gain de l'amplificateur de tension et G_p est le gain de l'actionneur piézoélectrique).

3.6. Courant tunnel sur surface mobile

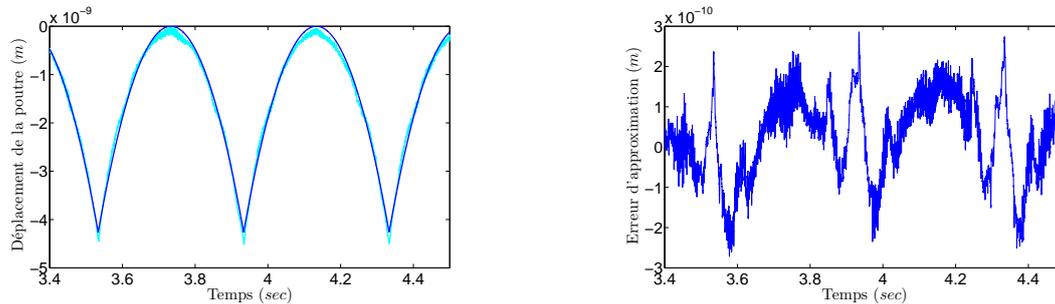


FIG. 3.28 – Approximation non linéaire de la loi de l'actionneur électrostatique. Graphique de gauche : approximation par méthode des moindres carrés de la déflexion z de la poutre (courbe claire) par la loi bV_a^2 (courbe foncée). Graphique de droite : L'erreur d'approximation de z par bV_a^2 est inférieure à 7% du déplacement maximum de la poutre. L'erreur est donc assez faible pour pouvoir valider la loi $z = bV_a^2$.

Théoriquement, la loi liant V_a à z est donnée par la formule $z = \frac{\varepsilon_0 A V_a^2}{2k(l_0 + z)}$ de l'actionneur électrostatique utilisée au chapitre 2 (sous section 2.3.2). Pratiquement, le déplacement z de la poutre est de l'ordre de quelques nanomètres (voir le graphique gauche de la figure 3.28), c'est-à-dire très petit relativement à la distance l_0 qui est d'environ $20 \mu\text{m}$. Il est donc possible de considérer z négligeable par rapport à l_0 , ce qui permet de simplifier la formule théorique de l'actionneur électrostatique par la formule $z = bV_a^2$ (b est dans la plupart des cas compris entre -1.10^{-11} et $-7.10^{-11} \text{ m/V}^2$). Les conséquences pratiques de ce type de simplification sont montrées par la figure 3.28 et sont négligeables. L'erreur entre le déplacement z et son approximation bV_a^2 est principalement due au bruit de mesure et à l'hysteresis de l'actionneur.

La loi $z = bV_a^2$ présente l'avantage d'un bon compromis entre justesse, complexité de calcul et simplicité et est gardée pour la suite de l'étude.

La méthode décrite ci-dessus consiste à asservir le courant tunnel sur une micro poutre puis d'actionner cette dernière électrostatiquement. La commande servant à maintenir la pointe à une distance constante de la poutre peut être utilisée pour calculer les déplacements de la pointe. Cette démarche constitue une manière efficace et précise pour identifier le comportement non linéaire de l'actionneur électrostatique. Ce dernier peut maintenant être utilisé dans une loi de commande pour asservir électrostatiquement le courant tunnel comme proposé dans le deuxième chapitre.

3.7 Asservissement électrostatique du courant tunnel

Les sections 3.3 à 3.5 de ce chapitre ont eu pour but d'asservir le courant tunnel au moyen de l'actionneur piézoélectrique. Dans la section 3.6, le système asservi a été utilisé en tant que capteur pour identifier la loi de comportement de l'actionneur électrostatique.

Cette loi peut maintenant être intégrée dans la synthèse d'un contrôleur pour asservir électrostatiquement le courant tunnel comme proposé au chapitre 2. Dans ce cas, l'actionneur piézoélectrique ne sert dans un premier temps qu'à approcher la pointe pour générer un courant tunnel sur la poutre (sous section 3.7.1). Dans un second temps, il servira à compenser les dérives de la pointe (section 3.7.2).

3.7.1 Asservissement électrostatique non linéaire

Le système à asservir est constitué de l'actionneur électrostatique, de la poutre, du courant tunnel et de l'amplificateur de courant. L'actionneur électrostatique est utilisé pour asservir le courant tunnel. Deux types de non linéarité affectent ce système, à savoir la non linéarité propre à l'actionnement électrostatique et la saturation de la commande : V_a est limité de 0 V à 10 V.

Il est difficile de prendre en compte la dynamique de la poutre dans la linéarisation de l'actionneur électrostatique. En effet, les mesures semblent montrer que la fonction de transfert de la poutre diffère d'un second ordre : le comportement de la poutre en basses fréquences semble différent d'un gain constant. Des essais d'identification en boucle fermée ont été menés sans pouvoir aboutir à des résultats interprétables ni utilisables. En conséquence, la linéarisation de l'actionneur électrostatique est faite en considérant que $z(t) = bV_a^2$ au lieu de $z(t) = \frac{bV_a^2}{s^2 + 2\gamma\omega_1 s + \omega_1^2}$.

La non linéarité de l'actionneur électrostatique peut être compensée en imposant à la loi de commande de linéariser le comportement de $\bar{u}(t)$ (sortie du régulateur soumise à la saturation) à $z(t)$. Par une démarche similaire à celle de la sous section 2.5.1 et en négligeant la dynamique de la poutre ($z(t) = bV_a^2$), on déduit la commande linéarisante suivante :

$$V_a(t) = \sqrt{\frac{\bar{u}(t)}{b}} \quad (3.23)$$

Le système à réguler est maintenant composé du courant tunnel et de l'amplificateur de courant.

La saturation peut être compensée par un dispositif anti-saturation similaire à celui utilisé dans la commande présentée au chapitre 2. Il suffit pour cela d'incorporer une 'copie' de la saturation dans le régulateur. La saturation doit être imposée sur $u(t)$ pour que le régulateur prenne en compte les valeurs de $u(t)$ affectées par la saturation. De la

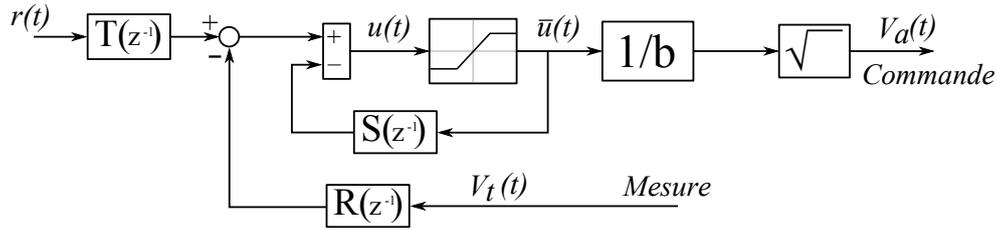


FIG. 3.29 – Schéma-blocs du correcteur prenant en compte la non linéarité de l'actionneur et la saturation de la commande.

saturation sur $V_a(t)$, il est possible de déduire la saturation sur $u(t)$:

$$0 \leq V_a(t) = \sqrt{\frac{\bar{u}(t)}{b}} \leq 10 \Rightarrow 100b \leq \bar{u}(t) \leq 0 \quad (3.24)$$

Pour cette commande, la période d'échantillonnage est choisie suffisamment faible pour ne pas exciter la résonance de la poutre (entre 6 et 8 kHz). La période d'échantillonnage est donc fixée à 6 kHz et la bande passante de la boucle fermée à 600 Hz. Cette dernière valeur est plutôt lente mais permet à la régulation de rester robuste face au manque de connaissances à propos de la dynamique de la micro poutre.

Le système $B(z^{-1})/A(z^{-1})$ à réguler est un deuxième ordre affecté d'un retard pur de une période d'échantillonnage (en conséquence du temps de calcul) :

$$\frac{B(z^{-1})}{A(z^{-1})} = \frac{z^{-1}(b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2})}{1 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-1}} \quad (3.25)$$

Le régulateur RST calculé pour contrôler ce système doit prendre en compte le retard, comprendre un intégrateur et satisfaire les marges de robustesse et de stabilité classiques (voir chapitre 2). Pour cela, on résoud l'équation de Bezout suivante :

$$A(z^{-1})H_S(z^{-1})S(z^{-1}) + z^{-1}B(z^{-1})R(z^{-1}) = P_D(z^{-1})P_F(z^{-1}) \quad (3.26)$$

Le polynôme $H_S(z^{-1}) = 1 - z^{-1}$ impose un intégrateur dans la boucle fermée, $P_D(z^{-1})$ définit le comportement de la boucle fermée (polynôme du second ordre avec un coefficient d'amortissement de 0,9 et une bande passante de 600 Hz) et $P_F(z^{-1})$ est un polynôme du premier ordre. Le rôle de ce dernier est d'introduire un pôle haute fréquence pour augmenter les marges de robustesse. De même que dans la section 3.5, le correcteur calculé est un prédicteur du troisième ordre, ce qui permet de compenser le retard dû au temps de calcul. La structure du régulateur est finalement donnée par la figure 3.29. Le polynôme $T(z^{-1})$ définit la poursuite en asservissement.

