



HAL
open science

Étude des phénomènes physiques utilisables pour alimenter en énergie électrique des micro-systèmes communicants

G. Despesse

► **To cite this version:**

G. Despesse. Étude des phénomènes physiques utilisables pour alimenter en énergie électrique des micro-systèmes communicants. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2005. Français. NNT: . tel-00162518

HAL Id: tel-00162518

<https://theses.hal.science/tel-00162518>

Submitted on 13 Jul 2007

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.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au LETI (Laboratoire d'Electronique, de Technologie et d'Instrumentation) du CEA (Commissariat à l'Energie Atomique) de Grenoble au sein du DCIS (Département Système de l'Information et de la Santé) et plus précisément dans le service SMOC (Service Microsystèmes et Objets Communicants). Je remercie M. Alain LE ROY, M. Roland BLANPAIN et M. Bruno FLAMENT pour m'avoir accueilli durant ces trois années de thèse et m'avoir permis de travailler dans d'excellentes conditions.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon directeur de thèse Skandar BASROUR pour sa participation active, mon encadrant de thèse Mr Jean-Jacques CHAILLOUT pour son soutien continu, et Thomas JAGER avec qui j'ai beaucoup travaillé.

Je remercie également Jean-Michel LEGER, chef de laboratoire au CEA/LETI, pour son intérêt particulier envers mon projet de thèse et pour la confiance dont il m'a fait part.

Pour le temps et l'intérêt porté à l'examen de cette thèse, j'exprime ma reconnaissance à M. Yves BRUNET (Professeur à l'ENSIEG, Grenoble), président ; à M. Sylvain BALLANDRAS (Directeur de recherche au LPMO, Besançon) et à Tarik BOUROUINA (professeur à l'ESIEE, Paris), rapporteurs ; à M. Eric. YEATMAN (professeur à l'Imperial College, Londres), examinateur.

Je tiens par ailleurs à remercier la société ELEFIL qui a apporté un soin particulier à la réalisation du prototype en tungstène sans lequel nous n'aurions pu montrer la validité de notre principe de récupération d'énergie.

Je remercie M. Andrea VASSILEV, M. Marc BERANGER, M. Jean-Michel ITTEL, M. Rosolino LIONTI, M. Bernard GUIHLAMAT, M. Jean CRESCINI, M. Paul BERNARD, M. Philippe KLEIN, M. Christian JEANDEY et bien d'autres pour leurs conseils et aides pratiques.

Un grand merci à toute l'équipe du bâtiment 4022, dont la bonne humeur et la sympathie ont énormément compté et à toutes les personnes que j'ai pu rencontrer lors de l'approfondissement des différents axes étudiés au cours de mes trois ans de thèse.

J'exprime également toute ma reconnaissance à mes proches pour leur soutien permanent au cours de ce travail.

Titre

Étude des phénomènes physiques utilisables pour alimenter en énergie électrique des micro-systèmes communicants

Résumé

D'ici quelques années, des capteurs de toutes sortes vont envahir notre environnement. Nous en rencontrons déjà beaucoup dans le domaine de l'automobile, de l'informatique ou de la téléphonie. Cette multiplication à grande échelle des capteurs n'est toutefois possible que si, d'une part, ils communiquent sans fil et que, d'autre part, ils sont entièrement autonomes du point de vue énergétique. Concernant les systèmes de communication, beaucoup de progrès et de normes sont apparus ces dernières années. La technologie semble être au point, même si des améliorations en termes de consommation sont encore possibles. Quant à l'autonomie énergétique, elle pose actuellement un véritable problème : la durée des piles ou batteries est limitée et leur dissémination est une source importante de pollution. Pour palier à ces inconvénients, l'idée qui est développée consiste à récupérer l'énergie (mécanique, thermique, chimique ou rayonnante) dans l'environnement proche des capteurs pour les alimenter afin de les rendre autonomes durant leurs durées de vie.

Suite à une importante étude bibliographique, nous nous sommes orientés vers la récupération de l'énergie de vibration mécanique. Une campagne de mesure nous a alors permis d'évaluer l'énergie disponible dans un certain nombre d'environnements et de dimensionner un système qui permette de convertir cette énergie mécanique en énergie électrique sur une large bande de fréquences. Nous avons alors initialisé deux réalisations : une première macroscopique en tungstène massif validant le concept et une deuxième en technologie silicium permettant de miniaturiser le récupérateur d'énergie afin de le rendre compatible avec les dimensions des capteurs à alimenter. Les premiers essais avec la structure en tungstène ont montré la possibilité de récupérer environ 480 μW pour une excitation de 80 μm d'amplitude à 50 Hz.

Mots-clés

Récupération d'énergie, Capteur sans fil auto-alimenté, Capacité variable, Convertisseur électrostatique, Générateur électrique, Conversion mécanique/électrique, Autonomie énergétique, Energie mécanique de vibration.

Keywords

Energy harvesting/scavenging, Vibration to electricity conversion, Self powered wireless sensor, Variable capacitance, Electrostatic converter, Power generation, Electric-generator.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I : INTRODUCTION.....	7
I.1 LES ENJEUX	7
I.2 LES BESOINS	7
I.3 NOS OBJECTIFS	8
CHAPITRE II : CHOIX D'UNE SOURCE D'ENERGIE ET DU SYSTEME DE CONVERSION ASSOCIE 9	
II.1 DIFFERENCE DE TEMPERATURE	9
II.2 RAYONNEMENT.....	12
II.3 CHIMIQUE	13
II.4 VIBRATIONS ET DEFORMATIONS MECANIQUES	14
II.5 SYNTHESE DE L'ETAT DE L'ART.....	17
CHAPITRE III : EVALUATION DE L'ENERGIE VIBRATOIRE RECUPERABLE	19
III.1 MODELE SIMPLISTE POUR LA RECUPERATION DES VIBRATIONS.....	19
III.2 MESURES DE VIBRATION EN CONDITIONS REELLES	23
III.3 ANALYSE DE L'ENERGIE VIBRATOIRE RECUPERABLE POUR UN FROTTEMENT ELECTRIQUE VISQUEUX	26
III.4 CHOIX DE LA STRUCTURE ELECTROSTATIQUE.....	31
<i>III.4.1 Structures</i>	<i>31</i>
<i>III.4.2 Modes de fonctionnement.....</i>	<i>32</i>
<i>III.4.3 Comportement recherché.....</i>	<i>33</i>
<i>III.4.4 Convertisseur en dehors du plan à entrefer variable.....</i>	<i>34</i>
III.4.4.1 Fonctionnement à charge constante	35
III.4.4.2 Fonctionnement à tension constante.....	37
<i>III.4.5 Convertisseur dans le plan à chevauchement variable</i>	<i>37</i>
III.4.5.1 Fonctionnement à charge constante	38
III.4.5.2 Fonctionnement à tension constante.....	39
<i>III.4.6 Convertisseur dans le plan à entrefer variable</i>	<i>40</i>
III.4.6.1 Fonctionnement à charge constante	41
III.4.6.2 Fonctionnement à tension constante.....	42
<i>III.4.7 Choix de la structure.....</i>	<i>43</i>
III.5 MODELISATION DU SYSTEME ELECTROSTATIQUE.....	48
III.6 ANALYSE DE L'ENERGIE RECUPERABLE PAR LE SYSTEME DE CONVERSION ELECTROSTATIQUE	52
CHAPITRE IV : DIMENSIONNEMENT DU CONVERTISSEUR MECANIQUE.....	57
IV.1 PARAMETRES DU DIMENSIONNEMENT.....	57
IV.2 DIFFERENTS TYPES DE REALISATIONS POSSIBLES.....	59
<i>IV.2.1 Réalisation d'une structure en silicium par les procédés de la microélectronique</i>	<i>59</i>
<i>IV.2.2 Réalisation d'une structure en tungstène par électroérosion.....</i>	<i>62</i>
IV.3 DIMENSIONNEMENT DE LA PARTIE MECANIQUE.....	67
<i>IV.3.1 Dimensionnement des poutres.....</i>	<i>67</i>
IV.3.1.1 Structure en silicium	69
IV.3.1.2 Structure en tungstène.....	72
<i>IV.3.2 Dimensionnement des doigts et caractéristiques électriques</i>	<i>74</i>
IV.3.2.1 Structure en silicium	77
IV.3.2.2 Structure en tungstène.....	79
CHAPITRE V : DIMENSIONNEMENT DE LA PARTIE GESTION ELECTRIQUE.....	81
V.1 CAHIER DES CHARGES.....	81

V.2 DETECTION DES EXTREMA DE LA CAPACITE VARIABLE	85
V.3 BLOCS DE CHARGE/DECHARGE.....	89
V.3.1 Rappel du cahier des charges.....	89
V.3.2 Choix d'une structure et fonctionnement théorique.....	89
V.3.2.1 Structure fournissant une charge constante d'un cycle à l'autre.....	90
V.3.2.2 Structure de type Boost (ou hacheur parallèle) pour injecter une énergie constante.....	92
V.3.2.3 Structure de type Flyback réversible en courant pour injecter une énergie constante.....	95
V.3.2.4 Dimensionnement rapide de la structure Flyback.....	98
V.3.3 Modélisation de la structure Flyback.....	99
V.3.3.1 Charge du primaire pendant t_1	103
V.3.3.2 A la transition t_1/t_2	105
V.3.3.3 Décharge du secondaire pendant t_2	106
V.3.3.4 Entre t_2 et t_3	108
Cas d'un déplacement relatif de type sinusoïdal.....	109
Cas d'une excitation mesurée dans un environnement donné.....	110
V.3.3.5 Charge du secondaire pendant t_3	111
V.3.3.6 A la transition t_3/t_4	113
V.3.3.7 Décharge du primaire pendant t_4	114
V.3.3.8 Entre t_4 et t_1	115
Cas d'un déplacement relatif de type sinusoïdal.....	116
Cas d'une excitation mesurée dans un environnement donné.....	116
V.3.4 Choix et/ou stratégie de réalisation des composants.....	117
V.3.4.1 Les transistors.....	117
Le transistor primaire K_p	117
Le transistor secondaire K_s	118
V.3.4.2 Le transformateur inductif.....	118
Choix du matériau magnétique.....	119
Réalisation des enroulements magnétiques.....	123
Simulations et bilan de puissance sur les structures dimensionnées.....	128
V.3.4.3 Structure en tungstène.....	128
V.3.4.4 Optimisation de la commande.....	135
Méthode de la dérivée sur charge.....	135
Méthode de la réponse à un échelon de tension.....	137
V.3.4.5 Structure en silicium.....	138
V.4 . ELECTRONIQUE DE COMMANDE	141
V.4.1 Avec une horloge.....	142
V.4.2 Avec des cellules à retard.....	142
CHAPITRE VI : MESURES.....	145
VI.1 . CARACTERISATION DE LA PARTIE MECANIQUE	145
VI.2 . CARACTERISATION DE LA PARTIE ELECTRIQUE DU PROTOTYPE EN TUNGSTENE.....	149
VI.3 . BILAN DE PUISSANCE.....	150
VI.3.1 Mesure de la puissance récupérable sur un banc de test.....	150
VI.3.2 Mesure de la puissance récupérable sur une application réelle.....	154
CHAPITRE VII : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	155
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	157
ANNEXES	171
ANNEXE 1 : Système thermique.....	171
ANNEXE 2 : Réduction d'échelle d'un système magnétique.....	173
ANNEXE 3 : Etude de l'effet thermotunnel.....	178
ANNEXE 4 : Récapitulatif des dimensions pour la structure en silicium.....	187
ANNEXE 5 : Rappel de la méthode Runge-Kutta.....	188
ANNEXE 6 : Optimisation du transformateur inductif.....	189
ANNEXE 7 : Automate de commande des transistors.....	192

CHAPITRE I : INTRODUCTION

I.1 Les enjeux

Poussés par les progrès de la microélectronique, les microsystèmes de type MEMS (Micro Electro-Mechanical Systems) sont appelés à se répandre progressivement à l'ensemble des objets de la vie courante. Pour permettre ce développement, il faut pouvoir résoudre le problème de leur alimentation en énergie. Si les piles et les batteries ont enregistré des progrès notables au cours de ces dernières années, l'utilisation, dans des objets communicants, de telles sources d'énergie se traduit toujours par une durée de vie limitée. Pour augmenter cette durée de vie il faut alors les remplacer ou les recharger périodiquement ce qui est particulièrement contraignant pour l'utilisateur, surtout si les objets à alimenter sont difficiles d'accès ou placés dans des milieux hostiles. C'est pourquoi nous nous proposons d'étudier ici une alternative à l'alimentation de ces objets en récupérant l'énergie disponible dans leur environnement, comme par exemple le rayonnement solaire, le vent, les gradients thermiques, le mouvement des vagues, les vibrations mécaniques ou les efforts de contrainte. Une première étape a consisté à faire un état de l'art nous permettant de définir les différentes sources d'énergie disponibles et les moyens de conversion associés. Nous les avons ensuite classés en fonction de leur intérêt en terme de performances et d'innovation. Une fois la source choisie, une étude approfondie de l'énergie disponible a été réalisée avant de passer au dimensionnement d'une structure de conversion particulière.

I.2 Les besoins

Les besoins se font ressentir dans presque tous les domaines, du civil au militaire, en passant par l'industrie et le spatial. Dans chacun des cas, les environnements peuvent être très différents et l'énergie récupérable peut prendre des formes très diverses. De plus les besoins en énergie et les contraintes d'encombrement peuvent fortement varier d'une application à l'autre. Par exemple, si nous considérons un réseau de bouées de surveillance en mer, au vu des distances kilométriques entre chaque bouée et de la vaste zone à surveiller, les besoins énergétiques sont plutôt de l'ordre du Watt, et l'encombrement peut dépasser les 100 cm³, alors que si nous considérons par exemple un microphone indépendant du téléphone portable (téléphone à la ceinture et microphone au niveau du cou), les besoins énergétiques sont plutôt de l'ordre de 10 à 100 μ W avec un volume restreint à quelques mm³. Pour chacun des cas, la solution peut être très différente. Il est donc nécessaire de bien cibler la gamme de puissance de travail, avant de spécifier quelle source d'énergie peut être utilisée et quel type de convertisseur peut y être associé.

I.3 Nos objectifs

Au cours de cette étude, nous nous sommes limités à l'alimentation de systèmes communicants très basse consommation, c'est-à-dire consommant de l'ordre de 10 à 100 μW . Ces systèmes peuvent être de simples capteurs transmettant leurs mesures par intermittence vers une base centrale, ou bien un réseau de capteurs communicants. Nous nous sommes attachés à réaliser un système de récupération d'énergie dont les dimensions se rapprochent de celles des capteurs à alimenter, c'est-à-dire de l'ordre du cm^3 , capable de s'adapter à un grand nombre d'applications.

Pour atteindre ces objectifs nous avons tout d'abord identifier les principales sources d'énergie disponibles dans l'environnement et les principaux systèmes de conversion que nous pouvons leur associer pour transformer ces énergies en une énergie électrique directement utilisable pour alimenter par exemple un capteur communicant. Nous vous présentons dans le chapitre suivant un petit bilan de cette étude.

CHAPITRE II : CHOIX D'UNE SOURCE D'ENERGIE ET DU SYSTEME DE CONVERSION ASSOCIE

Les possibilités de récupération d'énergie sont assez vastes et il est nécessaire de faire une première étude assez générale afin d'identifier les voies à privilégier ou à écarter. Sachant que les capteurs à alimenter peuvent se situer dans des zones très variées, il sera possible selon les cas d'utiliser différentes formes d'énergie parmi lesquelles nous pouvons citer l'énergie thermique, chimique, mécanique et radiative. A partir de chacune de ces formes d'énergie, nous allons identifier le convertisseur qui nous semble le plus approprié pour transformer cette énergie en énergie électrique utilisable. Enfin, nous comparerons et classerons ces sources et leurs convertisseurs en fonction notamment de leurs aptitudes à être miniaturisées.

II.1 Différence de température

L'objectif est d'évaluer les principes de récupération de l'énergie thermique naturellement disponible dans l'environnement. Ce type d'énergie est abondant et se présente sous la forme d'un flux thermique qui s'écoule entre deux points de températures différentes.

Voici quelques exemples où nous pouvons avoir une différence de température :

- De part et d'autre d'une vitre (appartement, bureau...).
- Entre l'atmosphère et le sol (le jour l'air a une température supérieure à celle du sol, et la nuit c'est le contraire) [\[LAW 2002\]](#) [\[STE 1999\]](#)
- Entre la carcasse d'un moteur (thermique ou électrique) et l'air ambiant ou le sol (moteur industriel, pot d'échappement de voiture, engin de chantier...) [\[HAI 2001\]](#)
- Entre la peau et l'air ambiant (montre, vêtements...) [\[JUN 2003\]](#) [\[KIS 1999\]](#) [\[AIG 2002\]](#) [\[MOL 2000\]](#) [\[STA 1996\]](#)
- Entre un radiateur de chauffage et l'air ambiant

Il suffit alors d'insérer entre deux points de températures différentes un élément qui convertisse l'énergie du flux thermique en énergie électrique.

Nous pouvons déjà noter que, sauf dans quelques cas particuliers tels que les systèmes à combustion, les écarts de températures observables dans la plupart des environnements sont en général assez faibles, inférieurs à 10 K. Nous pouvons donc et déjà écarter la conversion

thermoïonique¹ qui nécessite des températures très élevées (>1000 K). [PAR 1997] [MOM 2002] [KOB 2002] [KIN 2001]

Pour des raisons de robustesse, d'encombrement et de complexité, nous allons également privilégier les convertisseurs statiques (qui n'ont pas de parties mobiles) et exclure les systèmes à turbine utilisant la force d'expansion d'un liquide passant en phase vapeur ou les systèmes utilisant des matériaux à mémoire de forme. [IZU 2001] Nous constatons, de même, que peu de situations offrent des variations rapides et continues de température, ce qui exclut la pyroélectricité² en tant que telle [IKU 2002] [PLO 2000] [WAN 2000]. Toutefois, en général, les matériaux pyroélectriques ont aussi des propriétés piézoélectriques³ et réciproquement, dans ce cas il peut être intéressant d'exploiter en même temps les deux propriétés du matériau mais il s'agit là d'une solution assez marginale [NG 2000] [LAN 1996] [KUC 1997]. Au vu de ces différents critères, il ne reste plus qu'à évaluer la récupération d'énergie thermique par l'effet thermoélectrique classique, les super réseaux (superlattices) et enfin l'effet thermotunnel.

En ce qui concerne la thermoélectricité classique, il s'agit d'une mise en série électriquement et en parallèle thermiquement de thermo-éléments massifs de type n et p. Jusqu'à ce jour, aucun matériau massif n'a pu détrôner, en terme de rendement, pour des températures ambiantes (autour de 300 K), le Tellure de Bismuth dont les propriétés thermoélectriques ont été découvertes en 1957. Il est donc peu probable d'apporter en trois ans de thèse une innovation significative dans la thermoélectricité classique. Par ailleurs, si nous regardons l'évolution des performances des matériaux thermoélectriques depuis 1950, illustrée par leurs **figures de mérite**⁴ ZT , nous observons une longue stagnation de 1957 à 1998 et c'est seulement à partir de 1999 que nous notons des améliorations significatives (cf. courbe verte de la Figure 1).

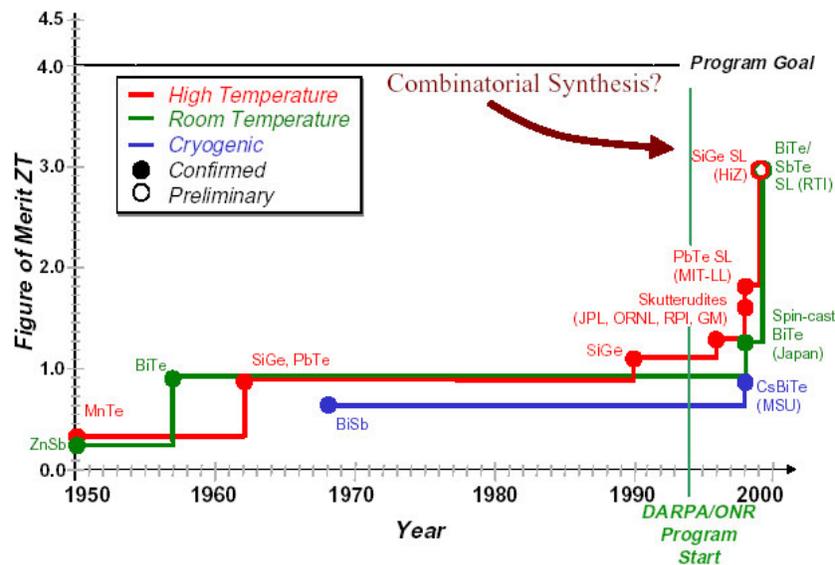


Figure 1: Progression de la thermoélectricité depuis 1950 (Données DARPA/ONR)

¹ L'effet thermoïonique correspond à l'émission spontanée d'électrons issus d'une surface conductrice portée à haute température vers une surface conductrice de plus basse température. Il y a alors apparition d'un courant électrique entre ces deux surfaces utilisable pour alimenter un circuit électrique.

² La pyroélectricité est une caractéristique de matériaux, qui lorsqu'ils sont soumis à des variations de température génèrent de l'électricité.

³ La piézoélectricité est la propriété d'un matériau à générer une tension électrique lorsque celui-ci est soumis à une contrainte mécanique.

⁴ La figure de mérite ZT d'un matériau permet de quantifier ses performances thermoélectriques intrinsèques, plus sa valeur est élevée, plus les performances de celui-ci sont intéressantes.

Ce décollage correspond à l'apparition des premiers matériaux thermoélectriques nanostructurés : les super réseaux. [\[ALL 2002\]](#) [\[XUA 2002\]](#) [\[GEN 2002\]](#) [\[YAM 2002\]](#) [\[WOO 2001\]](#) [\[ZAE 2000\]](#) [\[ANA 2001\]](#) [\[WAN 2001\]](#) [\[EUR 2001\]](#) [\[UHE 2003\]](#) [\[SHI 2002\]](#) [\[HUB 1996\]](#) [\[ISO 2002\]](#) [\[SNY 2001\]](#) [\[ONO 1998\]](#)

Au vu des efforts portés à l'étude des matériaux thermoélectriques massifs et aux « faibles » résultats obtenus, il ne nous a pas semblé pertinent, pour une thèse, de poursuivre dans cette voie. Quant à l'intégration de ces matériaux, beaucoup de laboratoires s'y sont déjà engagés notamment aux Etats Unis, en Europe et en Chine. Les résultats sont plutôt prometteurs en termes de densité d'énergie à condition de disposer d'un gradient de température important. Cette dernière contrainte impose en retour d'avoir des dissipateurs thermiques qui vont eux augmenter en taille, ce qui n'est pas compatible avec la miniaturisation (cf ANNEXE 1). [\[WAN 2003\]](#) [\[FLE 2000\]](#) [\[HAG 2002\]](#) [\[QU 2001\]](#) [\[STR 2002\]](#) [\[ZEN 2001\]](#) [\[FLE 2001\]](#) [\[SAM 2003\]](#) [\[SHA 1998\]](#) [\[MOY 1998\]](#) [\[SNY 2003\]](#)

Les perspectives d'innovation pour les matériaux thermoélectriques se situent plus dans l'amélioration du rendement. En effet, si nous continuons à utiliser des moteurs à combustion, c'est parce que le rendement des dispositifs thermoélectriques classiques reste faible, 5 à 10 % du **rendement de Carnot**⁵. Dans le cas des matériaux thermoélectriques la première idée pour améliorer ce rendement, c'est la réalisation de matériaux multicouches nanométriques appelés super réseaux. Cette nouveauté fait largement appel aux nanotechnologies et représente une vraie rupture technique en terme de rendement. L'inconvénient, c'est que pour l'instant leur fabrication est très coûteuse : pour un fonctionnement en refroidissement il faut plus de 1000 couches si nous voulons créer un écart de température de seulement 1 K avec un bon rendement. Pour un fonctionnement en récupération, sous une différence de température de quelques Kelvin et avec un bon rendement, il faudrait plutôt dix à cent milles nanocouches. [\[VEN 1999\]](#) [\[LAB 2001\]](#) [\[VAS 2004\]](#) [\[SIM 2000\]](#) [\[CHE 2001\]](#) [\[HAR 2002\]](#) [\[VEN 2002\]](#) [\[GHA 2003\]](#) [\[DRE 2000\]](#) [\[WHI 1995\]](#) [\[GHO 2002\]](#) [\[PRA 2002\]](#) [\[NUR 2002\]](#)

Une deuxième voie pour augmenter le rendement de la conversion thermique/électrique, consiste à utiliser l'**effet thermotunnel**⁶. Cet effet a surtout été étudié pour le refroidissement et ses performances attendues sont très prometteuses, proches du rendement de Carnot. Sachant que les systèmes thermoélectriques classiques sont réversibles, nous pouvons espérer avoir des performances similaires en récupération. Mais contrairement aux **super réseaux**⁷, aucun démonstrateur n'a été réalisé à ce jour. Ce principe nous est donc apparu comme une voie d'étude à privilégier pour la récupération d'énergie thermique. [\[TAV 2002\]](#) [\[MIS 1999\]](#) [\[HIS 2001\]](#) [\[KOR 1999\]](#)

⁵ Le rendement de Carnot correspond au rendement théorique maximal que nous pouvons espérer atteindre dans une conversion thermique/électrique, sa valeur correspond à l'écart de température appliqué ($T_2 - T_1$) divisé par la température maximale T_2 en Kelvin

⁶ L'effet thermotunnel ressemble à l'effet thermoionique classique, si ce n'est que dans un système de conversion exploitant l'effet thermotunnel, les surfaces en regard se trouvent seulement à quelques Angströms l'une de l'autre, ce qui d'une part abaisse la hauteur de barrière et d'autre part autorise la circulation d'un courant électrique par effet tunnel. Un électron peut alors passer d'une surface à l'autre sans avoir besoin d'une énergie cinétique très importante, ce qui autorise un fonctionnement à plus basse température et notamment à l'ambient.

⁷ Les super réseaux ressemblent aux systèmes thermoélectriques classiques, si ce n'est que les thermoéléments sont composés de millefeuilles dont la hauteur de barrière de potentielle entre couches est ajustable par dopage (améliorant la sélectivité des électrons) et dont la multitude des couches permet de réduire la conductivité thermique globale.

Au vu des résultats estimés pour le refroidissement, nous nous sommes intéressés à ce qu'il en était pour la récupération d'énergie. A priori et par similitude avec l'effet thermoélectrique classique, nous nous attendions à avoir des performances similaires entre le refroidissement et la récupération, c'est-à-dire des rendements proches du rendement de Carnot avec une densité de puissance de plusieurs centaines de Watts par cm^2 . Malheureusement, après avoir étudié le phénomène (cf. ANNEXE 3), il est apparu que les performances en récupération sont loin de celles démontrées en refroidissement, tant sur le plan du rendement que sur celui de la densité de puissance. En comparaison, le thermoélectrique classique peut atteindre 10 % du rendement de Carnot, le thermotunnel n'est alors pas un véritable concurrent ni en termes de puissance, ni en termes de rendement. Par ailleurs, pour réaliser un tel système, il faut être capable de résoudre des challenges technologiques importants : d'une part, avoir un état de surface quasi-parfait et, d'autre part, pouvoir régler la distance de séparation avec une précision de l'ordre de l'Angström.

Maintenant que nous avons évalué les caractéristiques des principales sources d'énergie thermique présente dans l'environnement et les principaux systèmes de conversion que nous pouvons leur associer, nous allons nous intéresser aux énergies de type radiatives (solaire, infrarouge, radiofréquence ou nucléaire).

II.2 Rayonnement

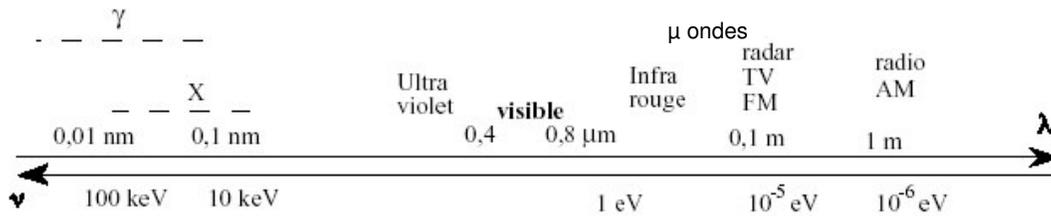
Quatre types de rayonnement susceptible d'être utilisé pour la récupération d'énergie se retrouvent dans la nature : le rayonnement solaire (visible), le rayonnement infrarouge, les ondes hertziennes et le rayonnement nucléaire.

Le rayonnement naturel le plus énergétique est bien sûr le rayonnement solaire, il est d'ailleurs déjà largement utilisé pour satisfaire les besoins énergétiques de maisons isolées. Nous comptons déjà de nombreux systèmes utilisant l'énergie solaire pour s'alimenter, comme par exemple certaines calculatrices, les téléphones d'urgence sur les autoroutes, les bornes de stationnement... Pour convertir le rayonnement solaire visible, nous utilisons tout simplement des cellules photovoltaïques. Ce domaine étant déjà largement étudié et ne rentrant pas dans notre domaine de compétence, il nous est apparu difficile d'apporter une contribution significative en trois ans de thèse. [\[KRI 2002\]](#) [\[LEE 1995\]](#) [\[MAN 2002\]](#) [\[BRE 2002\]](#) [\[JEN 2001\]](#) [\[TRI 2002\]](#) [\[BEN 2001\]](#) [\[TRU 2002\]](#) [\[MAK 2001\]](#)

Concernant la conversion du rayonnement infrarouge, nous pouvons utiliser des cellules photovoltaïques adaptées aux longueurs d'onde de ce rayonnement. Ce type de rayonnement se retrouve surtout à proximité de sources très chaudes (supérieure à 800 K). Sauf pour des applications très spécifiques, nous serons rarement en présence de telles sources. En général, l'énergie thermique de sources très chaudes (supérieure à 1200 K) est convertie dans un premier temps en rayonnement infrarouge à l'aide d'un matériau adapté, avant d'être transformé en électricité. Il s'agit en fait de ce que nous appelons communément la conversion thermophotovoltaïque. [\[COU 1999\]](#) [\[ROH 2002\]](#) [\[DIM 2003\]](#) [\[COR 2002\]](#) [\[HAR 2003\]](#)

En ce qui concerne maintenant les ondes hertziennes, nous les retrouvons essentiellement à proximité des principales sources d'émission que sont les émetteurs radio, télévision, téléphone, etc... Nous pouvons également envisager d'exploiter le rayonnement électrique créé par les lignes de distribution électriques et les réseaux de télécommunication filaires. Nous avons reporté sur la Figure 2, les principales longueur d'onde que nous pouvons rencontrer dans l'environnement.

Classification des rayonnements EM : spectre EM.



$$1\text{eV}=1.6\text{E}-19\text{ J}$$
$$1\text{J}= 0.00027\text{ Wh}$$

Figure 2: Spectre électromagnétique

Pour récupérer l'énergie du rayonnement électromagnétique nous pouvons faire appel directement aux antennes déjà utilisées dans les systèmes de communication classiques. L'inconvénient est que cette énergie est répartie sur une très large bande de fréquences. Nous pouvons bien sûr imaginer des antennes adaptatives capables de balayer le spectre et de sélectionner les bandes de fréquences les plus énergétiques, mais l'énergie disponible reste très faible à moins de se trouver vraiment à proximité d'un émetteur. En effet, l'énergie disponible décroît en R^2 avec R la distance séparant l'émetteur du récepteur.

A titre d'exemple, même avec une antenne de 1 cm^2 placée à 500 m d'un émetteur de 1 kW, nous ne pouvons espérer récupérer que 0.4 nW, ce qui bien sûr est insuffisant pour alimenter un capteur. Toutefois une application potentielle est l'alimentation de capteurs lorsque nous venons les interroger à l'aide d'un appareil communicant. Par exemple lorsque nous approchons un téléphone portable du capteur, celui-ci récolte l'énergie de la communication se réveille, effectue la mesure et transmet l'information, puis retourne en pause lorsque le téléphone s'éloigne. Bien que très nombreuses, ces applications se rapprochent plus d'une télé-alimentation que d'une auto-alimentation et il n'est pas envisageable de réaliser un réseau de capteurs de cette manière.

Reste alors uniquement le rayonnement radioactif naturel. Des mesures montrent que sur une surface de 40 par 40 cm^2 (soit 1600 cm^2) nous détectons en 1 heure environ 200 particules d'énergie comprise entre 50 KeV et 1 MeV. Si en moyenne ces particules possèdent une énergie de 500 KeV alors la puissance récupérable est de $4,32 \cdot 10^{-15}$ W, soit 27 fW par m^2 . Cette puissance est ridicule par rapport à ce que nous pouvons espérer récupérer avec des cellules photovoltaïques même en milieu peu éclairé. Enfin, il est peu envisageable pour des raisons de dissémination, d'utiliser des sources radioactives artificielles dans les capteurs (sauf pour des missions spécifiques tel que le spatial).

Nous allons maintenant nous intéresser à la récupération de l'énergie de type chimique.

II.3 Chimique

L'énergie disponible dans l'environnement proche du capteur peut aussi se trouver sous forme chimique. Dans ce cas celle-ci peut être récupérée soit directement sous forme électrique si nous arrivons à réaliser une pile (par l'ajout d'électrode par exemple), soit sous une forme intermédiaire (mécanique et/ou thermique) si cette énergie est de type élément combustible. Les sources naturelles basées sur une réaction d'oxydoréduction sont par exemple le citron ou le sang

dont nous pouvons oxyder le glucose et réduire l'oxygène. [\[O'N 2000\]](#) [\[ETK 2002\]](#)
[\[CHA 2003\]](#) [\[HUM 2001\]](#) [\[BAT 1993\]](#)

Cependant ces piles utilisant comme réactifs des éléments chimiques se trouvant dans l'environnement, n'ont malheureusement qu'un nombre d'applications limité. En effet, à part la pile marine utilisant les sédiments marins [\[REI 2001\]](#) et la biopile utilisant le glucose du sang [\[HEL 2002\]](#), nous avons peu d'exemples et leur efficacité et durée de vie restent pour l'instant très limitées. Par exemple, pour la pile marine il faut la déplacer régulièrement afin de renouveler le combustible et pour la biopile, il est difficile de trouver des matériaux biocompatibles, ce qui conduit à des performances se dégradant avec le temps.

En ce qui concerne l'utilisation de la biomasse, elle n'est efficace qu'à grande échelle (plusieurs tonnes), ce qui exclut son utilisation en tant que microsource. Ensuite il existe un certain nombre de systèmes assez anecdotiques utilisant des bactéries ou des insectes, soit pour créer des réactions chimiques, soit directement comme force mécanique, mais les domaines d'application sont extrêmement limités. [\[DUN 2004\]](#)

Nous allons maintenant nous intéresser à la dernière source d'énergie potentiellement disponible à proximité des capteurs à alimenter, à savoir l'énergie mécanique. Il s'agit de caractériser dans un premier temps la forme sous laquelle nous pouvons la trouver (vibration ou déformation) et d'identifier le meilleur moyen pour la convertir en énergie électrique.

II.4 Vibrations et déformations mécaniques

Comme pour les sources d'énergies précédentes, nous allons identifier quelques exemples d'environnement où nous pouvons rencontrer ce type d'énergie, puis nous nous intéresserons à sa conversion.

Voici quelques exemples de sources (ou sièges) de vibrations mécaniques :

- Un moteur de voiture
- Les mouvements du corps humain [\[AMI 1998\]](#) [\[SAM 2002\]](#) [\[BOR 1998\]](#)
- Une surface soumise à des chocs (table de ping-pong)
- Balles de jeux (ballon, balle de tennis, balle de ping-pong...)
- Un ordinateur, une machine à laver, un four micro-onde ...
- Une barrière de bordure d'autoroute (mise en vibration par le passage d'un véhicule)
- Une surface recevant des gouttes de pluie
- Une antenne vibrant sous l'effet du vent
- Une bouée marine subissant le mouvement des vagues [\[TAY 2002\]](#)
- Les câbles de maintien d'un pont, les télésièges des remontées mécaniques...

Voici quelques exemples d'objet subissant des déformations mécaniques

- La semelle d'une chaussure lorsque l'on marche [\[KYM 2000\]](#)
- La torsion d'un ski ou d'un surf des neiges pendant l'effort
- Un interrupteur soumis à une pression
- Un pèse-personne
- La déformation d'un habit lorsque celui-ci est porté ou au lavage [\[MOL 2000\]](#)
[\[STA 1996\]](#)
- Les déformations des suspensions d'un vélo tout terrain
- La déformation des élastiques d'une pochette de rangement (pour étiquette RFID par exemple)

- Les déformations internes et externes d'un corps vivant (vaisseaux sanguins, cœur, poumons, peau...) [\[RAM 2002\]](#) [\[MAT 1988\]](#) [\[HUN 1977\]](#) [\[TAS 2000\]](#)
- Circulation d'un fluide sur une surface [\[GHO 2003\]](#)

Nous pouvons récupérer l'énergie de vibrations mécaniques à l'aide de mécanismes composées d'une partie mobile. Quant aux déformations, il s'agit en général d'une conséquence d'un effort de contrainte.

Pour évaluer les principes de conversion associés à la récupération d'énergie de vibration ou de déformations mécaniques, nous allons les classer selon deux critères :

- Le système de conversion doit pouvoir récupérer de l'énergie sur la plus large bande de fréquence possible (de 5 à 500 Hz) afin de maximiser le nombre d'applications.
- Limiter les déplacements relatifs ou les déformations à de faibles amplitudes (inférieures à un mm) afin de limiter l'encombrement.

Si nous examinons tout d'abord les systèmes de conversion électromagnétique, nous nous rendons compte qu'il est difficile de les miniaturiser. En effet, même si nous pouvons créer des champs magnétiques à l'échelle microscopique du même ordre de grandeur qu'en macroscopique, c'est-à-dire de l'ordre de 1 Tesla, la densité volumique d'énergie convertible diminue avec le volume (cf ANNEXE 2). Par ailleurs, il est difficile d'avoir un système stable avec de fortes variations de champ pour des déplacements de faibles amplitudes, sauf en se plaçant à la résonance, mais cela limite les applications. De plus l'intégration d'un système électromagnétique, requiert pour des raisons technologiques, de limiter le nombre de spires des bobines, ce qui limite considérablement les tensions récupérables. Il en est de même pour l'effet de magnétostriction. Enfin, vu les faibles fréquences en jeu, (inférieures à 100 Hz), les bobinages sont plus résistants que selfiques, ce qui engendre de fortes pertes et limite la valeur de l'amortissement électrique (faible couplage mécanique/électrique). [\[CHI 2002\]](#) [\[GLY 2004\]](#) [\[KK 1985\]](#) [\[ELH 2001\]](#) [\[LEE 2003\]](#) [\[WIL 2001\]](#) [\[CHA 2002\]](#)

La conversion piézoélectrique est quant à elle bien adaptée à la récupération des efforts de contraintes. Toutefois, son intégration pose encore quelques difficultés. En effet nous n'arrivons pas encore à avoir les mêmes performances en petites dimensions qu'en massifs. Cependant, l'avantage par rapport à l'électromagnétisme intégré, c'est que les tensions générées sont assez élevées (on peut facilement produire des pics de tension de plus de 100 V, lorsque le matériau est soumis à des chocs). Par ailleurs, comparé à l'électrostatique, le fonctionnement ne nécessite pas d'avoir une source d'énergie d'amorçage (pas besoin de circuit électrique de polarisation). Toutefois le couplage électromécanique n'est pas très élevé, c'est-à-dire que même si nous optimisons la charge électrique, le mouvement mécanique ne sera que très peu amorti (amortissement inférieur à 5 %). La puissance récupérable est de l'ordre de quelques μW par cm^3 (récupération des déformations des vaisseaux sanguins ou des poumons par exemple) à quelques mW par cm^3 (cas de fortes contraintes comme dans une chaussure par exemple) avec un rendement maximal de l'ordre de 10 %. [\[RAM 2002\]](#) [\[KON 2001\]](#) [\[GOL 1998\]](#) [\[TAY 2002\]](#) [\[KYM 2000\]](#) [\[ICH 2001\]](#) [\[HAR 2001\]](#)

En ce qui concerne les structures de conversion électrostatique, elles sont bien adaptées à la réduction des dimensions. En effet, la diminution de l'entrefer conduit à l'augmentation de la densité de surface capacitive. Quand les dimensions sont réduites d'un facteur k , la capacité volumique est alors augmentée d'un facteur k^2 . Si à l'échelle macroscopique les structures électrostatiques ne sont pas intéressantes, ce n'est plus vrai à l'échelle microscopique.

Par ailleurs, pour des entrefers faibles (de quelques μm), nous pouvons avec une tension pas trop élevée (quelques V) avoir de fortes valeurs de champ électrique dans la structure : **des forces électrostatiques importantes sont alors mises en jeu et celles-ci peuvent amortir efficacement le mouvement mécanique**. Toutefois, il ne faut pas oublier que les vibrations ou les déformations à récupérer sont en basses fréquences, ce qui nous oblige, à garder un débattement important si nous voulons récupérer suffisamment d'énergie, de l'ordre de 50 à 200 μm (cf Chapitre IV), ce qui limite alors la réduction des dimensions du convertisseur. [\[MIZ 2003\]](#) [\[STE 2002\]](#) [\[MIT 2003\]](#) [\[HUA 2003\]](#) [\[TAK 2003\]](#) [\[BOL 2003\]](#) [\[ROU 2003\]](#) [\[MIA 2002\]](#) [\[STE 2002\]](#) [\[MEN 1999\]](#) [\[MEN 2001\]](#)

Enfin nous pouvons encore citer l'exemple de quelques principes de conversion exotiques comme la **triboélectricité**⁸. Il s'agit d'un phénomène utilisable seulement dans des applications très particulières et n'est intéressant que si nous exploitons une source de frottement existante, comme le **passage de l'air sur une surface** ou un système de freinage. Par contre, créer volontairement un frottement pour utiliser la triboélectricité comme système de conversion mécanique/électrique n'est vraiment pas une bonne solution : le rendement est très mauvais (beaucoup de pertes thermiques) et le système comporte des pièces d'usures. [\[KUC 2002\]](#) [\[KAA 2002\]](#) [\[WIL 2000\]](#)

Maintenant que nous avons récapitulé les principaux systèmes de conversion que nous pouvons associer aux différentes sources d'énergies potentiellement disponibles dans l'environnement immédiat du capteur à alimenter, nous allons les comparer entre eux. Cette étude comparative des différents moyens de conversion a pour but de nous aider à choisir un principe de récupération d'énergie approprié à l'alimentation d'un micro-capteur autonome très basse consommation.

⁸ La triboélectricité consiste à extraire des charges électriques d'une surface par frottement sur une autre surface, nous avons alors apparition d'une tension électrique entre ces deux surfaces utilisable pour alimenter un circuit électrique.

II.5 Synthèse de l'état de l'art

A partir de la liste précédente des différentes sources d'énergie disponibles et des différents systèmes de conversion que nous pouvons leur associer, nous allons extraire les voies qui selon nous sont à privilégier. Pour cela, nous allons tout d'abord comparer les systèmes de conversion par rapport à la densité d'énergie qu'ils sont capables de convertir. Voici un tableau comparatif :

Thème	Propriétés	Commentaires	Pour 1mW
Thermoélectrique	$Z = \alpha^2 / \rho \lambda$ $U = n \alpha \Delta T$ $P = \frac{n^2 \alpha^2 \Delta T^2}{4 R_g}$	Z=Facteur de mérite, α pouvoir thermoélectrique, ρ résistivité électrique, λ conductivité thermique et R_g une résistance de charge adaptée. Rendement entre 5 et 10% de Carnot.	S=2000 mm ² sous $\Delta T=3$ K (épaisseur inférieure au mm)
Thermoïonique	$J = A T^2 e^{-\frac{\phi}{k T_E}}$	A est la constante de Richardson-Dushman (valeur théorique de 120 A.cm ⁻² .K ²), T_E la température de la surface émettrice, k la constante de Boltzmann et ϕ la fonction de travail	S=0,03 mm ² à 1600 K
Thermo-Photo-Voltaïque (TPV)	$P = \epsilon \sigma T^4 S$	Rendement de 25% avec une cellule GaSb illuminée à 1750 K, 2,45 W.cm ⁻²	S=40 mm ²
Thermotunnel		Rendement théorique en refroidissement proche de celui de Carnot	S=0.01 mm ² sous $\Delta T=1$ K
Pyroélectricité	$i_p(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = p A \frac{dT_p}{dt}$	A=surface excitée du capteur, T_p température du matériau. Pour le PZT, on a un coefficient pyroélectrique p de 17.10^{-6} mm ² .K ⁻¹ Avec une variation de 10 K à 1 Hz, on peut obtenir 0,9 KW avec 10 ⁶ mm ³ de P(VF2-TrFE).	V=11,1 mm ³ pour 1 K à 1 Hz
Photovoltaïque	26 W.m ⁻²	Emission moyenne ~100 W.m ⁻² Rendement en laboratoire de 26%	S=38 mm ²
Bobine placée à proximité d'une ligne haute fréquence	$P = \frac{\mu_0 V}{8\pi} \left(\frac{I}{d}\right)^2 f$	d =distance séparant la ligne infinie, parcourue par le courant I à la fréquence f , de la bobine réceptrice. V =Volume de la bobine réceptrice $P=50$ pW.m ² .A ² .MHz ⁻¹ .mm ⁻³ (Puissance reçue par une bobine de 1 mm ³ placée à 1 m d'un fil parcouru par un courant de 1 A à 1 MHz)	V=2.10 ⁶ mm ³ $d=1$ m, $f=10$ MHz, $I=1$ A
Piézoélectrique	$P = k * P_{meca}$	k = coefficient de couplage. Pour le PZT, $k=10$ à 70% ~ 5.1 W.cm ⁻³ à 60 Hz [HUG 1986]	V=0.25 mm ³ (théorique)
Electromagnétique	$P = \frac{B_m^2 L \pi S^2 f^2 \rho L n \left(\sqrt{\frac{V}{LS}}\right)}{4 \rho^2 + S^2 f^2 \mu^2 L n \left(\sqrt{\frac{V}{LS}}\right)^2}$	V représente le volume total, L et S les dimensions du circuit magnétique qui maximisent la puissance pour un volume donné, ρ résistivité électrique, μ la perméabilité du circuit magnétique et f la fréquence de fonctionnement	V=30 mm ³ , $f=50$ Hz $B_m=1$ T
Electrostatique	$P = \frac{1}{2} U_{charge}^2 \frac{C_{max}}{C_{min}} (C_{max} - C_{min}) f$	U_{charge} la tension au moment de la charge (cycle à charge constante) $C_{max}-C_{min}$ la variation de capacité, f la fréquence de fonctionnement	V=0.2 mm ³ $U_{charge}=20$ V $C_{min}=10$ pF $C_{max}=1$ nF $f=50$ Hz

Pile chimique	Jusqu'à 150 Wh/kg soit 300 Wh/L	Données 2002	1 mW pendant 10 ans => 0,6 Kg, soit 280.10^3 mm^3
Pile zinc-air	E=400 Wh/Kg	Arotech battery	1 mW pendant 10 ans => 0,219 Kg, soit 31.10^3 mm^3

Tableau 1 : Récapitulatif des différents convertisseurs

Du fait de la diversité des situations, il est très difficile de tirer rapidement des conclusions sur les systèmes de conversion à partir de leur densité d'énergie. En effet, la plage de fonctionnement n'est pas du tout la même d'un convertisseur à l'autre. Si on compare par exemple le thermophotovoltaïque (TPV) au thermoélectrique, le premier ne fonctionne qu'à partir de 800°C alors que le second fonctionne très bien en dessous de 500 °C.

De même, il est impossible de classer les sources d'énergie, car leur disponibilité diffère suivant l'environnement dans lequel on se trouve. On peut toutefois noter qu'en présence de soleil ou de lumière suffisante, il vaut mieux opter pour la conversion photovoltaïque (100 à 15000 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$). Ensuite, si elle est disponible, on suggère d'utiliser l'énergie mécanique (10 à 500 $\mu\text{W}/\text{cm}^3$) avant d'utiliser l'énergie thermique (quelques 10 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$).

Nous pouvons par contre, pour chacune des sources, essayer de définir qualitativement quelles sont les voies à privilégier en fonction de leur innovation, efficacité, miniaturisation et enjeux. Dans le tableau suivant nous récapitulons l'intérêt porté aux différents convertisseurs (une forte priorité est donnée à l'innovation et aux enjeux), la note globale est la somme des notes dans chacun des critères :

Thème	Innovation	Miniaturisation	Efficacité	Faisabilité	Enjeux	Note globale
Effet thermotunnel	6/6	3/3	3/3	1/3	5/5	18/20
Electrostatique	5/6	3/3	2/3	2/3	5/5	17/20
Super réseaux	5/6	3/3	2/3	1/3	4/5	15/20
Piézoélectricité	4/6	2/3	2/3	2/3	4/5	14/20
Thermoélectricité	3/6	3/3	1/3	2/3	3/5	12/20
Biopiles	4/6	2/3	1/3	1/3	3/5	11/20
Photovoltaïque	0/6	3/3	3/3	3/3	1/5	10/20
Antennes	3/6	1/3	2/3	2/3	2/5	10/20
Electromagnétisme	1/6	1/3	2/3	2/3	2/5	8/20
Triboélectricité	3/6	0/3	1/3	2/3	2/5	8/20

Tableau 2 : Evaluation des différents convertisseurs

Attention : La notation du thermotunnel a été réalisée à partir des performances calculées pour le refroidissement.

Après avoir démontré, dans le cadre de la récupération d'énergie, que l'effet thermotunnel n'est pas aussi encourageant que nous l'espérions, nous nous sommes finalement orientés vers la récupération de l'énergie des vibrations mécaniques par procédé électrostatique. En effet, il s'agit de la source d'énergie ambiante la plus fréquente après le rayonnement solaire et le convertisseur présente beaucoup d'attraits, notamment les aspects innovants. En effet, nous pouvons constater que la récupération des vibrations mécaniques par phénomène électrostatique n'est pas encore très répandue, puisque nous comptons pour l'instant seulement quatre ou cinq laboratoires travaillant sur la thématique : l'IMEC, l'université de Berkeley, le MIT, l'Imperial College... [\[STE 2002\]](#) [\[MEN 2001\]](#) [\[ROU 2003\]](#) [\[MIT 2003\]](#)

Avant de développer les systèmes de conversion électrostatique, nous allons tout d'abord estimer dans le chapitre suivant l'énergie de vibration théoriquement récupérable.

CHAPITRE III : EVALUATION DE L'ENERGIE VIBRATOIRE RECUPERABLE

III.1 Modèle simpliste pour la récupération des vibrations

Avant d'entrer dans le détail des systèmes de conversion électrostatiques, nous pouvons déjà essayer d'estimer l'énergie cinétique récupérable à l'aide d'un modèle plus général comportant un **amortissement électrique de type visqueux**. L'objectif est de pouvoir établir avec un modèle linéaire simplifié des relations entre la masse mobile, l'accélération, l'amortissement, le déplacement et l'énergie récupérable. Ceci nous permettra d'établir les grandes tendances qui s'appliqueront ensuite au cas particulier de la conversion capacitive. Voici le schéma du modèle linéaire simplifié qui a été proposé par Williams et Yates [\[WIL 1995\]](#) et qui servira de base à cette étude :

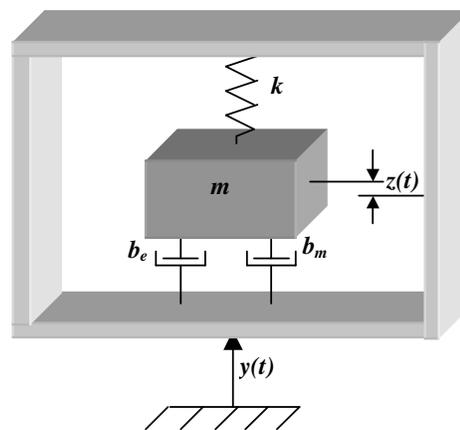


Figure 3: Système à amortissement visqueux

Le modèle proposé est composé d'un boîtier rigide soumis aux vibrations $y(t)$ et d'une masse m interne mise en suspension par le ressort k , de deux amortissements, un électrique b_e et l'autre mécanique b_m . Le déplacement relatif de la masse m par rapport à sa position d'équilibre est représenté par $z(t)$. Une partie de l'énergie cinétique de la masse est perdue dans l'amortissement mécanique tandis que l'autre partie est convertie en électricité au travers de l'amortissement électrique. Nous allons calculer l'énergie récupérable pour des excitations $y(t)$ sinusoïdales.