Les résultats en temps réel montrent un comportement satisfaisant de l'asservissement électrostatique du courant tunnel sur la poutre. La figure 3.30 présente le courant tunnel asservi électrostatiquement ainsi que la commande $V_a(t)$ de l'actionneur électrostatique. Le courant tunnel suit sa référence, ce qui démontre qu'il est possible de contrôler électrostatiquement la distance entre la pointe et la poutre.

3. Mise en œuvre expérimentale

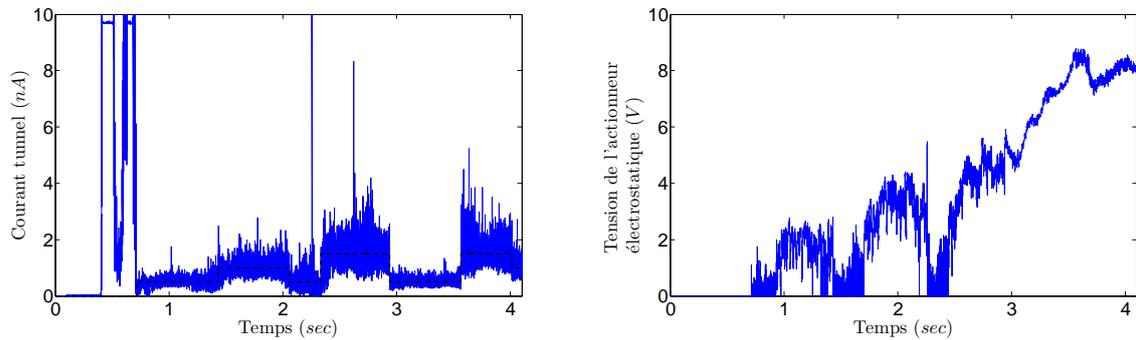


FIG. 3.30 – Asservissement électrostatique du courant tunnel. Graphique de gauche : Courant tunnel régulé par actionnement électrostatique et référence du courant tunnel (courbe en pointillés). Graphique de droite : commande générée par la boucle fermée pour suivre la référence. L’augmentation de la commande dans le temps compense les dérives de la pointe.

Grâce aux valeurs du courant tunnel et de la commande, il est possible de reconstruire les déplacements de la poutre suivant deux référentiels :

- Les déplacements de la poutre relativement à la pointe sont calculés grâce à la formule $I_t = I_0 e^{-\kappa \Delta d}$, où Δd est l’amplitude du déplacement de la poutre relativement à la pointe.
- La position $z(t)$ de la poutre par rapport à sa position au repos peut être déduite de la commande, puisque $z(t) = bV_a^2(t)$.

La figure 3.31 illustre ces propos et montre que l’appareil offre la possibilité de contrôler des déplacements avec une précision inférieure à l’ångström, et de mesurer des déplacements de l’ordre du nanomètre.

On observe sur la figure 3.31 (graphique de droite) que la position de la poutre diminue de plus en plus. En fait, le mouvement de la poutre suit celui de la pointe (puisque la distance entre la pointe et la poutre est asservie). Lorsque la pointe s’est approchée suffisamment près de la poutre pour établir un courant tunnel, la commande de la pointe est maintenue constante et l’actionneur électrostatique est commandé. Seulement, lorsque la commande de la pointe est constante, la position de cette dernière continue d’évoluer à cause du fluage de l’actionneur piézoélectrique. La déflexion de la poutre suit donc celle de la pointe. Cette configuration offre l’opportunité de mesurer le fluage de l’actionneur piézoélectrique.

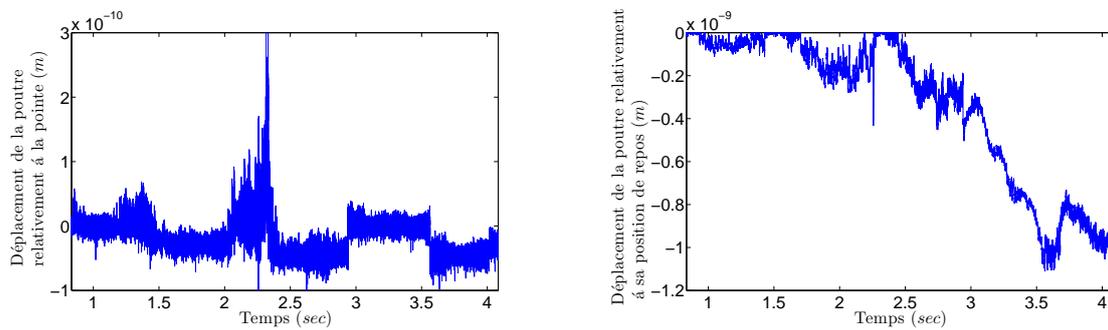


FIG. 3.31 – Mesures nanométriques et contrôle picométrique de la position de la micro poutre. Graphique de gauche : L’asservissement électrostatique du courant tunnel permet de contrôler les déplacements de la poutre par rapport à la pointe. L’amplitude du mouvement dans cet exemple est de l’ordre de 50 picomètres. Graphique de droite : La commande permet de calculer le déplacement de la poutre relativement à sa position de repos. Les déplacements sont mesurés avec une précision inférieure à l’ångström.

3.7.2 Compensation des dérives

Comme évoqué dans le deuxième chapitre, il est possible de compenser les dérives de la pointe en ajoutant la commande de l’actionneur piézoélectrique à celle de l’actionneur électrostatique.

La structure du régulateur de la sous section précédente permet de calculer $z(t)$ en temps réel, puisqu’il a été calculé sur la base de $\bar{u}(t) = z(t)$. Il est donc possible de prendre $\bar{u}(t)$ comme une sortie alimentant une deuxième boucle de régulation. Cette deuxième boucle commande l’amplificateur de tension et l’actionneur piézoélectrique pour compenser les dérives de la pointe. Ces dernières ont une dynamique lente d’environ 4 Hz. La bande passante de cette boucle est donc choisie à 8 Hz. Un ré-échantillonnage des données alimentant cette boucle est donc nécessaire. Puisque le système à commander est identique à celui de la sous section 3.5.1, la synthèse du prédictor reste la même au gain près (le capteur n’entre pas en jeu dans cette boucle de régulation). La stratégie de commande utilisée est alors similaire à celle utilisée dans le chapitre 2 mais en négligeant la dynamique de la poutre pour la linéarisation de l’actionneur électrostatique et en simplifiant la loi de ce dernier.

La figure 3.32 montre le comportement du système commandé par les deux boucles de régulation. La pointe est approchée afin d’obtenir un courant tunnel de 250 pA. A ce moment, la boucle d’asservissement électrostatique du courant tunnel est fermée. Cette boucle maintient la distance entre la pointe et la poutre constante grâce à la mesure du courant tunnel et à l’actionnement électrostatique. Après avoir dirigé la pointe à proximité de la poutre, la position de l’actionneur piézoélectrique dérive à cause du fluage de cet actionneur. Puisque la distance entre la pointe et la poutre est maintenue constante,