L'équation mécanique régissant le système est :

$$m\ddot{z} + (b_e + b_m)\dot{z} + kz = -m\ddot{y} \quad \text{Équation 1}$$

avec $\left\{ \begin{array}{l} z \text{ le déplacement par rapport à la position d'équilibre} \\ y \text{ le déplacement de l'excitation} \\ m \text{ la masse} \\ b_e \text{ le coefficient d'amortissement électrique} \\ b_m \text{ le coefficient d'amortissement mécanique} \\ k \text{ la raideur du ressort de rappel} \end{array} \right.$

Soit une excitation $y(t)$ sinusoïdale :

$$y(t) = Y \sin(\omega t)$$

le déplacement s'écrit alors :

$$z(t) = -\frac{Ym\omega^2 \cos(\omega t + \varphi)}{\sqrt{((b_e + b_m)\omega)^2 + (m\omega^2 - k)^2}} \quad (\text{Régime permanent})$$

la force électrostatique f_e dans le système est donnée par :

$$f_e(t) = b_e \dot{z}(t) = \frac{Yb_e m \omega^3}{\sqrt{((b_e + b_m)\omega)^2 + (m\omega^2 - k)^2}} \sin(\omega t + \varphi)$$

nous en déduisons alors la puissance instantanée :

$$p(t) = f_e(t)\dot{z}(t) = \frac{Y^2 b_e m^2 \omega^6}{((b_e + b_m)\omega)^2 + (m\omega^2 - k)^2} \sin^2(\omega t + \varphi)$$

et la puissance moyenne :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt = \frac{Y^2 b_e m^2 \omega^6}{2 \left[((b_e + b_m)\omega)^2 + (m\omega^2 - k)^2 \right]}$$

Si on définit :

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}}; \quad b_e = 2m\zeta_e \omega_n \quad \text{et} \quad b_m = 2m\zeta_m \omega_n$$

(ζ_e et ζ_m sont appelés les amortissements réduits)

alors on obtient la puissance normalisée suivante :

$$P = \frac{mY^2 \zeta_e \omega_n^3 \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^6}{\left(2(\zeta_e + \zeta_m) \frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2\right)^2}$$

Si nous caractérisons $y(t)$ par son accélération A , nous obtenons :

$$Y = \frac{A}{\omega^2} \Rightarrow P = \frac{\frac{mA^2 \zeta_e}{\omega_n} \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2}{\left(2(\zeta_e + \zeta_m) \frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2\right)^2} \quad \text{Équation 2}$$

Enfin si l'excitation est faite à la résonance mécanique du système, c'est-à-dire si nous nous plaçons dans des conditions optimales, nous obtenons :

$$P = \frac{mA^2 \zeta_e}{4(\zeta_e + \zeta_m)^2 \omega_n}$$

La puissance récupérée est donc proportionnelle à la masse en mouvement et au carré de l'accélération d'excitation. Pour maximiser la puissance récupérable, il faut choisir la raideur du ressort de telle manière que **la fréquence de résonance coïncide avec celle de l'excitation** et prendre **un amortissement électrique égal à l'amortissement mécanique, lequel doit être le plus petit possible afin de minimiser les pertes**. Mais si on choisit un facteur de qualité élevé (faible amortissement), on va obtenir de très grands déplacements, ce qui risque d'augmenter l'encombrement du système.

Par ailleurs, cette optimisation n'est valable que si la fréquence d'excitation est connue avec une très bonne précision (mieux que 1 % près). Dans le cas contraire, nous avons intérêt à prendre un amortissement électrique élevé (couplage mécanique/électrique fort) afin de rendre le système moins sélectif.

En effet, comme nous avons choisi de réaliser un système qui fonctionne dans un maximum d'environnements, **nous n'allons pas maximiser la puissance récupérable pour une fréquence d'excitation donnée, mais plutôt pour une large bande de fréquences (de 5 à 500 Hz)**. Voici sur la figure ci-après la forme de la puissance récupérable en fonction de la pulsation d'excitation et du taux d'amortissement électrique.

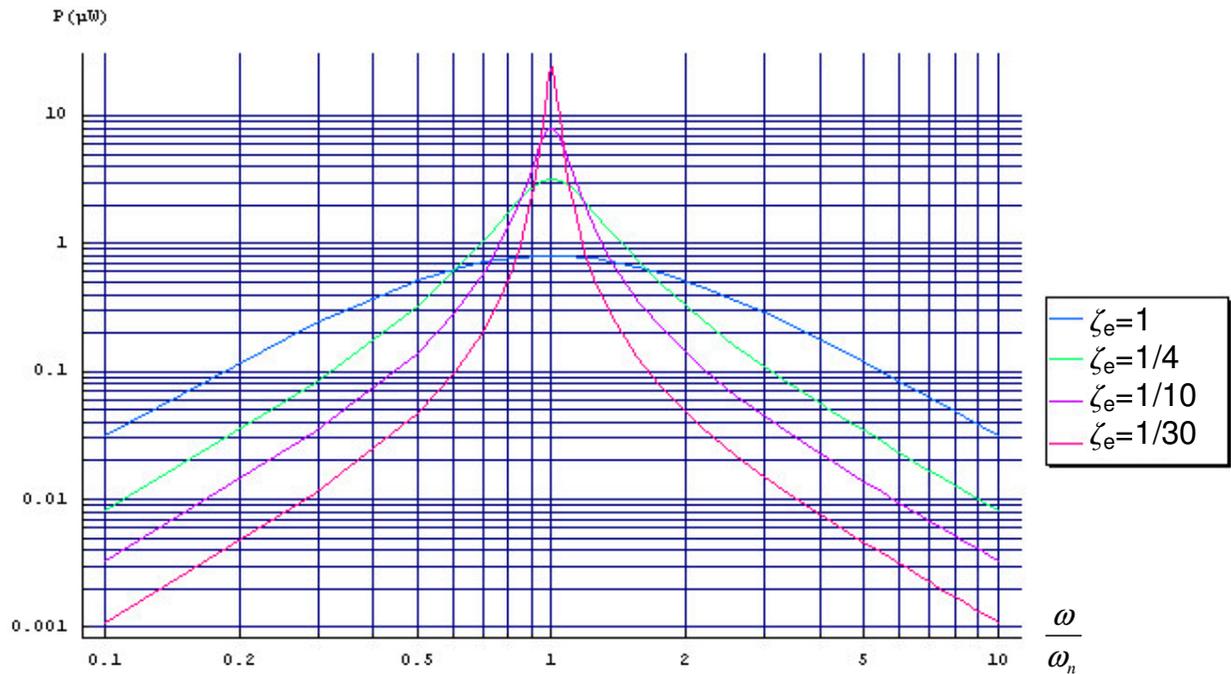


Figure 4 : Puissance fonction de la pulsation normalisée et de l'amortissement ζ_e

Nous avons ici volontairement négligé le taux d'amortissement mécanique, car celui-ci peut être raisonnablement limité à 1/100, alors que les amortissements électriques, qui nous intéressent, sont supérieurs à 1/10. En effet, **si on veut pouvoir récupérer de l'énergie sur deux décades, nous avons intérêt à prendre un taux d'amortissement électrique proche de 1**, quitte à ne pas maximiser la puissance récupérable lorsque la fréquence d'excitation se rapproche de la fréquence de résonance.

Si maintenant, on examine l'amplitude Z du déplacement $z(t)$, sa forme normalisée est donnée par :

$$Z = \frac{A}{\omega_n^2 \sqrt{4(\zeta_e + \zeta_m)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_n}\right)^2\right)^2}}$$

Avec les paramètres définis précédemment, on obtient pour l'amplitude Z du déplacement fonction de la pulsation et de l'amortissement électrique les courbes représentées sur la figure ci-après.

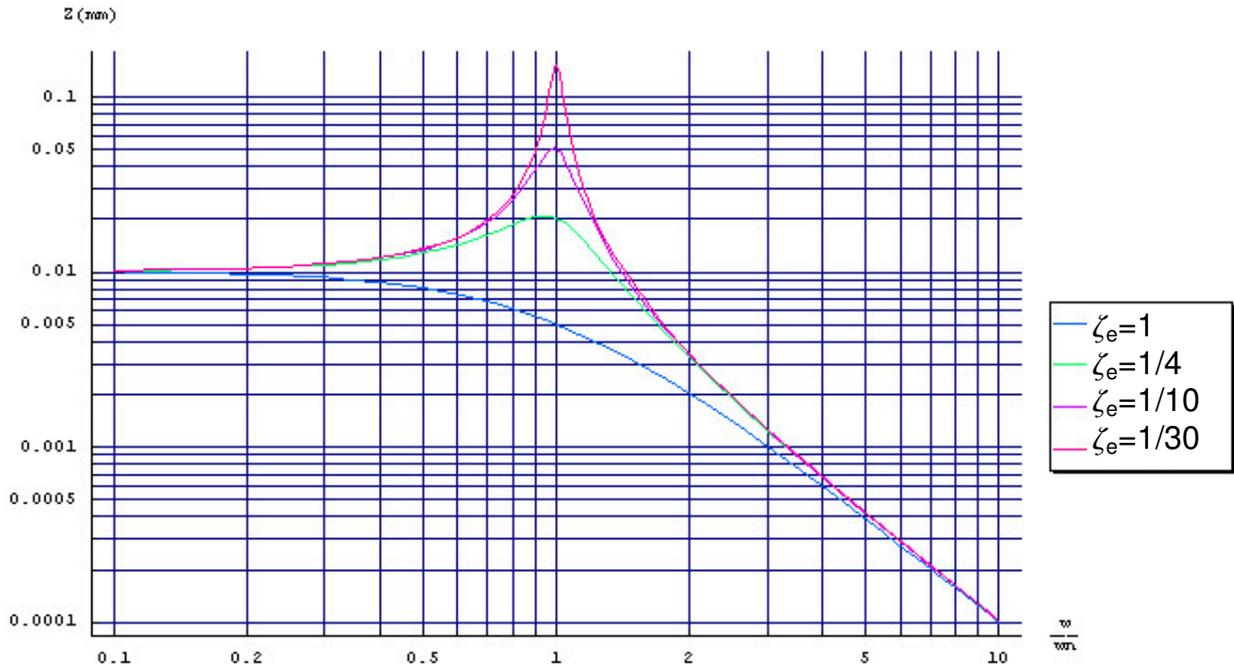


Figure 5 : Amplitude du déplacement $z(t)$ en fonction de la pulsation normalisée et de l'amortissement électrique ζ_e

Sachant que le système de conversion mécanique/électrique est en général optimisé pour une amplitude donnée de déplacement, on a intérêt à avoir une amplitude de déplacement qui ne dépende pas trop de la fréquence d'excitation. Par ailleurs, si nous voulons limiter l'encombrement, il faut restreindre ce déplacement, ce qui nous conduit de la même manière à choisir un taux d'amortissement électrique proche de 1.

Pour se rendre compte de la diversité des excitations et estimer la puissance théorique récupérable, des mesures d'accélération sur des objets de la vie courante ont été réalisées.

III.2 Mesures de vibration en conditions réelles

Après avoir fait une analyse générale en considérant que l'excitation était à accélération constante, nous allons voir ce qu'il en est réellement.

Voici par exemple l'accélération temporelle mesurée avec un accéléromètre de type ADXL210JQC sur le moteur d'une voiture essence lorsque celui-ci tourne à environ 1000 tr/min (voiture à l'arrêt et moteur au ralenti):

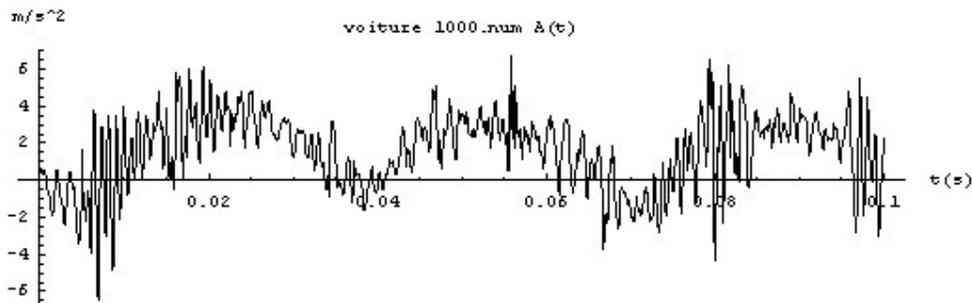


Figure 6 : Accélération temporelle sur le moteur d'une voiture essence

Nous remarquons que l'accélération temporelle atteint des valeurs élevées, jusqu'à 6 m/s^2 , mais elle est le résultat d'un mélange de plusieurs fréquences.

Soit $A_t(r)$ le vecteur échantillonné de l'accélération temporelle et n le nombre d'échantillons, si nous effectuons une transformée de Fourier de ce signal et que nous la normalisons de telle manière que l'amplitude représente bien l'accélération à une fréquence donnée, alors nous obtenons le vecteur $A_f(s)$ qui s'écrit :

$$A_f(s) = \frac{2}{n} \sum_{r=1}^n A_t(r) e^{\frac{-2\pi i(s-1)(r-1)}{n}}$$

Nous obtenons dans le cas du moteur essence le spectre suivant : (calcul fait sous le logiciel Mathematica™)

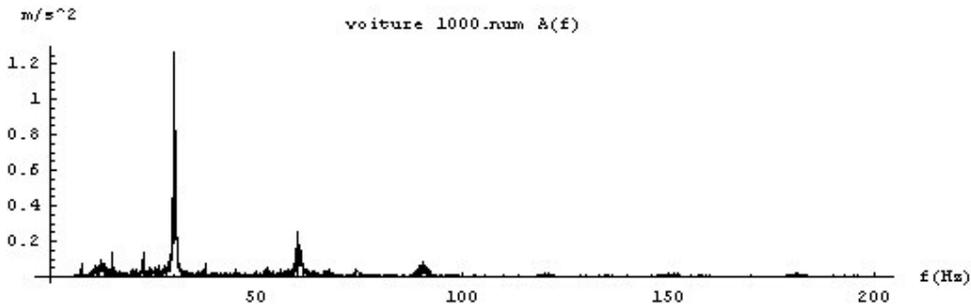


Figure 7 : Accélération fréquentielle sur le moteur d'une voiture essence

On observe une raie principale à 33 Hz et un premier harmonique (66 Hz) déjà environ 6 fois plus faible. L'amplitude du fondamental n'atteint pas les 6 m/s^2 , mais plutôt 1.24 m/s^2 , ce qui reste toutefois important. Si nous augmentons la vitesse de rotation du moteur, nous augmentons en même temps la fréquence de la raie principale.

Voici maintenant ce qu'il en est si on place le capteur d'accélération sur la carrosserie de cette même voiture lorsqu'elle roule à 50 km/h :

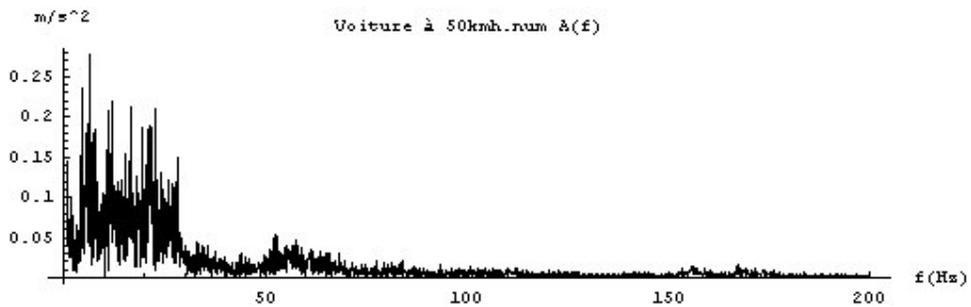


Figure 8 : Accélération fréquentielle sur une voiture à 50 km/h

Nous remarquons que le spectre est beaucoup plus étalé avec des amplitudes plus faibles que pour le moteur au ralenti. En fait nous n'avons plus maintenant un mouvement régulier défini par deux modes principaux, mais plutôt un mouvement aléatoire et de basse fréquence qui est un mélange des différents modes de vibrations mécaniques que nous pouvons trouver sur une voiture.

Prenons maintenant le cas d'un objet industriel tel qu'une perceuse à colonne dont l'accélération spectrale est la suivante :

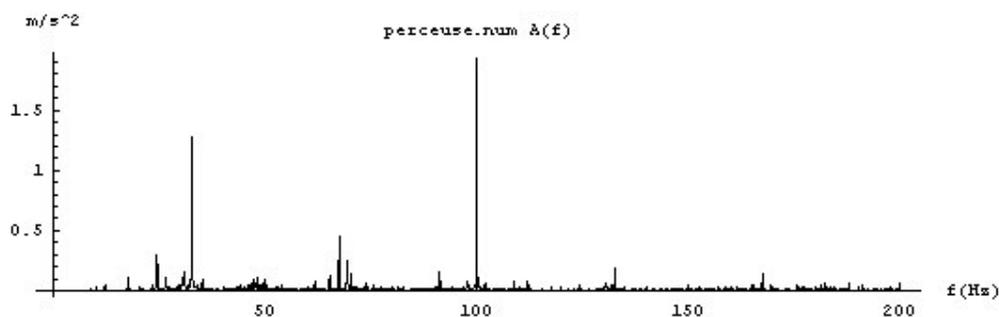


Figure 9 : Accélération fréquentielle sur une perceuse à colonne électrique

On constate une raie principale à 100 Hz provenant du moteur électrique qui vibre à deux fois la fréquence du réseau électrique d'EDF, en effet les forces magnétiques s'appliquent deux fois par période. Le reste du spectre représente les vibrations mécaniques engendrées par les autres modes de résonance de la machine.

Si nous enregistrons les vibrations d'un escalier métallique lorsque celui-ci est parcouru par une personne dans le sens de la montée, nous obtenons le spectre suivant :

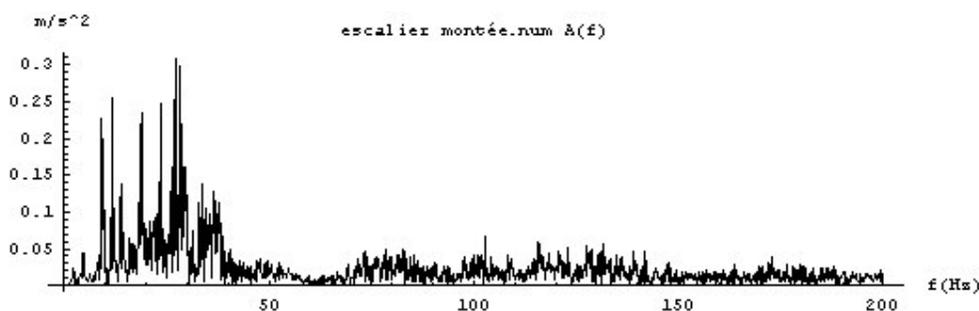


Figure 10 : Accélération fréquentielle sur un escalier métallique

De la même manière que pour la carrosserie de la voiture, on obtient un spectre plutôt concentré dans les basses fréquences. Sachant que pour une accélération donnée, les déplacements sont inversement proportionnels à la fréquence au carré (cf. Équation 2), on a ici des débattements de fortes amplitudes (jusqu'à quelques millimètres pour les plus basses fréquences).

Si maintenant on enregistre les accélérations que l'on peut obtenir sur des objets de la vie courante tels qu'un stylo lorsque l'on écrit, on obtient :

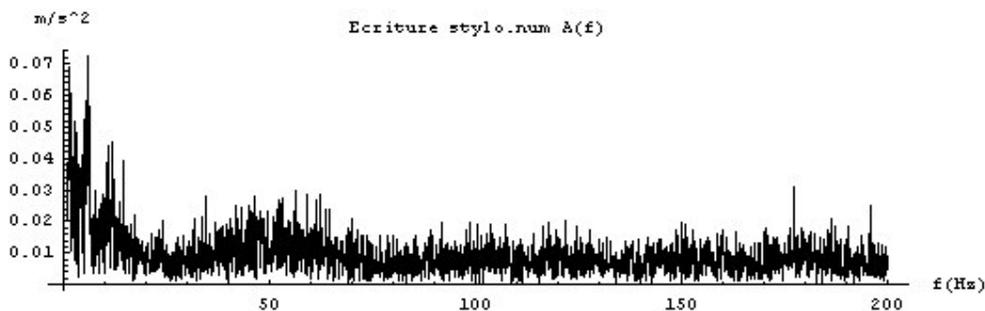


Figure 11 : Accélération fréquentielle sur un stylo

Le spectre reste basse fréquence et surtout son amplitude n'atteint pas 0.1 m/s^2 . En terme d'amplitude, on a le même ordre de grandeur sur un boîtier ordinateur, mais à une fréquence beaucoup plus élevée pour celui-ci :

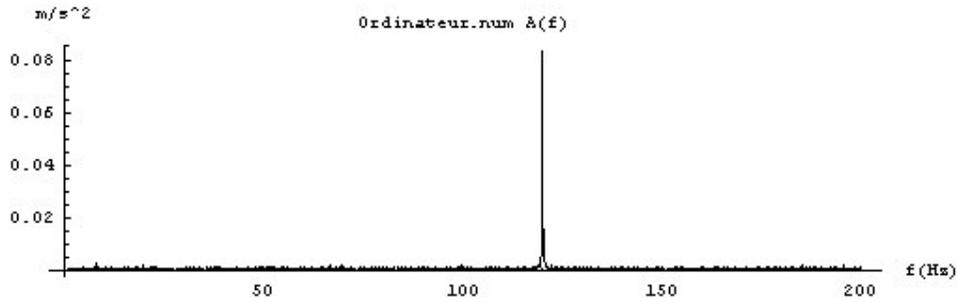


Figure 12 : Accélération fréquentielle sur un ordinateur

Les vibrations principales obtenues sur l'ordinateur proviennent des disques durs qui tournent à 7200 tr.min^{-1} (soit 120 tr.s^{-1} , c'est-à-dire des vibrations mécaniques à 120 Hz).

Globalement, en présence d'actionneurs électriques (perceuse, ordinateur, micro-onde..), on constate un pic de vibration soit à la fréquence d'alimentation, soit sur un de ses harmoniques. Si le système fonctionne avec un moteur thermique alors la fréquence des vibrations dépend de sa vitesse de rotation. Enfin, dans les situations plus naturelles (c'est-à-dire en dehors des mouvements forcés), les fréquences de vibrations sont en général de basses fréquences.

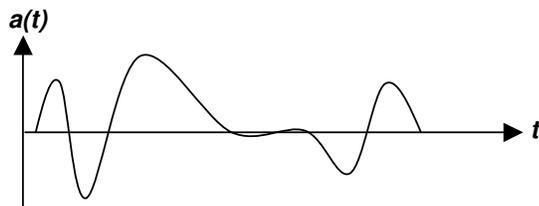
A partir de ces accélérations, qui sont assez variables d'une application à l'autre, nous allons maintenant déterminer la puissance que nous pouvons en extraire.

III.3 Analyse de l'énergie vibratoire récupérable pour un frottement électrique visqueux

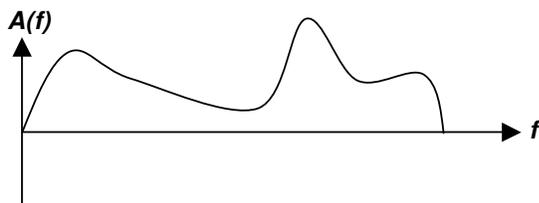
Après avoir mesuré des accélérations dans différents milieux, nous allons estimer, pour un amortissement visqueux, l'énergie récupérable dans chacun de ces cas en considérant que le convertisseur mécano-électrique est parfait et répond entièrement à nos besoins, c'est-à-dire qu'il est sans pertes et qu'il permet d'avoir l'impédance mécanique optimale. Il s'agit en fait de déterminer l'énergie théorique maximale récupérable pour une masse et une excitation données.

Voici la démarche que nous avons suivie :

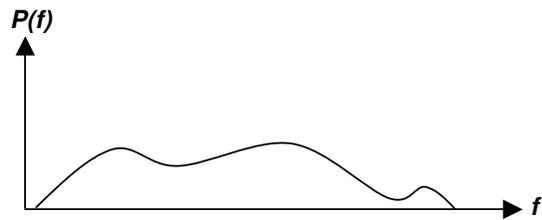
Nous partons de l'accélération temporelle mesurée $a(t)$



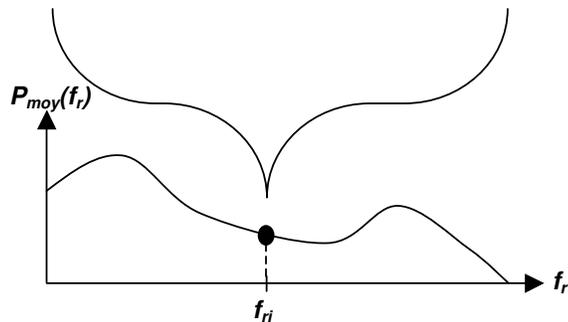
Nous en déduisons l'accélération fréquentielle $A(f)$



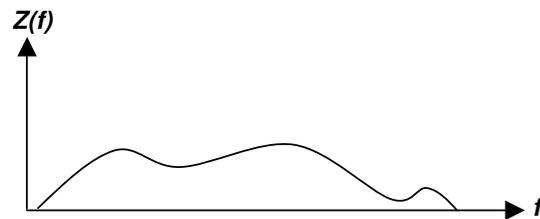
A partir de cette accélération $A(f)$, nous pouvons alors calculer le spectre de puissance $P(f)$ pour une fréquence de résonance f_{ri} et un amortissement b_e donnés sur l'ensemble des fréquences f .



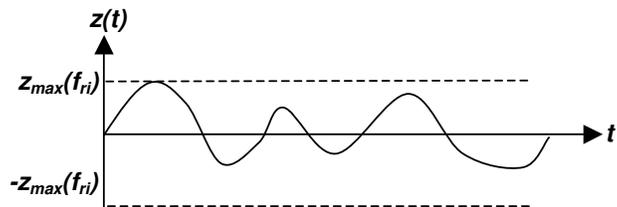
Ce spectre est alors intégré pour obtenir la puissance totale récupérable P_{moy} à une fréquence de résonance f_{ri} et un b_e donnés.



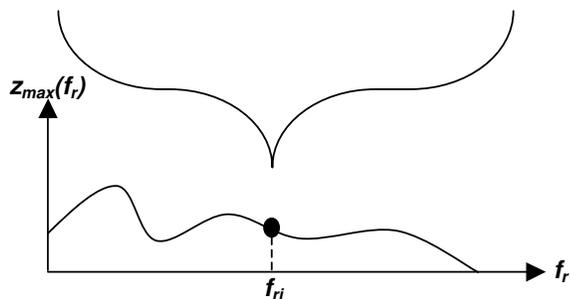
En repartant de l'accélération fréquentielle $A(f)$ nous en déduisons le déplacement fréquentiel $Z(f)$ pour une fréquence de résonance f_{ri} et un amortissement b_e donnés



A partir de ce déplacement fréquentiel, il est facile de remonter au déplacement temporel $z(t)$



Nous définissons ensuite $z(f_{ri})$ comme le déplacement temporel maximal pour une fréquence de résonance f_{ri} et un amortissement b_e donnés.



Pour effectuer ces différentes étapes, nous nous sommes référés aux calculs effectués dans la partie III.1. A partir de l'Équation 2, nous pouvons ainsi estimer la puissance récupérable pour une pulsation, une accélération à cette pulsation, une pulsation propre de résonance et un amortissement visqueux donnés. Sachant que le spectre d'accélération n'est généralement pas composé d'une seule raie, pour une pulsation de résonance et un amortissement donnés, nous calculons l'énergie totale récupérable sur l'ensemble du spectre. Pour cela, nous intégrons l'expression de la puissance sur l'ensemble de la bande passante de notre accéléromètre, à savoir de 0 à 500 Hz.

L'expression de la puissance obtenue est :

$$P = \int_0^{500} \frac{mA^2(f)\zeta_e \left(\frac{f}{f_r}\right)^2}{\left(2\left(\zeta_e + \zeta_m\right)\frac{f}{f_r}\right)^2 + \left(1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2\right)^2} df$$

Pour se rendre compte de l'évolution de cette puissance en fonction de la fréquence de résonance mécanique du système, il suffit d'évaluer cette expression pour chacune des fréquences de résonance qui nous intéressent. Nous choisissons un amortissement mécanique de 0.01 (réalisable actuellement) et une **masse mobile de 1 g**. Sachant que l'énergie récupérable est proportionnelle à la masse, il suffit ensuite d'effectuer une règle de trois pour se ramener à des valeurs différentes de masse.

Voici donc ce que nous obtenons comme puissance récupérable pour différents amortissements électriques sur le moteur de la voiture essence à 1000 tr/min :

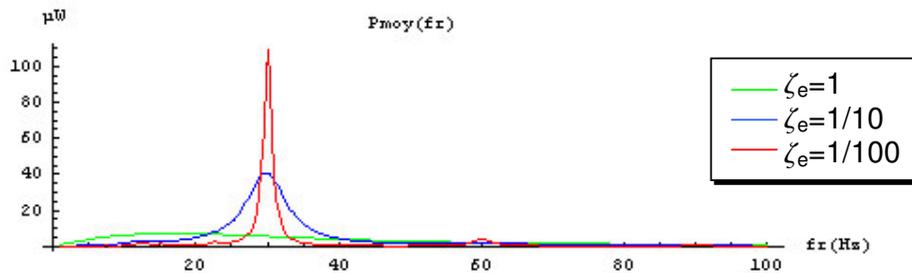


Figure 13 : Puissance récupérable sur le moteur d'une voiture essence à 1000 tr/min

Si nous choisissons un amortissement électrique ζ_e proche de ζ_m , c'est à dire de l'ordre de 0.01, nous retrouvons la forme du spectre de l'accélération avec son pic étroit et de forte amplitude. Si par contre nous choisissons un amortissement électrique qui se rapproche de 1, le pic de puissance récupérable baisse en amplitude et s'étale en fréquence. Cela permet de récupérer de l'énergie même si la fréquence de résonance n'est pas tout à fait réglée sur celle de l'excitation, comme cela avait été souligné dans la partie **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

Si maintenant, nous calculons la puissance récupérable sur un spectre beaucoup plus étalé en fréquence, tel que celui obtenu sur la carrosserie d'une voiture roulant à 50 km/h, nous obtenons le graphe suivant :

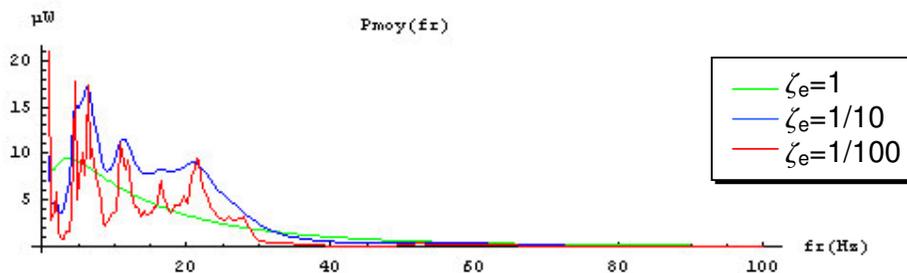


Figure 14 : Puissance récupérable sur une voiture à 50Km/h

Dans cet exemple, un amortissement électrique de 0.1 ne fait perdre que très peu sur l'amplitude des pics par rapport à un amortissement de 0.01, par contre on y gagne beaucoup en terme d'étalement en fréquence et donc en domaine de fonctionnement. Si on regarde de près la courbe correspondant à un amortissement électrique de 0.1, permet de récupérer sur environ 99 % de la bande de fréquences de 0 à 35 Hz, une puissance supérieure à celle obtenue avec un amortissement de 0.01. Ensuite à partir de 35 Hz, la courbe correspondant à un amortissement de 1 devient prépondérante. Il faut donc choisir un amortissement électrique d'autant plus élevé que la fréquence de résonance est loin des fréquences d'excitation.

Essayons maintenant, d'évaluer le déplacement relatif maximal pour une fréquence de résonance et un amortissement donnés comme cela vient d'être fait pour la puissance récupérable. Si on réécrit l'Équation 1 dans le domaine de Laplace en fonction de variable p , on obtient :

$$mp^2z + (b_e + b_m)pz + kz = -mp^2y = mA$$

Si nous considérons une excitation $A(\omega)$ sinusoïdale de pulsation ω , nous pouvons alors en déduire le déplacement fréquentiel $Z(\omega)$:

$$Z(\omega) = \frac{A(\omega)}{\omega_n^2 - \omega^2 + 2j(\zeta_e + \zeta_m)\omega_n\omega} \quad \text{Équation 3}$$

Contrairement à la puissance récupérable, le déplacement ne dépend pas de la masse en mouvement à partir du moment où nous conservons le même amortissement, la même fréquence de résonance et à condition que l'excitation ne soit pas modifiée par le changement de masse.

A partir des valeurs des accélérations temporelles mesurées A_t il est alors possible, comme en III.2, de déduire l'accélération fréquentielle A_f , puis à partir de l'Équation 3, de calculer le déplacement fréquentiel avant de revenir dans le domaine temporel par une transformée de Fourier inverse. Une fois le déplacement temporel obtenu, nous pouvons alors calculer sa valeur extrême **sur le temps de la mesure (10 secondes dans notre cas)** pour différentes fréquences de résonances et différents amortissements.

Voici les déplacements relatifs obtenus (sous MathematicaTM) pour la voiture à 50 km/h en fonction de la fréquence de résonance mécanique du système de conversion et pour différents amortissements électriques :

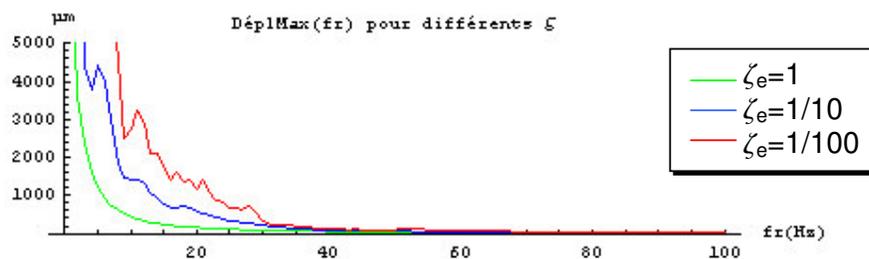


Figure 15 : Déplacement relatif maximal sur une voiture à 50 km/h

Nous constatons que plus la fréquence de résonance est basse, plus l'amplitude des déplacements est importante. Celle-ci atteint très rapidement quelques millimètres, surtout si l'amortissement électrique est faible. **Pour limiter ce déplacement, la première possibilité est de prendre un amortissement électrique proche de 1, la deuxième est de choisir une**

fréquence de résonance élevée. Mais comme la puissance récupérable décroît assez rapidement avec la fréquence, l'excitation étant basse fréquence, la deuxième possibilité n'est à appliquer que si la première n'est pas suffisante.

Examinons maintenant un système à deux pics d'accélération séparés, tel que la perceuse :

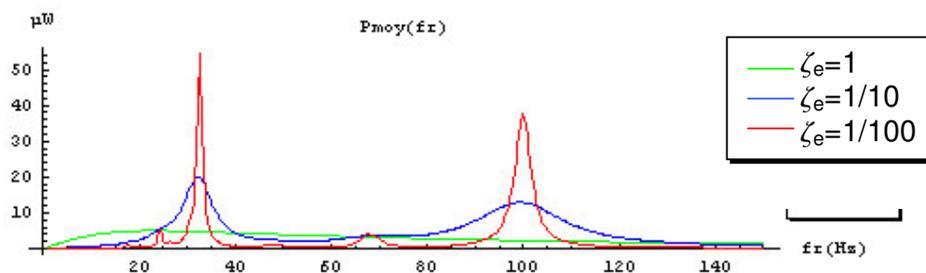


Figure 16 : Puissance récupérable sur une perceuse à colonne électrique

Pour chacun des deux pics, la forme obtenue ressemble à celle que nous avons pour le moteur de voiture qui ne contenait qu'un seul pic. Par contre, alors que l'accélération était plus importante à 100 Hz qu'à 32 Hz, la puissance récupérable est plus importante à 32 Hz. En effet la formulation de la puissance montre que celle-ci n'est pas seulement proportionnelle à l'accélération, mais aussi inversement proportionnelle à la fréquence de résonance. C'est pourquoi il est, dans une certaine limite, plus intéressant de choisir une fréquence de résonance assez basse, comme le prouve la courbe d'amortissement $\zeta=1$ précédente. On ne peut pas non plus diminuer trop cette fréquence si on ne veut pas que le déplacement devienne trop important.

Voici le déplacement relatif maximal de la perceuse en fonction de la fréquence de résonance et de l'amortissement électrique :

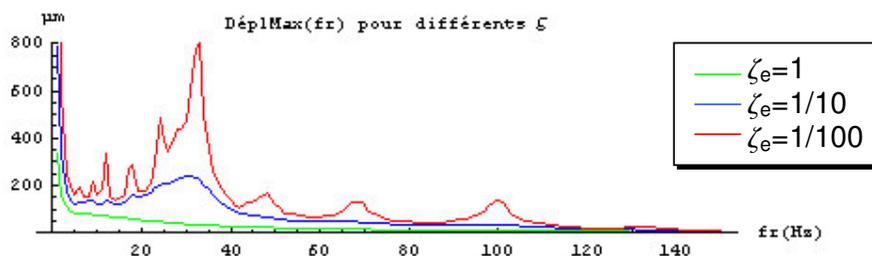


Figure 17 : Déplacement relatif maximal pour la perceuse avec un amortissement visqueux

En regardant le déplacement relatif, nous constatons que même si l'accélération est plus importante à 100 Hz, le déplacement maximal est obtenu pour une fréquence beaucoup plus basse. Quant à l'influence de l'amortissement électrique, nous constatons qu'il vaut mieux le choisir le plus proche possible de 1 pour limiter l'amplitude du déplacement et donc l'encombrement.

Globalement, pour satisfaire un maximum d'applications, il faut choisir un amortissement compris entre 1/10 et 1, et une fréquence de résonance comprise entre 40 et 100 Hz. Dans ses conditions, nous pouvons estimer pouvoir récupérer une puissance comprise entre 1 et 10 μ W par gramme de masse mobile.

Après cette introduction générale, nous allons maintenant nous focaliser dans la partie suivante sur le choix de la structure de conversion électrostatique la plus adaptée à nos contraintes de récupération d'énergie (amortissement électrique élevé, fréquence de résonance basse)

III.4 Choix de la structure électrostatique

Maintenant que nous avons évalué la puissance théorique récupérable, nous allons étudier et choisir, parmi les structures électrostatiques les plus courantes, celle qui permet de récupérer au mieux cette puissance mécanique disponible. Selon la structure choisie et son mode de fonctionnement, l'amortissement électrique qui permet d'absorber l'énergie mécanique peut être considérablement modifié. Il faut donc trouver le couple structure, mode de fonctionnement qui permet d'optimiser la puissance récupérable.

III.4.1 Structures

Nous pouvons bien sûr imaginer un grand nombre de structures électrostatiques du moment qu'un mouvement mécanique engendre une variation de capacité, mais la plupart de celles-ci se rapprocheront, au moins au niveau du comportement, d'une des trois structures de base suivantes :

- Structure plane à entrefer variable par mouvement relatif normal au plan (Out-of-plane gap closing) [\[MIA 2002\]](#)



Figure 18 : Convertisseur en dehors du plan à entrefer variable

- Structure à peignes interdigités avec chevauchement variable des doigts et mouvement dans le plan (In-plane gap overlay) [\[MEN 2001\]](#)

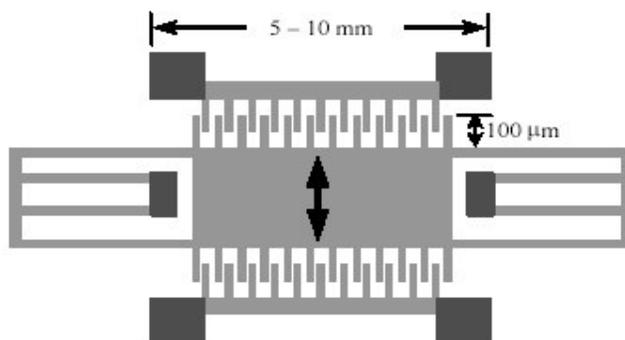


Figure 19 : Convertisseur dans le plan à chevauchement variable

- Structure à peignes interdigités à entrefer variable entre doigts et mouvement dans le plan (In-plane gap closing) [\[ROU 2003\]](#)

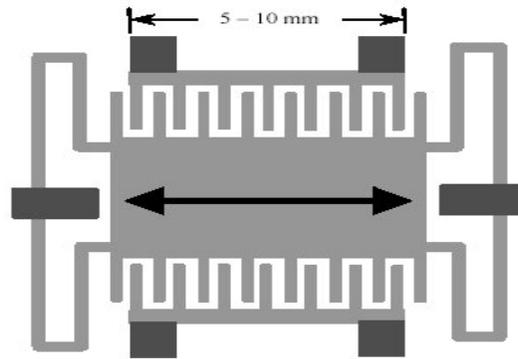


Figure 20 : Convertisseur dans le plan à entrefer variable

Nous avons présenté là seulement des structures unidirectionnelles, mais nous pouvons très bien imaginer des structures combinant plusieurs directions de conversion. Jusqu'ici, les structures multidirectionnelles existante ne sont en fait qu'une combinaison des structures présentées ci-dessus, leur comportement selon une direction correspondra donc à celui d'une de ces 3 structures. La difficulté pour les structures multidirectionnelles, c'est de pouvoir guider correctement le déplacement. En effet, si le guidage se fait par flexion de poutre par exemple, nous perdons en robustesse vis-à-vis des accélérations parasites de rotation. Par ailleurs, si nous appliquons à ce type de structure une accélération selon une direction, nous aurons un déplacement relatif selon cette direction qui risque de se combiner à un déplacement relatif selon une autre direction tendant à limiter, voir empêcher, l'augmentation de l'énergie potentielle électrique stockée dans la structure lorsque celle-ci est chargée. Enfin, les sources d'excitation ont souvent une direction privilégiée, ce qui ne justifie pas forcément l'utilisation de structures de conversion multidirectionnelles.

III.4.2 Modes de fonctionnement

Dans toutes les structures de conversion électrostatique, la force appliquée dépend de la charge stockée sur la capacité variable : leurs évolutions temporelles respectives sont donc intimement liées. **En utilisant une électronique appropriée, il est possible a priori de contrôler cette évolution temporelle et donc le mode de fonctionnement global de la structure de conversion.** Il existe autant de modes de fonctionnement que d'évolutions temporelles possibles, mais nous avons décidé de nous intéresser seulement aux fonctionnements dits « à charge constante » ou « à tension constante » qui sont les plus faciles à mettre en oeuvre. Ces deux cycles sont décrits sur le schéma suivant :

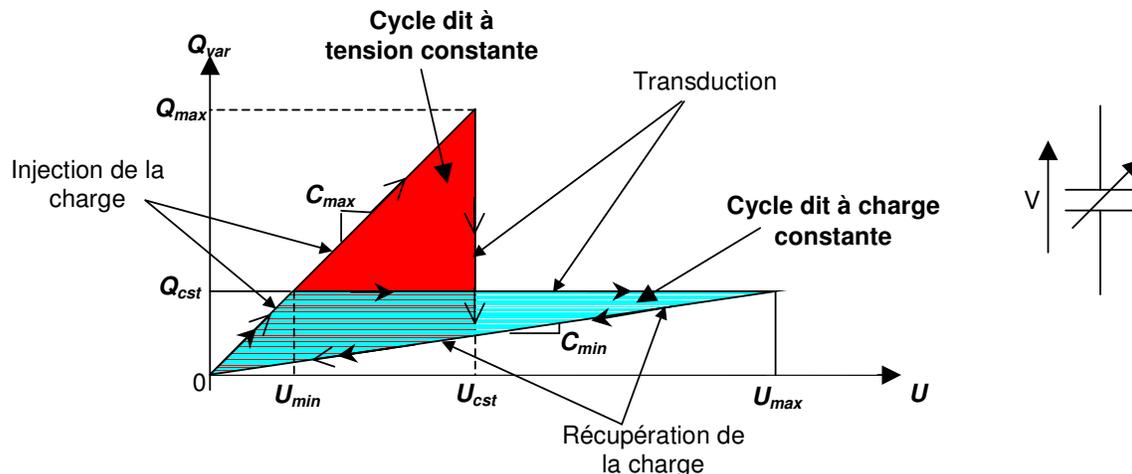


Figure 21 : Cycles Charge-Tension

Dans le cas du fonctionnement à charge constante, nous chargeons tout d'abord la capacité variable lorsqu'elle atteint sa valeur maximale. Ensuite, la charge est maintenue constante tant que la capacité n'a pas atteint sa valeur minimale. A cet instant nous la déchargeons. La capacité, formée par la structure électrostatique, retourne ensuite à sa valeur maximale déchargée. L'amortissement électrostatique est donc créé que la moitié du temps. Les temps de charge et de décharge doivent être instantanés par rapport aux durées de variations de la capacité variable, c'est-à-dire par rapport aux périodes des déplacements mécaniques de la partie centrale.

Pour un fonctionnement à tension constante, nous chargeons toujours la capacité lorsqu'elle est à sa valeur maximale. Ensuite, pendant que la capacité passe de sa valeur maximale à sa valeur minimale, nous maintenons la tension fixe aux bornes de la capacité variable, ce qui la décharge partiellement. Puis une décharge complète est effectuée une fois que la capacité atteint sa valeur minimale.

Il est aussi possible d'utiliser une structure pré-polarisée utilisant un électret comme le propose par exemple l'IMEC [STE 2002], l'université de Tohoku [TAK 2003] ou encore l'université de Californie [BOL 2003]. L'avantage est qu'il n'y a pas besoin d'injecter régulièrement des charges dans la structure, celles-ci étant stockées lors de la fabrication dans une couche isolante. Voici un exemple de structure électrostatique à électret :

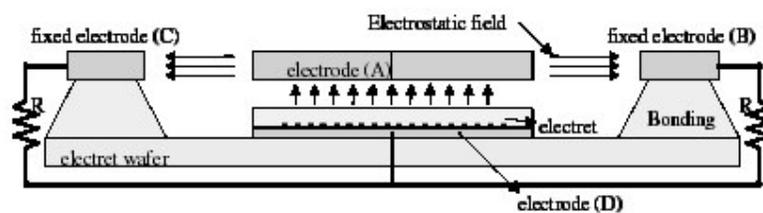


Figure 22 : Structure électrostatique avec électret proposée par l'IMEC

L'électrode *A* qui se déplace horizontalement est soumise à l'influence des charges stockées dans l'électret. Lorsque celle-ci se déplace entre les électrodes *C* et *D*, elle introduit, par influence électrostatique, une circulation de charge entre ces deux électrodes. Cette circulation de charge conduit à un courant électrique pouvant servir à alimenter deux circuits d'impédances *R*. L'inconvénient de ces structures à électret, c'est que le contrôle des forces électrostatiques, donc l'amortissement électrique est beaucoup plus difficile. Nous nous contenterons donc dans un premier temps de réaliser un démonstrateur qui absorbe au mieux l'énergie mécanique de vibration même s'il est pour cela nécessaire d'injecter une énergie au démarrage.

Avant de passer à l'étude des différentes structures présentées au paragraphe III.4.1 , nous allons déterminer quel est le comportement de la force électrostatique le plus adapté pour la récupération d'énergie de vibration mécanique au travers d'une conversion électrostatique.

III.4.3 Comportement recherché

Comme nous l'avons présenté dans la partie III.3, l'objectif est d'avoir une structure dont l'**amortissement électrostatique** soit élevé, c'est-à-dire proche de 1. Pour cela, il est nécessaire que les forces électrostatiques qui vont s'opposer au déplacement relatif soient importantes et proches de la force de rappel mécanique. Cependant, si nous voulons que le système ne diverge pas (masse en suspension qui irait en butée), la force électrostatique ne doit jamais dépasser la force de rappel mécanique du ressort de maintien de la masse mobile. Par sécurité et suite à des simulations effectuées sous MathematicaTM, nous limitons l'amplitude de la force électrostatique

aux deux tiers de celle de la force de rappel. Sachant que la force de rappel est de la forme $f_k = -kz$ avec k la raideur du ressort et z la position de la masse mobile par rapport à son point d'équilibre, la zone possible pour la force électrostatique f_e en fonction de la position est celle représentée sur la Figure 23.

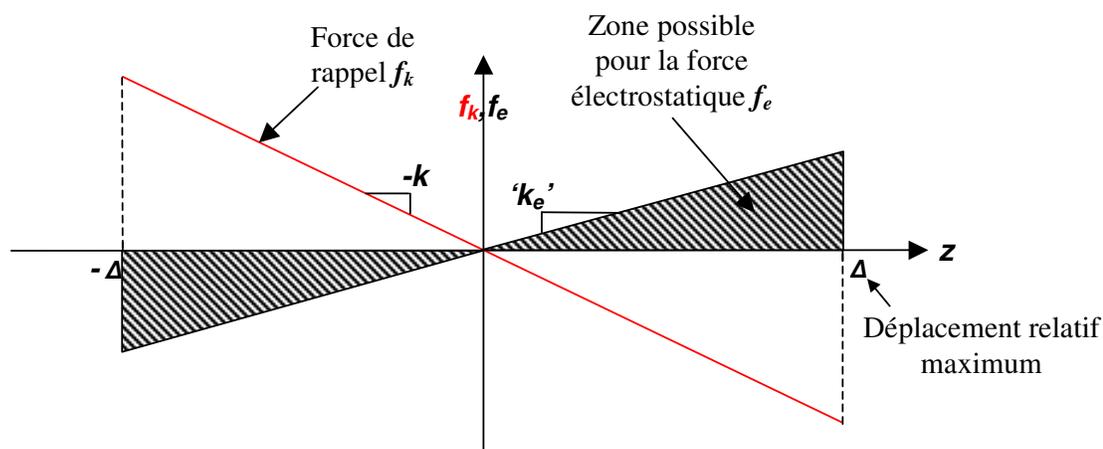


Figure 23 : Zone possible pour la force électrostatique

Si une force électrostatique est appliquée dans le même sens que la force de rappel, alors il n'y a pas de problème d'instabilité. Elle aura pour effet d'augmenter de façon virtuelle la force de rappel pendant que partie mobile s'éloigne de sa position d'équilibre.

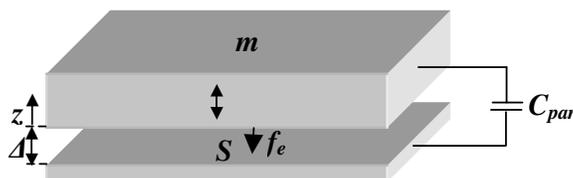
Mais comme dans les structures présentées précédemment, les forces électrostatiques s'opposent à la force de rappel, il faut donc, pour maximiser l'énergie par cycle, avoir une force électrostatique qui se rapproche au mieux d'une force de type $f_e = k_e z$ avec k_e le plus proche possible de $\frac{2}{3}k$.

En fait, en présence d'une force de type $f_e = k_e z$, plus k_e/k est élevé, plus l'amortissement visqueux équivalent est élevé. Mais la relation entre les deux types d'amortissement n'est pas linéaire, nous pouvons juste dire que lorsque k_e/k se rapproche de 1, l'amortissement visqueux équivalent se rapproche aussi de 1.

Pour pouvoir déterminer quelle structure et quel mode de fonctionnement sont le mieux adaptés pour la récupération d'énergie, nous allons étudier la forme de la force électrostatique et les limitations qui lui sont associées pour chacune des trois structures et des deux modes de fonctionnement décrits dans les paragraphes précédents.

III.4.4 Convertisseur en dehors du plan à entrefer variable

Voici le schéma paramétré que nous proposons pour la structure en dehors du plan à entrefer variable :



Nous avons pour cette structure deux surfaces en vis-à-vis, libres de se rapprocher ou de s'éloigner l'une de l'autre. Il s'agit d'une structure non symétrique, c'est-à-dire que la force électrostatique ne pourra s'appliquer que dans un sens (il s'agit d'une force d'attraction). Dans cette structure la position moyenne de la masse mobile va fortement dépendre de la force électrostatique moyenne, à moins bien sûr que l'amortissement électrique soit négligeable devant la force d'inertie de la masse. Il s'agit là d'un gros inconvénient pour nous sachant que nous souhaitons justement un amortissement électrique élevé (proche de 1).

Nous avons rajouté une capacité parasite C_{par} en parallèle avec la structure électrostatique afin de pouvoir prendre en compte par exemple la capacité parasite introduite par le circuit de gestion électrique.

Nous allons tout d'abord nous intéresser au comportement de la structure pour un fonctionnement dit à « charge constante ».

III.4.4.1 Fonctionnement à charge constante

Soit S la surface en regard, Δ l'entrefer au repos et z le déplacement relatif par rapport à ce point de repos (entrefer égal à $\Delta+z$), alors on obtient une capacité variable C_{var} et une force électrostatique f_e qui s'expriment par :

$$C_{var} = \frac{\epsilon_0 S}{\Delta + z} \Rightarrow f_e = \frac{d\left(\frac{1}{2} \frac{Q_{var}^2}{C_{var}}\right)}{dz} = \frac{Q_{var}^2}{2\epsilon_0 S}$$

(Q_{var} représente la charge stockée sur la capacité variable)

- En considérant que nous sommes limités par le champ de claquage E_{lim} , la charge totale Q_{tot} vaut :

$$Q_{tot} = (C_{var} + C_{par}) E(\Delta + z) = \epsilon_0 S E + C_{par} E(\Delta + z)$$

(E représente le champ électrique qui règne entre les deux surfaces et C_{par} une capacité parasite placée en parallèle avec la capacité variable)

Sachant que le champ électrique E est maximal lorsque z tend vers $-\Delta$, c'est-à-dire quand les surfaces sont au plus proches, la charge totale Q_{tot} devient :

$$Q_{tot} = \epsilon_0 S E + C_{par} E(\Delta + z) \xrightarrow{z \rightarrow -\Delta} \epsilon_0 S E$$

Nous pouvons alors en déduire la charge Q_{var} stockée sur la capacité variable et qui seule participe à la force électrostatique f_e :

$$Q_{var} = \frac{Q_{tot} C_{var}}{C_{var} + C_{par}} = \frac{\epsilon_0^2 S^2 E_{lim}}{\epsilon_0 S + (\Delta + z) C_{par}} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \epsilon_0 S E_{lim}$$

$$d'où \quad f_e = \left(\frac{\epsilon_0^2 S^2 E_{lim}}{\epsilon_0 S + (\Delta + z) C_{par}} \right)^2 \frac{1}{2\epsilon_0 S} = \frac{\epsilon_0^3 S^3 E_{lim}^2}{2(\epsilon_0 S + (\Delta + z) C_{par})^2} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{1}{2} \epsilon_0 S E_{lim}^2$$

Lorsque la capacité parasite C_{par} est nulle, la force électrostatique est constante (elle ne dépend pas de la position z) et comme nous l'avons vu précédemment ce n'est pas la forme idéale. La présence d'une capacité parasite conduit à une diminution de la force électrostatique lorsque les deux surfaces s'éloignent l'une de l'autre. La figure ci-après représente la forme de cette force pour des surfaces en regard de 1 cm^2 et pour des capacités parasites allant de 0 à 25 pF (la valeur de la capacité en position centrale est de 8.84 pF).

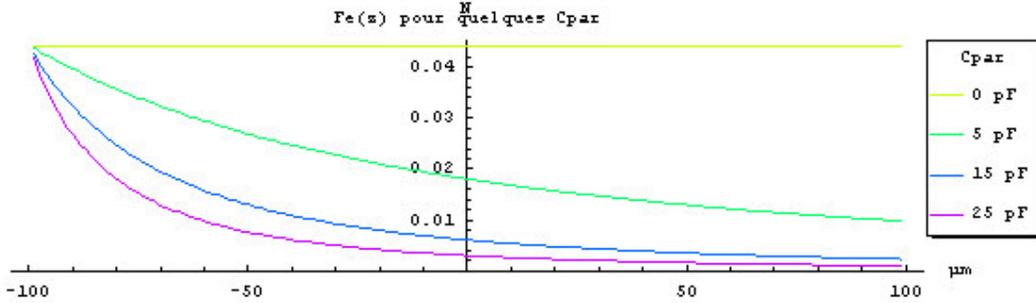


Figure 24 : Forme de la force électrostatique pour un système en dehors du plan à entrefer variable

La force électrostatique est appliquée de façon continue sur une demi-période mécanique, c'est-à-dire pendant que les deux surfaces de la capacité variable s'éloignent. Comme le montre la figure ci-dessus, celle-ci n'est pas symétrique par rapport à l'origine. Cette dissymétrie engendre une force électrostatique moyenne appliquée à la masse non nulle et donc un déplacement du point de repos (celui-ci devient différent du point de repos mécanique). Il faut donc au niveau du dimensionnement anticiper le déplacement du point de repos mécanique. Enfin, pour éviter que la force électrostatique ne dépasse la force de rappel, la présence d'une capacité parasite est ici favorable. En effet, plus les deux surfaces se rapprochent, plus la force de rappel est importante et donc plus la force électrostatique peut être importante : c'est ce que nous obtenons en présence d'une capacité parasite pour z se rapprochant de $-\Delta$. Toutefois, la stabilité n'est de toute façon pas vérifiée autour de la position centrale, en effet dans cette zone la force électrostatique sera de toute façon supérieure à la force de rappel.

- En considérant que nous sommes limités par la tension maximale U_{max} : la tension est maximale quand la capacité variable est à sa valeur minimale C_{min} et nous considérons que la capacité minimale est obtenue lorsque le déplacement relatif z est à sa valeur minimale c'est-à-dire égale à Δ (déplacement relatif d'amplitude $\pm\Delta$).

$$Q_{tot} = (C_{min} + C_{par})U_{max} = \left(\frac{\epsilon_0 S}{2\Delta} + C_{par} \right) U_{max} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{\epsilon_0 S U_{max}}{2\Delta}$$

$$d'où \quad f_e = \left(\frac{Q_{tot} C_{var}}{C_{var} + C_{par}} \right)^2 \frac{1}{2\epsilon_0 S} = \left(\frac{\epsilon_0 S + 2\Delta C_{par}}{\epsilon_0 S + (\Delta + z)C_{par}} \right)^2 \frac{\epsilon_0 S U_{max}^2}{8\Delta^2} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{\epsilon_0 S U_{max}^2}{8\Delta^2}$$

Cette force a la même forme que précédemment, seule l'amplitude est modifiée. En fait imposer une contrainte en tension revient au même qu'imposer une contrainte en champ électrique (à un coefficient près). Quant au champ électrique en fonction de la position pour une capacité parasite nulle, nous constatons que celui-ci est constant, de la même manière que la force électrostatique associée.

III.4.4.2 Fonctionnement à tension constante

Pour un fonctionnement à tension constante nous obtenons :

$$Q_{\text{var}} = C_{\text{var}} U_{\text{cst}} = \frac{\epsilon_0 S U_{\text{cst}}}{\Delta + z} \Rightarrow f_e = \frac{Q_{\text{var}}^2}{2\epsilon_0 S} = \frac{\epsilon_0 S U_{\text{cst}}^2}{2(\Delta + z)^2}$$

La force électrostatique dépend cette fois-ci de la position : plus les surfaces se rapprochent, plus la force augmente. Pour éviter un collage électrostatique entre les deux plaques, il faut absolument limiter l'amplitude du déplacement relatif z .

- En considérant que nous sommes limités par le champ de claquage E_{lim} , nous obtenons cette fois :

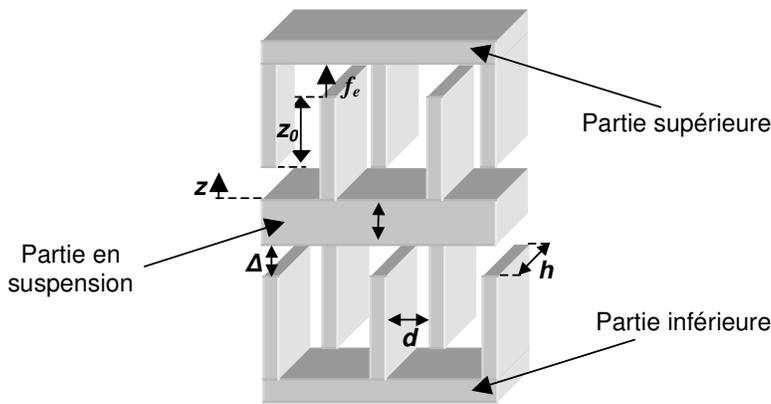
$$U_{\text{cst}} = E_{\text{lim}} (\Delta + z_{\text{min}}) \Rightarrow f_e = \frac{\epsilon_0 S (\Delta + z_{\text{min}})^2 E_{\text{lim}}^2}{2(\Delta + z)^2}$$

En fonctionnement à tension constante, le champ est maximal quand les surfaces en regard sont au plus près, c'est-à-dire à $\Delta + z_{\text{min}}$ avec z_{min} la valeur minimale de z ($z_{\text{min}} < 0$). Pour pouvoir avoir une tension U_{cst} suffisante, nous sommes donc obligés de limiter l'amplitude du débattement z alors qu'à charge constante le champ électrique ne dépendait pas de la position (sauf en présence d'une capacité parasite).

- En considérant que nous sommes limités par la tension maximale U_{max} alors il suffit de prendre $U_{\text{cst}} = U_{\text{max}}$.

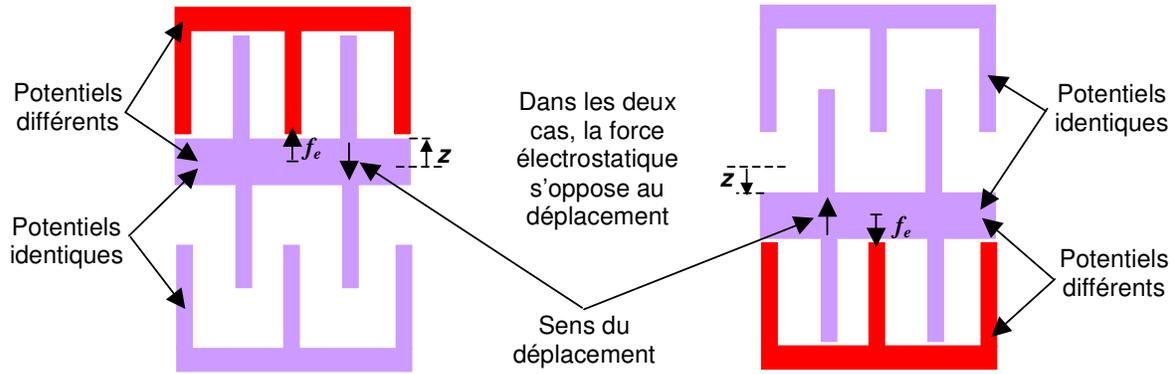
III.4.5 Convertisseur dans le plan à chevauchement variable

Il s'agit d'une structure symétrique, c'est-à-dire que la force électrostatique peut s'appliquer dans les deux sens du déplacement. Voici le schéma paramétré de la structure :



z_0	Chevauchement des doigts au repos
Δ	Amplitude du déplacement maximal
f_e	Force électrostatique
z	Déplacement par rapport à la position de repos
d	Largeur d'entrefer (Constante pour ce fonctionnement)
h	Épaisseur de la structure
N	Nombre de doigts sur la partie en suspension

Les parties actives ne sont pas les mêmes lorsque la masse se déplace vers le bas ou vers le haut comme le montrent les figures suivantes :



Lorsque le déplacement z est positif et a atteint un extremum, nous appliquons une tension entre la partie supérieure et la partie en suspension et une force électrostatique s'oppose au retour de la partie mobile en position d'équilibre. De la même façon, lorsque le déplacement z est négatif et atteint un autre extremum, nous appliquons une tension entre la partie inférieure et la partie en suspension. Sachant que le fonctionnement est symétrique, nous n'étudierons que le comportement dans le cas où la dérivée de z est négative.

La capacité variable C_{var} entre la partie supérieure et la partie mobile en suspension s'exprime par :

$$C_{var} = \frac{\epsilon_0 N h}{d} (z_0 + z)$$

Soit Q_{var} la charge stockée sur la capacité variable et ξ_s son énergie potentielle alors nous obtenons la force électrostatique f_e suivante :

$$f_e = -\frac{d\xi_s}{dz} = -\frac{d\left(\frac{1}{2} \frac{Q_{var}^2}{C_{var}}\right)}{dz} = \frac{Q_{var}^2 d}{2\epsilon_0 N h (z_0 + z)^2}$$

III.4.5.1 Fonctionnement à charge constante

- En considérant que nous sommes limités par le champ de claquage E_{lim} , alors la charge totale Q_{tot} vaut : (charge totale stockée sur C_{var} et C_{par})

$$Q_{tot} = (C_{min} + C_{par}) E_{lim} d = \epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) E_{lim} + C_{par} d E_{lim} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) E_{lim}$$

Nous en déduisons la charge Q_{var} stockée sur la capacité variable et la force électrostatique appliquée f_e :

$$Q_{var} = C_{var} U = \frac{Q_{tot}}{C_{var} + C_{par}} C_{var} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) E_{lim}$$

$$d'ou\ f_e = \left(\frac{\epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) + d C_{par}}{\epsilon_0 N h (z_0 + z) + d C_{par}} \right)^2 \frac{\epsilon_0 N h d E_{lim}^2}{2} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \left(\frac{z_0 - \Delta}{z_0 + z} \right)^2 \frac{\epsilon_0 N h d E_{lim}^2}{2}$$

La force électrostatique est inversement proportionnelle au carré du déplacement, c'est-à-dire que plus on s'écarte de la position de repos, plus celle-ci décroît. Autrement dit, l'amortissement électrique équivalent décroît avec l'amplitude, ce qui n'est pas favorable à la récupération d'énergie (nous voulons un amortissement proche de 1 quelle que soit l'amplitude).

- En considérant que nous sommes limités par la tension maximale U_{max} , nous obtenons :

$$Q_{tot} = (C_{min} + C_{par}) U_{max} = \frac{\epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) U_{max}}{d} + C_{par} U_{max} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{\epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) U_{max}}{d}$$

$$d'ou\ f_e = \left(\frac{\epsilon_0 N h (z_0 - \Delta) + d C_{par}}{\epsilon_0 N h (z_0 + z) + d C_{par}} \right)^2 \frac{\epsilon_0 N h d U_{max}^2}{2d^2} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{\epsilon_0 S U_{max}^2 z_0^2}{2\Delta d (z + z_0)^2}$$

Que nous soyons limités par le champ de claquage ou par la tension maximale, la forme de la force électrostatique reste la même, la différence se situe sur l'amplitude de celle-ci.

III.4.5.2 Fonctionnement à tension constante

Soit U_{cst} la tension constante sous laquelle nous effectuons la partie principale de la décharge, nous obtenons alors :

$$Q_{var} = C_{var} U_{cst} = \frac{\epsilon_0 N h (z_0 + z) U_{cst}}{d}$$

$$f_e = \frac{Q_{var}^2 d}{2\epsilon_0 N h (z_0 + z)^2} = \frac{\epsilon_0 N h U_{cst}^2}{2d}$$

Lorsque nous fonctionnons à tension constante, la capacité parasite parallèle n'intervient plus sur la forme de la force électrostatique. Néanmoins elle influe directement sur le courant à injecter ou à extraire pour maintenir la tension constante aux bornes de la capacité variable.

Que nous soyons limité en champ électrique maximal ou en tension maximale, ce fonctionnement permet de maximiser la force électrostatique. Toutefois, la forme de la force électrostatique n'est pas très intéressante, en effet, elle est constante et ne dépend donc pas de la position z . Même si c'est moins marqué que pour le fonctionnement à charge constante, l'amortissement électrique équivalent diminue donc avec l'amplitude. Enfin, les conditions de stabilité précisées au III.4.3 ne sont pas respectées.

Que nous fonctionnions à charge ou à tension constante, le convertisseur dans le plan à chevauchement variable ne permet pas d'obtenir une force électrostatique de forme satisfaisante.

Intéressons nous maintenant au convertisseur à entrefer variable dans le plan.

III.4.6 Convertisseur dans le plan à entrefer variable

Voici le schéma paramétré de la structure dans le plan à entrefer variable qui va nous permettre d'en évaluer les performances :

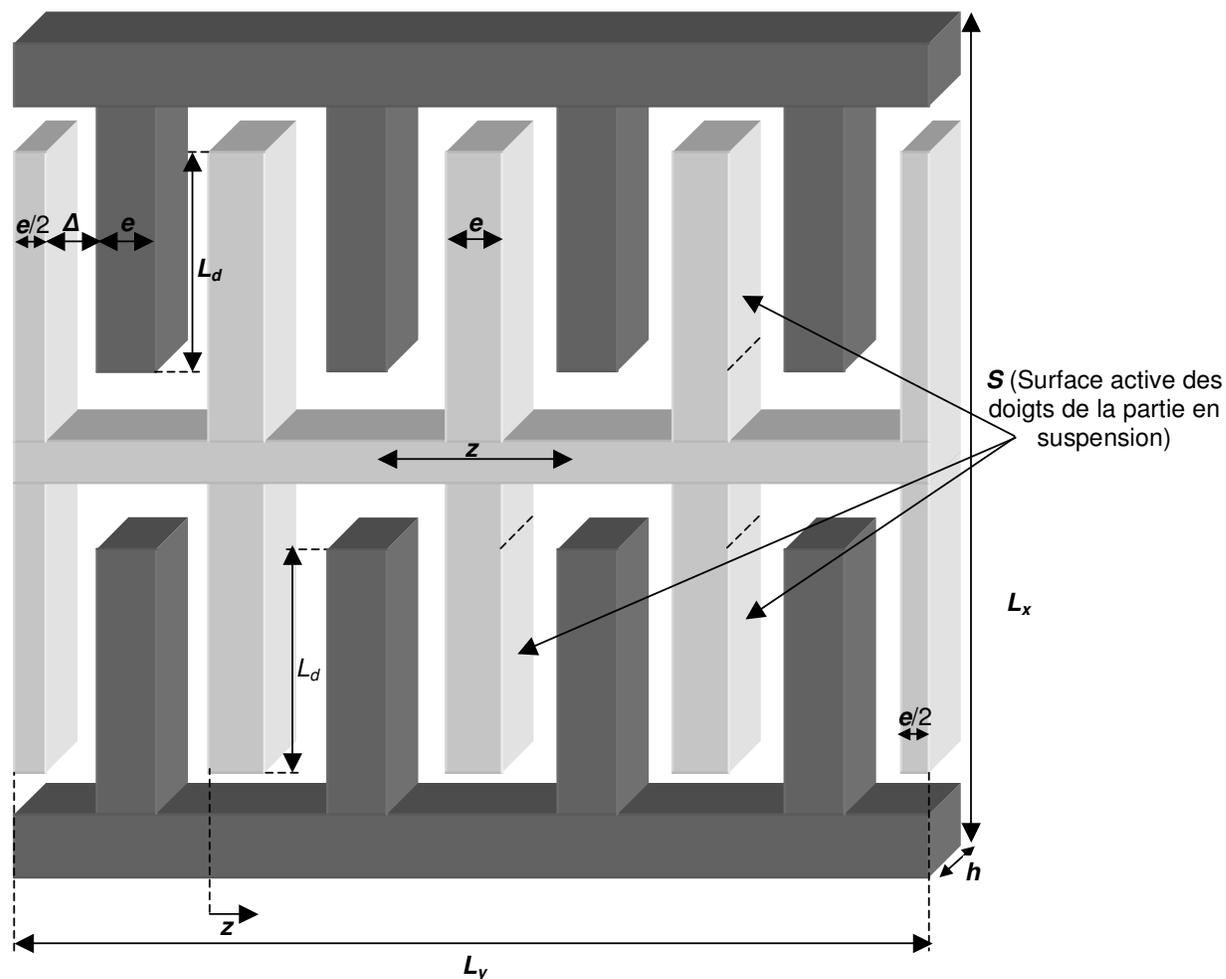


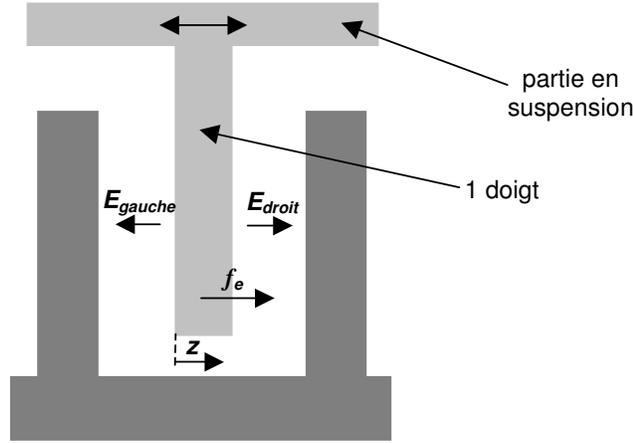
Figure 25 : Structure compacte d'un convertisseur dans le plan à entrefer variable

Dans tous les cas nous aurons $L_x = \lambda L_d$, avec λ supérieur à 2. Pour les applications numériques, nous prendrons λ égale à 2.2, de façon à réserver 10 % de la longueur des doigts pour les poutres qui les tiennent et pour la marge de sécurité en bout de doigt. (Plus les doigts seront longs, plus la largeur des poutres qui les tiennent devra être importante d'où la proportionnalité entre L_x et L_d)

Soit N le nombre de doigts de la partie centrale, Δ l'entrefer au repos et $S = NL_d h$ la surface capacitive de l'ensemble des doigts de la partie mobile, nous obtenons alors :

$$N = \frac{L_y}{e + \Delta} \quad \text{et} \quad S = \frac{L_y L_d h}{e + \Delta}$$

Soit alors z le déplacement par rapport à la position d'équilibre, f_e la force électrostatique exercé sur les doigts de la partie mobile, E_{gauche} et E_{droit} les champs électriques de part et d'autre de la partie mobile. Ces conventions sont reprises sur la figure suivante :



La valeur de la capacité variable C_{var} formée par l'ensemble de la structure de peignes interdigités s'exprime alors par :

$$C_{var} = \frac{\epsilon_0 S}{\Delta - z} + \frac{\epsilon_0 S}{\Delta + z} = \frac{2\epsilon_0 S \Delta}{\Delta^2 - z^2}$$

L'expression de la force électrostatique f_e est donnée par :

$$f_e = - \frac{d \left(\frac{1}{2} \frac{Q_{var}^2}{C_{var}} \right)}{dz} = \frac{Q_{var}^2 z}{2\epsilon_0 \Delta S}$$

III.4.6.1 Fonctionnement à charge constante

- Cas où nous sommes limités par le champ de claquage E_{lim} :

La charge totale Q_{tot} que nous pouvons injecter s'exprime alors par :

$$Q_{tot} = (C_{var} + C_{par})V = (C_{var} + C_{par})E_{droit}(\Delta - z) = \left(\frac{2\epsilon_0 S \Delta}{\Delta^2 - z^2} + C_{par} \right) E_{droit}(\Delta - z) \xrightarrow{z \rightarrow \Delta} \epsilon_0 S E_{lim}$$

(le champ électrique est maximal quand z tend vers Δ)

on en déduit la force électrostatique f_e :

$$f_e = \left(\frac{\epsilon_0 S E_{lim} C_{var}}{C_{var} + C_{par}} \right)^2 \frac{z}{2\epsilon_0 \Delta S} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{\epsilon_0 S E_{lim}^2}{2\Delta} z$$

Dans le cas où la capacité parasite C_{par} est nulle, nous obtenons une force électrostatique qui est proportionnelle à la position, c'est-à-dire que nous pouvons nous approcher au mieux de

la force de rappel du ressort en évitant bien sûr de la dépasser, ce qui permet d'avoir un amortissement mécanique proche de 1.

Ensuite, en présence d'une capacité parasite parallèle C_{par} , la force électrostatique est fortement réduite pour les petits déplacements comme le montre la figure ci-dessous, pour une valeur de capacité au repos de 14 pF :

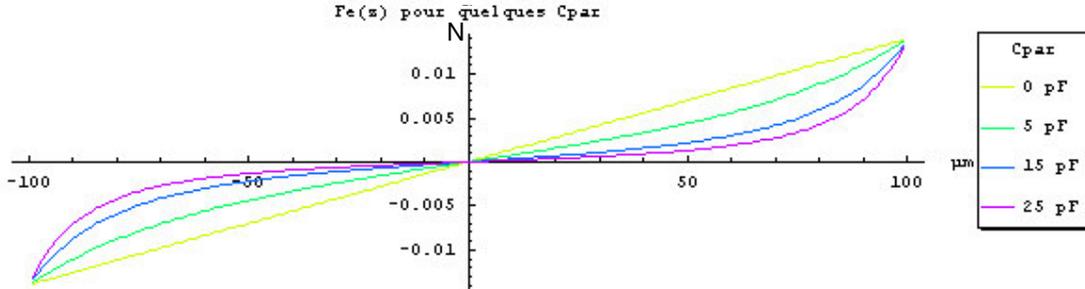


Figure 26 : Forme de la force électrostatique pour un système dans le plan à entrefer variable

- En considérant que nous sommes limités par la tension maximale U_{max} , alors la charge totale Q_{tot} maximale que nous pouvons injecter est donnée lorsque nous revenons en position d'équilibre. Celle-ci vaut alors :

$$Q_{tot} = (C_{min} + C_{par})U_{max} = \left(\frac{2\varepsilon_0 S}{\Delta} + C_{par} \right) U_{max} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{2\varepsilon_0 S U_{max}}{\Delta}$$

d'où :

$$f_e = \left(\frac{\left(\frac{2\varepsilon_0 S}{\Delta} + C_{par} \right) U_{max} C_{var}}{C_{var} + C_{par}} \right)^2 \frac{z}{2\varepsilon_0 \Delta S} \xrightarrow{C_{par} \rightarrow 0} \frac{\varepsilon_0 S U_{max}^2}{\Delta^3} z$$

La forme reste bien sûr la même que pour la limitation en champ électrique, mais la différence réside dans l'amplitude, en effet pour une tension maximale donnée, une réduction des dimensions engendre une augmentation de la force électrique.

III.4.6.2 Fonctionnement à tension constante

Pour un fonctionnement à tension constante, la charge Q_{var} aux bornes de la capacité variable est imposée par :

$$Q_{var} = C_{var} U_{cst} = \frac{2\varepsilon_0 \Delta S U_{cst}}{\Delta^2 - z^2}$$

Nous en déduisons directement la force électrostatique f_e :

$$f_e = \frac{Q_{var}^2 z}{2\varepsilon_0 \Delta S} \Rightarrow f_e = \frac{2\varepsilon_0 \Delta S U_{cst}^2}{(\Delta^2 - z^2)^2} z$$

Cette force augmente très rapidement lorsque le déplacement z se rapproche fortement de ses valeurs extrêmes $\pm\Delta$, un peu comme lorsque la capacité parasite C_{par} est importante en fonctionnement à charge constante. De plus, contrairement au fonctionnement à charge constante, si les doigts ne sont pas parfaitement rigides, nous pouvons facilement avoir un problème de collage électrostatique des doigts entre eux. En effet, la force électrostatique aux valeurs extrêmes de z augmente plus vite que la force élastique des doigts. Un tel fonctionnement impose donc de garder une marge suffisante entre le déplacement limite que nous appellerons z_{max} et l'entrefer au repos Δ . Ce mode n'est donc pas très adapté, son seul avantage est que si nous sommes limités par la tension, c'est-à-dire $U_{cst}=U_{max}$ alors nous maximisons la force électrostatique quel que soit le déplacement relatif z . Si par contre c'est le champ électrique qui nous limite et si nous considérons que z ne peut pas dépasser z_{max} alors nous obtenons :

$$U_{cst} = E_{lim} (\Delta - z_{max}) \Rightarrow Q_{var} = \frac{2\varepsilon_0 \Delta S E_{lim}}{\Delta^2 - z^2} (\Delta - z_{max})$$

$$d'où \quad f_e = 2\varepsilon_0 \Delta S \left(\frac{E_{lim} (\Delta - z_{max})}{\Delta^2 - z^2} \right)^2 z$$

Si nous sommes limités par le champ électrique de claquage alors l'amplitude de la force est fortement réduite, surtout si z_{max} est proche de Δ . Dans ce cas on aura fortement intérêt à fonctionner à charge constante.

III.4.7 Choix de la structure

Globalement, pour maximiser la force électrostatique sans tenir compte de sa forme, l'étude faite dans les paragraphes précédents montre qu'il il faut :

- Pour un fonctionnement limité par le champ électrique de claquage : fonctionner à charge constante
- Pour un fonctionnement limité par les tensions maximales admissibles par la structure électrostatique ou par son électronique de gestion : fonctionner à tension constante

Voici un tableau récapitulatif l'expression des forces électrostatiques pour chacune des structures et des modes électriques de fonctionnement associés :

Structure	f_e à charge constante	f_e à tension constante
Convertisseur en dehors du plan à entrefer variable	$\frac{Q_{var}^2}{2\varepsilon_0 S}$	$\frac{\varepsilon_0 S U_{cst}^2}{2(\Delta + z)}$
Convertisseur dans le plan à chevauchement variable	$\frac{Q_{var}^2 d}{2\varepsilon_0 N h (z_0 + z)^2}$	$\frac{\varepsilon_0 N h U_{cst}^2}{2d}$
Convertisseur dans le plan à entrefer variable	$\frac{Q_{var}^2 z}{2\varepsilon_0 \Delta S}$	$\frac{2\varepsilon_0 \Delta S U_{cst}}{\Delta^2 - z^2}$

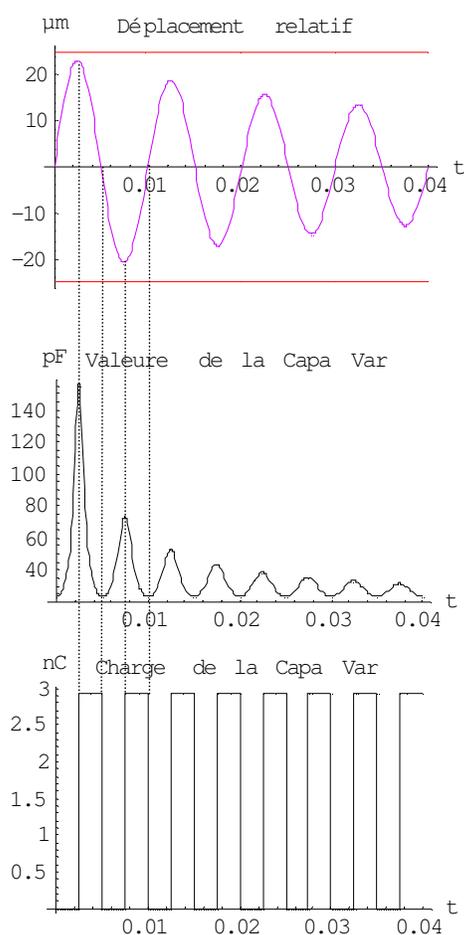
Tableau 3 : Expression des forces électrostatiques pour différentes configurations

Si la structure de récupération a un facteur de qualité élevé, c'est-à-dire si l'amortissement électrostatique est faible, la forme de la force n'a pas beaucoup d'importance. En effet, comme dans ce cas il suffit de récupérer une petite partie de l'énergie mécanique disponible à chaque cycle, l'impacte de la force électrostatique est négligeable par rapport celle de la force de rappel.

Mais, comme nous l'avons vu dans la partie III.3, pour maximiser l'énergie récupérable dans un maximum d'environnements il faut maximiser l'amortissement électrique. Pour cela **il faut non seulement que la force électrostatique soit importante, mais aussi qu'elle ait une forme adaptée, c'est-à-dire qu'elle se rapproche au mieux d'une fonction proportionnelle à la position** (afin que l'amortissement visqueux ne dépende pas de l'amplitude et que l'on puisse se rapprocher au mieux de la force de rappel sans la dépasser). La structure qui permet au mieux de répondre à ces contraintes est la structure dans le plan à entrefer variable utilisé en fonctionnement à charge constante. C'est cette structure de conversion que nous avons donc choisi pour la suite de notre étude.

Regardons maintenant les performances de cette structure en terme de densité de puissance, en fonction des dimensions de la structure. Nous la comparerons alors à la structure électromagnétique présentée à l'ANNEXE 2.

Pour mieux comprendre le fonctionnement du système à charge constante, voici une simulation temporelle du fonctionnement pour des dimensions arbitraires.



Déplacement relatif z de la masse mobile par rapport au support. (Courbe en violet)

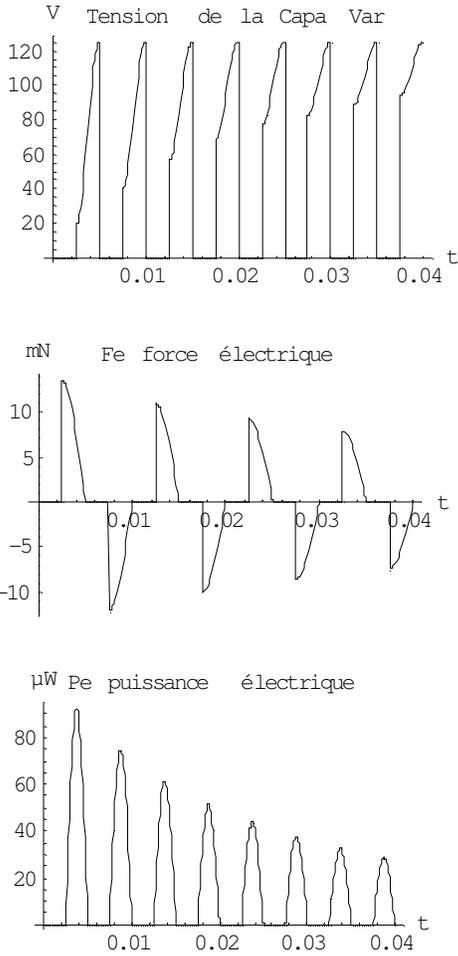
On a choisi pour cette simulation un déplacement de type sinusoïdal, d'amplitude décroissante entre 24 μm et 12 μm , afin de montrer l'effet de l'amplitude sur le fonctionnement du système. L'entrefer A est ici de 25 μm , la position des doigts fixes est représentée en rouge.

Valeur temporelle de la capacité variable.

La capacité ne reproduit pas vraiment la forme du déplacement, surtout lorsque l'on s'approche fortement des doigts en regard. Et c'est dans les derniers micromètres que l'on a la plus forte variation de capacité. La variation de la capacité se fait à la fréquence double de celle du déplacement.

Charges stockées sur les peignes de la capacité variable.

On **injecte la charge** lorsque l'on est au plus loin de la position d'équilibre (capacité maximale) et on la retire lorsque l'on passe par la position d'équilibre (capacité minimale). **La charge et la décharge doivent se faire quasi-instantanément devant la durée de la période du signal d'excitation.** (Ce sera le rôle de l'électronique de gestion que nous présenterons au Chapitre V)



Tension aux bornes de la capacité variable.

La tension U_{min} sous laquelle les charges sont injectées est d'autant plus faible que l'amplitude du déplacement approche le déplacement maximal. Par contre la tension de décharge U_{max} reste inchangée d'un cycle à l'autre.

Force électrostatique qui s'exerce sur la partie en suspension.

La force électrique n'existe que quand la capacité est chargée, elle décroît linéairement avec l'amplitude du déplacement.

Puissance électrique instantanée.

La puissance électrique par cycle est proportionnelle à l'amplitude au carré du déplacement. Pour une amplitude moitié, nous n'avons plus qu'un quart de puissance récupérable.

Figure 27 : Simulation temporelle pour un déplacement relatif sinusoïdal d'amplitude décroissante

La force électrique est appliquée lorsque la partie mobile revient de l'amplitude maximale vers la position d'équilibre ($z=0$), c'est-à-dire pendant deux quarts de période, ce qui nous donne, si le déplacement est maximal, une puissance maximale P_{max} de la forme :

$$P_{max} = 2f \int_0^{\Delta} f_e(z) dz = f k_e \Delta^2$$

(f représente la fréquence du déplacement)

C'est-à-dire :

$$P_{max} = f \frac{\epsilon_0 S E_{lim}^2}{2\Delta} \Delta^2 = \frac{f \epsilon_0 L_y L_d h \Delta E_{lim}^2}{2(e + \Delta)}$$

La puissance récupérable est donc proportionnelle au volume si le champ de claquage est indépendant des dimensions. A pression ambiante, ceci est vrai tant que les dimensions sont supérieures au millimètre. En dessous du millimètre, l'effet Paschen intervient. Cet effet traduit l'impossibilité de déclencher une avalanche traditionnelle (arc électrique) lorsque le nombre de molécules de gaz séparant les deux surfaces devient insuffisant. Il est alors possible d'augmenter

le champ électrique sans causer le claquage dans le diélectrique (ici il s'agit d'air). Voici comment évolue la tension de claquage lorsque nous réduisons les dimensions ou la pression :

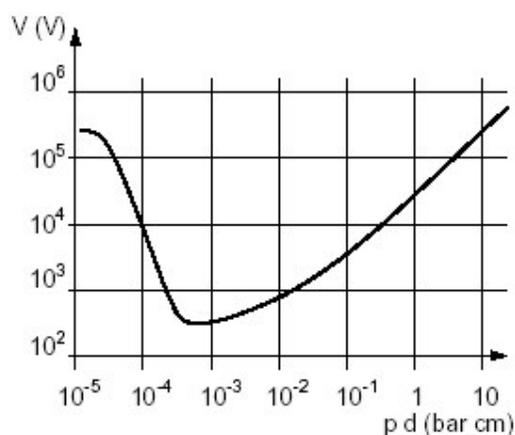


Figure 28 : Tension de claquage de l'air en fonction du produit de la pression par la distance (courbe de Paschen)

Cette courbe montre que lorsque nous passons en dessous de 500 μm à pression ambiante, nous pouvons au minimum considérer que la tension de claquage reste constante, c'est-à-dire que le champ de claquage est inversement proportionnel à la distance. Si dans ces conditions nous effectuons une réduction des dimensions d'un facteur α , la densité de puissance augmente alors proportionnellement à α^2 . Si nous appelons U_{lim} la tension de claquage et que nous considérons que $E_{lim} = U_{lim}/\Delta$, alors la puissance récupérable s'écrit :

$$P_{\max} = \frac{f \epsilon_0 L_y L_d h V_{\lim}^2}{2\lambda\Delta(e + \Delta)} \quad \text{pour un volume } V = h L_x L_y = \lambda h L_d L_y$$

d'où la densité de puissance u :

$$u = \frac{P_{\max}}{V} = \frac{f \epsilon_0 V_{\lim}^2}{2\lambda\Delta(e + \Delta)}$$

Si nous comparons cette densité de puissance avec celle de la transduction électromagnétique, nous obtenons :

Système	Puissance
Magnétique (cf ANNEXE 2)	$\frac{B_m^2 L \pi S^2 f^2 \rho L n \left(\sqrt{\frac{V}{LS}} \right)}{4 \rho^2 + S^2 f^2 \mu^2 L n \left(\sqrt{\frac{V}{LS}} \right)^2}$
Electrostatique	$\frac{f \epsilon_0 V_{\lim}^2}{2\lambda\Delta(e + \Delta)}$

Pour pouvoir comparer numériquement les deux systèmes, nous prendrons pour le système électrostatique les valeurs suivantes :

$$\text{Soit} \begin{cases} L_y = 25L_d \\ h = 0.4L_d \\ e = 0.026L_d \\ \Delta = 0.1L_d \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} V = 2.2 * 0.4L_d * L_d * 25L_d = 22L_d^3 \\ L_d = \sqrt[3]{\frac{V}{22}} \end{cases}$$

Pour la transduction électromagnétique, nous prendrons les valeurs utilisées dans l'ANNEXE 2. Voici, sur la Figure 29, comment évolue la puissance récupérable en fonction du volume pour les conversions électromagnétique et électrostatique.

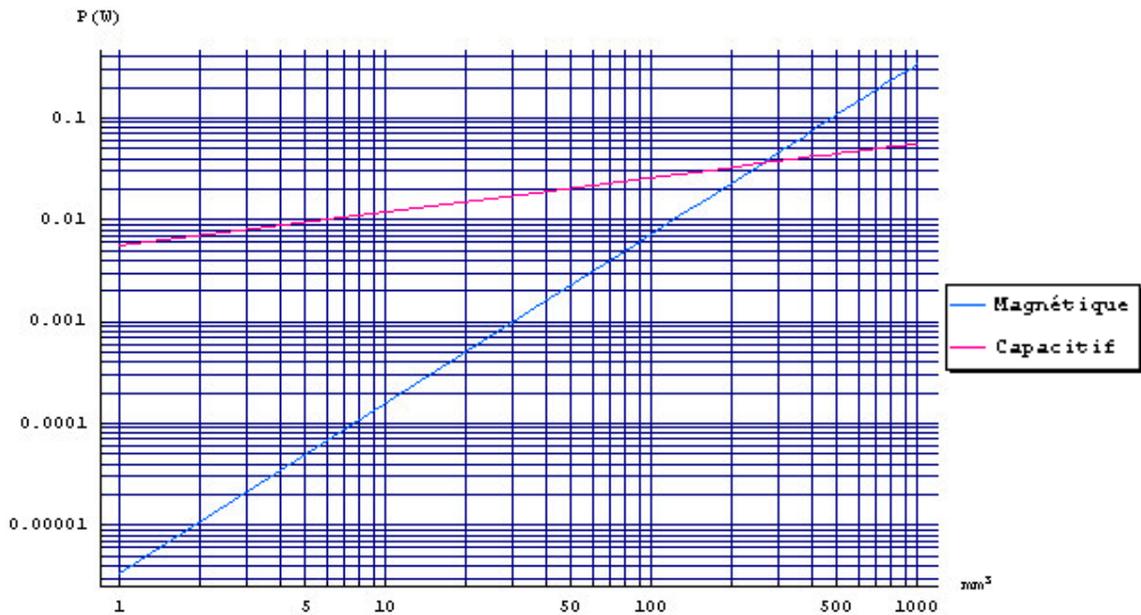


Figure 29 : Comparaison des systèmes capacitifs et électrostatiques

Les systèmes électrostatiques sont donc intéressants pour la récupération (en terme de densité de puissance) lorsque les dimensions du convertisseur deviennent inférieures à 250 mm³, ce qui est le cas dès que nous passons en technologie intégrée. Cette limite est estimée à un ordre de grandeur près, car nous n'avons pas pris en compte toutes les imperfections. Par ailleurs, nous n'avons pas tenu compte ici de la partie électronique qui permet d'adapter les tensions au niveau souhaité. Mais au vu des faibles tensions pour le magnétique ou des cycles de charges-décharge à haute tension pour l'électrostatique, les volumes et rendement de l'électronique pour ces deux systèmes devraient être du même ordre de grandeur.

Il faut maintenant évaluer la puissance récupérable avec une telle structure à partir des spectres mesurés et présentés au III.2. Pour cela il est tout d'abord nécessaire de modéliser la structure afin de pouvoir simuler son comportement pour finalement estimer la puissance récupérable en fonction du type d'excitation mécanique.

III.5 Modélisation du système électrostatique

Cette modélisation va nous permettre de calculer les puissances théoriques maximales récupérables pour une masse et une excitation données, en considérant que le convertisseur mécanique/électrique était parfait et qu'il absorbait l'énergie mécanique de la même manière qu'un **amortissement visqueux**. Nous allons voir maintenant ce qu'il se passe si l'énergie mécanique est absorbée de manière différente, c'est-à-dire **à la façon du système électrostatique choisi**. Pour cela nous commençons par modéliser le système électrostatique, puis nous simulons son comportement vis-à-vis des accélérations mesurées précédemment.

Voici le schéma du modèle du système électrostatique choisi en vue de dessus :

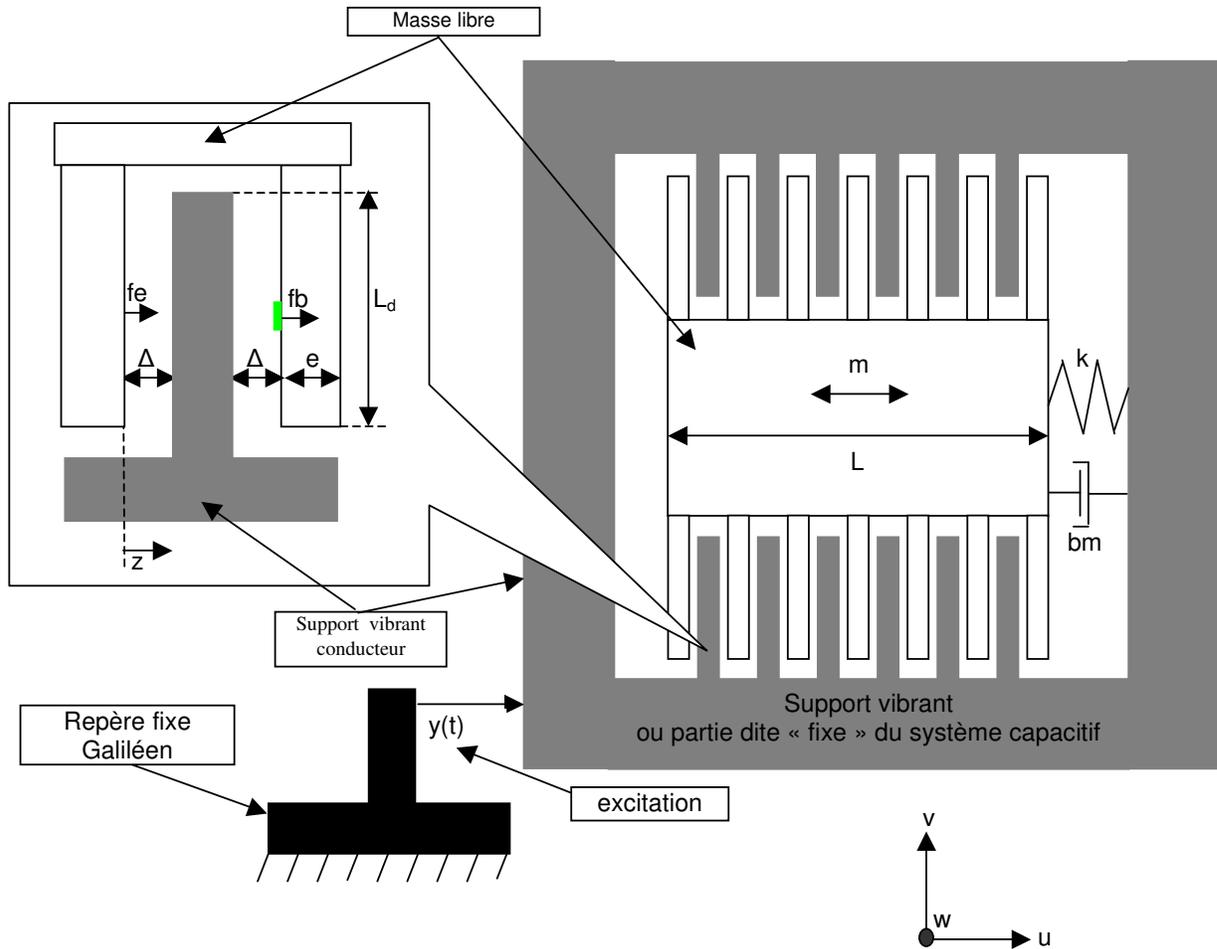


Figure 30 : Modèle d'un convertisseur dans le plan à entrefer variable

Paramètres du système	
m	Masse en mouvement (1g par défaut)
e	Largeur des doigts
Δ	Largeur de l'entrefer au repos
L_d	Longueur des doigts
h	Hauteur des doigts (selon l'axe \vec{w}) non représentée sur la figure
L	Longueur du système
z	Déplacement relatif entre la masse mobile et le support vibrant
y	Déplacement du support vibrant (excitation appliquée au support vibrant)
k	Raideur du ressort de rappel
f_e	Force électrostatique valant $k_e z$ lorsque la capacité est chargée
b_m	Amortissement mécanique visqueux (nul par défaut)
f_b	Force de réaction de la butée qui vaut $k_b(z - \Delta_b)\text{Sign}(z)$ avec Δ_b la position de la butée

La structure ressemble fortement à certains accéléromètres électrostatiques : une accélération appliquée selon l'axe \vec{u} sur le système engendre un déplacement relatif z de la masse mobile, ce qui provoque une variation de capacité. On parle alors de capacité variable. Le principe de fonctionnement pour la récupération est assez simple, il s'agit de charger cette capacité lorsqu'elle atteint sa valeur maximale et de la décharger lorsqu'elle atteint sa valeur minimale. Si les temps de charge et de décharge sont négligeables au regard de la période mécanique du déplacement, nous pouvons alors considérer que la charge stockée sur les électrodes reste constante pendant que la masse se déplace (en négligeant les pertes). Nous récupérons alors une énergie qui est la différence entre les énergies injectée et retirée, c'est-à-dire :

$$E_{\text{récupéré}} = \frac{1}{2} Q_{\text{var}} U_{\text{max}} - \frac{1}{2} Q_{\text{var}} U_{\text{min}}$$

(U_{min} et U_{max} sont respectivement les tensions d'injection et de retrait de la charge de la capacité variable)

$$U_{\text{min}} = \frac{Q_{\text{var}}}{C_{\text{max}}} \quad \text{et} \quad U_{\text{max}} = \frac{Q_{\text{var}}}{C_{\text{min}}} \quad \Rightarrow \quad E_{\text{récupéré}} = \frac{Q_{\text{var}}^2}{2} \left(\frac{1}{C_{\text{min}}} - \frac{1}{C_{\text{max}}} \right)$$

Ce qui nous intéresse ici pour simuler le fonctionnement, c'est la forme de la force électrostatique s'appliquant sur la partie mobile. Celle-ci a été calculée dans la partie précédente (§III.4.7).

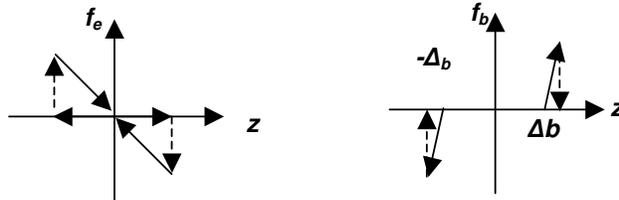
Cette force, lorsqu'elle est appliquée, est de la forme :

$$f_e = \frac{Q_{\text{var}}^2 z}{2\varepsilon_0 \Delta S} = k_e z$$

Cette force est donc proportionnelle au déplacement et agit de façon **opposée à la force du ressort de rappel k , mais uniquement lorsque la masse mobile retourne en position d'équilibre**. Pour éviter que le système diverge, il faut nécessairement que le coefficient de proportionnalité k_e soit inférieur à la raideur k du ressort.

Equation du mouvement : (\mathbf{H} représente la fonction échelon : $\mathbf{H}(x)=1$ si $x > 0$, 0 sinon)

$$mz'' + b_m z' - k_e z \mathbf{H}(-zz') + k_b (|z| - \Delta_b) \text{Sign}(z) \mathbf{H}(|z| - \Delta_b) \mathbf{U}(zz') + kz = -ma(t)$$



(k_b représente la raideur en butée, valeur très élevée par rapport à k , et énergie non restituée au retour « rebond mou »)

Soit:

$$\begin{cases} X = z \\ Y = z' \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} X' = z' \\ Y' = z'' \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} X' = Y \\ Y' = -\frac{1}{m} (b_m Y - k_e X \mathbf{U}[-XY] + kb(|X| - \Delta_b) \text{Sign}[X] \mathbf{U}[|X| - \Delta_b] \mathbf{U}[XY] + kX + m A_t [t]) \end{cases}$$

On peut résoudre numériquement cette équation par la méthode de **Runge-Kutta** à deux variables.

Pour nos simulations, nous prendrons des valeurs initiales nulles : $(X_0, Y_0) = (0, 0)$.

Nous prendrons par ailleurs pour accélération temporelle les mesures que nous avons réalisées sur différents objets de la vie courante. Les objectifs sont, dans un premier temps, d'estimer l'énergie que nous pouvons récupérer avec notre structure en fonction des sources de vibration présentes dans l'environnement puis, dans un second temps, d'optimiser notre structure de façon à ce qu'elle soit adaptée à un maximum de sources vibratoires.

Comme l'accélération temporelle mesurée A_t est une valeur échantillonnée, nous avons choisi comme pas de calcul une valeur égale ou multiple du pas d'échantillonnage. Ceci nous évite d'interpoler l'accélération, d'autant que la fréquence d'échantillonnage de 10 kHz est déjà très élevée par rapport à la bande passante du signal d'accélération mesuré (500 Hz).

Informations que nous voulons en déduire :

De cette simulation, nous obtenons **l'évolution temporelle du déplacement relatif de la masse** mobile par rapport à la structure, ainsi que sa dérivée. Ces données nous donnent directement une information sur les entrefers Δ à choisir, comme nous le montrerons plus loin, si nous ne voulons pas entrer en butée.

A partir de ce déplacement, il est facile d'en déduire l'évolution temporelle de la **force électrique puis la puissance électrique moyenne récupérable**.

Les **deux paramètres importants du dimensionnement** sont :

- La fréquence propre de résonance fixée par la raideur k du ressort
- Le coefficient k_e de la force électrique

Les principaux **critères de satisfaction** sont :

- Obtenir une puissance électrique récupérable suffisante (au moins $1 \mu\text{W}\cdot\text{g}^{-1}$)
- Minimiser le volume en minimisant les entrefers Δ séparant les doigts interdigités, c'est-à-dire minimiser l'amplitude du déplacement relatif
- Avoir une fréquence de résonance supérieure à 40 Hz pour des raisons de faisabilité, notamment en microtechnologie silicium.

La masse est fixée à un gramme et nous savons que la puissance récupérable est proportionnelle à celle-ci pour une fréquence de résonance donnée (cf §III.1). Si nous voulons augmenter cette masse en mouvement, il faut augmenter proportionnellement le volume du convertisseur électrostatique, la puissance à convertir étant plus importante. Quant aux paramètres de butée, nous ne les faisons pas intervenir dans un premier temps, le déplacement relatif est donc d'amplitude libre.

L'objectif est d'optimiser k et k_e de façon à respecter au mieux nos contraintes. Pour cela nous calculons la puissance électrique moyenne récupérable et le déplacement maximal pour différents couples (k, k_e) .

Une première constatation s'impose si k_e est supérieur à k : le système diverge. En effet, si la force électrique est supérieure à la force de rappel du ressort, la masse s'éloigne indéfiniment de sa position d'origine (et vient en butée) chaque fois que la force électrique existe. Ce qui importe alors est plus la valeur absolue de k_e , mais sa valeur relative par rapport à k . Nous introduisons alors un **nouveau paramètre** k_e/k (inférieur à 1 pour éviter toute divergence), donnant une idée de l'amortissement électrostatique du système, c'est-à-dire que plus k_e/k se rapproche de 1 plus le système est amorti.

Quant à la raideur k , elle n'est pas très parlante et nous préférons utiliser la fréquence mécanique de résonance propre f_r , avec $k=m(2\pi f_r)^2$.

Maintenant que nous avons modélisé le système électrostatique et donné l'expression des différents paramètres, nous allons pouvoir étudier la réponse du système à une excitation donnée.