3. Mise en œuvre expérimentale

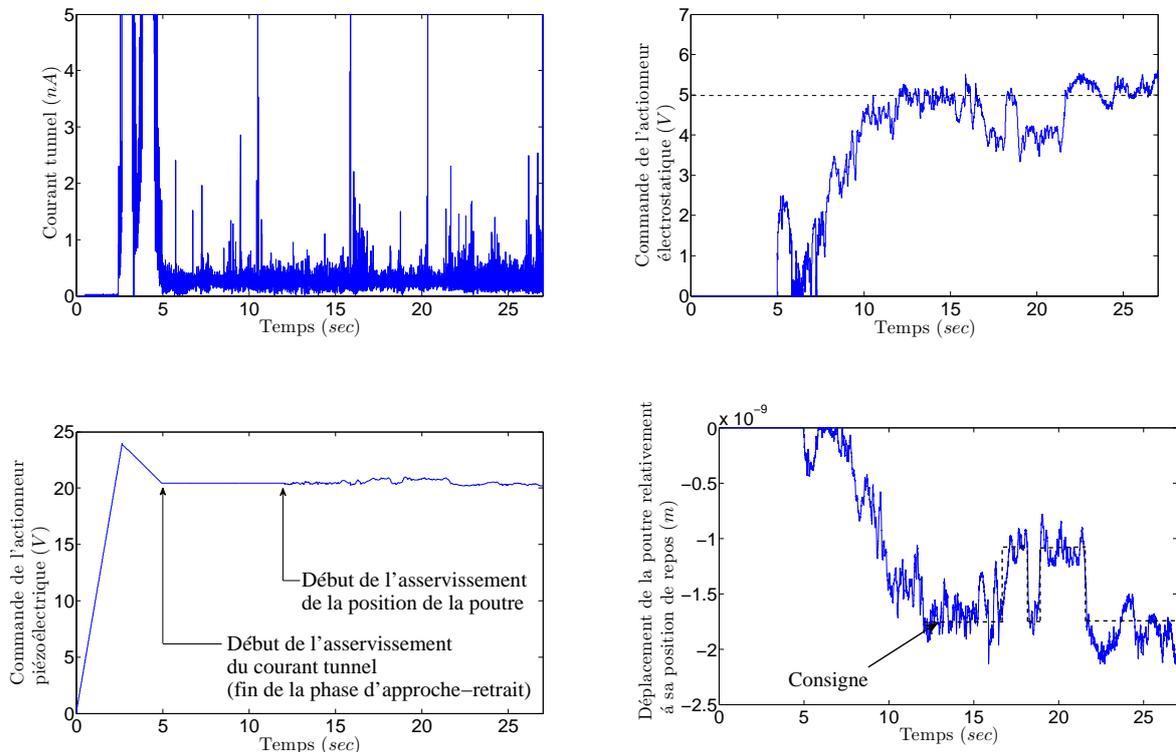


FIG. 3.32 – Asservissement électrostatique du courant tunnel en compensant les dérives. Graphique en haut à gauche : le courant tunnel est asservi électrostatiquement à 250 pA. Graphique en haut à droite : La boucle régulant la position de la poutre est fermée lorsque la commande de l'actionneur électrostatique atteint 5 Volts. Graphique en bas à gauche : la commande de l'actionneur piézoélectrique sert à compenser la dérive de cet actionneur (presque absente dans ce cas). Graphique en bas à droite : Asservissement de la position de la poutre à $-1,75 \cdot 10^{-9}$ m sous sa position de repos et contrôle de son déplacement par deux échelons successifs. La position $z(t)$ de la poutre est reconstruite grâce à la commande $(z(t) = bV_a^2)$.

la poutre dérive aussi, ce qui se traduit par une baisse de sa position (voir figure 3.31, graphique de droite, et figure 3.32, graphique en bas à droite) et une augmentation de la commande de l'actionneur électrostatique (voir figure 3.30, graphique de droite, et figure 3.32, graphique en haut à droite). Lorsque cette commande atteint 5 Volts (à environ 12 secondes sur la figure 3.32), la boucle asservissant la position de la poutre est fermée. La commande de l'actionneur électrostatique cesse donc de dériver et la position de la poutre est asservie. Il est alors possible de commander la position de la poutre par deux échelons consécutifs. De cette manière, la position de la poutre peut être contrôlée sur une plage de plusieurs nanomètres, ce qui n'est pas possible sans les deux boucles d'asservissement à cause des dérives.

3.7.3 Bilan

La compréhension des conditions permettant d'établir le courant tunnel et de l'asservir au moyen du seul actionneur piézoélectrique a été l'une des étapes cruciales de ce projet. Même si cette configuration n'est pas nouvelle, elle a permis de caractériser les éléments du montage sans avoir recours à un matériel vraiment spécifique à ce genre de réalisation (interféromètres...). En particulier, il aura été possible de mesurer des déplacements dont l'amplitude est de l'ordre de 10^{-3} ångström (voir figure 3.25), ou de l'ordre du nanomètre (voir figure 3.28) avec ce même système. Toutes les mesures ont été faites sous conditions normales de température et de pression.

Grâce à cette configuration, il a été possible d'identifier le comportement non linéaire de l'actionneur électrostatique, puis d'utiliser ce dernier pour asservir le courant tunnel. L'asservissement non linéaire et électrostatique du courant tunnel devient alors possible. Grâce à ce seul asservissement, il est possible de contrôler la position de la poutre relativement à la pointe, mais pas relativement à sa position d'origine (ou à tout autre référentiel) à cause des dérives de la pointe.

Une autre boucle de régulation a donc été ajoutée à la première pour compenser ces dérives. Ceci n'est possible qu'en prenant en compte la non linéarité de l'actionneur électrostatique pour l'asservissement, ce qui permet d'intégrer le calcul de la position de la poutre (et donc de sa dérive) dans le régulateur. Cette solution est une réponse à la problématique très récente que représentent les dérives à petite échelle, quelle que soit leur nature.

Ce chapitre prouve donc qu'il est possible d'asservir la position d'un micro objet avec une précision inférieure au nanomètre, sans le toucher et tout en compensant les dérives du matériel.

3. Mise en œuvre expérimentale

Conclusion et perspectives

Conclusion

Ce travail propose l'utilisation d'un capteur à courant tunnel pour manipuler un objet à dimensions nanoscopiques. L'utilisation de ce capteur est motivée par ses propriétés uniques, à savoir sa précision, sa bande passante et le fait qu'il puisse être miniaturisé à l'échelle du nanomètre. Il peut donc être embarqué. De plus, dans un contexte de nano positionnement, sa mise en œuvre ne peut se faire sans l'application d'outils de contrôle. Nous avons démontré que l'utilisation du courant tunnel couplé à un actionnement électrostatique répond aux problématiques récentes dans le domaine du nano positionnement. Pour cela, une plateforme a été construite au GIPSA-Lab dans le cadre de cette thèse. Cette plateforme a pour but de permettre le contrôle de déplacements d'un micro objet par courant tunnel et actionnement électrostatique. En particulier, cette plateforme a permis le contrôle des déplacements d'une micro poutre avec une précision inférieure à l'ångström.

Ce travail très pluridisciplinaire se divise en trois parties illustrées par les chapitres de ce document :

Le premier chapitre résume quelques spécificités des systèmes à dimensions réduites et présente des problématiques récentes liées au domaine de la nanotechnologie. La place de l'automatique est ensuite introduite en présentant les applications et apports récents de l'automatique dans ce domaine. En examinant ces apports, il est montré que l'automatique est un outil indispensable dans le domaine du nano positionnement. Pour aborder les problématiques récentes de cette branche de la nanotechnologie, l'utilisation d'un phénomène quantique comme capteur de nano déplacements est proposé.

Le deuxième chapitre présente la simulation d'un système jamais étudié auparavant. Ce système propose de combiner le courant tunnel et un actionnement électrostatique pour contrôler la position d'un objet nanométrique sans le toucher. Les problématiques récentes du nano positionnement évoquées dans le premier chapitre sont incorporées dans une simulation du comportement dynamique du système proposé (principalement les problèmes de dérives et d'instabilité). Dans un second temps, une loi de commande robuste est proposée comme solution aux problèmes évoqués. Notamment, il est montré en simulation

que l'utilisation d'une boucle fermée permet :

- d'éviter les phénomènes d'instabilité dits de pull-in (collage soudain de l'objet à manipuler contre le capteur).
- d'utiliser le courant tunnel comme capteur de déplacements sur une plus grande plage d'utilisation supérieure au nanomètre. Ceci est possible en combinant l'emploi de deux boucles fermées.
- de réduire l'amplitude des oscillations de la poutre due à la force de Langevin. L'utilisation de ce principe dit du 'cold-damping' est pour la première fois (à la connaissance des auteurs) intégrée dans un contexte de nano positionnement. L'approche classique pour réduire les oscillations provoquées par la force de Langevin est de réduire la température. L'utilisation du principe du cold damping permet donc de se passer d'instruments coûteux.
- de compenser les dérives dues à la dilatation des matériaux ou au fluage des actionneurs. La position de l'objet à contrôler reste alors parfaitement maîtrisée.
- de manipuler des objets de très petite taille sans les toucher, donc sans les dégrader.

Chacun de ces points constitue un apport dans le domaine du nano positionnement. Tous ces points excepté le troisième ont été mis en pratique lors de cette thèse.

Le troisième chapitre présente la validation expérimentale du système présenté dans le deuxième chapitre. Pour cela, une partie du travail de ce doctorat a consisté en la capitalisation des connaissances techniques et scientifiques liées au domaine, puis en la construction d'une plateforme de nano positionnement conformément à la configuration présentée dans le chapitre précédent. Les travaux expérimentaux se sont ensuite déroulés en deux temps.

Dans un premier temps, l'étude a été focalisée sur l'établissement du courant tunnel et la qualité de ce dernier. Il est montré que l'utilisation de techniques d'automatique permet l'amélioration de l'asservissement du courant tunnel. En particulier, la méthode proposée peut être appliquée aux microscopes à effet tunnel pour augmenter la qualité de l'asservissement de ces derniers.