III.6 Analyse de l'énergie récupérable par le système de conversion électrostatique

A partir des mesures d'accélération présentées dans la partie III.2, nous allons étudier le comportement de la structure électrostatique en fonction de sa fréquence de résonance propre f_r et du coefficient k_e de la force électrostatique appliquée. Comme en III.3, nous allons prendre une masse normalisée de 1 g pour l'évaluation de la puissance récupérable.

Voici la puissance récupérable que l'on obtient sur le moteur d'une voiture essence tournant à 1000 tr/min :

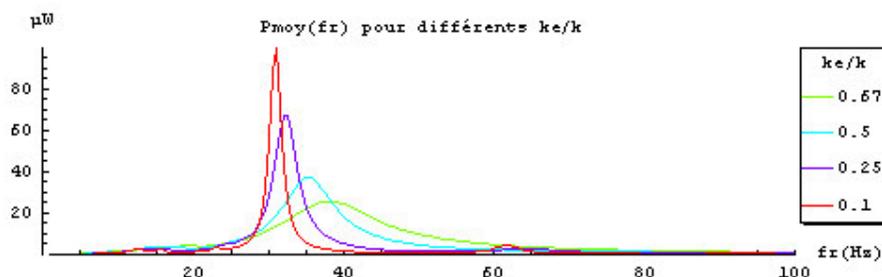


Figure 31 : Puissance récupérable sur le moteur d'une voiture essence tournant à 1000 tr/min

Comme le montre la figure ci-dessus, plus l'amortissement électrique est important, plus le maximum de puissance se fait à une fréquence de résonance f_r élevée. En fait, comme la force électrostatique s'oppose à la force de rappel, la raideur équivalente est réduite, ce qui abaisse la fréquence de résonance équivalente globale par rapport à la fréquence de résonance purement mécanique f_r . Quant à la puissance récupérable, elle est du même ordre que celle calculée pour un amortissement de type visqueux (cf §III.3). Par ailleurs, plus l'amortissement électrique k_e/k est élevé, plus la bande de fréquence de résonance sur laquelle nous pouvons récupérer de l'énergie est large (avec bien sûr une diminution du maximum). La correspondance entre k_e/k et l'amortissement visqueux n'est pas directe, un k_e/k de 1 correspond à peu près à un amortissement visqueux de 1, mais un k_e/k de 0.5 correspond plutôt à un amortissement visqueux de 0.1. Toutefois, le sens de variation reste le même.

Voici la puissance récupérable calculée pour la carrosserie d'une voiture roulant à 50 km/h :

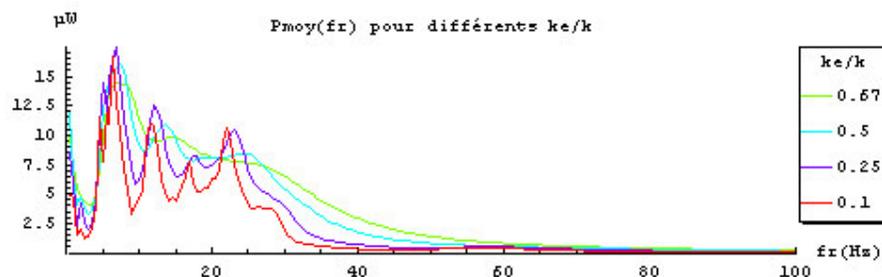


Figure 32 : Puissance récupérable sur une voiture à 50 km/h

L'avantage d'utiliser un amortissement électrique élevé est d'autant plus marqué que l'excitation est composée de plusieurs pics. En effet, celui-ci permet de lisser la puissance récupérable entre les pics.

Sachant que l'excitation est surtout à basse fréquence, ce qui est le cas dans la plupart des environnements, on obtient, comme le montre la figure ci-dessous, un déplacement relatif de grande amplitude.

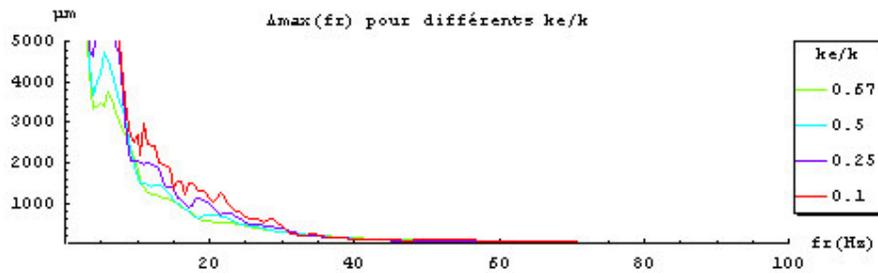


Figure 33 : Déplacement relatif maximal sur la voiture à 50 km/h

Ce déplacement relatif est similaire à celui obtenu avec un amortissement visqueux. Pour minimiser celui-ci, il faut prendre un amortissement électrique (k_e/k) élevé et choisir une fréquence de résonance mécanique suffisamment élevée (>40 Hz) par rapport aux fréquences d'excitation.

Ce qui nous intéresse en particulier est de maximiser le rapport puissance récupérable sur largeur d'entrefer (encombrement du convertisseur électrostatique). Pour mieux se rendre compte du lien entre la puissance récupérable et le déplacement maximal, nous avons tracé la puissance fonction du déplacement maximal pour un amortissement électrique élevé ($k_e/k=0.67$) et avec pour paramètre la fréquence de résonance :

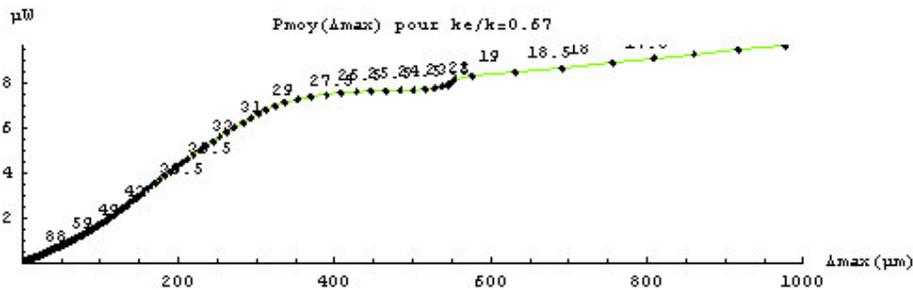


Figure 34 : Puissance récupérable en fonction du déplacement maximal pour la voiture à 50 km/h

Nous nous rendons compte que pour maximiser le rapport puissance sur déplacement maximal, il n'est pas intéressant de recourir à des entrefers supérieurs à 300 μm dans le cas de la voiture à 50 km/h. Par ailleurs, pour satisfaire les applications de plus hautes fréquences, la fréquence de résonance mécanique sera choisie plutôt entre 40 et 60 Hz, ce qui naturellement limitera le déplacement relatif maximal.

En ce qui concerne la puissance récupérable sur une perceuse à colonne électrique, on obtient :

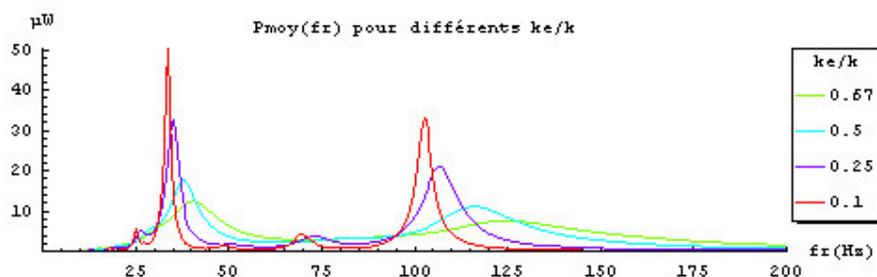


Figure 35 : Puissance récupérable sur une perceuse à colonne électrique

Pour la perceuse électrique nous obtenons à peu près les mêmes conclusions en terme de puissance récupérable et bande passante que pour les autres sources de vibration. Regardons ce qu'il en est au niveau du déplacement relatif z :

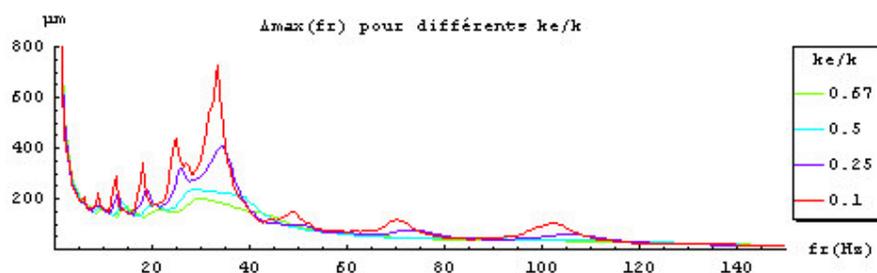


Figure 36 : Déplacement relatif maximal pour cette perceuse

Pour le pic d'excitation à 33.5 Hz, au niveau du déplacement relatif, il est de même intéressant d'avoir un amortissement électrique élevé si nous voulons limiter l'amplitude du déplacement relatif. Nous remarquerons toutefois, que si nous n'avons pas d'excitation très basse fréquence, c'est-à-dire inférieure à 20 Hz, le déplacement relatif, même si la fréquence de résonance mécanique est accordée sur celle de l'excitation et pour un amortissement électrique élevé ($k_e/k=0.67$), n'atteint pas des valeurs très élevées (autour de 200 μm).

Tableau récapitulatif classé par la puissance récupérable par gramme de masse et pour une fréquence de résonance de 50 Hz et un rapport $k_e/k=0.67$:

Objet	P_{max} (μ W)	$f_r(P_{max})$ (Hz)	$P(50\text{Hz})$ μ W	$\Delta(50\text{Hz})$ μ m
Moteur de voiture à 1000 tr/min	10.8900	39	6.58000	101
Moteur de voiture à 3000 tr/min	64.1900	123	5.32000	86
Escalier métallique en descente	42.3000	12	4.81000	391
Perceuse à colonne	6.2000	123	4.30000	77
Escalier métallique en monté	7.5100	33	3.17000	151
Voiture à 50 km/h	15.7700	7	1.41000	85
Voiture sur ralentisseur	3.0200	20	0.92000	69
Roulage en ville pendant 53 sec	33.8100	4	0.91000	102
Moteur de voiture à 2000 tr/min	4.1600	164	0.60000	36
Voiture sur un rond point	21.5000	1	0.44000	98
Voiture en freinage	83.1300	0.5	0.35000	64
Clavier d'ordinateur	0.2800	54	0.27000	70
Ecriture avec un stylo	1.1000	1	0.14000	89
Boîtier d'ordinateur	0.4500	148	0.01000	3
Barrière d'un pont	0.1100	360	0.00370	3
Sol d'un pont	0.0920	355	0.00340	3
Marche sur planché	0.0017	145	0.00110	3
Barrière d'autoroute	0.0130	1231	0.00064	1.3
Câble de maintien d'un pont	0.0011	15	0.00054	1.3

Figure 37 : Tableau récapitulatif des puissances récupérables

Identification des colonnes :

- **Objet** : Source de vibration mécanique
- **P_{max}** : Puissance maximale récupérable
- **$f_r(P_{max})$** : Fréquence de résonance pour laquelle on obtient la puissance maximale
- **$P(50\text{Hz})$** : Puissance récupérable pour une fréquence de résonance de 50 Hz
- **$\Delta(50\text{Hz})$** : Amplitude maximale du déplacement relatif à cette fréquence de résonance

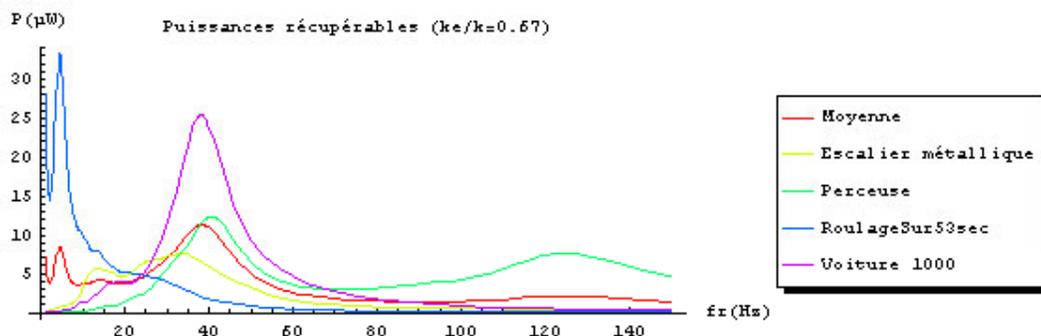
A partir des simulations présentées ici et d'autres complémentaires, nous définirons dans le chapitre suivant, la fréquence de résonance f_r , la largeur de l'entrefer Δ et le rapport k_e/k qui nous permettront de récupérer le maximum d'énergie dans un maximum d'environnements. Puis nous dimensionnerons la structure électrostatique de façon à ce qu'elle satisfasse ces deux critères.

CHAPITRE IV : DIMENSIONNEMENT DU CONVERTISSEUR MECANIQUE

Après avoir calculé la puissance récupérable pour une structure électrostatique donnée en fonction de l'environnement et de certains paramètres tels que la fréquence de résonance ou l'amortissement, nous allons optimiser ces paramètres de façon à répondre au mieux à nos objectifs. Ensuite à partir de ces paramètres optimisés nous effectuerons le dimensionnement de la structure mécanique finale.

IV.1 Paramètres du dimensionnement

Avant de dimensionner la structure, il est nécessaire de définir sa fréquence propre de résonance mécanique f_r , son entrefer Δ et le coefficient k_e de sa force électrostatique. Pour cela nous nous appuyons sur les calculs de puissance récupérable effectués au paragraphe III.6. Nous avons vu que pour pouvoir récupérer de la puissance électrique sur une large bande de fréquence, il fallait considérer un amortissement électrique élevé, c'est-à-dire un k_e proche de k . Nous avons effectué par ailleurs ses simulations montrant que nous pouvons aller jusqu'à $k_e/k=2/3$ avec une bonne stabilité, nous dimensionnerons donc la structure électrostatique de manière à obtenir ce rapport. Voici rassemblées sur un même graphe les mesures effectuées dans différents environnements fonction de la fréquence de résonance pour un k_e/k de $2/3$ et une masse de 1 g :



Dans la plupart des cas il est préférable, en terme de puissance récupérable, de choisir une fréquence de résonance inférieure à 60 Hz. La figure ci-après illustre le déplacement relatif maximal dans ces mêmes conditions.

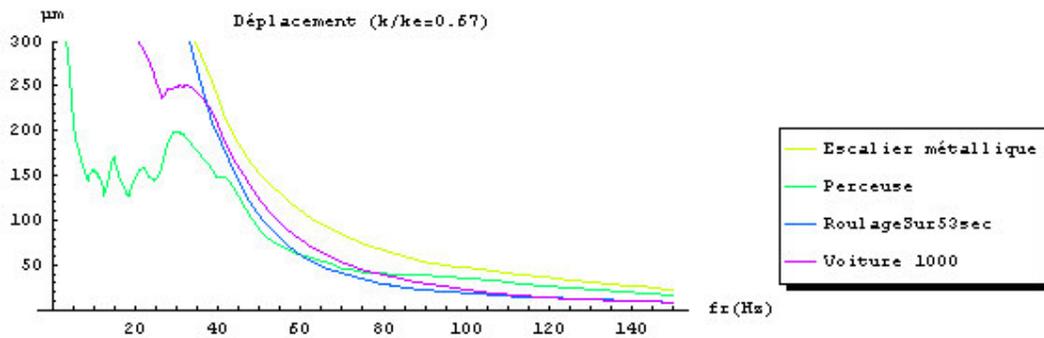


Figure 39 : Déplacement relatif fonction de la fréquence de résonance

Comme le montre la figure ci-dessus, plus la fréquence de résonance est basse, plus l'amplitude du déplacement relatif z est importante. Si nous voulons limiter l'encombrement du système, il faut limiter l'amplitude de ce déplacement et donc choisir une fréquence de résonance suffisamment élevée. Il est donc nécessaire de faire un compromis et nous avons finalement choisi de prendre une fréquence de résonance de 50 Hz. En effet, pour la plupart des applications, à cette fréquence les déplacements relatifs ne dépassent pas 100 μm à 150 μm pour une puissance récupérable qui reste supérieure au micro-Watt par gramme de masse.

Ce choix nous permet donc, même si nous ne récupérons pas le maximum de puissance pour chaque application, d'avoir un système qui s'adapte à un maximum d'environnements et notamment des environnements où la fréquence de vibration mécanique varie dans le temps, comme par exemple sur une voiture où la fréquence de vibration dépend du régime moteur. Si nous voulions récupérer le maximum de puissance dans chacune des applications, il faudrait, soit créer une structure adaptée à chacune d'entre elles, soit concevoir une structure capable d'accorder sa fréquence de résonance avec celle de l'excitation. La première solution limite la flexibilité d'utilisation et la seconde n'est pas évidente à mettre en oeuvre.

Sachant que nous nous sommes fixé $k_e/k=2/3$, nous obtenons pour les trois paramètres qui vont conditionner le dimensionnement les valeurs suivantes :

$$\left| \begin{array}{l} f_r = 50 \text{ Hz} \\ k_e = \frac{2}{3}k = \frac{2}{3}m(2\pi f_r)^2 = 65.8 \text{ N.m}^{-1} \quad (\text{pour une masse de } 1 \text{ g}) \\ \Delta = |z|_{\text{max}} \approx 100 \text{ à } 150 \mu\text{m} \end{array} \right.$$

L'entrefer Δ séparant les doigts entre eux doit être supérieur à l'amplitude maximale du déplacement relatif z si nous ne voulons pas que le système aille en butée.

Nous allons maintenant dimensionner une structure électrostatique qui permet de satisfaire ces trois paramètres. Pour faire ce dimensionnement, il est nécessaire dans un premier temps d'étudier le ou les processus de réalisation possibles afin de connaître les contraintes associées sur le dimensionnement des structures.

IV.2 Différents types de réalisations possibles

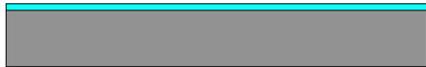
Avant de dimensionner la structure électrostatique, nous allons nous intéresser à deux procédés de réalisation, un sur silicium utilisant les technologies de la microélectronique classique et l'autre en tungstène par électroérosion.

IV.2.1 Réalisation d'une structure en silicium par les procédés de la microélectronique

Dans un souci de miniaturisation de notre système de récupération d'énergie nous allons étudier et réaliser une structure en silicium utilisant les procédés de la microélectronique. Cette technologie nous permet de réaliser des structures mécaniques avec une définition meilleure que le micromètre. Toutefois nous verrons que même si notre structure ne comporte pas de dimension aussi réduite (le déplacement relatif pouvant atteindre 100 à 150 μm), certains paramètres, tel que le **facteur de forme**⁹, peuvent encore nous limiter.

La forme de la structure que nous allons réaliser ressemble fortement à celles déjà réalisées par de nombreux laboratoires tels que l'IMEC, le MIT ou l'université de Berkeley : il s'agit de structures de type accéléromètre classique qui consiste à mettre en suspension une partie centrale à l'aide de poutres micro-usinées, d'isoler électriquement la partie centrale de la partie fixe et de micro-usiner des peignes interdigités entre les parties fixe et en suspension.
[\[STE 2002\]](#) [\[MEN 1999\]](#) [\[ROU 2003\]](#)

L'organigramme ci-dessous décrit le process de fabrication que nous allons utiliser:

Etape technologique		Schéma de l'empilement	Commentaires
1	Substrat silicium type p, épaisseur 450 μm		Substrat de départ
2	Oxydation Face Avant (FAV)		Réalisation d'une couche de protection (SiO_2)
3	Dépôt de résine FAV		1 ^{ère} étape de réalisation des ancrages pour les peignes fixes et les poutres de flexion, ainsi que la cavité sous la masse mobile:
4	1 ^{ère} étape de lithographie (insolation + développement)		<ul style="list-style-type: none"> réalisation du masque résine
5	Gravure de l'oxyde SiO_2		<ul style="list-style-type: none"> gravure de l'oxyde et réalisation du masque oxyde
6	Retrait de la résine (stripping)		<ul style="list-style-type: none"> retrait de la résine

⁹ Le facteur de forme correspond au rapport largeur sur hauteur d'une gravure, le facteur de forme sert généralement à caractériser une limite technologique pour la gravure profonde.

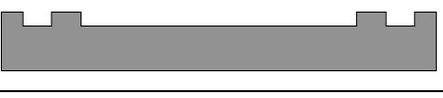
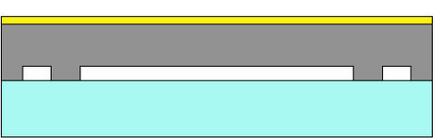
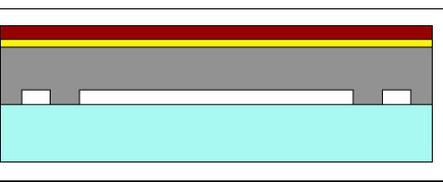
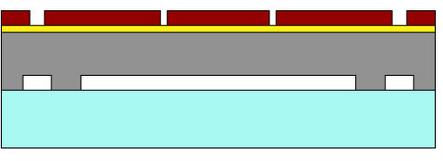
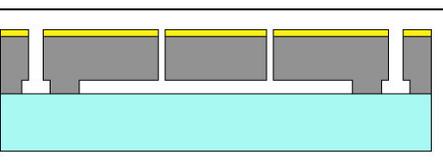
7	Gravure profonde DRIE (deep reactive ion etching)		<ul style="list-style-type: none"> ▪ gravure des ancrages et de la cavité
8	Gravure humide de l'oxyde		<ul style="list-style-type: none"> ▪ retrait de l'oxyde
9	Scellement anodique		<p>2^{ème} étape de collage du substrat silicium sur un substrat de verre avec gravure des structures :</p>
10	Dépôt d'aluminium		<ul style="list-style-type: none"> ▪ scellement anodique des deux substrats ▪ dépôt Al pour réaliser les contacts électriques
11	Etallement résine		<ul style="list-style-type: none"> ▪ réalisation du masque résine des peignes + poutres + masse mobile ▪ réalisation du masque métallique Al pour la gravure profonde
12	2 ^{nde} lithographie		<ul style="list-style-type: none"> ▪ gravure profonde des structures et libération de la partie mobile + isolation électrique des différentes parties
13	Gravure métal		<ul style="list-style-type: none"> ▪ retrait de la résine pour pouvoir reporter des contacts électriques et utiliser la structure
14	2 ^{nde} DRIE		
15	Retrait de la résine		

Figure 40 : Flowchart pour la structure en silicium

Après ces 15 étapes de fabrication nous obtenons une structure finale vue en perspective qui a la forme suivante :

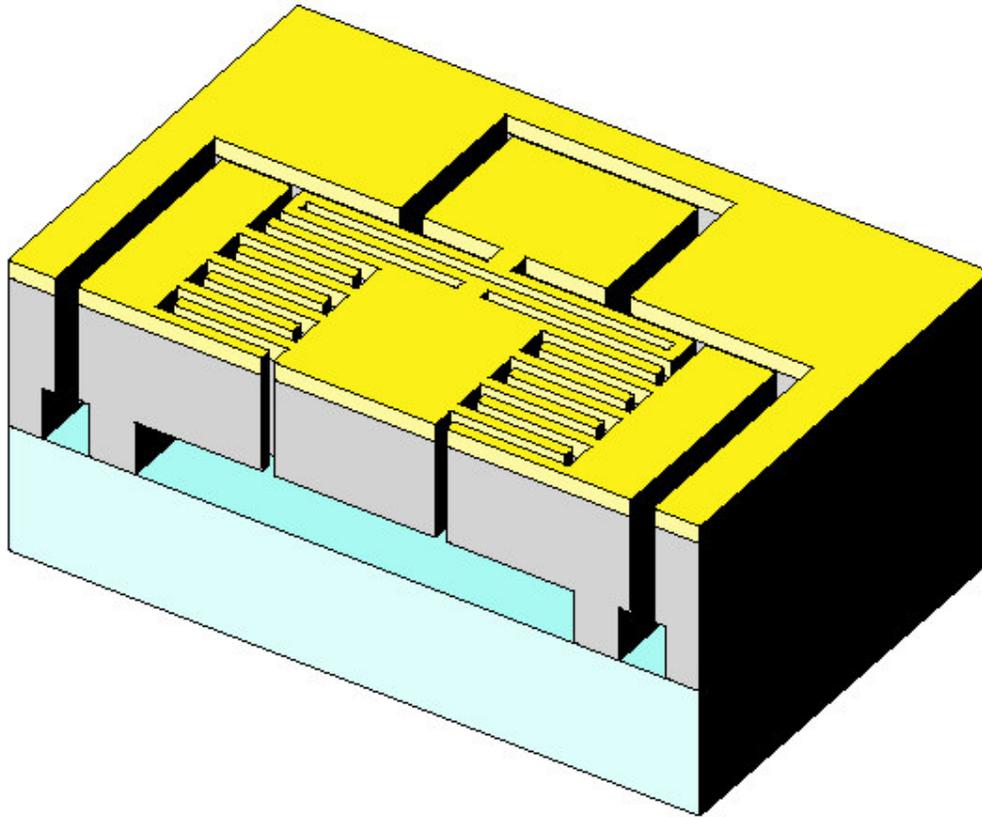


Figure 41 : Vue 3D d'une coupe de la structure en silicium

L'isolation électrique des peignes de la partie en suspension par rapport aux peignes de la partie fixe se fait par une découpe totale du wafer de silicium. Quant au lien mécanique entre les deux parties, il se fait par l'intermédiaire du verre isolant.

Suite à ces différentes étapes technologiques, nous avons choisi de rapporter une masse de deux grammes sur la partie mobile, ce qui conduit à une surépaisseur de la partie centrale d'environ 1 mm (s'il s'agit d'un matériau de forte densité massique tel que du tungstène). Cette surépaisseur rend l'encapsulation traditionnelle peu envisageable. En effet, comme le montre la figure ci-après, le report d'un wafer sur la face avant nécessite une gravure très profonde de la partie centrale de celui-ci et donc un wafer qui à la base doit être très épais (supérieur à 1 mm alors que traditionnellement les wafers font seulement 500 μm).

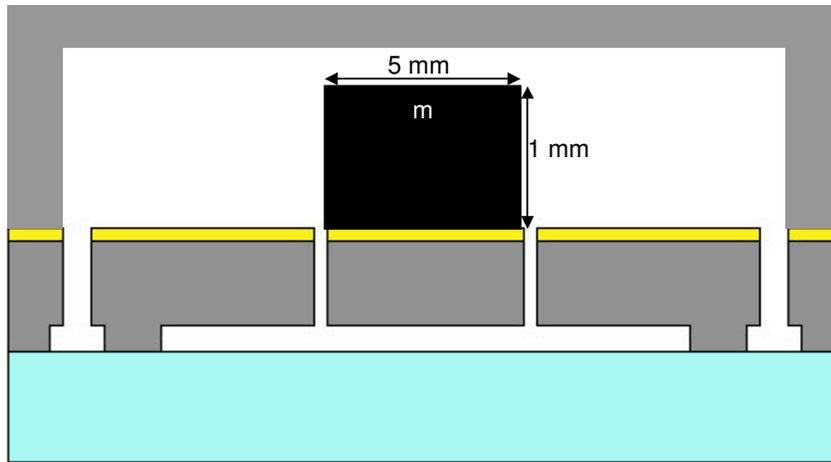


Figure 42 : Ajout d'un capot

Une autre possibilité est d'enfermer la structure dans un boîtier étanche après report de la masse m et découpe du wafer pour isoler la structure. Toutefois la découpe va engendrer des émissions de poussières et d'eau qui peuvent être néfastes au bon fonctionnement de la structure.

Aucune solution n'a encore été adoptée pour l'encapsulation, on se contente dans un premier temps de tester la structure non encapsulée dans des environnements assez propres.

Enfin, nous notons que cette structure doit avoir d'une part des dimensions pour les doigts précises au micromètre près et d'autre part des dimensions pour la structure globale de quelques millimètres.

Au vu de certaines dimensions macroscopiques telles que la longueur et la largeur totale de la structure (centimétrique), nous nous sommes demandé s'il n'était pas possible de faire une réalisation par un procédé autre que ceux de la microélectronique. Nous nous sommes alors intéressés à l'électroérosion, qui permet d'usiner finement certaines pièces mécaniques, tel que des engrenages de montres par exemple. Nous verrons dans la partie suivante le principe, les avantages et les limites de cette technologie.

IV.2.2 Réalisation d'une structure en tungstène par électroérosion

L'électroérosion est une technologie largement utilisée pour fabriquer des pièces de précision en petites quantités (généralement inférieures à 10 000 pièces). Elle permet notamment de fabriquer des outils pour l'usinage, des moules, des pièces de précision pour les machines de production... Par rapport à la fabrication sur silicium, la mise en œuvre est beaucoup moins coûteuse (par exemple il n'est pas nécessaire de fabriquer ou d'acheter des masques), par contre l'usinage naturellement lent ne permet pas une production de masse à bas coût. Cette technologie, à condition qu'elle soit suffisamment précise, paraît bien adaptée pour la réalisation de prototypes tels que notre système électrostatique. Nous présenterons dans un premier temps le principe de l'électroérosion et ses limites, puis nous décrirons comment nous pouvons l'appliquer à notre structure.

Voici un exemple de machine à électroérosion commercialisée par « ONA electro-erosion » :

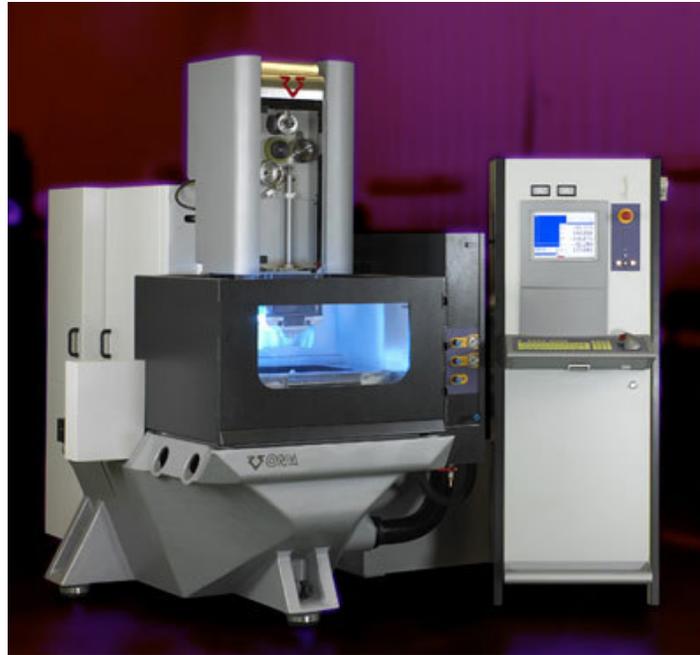


Figure 43 : Machine à électroérosion « ONA AE 300 »

Le principe est le suivant :

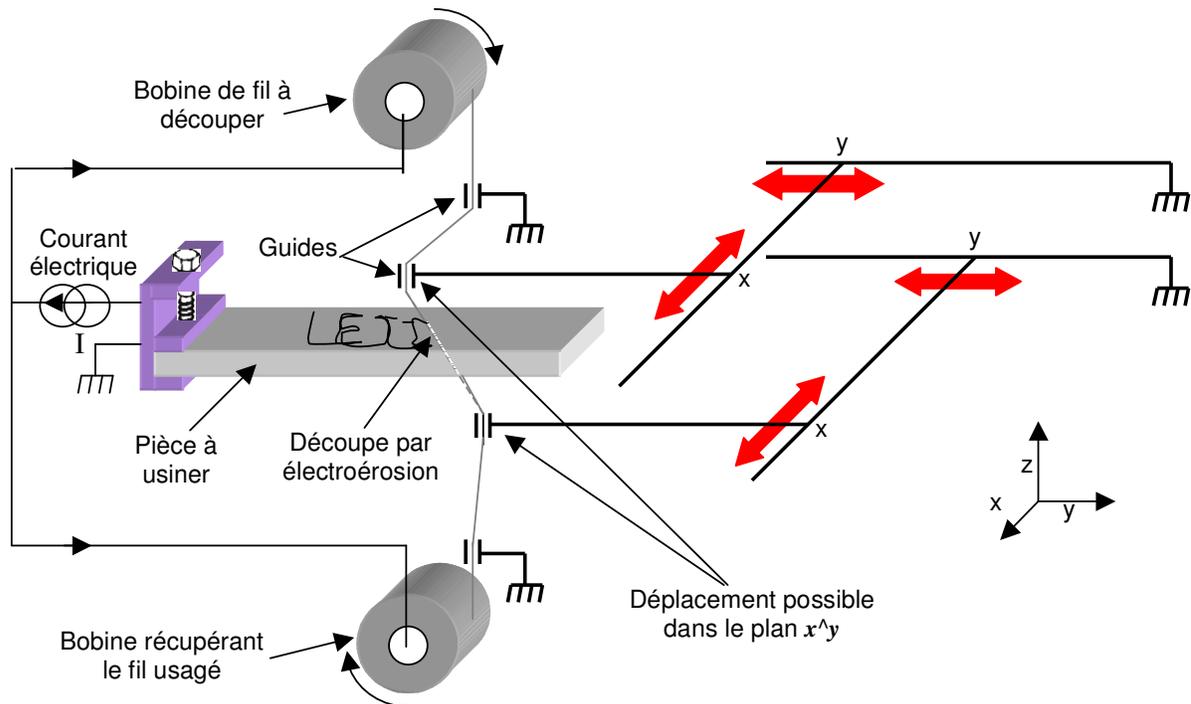


Figure 44 : Schéma de principe de l'électroérosion

Le principe de la découpe par électroérosion consiste à faire circuler un courant important entre un fil conducteur et la pièce à usiner (qui doit être conductrice). Ce courant provoque des micros arcs électriques au niveau du contact fil-pièce à usiner, qui usent à la fois la pièce et le fil. Le fil étant renouvelé en continu, on peut effectuer de longues coupes dans la pièce à usiner.

Un jet d'eau déminéralisée envoyé sur le point de découpe permet d'évacuer les déchets de matériau et de refroidir la pièce à usiner. Le fil de découpe est guidé de part et d'autre de la pièce à usiner, ce qui permet de faire des coupes selon la direction voulue. En effet, les guides supérieur et inférieur peuvent se déplacer indépendamment l'un de l'autre dans tout le plan (x^y), ce qui autorise la découpe en diagonale.

La finesse de gravure dépend donc du diamètre du fil et de la longueur des arcs électriques, un fil de 100 μm de diamètre par exemple fera une découpe de 134 μm de large. Il faut noter toutefois que plus le fil est fin, moins on peut faire circuler de courant et plus le temps de découpe est important. Quant au positionnement il peut se faire à 5 μm près. On ne peut donc pas faire de découpe très fine (minimum de 100 μm) par contre on peut avoir une très bonne précision de découpe.

Voici l'ensemble des contraintes introduites par l'électroérosion :

- Gravure de 116 μm de largeur minimum (\varnothing 70 μm)
- Positionnement de précision inférieur à 5 μm ce qui rend avantageux dans certains cas de faire séparément les différentes parties.
- Epaisseur minimale des doigts de 100 à 300 μm : dépend fortement du matériau à usiner, celui-ci étant plus ou moins susceptible de se déformer sous l'action de la chaleur et ayant des contraintes internes plus ou moins importantes. Des tests sont nécessaires.
- La découpe se faisant par circulation de courant, il faut que la pièce à découper soit conductrice donc notamment pas de colle ou de peinture en surface.
- Nécessité de faire un pré perçage pour les coupes intérieures ($\varnothing \geq 0.6$ mm)
- Angles concaves arrondis (l'angle d'arrondi dépend du diamètre du fil de découpe)
- Le coût est fonction du temps d'usinage, qui lui-même est proportionnel à la longueur et à la profondeur des gravures et inversement proportionnel au diamètre du fil, faible dépendance tant que la profondeur de gravure est inférieure ou égale à 1 cm. Le nombre de manipulations manuelles rentre aussi dans le coût => minimiser le nombre de repositionnements et de pièces à usiner séparément.
- La pince qui permet de tenir la pièce à usiner dans la machine masque environ 5 mm de celle-ci. Il faut donc qu'à l'origine la pièce à usiner ait une taille suffisante.

L'électroérosion peut s'appliquer à tous les matériaux conducteurs. Comme nous l'avons vu au paragraphe III.1, la puissance récupérable est proportionnelle à la masse en suspension. Comme nous souhaitons maximiser la densité volumique de puissance nous prendrons un matériau de forte densité massique.

Voici un tableau récapitulatif des matériaux les plus denses :

Position	Symbole	Elément	densité g/cm ³	Young (Gpa)	Coef de Poisson	Conductivité	Présence (Rang)	Good Fellow (€/Kg)	Dangerosité
1	Os	Osmium	22.7			109000	76	171500	Nocif
2	Ir	Iridium	22.6	528	0.26	197000	77	49982	
3	Pt	Platine	21.5	168	0.38	96600	74	90344	
5	U	Uranium	19.9	208	0.23	38000	49	43538	Radioactif
6	Pu	Plutonium	19.8	96	0.21	6660	très rare		
7	W	Tungstène	19.3	406	0.28	189000	57	753	
8	Au	Or	19.3	78	0.42	452000	75	12214	
9	Ta	Tantale	16.6	186	0.34	76100	53	2334	
10	Pa	Proactinium	15.4			52900	84		
11	Hg	Mercure	13.53	liquide		10400	67		Nocif
12	Hf	Hafnium	13.1			31200	46		
13	Re	Rhénium	13.1			211000	81	84091	
15	Rh	Rhodium	12.4	275	0.26	211000	78	415714	
21	Pb	Plomb	11.3		0.45	48100	36	537	
22	Ag	Argent	10.5	83	0.37	630000	68	1454	
25	Bi	Bismuth	9.8	32	0.33	8670	71	17898	Nocif
29	Cu	Cuivre	8.92	124	0.33	596000	26	43	
38	Fe	Fer	7.86	196	0.21	99000	4	254	
44	Zn	Zinc	7.13	78	0.25	166000	24	907	
52	Te	Tellure	6.25			2	80		
54	V	Vanadium	6.11	128	0.37	48900	20	7206	
55	Si	Silicium	2.33	170		2.52E-06	2		

Figure 45 : Tableau récapitulatif des éléments les plus denses de la classification périodique

Les 8 premiers éléments ont à peu près la même densité (autour de 20 g.cm⁻³) ensuite on passe très vite à des densités autour de 13 g.cm⁻³. Si on regarde en détail les 8 premiers éléments, on se rend compte que seul le tungstène est à la fois non toxique, de prix abordable et surtout conducteur. Nous avons donc choisi de réaliser notre structure en tungstène ou tout au moins en alliage de tungstène, celui-ci étant bien moins coûteux. Celui que nous avons choisi a pour nom INTERMET, composé à 93 % de tungstène, il a une densité massique de 17.6 g.cm⁻³, ce qui reste proche de celle du tungstène pur.

De plus, le choix de l'INTERMET associé à la technique de l'électroérosion permet, pour un coût réduit, d'avoir une structure directement taillée dans la masse ce qui évite le report de masse supplémentaire.

Nous avons effectué des tests pour la réalisation des doigts en tungstène qui montrent qu'en dessous de 250 µm d'épaisseur et de 11 mm de long, les déformations sont très importantes (supérieures à 5 µm). Pour notre réalisation, on prendra donc des doigts de 250 µm de largeur.

Pour notre prototype, le principe de réalisation que nous avons choisi est assez simple, à partir d'une plaque de tungstène de 10 mm d'épaisseur, nous réalisons une découpe traversante comme le montre la figure suivante :

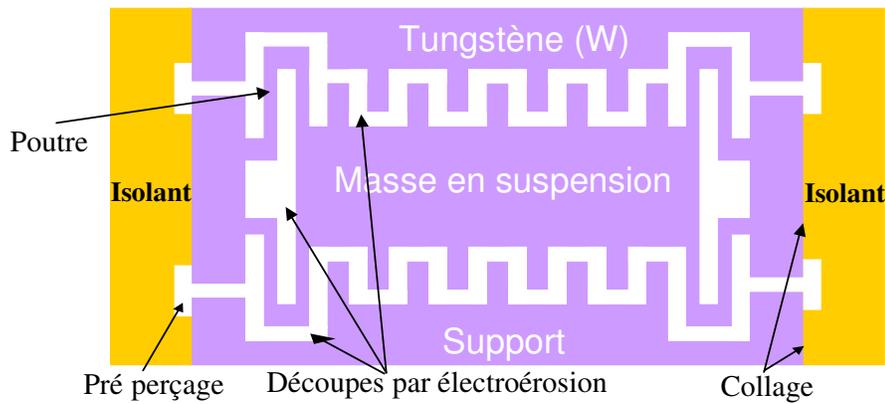


Figure 46 : Schéma de principe pour une réalisation par électroérosion

L'avantage de cette structure par rapport à celle en silicium est que l'ensemble de l'épaisseur de la masse centrale participe à la capacité. En contrepartie, la définition de gravure est beaucoup moins précise. C'est pourquoi, pour mieux pouvoir les comparer, il est intéressant de réaliser les deux types de structures. Par ailleurs, par ses dimensions macroscopiques, cette deuxième structure permettra de récupérer plus de puissance et facilitera donc la réalisation de la partie électronique de gestion associée.

IV.3 Dimensionnement de la partie mécanique

A partir des compromis précédents sur la fréquence f_r de résonance, l'entrefer Δ et le coefficient k_e de la force électrostatique, nous allons pouvoir dimensionner la structure mécanique. Nous commencerons par dimensionner les poutres puis les peignes de la structure électrostatique.

IV.3.1 Dimensionnement des poutres

A partir de la fréquence de résonance de 50 Hz définie dans la partie IV.1, nous allons dimensionner les poutres qui maintiennent en suspension la masse centrale (c'est-à-dire qui jouent le rôle de ressorts de rappel). Pour ce faire, il suffit que la raideur totale des poutres k soit telle que :

$$\omega_r = 2\pi f_r = \sqrt{\frac{k}{m}} \Rightarrow k = m(2\pi f_r)^2$$

avec m la masse en suspension

Voici la forme de l'ensemble poutre et masse que l'on recherche (encombrement proche de la forme parallélépipédique) :

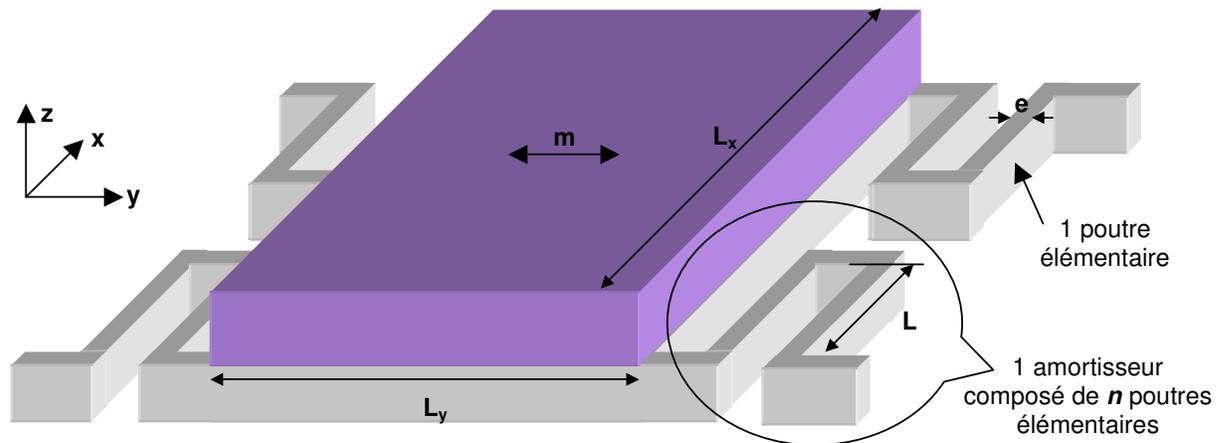


Figure 47 : Masse en suspension sur des poutres élastiques

Le déplacement privilégié se fait selon y , les peignes ne sont pas ici représentés pour plus de lisibilité et parce qu'ils n'interviennent que très peu sur le dimensionnement des poutres élémentaires. La masse est donc supportée par quatre amortisseurs composés eux même d'une ou plusieurs poutres élémentaires. Ces quatre amortisseurs (ressorts) agissent en parallèle, la raideur totale est donc quatre fois la raideur d'un amortisseur. Si chaque amortisseur est composé de n poutres élémentaires, alors leur raideur est égale à la raideur d'une poutre élémentaire divisée par n . La raideur totale k est donc de quatre sur n fois la raideur d'une poutre élémentaire.

Etudions dans un premier temps le cas d'une poutre élémentaire qui a les dimensions suivantes :

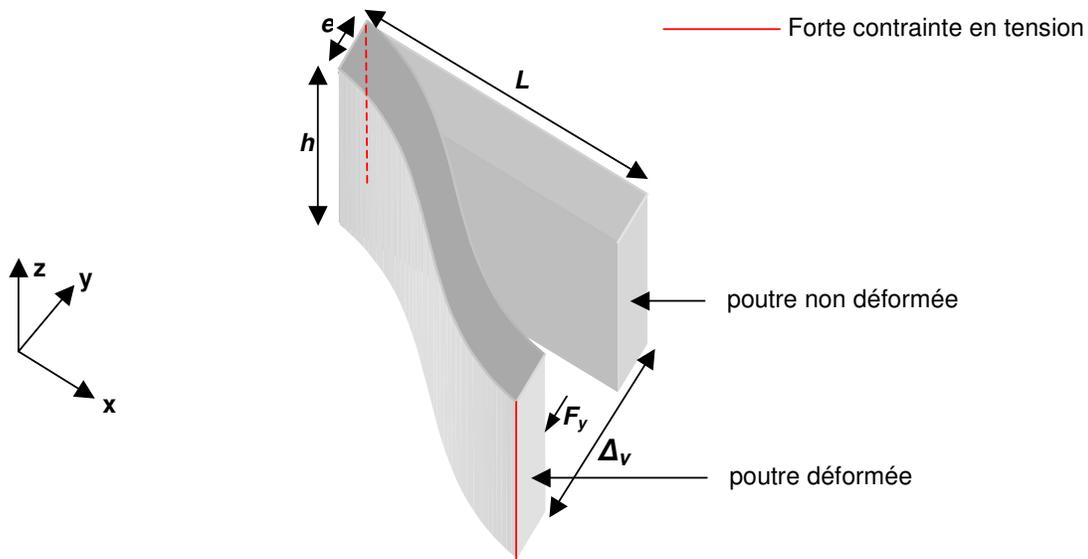


Figure 48 : Cas d'une poutre élémentaire encastrée guidée

Les poutres élémentaires sont de type encastré-guidé, c'est-à-dire que les deux surfaces aux extrémités, suite à une contrainte latérale F_y , restent parallèles comme le montre la figure ci-dessus. On peut alors aisément calculer la raideur selon y et z de la poutre:

Calculons la raideur k_y selon l'axe y :

$$k_y = \frac{12EI_z}{L^3} \quad \text{avec} \quad I_z = \frac{he^3}{12} \quad \Rightarrow \quad k_y = \frac{Ehe^3}{L^3}$$

E représente le module de Young du matériau utilisé et I_z le moment quadratique selon l'axe z d'une section de poutre. On fait de même pour la raideur k_z selon l'axe z avec I_y le moment quadratique selon y et on obtient :

$$k_z = \frac{12EI_y}{L^3} \quad \text{avec} \quad I_y = \frac{eh^3}{12} \quad \Rightarrow \quad k_z = \frac{Eeh^3}{L^3}$$

La raideur k_y selon y nous permet de régler la fréquence de résonance f_r tandis que la raideur k_z selon z nous permet d'évaluer l'enfoncement de la structure lorsqu'une force de gravité agit sur la masse en suspension. Nous plaçons le système de telle façon que l'axe y soit orthogonal à la force de gravité présente afin que le point d'équilibre (ou de repos) ne soit pas modifié. Quant à la raideur selon l'axe x , on s'assure par construction que celle-ci soit suffisamment élevée pour qu'une force gravitationnelle selon x n'engendre qu'un faible déplacement par rapport aux distances de sécurité prévues en bout de doigt.

Sachant que la masse m est supportée par 4 amortisseurs composés de n poutres élémentaires et que l'on souhaite avoir une fréquence de résonance f_r , le rapport e sur L est donné par :

$$m(2\pi f_r)^2 = \frac{4k_y}{n} \Rightarrow \frac{e}{L} = \sqrt[3]{\frac{nm(\pi f_r)^2}{Eh}}$$

Quant au déplacement selon z si une force gravitationnelle $F_z = mG$ s'applique selon cet axe, nous obtenons :

$$F_z = \frac{4k_z}{n} \Delta_z \Rightarrow \Delta_z = \frac{nF_z}{4k_z} = \frac{nmG}{4Ee} \left(\frac{L}{h}\right)^3$$

Si maintenant on calcule la contrainte de tension mécanique σ que subit la poutre lorsque le déplacement selon y est maximal, c'est-à-dire qu'il atteint la largeur d'entrefer Δ , on obtient :

$$\sigma = \frac{3eE\Delta}{nL^2}$$

Globalement, si on veut suffisamment de souplesse selon y il faut une faible largeur e et une assez grande longueur L de poutre. Par contre pour que la gravité n'agisse que faiblement selon z , il faut une hauteur h très supérieure à la largeur e . Enfin si on veut limiter la contrainte σ , il faut augmenter le nombre de poutres élémentaires. Pour quantifier ces grandeurs, nous allons nous baser sur les deux types de réalisations que nous avons décrites au IV.2, à savoir une structure en silicium réalisée par les procédés de la microélectronique (MEMS) et une structure en tungstène réalisée par électroérosion.

IV.3.1.1 Structure en silicium

Sachant que la densité massique du silicium est assez faible (2.33 g.cm^{-3}), nous rapportons sur la partie en suspension une masse métallique de plus forte densité. Nous fixons cette masse à 2 g, ce qui représente une épaisseur de 1 mm sur 1 cm^2 de tungstène.

Nos critères de dimensionnement sont :

- Une fréquence de résonance mécanique de **50 Hz** (Cf §IV.1)
- Un déplacement selon z limité à **1 % de la hauteur h** (pour faciliter la mise en boîtier et assurer une bonne stabilité selon h de la structure)
- Une contrainte dans le silicium limitée à **500 MPa** lorsque le déplacement selon y est maximal et vaut $\pm\Delta$ (Valeur habituellement prise pour éviter la rupture du silicium, 1 GPa d'après Minotti&al)

Nous considérons que cette masse est supportée par quatre amortisseurs composés de n poutres élémentaires, ce qui revient à dire que chaque amortisseur supporte un quart de la masse, soit environ 0.5 g. Afin d'augmenter le nombre de doigts par unité de masse, il est plus intéressant d'avoir une structure de largeur réduite, c'est pourquoi nous avons choisi de prendre $n=2$. En effet, si nous augmentons le nombre n de poutres élémentaires, nous pouvons diminuer leur longueur et donc la largeur de la masse en suspension (cf Figure 53). Nous pouvons prendre

n supérieur à 2, mais le gain en largeur selon x de la masse est faible devant l'augmentation de l'encombrement de la multiplication des poutres selon y . En effet, pour gagner un facteur 2 en x , il faut multiplier par 8 le nombre de poutres.

Nous fixons la hauteur h des poutres à $400 \mu\text{m}$ (l'épaisseur du substrat utilisé étant de $450 \mu\text{m}$), ce qui impose, pour résonner à 50 Hz , un rapport e sur L de 0.0116 d'où la figure suivante :

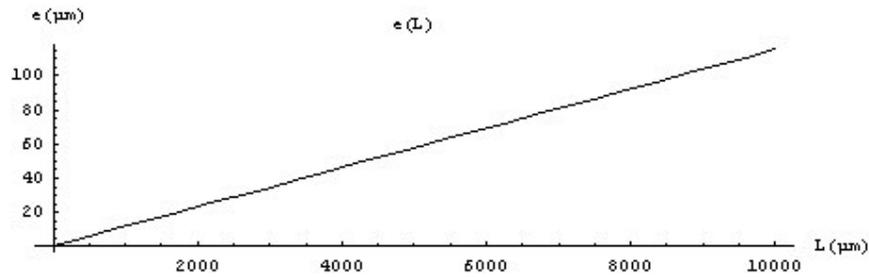


Figure 49 : Relation entre longueur et largeur pour une poutre en silicium

Ce rapport e sur L , c'est-à-dire la fréquence de résonance f_r de 50 Hz , conduit à un déplacement Δz fonction de la longueur L lorsque la gravité terrestre agit selon cet axe, de forme :

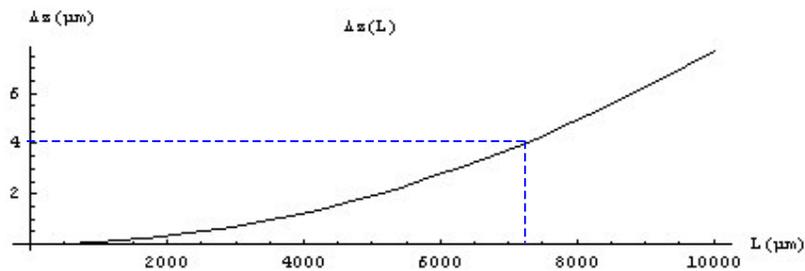


Figure 50 : Relation entre le déplacement selon z et la longueur pour une poutre en silicium

Pour limiter le déplacement Δz à 1% de la hauteur h , il faut donc limiter la longueur cumulée des poutres à $7212 \mu\text{m}$. Enfin, pour un déplacement maximal Δ fixé à $100 \mu\text{m}$, la contrainte maximale subie par le silicium vaut :

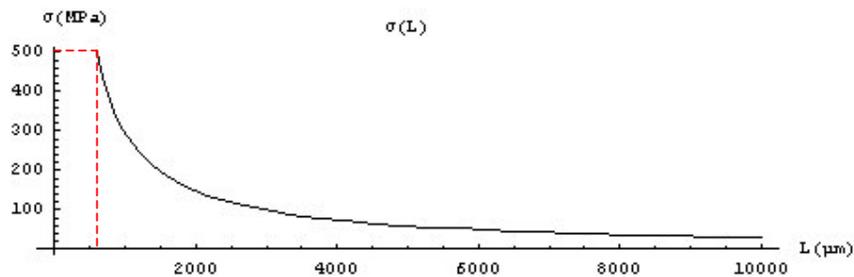


Figure 51 : Contrainte que subit la poutre de silicium en fonction de sa longueur

Pour que la contrainte maximale ne dépasse pas 500 MPa, il faut donc une longueur minimale de poutre élémentaire L de **589 μm** . Si on rassemble toutes ces contraintes sur un même graphique, on obtient :

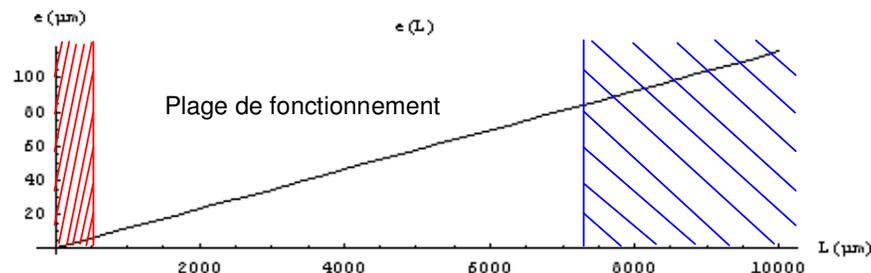


Figure 52 : Ensemble des contraintes que doit respecter une poutre élémentaire de silicium

La plage possible reste assez importante, la longueur L de la poutre peut varier de 589 μm à 7212 μm , ce qui conduit à une largeur e variant de 6,8 à 83 μm . Enfin, sachant que le **facteur de forme pour une gravure profonde (400 μm) est d'environ 1/15**, il faut une largeur minimale de poutre d'environ **26 μm** . Comme nous voulons minimiser le volume, nous prendrons cette dernière valeur comme largeur de poutre, ce qui nous conduit à une longueur de poutre de **2227 μm** .

Enfin comme nous voulons une raideur importante selon l'axe x , nous avons choisi pour les points d'ancrage des poutres de prendre selon x une largeur trois fois supérieure à la largeur e des poutres. On obtient alors en vue partielle de dessus le dimensionnement suivant : (dimensions en micromètres)

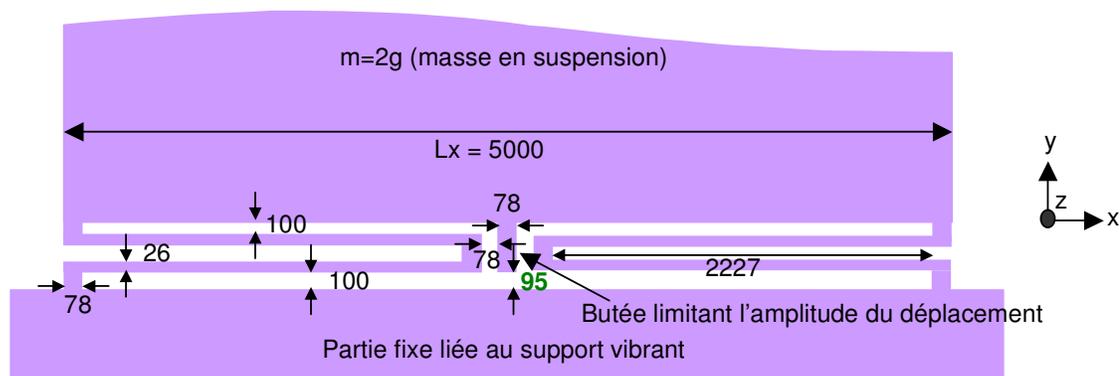


Figure 53 : Dimensionnement final des poutres pour la structure en silicium

Nous avons placé au centre une butée qui agit lorsque le déplacement selon y atteint 95% de l'entrefer Δ de manière à ce que les doigts associés à la masse mobile ne puissent pas entrer en contact avec ceux de la partie fixe. On évite ainsi que la charge électrique, éventuellement stockée dans la structure, soit dissipée dans un court-circuit.

En ce qui concerne les éventuelles rotations de la partie en suspension par rapport à la partie fixe, pouvant survenir lorsque le système est soumis à certaines formes d'accélération, on s'est assuré à l'aide de calculs analytiques et de simulations sous ANSYS que celles-ci restent de faibles amplitudes. En effet, les fréquences de résonances calculées selon les différents axes montrent que celles-ci sont supérieures à quelques kilohertz, ce qui assure, au vu des excitations

plutôt basses fréquences (inférieures à 200 Hz), des mouvements de rotation de faibles amplitudes.

IV.3.1.2 Structure en tungstène

Pour le dimensionnement de la structure en tungstène réalisée par électroérosion, nous procédons un peu de la même manière. La différence principale, c'est qu'il n'y a pas de masse rapportée et que la largeur de poutre élémentaire e , qui dépend de la technologie utilisée, est ici assez importante, puisque nous ne pouvons pas descendre en dessous de $100\ \mu\text{m}$. Pour pouvoir avoir une fréquence de résonance de 50 Hz, il faut donc une longueur L de poutre élémentaire importante et si nous voulons que la partie mobile garde une largeur convenable, il est nécessaire de modifier la forme des poutres par rapport à la structure en silicium. Voici la forme que nous avons réalisée :

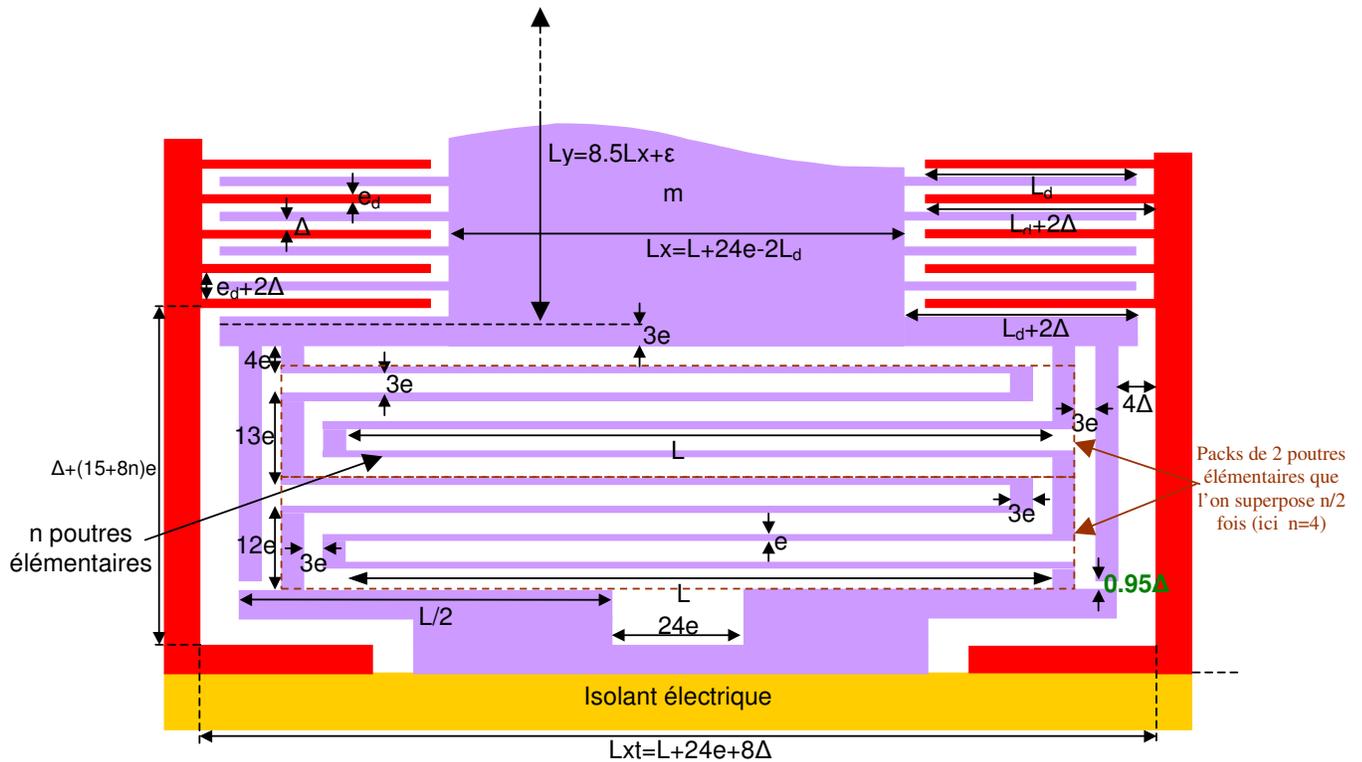


Figure 54 : Modèle choisi pour les poutres en tungstène

Certains paramètres de ce modèle nous sont donnés par les limites technologiques de l'électroérosion du tungstène. Suite à des tests pour évaluer ces limites, nous en avons déduit les paramètres suivants :

- $L_d = 1\ \text{mm}$ (longueur des doigts)
- $e_d = 500\ \mu\text{m}$ (largeur des doigts)
- $\Delta = 136\ \mu\text{m}$ (largeur d'entrefer obtenue avec un fil de $100\ \mu\text{m}$)
- $e = 300\ \mu\text{m}$ (largeur des poutres élémentaires)

Quant aux autres paramètres nous avons :

$$\left| \begin{array}{l} n = 4 \\ h = 10 \text{ mm (épaisseur de la plaque usinée)} \\ \rho_w = 17.6 \text{ g.cm}^{-3} \text{ (densité massique de l'alliage INTERMET composé à 93 \% de tungstène)} \end{array} \right.$$

Nous avons pris n égal à 4 pour réduire la longueur L des poutres sans trop augmenter l'encombrement et h égal à 10 mm pour avoir une bonne stabilité selon z , vis-à-vis des rotations, et pour augmenter la masse en mouvement.

Arbitrairement nous avons choisi un rapport L_y sur L_x de 8.5, favorisant la surface capacitive. A partir de ces paramètres et en cherchant à avoir une fréquence de résonance de 50 Hz nous en déduisons la longueur L des poutres et tout ce qui en dépend :

$$\left| \begin{array}{l} L = 20.96 \text{ mm} \\ L_x = 4.66 \text{ mm (largeur de la masse en suspension)} \\ L_y = 39.8 \text{ mm (longueur de la masse en suspension)} \\ m = 104 \text{ g (masse totale en suspension)} \\ N_{\text{doigts}} = 62 \text{ (nombre de doigts sur la partie en suspension)} \end{array} \right.$$

Sachant que la masse m dépend de la longueur L et inversement, l'obtention du couple (L, m) nécessite un petit calcul d'optimisation (d'autant plus que L_y qui dépend de L_x doit comporter un nombre entier de doigts, c'est-à-dire que nous sommes en présence d'un système non linéaire).

De même que pour la structure en silicium, nous vérifions que lorsque la force de gravité terrestre est appliquée selon z , nous n'avons pas un déplacement Δz supérieur à 1% de la hauteur h . Le calcul nous donne un déplacement Δz inférieur au **10^{ème} de micromètre** ce qui est largement suffisant.

En ce qui concerne la contrainte maximale σ que subit la poutre de tungstène, nous obtenons **29 MPa**, ce qui est bien en dessous des 500 MPa généralement admis pour le tungstène (idem que pour le silicium).

L'avantage de cette structure par rapport à celle en silicium, c'est que la masse en mouvement est directement celle du matériau (pas besoin de report de masse) et que la surface capacitive, par la hauteur h importante, est plus élevée. Cependant la définition de gravure n'est pas suffisante pour réaliser des doigts et des poutres de largeurs plus réduites et donc de longueur plus réduite (à rapport e/L constant).

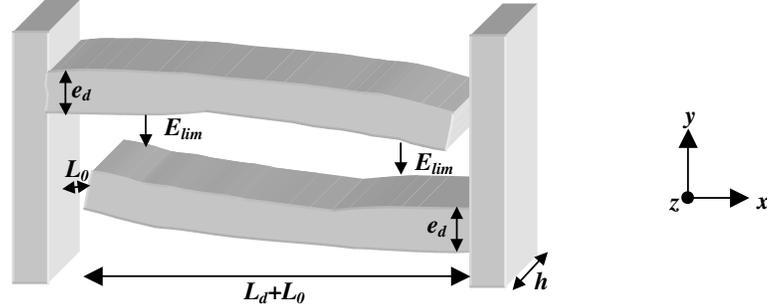
Maintenant que nous avons dimensionné les poutres, nous allons nous intéresser aux doigts qui forment la partie capacitive de la structure.

IV.3.2 Dimensionnement des doigts et caractéristiques électriques

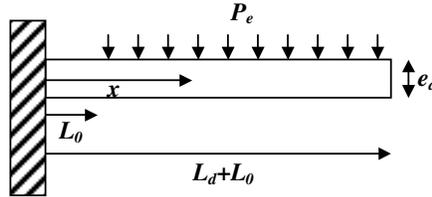
Après avoir dimensionné les poutres de façon à ce que la fréquence de résonance soit de 50 Hz, nous allons étudier ce qu'il se passe au niveau des doigts. Ensuite nous calculerons les différents paramètres électriques pour que le coefficient de la force électrostatique k_e corresponde bien à celui dimensionné dans la partie IV.1.

Dimensionnement des doigts :

Evaluons la déformation que subit un doigt lorsque celui-ci est soumis à un champ électrique E_{lim} :



Les doigts se comportent comme des poutres encastées-libres soumises à une pression uniforme de L_0 à $L_d + L_0$:



La pression électrostatique P_e vaut :

$$P_e = \frac{\epsilon_0 E_{lim}^2}{2} \quad (\text{Obtenue pour } z \text{ qui tend vers } \Delta)$$

Calculons le moment fléchissant M_F à une position x du doigt :

$$\begin{cases} x \in [0, L_0] \Rightarrow M_F(x) = \int_{L_0}^{L_d+L_0} (X-x) P_e h dX = \frac{1}{2} h L_d (L_d + 2L_0 - 2x) P_e \\ x \in [L_0, L_d + L_0] \Rightarrow M_F(x) = \int_x^{L_d+L_0} (X-x) P_e h dX = \frac{1}{2} h (L_d + L_0 - x)^2 P_e \end{cases}$$

Nous en déduisons alors le rayon de courbure R :

$$R(x) = \frac{dx}{d\theta} \quad \text{avec} \quad d\theta = \frac{M_F(x)}{EI_z} dx \quad (I_z \text{ moment de flexion selon } z)$$

$$\Rightarrow R(x) = \frac{EI_z}{M_F(x)} = \frac{Ee_d^3 h}{12M_F(x)}$$

Nous montrons que dans le cas des poutres encastées-libres nous avons :

$$R(x) = \frac{(1 + f'(x)^2)^{\frac{3}{2}}}{f''(x)} \quad \text{avec } f \text{ une fonction de } x \text{ représentant la forme du doigt}$$

Dans le domaine élastique on a $f''(x)$ très inférieur à 1, ce qui par simplification donne :

$$f''(x) = \frac{1}{R} = \frac{M_F(x)}{EI_z}$$

Suite à une double intégration on trouve pour $f(x)$:

$$\begin{cases} x \in [0, L_0] \Rightarrow f(x) = -\frac{L_d^2 P_e}{e_d^3 E} x^2 (2x - 3L_d - 6L_0) + C_1 \\ x \in [L_0, L_d + L_0] \Rightarrow f(x) = \frac{P_e}{2e_d^3 E} x^2 (x^2 - (4L_d + 4L_0)x + 6(L_d + L_0)^2) + C_2 \end{cases}$$

En tenant compte des conditions à l'origine et de continuité, on en déduit la valeur des constantes C_1 et C_2 :

$$\begin{cases} f(0) = 0 \Rightarrow C_1 = 0 \\ f(L_0^-) = f(L_0^+) \Rightarrow C_2 = -\frac{3L_0^4 P_e}{2e_d^3 E} \end{cases}$$

Au final ce qui nous intéresse, c'est le **déplacement en bout de doigt** permettant de s'assurer que les doigts ne vont pas en contact avec les doigts voisins, c'est-à-dire :

$$f(L_d + L_0) = \frac{3L_d \epsilon_0 E_{\text{lim}}^2}{4e_d^3 E} (L_d^3 + 4L_d^2 L_0 + 6L_d L_0^2 + 4L_0^3)$$

Dimensionnement du système pour satisfaire les conditions électriques :

Nous connaissons :

- L'amplitude maximale du déplacement relatif Δ
- Le rapport k_e/k de 0.67

Nous imposons :

- La fréquence de résonance f_r
- La largeur e_d et la longueur L_d des doigts
- La hauteur h de la structure

Nous en déduisons :

- La raideur k
- Le coefficient k_e de la force électrostatique
- Le nombre de doigts N_{doigts}
- La surface latérale totale S des doigts de la partie en suspension
- La capacité au repos C_{min}
- La charge électrique Q à injecter pour satisfaire k_e
- La tension U_{max} sous laquelle on récupère la charge

Voici comment sont liées ces grandeurs et quelles sont leurs variations en fonction des dimensions si nous fixons un champ maximal égal à E_{lim} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta = \Delta_{max} \\ k_e = \frac{Q^2}{2\epsilon_0 \Delta S} = \frac{\epsilon_0 S E_{lim}^2}{2\Delta} \\ S = \frac{L_d h}{e + \Delta} L = \frac{2\Delta k_e}{\epsilon_0 E_{lim}^2} \\ N_{doigt} = \frac{S}{L_d h} = \frac{2\Delta k_e}{L_d h \epsilon_0 E_{lim}^2} \\ L_y = \frac{e + \Delta}{L_d h} S = \frac{2(e + \Delta)\Delta k_e}{L_d h \epsilon_0 E_{lim}^2} \\ Q = \epsilon_0 S E_{lim} \\ C_{min} = \frac{2\epsilon_0 S}{\Delta} = \frac{4k_e}{E_{lim}^2} \\ U_{max} = \frac{Q}{C_{repos}} = \frac{\Delta E_{lim}}{2} \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} k_e \propto \frac{S E_{lim}^2}{\Delta} \\ S \propto \frac{\Delta}{E_{lim}^2} \\ N_{doigt} \propto \frac{\Delta}{E_{lim}^2} \\ L \propto \frac{\Delta^2}{E_{lim}^2} \text{ si } e \ll \Delta \\ Q \propto E_{lim} \\ C_{min} \propto \frac{1}{E_{lim}^2} \\ U_{max} \propto \Delta E_{lim} \end{array} \right.$$

En pratique, nous n'imposerons pas le champ électrique maximal, qui conduit à des longueurs L_y faibles et des tensions de décharges importantes, mais plutôt le rapport longueur sur largeur de la partie mobile pour que les dimensions restent cohérentes entre elles et que la surface de la partie mobile soit suffisante. Nous garderons ce rapport L_y/L_x compris entre 4 et 6.

Pour une longueur L_y imposée, les dimensions électriques deviennent :

$$\begin{aligned}
 k &= m(2\pi f_r)^2 \\
 k_e &= \frac{k}{1.5} = 0.67k \\
 N_{doigt} &= \frac{L_y}{e + \Delta} \\
 S &= L_d h N_{doigt} \\
 C_{repos} &= \frac{2\varepsilon_0 S}{\Delta} \\
 E_{max} &= \sqrt{\frac{2\Delta k_e}{\varepsilon_0 S}} \\
 Q &= \varepsilon_0 S E_{max} \\
 U_{max} &= \Delta \sqrt{\frac{\Delta k_e}{2\varepsilon_0 S}} \\
 P_{max} &= 2f \int_0^{\Delta} f_e(z) dz = f \varepsilon_0 S \Delta E_{max}^2
 \end{aligned}$$

A partir de ces relations nous allons quantifier les différents paramètres mécaniques et électriques liés aux doigts pour les deux types de réalisation.

IV.3.2.1 Structure en silicium

Pour la structure en silicium, nous avons une hauteur h , donnée par la technologie de réalisation, qui vaut $400 \mu\text{m}$ et un facteur de forme d'environ $1/15^{\text{ème}}$ (cf §IV.3.1 : Dimensionnement des poutres), ce qui nous impose une largeur minimale de doigt e_d de $26 \mu\text{m}$.

On s'impose un champ limite E_{lim} de claquage diélectrique de **10 V par μm** . Par ailleurs, pour augmenter le nombre de doigts et minimiser la largeur de la structure on prendra la largeur e_d **minimale**, c'est-à-dire **26 μm** .

Si un doigt de cette largeur est placé sous le champ E_{lim} alors on obtient en bout du doigt une déformation fonction de sa longueur L_d de la forme :

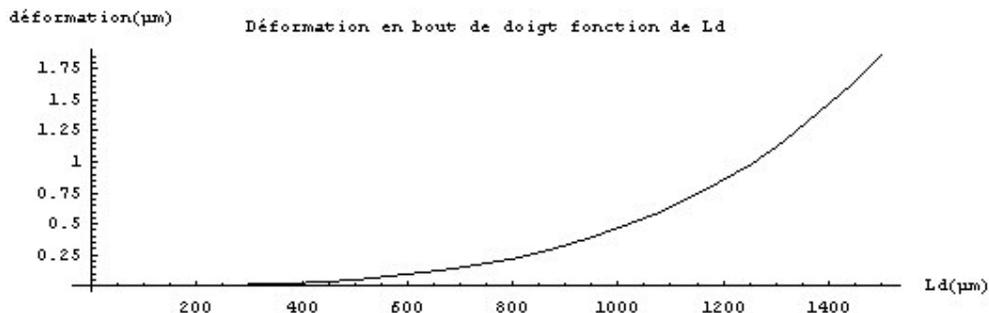


Figure 55 : Déformation en bout de doigt en fonction de sa longueur L_d

Si on s'impose une déformation en bout de doigt de **1% de l'entrefer Δ** , alors la longueur L_d doit rester inférieure à **1.26 mm**. En pratique on prendra par sécurité L_d égal à **1 mm**. Remarque : Nous avons pris une marge L_0 en bout de doigt de deux fois l'entrefer Δ , c'est-à-dire de 200 μm .

On pourrait choisir la longueur L_y des peignes, (c'est-à-dire la longueur de la partie en suspension) de façon à ce que pour un champ maximal E_{max} égal au champ limite de claquage E_{lim} , on puisse avoir le bon coefficient k_e pour la force électrostatique. Toutefois un tel dimensionnement conduit à une tension de décharge très élevée (500 V) et à une longueur L_y à peine suffisante (9.5 mm) pour coller la masse de 2 grammes à rapporter (soit une épaisseur de 2 mm de tungstène). Nous avons donc choisi de maximiser l'utilisation de la surface de silicium qui nous est impartie à savoir 1 cm par 3 cm, ce qui nous conduit, emplacement des poutres et marge de garde déduits, à une **longueur L_y de 25.48 mm**.

A partir de ses dimensions on en déduit les paramètres suivants :

$$\left. \begin{array}{l} e_d = 26\mu\text{m} \\ L_d = 1\text{mm} \\ L_y = 25.5\text{mm} \\ m = 2.1\text{g} \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} k = 210\text{N.m}^{-1} \\ k_e = 139.8\text{N.m}^{-1} \\ N_{doigt} = 202 \text{ doigts} \\ S = 80.8\text{mm}^2 \\ C_{min} = 14.3\text{pF} \\ E_{max} = 6.26\text{V.}\mu\text{m}^{-1} \\ Q = 4.47\text{nC} \\ U_{max} = 313\text{V} \\ P_{max} = 63.1\mu\text{W} \text{ (déplacement d'amplitude maximale à 50Hz)} \end{array} \right.$$

Même si le champ maximal n'est pas de 10 $\text{V.}\mu\text{m}^{-1}$, la tension maximale reste élevée, 313 V, mais elle permet toutefois d'amortir de façon efficace le mouvement mécanique, ce qui ne serait pas le cas avec un système piézoélectrique ou électromagnétique par exemple. L'ensemble des dimensions mécaniques sont reportées sur un schéma récapitulatif dans l'ANNEXE 4.

Etudions maintenant l'influence d'une capacité parasite C_{par} qui serait placée en parallèle de la capacité variable que forme la structure (cf §III.4.6.1) :

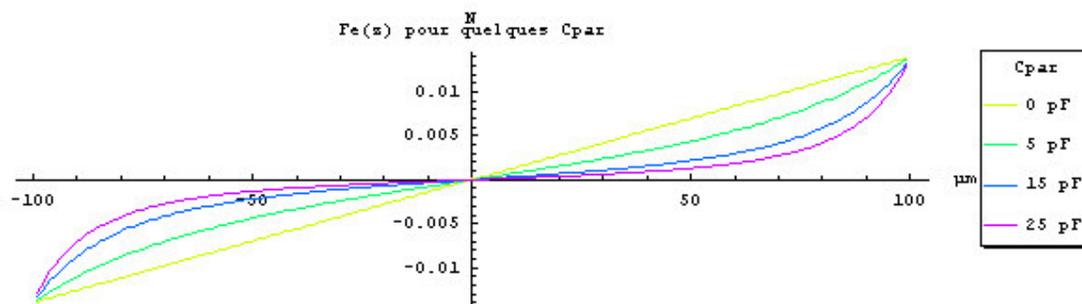


Figure 56 : Force électrostatique appliquée en fonction du déplacement relatif z

Comme on l'avait expliqué au paragraphe III.4.6.1, la force électrostatique idéale est celle qui est purement proportionnelle au déplacement, c'est-à-dire, comme le montre la figure précédente, celle qui correspond à C_{par} nulle. En pratique on a toujours une capacité parasite, par

exemple la capacité parasite du transistor qui permet d'injecter la charge. L'important c'est de s'assurer que sa perturbation soit négligeable. Au niveau de la force électrostatique, tant que la capacité parasite reste inférieure à la moitié de la capacité au repos, on garde un fonctionnement correct.

Etudions maintenant la tension aux bornes de la capacité variable :

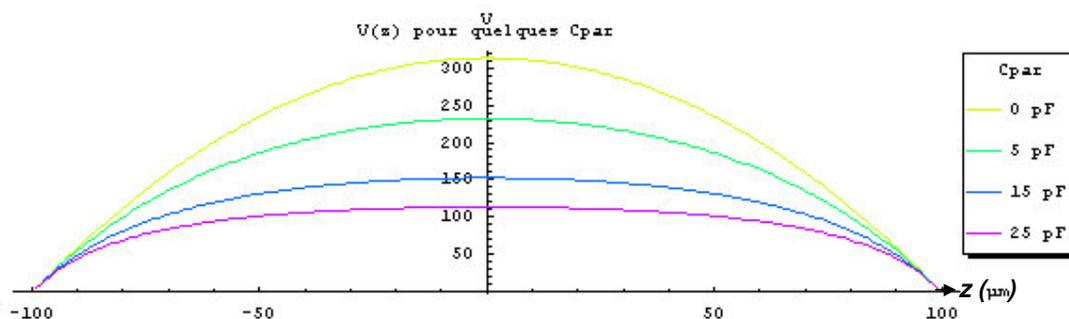


Figure 57 : Tension aux bornes de la capacité variable en fonction du déplacement relatif z

Au niveau de la tension, le fait d'augmenter la capacité parasite réduit la tension maximale, et dans le même temps la variation de tension pour les petits déplacements comme le montre la figure ci-dessus. Or l'énergie récupérée est la différence entre celles retirée et injectée, donc une faible variation de tension conduit à injecter une énergie presque aussi élevée que celle que l'on retire lors de la décharge, ce qui conduit au transit d'une énergie importante au regard de celle récupérée. Autrement dit, si on veut minimiser les pertes, il faut que le rendement charge-décharge soit quasiment parfait. Or en pratique ce ne sera pas le cas, il faudra donc comme pour la force électrostatique, limiter le rapport capacité parasite sur capacité au repos (en dessous de $\frac{1}{2}$ l'effet de la capacité parasite reste limité).

IV.3.2.2 Structure en tungstène

Pour la structure en tungstène nous nous sommes fixé une hauteur h de 10 mm, soit l'épaisseur limite que l'on peut découper avec suffisamment de précision par électroérosion, afin de pouvoir disposer d'une masse en suspension importante. Cette hauteur n'influe pas en réalité sur les dimensions car la raideur des poutres, comme la masse, sont proportionnelles à h . De la même manière une modification de h ne modifie pas le champ électrique maximal E_{max} ni la tension maximale U_{max} , elle modifie par contre la capacité au repos et la charge à injecter.

La largeur des doigts e_d est fixée par la technologie à $500 \mu\text{m}$: les tests effectués ont montré que pour une largeur plus faible, les doigts, sous l'action de la chaleur dégagée lors de l'usinage, se déforment de façon importante.

Pour cette largeur, calculons la déformation en bout de doigt sous le champ E_{lim} de $10 \text{ V}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ en fonction de leur longueur L_d :

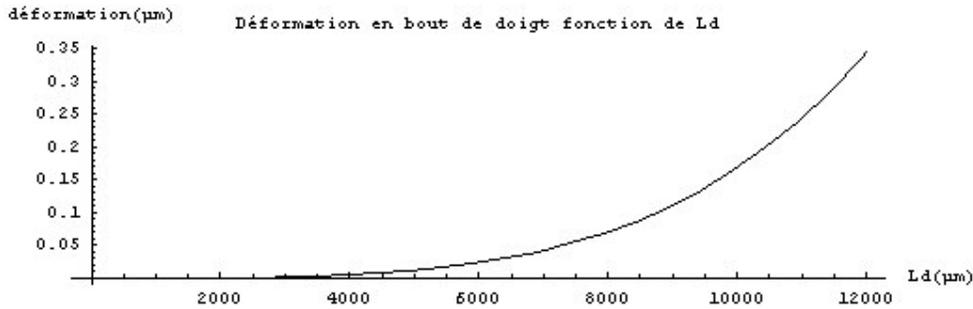


Figure 58 : Déformation des doigts en tungstène en fonction de leur longueur

Nous nous fixons une déformation maximale en bout de doigt de $0.25 \mu\text{m}$ (soit **0.2 %** de l'entrefer Δ), ce qui nous conduit à une longueur maximale L_d de 11 mm.

Ensuite, comme nous nous l'étions imposé lors du dimensionnement des poutres, nous prenons L_y proche de $8.5 L_x$. La largeur L_x de la masse en suspension a été fixée lors du dimensionnement des poutres à 4.66 mm, ce qui nous donne pour L_y 39.81 mm.

Connaissant les dimensions de la partie mobile et des doigts, on en déduit facilement les différents paramètres électriques :

$$\left. \begin{array}{l} e_d = 500 \mu\text{m} \\ L_d = 11 \text{mm} \\ L_y = 39.8 \text{mm} \\ m = 104 \text{g} \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} k = 10277 \text{N.m}^{-1} \\ k_e = 6851 \text{N.m}^{-1} \\ N_{\text{doigt}} = 62 \text{doigts} \\ S = 68.2 \text{cm}^2 \\ C_{\text{min}} = 900 \text{pF} \\ E_{\text{max}} = 5.52 \text{V.}\mu\text{m}^{-1} \\ Q = 333 \text{nC} \\ U_{\text{max}} = 370 \text{V} \\ P_{\text{max}} = 4609 \mu\text{W} \text{ (déplacement d'amplitude maximale à 50Hz)} \end{array} \right.$$

Le nombre de doigts est beaucoup plus petit que pour la structure en silicium, mais leur surface en regard étant beaucoup plus importante, nous gagnons un facteur 63 sur la capacité au repos. Par ailleurs, grâce à l'augmentation d'un facteur 50 de la masse et de 34 % de l'entrefer, nous gagnons un facteur 73 sur la puissance récupérable. Quant à la tension et au champ maximum, ils restent dans le même ordre de grandeur. Toutefois la technologie par électroérosion ne permet pas de réduire plus les dimensions, ce qui nous oblige à avoir des poutres très longues et des doigts assez larges. L'idéal serait de pouvoir graver directement du tungstène avec les précisions de la microtechnologie.

En ce qui concerne l'influence d'une capacité parasite éventuelle, comme pour la structure en silicium, il faut qu'elle soit au moins 2 fois inférieure à la capacité au repos. Celle-ci étant 63 fois supérieure à celle en silicium, il devrait être beaucoup plus facile de s'affranchir de ce problème.

CHAPITRE V : DIMENSIONNEMENT DE LA PARTIE GESTION ELECTRIQUE

V.1 Cahier des charges

Au niveau de la chaîne de conversion, la partie gestion électrique de l'énergie s'inscrit comme une étape clef, elle fait le lien entre la variation de capacité et la mise à disposition de l'énergie électrique (cf Figure 59). Cette partie aura pour rôle de réaliser la charge et la décharge de la capacité variable, c'est à dire de la structure mécanique de conversion (en silicium ou en tungstène), lorsque celle-ci atteint sa valeur minimale ou maximale (cf simulation temporelle page 44).

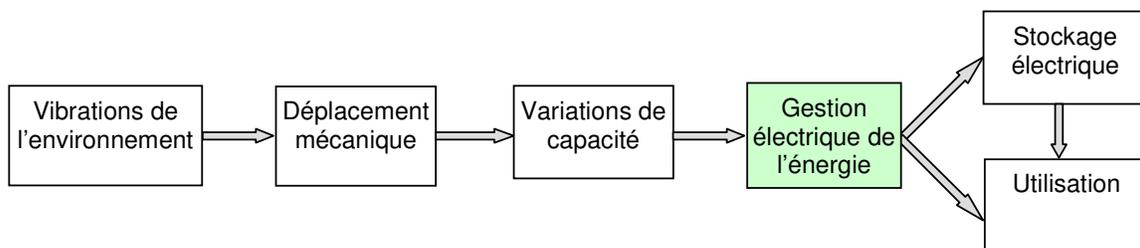
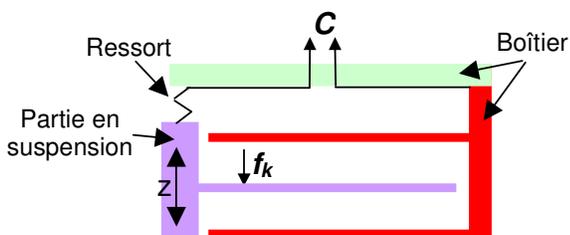


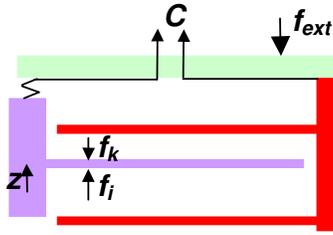
Figure 59 : Chaîne de conversion

Avant de détailler le bloc de gestion électrique, et pour compléter la simulation temporelle de la page 44, regardons sur un cycle les différentes étapes du fonctionnement et les interactions qui ont lieu entre les différents blocs. Pour simplifier la description, nous limitons volontairement la structure mécanique à un doigt (cf Figure 60). Lorsque le boîtier est soumis à des vibrations, par l'inertie de la partie en suspension, nous avons apparition d'un mouvement relatif entre le boîtier et la partie en suspension. Ce mouvement relatif entraîne une variation de la capacité formée par ces deux parties. Cette variation de capacité permet de convertir l'énergie mécanique liée au déplacement relatif des deux parties en énergie électrique à condition que nous soyons capable de charger et décharger la capacité au bon moment. Regardons quelles sont les différentes interactions mécano-électriques qui ont lieu durant le fonctionnement :

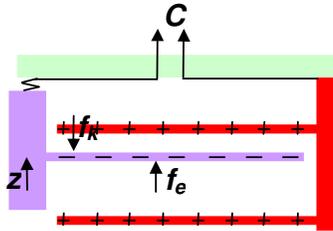


Lorsque le système est en équilibre, le déplacement relatif z est nul, la force de rappel f_k maintient le doigt de la partie mobile en position centrale. Aucune charge n'est stockée sur la capacité variable C_{var} qui est à sa valeur minimale C_{min} .

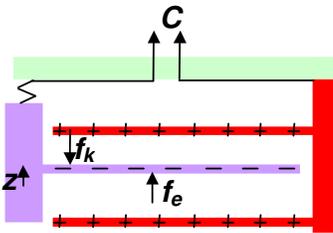
Figure 60 : Fonctionnement détaillé



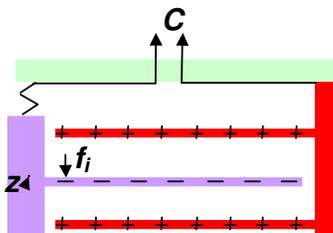
Ensuite quand le boîtier subit, de la part de l'environnement extérieur, une force d'accélération f_{ext} . Celle-ci engendre un mouvement du boîtier vers le bas. La partie en suspension, qui n'est liée au boîtier que par un ressort, n'est pas directement entraînée par le mouvement de celui-ci du fait de son inertie. Il apparaît donc un mouvement relatif de la partie en suspension par rapport au boîtier. Ce mouvement relatif provoque une augmentation de la capacité C_{var} et de la force de rappel f_k .



Lorsque f_k atteint la force d'inertie f_i de la partie mobile, z et C_{var} atteignent leur valeur maximale. On charge alors la capacité C_{var} avec une charge Q , ce qui a pour effet de créer une force électrostatique f_e vers le haut (doigt attiré par la surface chargée la plus proche). La polarité de la charge n'a pas d'importance, les doigts sont attirés entre eux dès lors qu'ils ont une charge de signe opposé.

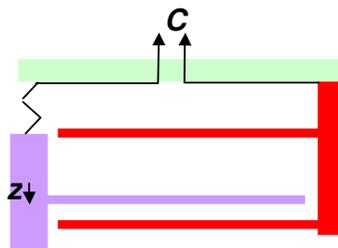


Considérant que la force d'accélération extérieure f_{ext} a disparue, la force de rappel f_k ramène la partie en suspension dans sa position d'équilibre. La force électrostatique quant à elle s'oppose à ce retour et agit comme un frein mécanique. L'énergie mécanique perdue pendant cette phase de freinage est convertie entièrement en énergie électrique. La transduction mécanique-électrique a donc lieu pendant le retour en position d'équilibre. Une partie de l'énergie potentielle mécanique $\frac{1}{2}k\Delta z^2$ est transformée en énergie potentielle électrique $\frac{1}{2}Q\Delta U$. La partie convertie est d'autant plus importante que la force électrostatique est proche de la force rappel (cf §IV.1), nous avons en fait $\frac{1}{2}Q\Delta U = \frac{1}{2}k_e\Delta z^2$. La charge stockée $Q = C_{var}U$ étant constante pendant la transduction, quand $|z|$ diminue, c'est à dire que C_{var} diminue, U augmente et donc l'énergie potentielle électrique $\frac{1}{2}QU$ augmente.



Une fois que la partie en suspension est revenue en position d'équilibre, la force de rappel s'annule ainsi que la force électrostatique du fait de la symétrie. La partie d'énergie mécanique non convertie s'est transformée en énergie cinétique au cours du retour à la position d'équilibre, donnant lieu à une force d'inertie f_i . Avant que cette force conduise la partie en suspension de l'autre côté de son point d'équilibre, nous procédons à la décharge de la capacité variable afin de récupérer l'énergie

initialement injectée complétée de l'énergie potentielle électrique acquise.



Ensuite la force d'inertie entraîne la partie en suspension de l'autre côté de son point d'équilibre. L'éloignement de la position d'équilibre se fait librement, sans que soit appliquée une force électrostatique. On finit par atteindre une position $|z|$ extrême, dont la valeur va dépendre de l'énergie cinétique stockée sur la partie en suspension et des forces d'accélération externes éventuelles. Le passage par un maximum de $|z|$ entraîne le passage par un maximum de la capacité. On charge alors la structure de façon à appliquer une force électrostatique qui freine le retour en position d'équilibre. L'énergie de freinage alors stockée sous forme d'énergie potentielle électrique dans la capacité est transférée vers l'unité de stockage lorsque le système repasse par sa position d'équilibre. Nous retrouvons alors l'état initial prêt à recommencer un nouveau cycle.

L'électronique de gestion a donc pour rôle de détecter dans un premier temps, le passage de la capacité variable par ses extrema. Ces extrema sont directement liés au déplacement : minimal au passage par la position d'équilibre et maximal pour les extrema de position. Nous pouvons donc imaginer de détecter le passage par ces extrema en mesurant la position, malheureusement cette mesure risque de compliquer le système mécanique (et donc son prix) et d'être gourmande en énergie. Une autre possibilité serait de placer des contacts mécaniques informant du passage par la position centrale et par les valeurs extrêmes. Le premier problème de cette solution est que la simple mise en contact mécanique de la partie en suspension risque d'absorber une grande partie de son énergie mécanique, le second problème est que le système ne peut fonctionner qu'à amplitude constante, ou au mieux quantifiée si multiplication des contacts, comme le montre la figure suivante :

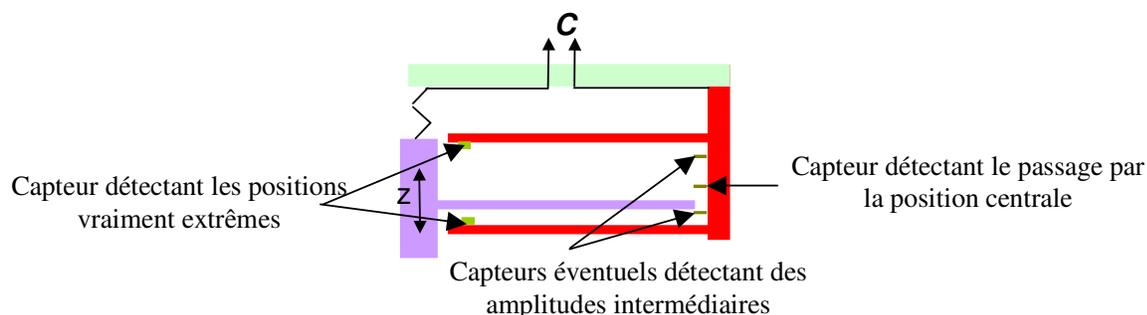


Figure 61 : Détection des extrema par des capteurs dédiés

La meilleure solution est donc certainement celle qui peut se passer de toute mesure de position, c'est à dire évitant toute modification de la partie mécanique mais plutôt de la partie

électrique. Nous devons donc nous contenter d'une observation de la tension aux bornes de la capacité variable et d'un contrôle du courant la parcourant tel que présenté sur la Figure 62.

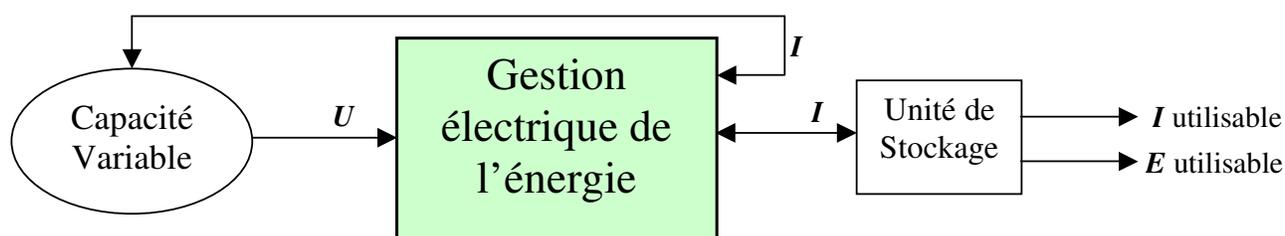


Figure 62 : Données d'entrées/sorties du bloc de gestion

La partie gestion électrique dispose en entrée d'une image de la tension aux bornes de la capacité variable, c'est à dire aux bornes de la structure mécanique de conversion. A partir de cette observation, elle doit décider puis gérer les transferts d'énergie entre l'unité de stockage et la capacité variable. Par unité de stockage, nous sous-entendons un système chimique, capacitif ou autre, capable de stocker une énergie électrique permettant, d'une part, d'amorcer le fonctionnement du système et, d'autre part, de servir de tampon énergétique entre la production et le besoin. Ce bloc de gestion se décompose naturellement en trois sous-blocs tel que décrit sur la Figure 63. Un premier bloc détecte le passage de la capacité variable par sa valeur maximale ou minimale, le second bloc effectue la charge de C , c'est à dire transfère une certaine quantité d'énergie de l'unité de stockage vers la capacité variable lorsque celle-ci est maximale, et un troisième bloc réalise la décharge de C , c'est à dire transfère vers l'unité de stockage l'énergie stockée sur la capacité variable lorsque celle-ci est minimale.

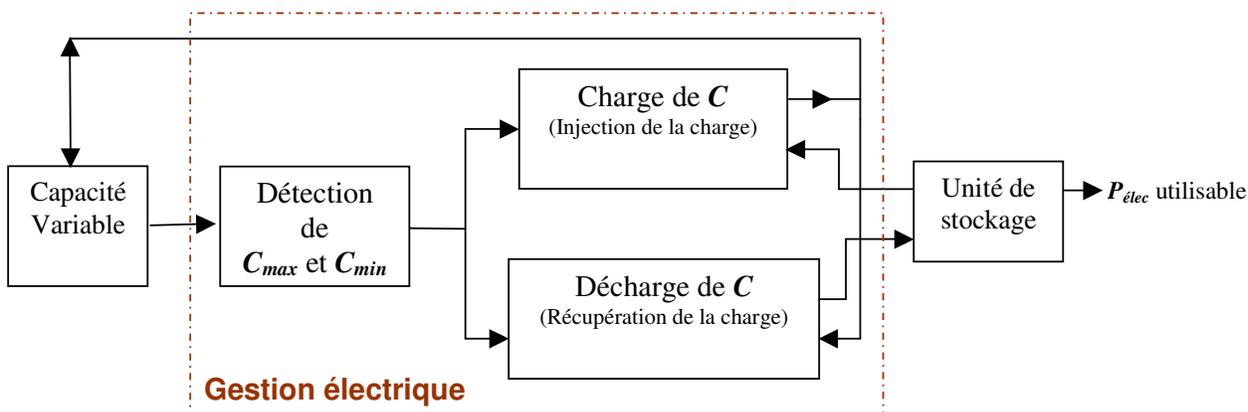


Figure 63 : Décomposition du bloc de gestion

Nous allons maintenant, pour chacun de ces sous-blocs, étudier les différentes solutions possibles pour réaliser les fonctions souhaitées.

V.2 Détection des extrema de la capacité variable

Comme nous l'avons précisé précédemment, pour faire la détection des extrema de la capacité variable, nous n'aurons recours qu'aux tensions/courants aux bornes de celle-ci.

Une première solution serait de faire une mesure de la capacité variable en injectant dans celle-ci un courant, ou une tension connue, et par observation de sa tension, ou de son courant, en déduire l'impédance de celle-ci et donc sa valeur capacitive. Nous pouvons par exemple injecter un courant sinusoïdal d'amplitude et de fréquence connue tel que présenté sur la Figure 64 et observer la tension qui en résulte aux bornes de la capacité variable.

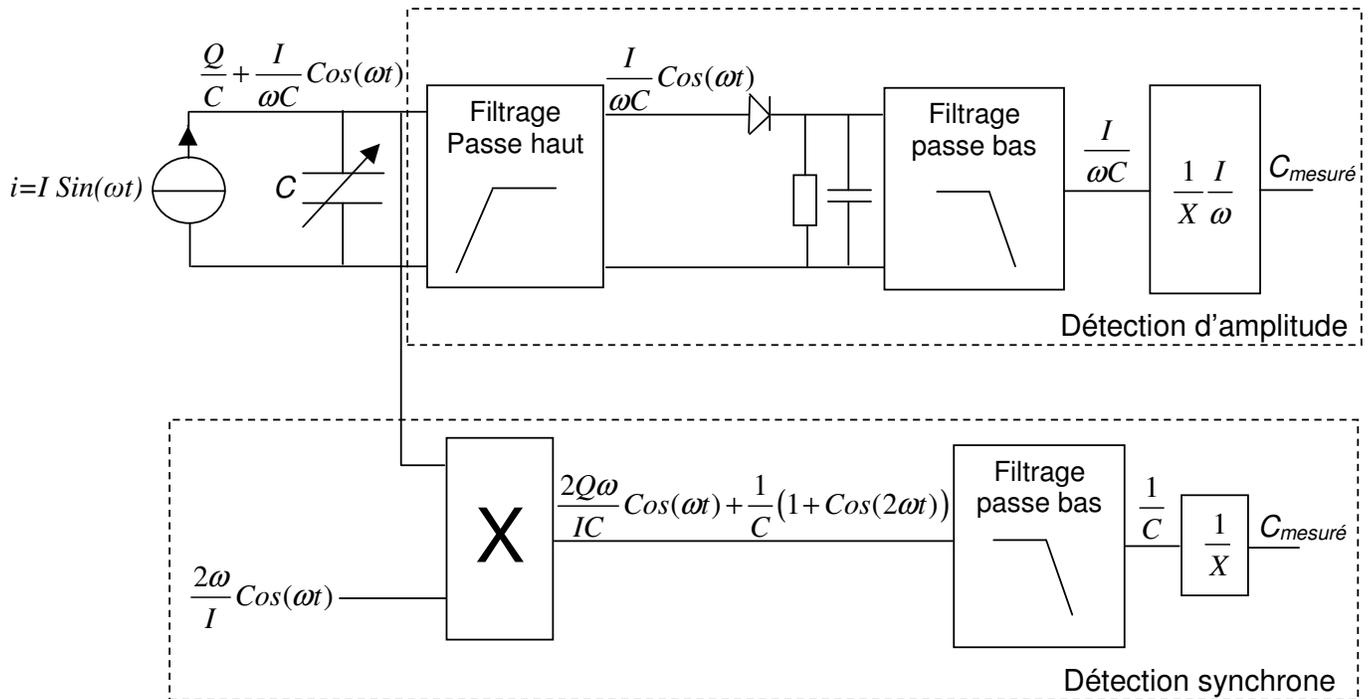


Figure 64 : Mesure de la capacité variable par mesure d'impédance

Si nous choisissons d'injecter un courant i d'amplitude I et de pulsation ω , nous avons alors aux bornes de la capacité variable une tension liée à la charge stockée lors du fonctionnement normal et une tension de pulsation ω liée au courant injecté. En sélectionnant cette dernière composante par filtrage, ou par détection synchrone, et connaissant l'amplitude du courant injecté, nous en déduisons la valeur de la capacité variable. Pour s'assurer que le filtrage, ou la détection synchrone, fonctionne correctement, il suffit de choisir une pulsation ω bien supérieure à la vitesse de variation de la capacité C .

L'avantage de cette solution est qu'elle fonctionne même s'il n'y a pas de charge stockée sur la capacité à mesurer. L'inconvénient est qu'il faut générer un courant sinusoïdal en permanence, c'est à dire faire fonctionner un oscillateur qui consomme une puissance non négligeable devant celle à récupérer.

Nous avons choisi une autre solution qui consiste à observer simplement la dérivée de la tension présente aux bornes de la capacité variable. Cette solution nécessite, pour fonctionner, qu'il y ait en permanence une charge stockée sur la capacité variable, mais évite l'injection continue d'un courant ou d'une tension et donc limite les pertes électriques. Comme le montre la Figure 65, le principe de fonctionnement est assez simple, nous calculons la dérivée de la tension aux bornes de la capacité variable, nous la mettons en forme, c'est à dire à 0 si la dérivée est négative et à 1 (5V) si la dérivée est positive. Ensuite, ce signal est placé en entrée d'un circuit numérique (un CPLD par exemple) qui génère les signaux utiles à la partie puissance pour faire une charge sur front montant ou une décharge sur front descendant.