Dans un deuxième temps, le système d'asservissement du courant tunnel a permis de mesurer les déplacements nanométriques d'une micro poutre actionnée électrostatiquement. Cette mesure a permis de calibrer cet actionneur pour ensuite l'inclure dans une stratégie d'asservissement électrostatique du courant tunnel. Ce chapitre propose donc le premier asservissement non linéaire du courant tunnel en actionnant l'objet en vis-à-vis de la pointe à courant tunnel. Finalement, une seconde boucle de régulation a été ajoutée à la boucle d'asservissement électrostatique pour compenser les dérives agissant sur la position de la poutre. La stratégie de régulation obtenue permet de contrôler la position de la poutre à une échelle inférieure au nanomètre tout en compensant les dérives dues

aux actionneurs ou d'origines thermiques.

Il est très difficile de situer la place de ces travaux dans le contexte scientifique international, puisque les systèmes d'asservissement électrostatique du courant tunnel sont extrêmement rares. Les accéléromètres à effet tunnel sont peut être les systèmes présentant le plus de similitudes avec celui développé dans ce doctorat. Par contre, leur loi de commande n'est pas toujours issue d'une méthodologie formalisée [Wang02], ne prend pas en compte les problématiques liées à l'échelle nanométrique (ces systèmes sont millimétriques) et est toujours linéarisée autour d'un point d'équilibre (voire section 1.3.3). A la connaissance de l'auteur, seul un autre système que les accéléromètres a été proposé pour obtenir le courant tunnel au moyen d'un actionneur électrostatique [Sadewasser06]. Par contre, ce système n'est pas asservi et la mobilité de l'objet face à la pointe est laissée en perspective. Le système présenté dans ce doctorat est donc le premier en son genre.

Au final, ce travail pourra beaucoup bénéficier au Département Automatique du GIPSA-Lab, puisqu'il dispose maintenant d'une plateforme de nano positionnement unique. Plusieurs documents techniques ont été rédigés pour présenter la plateforme et pouvoir l'utiliser (données techniques du matériel, méthode d'étalonnage des actionneurs, de fabrication des pointes...). Cette plateforme constitue le plus gros apport de ce doctorat et permettra au laboratoire d'étudier de nouvelles techniques d'asservissement pour la petite échelle et les phénomènes physiques associés. Plus généralement, l'aboutissement de cette plateforme ouvre la voie à un nouveau type de capteur très petit, ultra sensible, et consommant très peu d'énergie.

Perspectives

Les perspectives envisagées par ce travail sont nombreuses, puisque beaucoup de simplifications ont été nécessaires pour l'aboutissement de ce projet dans les délais. Premièrement, la loi de commande proposée consiste en deux boucles imbriquées et indépendantes. La stabilité de la boucle principale a été étudiée, mais pas celle du système composé des deux boucles. Une stratégie de commande multivariables peut aussi être envisagée.

Certains phénomènes comme l'hystérésis de l'actionneur piézoélectrique ou encore la flexion de la poutre ont été négligés pour pouvoir aboutir aux résultats expérimentaux exposés. Ces phénomènes se sont néanmoins avérés présents et méritent une attention.

L'identification de la dynamique de la poutre a mené à des résultats non répétitifs et qui n'ont pas pu être interprétés. La dynamique identifiée ne semble pas être un simple second ordre. Beaucoup d'efforts restent à faire pour comprendre les résultats de cette identification. Malheureusement, le courant tunnel n'est pas le meilleur capteur pour identifier de tels systèmes.

A ce sujet, la nature du bruit expérimental évoqué en section 3.5 reste indéterminée. Sa compréhension ainsi que sa caractérisation pourraient permettre de le compenser.

Parce que la dynamique de la poutre n'a pas pu être identifiée correctement, les lois de commande testées ne sont pas vraiment adaptées au système. Nous avons profité de la robustesse de ces dernières pour faire fonctionner l'asservissement électrostatique du courant tunnel. Elles doivent donc être améliorées, mais ne peuvent l'être que suite à une compréhension du comportement dynamique de la poutre.

Finalement, il serait intéressant de déplacer la pointe vers la partie plus flexible de la poutre. La loi de commande doit donc soit être robuste à la variation de flexibilité de la poutre, soit s'adapter. Elle pourrait alors contrebalancer les forces de proximité générées par la pointe, ce qui permettrait de les mesurer.

A plus long terme, le système proposé laisse apercevoir deux applications différentes : La première serait la possibilité d'asservir le courant tunnel sur des objets 'mous' (cellules, molécules...) ou flexibles. A l'heure actuelle, ces cellules sont attirées vers la pointe par les forces de proximité. L'étude de ces objets placés sur une surface dont la position est contrôlée pourrait éviter le fait qu'ils collent contre la pointe. L'auteur pense notamment aux camions moléculaires ('landers') étudiés par courant tunnel.

D'autre part, le système proposé dans ce manuscrit permet de 'prendre' un objet sans le toucher pour le positionner dans une dimension. Une application future pourrait être de 'prendre' un objet de la même manière pour le déplacer de façon définitive. Cette application nécessite un positionnement dans plus d'une dimension.

D'autres applications sont certainement envisageables, car l'étude du courant tunnel comme capteur de déplacements n'en est qu'à ses débuts.

Bibliographie

- [ANSYS-manual] *ANSYS, inc. Theory Reference*. ANSYS, inc., 2005.
- [Abadal01] G. Abadal, Z.J. Davis, B. Helbo, X. Borrise, R. Ruiz, A. Boisen, F. Campabadal, J. Esteve, E. Figueras, F. Perez-Murano, and N. Barniol. Electromechanical model of a resonating nano-cantilever-based sensor for high-resolution and high-sensitivity mass detection. *Nanotechnology*, 12(2) :100–104, 2001.
- [Adler95] R.J. Adler, B. Casey, and O.C. Jacob. Vacuum catastrophe : An elementary exposition of the cosmological constant problem. *American Journal of Physics*, 63(7) :620–626, 1995.
- [Adriaens00] H.J. Adriaens, W.L. De Koning, and R. Banning. Modeling piezoelectric actuators. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 5(4) :331–341, Dec 2000.
- [Amplificateur-Femto] Femto amplifier overview (amplifier lca-400k-10m). Technical report, FEMTO Messtechnik GmbH, 2005.
- [Andrei08] A. Andrei, K. Krupa, M.I. Jozwik, P. Delobelle, L. Hirsinger, C. Gorecki, L. Nieradko, and C. Meunier. ALN as an actuation material for MEMS applications : The case of ALN driven multilayered cantilevers. *Sensors and Actuators A*, 141(2) :565 – 576, 2008.
- [Anguiano98] E. Anguiano, A.I. Oliva, and M. Aguilar. Optimal conditions for imaging in scanning tunneling microscopy : Experimental. *Review of Scientific Instruments*, 69(11) :3875–3878, 1998.
- [Argento96] C. Argento and R.H. French. Parametric tip model and force–distance relation for textscHamaker constant determination from atomic force microscopy. *Journal of Applied Physics*, 80(11) :6081–6090, 1996.
- [Bardeen61] J. Bardeen. Tunnelling from a many-particle point of view. *Physical Review Letters*, 6(2) :57–59, Jan 1961.
- [Bartels97] L. Bartels, G. Meyer, and K.H. Rieder. Basic steps involved in the lateral manipulation of single CO molecules and rows of CO molecules. *Chemical physics letters*, 273 :371–375, 1997.
- [Bashash07] S. Bashash and N. Jalili. Intelligence rules of hysteresis in the feedforward trajectory control of piezoelectrically-driven nanostagers. *Journal of Micro-mechanics and Microengineering*, 17(2) :342–349, 2007.