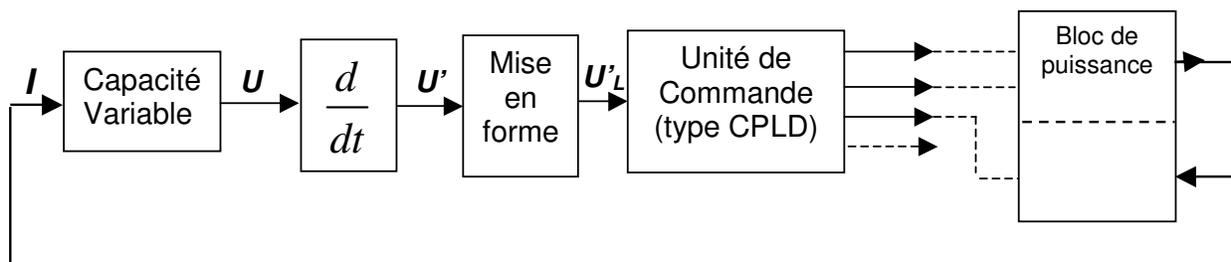


Figure 65 : Schéma fonctionnel de la partie gestion électrique

Regardons ce qu'il se passe sur un cycle de fonctionnement :

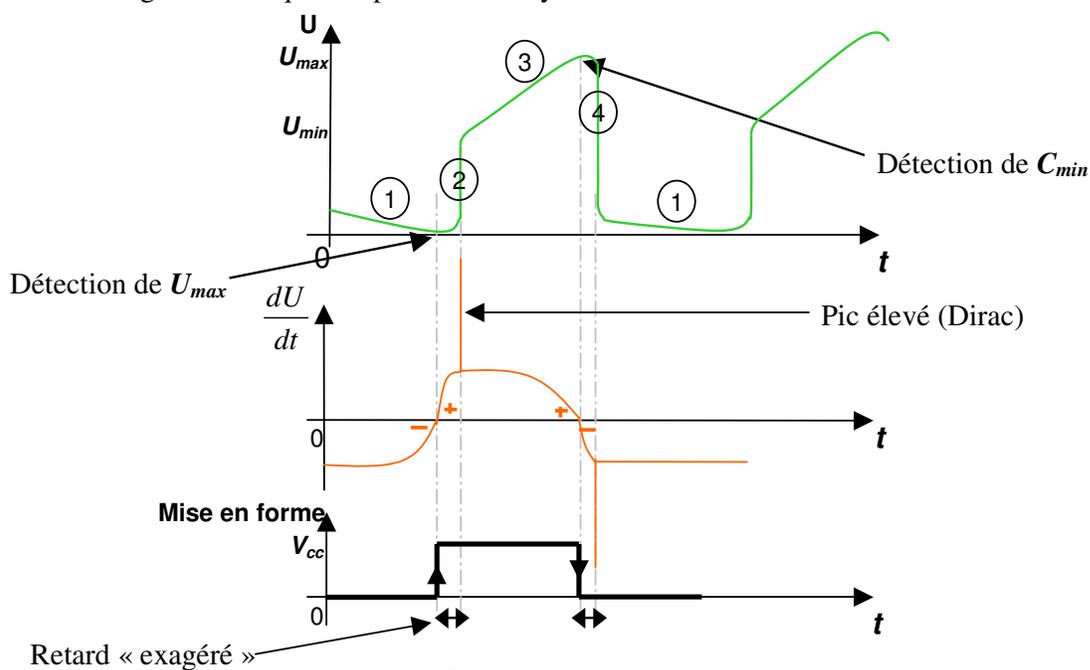


Figure 66 : Fonctionnement de la détection

Nous pouvons décomposer le fonctionnement en quatre phases :

- Phase 1 : Il s'agit de la phase correspondant à l'augmentation de la capacité variable, pendant cette phase, la charge résiduelle stockée est considérée comme constante. L'augmentation de capacité engendre alors une diminution de la tension à ses bornes et donc un signe négatif de sa dérivée.

- Phase 2 : Lorsque la tension devient minimale, nous avons un changement de signe de la dérivée qui nous informe du passage par un maximum de la capacité. Nous commandons alors, à l'aide de l'unité de commande, les transistors de la partie puissance pour charger la capacité variable. Nous considérons que le temps de charge est négligeable par rapport à la période du mouvement mécanique, c'est pourquoi nous avons représenté une variation brutale de la tension U à l'instant de la charge. Pour mieux observer le changement de signe de la dérivée, nous avons volontairement mis sur la Figure 66 un temps de retard entre ce changement de signe et la charge effective.
- Phase 3 : Il s'agit de la phase correspondant à la diminution de la capacité variable, pendant cette phase, la charge stockée est considérée comme constante. Une diminution de la capacité engendre alors une augmentation de la tension et donc un signe positif de sa dérivée.
- Phase 4 : Lorsque la tension devient maximale, nous avons un changement de signe de la dérivée qui informe du passage par un minimum de la capacité. Nous commandons alors, à l'aide de l'unité de commande, les transistors de la partie puissance pour décharger la capacité variable. Nous considérons que le temps de décharge est négligeable par rapport à la période du mouvement mécanique.

En pratique, pour calculer la dérivée, nous allons simplement réaliser un filtre passe haut de type RC, ce qui évite d'utiliser un composant actif tel qu'un amplificateur opérationnel source de consommation électrique supplémentaire. Voici le schéma du dérivateur :

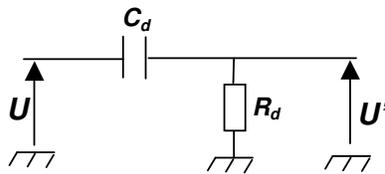


Figure 67 : Schéma du dérivateur

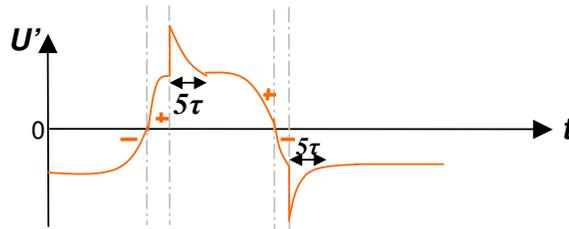
Les différents composants du filtre sont choisis de telle manière que, d'une part, dans la plage de fonctionnement considérée, il fonctionne bien comme un dérivateur et que, d'autre part, la consommation de celui-ci soit suffisamment faible devant la puissance électrique récupérable. Nous devons par ailleurs nous assurer qu'après une transition rapide de la tension U suite à une charge ou à une décharge, le signal U' reprend rapidement, par rapport à la période mécanique de fonctionnement, sa valeur de dérivée. En effet, lorsque nous avons une transition rapide au niveau de la tension U , la tension aux bornes de C_d n'a pas le temps de changer et donc U' monte à la même valeur que U , ensuite, si nous considérons U constant, C_d se charge à la tension U au travers de R_d en environ $5\tau = 5R_dC_d$. Et ce n'est qu'ensuite que nous pouvons considérer que U' est la dérivée de U .

Sachant que nous avons deux cycles de charge/décharge, soit 4 transitions rapides de U par période mécanique, si nous voulons pouvoir récupérer des vibrations allant jusqu'à 500 Hz, il faut s'imposer $5R_dC_d < 0.5$ ms, c'est à dire :

$$R_d C_d = 100 \mu s \Rightarrow R_d = \frac{1}{10000 C_d}$$

Cette condition nous donne une constante de temps τ qui vaut $100 \mu s$, c'est à dire une fréquence de coupure de 1592 Hz , ce qui est bien supérieur à la plage de fréquence visée (de 1 à 500 Hz). Toutefois, ce qui nous intéresse, n'est pas la valeur de la dérivée, mais son signe, or, même si la dérivée est fortement atténuée (cas d'une fréquence de coupure élevée par rapport à la fréquence de fonctionnement), son signe n'est pas affecté. De plus, sachant que les tensions aux bornes de la capacité variable sont très élevées (quelques centaines de volts), le signal U' garde une amplitude suffisante pour être mis en forme.

Si nous nous replaçons dans la situation de la Figure 66, nous obtenons alors pour la dérivée U' la forme suivante :



Enfin, pour ne pas consommer trop de puissance électrique, il faut que l'énergie stockée puis dissipée de C_d ne soit pas très importante par rapport à celle qui est stockée sur la capacité variable lors de son fonctionnement. C'est-à-dire qu'il faut choisir une valeur de capacité C_d suffisamment faible par rapport à la valeur minimale de la capacité variable, sans toutefois être trop sensible au bruit électrique. Pour la structure en tungstène, nous avons choisit $C_d=10 \text{ pF}$ et $R_d=10 \text{ M}\Omega$.

Nous mettons ensuite en forme ce signal pour le rendre compatible avec des circuits de logiques combinatoires et/ou séquentielles qui permettront de générer les commandes des transistors de la partie puissance. Pour mettre en forme le signal U' , nous utilisons simplement un comparateur faible consommation, qui donne en sortie une valeur logique '1' ($5V$) si la dérivée est positive et '0' ($0V$) si la dérivée est négative. Voici le schéma du montage correspondant :

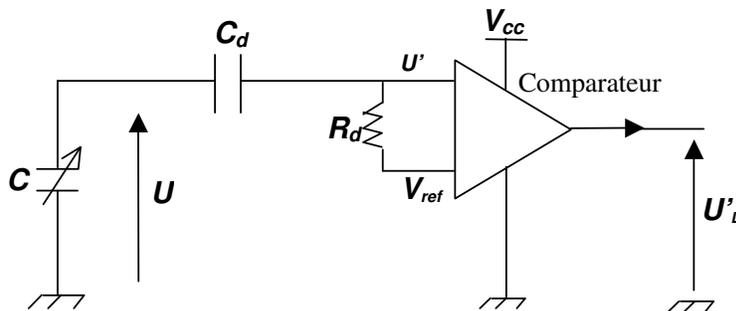


Figure 68 : Schéma de la détection

Le comparateur étant alimenté entre 0 et V_{cc} , la comparaison se fait par rapport à V_{ref} non nul, compris entre 0 et V_{cc} . Pour avoir en sortie le signe de la dérivée, il faut alors polariser le circuit dérivateur à V_{ref} en connectant simplement R_d à V_{ref} au lieu de la masse. Le signal V_{ref} pouvant être généré de différentes manières, pour la structure en tungstène nous utilisons

directement un comparateur pré-polarisé très basse consommation de type MAX917, dont le temps de réponse de quelques μs n'est pas très gênant sachant que la période mécanique est de quelques ms.

Maintenant que nous avons étudié la partie détection, nous allons nous intéresser à la partie puissance qui permet de faire la charge et la décharge de la capacité variable. Ensuite, après avoir étudié les différentes solutions pour réaliser cette fonction et fait un bilan de puissance, nous étudierons quels sont les différents signaux de commande à générer afin de définir le bloc de commande qui fait le lien entre la partie détection et la partie puissance.

V.3 Blocs de charge/décharge

Ce bloc a pour objectif de faire la charge et la décharge de la capacité variable lorsque le signal U'_L subit un front montant ou descendant. Cette charge/décharge se fait par transfert d'énergie entre l'unité de stockage et la capacité variable. Nous commencerons tout d'abord par rappeler rapidement le cahier des charges et nous étudierons les principales structures permettant de réaliser la fonction souhaitée. Enfin, une fois la structure choisie, nous évaluerons le bilan de puissance.

V.3.1 Rappel du cahier des charges

Le cahier des charges de ce bloc est assez simple, il doit permettre d'injecter ou de retirer une charge Q de la capacité variable. Cette charge doit être telle que la force électrostatique qui en résulte soit égale à deux tiers à la force de rappel, comme nous l'avons précisé dans la partie IV.1. C'est-à-dire :

$$k_e = \frac{Q^2}{2\varepsilon_0 S \Delta} = \frac{2}{3}k \Rightarrow Q = \sqrt{2\varepsilon_0 S \Delta k_e} = 2\sqrt{\frac{\varepsilon_0 S \Delta k}{3}}$$

(k étant la raideur de la force de rappel et k_e la raideur virtuelle de la force électrostatique)

On obtient alors 4.47 nC pour la structure en silicium avec une capacité variable allant de 14.3 à 146.5 pF, et 333 nC pour la structure en tungstène avec une capacité variable allant de 900 à 3590 pF.

Nous allons maintenant étudier les différentes solutions permettant de faire transiter cette charge dans un sens ou dans l'autre. Nous considérons dans un premier temps l'unité de stockage comme une batterie de grande stabilité, c'est à dire capable de supporter des pics de courants importants sans que pour autant sa tension soit modifiée.

V.3.2 Choix d'une structure et fonctionnement théorique

Il s'agit de trouver une structure qui permette d'injecter, ou de retirer, une charge toujours identique quelle que soit la valeur de la capacité variable. En effet, comme nous l'avons vu sur la simulation temporelle de la Figure 27 pages 44&45, le maximum de capacité n'est pas le même d'un cycle à l'autre. Dans ces conditions, pour injecter une charge donnée, soit le système de gestion fournit un courant connu pendant une durée connue, soit il mesure la valeur de la capacité et en déduit l'énergie à injecter. Comme nous l'avons précisé pour la détection, il n'est pas souhaitable, dans un premier temps, de faire une mesure de capacité qui engendrerait des pertes électriques supplémentaires, même si ici la mesure de capacité ne serait que ponctuelle,

c'est à dire nécessaire qu'au moment de la charge. Nous allons donc nous orienter vers une structure fournissant un courant donné pendant une durée donnée. Nous appelons C_{max} la valeur maximale que prend la capacité C au cours d'un cycle de fonctionnement et nous appellerons $C_{I_{max}}$ sa valeur physiquement maximale (arrivée en butée, $C_{max} < C_{I_{max}}$).

V.3.2.1 Structure fournissant une charge constante d'un cycle à l'autre

Pour pouvoir injecter une charge constante d'un cycle à l'autre, nous avons étudié différentes structures et nous avons retenu la suivante :

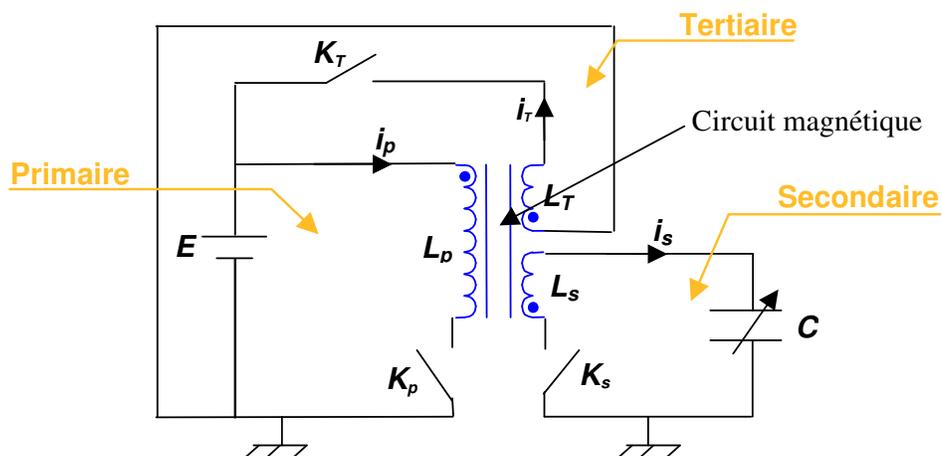


Figure 69 : Circuit fournissant une charge constante

Il s'agit d'une structure de type Flyback à trois enroulements. Nous appelons primaire le circuit permettant de charger ou décharger le circuit magnétique à partir de l'unité de stockage, secondaire le circuit permettant de lier le circuit magnétique à la capacité variable, et tertiaire le circuit permettant de finaliser la décharge du circuit magnétique vers l'unité de stockage.

Nous avons choisi une structure de type Flyback car elle permet d'isoler la partie haute tension (liée à la capacité variable) du reste. Par ailleurs, en choisissant judicieusement le nombre de spires de chacun des bobinages, nous pouvons, pour chaque interrupteur, avoir des temps de fermeture du même ordre de grandeur et en accord avec la bande de fréquence du circuit magnétique. Ceci est d'autant plus vrai que nous avons une différence de tension importante entre la capacité variable et l'unité de stockage (de l'ordre de 250 V contre 5 V). Enfin, la section du fil de chaque bobinage peut être adaptée au courant qui la traverse.

Pour transférer une charge vers la capacité variable C , nous chargeons tout d'abord le circuit magnétique par l'intermédiaire du bobinage L_p en fermant K_p avec une énergie importante par rapport à celle qui va être réellement transférée dans la capacité variable. Ensuite nous commençons à décharger le circuit magnétique dans la capacité variable par l'intermédiaire du bobinage L_s en fermant K_s pendant une durée déterminée. Enfin, nous terminons la décharge du circuit magnétique par l'intermédiaire du bobinage L_T en fermant l'interrupteur K_T .

Voici comment évoluent les différents courants au cours de la charge :

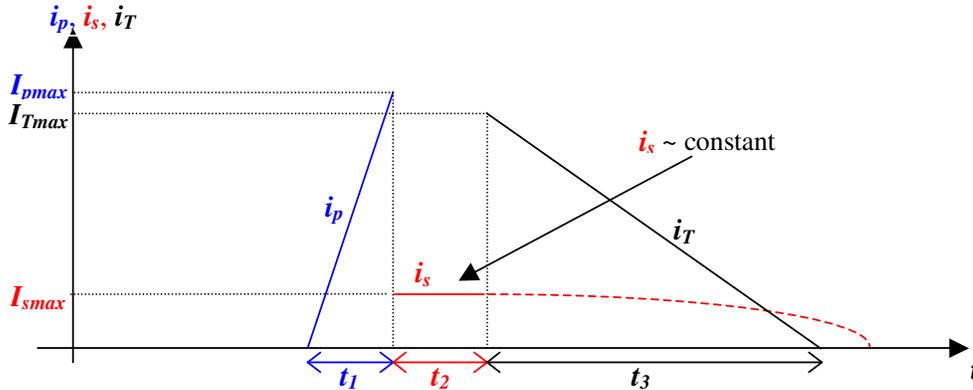


Figure 70 : Formes d'onde des courants pour l'injection d'une charge constante

Nous pouvons considérer que la charge transférée est constante seulement si le courant i_s peut être considéré comme constant pendant la durée fixe t_2 durant laquelle K_s est fermé, comme le représente la courbe suivante :

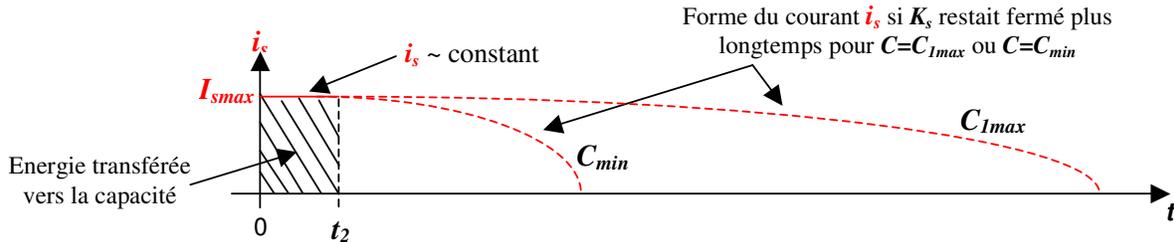


Figure 71 : Courant i_s considéré comme une source constante sur t_2

Pour considérer le courant constant pendant la durée t_2 où l'interrupteur K_s est fermé, il faut stocker environ cinq fois plus d'énergie dans le circuit magnétique que l'énergie maximale que nous pouvons avoir à transférer vers la capacité variable. Sachant que l'énergie à transférer vaut :

$$E_{\text{charge}} = \frac{1}{2}QU = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C_{\text{max}}}$$

Nous aurons le maximum d'énergie à transférer lorsque C_{max} sera très proche de C_{min} . Sachant que nous pouvons avoir un rapport 10 entre C_{max} et C_{min} , il y aura certains cycles où l'énergie stockée dans le circuit magnétique sera 50 fois supérieure à celle qui sera réellement transférée vers la capacité variable, d'où un surdimensionnement très important qui conduirait inévitablement à des pertes importantes.

Pour ne pas surdimensionner le circuit magnétique, il faut y stocker seulement l'énergie qui sera réellement transférée vers la capacité variable. Pour cela, sachant que nous ne souhaitons pas mesurer la valeur de la capacité variable à chaque charge, nous proposons de modifier notre cahier des charges. C'est-à-dire, qu'au lieu d'injecter à chaque cycle la même charge, nous allons injecter à chaque cycle la même énergie. Ceci n'est pas sans conséquence sur le fonctionnement, en effet, lorsque l'amplitude du mouvement relatif sera faible, nous aurons une charge stockée plus faible que celle prévue initialement et donc une force électrostatique amortissant de façon moins efficace le mouvement. En contre-partie, nous dissiperons beaucoup

moins d'énergie lors de la charge, notamment quand l'amplitude sera faible, c'est à dire quand l'énergie à récupérer est de toute façon faible.

Voici comment est modifié le cycle de fonctionnement :

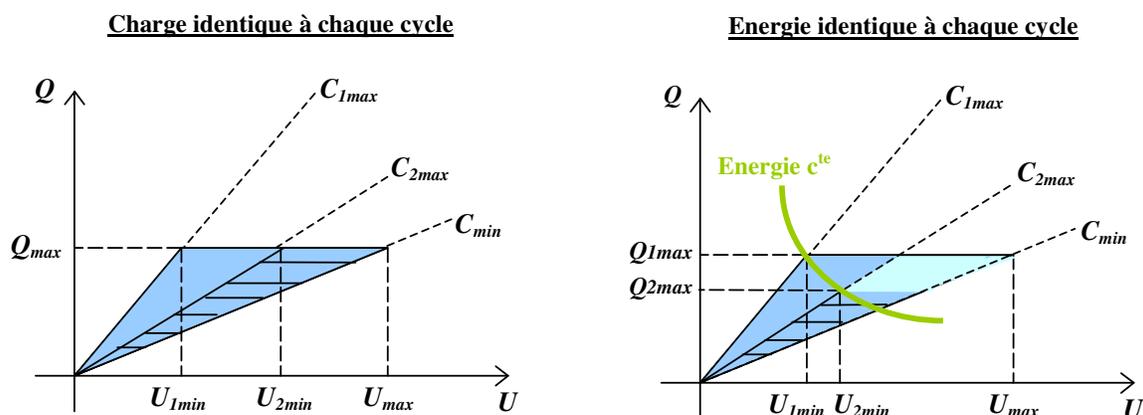


Figure 72 : Comparaison pour une charge ou une énergie identique à chaque cycle

Sachant que notre contrainte principale est d'avoir une force électrostatique élevée qui ne dépasse pas la force de rappel, nous avons choisi d'injecter une énergie toujours inférieure ou égale à celle qui était prévue à l'origine. Partant de cette hypothèse, nous obtenons le même cycle de fonctionnement si l'amplitude du déplacement relatif est maximum ($C_{max}=C_{1max}$). Par contre, pour un déplacement relatif de plus faible amplitude, c'est-à-dire pour une plus faible variation de capacité ($C_{2max} < C_{1max}$), on décrit un cycle plus petit conduisant à une énergie récupérée plus faible (cf. aire hachurée).

Maintenant que nous avons choisi un nouveau mode de fonctionnement, nous allons étudier les principales structures de conversions susceptibles de répondre à ce besoin.

V.3.2.2 Structure de type Boost (ou hacheur parallèle) pour injecter une énergie constante

Il s'agit d'une structure élévatrice de tension, composée d'un interrupteur K , d'une inductance L et d'une diode D telle que représentée ci-après :

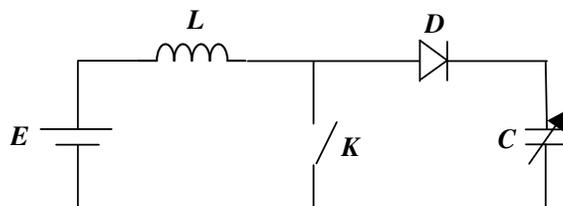


Figure 73 : Structure de type Boost

Cette structure est donc a priori bien adaptée pour transférer une énergie donnée de l'unité de stockage basse tension vers la capacité variable supportant des hautes tensions. Par contre le transfert inverse nécessite une modification de la structure. Voici celle que nous suggérons :

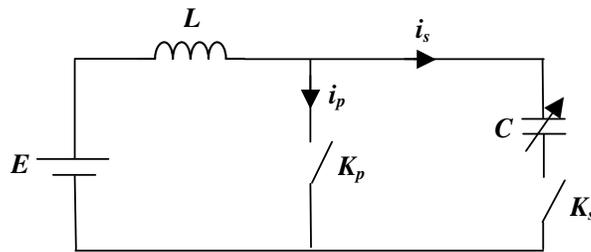
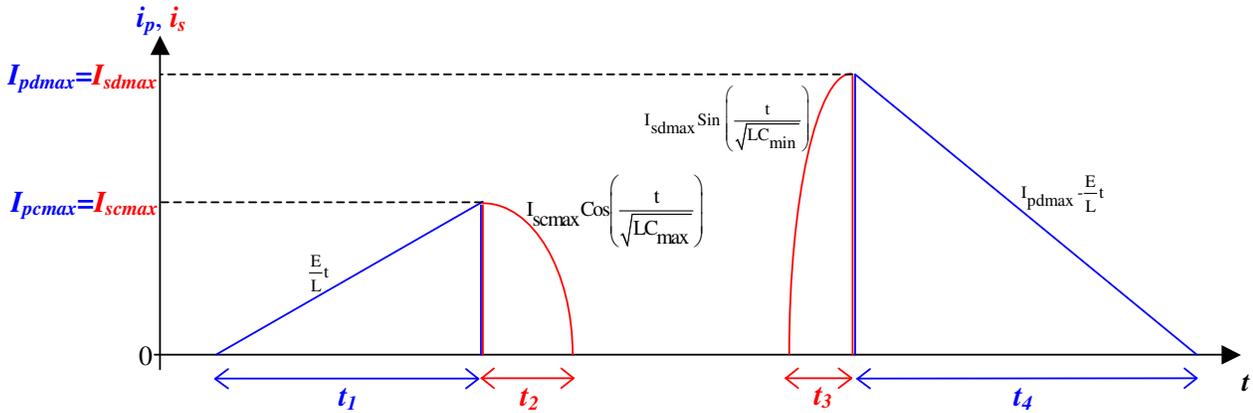


Figure 74 : Structure de type Boost réversible en courant

Le principe de fonctionnement pour effectuer la charge et la décharge de C est le suivant :

- Cycle de charge de C :
 - On charge l'inductance L en fermant K_p pendant t_I de façon à stocker dans l'inductance l'énergie que l'on souhaite transférer vers la capacité variable C .
 - On ouvre K_p et on ferme K_s le temps que i_s s'annule, c'est à dire le temps que l'énergie stockée dans l'inductance L soit totalement transférée vers la capacité variable.
- Cycle de décharge de C :
 - On ferme K_s le temps que l'énergie stockée dans la capacité variable C soit totalement transférée vers l'inductance L et l'unité de stockage E .
 - On ouvre K_s et on ferme K_p le temps que i_p s'annule, c'est à dire le temps que l'énergie stockée dans l'inductance L soit totalement transférée vers l'unité de stockage E .
- Le reste du temps :
 - On laisse ouvert K_p et K_s de façon à ce que la tension aux bornes de la capacité variable puisse évoluer librement.

Nous avons représenté sur le graphique suivant les formes d'onde des différents courants circulant dans la structure lors de la charge et de la décharge de la capacité variable :



K_p	fermé	ouvert	ouvert	ouvert	fermé
K_s	ouvert	fermé	ouvert	fermé	ouvert
Cycle	charge		libre	décharge	

Figure 75 : Formes d'onde pour la structure de type « Boost »

Concernant la charge, nous cherchons à injecter une énergie E_c donnée, c'est à dire :

$$E_c = \frac{1}{2} L I_{pcmax}^2 = \frac{1}{2} \frac{E^2 t_1^2}{L}$$

Si nous exprimons t_2 en fonction de t_1 et E_c , nous obtenons :

$$t_2 = \frac{\pi}{2} \sqrt{LC} = \frac{\pi E t_1}{2} \sqrt{\frac{C}{2E_c}} = \frac{\pi}{2} t_1 \sqrt{\frac{\frac{1}{2} C E^2}{E_c}}$$

Sachant que la tension aux bornes de la capacité variable est bien supérieure à celle de l'unité de stockage E , nous pouvons facilement en déduire que $\frac{1}{2} C E^2$ est très inférieure à l'énergie injectée E_c et que t_2 est donc très inférieur à t_1 . De plus, sachant que la décharge se fait pour une valeur de capacité plus faible que la charge, nous aurons t_3 inférieur à t_2 . Or il faut que le temps de charge soit négligeable par rapport à la période mécanique, ce qui conduit à des temps qui doivent être de l'ordre de quelques microsecondes pour t_1 et par conséquent de quelques dizaines de nanosecondes pour t_3 . **Si on veut minimiser les pertes dans le circuit magnétique stockant l'énergie magnétique, il faut choisir un matériau magnétique adapté à la fréquence maximale de fonctionnement et donc ici au temps de charge ou de décharge minimal du circuit magnétique, c'est à dire à t_3 .** S'imposer un temps t_3 aussi faible nous conduit à choisir un matériau fonctionnant à quelques dizaines de MHz, ce qui est défavorable en terme de densité de flux admissible, sans compter l'importance des pertes magnétiques à cette fréquence. Par ailleurs, cette faible densité de flux conduit inévitablement à une augmentation de l'encombrement si nous voulons stocker une quantité d'énergie donnée.

Contrairement au fonctionnement habituel des structures de conversion, ici le fait d'augmenter la fréquence de fonctionnement n'engendre pas une réduction du volume car l'énergie à transférer par cycle reste la même. En effet, nous avons choisi d'injecter ou de retirer l'énergie stockée sur la capacité variable en un seul cycle, car une multiplication des cycles engendre des pertes importantes lors des transitions, les capacités parasites au niveau des interrupteurs et du circuit magnétique n'étant pas négligeables par rapport à celle de la capacité variable.

L'idéal serait donc d'avoir des temps de charge/décharge du circuit magnétique homogènes. Pour ce faire, il faut avoir un circuit qui permette d'accéder au circuit magnétique par des impédances différentes selon que nous y accédons côté unité de stockage basse tension ou côté capacité variable haute tension. La structure qui nous paraît être la plus adaptée est encore une fois une structure de type Flyback qui grâce à son circuit magnétique à bobinage séparé permet d'isoler et d'adapter le fonctionnement côté unité de stockage et côté capacité variable. Nous allons donc maintenant étudier le fonctionnement de cette structure dans le cadre particulier de notre application.

V.3.2.3 Structure de type Flyback réversible en courant pour injecter une énergie constante

La structure Flyback de base est un circuit permettant d'élever ou d'abaisser une tension, elle est particulièrement adaptée s'il y a un rapport élevé entre la tension de sortie et la tension d'entrée, ce qui est notre cas. Le schéma de la structure est reporté sur la Figure 73 :

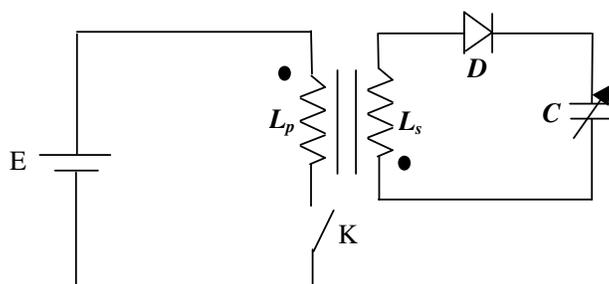


Figure 76 : Structure Flyback

En principe, cette structure sert au transfert d'une énergie donnée de l'unité de stockage vers la capacité variable. Par contre le transfert inverse nécessite une modification de la structure. Voici la modification que nous suggérons :

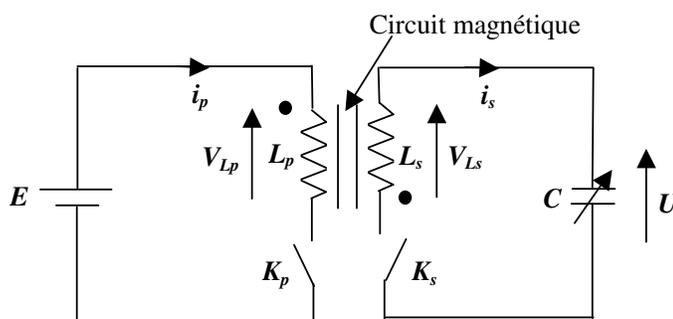


Figure 77 : Structure Flyback réversible en courant

Nous remplaçons la diode D par l'interrupteur K_s , ce qui permet d'avoir, au niveau du secondaire, un courant i_s positif ou négatif et donc d'autoriser la décharge comme la charge de C . Le principe de fonctionnement est le suivant :

➤ Cycle de charge de C :

- On charge le circuit magnétique à travers L_p en fermant K_p pendant t_1 de façon à stocker dans celui-ci l'énergie E_c que l'on souhaite transférer vers la capacité variable C .
- On ouvre K_p et on ferme K_s le temps t_2 que i_s s'annule, c'est-à-dire le temps que l'énergie stockée dans le circuit magnétique soit totalement transférée vers la capacité variable.

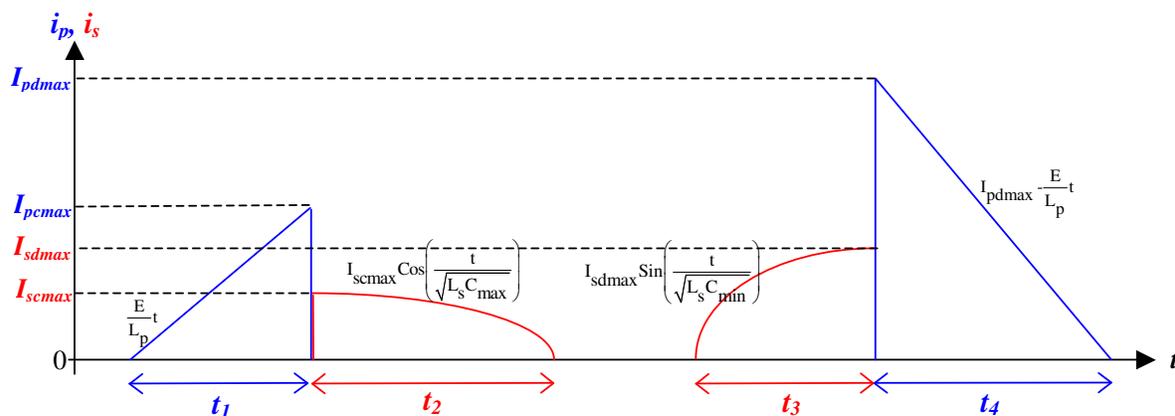
➤ Cycle de décharge de C :

- On ferme K_s le temps t_3 que l'énergie stockée dans la capacité variable C soit totalement transférée vers le circuit magnétique à travers L_s et l'unité de stockage E .
- On ouvre K_s et on ferme K_p le temps t_4 que i_p s'annule, c'est à dire le temps que l'énergie stockée dans le circuit magnétique soit totalement transférée à travers L_p vers l'unité de stockage E .

➤ Le reste du temps :

- On laisse ouvert K_p et K_s de façon à ce que la tension aux bornes de la capacité variable puisse évoluer librement.

Nous avons représenté sur le graphique suivant les formes d'onde des différents courants circulant dans la structure lors de la charge et de la décharge de la capacité variable :



K_p	Fermé	ouvert	ouvert	ouvert	fermé
K_s	Ouvert	fermé	ouvert	fermé	ouvert
Cycle	charge		libre	décharge	

Figure 78 : Forme d'onde des courants pour la structure Flyback

Les formes d'ondes du courant ressemblent à celles de la structure de type Boost, les seules différences sont que les maxima de courants sont différents entre primaire et secondaire et que les temps de fermeture primaire et secondaire sont indépendants. En effet, les maxima de courant et les temps de fermeture des interrupteurs dépendent du nombre de spires côtés primaire et secondaire, c'est à dire des impédances L_p et L_s d'accès au circuit magnétique. Celles-ci pouvant avantageusement être différentes au primaire et au secondaire.

Etudions maintenant la forme d'onde des différentes tensions :

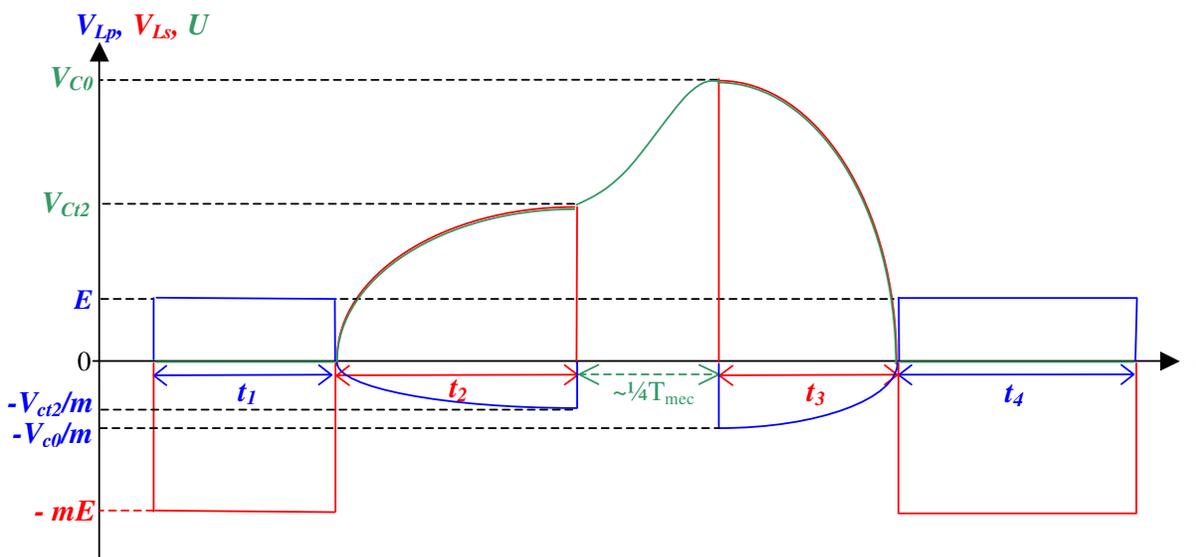


Figure 79 : Forme d'onde des tensions pour la structure Flyback

La variable T_{mec} représente la période mécanique du déplacement. Elle a volontairement été réduite sur la figure de façon à pouvoir visualiser la charge et la décharge. En réalité T_{mec} sera de quelques ms (vibrations inférieures à 1 KHz) et les temps de charge/décharge de quelques μs , c'est à dire négligeables par rapport à cette période mécanique. Quant aux tensions V_{Ct2} et V_{C0} , elles représentent respectivement la tension sous laquelle nous injectons la charge dans la capacité variable et la tension sous laquelle nous retirons cette même charge de la capacité variable.

En fonction du rapport de transformation m , c'est-à-dire le rapport du nombre de spires secondaire n_s au nombre de spires primaire n_p , ou encore la racine carrée du rapport L_s sur L_p , nous aurons un rapport tension secondaire sur tension primaire plus ou moins élevé. En effet, au niveau des tensions primaire/secondaire, nous avons l'équivalent d'un transformateur.

Sachant que les tensions au secondaire sont imposées par le fonctionnement, nous pouvons choisir un rapport de transformation permettant d'avoir au primaire des tensions beaucoup plus faibles et donc beaucoup plus faciles à gérer, ce qui bien sûr n'est pas possible avec une structure de type Boost qui impose d'avoir deux interrupteurs soumis à des hautes tensions.

Cette structure Flyback présente donc dans le cadre notre application de nombreux avantages par rapport à la structure Boost et plus généralement par rapport aux structures sans transformateur inductif. Pour pouvoir évaluer plus précisément ses propriétés, nous allons faire un dimensionnement rapide de celle-ci.

V.3.2.4 Dimensionnement rapide de la structure Flyback

Pour le dimensionnement de L_p et L_s , nous allons nous appuyer sur la fréquence maximale f_{max} que peut supporter le circuit magnétique, c'est-à-dire sur le temps minimal t_{min} pendant lequel doit rester fermé un interrupteur. Nous pouvons dire, par approximation du premier harmonique et si la période de fermeture était répétée continûment, que ce temps minimal t_{min} est lié à la fréquence maximale f_{max} par :

$$t_{min} = \frac{1}{2f_{max}}$$

En réalité, le matériau magnétique n'est pas vraiment soumis à une fréquence élevée car les cycles de charge ou de décharge sont espacés entre eux, mais il supporte des variations rapides d'induction qui sont liées au temps de fermeture des interrupteurs et c'est cette vitesse de variations qui est limitée par le matériau. Mais comme en pratique les constructeurs donnent une fréquence limite d'utilisation, nous avons décidé de partir de celle-ci pour déterminer le temps minimal de fermeture des interrupteurs. Nous savons que le temps minimal de fermeture de K_p est t_1 et que le temps minimal de fermeture de K_s est t_3 , nous allons donc choisir L_p et L_s de telle manière que $t_1=t_3=t_{min}$. Ce qui donne pour L_p et L_s , les expressions suivantes :

$$E_c = \frac{1}{2} L_p I_{pcmax}^2 = \frac{1}{2} \frac{E_c^2 t_1^2}{L_p} \Rightarrow L_p = \frac{1}{2} \frac{E_c^2 t_1^2}{E_c} = \frac{1}{2} \frac{E_c^2 t_{min}^2}{E_c}$$

$$t_3 = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_s C_{min}} \Rightarrow L_s = \frac{4t_3^2}{\pi^2 C_{min}} = \frac{4t_{min}^2}{\pi^2 C_{min}}$$

Nous obtenons alors le rapport d'inductance L_s/L_p et le rapport de transformation m suivant :

$$\frac{L_s}{L_p} = \frac{8E_c}{\pi^2 C_{min}^2 E^2} \Rightarrow m = \frac{n_s}{n_p} = \frac{2\sqrt{2E_c}}{\pi C_{min} E}$$

Concernant le circuit magnétique, celui-ci doit pouvoir stocker l'énergie maximale E_u qui peut se trouver sur la capacité variable au moment de la décharge, c'est à dire :

$$E_u = \frac{1}{2} C_{min} V_{max}^2$$

Sachant que, pour un matériau magnétique donné, les constructeurs donnent le champ maximal admissible B_{max} en fonction de la fréquence de fonctionnement f_{max} , nous pouvons facilement en déduire le volume V_u de matériau magnétique nécessaire pour stocker l'énergie E_u :

$$V_u = \frac{2\mu_e E_u}{B_{max}^2}$$

(μ_e représente la permittivité équivalente du matériau)

Une fois le circuit magnétique choisi, il faut réaliser les bobinages primaire et secondaire de façon à obtenir les impédances L_p et L_s recherchées.

Nous avons défini ici les principaux paramètres du dimensionnement en considérant que chacun des éléments constituant le circuit électrique était parfait. En réalité, les interrupteurs K_p et K_s seront réalisés par des transistors et ne pourront pas être considérés comme totalement ouverts ou fermés, et les inductances L_p et L_s comme purement inductives. Pour avoir une idée plus précise sur le fonctionnement, sur la répartition des pertes et sur le bilan de puissance, nous allons affiner le modèle en prenant en compte toutes ces imperfections.

V.3.3 Modélisation de la structure Flyback

L'objectif de cette modélisation est d'identifier les points clés au niveau des pertes afin d'améliorer le rendement global. Avant de détailler les éléments parasites associés aux différents composants du montage, nous allons remplacer les interrupteurs théoriques de la Figure 77 par des transistors MOS tels que représentés sur la Figure 80. Le choix des transistors MOS se justifie par le besoin d'une très basse consommation et par la très faible puissance à gérer (de 1 μ W à 5 mW, cf. structures en silicium et tungstène dimensionnées au §IV.3).

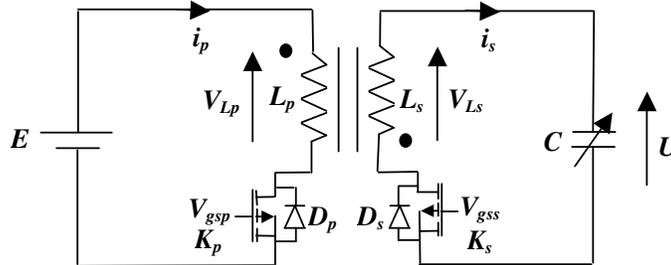
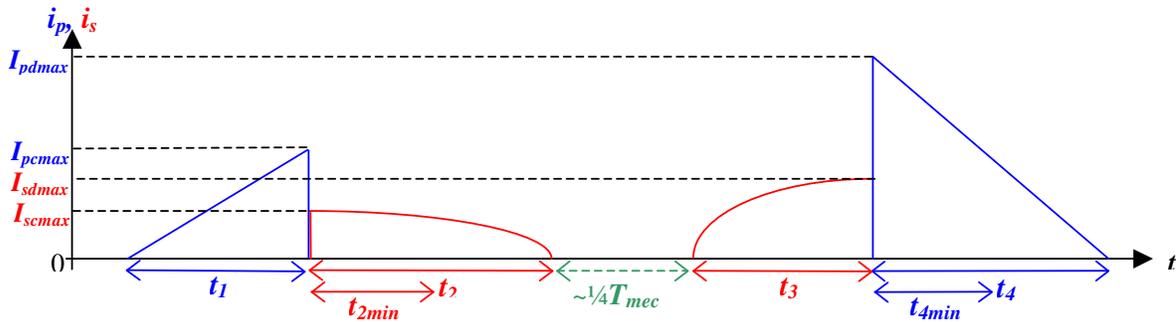


Figure 80 : Structure Flyback avec transistors MOS

La présence d'une diode inverse liée au substrat sur les transistors MOS est ici plutôt un avantage qu'un inconvénient, comme le représente la figure ci-dessous :



V_{gsp}	haut	bas	bas	bas	bas	haut	bas
V_{gss}	bas	haut	bas	bas	haut	bas	bas
D_p	bloquée	bloquée	bloquée	bloquée	bloquée	bloquée	passante
D_s	bloquée	bloquée	passante	bloquée	bloquée	bloquée	bloquée
Cycle	Charge			Libre	Décharge		

Figure 81 : Formes d'onde pour la structure Flyback avec transistors MOS

Les signaux V_{gsp} et V_{gss} sont les signaux de commande des transistors K_p et K_s , nous considérerons qu'ils sont soit au niveau haut (5V par exemple) soit au niveau bas (0V). Quant à la diode D_p (ou D_s), nous considérerons qu'elle n'est passante que s'il n'y a pas de commande sur V_{gsp} (ou V_{gss}) et que le courant i_p (ou i_s) est négatif.

Sachant que nous ne connaissons pas le temps t_2 à l'avance, celui-ci dépendant de la valeur maximale de la capacité qui est différente à chaque cycle, il faudrait faire une mesure du signe du courant i_s et attendre que celui-ci devienne négatif pour ouvrir le transistor K_s . En pratique, pour éviter de faire cette mesure de signe (qui est une source de pertes supplémentaires), nous avons choisi d'utiliser la diode inverse D_s du transistor. Nous savons que t_2 est au minimum égal à t_{2min} correspondant à $C_{max}=C_{min}$, nous pouvons donc forcer la fermeture du transistor K_s en appliquant un état haut sur V_{gss} durant t_{2min} . Ensuite, s'il reste de l'énergie dans le circuit magnétique, elle continue à transiter vers la capacité variable grâce à la diode inverse D_s . Lorsque le courant i_s devient négatif, la diode D_s se bloque naturellement.

Durant le temps t_4 de la décharge, nous avons un fonctionnement similaire, en effet nous savons que l'énergie à retirer est au moins égale à l'énergie injectée moins les pertes, ce qui nous donne le temps de décharge minimal t_{4min} . Pendant ce temps nous imposons la fermeture de K_p en appliquant un signal à l'état haut sur V_{gsp} puis, s'il reste de l'énergie dans le circuit magnétique, nous poursuivons la décharge vers l'unité de stockage grâce à la diode inverse D_p . Lorsque le courant i_p devient négatif, la diode D_p se bloque naturellement.

Au total, pour un cycle de charge-décharge, nous avons quatre commutations naturelles (commutation à zéro de courant) et quatre commutations forcées. Un temps de garde judicieux au moment de la transition primaire/secondaire ou secondaire/primaire permet d'avoir deux commutations à tension nulle, c'est-à-dire évitant les pertes résistives. Dans ce cas, il ne reste plus que deux commutations qui ne se font ni à zéro de courant, ni à zéro de tension, il s'agit de l'ouverture de K_p ou K_s en fin de charge du circuit magnétique. Nous verrons qu'en pratique, au moins pour la structure en tungstène, ces temps d'ouvertures sont négligeables par rapport aux constantes électriques liées notamment à la capacité parasite parallèle du circuit magnétique et qu'ils n'entraînent donc pas de pertes significatives. Nous ne tiendrons donc pas compte des pertes résistives pendant les temps d'ouverture/fermeture des transistors dans notre modélisation.

Par contre, hors transitions, pour les transistors nous prendrons en compte la résistance série R_{dson} , la résistance parallèle R_{dsoff} , la capacité parasite parallèle C_K et l'inductance série L_K , tels que représentés sur la figure ci-dessous :

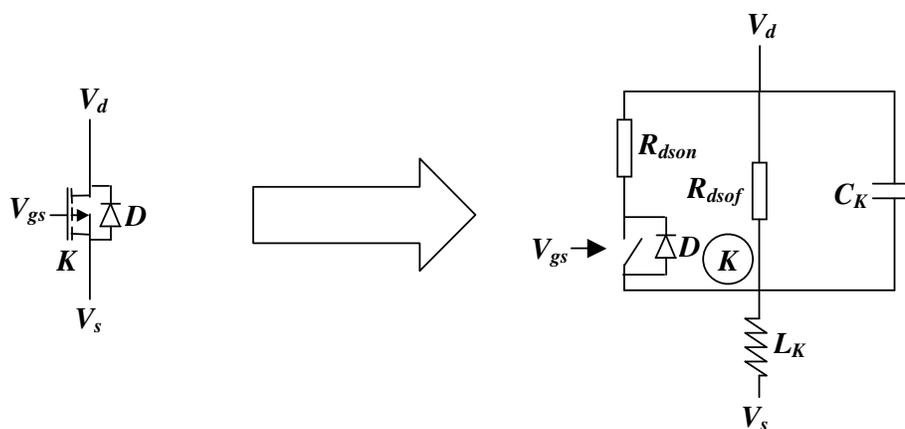


Figure 82 : Modélisation du transistor MOS

En ce qui concerne le circuit magnétique, nous prenons en compte la résistance $R_{Lp//}$ ou $R_{Ls//}$ représentant les pertes fer, la capacité C_{Lp} parallèle côté primaire, la capacité C_{Ls} parallèle côté secondaire, l'inductance de fuite L_{pf} et la résistance série R_{Lp} côté primaire, l'inductance de fuite L_{sf} et la résistance série R_{Ls} côté secondaire, la résistance R_{Lps} et les capacités C_{Lps1} et C_{Lps2} entre primaire et secondaire, tel que représenté sur la figure ci-dessous :

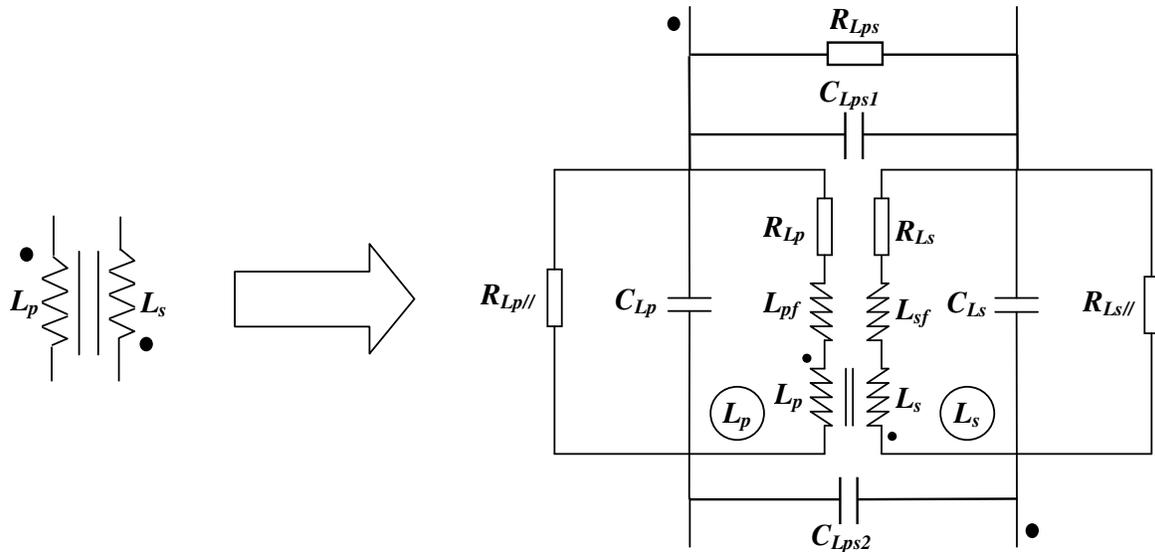


Figure 83 : Modélisation du transformateur inductif

Au final nous obtenons le schéma global ci-dessous :

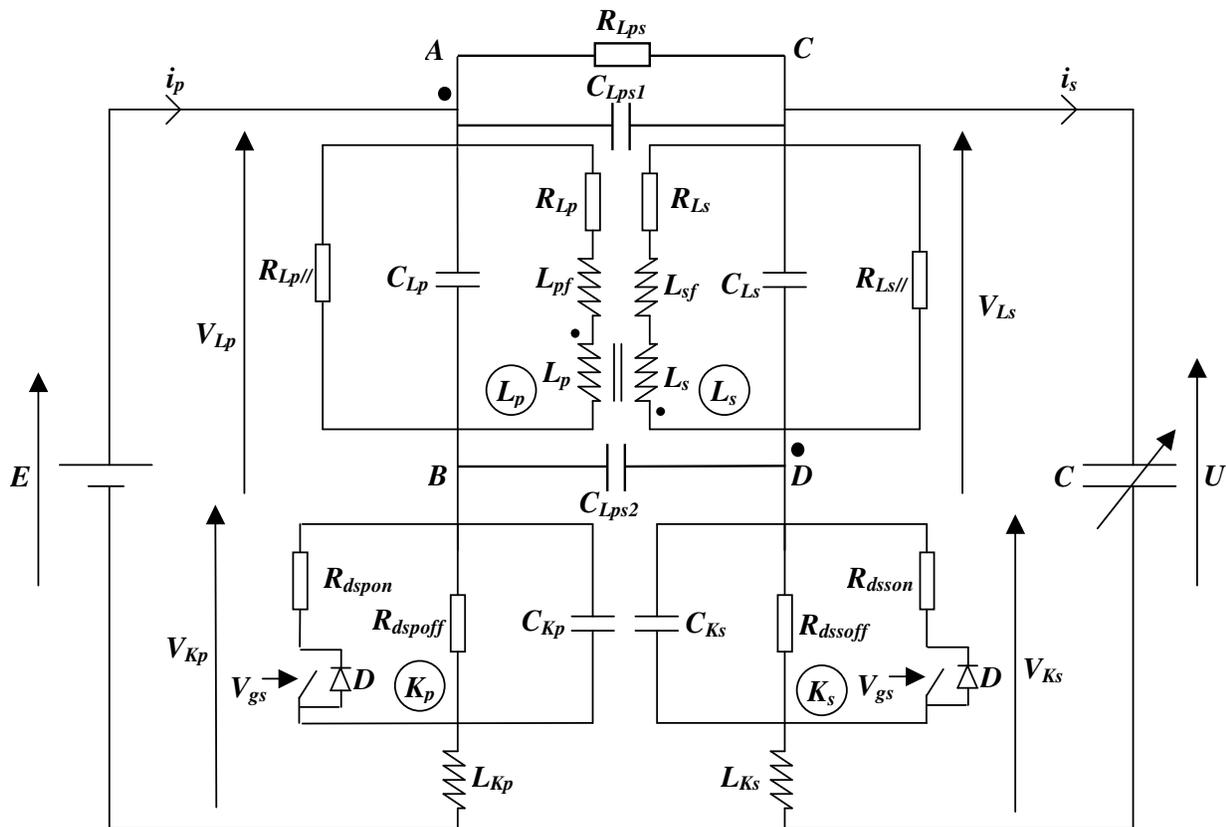


Figure 84 : Modélisation de la structure Flyback complète

Sur ce schéma, seuls R_{Lps} , L_{Kp} et L_{Ks} peuvent être considérées comme négligeables devant respectivement R_{dssoff} , L_{pf} et L_{sf} . Quant à C_{Lps1} et C_{Lps2} , en négligeant V_{Lp} devant V_{Ls} , elles peuvent être intégrées dans C_{Lp} et C_{Ls} . En effet, du fait du rapport de transformation élevé entre V_{Ls} et V_{Lp} , V_{Lp} peut être considéré comme négligeable devant V_{Ls} . Enfin, sachant qu'au primaire nous avons des tensions assez faibles ($E < 20$ V), la puissance dissipée à travers R_{dspoff} peut être considérée négligeable devant celle dissipée dans R_{dssoff} .

Après avoir fait une étude rapide du montage à l'aide de logiciels tels que Pspice dédié à la simulation électrique ou MATLAB-Simulink dédié à la simulation fonctionnelle, nous nous sommes orientés vers une étude analytique. L'avantage de celle-ci est qu'une fois mise en place, nous pouvons obtenir de façon presque instantanée le bilan de puissance pour un cycle de fonctionnement, la répartition des pertes, la forme de la charge et de la décharge. Il est alors aisé de connaître l'influence d'un paramètre sur le bilan de puissance.

Par ailleurs, il est très rapide, avec une approche analytique, de faire une optimisation paramétrique, alors que par la simulation temporelle de type Pspice, nous sommes obligés, pour chaque configuration, de faire une simulation d'au moins un cycle de fonctionnement avec des constantes de temps qui sont très différentes entre la période mécanique (quelques ms), le temps de charge (quelques μ s) et le temps de fermeture des transistors (quelques ns), ce qui impose une simulation de durée élevée par rapport au pas de calcul et donc un temps de calcul très long.

De plus, avec l'approche analytique nous allons pouvoir imposer des contraintes supplémentaires par rapport à une simulation temporelle, comme par exemple l'énergie injectée sur la capacité variable une fois la charge terminée, c'est à dire régler les temps de fermeture des transistors en fonction de tous les paramètres, tels que les inductances primaire et secondaire, de façon à injecter une énergie donnée sur la capacité variable quelle que soit la valeur des différents paramètres.

Enfin, cette approche nous permet de maîtriser totalement le modèle des transistors et du circuit magnétique, **à condition, bien sûr, que nous restions dans le domaine linéaire**. Cette maîtrise du modèle nous permet de mettre en avant certains paramètres pendant la charge et la décharge et d'autres le reste de la période mécanique alors qu'une simulation de type Pspice prendrait le modèle complet quel que soit l'instant de la simulation, ce qui fait que celle-ci serait très longue, sans pour autant que les moments de charge/décharge soit évalués avec précision.

Quant à la simulation MATLAB-Simulink, par notre description du problème, nous nous sommes rapprochés d'une simulation temporelle de type Pspice, avec les mêmes problèmes de temps de calcul et d'imprécision sur les transitions rapides. Nous aurions bien sûr pu entrer nos expressions analytiques sur MATLAB-Simulink, mais sachant que nous avons utilisé MathematicaTM pour l'obtention de celles-ci, nous avons estimé plus judicieux de rester sur ce dernier logiciel pour évaluer les expressions ou faire des optimisations. Malgré tous les avantages énoncés précédemment, l'analyse analytique présente toutefois l'inconvénient d'être peu flexible. En effet, un changement de structure conduit à une réécriture de pratiquement toutes les équations. Il faut donc être assez sûr de la structure avant de passer à l'écriture des équations, c'est pourquoi l'étape de simulation temporelle n'est pas inutile. Pour notre part, elle nous a permis de vérifier les formes d'ondes pour la charge ou la décharge seule.

Nous allons maintenant décrire les différentes équations associées aux différents instants de la simulation, c'est à dire pendant t_1 , à la transition t_1/t_2 , pendant t_2 , entre t_2 et t_3 , pendant t_3 , entre t_3 et t_4 , pendant t_4 , entre t_4 et t_1 .

V.3.3.1 Charge du primaire pendant t_1

Pendant t_1 , nous avons K_p fermé et K_s ouvert, ce qui nous donne du côté primaire le schéma équivalent ci-dessous :

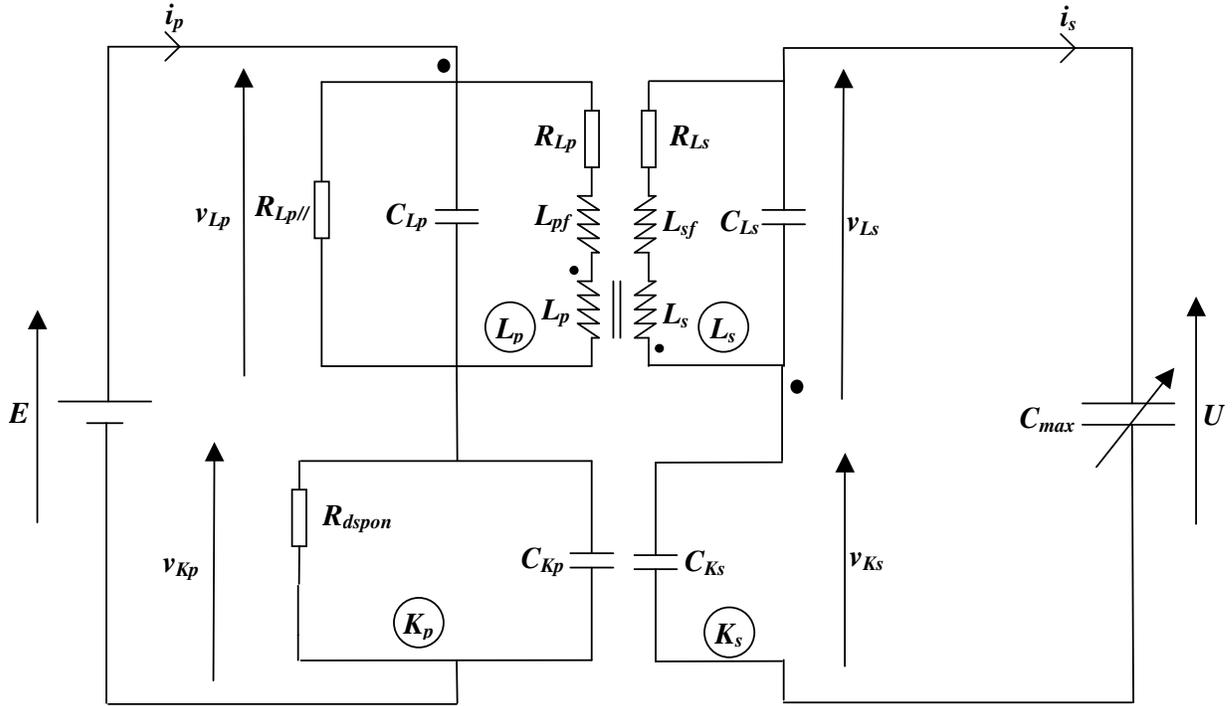


Figure 85 : Modélisation durant t_1

Les résistances R_{dspoff} et R_{dssoff} ont pu être négligées devant la résistance R_{dspon} . La résistance $R_{Ls//}$, redondance de $R_{Lp//}$ ayant juste pour objectif de séparer au niveau du modèle le primaire du secondaire, a aussi pu être supprimée. Quant à la capacité variable C , elle sera considérée comme constante et égale à $C=C_{max}$ pendant la durée de la charge t_1+t_2 .

Les capacités parasites C_{Kp} , C_{Ks} , C_{Lp} et C_{Ls} du schéma de la Figure 85 n'interviennent qu'au moment de la fermeture de K_p . Pendant cette fermeture, il est facile de déterminer l'énergie dissipée à cause de ces éléments capacitifs parasites, par contre l'expression temporelle des courants et tensions n'a pas vraiment d'intérêt. En effet, il s'agit d'une simple charge rapide des éléments capacitifs à travers R_{dspon} . En partant des formes d'onde théoriques de la Figure 79 et en observant les différentes tensions aux bornes des capacités parasites avant et après la fermeture de K_p , nous en déduisons l'énergie dissipée $E_{FermetureK1c}$ lors de la fermeture de K_p :

$$E_{FermetureK1c} = \frac{1}{2}C_{Kp} E^2 + \frac{1}{2}C_{Lp} E^2 + \frac{1}{2}C_{Ks} (mE)^2 + \frac{1}{2}C_{Ls} (mE)^2$$

$$\Rightarrow E_{FermetureK1c} = \frac{1}{2} \left(C_{Kp} + C_{Lp} \right) E^2 + \frac{1}{2} \left(C_{Ks} + C_{Ls} \right) \frac{L_s}{L_p} E^2$$

Même si nous prenons en compte $R_{Lp//}$ au niveau du calcul des pertes, nous pouvons la négliger lors de l'évaluation de la forme du courant sur t_2 car son influence sur le comportement temporel du circuit est négligeable.

Le schéma équivalent devient alors :

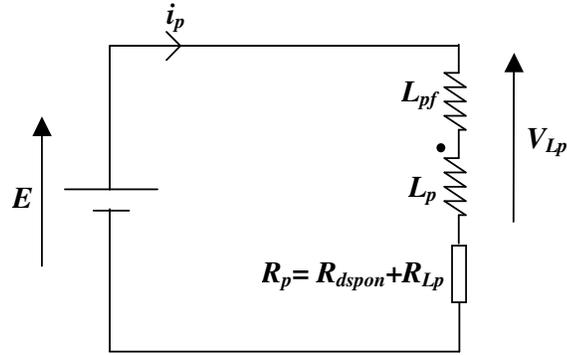


Figure 86 : Schéma simplifié pour la charge côté primaire

A partir de ce schéma nous pouvons en déduire assez facilement l'expression du courant i_p :

$$\begin{cases} E = (L_p + L_{pf}) \frac{di_p(t)}{dt} + R_p i_p(t) \\ i_p(0) = 0 \end{cases} \Rightarrow i_p(t) = \frac{E}{R_p} \left(1 - e^{-\frac{R_p t}{L_p + L_{pf}}} \right)$$

Puis l'expression de la tension v_{Lp} :

$$v_{Lp}(t) = (L_p + L_{pf}) \frac{di_p(t)}{dt} = E e^{-\frac{R_p t}{L_p + L_{pf}}}$$

Ensuite, en intégrant la puissance instantanée dissipée dans R_p , nous pouvons déterminer l'énergie totale $E_{R_{pc}}$ dissipée dans les éléments résistants R_{Lp} et R_{dspou} pendant la charge du circuit magnétique :

$$E_{R_{pc}} = R_p \int_0^{t_1} i_p^2(t) dt = \frac{E^2}{2R_p^2} \left(\left(4e^{-\frac{R_p t_1}{L_p + L_{pf}}} - 3 - e^{-\frac{2R_p t_1}{L_p + L_{pf}}} \right) (L_p + L_{pf}) + 2R_p t_1 \right)$$

Nous pouvons de même calculer l'énergie $E_{consocharge}$ fournie par l'unité de stockage en intégrant le produit $E \cdot i(t)$ sur t_1 :

$$E_{consocharge} = \int_0^{t_1} E i(t) dt = \frac{E^2}{R_p^2} \left(R_p t_1 + (L_p + L_{pf}) \left(e^{-\frac{R_p t_1}{L_p + L_{pf}}} - 1 \right) \right)$$

Si nous considérons que I_{pcmax} correspond au courant i_p en fin de charge, nous pouvons alors exprimer t_1 de la façon suivante :

$$t_1 = -\frac{L_p + L_{pf}}{R_p} \text{Ln} \left(1 - \frac{R_p}{E} I_{pcmax} \right)$$

Après avoir fait la charge du circuit magnétique avec l'énergie $E_{pc} = 1/2 L_p I_{pcmax}^2$, nous allons le décharger à travers L_s pour charger la capacité variable. Lors de l'ouverture de K_p et la fermeture de K_s , nous avons un certain nombre de transitions rapides qui peuvent être à l'origine de pertes à prendre en compte, c'est pourquoi nous allons maintenant nous intéresser à la transition t_1/t_2 .

V.3.3.2 A la transition t_1/t_2

Pendant cette transition nous allons en réalité faire un bilan énergétique. C'est à dire que partant de l'énergie E_{pc} précédente, par soustraction des différentes pertes non encore prises en compte, nous déterminons l'énergie E_{sc} réellement échangée avec le circuit secondaire simplifié. Toutes les pertes non prises en compte dans les schémas simplifiés seront intégrées dans le fonctionnement au moment de cette transition t_1/t_2 .

Parmi les pertes non prises en compte dans les schémas simplifiés, nous avons bien sûr $E_{FermetureK1c}$ définies précédemment, mais aussi les pertes fer dissipées dans $R_{Lp//}$ et $R_{Ls//}$ et les pertes capacitives E_{Capat2} dissipées pendant t_2 . En ce qui concerne les pertes fer $E_{RLp//c}$ dissipées dans $R_{Lp//}$ pendant la charge du circuit magnétique, nous obtenons l'expression suivante :

$$E_{RLp//c} = \frac{1}{R_{Lp//}} \int_0^{t_1} V_{Lp}^2(t) dt = \frac{L_p + L_{pf}}{2R_{Lp//} R_p} E^2 \left(1 - e^{-\frac{2R_p t_1}{L_p + L_{pf}}} \right)$$

Pour le calcul de E_{Capat2} , nous partons des formes d'onde de la Figure 79. Les capacités parasites qui se chargent ou se déchargent à travers une inductance ne sont pas à prendre en compte, car il y a dans ce cas là transfert d'énergie sans dissipation. Par contre nous tiendrons compte de l'ensemble des pertes jusqu'à la fin de t_2 , c'est à dire jusqu'à l'ouverture de K_s . Nous obtenons alors l'expression suivante :

$$E_{Capat2} = \frac{1}{2} C_{Lp} \frac{L_p}{L_s} V_{ct2}^2 + \frac{1}{2} C_{Ls} V_{ct2}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{L_p}{L_s} C_{Lp} + C_{Ls} \right) V_{ct2}^2$$

Ces pertes sont uniquement liées à l'ouverture de K_s , en effet, si nous laissons un temps de garde suffisant entre l'ouverture de K_p et la fermeture de K_s , la tension V_{Ks} passe naturellement par 0V, le circuit magnétique se déchargeant naturellement dans les différentes capacités parasites. Si nous fermons K_s à ce moment là, alors nous n'avons pas de pertes par commutation, et si jamais la fermeture du transistor est déclenchée un peu trop tard nous aurons quand même une commutation douce grâce à la diode inverse du transistor devenue passante naturellement. Par contre, à l'ouverture de K_s , l'énergie stockée dans les capacités parasites du transformateur inductif est échangée avec les inductances de celui-ci et finit par être dissipée au bout de quelques oscillations. Dans notre modèle, les capacités parasites du transformateur

inductif peuvent être soit réparties de façon équivalente sur le primaire et secondaire, soit ramenées totalement du côté primaire ou secondaire, en tenant compte bien sûr du facteur de transformation, c'est à dire du rapport L_s/L_p .

Il reste les pertes fer $E_{RLs//c}$ dans $R_{Ls//c}$ durant t_2 , que nous évaluerons dans le paragraphe V.3.3.3. Nous obtenons alors le bilan énergétique suivant :

$$E_{pc} - E_{FermetureK1c} - E_{RLp//c} = E_{sc} + E_{Capacit2} + E_{RLs//c}$$

Avec E_{sc} , l'énergie transférée au circuit secondaire simplifié de la Figure 87, telle que :

$$E_{sc} = \frac{1}{2}(L_s + L_{sf})I_{scmax}^2$$

En développant E_{pc} , nous pouvons facilement exprimer I_{pcmax} en fonction de I_{scmax} ou inversement. En imposant par exemple l'énergie injectée dans la capacité variable, nous nous imposons la tension V_{ct2} en fin de charge pour une capacité C_{max} donnée. Et grâce aux équations du paragraphe V.3.3.3, nous pourrions déterminer la valeur de I_{scmax} permettant d'avoir cette tension V_{ct2} en fin de charge. Nous disposons alors de tous les paramètres nécessaires pour évaluer l'évolution des tensions et courants ainsi que les différentes pertes au moment de la charge pour une énergie injectée donnée.

V.3.3.3 Décharge du secondaire pendant t_2

De la même manière que sur la période t_1 , nous allons étudier les formes d'onde des tensions et courants sur un schéma simplifié tel que représenté sur la Figure 87. Les autres éléments parasites du schéma global ayant été pris en compte, en terme énergétique, lors de la transition t_1/t_2 .

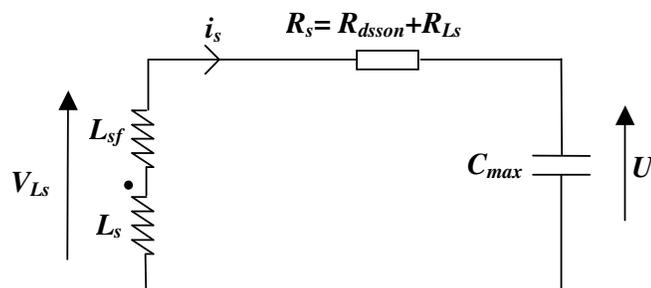


Figure 87 : Schéma simplifié pour la charge côté secondaire

L'expression du courant se déduit d'une équation différentielle du second ordre avec comme conditions initiales un courant égal à I_{scmax} et une tension égale à la chute de tension aux bornes de R_s . Nous considérons qu'avant la charge, la capacité variable est totalement vide, c'est-à-dire que sa tension est nulle. En réalité, pour pouvoir faire la détection, il y aura toujours une charge résiduelle stockée dans celle-ci, mais nous considérerons son influence comme négligeable sur la valeur des pertes lors de la charge, en effet son énergie est négligeable par rapport à l'énergie apportée lors de la charge. Cela ne nous empêche pas toutefois de considérer qu'en fin de charge nous aurons l'énergie injectée complétée de l'énergie de la charge résiduelle.

Pour déterminer le comportement de i_s , le système à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} (L_s + L_{sf}) \frac{di_s(t)}{dt} + R_s i_s(t) + \frac{1}{C_{max}} \int i_s(t) dt = 0 \\ i_s(0) = I_{smax} \\ (L_s + L_{sf}) \frac{di_s(0)}{dt} = -R_s I_{smax} \end{cases}$$

Ce qui donne :

$$i_s(t) = e^{\frac{-R_s}{2(L_s + L_{sf})}t} \left[I_{smax} \cos \left(\frac{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}}{2C_{max}(L_s + L_{sf})} t \right) - \frac{C_{max} R_s I_{smax}}{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}} \sin \left(\frac{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}}{2C_{max}(L_s + L_{sf})} t \right) \right]$$

Nous pouvons alors en déduire l'expression de la tension U aux bornes de la capacité variable :

$$U(t) = \frac{1}{C_{max}} \int_0^t i_s(t) dt = \frac{2I_{smax}(L_s + L_{sf})}{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}} e^{\frac{-R_s}{2(L_s + L_{sf})}t} \sin \left(\frac{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}}{2C_{max}(L_s + L_{sf})} t \right)$$

Le temps t_2 de fermeture du transistor K_s correspond au temps que met i_s pour passer de I_{smax} à 0 A, nous l'obtenons en résolvant $i_s(t_2)=0$, et nous obtenons :

$$t_2 = \frac{2C_{max}(L_s + L_{sf})}{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}} \text{Arcos} \left(\frac{R_s}{2} \sqrt{\frac{C_{max}}{L_s + L_{sf}}} \right)$$

En fin de charge nous obtenons aux bornes de la capacité variable la tension que nous appelons V_{ct2} et qui s'exprime de la façon suivante :

$$V_{ct2} = U(t_2) = I_{smax} \sqrt{\frac{L_s + L_{sf}}{C}} e^{-\frac{R_s C_{max} \text{Arcos} \left(\frac{R_s}{2} \sqrt{\frac{C_{max}}{L_s + L_{sf}}} \right)}{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}}}$$

Si nous souhaitons, par exemple, fixer l'énergie $E_c = \frac{1}{2} C_{max} V_{ct2}^2$ à injecter, nous pouvons alors exprimer le courant de départ I_{smax} permettant d'avoir cette énergie en fin de charge :

$$V_{ct2} = \sqrt{\frac{2E_c}{C_{max}}} \Rightarrow I_{smax} = \sqrt{\frac{2E_c}{L_s + L_{sf}}} e^{\frac{R_s C_{max} \text{Arcos} \left(\frac{R_s}{2} \sqrt{\frac{C_{max}}{L_s + L_{sf}}} \right)}{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}}}$$

Il ne nous reste plus qu'à exprimer les pertes fer $E_{RLs//}$ dissipées dans $R_{Ls//}$ pendant t_2 , ce qui nous permettra de finaliser le bilan énergétique du paragraphe V.3.3.2. Pour exprimer ces pertes fer, il faut tout d'abord exprimer la tension V_{Lsc} aux bornes du bobinage secondaire L_s :

$$V_{Ls} = (L_s + L_{sf}) \frac{dI_s}{dt}$$

$$= -I_{smax} e^{\frac{-R_s t}{2(L_s + L_{sf})}} \left(R_s \cos \left(\frac{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}{2C_{max}(L_s + L_{sf})} t \right) + \frac{2(L_s + L_{sf}) - C_{max} R_s^2}{\sqrt{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}} \sin \left(\frac{4C_{max}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{max}^2}{2C_{max}(L_s + L_{sf})} t \right) \right)$$

Nous pouvons alors calculer les pertes fer de la façon suivante :

$$E_{RLs//c} = \frac{1}{R_{Ls//}} \int_0^{t_2} V_{Ls}^2(t) dt$$

Il en existe une solution analytique, mais nous ne la développerons pas ici car son expression est un peu longue.

Nous disposons donc maintenant de toutes les informations nécessaires à l'évaluation du bilan de puissance au niveau de la transition t_1/t_2 nous permettant de faire le lien entre I_{pmax} et I_{smax} . Les pertes totales au niveau de la charge sont la différence entre l'énergie consommée $E_{consocharge}$ définie au paragraphe V.3.3.1 et l'énergie réellement injectée dans la capacité variable E_c . Maintenant que nous avons toutes les données nécessaires pour déterminer les formes d'ondes des courants et tensions, nous pouvons facilement décomposer les pertes pour chaque élément parasite afin d'identifier et d'essayer de réduire les pertes prépondérantes.

Nous allons maintenant nous intéresser à ce qu'il se passe entre t_2 et t_3 , c'est-à-dire pendant que la capacité variable passe de sa valeur maximale à sa valeur minimale.

V.3.3.4 Entre t_2 et t_3

Pendant environ la demi-période mécanique séparant t_2 de t_3 , nous avons une diminution de la capacité variable qui peut durer plusieurs dizaines de millisecondes, durée très importante par rapport au temps de charge de quelques microsecondes. Pendant cette durée, nous ne pouvons plus négliger les pertes dues aux courants de fuite du transistor secondaire à l'état ouvert. Voici le schéma équivalent du circuit durant cette phase :

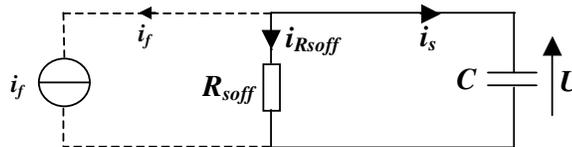


Figure 88 : Schéma simplifié pour la période située entre t_2 et t_3

Pendant l'augmentation de la capacité variable, la résistance de fuite R_{soff} est principalement constituée de la résistance à l'état ouvert R_{dsoff} du transistor secondaire, ceci étant particulièrement vrai pour la structure en tungstène. Mais dans le cas contraire, il est facile d'intégrer dans celle-ci d'autres résistances de fuite, telle que celle placée entre le primaire et le

secondaire du transformateur inductif R_{Lps} ou encore une résistance de fuite qui serait liée à la structure électrostatique elle-même. Nous pouvons par ailleurs ajouter un courant de fuite constant i_f dans le cas où le transistor secondaire se comporterait en partie comme une source de courant.

Pour déterminer la tension U aux bornes de la capacité variable, le système à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{dQ(t)}{dt} + \frac{U(t)}{R_{soff}} + i_f = 0 \\ U(0) = V_{ct2} \end{cases}$$

Ce qui donne si le courant i_f est nul :

$$U(t) = V_{ct2} e^{-\int_0^t \frac{1+R_{soff} \frac{dC(t)}{dt}}{R_{soff} C(t)} dt}$$

Pour obtenir le courant $i_s(t)$, il suffit de diviser cette tension par $-R_{soff}$ et de soustraire éventuellement le courant de fuite i_f . Quant à l'évaluation des pertes pendant cette période, nous allons utiliser deux approches :

- La première consiste à considérer un déplacement relatif de type sinusoïdal. Elle permet d'évaluer rapidement les performances du système en fonction de la fréquence et de l'amplitude du déplacement relatif.
- La deuxième consiste à évaluer le déplacement relatif, et donc la variation de capacité, à partir d'une accélération temporelle mesurée dans un environnement donné. Elle permet d'être plus proche de la réalité et met en jeu l'interaction mécanique/électrique dont l'effet est loin d'être négligeable au niveau de la forme du déplacement relatif.

Cas d'un déplacement relatif de type sinusoïdal

Si nous considérons que le déplacement relatif est sinusoïdal, de fréquence f_{mec} et d'amplitude telle que le maximum correspond à la capacité C_{max} , et que la position centrale correspond au minimum de capacité C_{min} , alors la valeur temporelle $C_{CmaxCmin}(t)$ de la capacité variable peut s'exprimer de la façon suivante :

$$C_{CmaxCmin}(t) = \frac{C_{min}}{1 + \frac{C_{min} - C_{max}}{C_{max}} \cos^2(2\pi f_{mec} t)}$$

A partir de cette évolution temporelle de la capacité variable et en considérant que le courant de fuite i_f est nul devant le courant circulant dans R_{soff} , nous obtenons pour la tension U l'expression suivante :

$$U(t) = V_{ct2} \frac{C_{max} + C_{min} + (C_{min} - C_{max}) \cos(4\pi f_{mec} t)}{2C_{min}} e^{-\frac{(C_{max} - C_{min}) \sin(4\pi f_{mec} t) - 4\pi f_{mec} (C_{max} + C_{min}) t}{8R_{soff} C_{min} C_{max} \pi f_{mec}}}$$

Nous en déduisons alors le courant $i_s(t)$, en divisant cette tension par $-R_{soff}$.

Pour obtenir l'énergie E_{Rsoff} dissipée entre t_2 et t_3 , c'est à dire sur $1/4 T_{mec}$, il suffit d'intégrer la puissance instantanée de 0 à $1/(4f_{mec})$, c'est à dire :

$$E_{Rsoff} = \int_0^{\frac{1}{4f_{mec}}} \frac{U^2(t)}{R_{soff}} dt$$

Cas d'une excitation mesurée dans un environnement donné

Pour évaluer le comportement de l'ensemble à partir d'une excitation expérimentale, nous sommes bien sûr obligés d'utiliser une méthode numérique. Mais, contrairement à une simulation de type Pspice, nous pouvons faire cette simulation avec un schéma électrique extrêmement simplifié, ce qui nous permet de simuler le système complet avec un temps de calcul limité. En effet, en découplant la charge et la décharge du reste du fonctionnement, nous allégeons fortement la complexité du système tout en gardant une très bonne précision sur l'évaluation du comportement global et sur l'évaluation du bilan de puissance. Le temps de calcul sera bien sûr ici supérieur au temps de calcul purement analytique précédent qui supposait une certaine forme pour le déplacement relatif, mais cette simulation permettra de mettre en évidence l'interaction mécanique/électrique et de tenir compte du caractère plus ou moins aléatoire du mouvement mécanique.

La méthode numérique choisie pour résoudre le système est la méthode de **Runge-Kutta** (cf. ANNEXE 5). En choisissant le pas de calcul égal ou multiple du pas d'échantillonnage de l'accélération temporelle mesurée, nous pouvons évaluer assez facilement le déplacement relatif, la valeur temporelle de la capacité variable et l'évolution de la tension à ces bornes, un peu de la même manière que dans la partie III.5. Toutefois, ici le problème à résoudre est différent; en effet la charge injectée n'est pas la même d'un cycle à l'autre et pendant la variation de capacité nous devons prendre en compte les pertes résistives. Enfin, la charge est récupérée au travers d'un circuit qui présente des pertes.

Le système à résoudre numériquement est le suivant :

$$mz'' + b_m z' - k_e(t)z + k_b(|z| - \Delta_b) \text{Sign}(z) \text{H}(|z| - \Delta_b) \text{H}(zz') + kz = -ma(t)$$

(avec **H** représentant la fonction échelon)

Contrairement à la partie III.5, k_e n'est pas considéré constant entre t_2 et t_3 . Il va en fait dépendre de l'évolution de la charge Q stockée sur la capacité variable durant cette période. Nous prenons pour valeur initiale de Q la charge injectée notée Q_c , puis nous estimerons l'évolution de celle-ci au cours du déplacement mécanique. Nous pouvons exprimer la raideur électrostatique temporelle $k_e(t)$ de la façon suivante :

$$k_e(t) = \frac{Q^2(t)}{2\epsilon_0 \Delta S} \quad \text{avec} \quad Q(t) = Q_c + \int_0^t i_s(t) dt$$

Sachant que :

$$\left| \begin{array}{l} Q_c = C_{max} V_{ct2} = \frac{2E_c}{V_{ct2}} \\ i_s(t) = \frac{-Q(t)}{R_{soff} C(t)} - i_f \quad \text{avec} \quad C(t) = \frac{2\epsilon_0 S \Delta}{\Delta^2 - z(t)^2} \end{array} \right.$$

Les expressions de $k_e(t)$ et de $C(t)$ ont été données dans la partie III.4.6 , elles dépendent bien sûr du déplacement relatif z . Il s'agit donc dans un premier temps de résoudre $z(t)$ et $z'(t)$, puis d'en déduire l'évolution de la capacité, de sa tension, de sa charge, ainsi que son gain d'énergie potentielle électrique.

$$\text{Soit} \quad \begin{cases} X = z \\ Y = z' \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} X' = z' \\ Y' = z'' \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} X' = Y \\ Y' = -\frac{1}{m}(b_m Y - k_e(t)X + k_b(|X| - \Delta_b) \text{Sign}[X] U[|X| - \Delta_b] U[XY] + kX + m A_t(t)) \end{cases}$$

Le calcul de la charge $Q(t)$ nécessaire à l'évaluation de $k_e(t)$ se fait en parallèle au calcul de X et Y , c'est à dire de z et z' , mais nous ne l'avons pas intégré directement dans les fonctions f et g de Runge-Kutta présentées à l'ANNEXE 5, car ceci est trop coûteux en temps de calcul. Nous évaluons donc l'évolution de la charge Q à partir des valeurs z et z' calculées à l'échantillon précédent. Sachant que l'évolution de la charge Q est lente (constante en théorie) par rapport à celle de z , le fait de calculer celle-ci à partir de l'échantillon précédent modifie très peu la précision du résultat final et permet de gagner un facteur supérieur à 10 en temps de calcul.

Maintenant que nous avons traité la charge et la transduction mécanique/électrique entre t_2 et t_3 , nous allons traiter la décharge en commençant par le transfert d'énergie de la capacité variable vers le circuit magnétique.

V.3.3.5 Charge du secondaire pendant t_3

Lorsque nous arrivons en t_3 , la capacité variable est minimale (C_{min}) et sa tension est maximale et vaut V_{c0} , (cf. Figure 79). Nous disposons alors, aux bornes de celle-ci, de l'énergie que nous lui avons injectée lors de la charge, complétée de l'énergie mécanique absorbée entre t_2 et t_3 . Il ne nous reste donc plus qu'à transférer cette énergie vers l'unité de stockage en passant par le circuit magnétique.

Pendant t_3 , nous allons commencer par transférer cette énergie vers le circuit magnétique en fermant K_s . Le schéma simplifié du circuit électrique durant cette période est le suivant :

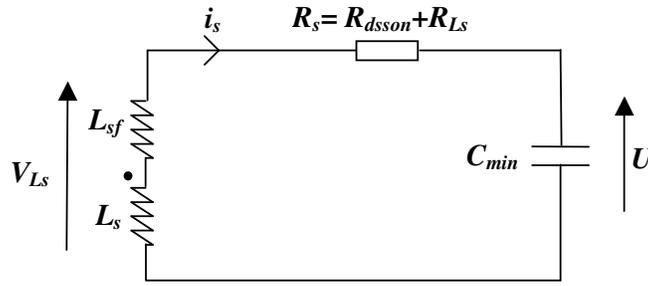


Figure 89 : Schéma simplifié pour la décharge côté secondaire

L'expression du courant se déduit d'une équation différentielle du second ordre avec comme conditions initiales un courant nul et une tension égale à V_{c0} . Le système d'équation est le suivant :

$$\begin{cases} (L_s + L_{sf}) C_{min} \frac{d^2 i_s(t)}{dt^2} + R_s C_{min} \frac{d i_s(t)}{dt} + i_s(t) = 0 \\ i_s(0) = 0 \\ (L_s + L_{sf}) \frac{d i_s(0)}{dt} = V_{c0} \end{cases}$$

Ce qui donne :

$$i_s(t) = -\frac{2C_{min}V_{c0}e^{-\frac{R_s}{2(L_s+L_{sf})}t}}{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}} \operatorname{Sin}\left(\frac{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}}{2C_{min}(L_s+L_{sf})}t\right)$$

Quant à la tension U aux bornes de la capacité variable nous pouvons l'obtenir en intégrant le courant $i_s(t)$ et en prenant pour valeur initiale V_{c0} , ce qui donne :

$$U(t) = e^{-\frac{R_s}{2(L_s+L_{sf})}t} \left(V_{c0} \operatorname{Cos}\left(\frac{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}}{2C_{min}(L_s+L_{sf})}t\right) + \frac{R_s C_{min} V_{c0}}{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}} \operatorname{Sin}\left(\frac{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}}{2C_{min}(L_s+L_{sf})}t\right) \right)$$

La tension aux bornes du secondaire du circuit magnétique s'obtient en faisant la dérivée du courant $i(t)$ et en multipliant par l'inductance secondaire L_s+L_{sf} :

$$V_{Ls} = V_{c0} e^{-\frac{R_s}{2(L_s+L_{sf})}t} \left(\operatorname{Cos}\left(\frac{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}}{2C_{min}(L_s+L_{sf})}t\right) - \frac{C_{min}R_s}{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}} \operatorname{Sin}\left(\frac{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}}{2C_{min}(L_s+L_{sf})}t\right) \right)$$

Le temps t_3 correspond au temps au bout duquel la tension $U(t)$ s'annule, son expression est la suivante :

$$U(t_3) = 0 \Rightarrow t_3 = \frac{2C_{min}(L_s+L_{sf})}{\sqrt{4C_{min}(L_s+L_{sf})-R_s^2C_{min}^2}} \operatorname{Arcos}\left(-\frac{R_s}{2} \sqrt{\frac{C_{min}}{L_s+L_{sf}}}\right)$$

En t_3 nous atteignons alors la valeur maximale I_{sdmax} du courant i_s qui s'exprime de la façon suivante :

$$I_{sdmax} = i_s(t_3) = -V_{c0} \sqrt{\frac{C_{min}}{L_s + L_{sf}}} e^{-\frac{R_s C_{min} \text{Arcos}\left(-\frac{R_s}{2} \sqrt{\frac{C_{min}}{L_s + L_{sf}}}\right)}{\sqrt{4C_{min}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{min}^2}}}$$

Quant aux pertes fer $E_{RLs//d}$ dissipées dans $R_{Ls//}$ durant t_3 , nous obtenons :

$$E_{RLs//d} = \int_0^{t_3} \frac{V_{Ls}^2(t)}{R_{Ls//}} dt = \frac{V_{c0}^2}{2R_{Ls//} R_s} \left(L_s + L_{sf} - \left(L_s + L_{sf} + C_{min} R_s^2 \right) e^{-\frac{2R_s C_{min} \text{Arcos}\left(-\frac{R_s}{2} \sqrt{\frac{C_{min}}{L_s + L_{sf}}}\right)}{\sqrt{4C_{min}(L_s + L_{sf}) - R_s^2 C_{min}^2}}}\right)$$

Comme nous l'avons précisé dans la partie V.2, pour que le principe de notre détection fonctionne, il faut qu'il y ait toujours une charge résiduelle stockée dans la capacité variable. Pour s'en assurer, il suffit de faire une décharge incomplète de la capacité variable à chaque cycle en choisissant un temps t_3 de fermeture de K_s inférieur au temps d'annulation de la tension U . Nous pouvons par exemple prendre un temps t_3 égal à 95% du temps t_3 calculé précédemment. Si nous considérons que C_{min} correspond au passage à la position centrale de la capacité variable, alors sa valeur est la même d'un cycle à l'autre et par conséquent t_3 est aussi le même d'un cycle à l'autre, ce qui facilite grandement sa mise en œuvre.

Après avoir fait la charge du circuit magnétique par l'énergie $E_{sd} = 1/2 L_s I_{sdmax}^2$, nous nous intéressons à la transition t_3/t_4 avant de traiter la décharge à travers le circuit primaire.

V.3.3.6 A la transition t_3/t_4

Lors de la transition t_3/t_4 , comme lors de la transition t_1/t_2 , nous intégrons toutes les pertes qui ne sont prises en compte ni pendant t_3 , ni pendant t_4 . Ces pertes sont :

- Les pertes capacitatives $E_{Capat3t4}$ dissipées pendant t_2 et t_3 lors de la fermeture des interrupteurs.
- Les pertes fer $E_{RLp//d}$ et $E_{RLs//d}$ dissipées respectivement dans $R_{Lp//}$ et $R_{Ls//}$.

Après analyse de la Figure 79, les pertes capacitatives $E_{Capat3t4}$ peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$E_{Capat3t4} = \left(C_{Lp} + (C_{Ks} + C_{Ls}) \frac{L_s}{L_p} \right) E^2 + \left(C_{Ks} + C_{Ls} + C_{Lp} \frac{L_s}{L_p} \right) V_{c0}^2 + C_{Kp} \left(E + V_{c0} \sqrt{\frac{L_p}{L_s}} \right)^2$$

En ce qui concerne les pertes fer $E_{RLs//d}$ dissipées dans $R_{Ls//}$, elles ont été évaluées dans le paragraphe V.3.3.5 précédent et quant aux pertes fer $E_{RLp//d}$ dissipées dans $R_{Lp//}$, elles seront évaluées dans le paragraphe V.3.3.7.

Si nous notons $E_{pd} = \frac{1}{2}(L_s + L_{sf})I_{pdmax}^2$ l'énergie transférée vers le circuit primaire simplifié, nous pouvons alors écrire le bilan de puissance suivant :

$$E_{pd} = E_{sd} - E_{C\text{apat}_{3t_4}} - E_{RLs//d} - E_{RLp//d}$$

Ensuite, à partir de ce bilan de puissance et en développant E_{pd} et E_{sd} , nous pouvons exprimer le courant primaire maximal I_{pdmax} en fonction du courant secondaire maximal I_{sdmax} . Le courant I_{pdmax} étant le courant initial circulant dans le circuit primaire lors du passage de K_s fermé à K_p fermé, il va initier la décharge du circuit magnétique vers l'unité de stockage.

V.3.3.7 Décharge du primaire pendant t_4

Durant t_4 , l'énergie E_{pd} , stockée dans le circuit magnétique, est transférée vers l'unité de stockage au travers du circuit primaire simplifié suivant :

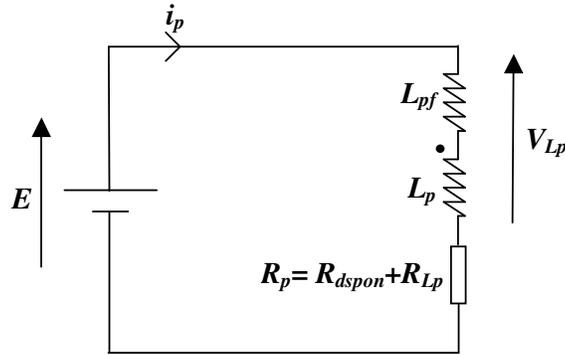


Figure 90 : Schéma simplifié pour la décharge côté primaire

Connaissant la valeur initiale I_{pdmax} du courant i_p nous pouvons en déduire assez facilement son expression temporelle :

$$\begin{cases} (L_p + L_{pf}) \frac{di_p}{dt} + R_p i_p - E = 0 \\ i_p(0) = I_{pdmax} \end{cases} \Rightarrow i_p(t) = \frac{E}{R_p} + \frac{R_p I_{pdmax} - E}{R_p} e^{-\frac{R_p}{L_p + L_{pf}} t}$$

A partir de ce courant, nous pouvons facilement en déduire la tension V_{Lp} aux bornes de l'enroulement primaire :

$$V_{Lp} = (L_p + L_{pf}) \frac{di_p}{dt} = (E - I_{pdmax} R_p) e^{-\frac{R_p}{L_p + L_{pf}} t}$$

Nous pouvons alors en déduire les pertes fer $E_{RLp//d}$ dissipées dans $R_{Lp//d}$ durant t_4 :

$$E_{RLp//d} = \int_0^{t_4} \frac{V_{Lp}^2(t)}{R_{Lp//}} dt = \frac{L_p + L_{pf}}{2R_{Lp//} R_p} (E - I_{pdmax} R_p)^2 \left(1 - e^{-\frac{2R_p t_4}{L_p + L_{pf}}} \right)$$

Avec t_4 le temps de décharge que nous pouvons exprimer de la façon suivante :

$$i_p(t_4) = 0 \Rightarrow t_4 = \frac{L_p + L_{pf}}{R_p} \text{Ln} \left(1 - \frac{R_p}{E} I_{pdmax} \right)$$

Ce temps de décharge dépend du courant I_{pdmax} et donc de l'énergie à décharger, mais nous savons qu'il y a un temps minimal de décharge puisqu'il y a au minimum l'énergie injectée à décharger. Pendant ce temps minimal, nous fermons volontairement l'interrupteur K_p , puis, s'il reste de l'énergie à évacuer, la diode inverse du transistor K_p prend le relais et se bloque naturellement en fin de décharge.

L'énergie E_{Rpd} dissipée dans R_p lors de la décharge s'obtient en intégrant la puissance dissipée instantanée sur t_4 , c'est-à-dire :

$$E_{Rpd} = \int_0^{t_4} R_p i_p^2(t) dt = \frac{L_p + L_{pf}}{2R_p^2} \left(I_{pmaxd} R_p (2E + I_{pmaxd} R_p) + 2E^2 \text{Ln} \left(1 - \frac{I_{pmaxd} R_p}{E} \right) \right)$$

L'énergie retournée $E_{retournée}$ en fin de décharge, correspond à l'intégrale sur t_4 de la puissance instantanée récupérée par l'unité de stockage E , c'est à dire :

$$E_{retournée} = \int_0^{t_4} -E i_p(t) dt = -\frac{E(L_p + L_{pf})}{R_p^2} \left(I_{pdmax} R_p + E \text{Ln} \left(1 - \frac{I_{pdmax} R_p}{E} \right) \right)$$

Pour calculer le bilan énergétique E_r sur un cycle, il suffit de faire la différence entre l'énergie retournée et l'énergie consommée lors de la charge, c'est à dire :

$$E_r = E_{retournée} - E_{consocharge}$$

(avec $E_{consocharge}$ défini dans le paragraphe V.3.3.1)

Ce bilan tient bien sûr compte de toutes les pertes et peut être établi presque instantanément si nous avons un déplacement relatif de type sinusoïdal, c'est à dire si nous connaissons la forme du déplacement relatif et son amplitude. Les différents temps t_1 , t_2 , t_3 et t_4 pouvant être directement exprimés en fonction de V_{ct2} ou V_{c0} , ils s'adaptent automatiquement au problème contrairement à une simulation de type Pspice où il faudrait les recalculer à chaque variation de paramètre.

V.3.3.8 Entre t_4 et t_1

Durant cette période, soit nous considérons que nous n'avons pas de charge stockée sur la capacité variable, comme dans le cas du fonctionnement théorique, soit que nous avons une charge résiduelle permettant de faire fonctionner notre circuit de détection. La première possibilité permet de comparer les structures entre elles pour des charges/décharges complètes, la deuxième de tenir compte des pertes liées à la charge résiduelle nécessaire à la détection.

Si nous considérons qu'il n'y a pas de charges résiduelles, nous avons la tension U aux bornes de la capacité variable nulle ainsi que les courants primaire et secondaire (i_p et i_s). Le système de conversion est au repos.

Si par contre nous avons une charge résiduelle stockée, nous aurons un comportement similaire entre la période t_4 à t_1 et la période t_2 à t_3 , la seule différence étant que l'amplitude des signaux $Q(t)$ et $U(t)$ sera plus faible et que la capacité augmentera au lieu de diminuer. Nous allons donc de la même manière considérer deux cas de figures : le premier où nous considérons un déplacement relatif de forme sinusoïdale et le deuxième où il dépend d'un spectre d'accélération mesuré.

Cas d'un déplacement relatif de type sinusoïdal

Par rapport au paragraphe V.3.3.4, nous avons, au niveau du déplacement relatif, un déphasage de $\pi/2$, en effet, alors que tout à l'heure nous nous rapprochions de la position de repos, cette fois-ci nous nous en éloignons. Nous partons de la valeur minimale C_{min} de la capacité pour atteindre une valeur maximale C_{max} avec un déplacement relatif sinusoïdal qui impose une évolution $C_{CminCmax}(t)$ de la capacité C de la forme :

$$C_{CminCmax}(t) = \frac{C_{min}}{1 + \frac{C_{min} - C_{max}}{C_{max}} \text{Sin}^2(2\pi f_{mec}t)}$$

Si nous prenons le même modèle qu'en V.3.3.4 au niveau du courant de fuite à travers R_{soff} , nous obtenons alors l'évolution de la tension U suivante :

$$U = V_{ct3} \frac{C_{max} + C_{min} + (C_{min} - C_{max}) \text{Sin}(4\pi f_{mec}t)}{2C_{min}} e^{\frac{(C_{max} - C_{min}) \text{Cos}(4\pi f_{mec}t) - 4\pi f_{mec} (C_{max} + C_{min}) t}{8R_{soff} C_{min} C_{max} \pi f_{mec}}}$$

La tension V_{ct3} représente la tension résiduelle que nous avons volontairement laissée en fin de décharge, c'est à dire après t_3 , aux bornes de la capacité variable. C'est donc le produit $V_{ct3} \cdot C_{min}$ qui définit la charge résiduelle initiale, charge qui va diminuer au cours du temps à cause du courant de fuite dans R_{soff} . Cette charge étant faible par rapport à la charge de fonctionnement, les fuites durant cette période peuvent être négligées, sauf si nous restons longtemps dans cet état (cas de vibrations passagères).

Cas d'une excitation mesurée dans un environnement donné

Si nous souhaitons évaluer le comportement du système face à une excitation mesurée, il faut, comme dans le paragraphe V.3.3.4, procéder par calcul numérique. L'équation différentielle à résoudre reste la même, la seule différence étant la valeur de la charge initiale. L'effet de la butée, qui n'était pas utile en V.3.3.4 et qui peut l'être ici, avait déjà été pris en compte au travers du coefficient k_b .

En réalité, nous appliquons continûment la méthode de Runge-Kutta avec une réévaluation de la charge stockée tenant compte de l'accélération mesurée et de chaque transfert d'énergie. C'est à dire que chaque fois que nous rencontrons un extremum de capacité, nous considérons une charge ou une décharge de celle-ci avec pour valeur initiale la tension calculée au pas précédent. Nous calculons alors la charge totale qui résulte de cette charge ou décharge et nous l'utilisons comme valeur initiale pour la suite du calcul jusqu'au prochain extremum.

Nous disposons donc maintenant d'un modèle analytique complet du circuit électrique de charge et de décharge. Pour pouvoir l'appliquer, il faut tout d'abord avoir une idée des composants électriques que nous allons utiliser. C'est pourquoi nous nous proposons d'étudier

dans un premier temps les caractéristiques essentielles que doivent avoir ces composants avant de passer à la simulation.

V.3.4 Choix et/ou stratégie de réalisation des composants

V.3.4.1 Les transistors

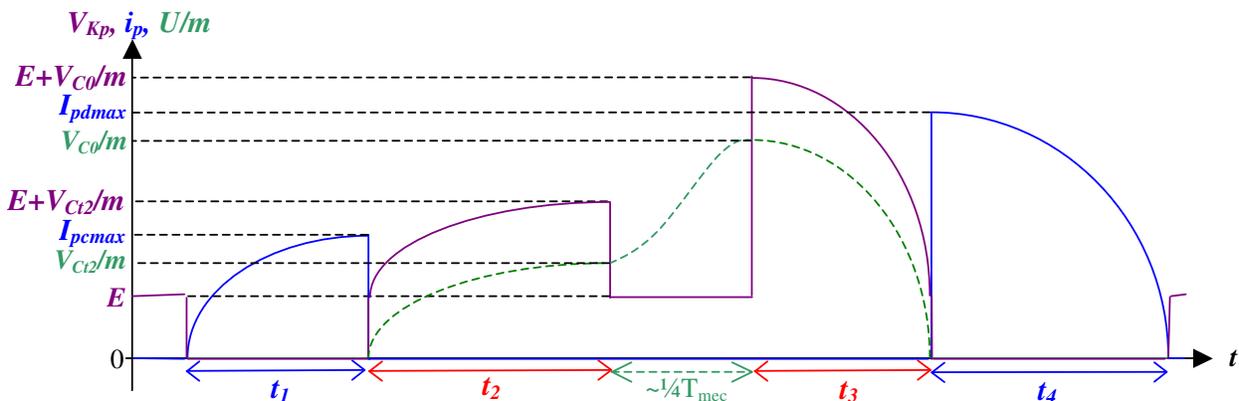
La partie électronique de puissance du système contient deux transistors dont le choix est stratégique car il peut influencer de façon importante les performances du système global. Les caractéristiques habituelles recherchées pour ce type de composant sont la vitesse de commutation et le courant maximal supportable, souvent limités par l'échauffement thermique. Ici les critères de sélection sont différents : il s'agit notamment d'avoir des capacités parasites faibles surtout côté secondaire, une résistance série minimale et une impédance à l'état ouvert presque infinie. Par contre, il n'y a aucun risque d'échauffement puisque les interrupteurs ne fonctionnent qu'au moment de la charge ou de la décharge qui ne dure que quelques microsecondes par rapport à la période mécanique de plusieurs millisecondes.

Sachant que les transistors primaires et secondaires ne sont pas soumis aux mêmes contraintes, nous allons présenter leurs spécificités :

Le transistor primaire K_p

Grâce au transformateur inductif, le transistor primaire est soumis à des tensions beaucoup plus faibles que celles présentes aux bornes de la capacité variable. Toutefois ce transistor doit supporter des tensions supérieures à celle de l'unité de stockage E , comme nous pouvons l'observer sur la Figure 91. Un rapport de transformation très élevé, par exemple très supérieur à la tension maximale possible au secondaire divisée par la tension aux bornes de l'unité de stockage ($\gg V_{c0max}/E$), permet d'avoir une tension au primaire très proche de E . Toutefois lorsque nous fermons le circuit primaire, nous générons au secondaire des tensions très élevées, à l'origine de pertes capacitatives importantes. Il est donc, au niveau des pertes capacitatives, préférable d'avoir un rapport de transformation un peu moins élevé quitte à avoir une tension aux bornes du transistor primaire qui dépasse d'une à trois fois la tension E (à moins que la technologie de réalisation ne nous l'interdise).

Voici l'évolution des tensions et courants au niveau du transistor primaire :



Au niveau des pertes, un des meilleurs compromis est d'avoir un rapport de transformation permettant d'avoir t_1 proche de t_3 comme présenté dans le paragraphe

dimensionnement rapide V.3.2.4, ce qui conduit à une tension maximale au niveau de K_p proche de $2E$, la tension $2E$ restant faible par rapport aux tensions présentes côté secondaire.