- [Besancon04] G. Besançon, A. Voda, and J. Chevrier. Force estimation in fundamental physics : an observer application. In *2nd IFAC Symposium on System, Structure and Control*, Oaxaca, Mexico, December 2004.
- [Besancon06] G. Besançon, A. Voda, M. Hrouzek, and J. Chevrier. Observateur-contrôleur pour la mesure topographique par microscopie AFM. In *Conférence Internationale Francophone d'Automatique*, 2006.
- [Besancon07] G. Besançon, A. Voda, and J. Chevrier. An observer design for nanoforce estimation with thermal noise attenuation. In *Conference on Systems and Control, Marrakech, Morocco*, 2007.
- [Besancon07b] G. Besançon, A. Voda, and E. Colinet. Towards oscillation control in a vibrating cantilever nonlinear NEMS. In *Proceedings of the European Control Conference, Kos, Greece*, pages 2582–2586, July 2007.
- [Besancon09] G. Besançon, A. Voda, and G. Jourdan. Kalman observer approach towards force reconstruction from experimental AFM measurements. *Proceedings of the 15th IFAC Symposium on System Identification (SYSID)*, pages –, 2009.
- [Bhikkaji07] B. Bhikkaji, M. Ratnam, and S.O.R. Moheimani. Pvpf control of piezoelectric tube scanners. *Sensors and Actuators A*, 135(2) :700–712, April 2007.
- [Bhikkaji08] B. Bhikkaji and S.O.R. Moheimani. Integral resonant control of a piezoelectric tube actuator for fast nano-scale positioning. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 13(5) :530–537, October 2008.
- [Bhushan07] B. Bhushan. Nanotribology and nanomechanics of MEMS/NEMS and BioMEMS/BioNEMS materials and devices. *Microelectronic Engineering*, 84(3) :387 – 412, 2007.
- [Binnig82] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel. Surface studies by scanning tunneling microscopy. *Physical Review Letters*, 49(1) :57–61, 1982.
- [Binnig86] G. Binnig, C. F. Quate, and Ch. Gerber. Atomic Force Microscope. *Physical Review Letters*, 56(9) :930–933, 1986.
- [Blanvillain08] S. Blanvillain, A. Voda, and G. Besançon. Pull-in control during nanometric positioning by near field position sensing. *47th IEEE Conference on Decision and Control*, pages 5194–5199, Dec. 2008.
- [Blanvillain09] S. Blanvillain, A. Voda, and G. Besançon. The tunnel current as a sub-nanometer motion sensor. *European Control Conference*, Aug. 2009.
- [Blanvillain10] G. Besançon S. Blanvillain, A. Voda. *Micro, Nanosystems and Systems on Chips : Modeling, Control and Estimation*, chapter Tunnel current for a robust, high-bandwidth and ultra precise nano-manipulation, page Chapter 4. ISTE J.Wiley, 2010.
- [Bocko90] M.F. Bocko. The scanning tunneling microscope as a high-gain, low-noise displacement sensor. *Review of Scientific Instruments*, 61(12) :3763–3768, 1990.
- [Bonnail00] N. Bonnail, D. Tonneau, G.-A. Capolino, and H. Dallaporta. Dynamic and static responses of a piezoelectric actuator at nanometer scale elongations. In *IEEE Industry Applications Conference*, volume 1, pages 293–298, 2000.

- [Bordoni93] F. Bordoni and M. Karim. Fundamental noise, electromechanical transduction and their role in resonant gravitational-wave detectors. *International symposium on experimental gravitation*, Vol. 11(6A) :61–72, 1993.
- [Born26] Max Born. Zur quantenmechanik der stoßvorgänge. *Zeitschrift für Physik*, 37 :863–867, 1926.
- [Bouju99] X. Bouju, C. Joachim, and C. Girard. Single-atom motion during a lateral stm manipulation. *Phys. Rev. B*, 59(12) :R7845–R7848, Mar 1999.
- [Braginsky95] V.B. Braginsky and F.Y. Khalili. *Quantum measurment*. Cambridge University Press, 1995.
- [Brevet08] A. Voda, G. Besançon, and S. Blanvillain. Device for positioning a moveable object of submicron scale. *Patent number WO 2009125138*, 2008.
- [Buks01] E. Buks and M. L. Roukes. Metastability and the casimir effect in micromechanical systems. *Europhysics Letters*, 54(2) :220–226, 2001.
- [Casimir48] H. B. G. Casimir. On the attraction between two perfectly conducting plates. *Proc. K. Ned. Akad. Wet.*, 60 :793–795, 1948.
- [Chan00] E.K. Chan and R.W. Dutton. Electrostatic micromechanical actuator with extended range of travel. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 9(3) :321–328, Sep 2000.
- [Chan01] H. B. Chan, V. A. Aksyuk, R. N. Kleiman, D. J. Bishop, and Federico Capasso. Quantum Mechanical Actuation of Microelectromechanical Systems by the Casimir Force. *Science*, 291(5510) :1941–1944, 2001.
- [Chen08] C. J. Chen. *Introduction to scanning tunneling microscopy*. Oxford University Press, 2008.
- [Cherry09] A. Cherry, J. Abadie, and M. Piat. Estimation de micro et nano forces en régime dynamique à l’aide de dispositifs magnétiques actif et passif. In *Journées du GDR Macs : commande des micro-systèmes*, Besançon, France, 2009.
- [Cimalla07] V. Cimalla, F. Niebelschütza, K. Tonischa, Ch. Foerster, K. Brueckner, T. Friedrich, I. Cimalla, J. Pezoldta, R. Stephana, M. Heina, and O. Ambachera. Nanoelectromechanical devices for sensing applications. *Sensors and Actuators B*, 126 :24–34, 2007.
- [Cohadon99] P. F. Cohadon, A. Heidmann, and M. Pinard. Cooling of a mirror by radiation pressure. *Physical Review Letters*, 83(16) :3174–3177, 1999.
- [Colchero98] J. Colchero, A. Storch, M. Luna, J. Gómez Herrero, and A. M. Baró. Observation of liquid neck formation with scanning force microscopy techniques. *Langmuir*, 14 :2230–2234, 1998.
- [Corbitt07] T. Corbitt, Y. Chen, E. Innerhofer, H. Müller-Ebhardt, D. Ottaway, H. Rehbein, D. Sigg, S. Whitcomb, C. Wipf, and N. Mavalvala. An all-optical trap for a gram-scale mirror. *Physical Review Letters*, 98(15) :150802–150806, 2007.

- [Croft01] D. Croft, G. Shed, and S. Devasia. Creep, hysteresis, and vibration compensation for piezoactuators : Atomic force microscopy application. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 123(1) :35–43, 2001.
- [Croft98] D. Croft and S. Devasia. Hysteresis and vibration compensation for piezoactuators. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, 21(5) :710–717, 1998.
- [Cross98] G. Cross, A. Schirmeisen, A. Stalder, P. Grütter, M. Tschudy, and U. Dürig. Adhesion interaction between atomically defined tip and sample. *Physical Review Letters*, 80(21) :4685–4688, 1998.
- [Cruz-Hernandez01] J.M. Cruz-Hernandez and V. Hayward. Phase control approach to hysteresis reduction. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 9(1) :17–26, 2001.
- [Cruz-Hernandez98] J.M. Cruz-Hernandez and V. Hayward. An approach to reduction of hysteresis in smart materials. 2 :1510–1515, 1998.
- [Cui05] T. Cui and J. Wang. Polymer-based wide-bandwidth and high-sensitivity micromachined electron tunneling accelerometers using hot embossing. *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol. 14, 2005.
- [Desai07] A.V. Desai and M.A. Haque. Mechanical properties of ZnO nanowires. *Sensors and Actuators A*, 134(1) :169 – 176, 2007.
- [Devasia02] S. Devasia. Should model-based inverse inputs be used as feedforward under plant uncertainty ? *IEEE Transactions on Automatic Control*, 47(11) :1865–1871, 2002.
- [Devasia07] S. Devasia, E. Eleftheriou, and S.O.R. Moheimani. A survey of control issues in nanopositioning. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 15(5) :802–823, 2007.
- [Duraffourg06] L. Duraffourg and P. Andreucci. Casimir force between doped silicon slabs. *Physics Letters A*, 359(5) :406 – 411, 2006.
- [Durand66] E. Durand. *Electrostatique, Tome II Problèmes generaux*. Masson, 1966.
- [Durig90] U. Dürig, O. Züger, and D. W. Pohl. Observation of metallic adhesion using the scanning tunneling microscope. *Physical Review Letters*, 65(3) :349–352, 1990.
- [Durig94] U. Durig. Atomic-scale metal adhesion investigated by scanning tunneling microscopy. *IBM Journal of research and development*, 38(4) :347356, 1994.
- [Eigler90] D. M. Eigler and E. K. Schweizer. Positioning single atoms with a scanning tunnelling microscope. *Nature*, 344 :524–526, 1990.
- [Ekinici05] K.L. Ekinici. Electromechanical transducers at the nanoscale : actuation and sensing of motion in nanoelectromechanical systems (NEMS). *Small*, 1(8-9) :786–797., 2005.
- [Ekinici05b] K. L. Ekinici and M. L. Roukes. Nanoelectromechanical systems. *Review of Scientific Instruments*, 76(6) :061101–061113, 2005.

- [Fan88] L.S. Fan, Y.C. Tai, and R.S. Muller. IC-processed electrostatic micro-motors. In *International Electron Devices Meeting, Technical Digest*, pages 666–669, 1988.
- [Feynman06] M. Sands R. Feynman, R. Leighton. *The Feynman Lectures on Physics, Vol.3*. Addison Wesley, 2006.
- [Fowler28] R.H. Fowler and L. Nordheim. Electron emission in intense electric fields. *Proceedings of the Royal Society of London*, 119(781) :173–181, 1928.
- [Gabrielson93] T. B. Gabrielson. Mechanical-thermal noise in micromachined acoustic and vibration sensors. *IEEE Transactions on Electrons Devices*, Vol. 40 :903–909, 1993.
- [Ge95] P. Ge and M. Jouaneh. Modeling hysteresis in piezoceramic actuators. *Precision Engineering*, 17(3) :211 – 221, 1995.
- [Goldfarb97] M. Goldfarb and N. Celanovic. A lumped parameter electromechanical model for describing the nonlinear behavior of piezoelectric actuators. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 119(3) :478–485, 1997.
- [Guo06] L.J. Guo. Nanoimprint lithography : Methods and material requirements. *Advanced Materials*, 19(4) :495–513, 2007.
- [Haddab09] Y. Haddab, Q. Chen, and P. Lutz. Improvement of strain gauges micro-forces measurement using kalman optimal filtering. *Mechatronics*, 19(4) :457 – 462, 2009.
- [Hamaker37] H.C. Hamaker. The London - Van der Waals attraction between spherical particules. *Physica*, 4 :pp.1058–1072, 1937.
- [Hanson05] G.W. Hanson. Fundamental transmitting properties of carbon nanotube antennas. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 53(11) :3426–3435, 2005.
- [Hartwell98] P.G. Hartwell, F.M. Bertsch, S.A. Miller, K.L. Turner, and N.C. MacDonald. Single mask lateral tunneling accelerometer. In *The Eleventh Annual International Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, pages 340–344, Jan 1998.
- [Hatch00] M. R. Hatch. *Vibration Simulation Using MATLAB and ANSYS*. Chapman & Hall, 2000.
- [Hembacher03] S. Hembacher, F.J. Giessibl, J. Mannhart, and C.F. Quate. Revealing the hidden atom in graphite by low-temperature atomic force microscopy. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 100(22) :12539–12542, 2003.
- [Hooge69] F.N. Hooge. 1/f noise is no surface effect. *Physics Letters A*, 29(3) :139, 1969.
- [Hopkins03] A. Hopkins, K. Jacobs, S. Habib, and K. Schwab. Feedback cooling of a nanomechanical resonator. *Phys. Rev. B*, 68(23) :235328, 2003.
- [Hosaka97] S. Hosaka, A. Kikukawa, H. Koyanagi, T. Shintani, M. Miyamoto, K. Nakamura, and K. Etoh. SPM-based data storage for ultrahigh density recording. *Nanotechnology*, 8(3A) :A58–A62, 1997.

- [Hrouzek07] M. Hrouzek. *Atomic force microscopy, modeling, estimation and control*. PhD thesis, Univ. Joseph Fourier, 2007.
- [Huang03] X.M.H. Huang, C. Zorman, M. Mehregany, and M.L. Roukes. Nanoelectromechanical systems : Nanodevice motion at microwave frequencies. *Nature*, 421 :496, 2003.
- [Hudlet98] S. Hudlet, M. Saint Jeana, C. Guthmann, and J. Berger. Evaluation of the capacitive force between an atomic force microscopy tip and a metallic surface. *The European Physical Journal B*, 2 :5–10, 1998.
- [Hung99] E.S. Hung and S.D. Senturia. Extending the travel range of analog-tuned electrostatic actuators. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 8(4) :497–505, 1999.
- [Israelachvili92] J. Israelachvili. *Intermolecular and Surface Force (2nd ed.)*. New York : Academic, 1992.
- [Ivan09] I. Alexandru, M. Rakotondrabe, P. Lutz, and N. Chaillet. Quasistatic displacement self-sensing method for cantilevered piezoelectric actuators. *Review of Scientific Instruments*, 80(6) :065102–065110, 2009.
- [JPK07] K. Pool. Nanomanipulation with nanowizard technology. Technical report, JPK Instruments, 2007.
- [Janaideh08] M. Al Janaideh, M. Jianqin, S. Rakheja, X. Wenfang, and Chun-Yi Su. Generalized prandtl-ishlinskii hysteresis model : Hysteresis modeling and its inverse for compensation in smart actuators. In *47th IEEE Conference on Decision and Control*, pages 5182–5187, Dec. 2008.
- [Jourdan07] G. Jourdan, G. Torricelli, J. Chevrier, and F. Comin. Tuning the effective coupling of an AFM lever to a thermal bath. *Nanotechnology*, 18(47) :475502–475508, 2007.
- [Jourdan07b] Guillaume Jourdan. *Vers un microscope de force de Casimir : mesure quantitative de forces faibles et nanopositionnement absolu*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007.
- [Jung00] H. Jung, J.Y. Shim, and D. Gweon. New open-loop actuating method of piezoelectric actuators for removing hysteresis and creep. *Review of Scientific Instruments*, 71(9) :3436–3440, 2000.
- [Kenny90] T.W. Kenny, S.B. Waltman, J.K. Reynolds, and W.J. Kaiser. A micromachined silicon electron tunneling sensor. *IEEE Proceedings on Micro Electro Mechanical Systems*, pages 192–196, 1990.
- [Kenny91] T.W. Kenny, S.B. Waltman, J.K. Reynolds, and W.J. Kaiser. Micromachined silicon tunnel sensor for motion detection. *Applied Physics Letters*, 58 :100–102, 1991.
- [Kenny94] T.W. Kenny, W.J. Kaiser, H.K. Rockstad, J.K. Reynolds, J.A. Podosek, and E.C. Vote. Wide-bandwidth electromechanical actuators for tunneling displacement transducers. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 3(3) :97–104, 1994.

- [Kim05] D.J. Kim and J.Y. Koo. A low-noise and wide-band ac boosting current-to-voltage amplifier for scanning tunneling microscopy. *Review of Scientific Instruments*, 76(2) :023703–023707, 2005.
- [Kippenberg08] T. J. Kippenberg and K. J. Vahala. Cavity optomechanics : Back-action at the mesoscale. *Science*, 321(5893) :1172–1176, 2008.
- [Kittel58] C. Kittel. *Elementary Statistical Physics*. New York : Wiley, New York : Dover Publications, 1958.
- [Klimchitskaya00] G. L. Klimchitskaya, U. Mohideen, and V. M. Mostepanenko. Casimir and van der waals forces between two plates or a sphere (lens) above a plate made of real metals. *Physical Review A*, 61(6) :062107–062119, May 2000.
- [Ko07] W.H. Ko. Trends and frontiers of MEMS. *Sensors and Actuators A*, 136(1) :62 – 67, 2007. 25th Anniversary of Sensors and Actuators A : Physical.
- [Kobayashi92] D. Kobayashi, T. Hirano, T. Furuhashi, and H. Fujita. An integrated lateral tunneling unit. In *IEEE Proceedings on Micro Electro Mechanical Systems*, pages 214–219, Feb 1992.
- [LaHaye04] M. D. LaHaye, O. Buu, B. Camarota, and K. C. Schwab. Approaching the quantum limit of a nanomechanical resonator. *Science*, 304(5667) :74–77, 2004.
- [Lagoutte03] J. Lagoutte. *Images et fluctuations du courant sur surfaces métalliques et fils moléculaires absorbés en microscopie à effet tunnel*. PhD thesis, Université Toulouse III, 2003.
- [Landau06] I.D. Landau and G. Zito. *Digital Control System*. Springer, 2006.
- [Landau95] I.D. Landau, D. Rey, A. Karimi, A. Voda, and A. Franco. A flexible transmission system as a benchmark for robust digital control. *European Journal of Control*, 1(2) :77–96, 1995.
- [Lau02] A.K.T. Lau and D. Hui. The revolutionary creation of new advanced materials-carbon nanotube composites. *Composites Part B : Engineering*, 33(4) :263 – 277, 2002.
- [Leang06] K.K. Leang and S. Devasia. Design of hysteresis-compensating iterative learning control for piezo-positioners : Application to atomic force microscopes. *Mechatronics*, 16(3-4) :141 – 158, 2006.
- [Lee00] S.H. Lee and T.J. Royston. Modeling piezoceramic transducer hysteresis in the structural vibration control problem. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 108(6) :2843–2855, 2000.
- [Lee06] A.S. Lee, J.V. Ly, S.F. Peteu, M.E. Thompson, and A.A.G. Chongwu Zhou Requichal. Electroactive polymer actuation at the nanoscale. In *Sixth IEEE Conference on nanotechnology*, volume 2, pages 818–821, June 2006.
- [Li07] M. Li, X. TangH, and M. L. Roukes. Ultra-sensitive NEMS-based cantilevers for sensing, scanned probe and very high-frequency applications. *Nature Nanotechnology*, 2 :114 – 120, 2007.

- [Li07b] P. Li, R. Hu, and Y. Fang. A new model for squeeze-film damping of electrically actuated microbeams under the effect of a static deflection. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 17(7) :1242–1251, 2007.
- [Li93] C.J. Li, H.S.M. Beigi, S. Li, and J. Liang. Nonlinear piezo-actuator control by learning self-tuning regulator. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 115(4) :720–723, 1993.
- [Liaw08] H.C. Liaw, B. Shirinzadeh, and J. Smith. Sliding-mode enhanced adaptive motion tracking control of piezoelectric actuation systems for micro/nano manipulation. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 16(4) :826–833, 2008.
- [Liboff03] R.L. Liboff. *Introductory quantum mechanics*. Addison Wesley, 2003.
- [Lin06] Faa-Jeng Lin, Hsin-Jang Shieh, Po-Kai Huang, and Li-Tao Teng. Adaptive control with hysteresis estimation and compensation using RFNN for piezo-actuator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 53(9) :1649–1661, Sept. 2006.
- [Liu01] C.H. Liu and T.W. Kenny. A high-precision, wide-bandwidth micromachined tunneling accelerometer. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 10(3) :425–433, 2001.
- [Liu07] A.Q. Liu and X.M. Zhang. A review of MEMS external-cavity tunable lasers. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 17(1) :R1–R13, 2007.
- [Liu99] C.H. Liu, H.K. Rockstad, and T.W. Kenny. Robust controller design via mu-synthesis for high-performance micromachined tunneling accelerometers. In *Proceedings of the American Control Conference*, volume 1, pages 247–252, 1999.
- [London37] F. London. The general theory of molecular forces. *Trans. Faraday Soc.*, 33(8b) :26, 1937.
- [Lu02] M.S.C. Lu and G.K. Fedder. Closed-loop control of a parallel-plate microactuator beyond the pull-in limit. In *Solid-State Sensor, Actuator and Microsystems Workshop*, Hilton Head Island, South Carolina, June 2-6, 2002.
- [Main97] J.A. Main and E. Garcia. Piezoelectric stack actuators and control system design : Strategies and pitfalls. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, 20(3) :479–485, 1997.
- [Maithripala03] D.H.S. Maithripala, R.O. Gale, M.W. Holtz, J.M. Berg, and W.P. Dayawansa. Nano-precision control of micromirrors using output feedback. In *42nd IEEE Conference on Decision and Control*, volume 3, pages 2652–2657, Dec. 2003.
- [Maithripala05] D. H. S. Maithripala, Jordan M. Berg, and W. P. Dayawansa. Control of an electrostatic microelectromechanical system using static and dynamic output feedback. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 127(3) :443–450, 2005.
- [Mayergoyz91] I. D. Mayergoyz. *Mathematical Models of Hysteresis*. Springer-Verlag, 1991.

- [Mittal00] S. Mittal and C.-H. Menq. Hysteresis compensation in electromagnetic actuators through preisach model inversion. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 5(4) :394–409, Dec 2000.
- [Mohd09] M.N.M. Zubir, B. Shirinzadeh, and Y. Tian. Development of a novel flexure-based microgripper for high precision micro-object manipulation. *Sensors and Actuators A*, 150(2) :257 – 266, 2009.
- [Moheimani08] S. O. Reza Moheimani. Invited review article : Accurate and fast nano-positioning with piezoelectric tube scanners : Emerging trends and future challenges. *Review of Scientific Instruments*, 79(7) :071101–071112, 2008.
- [Mokaberi06] B. Mokaberi and A.A.G. Requicha. Drift compensation for automatic nanomanipulation with scanning probe microscopes. *IEEE Transactions on Automation Science and Engineering*, 3(3) :199–207, July 2006.
- [Mrad01] R.B. Mrad and H. Hu. Dynamic modeling of hysteresis in piezoceramics. *IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics*, 1 :510–515, 2001.
- [Mrad02] R.B. Mrad and H. Hu. A model for voltage-to-displacement dynamics in piezoceramic actuators subject to dynamic-voltage excitations. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 7(4) :479–489, Dec. 2002.
- [Nadal02] R. Nadal-Guardia, A. Dehe, R. Aigner, and L.M. Castaner. Current drive methods to extend the range of travel of electrostatic microactuators beyond the voltage pull-in point. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 11(3) :255–263, Jun 2002.
- [Naik06] A.Naik, O.Buu, M.D.LaHaye, A.D.Armour, A.A.Clerk, M.P.Blencowe, and K.C.Schwab. Cooling a nanomechanical resonator with quantum back-action. *Nature*, 443 :193–196, June 2006.
- [Nak02] P. Nakmahachalasint, K.D.T. Ngo, and Loc Vu-Quoc. A static hysteresis model for power ferrites. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 17(4) :453–460, Jul 2002.
- [Narasimha05] R. Narasimha, S.P. Bandi, R.M. Rao, and P.R. Mukund. 1/f noise synthesis model in discrete-time for circuit simulation. *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 52(6) :1104–1114, 2005.
- [Nathanson67] H.C. Nathanson, W.E. Newell, R.A. Wickstrom, and Jr. Davis, J.R. The resonant gate transistor. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 14(3) :117–133, 1967.
- [Nguyen07] C.T.-C. Nguyen. Mems technology for timing and frequency control. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 54(2) :251–270, 2007.
- [Nosonovsky09] M. Nosonovsky and B. Bhushan. Roughness-induced superhydrophobicity : a way to design non-adhesive surfaces. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 20(22) :225009–225039, 2008.
- [Oliva95] A. I. Oliva, E. Anguiano, N. Denisenko, M. Aguilar, and J. L. Pena. Analysis of scanning tunneling microscopy feedback system. *Review of Scientific Instruments*, 66(5) :3196–3203, 1995.

- [Ollier07] E. Ollier, L. Duraffourg, Mt. Delaye, H. Grange, S. Deneuville, J. Bernos, R. Dianoux, F. Marchi, D. Renaud, T. Baron, P. Andreucci, and P. Robert. Nems devices for accelerometers compatible with thin soi technology. In *2nd IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, Bangkok, Thailand*, pages 180–185, January 2007.
- [Oropeza08] L. A. Oropeza-Ramos, N. Kataria, C. B. Burgner, K. J. Astrom, F. Brewer, and K. L. Turner. Noise analysis of a tunneling accelerometer based on state space stochastic theory. In *Solid-State Sensor, Actuator, and Microsystems Workshop*, Hilton Head, South Carolina, 2008.
- [Pawley05] James B. Pawley and Barry R. Masters. *Handbook of Biological Confocal Microscopy, Third Edition*. SPIE, 2005.
- [Pinard00] M. Pinard, P. F. Cohadon, T. Briant, and A. Heidmann. Full mechanical characterization of a cold damped mirror. *Physical Review A*, 63(1) :013808, 2000.
- [Pohl86] D. W. Pohl. Some design criteria in stm. *IBM Journal of Research and Development*, Vol. 30 :417 – 427, 1986.
- [Rajakumar91] C. Rajakumar and C. R. Rogers. The lanczos algorithm applied to unsymmetric generalized eigenvalue problem. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 32(5) :1009–1026, 1991.
- [Rakotondrabe09] M. Rakotondrabe, J.T.Y. Wen, and P. Lutz. Workshop on "Control issues in the micro / nano - world". In *IEEE International Conference on Robotics and Automation*, volume 1, pages 1–35, Kobe Japon, 2009.
- [Rast00] S. Rast, C. Wattering, U. Gysin, and E. Meyer. The noise of cantilevers. *Nanotechnology*, 11(3) :169–172, 2000.
- [Reif65] F. Reif. *Fundamentals of statistical and thermal physics*. McGraw-Hill, 1965.
- [Requicha01] A.A.G. Requicha, S. Meltzer, F.P.T. Arce, J.H. Makaliwe, H. Siken, S. Hsieh, D. Lewis, B.E. Koel, and M.E. Thompson. Manipulation of nanoscale components with the afm : principles and applications. *Proceedings of the IEEE Conference on Nanotechnology*, pages 81–86, 2001.
- [Rocha06] L.A. Rocha, E. Cretu, and R.F. Wolffenbuttel. Using dynamic voltage drive in a parallel-plate electrostatic actuator for full-gap travel range and positioning. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 15(1) :69–83, 2006.
- [Rockstad96] H.K. Rockstad, T.K. Tang, J.K. Reynolds, T.W. Kenny, W.J. Kaiser, and T.B. Gabrielson. A miniature, high-sensitivity, electron tunneling accelerometer. *Sensors and Actuators A*, Vol. 53 :227–231, 1996.
- [Rogers84] C. T. Rogers and R. A. Buhrman. Composition of $1f$ noise in metal-insulator-metal tunnel junctions. *Phys. Rev. Lett.*, 53(13) :1272–1275, Sep 1984.
- [Rose83] J.H. Rose, J.R. Smith, and J. Ferrante. Universal features of bonding in metals. *Physical Review B*, 28(4) :1835–1845, 1983.
- [Rost05] M. J. Rost, L. Crama, P. Schakel, E. van Tol, G. B. E. M. van Velzen-Williams, C. F. Overgaw, H. ter Horst, H. Dekker, B. Okhuijsen, M. Seynen,

- A. Vijftigschild, P. Han, A. J. Katan, K. Schoots, R. Schumm, W. van Loo, T. H. Oosterkamp, and J. W. M. Frenken. Scanning probe microscopes go video rate and beyond. *Review of Scientific Instruments*, 76(5) :053710, 2005.
- [Roylance78] L. Roylance and J. Angell. A miniature integrated circuit accelerometer. In *IEEE International Solid-State Circuits Conference*, volume 21, pages 220–221, Feb 1978.
- [Sadewasser06] S. Sadewasser, G. Abadal, N. Barniol, S. Dohn, A. Boisen, L. Fonseca, and J. Estéve. Integrated tunneling sensor for nanoelectromechanical systems. *Applied Physics Letters*, 89(17) :173101–173104, 2006.
- [Salapaka02] S. Salapaka, A. Sebastian, J.P. Cleveland, and M.V. Salapaka. Design, identification and control of a fast nanopositioning device. In *Proceedings of the American Control Conference*, volume 3, pages 1966–1971, 2002.
- [Schirmeisen00] A. Schirmeisen, G. Cross, A. Stalder, P. Grütter, and U. Dürig. Metallic adhesion forces and tunneling between atomically defined tip and sample. *Applied Surface Science*, 157(4) :274 – 279, 2000.
- [Schitter04] G. Schitter and A. Stemmer. Identification and open-loop tracking control of a piezoelectric tube scanner for high-speed scanning-probe microscopy. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 12(3) :449–454, 2004.
- [Sebastian05] A. Sebastian and S.M. Salapaka. Design methodologies for robust nanopositioning. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 13(6) :868–876, Nov. 2005.
- [Seeger03] J.I. Seeger and B.E. Boser. Charge control of parallel-plate, electrostatic actuators and the tip-in instability. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 12(5) :656–671, 2003.
- [Seeger99] J. I. Seeger and B. E. Boser. Dynamics and control of parallel-plate actuators beyond the electrostatic instability. In *Proceedings of the 10th International Conference on Solid-state Sensors and Actuators*, pages 474–477, Sendai, Japan, June 1999.
- [Senturia00] S.D. Senturia. *Microsystems Design*. Kluwer Academic, Boston, 2000.
- [Sheng08] S.C. Chen and J.F. Lin. Detailed modeling of the adhesion force between an AFM tip and a smooth flat surface under different humidity levels. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 18(11) :115006–115013, 2008.
- [Shin07] H.-J. Shin, M.C. Pierce, D.L., H. Ra, O. Solgaard, and R. Richards-Kortum. Fiber-optic confocal microscope using a MEMS scanner and miniature objective lens. *Optical Express*, 15(15) :9113–9122, 2007.
- [Simmons63] John G. Simmons. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film. *Journal of Applied Physics*, 34(6) :1793–1803, 1963.
- [Smith02] R.C. Smith, M.V. Salapaka, A. Hatch, J. Smith, and T. De. Model development and inverse compensator design for high speed nanopositioning. In *Proceedings of the 41st IEEE Conference on Decision and Control*, volume 4, pages 3652–3657 vol.4, Dec. 2002.

- [Soen07] J. Soen. *Contribution à la modélisation et à la commande des microsystèmes capteurs non linéaires*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007.
- [Soen07b] J. Soen, A. Voda, and C. Condemine. Controller design for a closed-loop micromachined accelerometer. *Control Engineering Practice*, 15(1) :57–68, 2007.
- [Stampfer06] C. Stampfer, A. Jungen, and C. Hierold. Fabrication of discrete nanoscaled force sensors based on single-walled carbon nanotubes. *IEEE Sensors Journal*, 6(3) :613–617, 2006.
- [Stroschio04] Joseph A. Stroschio and Robert J. Celotta. Controlling the dynamics of a single atom in lateral atom manipulation. *Science*, 306(5694) :242–247, 2004.
- [Sung09] W.J. Sung, S.C. Lee, and K.H. You. Ultra-precision positioning using adaptive fuzzy-kalman filter observer. *Precision Engineering*, 34(1) :195–199, 2009.
- [Tan05] Xiaobo Tan and J.S. Baras. Adaptive identification and control of hysteresis in smart materials. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 50(6) :827–839, 2005.
- [Tersoff83] J. Tersoff and D. R. Hamann. Theory and application for the scanning tunneling microscope. *Physical Review Letters*, 50(25) :1998–2001, 1983.
- [Tersoff89] J. Tersoff. Method for the calculation of scanning tunneling microscope images and spectra. *Physical Review B*, 40(17) :11990–11993, 1989.
- [Tittonen99] I. Tittonen, G. Breitenbach, T. Kalkbrenner, T. Müller, R. Conradt, S. Schiller, E. Steinsland, N. Blanc, and N. F. de Rooij. Interferometric measurements of the position of a macroscopic body : Towards observation of quantum limits. *Physical Review A*, 59(2) :1038–1044, 1999.
- [Vautier05] B.J.G. Vautier and S.O.R. Moheimani. Charge driven piezoelectric actuators for structural vibration control : issues and implementation. *Smart Materials and Structures*, 14(4) :575–586, 2005.
- [Verbridge06] Scott S. Verbridge, Jeevak M. Parpia, Robert B. Reichenbach, Leon M. Bellan, and H. G. Craighead. High quality factor resonance at room temperature with nanostrings under high tensile stress. *Journal of Applied Physics*, 99(12) :124304–124312, 2006.
- [Vettiger00] P. Vettiger, M. Despont, U. Drechsler, U. Dürig, W. Häberle, M. Lutwyche, H. Rothuizen, R. Stutz, R. Widmer, and G. Binnig. The millipede - more than one thousand tips for future afm data storage. *IBM Journal Research and Development*, 44 :323–340, 2000.
- [Waltman89] S.B. Waltman and W.J. Kaiser. An electron tunneling sensor. *Sensors and Actuators A*, 19 :201–210, 1989.
- [Wang02] J. Wang, Y. Zhao, T. Cui, and K. Varahramyan. Synthesis of the modeling and control systems of a tunneling accelerometer using the matlab simulation. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 12 :730–735, 2002.

- [Wang06] Jing Wang, Wei Xue, N.V. Seetala, Xueyuan Nie, E.I. Meletis, and Tianhong Cui. A micromachined wide-bandwidth magnetic field sensor based on all-pmma electron tunneling transducer. *IEEE Sensors Journal*, 6(1) :97–105, 2006.
- [Wettiger02] P. Wettiger, G. Cross, M. Despont, U. Drechsler, U. Durig, B. Gotsmann, W. Haberle, M.A. Lantz, H.E. Rothuizen, R. Stutz, and G.K. Binnig. The "millipede" - nanotechnology entering data storage. *IEEE Transactions on Nanotechnology*, 1(1) :39–55, 2002.
- [Wilde02] Gerhard Wilde. *Nanostructured Materials*. Elsevier, 2002.
- [Wu07] Y. Wu and Q. Zou. Iterative control approach to compensate for both the hysteresis and the dynamics effects of piezo actuators. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 15(5) :936–944, 2007.
- [Xie09] G. Xie, J. Ding, S. Liu, W. Xue, and J. Luo. Interfacial properties for real rough MEMS/NEMS surfaces by incorporating the electrostatic and Casimir effects—a theoretical study. *Surface and Interface Analysis*, 41(4) :338–346, 2009.
- [Xing09] X. Chen and D.W. Lee. Integrated microactuation scanning probe microscopy system. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 27(3) :1408–1412, 2009.
- [Xue05] J. Wang W. Xue and T. Cui. Modeling and design of polymer-based tunneling accelerometers by ANSYS/MATLAB. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 10(4) :468–472, 2005.
- [Yeh97] C. Yeh and K. Najafi. A low-voltage tunneling-based silicon microaccelerometer. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 44(11) :1875–1882, 1997.
- [Yie09] Z. Yie, N. Kataria, C. Burgner, K. Astrom, F. Brewer, and K. Turner. Control design for force balance sensors. In *American Control Conference*, pages 4208–4214, June 2009.
- [Yum04] K. Yum, Z. Wang, A.P. Suryavanshi, and M.F. Yu. Experimental measurement and model analysis of damping effect in nanoscale mechanical beam resonators in air. *Journal of Applied Physics*, 96(7) :3933–3938, 2004.
- [Yunfeng01] Y. Li and R. Horowitz. Mechatronics of electrostatic microactuators for computer disk drive dual-stage servo systems. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 6(2) :111–121, 2001.
- [Zerounian07] N. Zerounian, M. Enciso-Aguilar, T. Hackbarth, H.-J. Herzog, and F. Aniel. Modelling and measurements of the parasitic electrostatic capacitances in Si/SiGe n-HFET. *Solid-State Electronics*, 51(3) :449 – 459, 2007.
- [Zhang97] B. Zhang and Z. Zhu. Developing a linear piezomotor with nanometer resolution and high stiffness. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 2(1) :22–29, 1997.
- [Zhu05] G. Zhu, J. Penet, and L. Saydy. Modeling and control of electrostatically actuated MEMS in the presence of parasitics and parametric uncertainties. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 129(6) :786–794, 2007.

- [Zhu07] G. Zhu, J. Levine, L. Praly, and Y.-A. Peter. Flatness-based control of electrostatically actuated mems with application to adaptive optics : A simulation study. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 15(5) :1165–1174, 2006.
- [Zitzler02] L. Zitzler, S. Herminghaus, and F. Mugele. Capillary forces in tapping mode atomic force microscopy. *Physical Review B*, 66(15) :155436–155444, Oct 2002.