Les contraintes fortes au niveau du transistor primaire sont donc principalement le courant maximal que celui-ci devra supporter (de l'ordre de quelques ampères pendant quelques microsecondes pour la structure en tungstène). La tension faible et le courant important rendent les pertes résistives prépondérantes si la résistance à l'état passant n'est pas choisie suffisamment faible. Comme les capacités parasites augmentent en même temps que la résistance à l'état passant diminue, un des meilleurs compromis que nous ayons trouvé consiste à réduire les pertes résistives au même niveau que les pertes capacitives.

Le transistor secondaire K_s

Le transistor secondaire est lui soumis à quelques centaines de Volts, qu'il s'agisse de la structure en tungstène ou en silicium. Quant au courant, il est faible par rapport au courant primaire, en effet son maximum est égal à celui du courant primaire divisé par le rapport de transformation. Cette haute tension et ce faible courant rendent les pertes capacitives prépondérantes.

Voici l'évolution des tensions et courants au niveau du transistor secondaire :

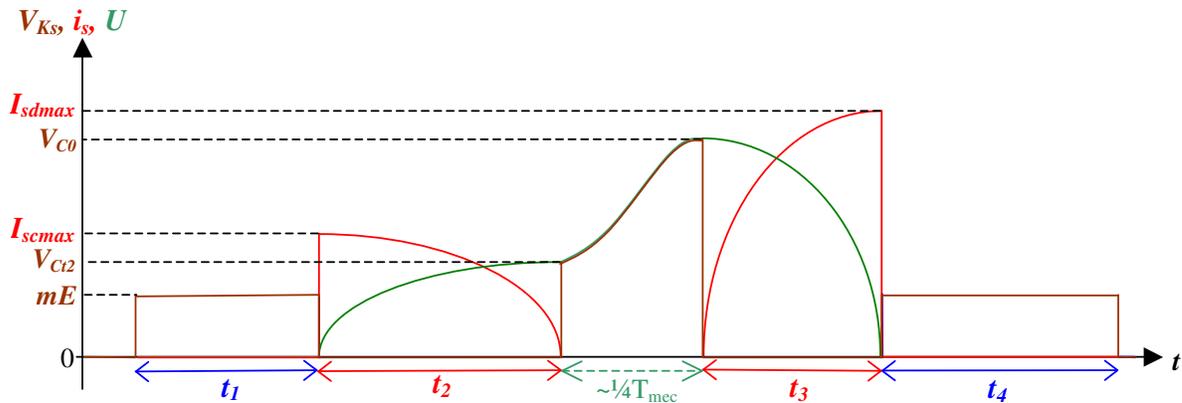


Figure 92 : Tension et courant aux bornes du transistor secondaire

Au niveau technologique, pour pouvoir supporter des tensions importantes, il faut des épaisseurs de grille importantes, ce qui va dans le bon sens puisque nous diminuons en même temps les capacités parasites. Cependant pour une surface de transistor donnée, il s'ensuit une augmentation de la résistance à l'état passant. Pour compenser cette augmentation de résistivité, il faut augmenter la surface du transistor et donc la capacité parasite. Un des meilleurs compromis que nous ayons trouvé pour ce transistor, de la même manière que pour le transistor primaire, c'est d'avoir des pertes capacitives du même ordre que les pertes résistives.

V.3.4.2 Le transformateur inductif

Nous entendons par transformateur inductif, un transformateur classique dont le matériau magnétique, support des différents enroulements est capable de stocker de l'énergie sous forme magnétique. Nous allons tout d'abord choisir et dimensionner le matériau magnétique qui nous paraît le plus adapté à notre application, ensuite nous étudierons la façon dont nous pouvons réaliser les bobinages primaire et secondaire afin de minimiser les pertes capacitives et inductives.

Choix du matériau magnétique

La fonction du matériau magnétique est de pouvoir stocker l'énergie électrique à injecter ou à retirer de la capacité variable. Il doit être dimensionné de manière à pouvoir stocker l'énergie maximale à transférer, qui correspond à l'énergie de décharge lorsque la variation de capacité est maximale. Nous appelons E_u cette énergie maximale à transférer, celle-ci peut s'exprimer de la façon suivante :

$$E_u = \frac{1}{2} C_{min} U_{max}^2 = E_c \frac{C_{I_{max}}}{C_{min}}$$

avec $C_{I_{max}}$ la capacité correspondant au déplacement relatif maximal

Les deux critères principaux d'optimisation du circuit magnétique sont le rendement et l'encombrement. Si nous souhaitons stocker toute cette énergie E_u directement dans le matériau magnétique, c'est-à-dire dans un circuit magnétique sans entrefer, le volume V_u de matériau magnétique utile peut alors s'exprimer de la façon suivante :

$$V_u = \frac{2\mu_0\mu_a E_u}{B_{max}^2}$$

avec μ_a sa perméabilité relative et B_{max} son induction maximale à la fréquence de fonctionnement f_{max} considérée (cf. V.3.2.4). Pour minimiser le volume du matériau, il faut donc que sa perméabilité relative soit la plus faible possible, c'est-à-dire choisir un matériau dit à entrefer réparti. Quant aux pertes, il faut que le produit pertes volumiques par le volume utile soit le plus petit possible pour une énergie E_u et un champ maximal B_{max} donnés.

Enfin, il est possible d'utiliser un circuit magnétique avec entrefer, auquel cas l'énergie magnétique se trouve presque entièrement stockée dans le volume d'entrefer, ce qui permet de minimiser le volume et/ou d'avoir un matériau de perméabilité plus élevée. En contre-partie, nous risquons d'avoir des fuites magnétiques plus importantes.

Pour avoir une idée du dimensionnement, prenons le cas de la structure en tungstène :

- L'énergie utile vaut 61.6 μ J.
- La fréquence de fonctionnement f_{max} , suite à plusieurs optimisations avec différents matériaux toriques et en tenant compte du bobinage et de l'effet de peau, a été fixée à 100 kHz (cf ANNEXE 6)
- Le champ maximal pour limiter les pertes fer a été fixé à 100 mT.

Nous avons alors récapitulé dans le tableau ci-dessous les principaux types de matériaux que nous pouvons trouver dans le commerce avec leur perméabilité relative initiale μ_i , leur perméabilité relative μ_a à 100 kHz, leurs pertes fer volumiques sous 100 mT à 100 kHz à la température de 25°C ou 100 °C et le champ de saturation B_{sat} .

Fournisseur	Matériaux	Type	μ_i	μ_a	V_u (cm ³)	Pertes fer @ 100°C (mW/cm ³)	Pertes fer @ 25°C (mW/cm ³)	Pertes totales sans entrefer (mW)	B_{sat} (mT)
Fair-Rite	77	MnZn	2000		17.77	300	250	8.89	490
Fair-Rite	78	MnZn	2300		20.44	100	170	6.95	480
Fair-Rite	75	MnZn	5000		44.43	300	?	26.66	430
Philips	3B8	MnZn	2300		20.44	140	130	5.31	450
Philips	3C15	MnZn	1800	5500	48.87	140	280	27.37	500
Philips	3C30	MnZn	1800	5000	44.43	70	200	17.77	500
Philips	3C81	MnZn	2700	5500	48.87	180	80	7.82	450
Philips	3C85	MnZn	2000	5500	48.87	115	200	19.55	450
Philips	3C90	MnZn	2000	5500	48.87	70	120	11.73	450
Ferroxcube	3C91	MnZn	3000	5500	48.87	70	100	9.77	
Ferroxcube	3C92	MnZn	1500	5000	44.43	40	180	15.99	
Ferroxcube	3C93	MnZn	1800	5000	44.43	50	250	22.21	
Philips	3C94	MnZn	2300	4500	39.98	60	90	7.20	450
Ferroxcube	3C96	MnZn	2000	5500	48.87	40	180	17.59	
Philips	3F3	MnZn	1800	4000	35.54	50	70	4.98	450
Philips	3F4	MnZn	900	1700	15.11		192	5.80	450
Philips	3F35	MnZn	1400	2500	22.21	80	130	5.78	500
Philips	4F1	NiZn	80	300	2.666	800	?	4.26	350
Philips	3C2	MnZn	700		6.22		480	5.97	400
Philips	2A2	MgZn	350		3.11		1400	8.71	250
Philips	2A3	MgZn	300		2.666		1400	7.46	270
Philips	2B1	MgZn	350		3.11		600	3.73	250
Philips	3R1	MnZn	800		7.108	550	900	12.79	450
Philips	2P40	Iron powder	40		0.355		5000	3.55	950
Philips	2P50	Iron powder	50		0.444		5000	4.44	1000
Philips	2P65	Iron powder	65		0.578		5000	5.78	1150
Philips	2P80	Iron powder	80		0.711		5000	7.11	1400
Philips	2P90	Iron powder	90		0.8		5000	8.00	1600
SATI/LESIR	ENS Cachan	Nanocrystale	250		2.221		500	2.22	1000
VOGT Electronic	Fi328	E1.1.0	1800		15.99		167.5	5.36	510
VOGT Electronic	Fi327	E1.1.0	1200		10.66		224	4.78	430
VOGT Electronic	Fi325	E1.1.0	1800		15.99		160	5.12	500
VOGT Electronic	Fi324	E1.1.0	2300		20.44		171.25	7.00	490
VOGT Electronic	Fi242	E1.2.0	400		3.554		700	4.98	400
VOGT Electronic	Fe893	E1.4.0	110	210	1.866		4000	14.93	1000
VOGT Electronic	Fe875	E1.4.0	75	240	2.132		4000	17.06	1000
VOGT Electronic	Fe850	E1.4.0	55	93	0.826		3700	6.11	1000
VOGT Electronic	Fe835	E1.4.0	35	44	0.391		3700	2.89	1000
NEOSID	F-827		2000		17.77		203.125	7.22	410
EPCOS	N87					120	?	?	

Tableau 4 : Principales ferrites utilisables dans la conversion d'énergie

Nous avons ajouté une colonne correspondant au volume de matériau utile V_u pour stocker l'énergie E_u de la structure tungstène ainsi qu'une colonne représentant les pertes fer totales pour un circuit magnétique sans entrefer en considérant un fonctionnement mécanique à 50Hz, c'est à dire 200 charges ou décharges de l'énergie E_u (pire des cas) par secondes.

Sachant que les cycles de charge ou de décharge sont espacés, l'échauffement du matériau magnétique est négligeable. Nous considérerons donc, pour l'évaluation des pertes, une température ambiante autour de 25°C. Faute d'avoir dans certains cas les données constructeur à 25°C, nous avons mis, à titre indicatif, une colonne représentant les pertes fer volumiques à

100°C. Toutefois les pertes volumiques à 100°C sont souvent très différentes de celle à 25°C et un matériau qui est efficace à 100°C ne l'est pas forcément à 25°C, il faut donc être très prudent.

Dans le Tableau 4, nous avons surligné en vert clair, les matériaux permettant d'avoir, pour un système sans entrefer, les plus faibles pertes fer. Celles-ci restent toutefois de l'ordre de quelques mW pour transférer une énergie E_u deux cents fois par secondes. Ces pertes sont bien sûr trop importantes par rapport à l'énergie à récupérer. Il est donc nécessaire d'utiliser un circuit magnétique avec entrefer. Dans un tel circuit, l'énergie étant principalement stockée dans l'entrefer, la perméabilité du matériau magnétique n'est plus alors une contrainte puisque finalement il n'est plus nécessaire de stocker de l'énergie dans celui-ci. Le matériau magnétique ne sert plus alors qu'à canaliser les lignes de champ. Le meilleur matériau est donc celui qui a les plus petites pertes fer volumiques (quelle que soit sa perméabilité). Nous avons surligné en bleu clair, toujours dans le Tableau 4, les matériaux présentant les plus faibles pertes volumiques à 100 kHz sous 100 mT et 25°C. Pour notre part, nous prendrons celui qui présente les meilleures caractéristiques, c'est à dire le 3F3 proposé par Philips. Par comparaison avec les meilleurs circuits magnétiques sans entrefer, si nous souhaitions transférer l'énergie E_u deux cents fois par seconde avec 2 cm³ de ce matériau, nous n'avons plus que 280 μW de pertes fer, soit presque dix fois moins que sans entrefer (2.22 mW). La raison principale étant que le volume de matériau nécessaire est beaucoup plus faible, il doit juste avoir une section suffisante par rapport à son entrefer.

Maintenant que nous avons choisi le matériau magnétique, nous allons nous intéresser à la forme et aux dimensions du circuit magnétique. Au niveau de la forme, une des meilleures géométries est le tore. Ensuite, il existe une panoplie de formes différentes (RM, E, EF, EFD, P, X, U, H...) qui ont toutes leurs avantages et inconvénients. Dans tous les cas, notre critère de choix est que le volume d'entrefer soit suffisant pour stocker l'énergie E_u , et qu'il y ait suffisamment d'espace pour réaliser le bobinage. Concernant le volume de l'entrefer $V_{entrefer}$, il est défini de la même manière que le volume V_u précédent sauf que la perméabilité relative vaut 1, ce qui donne :

$$V_{entrefer} = \frac{2\mu_0 E_u}{B_{max}^2} \quad \text{Équation 4}$$

Sachant que le tore est une des meilleures géométries, nous avons approfondi plus particulièrement son dimensionnement. Soit un tore défini par son rayon interne r_1 , son rayon externe r_2 , son épaisseur h , sa section S , et son entrefer e tel que décrit sur la figure suivante :

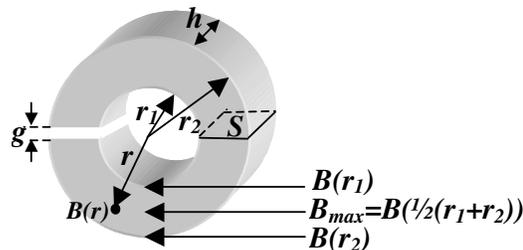


Figure 93 : Tore

Nous appelons B_{max} le champ maximal moyen que nous pouvons avoir au niveau de l'entrefer. Nous considérerons que ce champ moyen correspond à celui présent au niveau du rayon moyen, c'est à dire à $\frac{1}{2}(r_1+r_2)$. Mais le champ le plus intense se trouve au niveau de r_1 , c'est à dire là où les lignes de champ sont les plus courtes, donc pour éviter la saturation et par conséquent limiter les pertes fer, nous limiterons ce champ à B_{r1max} .

Soit $l=2\pi r$ la longueur des lignes de champ dans le circuit magnétique (sans entrefer) alors nous pouvons exprimer la réluctance totale \mathfrak{R} du circuit magnétique de la façon suivante :

$$\frac{1}{\mathfrak{R}} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\mu_0 \mu_a h}{2\pi r} dr \Rightarrow \mathfrak{R} = \frac{2\pi}{\mu_0 \mu_a h \text{Ln}\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

Calculons maintenant le courant i_{max} qu'il faut faire circuler dans le bobinage pour avoir le champ B_{r1max} à $r = r_1$:

$$i_{max} = \frac{2\pi r_1}{\mu_0 \mu_a dS} \frac{B_{r1max} dS}{n} = \frac{2\pi r_1 B_{r1max}}{n \mu_0 \mu_a}$$

(avec n représentant le nombre de spires du bobinage)

Pour un champ B_{r1max} donné, calculons l'énergie maximale E_{max} que nous pouvons stocker dans ce tore :

$$E_{max} = \frac{1}{2} L i_{max}^2 = \frac{1}{2} \frac{n^2}{\mathfrak{R}} i_{max}^2 = \frac{\pi h r_1^2}{\mu_0 \mu_a} B_{r1max}^2 \text{Ln}\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$$

Cherchons maintenant pour un rayon r_2 donné, le rayon r_1 qui maximise l'énergie :

$$E'_{max}(r_1) = 0 \Rightarrow r_1 = \frac{r_2}{\sqrt{e}}$$

(avec e représentant la valeur exponentielle)

En pratique, en regardant les dimensions des tores proposés dans le commerce, nous nous rendons compte que les fournisseurs de tores ferrites ont déjà pris ce facteur en compte. Sachant que le champ est inversement proportionnel au rayon et que B_{max} est obtenu au rayon moyen lorsque nous avons B_{r1max} au rayon r_1 , nous pouvons exprimer B_{r1max} fonction de B_{max} :

$$B_{r1max} = \frac{\frac{1}{2}(r_2 + r_1)}{r_1} B_{max} = \frac{1 + \sqrt{e}}{2} B_{max}$$

D'où :

$$E_{max} = \frac{\pi h r_2^2}{8e \mu_0 \mu_a} (1 + \sqrt{e})^2 B_{max}^2$$

Ensuite, le fait d'ajouter un entrefer modifie légèrement les lignes de champ au niveau de celui-ci (si nous avons un entrefer identique à r_1 et r_2 alors le champ magnétique est équitablement réparti dans l'entrefer), mais lorsque nous nous éloignons de l'entrefer, le comportement des lignes de champ reste le même qu'avant (champ magnétique plus intense au centre qu'à l'extérieur). Quant à l'énergie stockée, elle ne dépend presque que du volume d'entrefer, nous choisissons donc e , h et r_2 de manière à avoir le volume $V_{entrefer}$ calculé à l'Équation 4, c'est-à-dire :

$$V_{entrefer} = gh(r_2 - r_1) = ghr_2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{e}}\right) \Rightarrow ghr_2 = \frac{\sqrt{e}}{\sqrt{e} - 1} V_{entrefer}$$

Pour qu'il n'y ait pas trop de lignes de champ qui sortent de l'entrefer, il faut conserver les rapports h sur g et (r_2-r_1) sur g suffisant, c'est à dire au moins de l'ordre de 5.

Maintenant que nous avons défini le circuit magnétique soit sous forme de tore, soit sous forme de pot ferrite répondant au cahier des charges, c'est à dire ayant un volume d'entrefer suffisant, nous allons nous intéresser aux bobinages.

Réalisation des enroulements magnétiques

Au niveau des enroulements, nous favoriserons la minimisation :

- De la résistance série : optimisation de la section et de la longueur de fil nécessaire au bobinage.
- De la capacité propre : soin apporté à la façon de faire les enroulements.
- De la capacité entre enroulements : isolation des bobinages entre eux.
- De l'inductance de fuite : minimisation de la distance entre les enroulements et le circuit magnétique.

Compte tenu de l'effet de peau, si nous souhaitons que toute la masse des conducteurs soit utile, il faut limiter le rayon des bobinages primaire r_{Lp} et secondaire r_{Ls} à l'épaisseur de peau δ . Celle-ci dépend de la fréquence de fonctionnement f_{max} et de la résistivité ρ du conducteur considéré et s'exprime de la façon suivante :

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu_0 f_{max}}}$$

Sachant que le courant est le plus important au primaire, nous allons choisir son rayon égal à l'épaisseur de peau de façon à minimiser son volume. Ceci nous donne au niveau du primaire une section s_{Lp} de conducteur qui vaut :

$$s_{Lp} = \pi r_{Lp}^2 = \pi \delta^2 = \frac{\rho}{\mu_0 f_{max}}$$

Sachant que le courant au secondaire est $m=ns/n_p$ fois plus petit que le courant primaire, nous pouvons prendre une section de conducteur s_{Ls} pour le secondaire égale à $k_s n_p/n_s$ fois la section primaire avec k_s un coefficient correcteur éventuel. Nous avons alors besoin d'une fenêtre S_{fen} pour les bobinages primaire et secondaire égale à :

$$S_{fen} = k_f \pi (n_p s_{Lp} + n_s s_{Ls}) = \frac{k_f n_p \rho}{\mu_0 f_{max}} (1 + k_s)$$

k_f représente le coefficient de foisonnement, il permet de tenir compte de l'espace vide entre les différents enroulements, il est généralement pris égal à 1.5

Nous disposons donc maintenant de toutes les informations nécessaires pour choisir un pot ferrite ou un tore ferrite dans un catalogue, à savoir : le matériau, le volume d'entrefer et la

fenêtre utile pour le bobinage. Pour un tore, cette fenêtre correspond à l'espace intérieur, c'est à dire à la surface πr_1^2 .

Comme précédemment, nous nous sommes intéressés tout particulièrement à la géométrie torique afin de voir, sur une géométrie donnée, les optimisations possibles. Les résultats correspondants se trouvent en ANNEXE 6, le problème étant de trouver un compromis entre rendement et encombrement en fonction de la fréquence de fonctionnement et des dimensions du circuit magnétique.

De façon simplifiée nous cherchons du côté de l'unité de stockage à charger le circuit magnétique avec l'énergie E_c au moment de la charge et à récupérer l'énergie E_u lors de la décharge. En ne considérant aucun élément parasite nous avons, au niveau des courants primaires de charge i_{pc} et de décharge i_{pd} , les formes d'ondes suivantes :

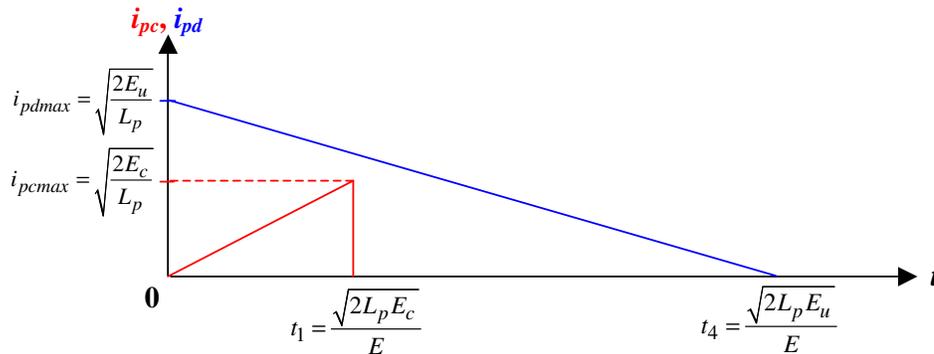


Figure 94 : Formes d'ondes des courants primaires

Comme nous l'avons indiqué dans la partie V.3.2.4, nous choisissons t_1 et donc L_p de façon à ne pas dépasser la fréquence maximale f_{max} que peut supporter le circuit magnétique. Connaissant alors t_4 et i_{pdmx} , nous pouvons en déduire l'expression simplifiée de l'énergie dissipée E_{Rpds} dans R_{Lp} lors de la décharge :

$$E_{Rpds} = \int_0^{t_1} R_{Lp} i(t)^2 dt = \frac{2R_{Lp}E_u}{3E} \sqrt{\frac{2E_u}{L_p}}$$

Sachant que l'inductance L_p est proportionnelle au nombre n_p de spires au carré et en considérant que la résistance R_p est proportionnelle à ce même nombre de spires (section de fil constante), nous obtenons finalement une énergie dissipée dans R_p lors de la décharge qui ne dépend pas de n_p et donc de la fréquence maximale f_{max} que supporte le circuit magnétique. Ceci est vrai tant qu'il n'y a pas superposition de spires et que la section du circuit magnétique reste inchangée. C'est-à-dire que nous considérons chaque spire de même longueur et que l'effet de peau n'intervient pas sur la conductivité des fils. Nous avons effectué un calcul d'optimisation sur une géométrie donnée en ANNEXE 6, mais d'une façon générale, pour une augmentation de la fréquence f_{max} , nous avons :

- Diminution du volume de bobinage.
- Diminution de l'inductance de fuite : réduit la distance moyenne des spires par rapport au circuit magnétique.

- Diminution du champ magnétique B_{max} acceptable pour le circuit magnétique.
- Augmentation du volume du circuit magnétique, et plus particulièrement celui de l'entrefer, pour pouvoir stocker l'énergie E_u , le champ B_{max} étant diminué. Les pertes fer restent quant à elles à peu près constantes à partir du moment où nous choisissons un matériau ferromagnétique adapté à la fréquence de fonctionnement f_{max} , elles sont en fait à peu près proportionnelles à l'énergie que nous souhaitons y stocker.
- Augmentation de la longueur moyenne des spires, la section du circuit magnétique étant plus importante.
- La résistance des transistors est rendue non négligeable par rapport à celle des bobinages alors qu'en basses fréquences, pour les mêmes pertes résistives au niveau du circuit magnétique, nous avons une résistance des transistors qui peut être négligée devant celle du bobinage.
- Pics de courant (I_{pcmax} et I_{pdmax}) plus élevés.
- Temps de fermeture/ouverture des transistors qui deviennent non négligeables devant les temps de charge ou de décharge du circuit magnétique et donc augmentation des pertes par commutation.
- Diminution des capacités propres des bobinages et de la capacité entre bobinage primaire et secondaire.
- Diminution de l'épaisseur de peau d'où une augmentation de la résistance des fils du bobinage et donc des pertes résistives à moins d'utiliser des fils multibrins tressés dont l'encombrement pour une section de fil équivalente est augmenté.

Nous allons voir maintenant comment nous pouvons optimiser les enroulements du transformateur inductif pour minimiser les capacités parasites et les inductances de fuite de celui-ci. Regardons tout d'abord quelles sont les contraintes fortes que celui-ci doit supporter ; pour cela revenons au circuit dans lequel il est utilisé :

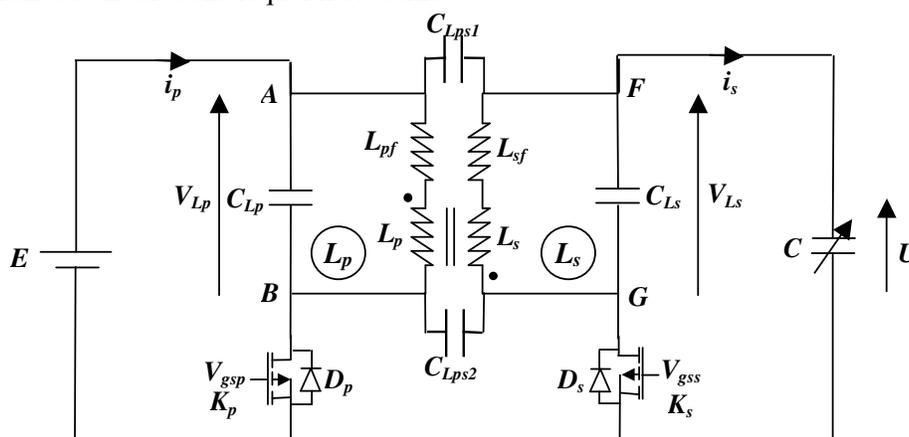


Figure 95 : Contraintes appliquées au transformateur inductif

Au niveau du primaire (entre A et B) et du secondaire (entre F et G), l'énergie stockée dans les capacités propres (C_{Lp} et C_{Ls}) des bobinages primaire et secondaire est dissipée à chaque fermeture ou ouverture des interrupteurs, il convient donc de les minimiser.

Entre les potentiels A et F , nous avons des variations de tension plutôt lentes, de l'ordre du temps de charge ou de décharge du circuit magnétique alors qu'en B et G les variations se font à la vitesse de fermeture ou d'ouverture des transistors. Par ailleurs, la capacité parasite C_{Lps1} liant F à A peut être considérée comme une capacité entre F et la masse puisque le potentiel de A est constant. Cette capacité se retrouve alors en parallèle avec la capacité variable et peut modifier légèrement le fonctionnement sans que pour autant son énergie soit dissipée à chaque cycle. Il n'est donc pas nécessaire de la réduire fortement au détriment par exemple de l'inductance de fuite.

Enfin entre B et G , nous avons des variations rapides qui peuvent être perturbées par la capacité parasite C_{Lps2} placée entre ces deux points et dont l'énergie stockée est en partie dissipée au moment des fermetures des transistors. Cette capacité doit être minimisée en priorité.

Pour minimiser de façon efficace cette capacité primaire/secondaire nous avons essayé, dans un premier temps, de faire les deux bobinages séparés (cf. figure ci-dessous), mais le couplage primaire/secondaire qui en résulte s'en trouve si fortement dégradé que le gain en capacité ne permet pas de compenser les pertes de couplage.

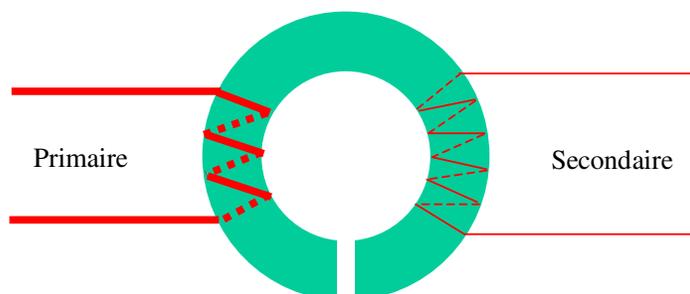


Figure 96 : Transformateur à bobinages séparés

Finalement, pour minimiser la capacité entre primaire et secondaire sans trop dégrader le couplage, nous proposons la réalisation suivante :

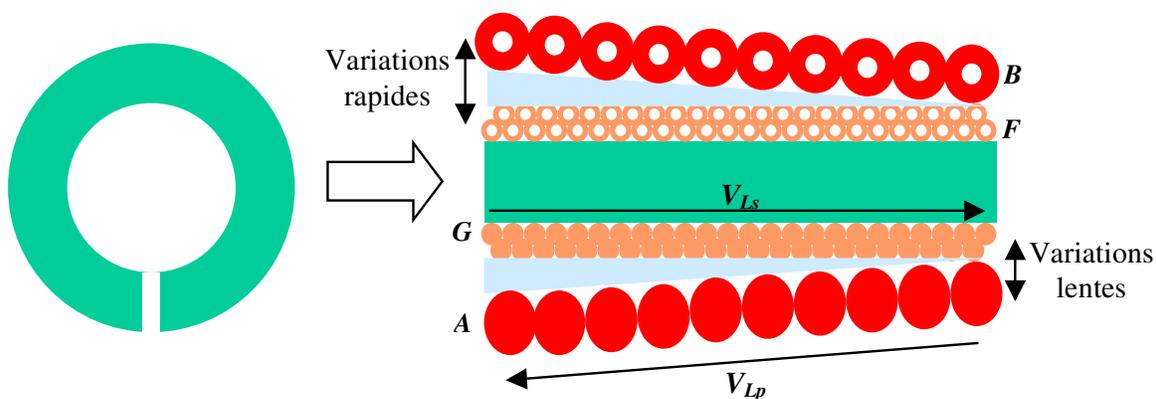


Figure 97 : Stratégie de réalisation du transformateur inductif

Que nous partions d'une géométrie torique ou non, l'espace bobiné peut généralement se ramener, en terme de modèle, à des enroulements autour d'un cylindre tel que représenté à droite de la Figure 97.

Sachant que la capacité la plus critique se trouve entre **B** et **G**, nous avons éloigné au mieux ces deux points, la nouvelle capacité critique se trouve alors entre **A** et **G**. Son effet est légèrement réduit mais reste important car la tension primaire V_{Lp} est beaucoup plus faible que la tension secondaire V_{Ls} , c'est à dire que le potentiel de **A** peut être considéré presque identique à celui de **B** devant l'amplitude de V_{Ls} et donc de **G**. Nous proposons donc, pour minimiser cette capacité parasite, d'éloigner fortement les bobinages primaire et secondaire du côté de **A** et **G**. Par contre, du côté des bornes **B** et **G**, la capacité parasite n'étant pas critique, nous avons rapproché au mieux les enroulements du circuit magnétique afin de minimiser l'inductance de fuite.

Concernant les capacités propres des bobinages primaire et secondaire, nous proposons, pour les minimiser, de les réaliser en continu, c'est à dire de faire les différentes couches en même temps de façon à ne pas avoir à proximité de potentiels très différents. Nous arrivons de cette manière à avoir des capacités propres bien inférieures à la capacité primaire/secondaire.

Maintenant que nous avons donné les tendances générales, nous allons pouvoir concevoir ou chercher dans les catalogues des constructeurs les composants qui nous paraissent les plus adaptés à notre application. Nous pouvons alors utiliser le modèle analytique pour affiner notre conception ou notre sélection, en effectuant par exemple des optimisations paramétriques de la puissance récupérable.

Nous proposons maintenant, non pas de réaliser ces optimisations de composant, mais de partir de composants que nous avons déjà optimisés, pour évaluer les performances de notre électronique vis-à-vis des structures mécaniques dimensionnées dans la partie IV.3 et en fonction des caractéristiques des vibrations à récupérer.

Simulations et bilan de puissance sur les structures dimensionnées

Maintenant que nous avons conçu et modélisé la partie gestion électrique, nous allons évaluer ses performances sur les structures mécaniques dimensionnées dans le Chapitre IV.

V.3.4.3 Structure en tungstène

Pour évaluer la pertinence de notre solution concernant la gestion électrique, nous devons choisir, pour les différents composants électriques, des valeurs réalistes. Pour ce faire, nous allons partir du montage électrique que nous avons réalisé et pour lequel nous avons mesuré les différents paramètres dont les résultats sont présentés dans la partie VI.2. En effet, sans première réalisation, il est très difficile d'estimer à l'avance la valeur des différents composants parasites, en particulier ceux du transformateur inductif. Voici les différentes valeurs que nous utiliserons pour faire les différentes simulations :

Côté primaire :

Unité de stockage $\{E=5 \text{ V}$

$$\text{Circuit magnétique primaire} \left\{ \begin{array}{l} R_{Lp//} = 563 \Omega \\ C_{Lp} = 0 \text{ pF (capacité ramenée au secondaire)} \\ R_{Lp} = 0.05 \Omega \\ L_p = 45.47 \mu\text{H} \\ L_{pf} = 415 \text{ nH} \end{array} \right.$$

$$\text{Transistor primaire} \left\{ \begin{array}{l} R_{dspon} = 50 \Omega \\ R_{dspoff} = 500 \text{ M}\Omega \\ C_{Kp} = 1025 \text{ pF} \\ L_{kp} = 100 \text{ nH} \end{array} \right.$$

Côté secondaire :

$$\text{Circuit magnétique secondaire} \left\{ \begin{array}{l} R_{Ls//} = 77.2 \text{ k}\Omega \\ C_{Ls} = 15 \text{ pF} \\ R_{Ls} = 4.15 \Omega \\ L_s = 6.23 \text{ mH} \\ L_{sf} = 49.5 \mu\text{H} \end{array} \right.$$

$$\text{Transistor secondaire} \left\{ \begin{array}{l} R_{dsson} = 15 \Omega \\ R_{dspoff} = 2 \text{ G}\Omega \\ C_{Ks} = 9.2 \text{ pF} \\ L_{ks} = 100 \text{ nH} \\ i_f = 0 \text{ A} \end{array} \right.$$

A partir de ces valeurs et en considérant un mouvement relatif sinusoïdal d'amplitude maximale égale à $z_{max} = 116 \mu\text{m}$ et de fréquence f_{mec} égale à 50 Hz, nous obtenons les formes d'onde temporelle ci-après.

La Figure 98 montre l'évolution de la tension U aux bornes de la capacité variable :

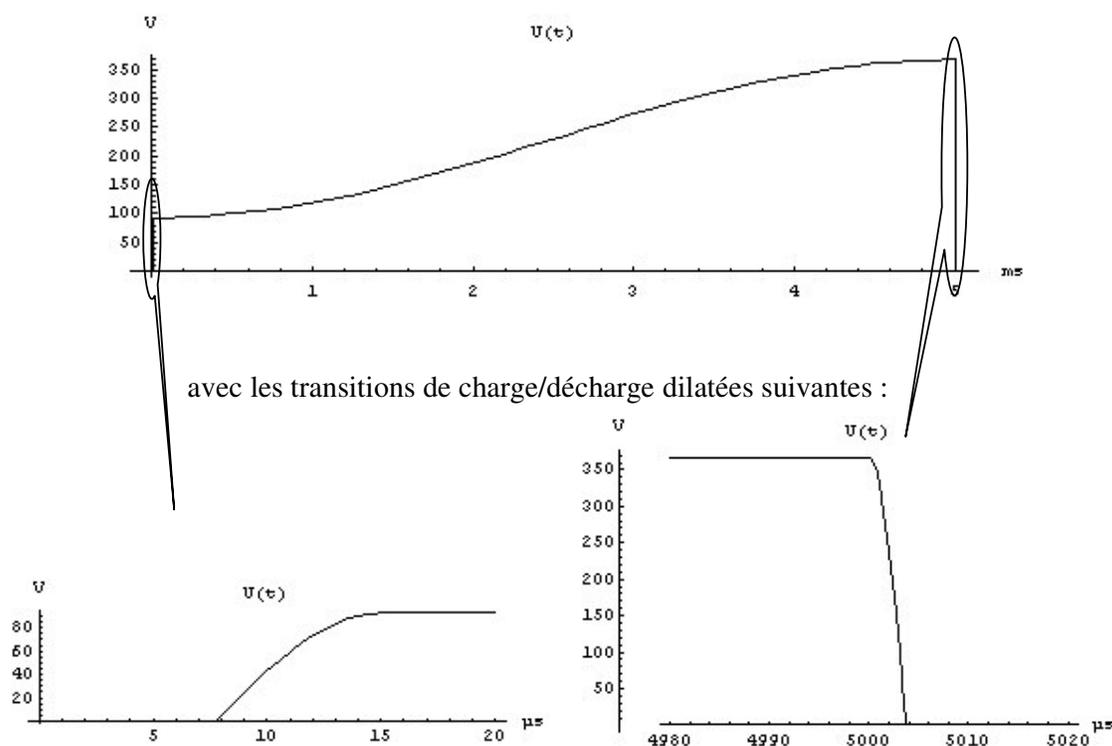


Figure 98 : Evolution de la tension U pour un cycle de fonctionnement

Nous obtenons bien des durées de charge et de décharge très inférieures à celles de la variations de la capacité, il était donc justifié de considérer la capacité constante pendant la charge et la décharge. Le rapport tension finale U_{max} sur tension initiale U_{min} , correspond, aux pertes électriques près, à la variation de capacité, c'est à dire au rapport C_{max} sur C_{min} . La transduction mécanique/électrique a lieu pendant que la capacité est chargée, c'est à dire ici entre 0 et 5 ms, ensuite la tension reste nulle entre 5 et 10 ms avant qu'un nouveau cycle de transduction soit lancé. Nous avons imposé ici le mouvement relatif, ce qui nous conduit à un état chargé égal à celui déchargé, c'est à dire un temps d'écartement de la position d'équilibre égal à celui de son retour. Nous verrons un peu plus tard que ce n'est plus le cas si nous imposons non pas le mouvement relatif mais l'excitation mécanique de vibration. Toutefois l'étude de la réponse du système à un mouvement relatif donné nous permet d'obtenir un certain nombre d'informations génériques.

Regardons maintenant ce qu'il en est au niveau du courant primaire i_p lors de la charge et de la décharge :

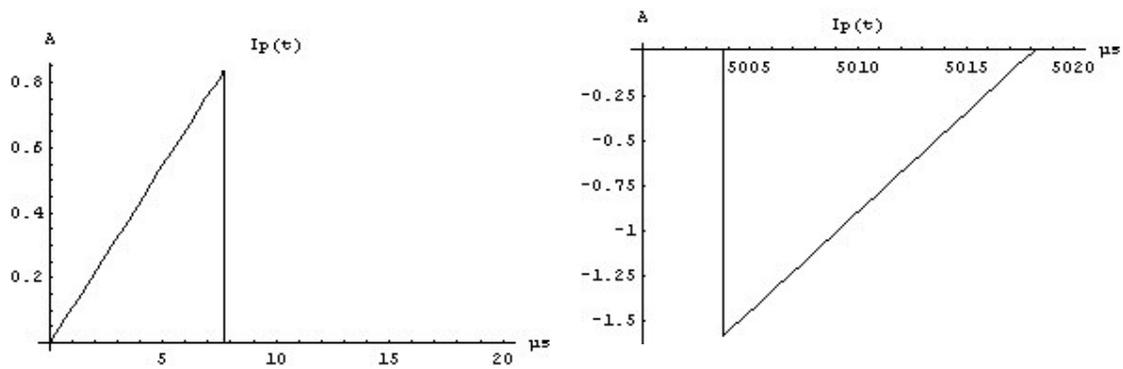


Figure 99 : Evolution du courant primaire i_p lors des charges et décharges

Le courant primaire est bien sûr de signe opposé pour la charge et la décharge, en effet dans le premier cas nous envoyons une énergie de l'unité de stockage vers le circuit magnétique et dans le second nous faisons le transfert inverse. La fréquence équivalente maximale que subit le circuit magnétique est inférieure à 100 kHz (temps de charge supérieur à 5 μ s) ce qui permet d'atteindre dans le circuit magnétique un champ de 100 mT sans trop de pertes (cf §V.3.4.2). Nous remarquons que les pics de courant, même s'ils sont très espacés (5 ms), atteignent des valeurs très élevées (jusqu'à 1.53 A), ce qui impose d'utiliser au primaire un transistor supportant un fort courant même si le courant moyen est extrêmement faible (quelques μ A), non pas parce que celui-ci chauffe, mais parce que si sa résistance est trop élevée, il introduit des pertes résistives non négligeables. Nous avons donc pris un transistor capable de supporter plusieurs dizaines d'ampères.

Au niveau du courant secondaire i_s , nous obtenons les courbes suivantes :

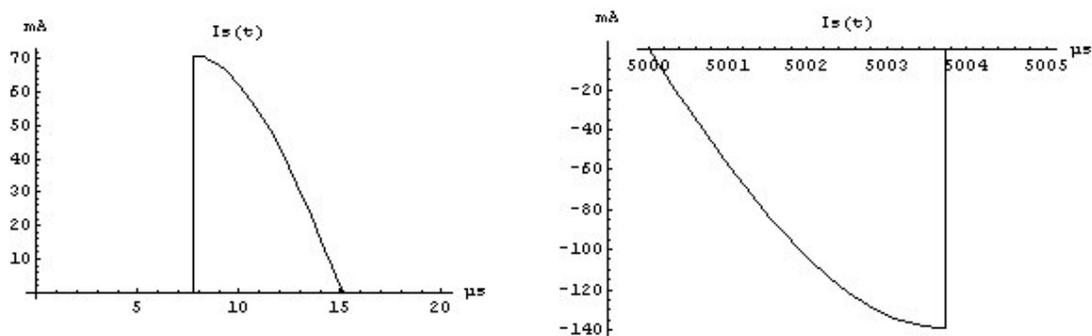


Figure 100 : Evolution du courant secondaire i_s lors des charges et décharges

Les pics de courant (une centaine de mA) sont certes moins élevés qu'au primaire, mais restent importants au regard du courant moyen (inférieur au mA).

Les formes des courants et tensions sont certes importantes pour le choix des composants et pour l'analyse du fonctionnement, mais nous nous intéressons tout particulièrement au niveau de la simulation à la répartition des pertes et au bilan global de puissance, c'est à dire la puissance moyenne récupérée une fois déduites les pertes et la puissance consommée lors des charges.

Nous allons tout d'abord nous intéresser à la répartition des pertes dans les différents composants parasites de l'électronique de gestion et plus particulièrement du bloc de charge/décharge.

En reprenant la Figure 84, voici comment se répartissent les pertes dans les différents éléments parasites :

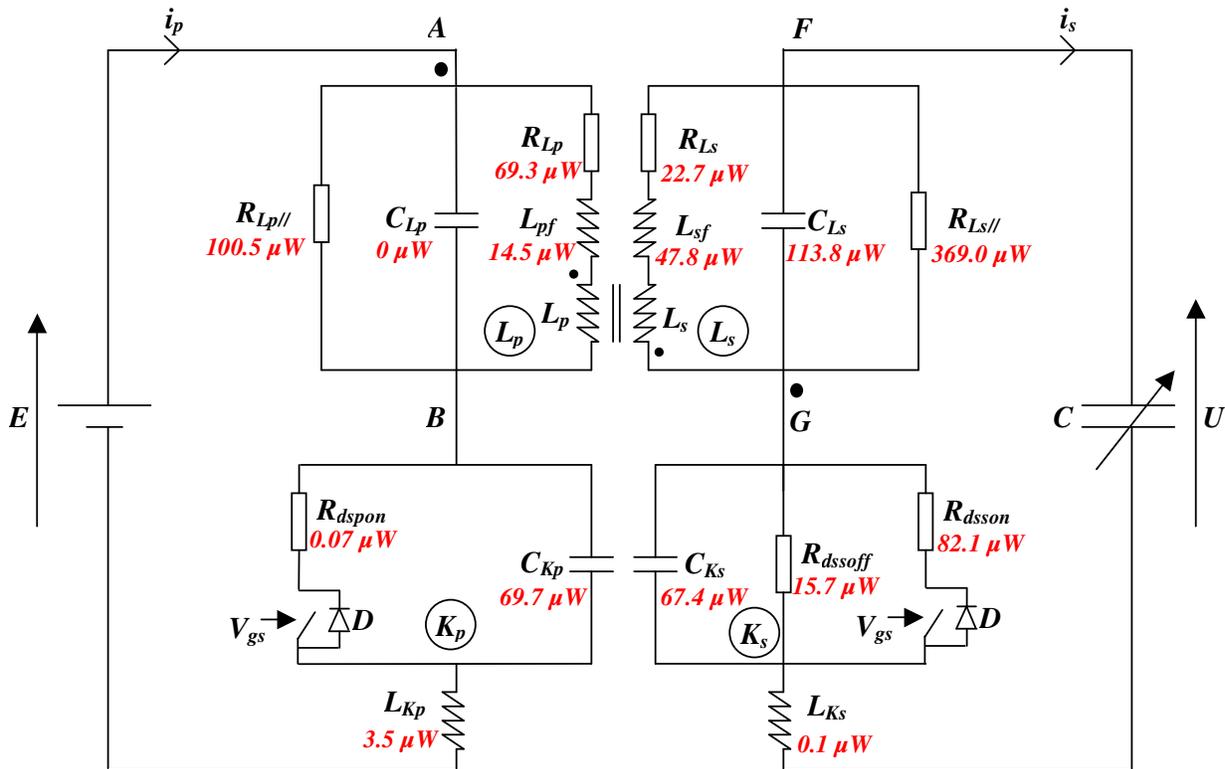


Figure 101 : Répartition des pertes pour la structure dimensionnée en tungstène

Nous remarquons que les pertes résistives à l'état passant du transistor primaire sont très faibles alors que ses pertes capacitatives sont importantes. Il serait donc judicieux d'augmenter légèrement cette résistance de manière à réduire les pertes capacitatives et plus globalement les pertes liées à ce transistor. En réalité, nous avons choisi ce transistor à partir des caractéristiques données par le constructeur, mais la résistance à l'état passant est en pratique bien meilleure que celle garantie. Les pertes fer sont assez importantes, d'où la très grande importance du choix du matériau ferromagnétique pour réaliser le circuit magnétique. Enfin, les autres pertes se répartissent de façon assez équitable entre les différents éléments parasites : pertes résistives du même ordre de grandeur que celles capacitatives au niveau du transformateur inductif et du transistor secondaire. Sachant qu'une réduction de certaines pertes engendre une augmentation des autres, il est raisonnable de penser que nous sommes proches de l'optimum dans le sens où nous sommes proches d'un équilibre des pertes (sauf pour le transistor primaire bien sûr). Ces résultats confortent les nombreuses optimisations et analyses des catalogues constructeurs. Nous pouvons toutefois envisager encore quelques améliorations du côté du transformateur inductif, qui représente un pourcentage important des pertes totales (75.6 %).

Voici la répartition des pertes dans les différents composants électroniques :

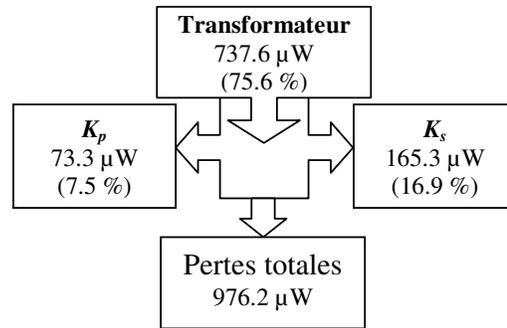


Figure 102 : Répartition des pertes par composant pour la structure dimensionnée en tungstène

Regardons maintenant le bilan de puissance global :

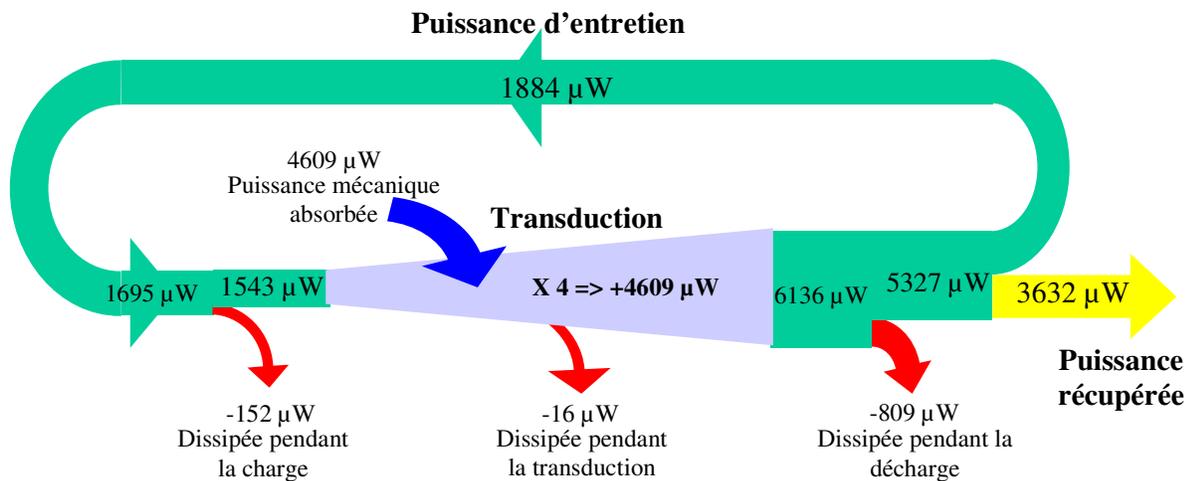


Figure 103 : Bilan de puissance pour la structure dimensionnée en tungstène

Une fois déduites la puissance d'entretien et les pertes en considérant un mouvement relatif d'amplitude $116 \mu\text{m}$ à 50 Hz , le dimensionnement de la structure en tungstène nous permet d'espérer récupérer une puissance de $3632 \mu\text{W}$. Ceci représente, par rapport à l'énergie mécanique absorbée, un **rendement de 79 %** ($3632 \mu\text{W} / 4609 \mu\text{W}$), très élevé pour un système de cette taille fonctionnant à basse fréquence (50 Hz) et à faible amplitude ($116 \mu\text{m}$), sans compter que nous disposons en sortie d'une tension de 5V directement utilisable pour alimenter un circuit intégré.

Nous pouvons considérer ici que l'énergie mécanique est uniquement absorbée de façon électrique car nous avons un amortissement électrique très élevé par rapport à l'amortissement mécanique, même si dans le cas d'un alliage à base de tungstène, le facteur de qualité est moins élevé que dans un monocristal tel que le silicium.

Dans la conversion électrostatique, nous n'avons finalement besoin que de faire des conversions AC/DC, ce qui est de toute façon nécessaire dans les systèmes de récupération d'énergie mécanique de types piézoélectrique ou électromagnétique pour pouvoir disposer d'une tension continue ; sans oublier que pour ces derniers, il faut tenir compte, dans un cas, du rendement du matériau piézoélectrique, et dans l'autre cas, du rendement du système bobine-aimant.

Toutefois, pour la conversion électrostatique, il faut disposer au départ d'une énergie suffisante pour pouvoir faire la première charge. Par ailleurs, si l'amplitude du déplacement n'est pas maximale, nous avons bien sûr une réduction de la puissance récupérée, mais aussi une diminution du rendement. Pour s'en rendre compte, regardons sur la Figure 104 l'évolution de la puissance récupérée P_r , fonction de l'amplitude du déplacement relatif, toujours à 50 Hz.

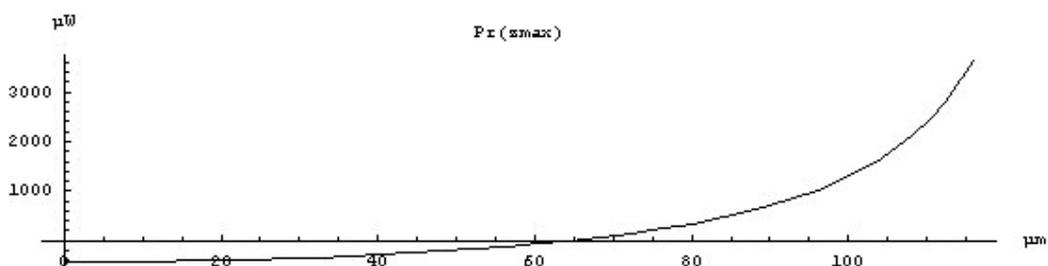


Figure 104 : Puissance récupérable fonction de l'amplitude z_{max} du déplacement relatif

Nous pouvons constater que le bilan de puissance est négatif si l'amplitude du déplacement relatif est inférieure à $65 \mu m$, c'est-à-dire que nous dissipons plus d'énergie que ce que nous récupérons. Ensuite le rendement passe d'une valeur nulle à $65 \mu m$ pour atteindre 79 % à $116 \mu m$ (déplacement maximal que nous pouvons avoir avant de rentrer en butée). En fait, pour les petites amplitudes, la variation de capacité est très faible, sa dérivée est même nulle lorsque z tend vers zéro, ce qui fait que l'énergie récupérée n'est que légèrement supérieure à celle injectée et ne permet pas de compenser les pertes. Regardons maintenant la puissance récupérée en fonction non pas de l'amplitude du déplacement, mais en fonction de la valeur maximale C_{max} atteinte par la capacité variable à chaque cycle, toujours pour une fréquence de 50 Hz :

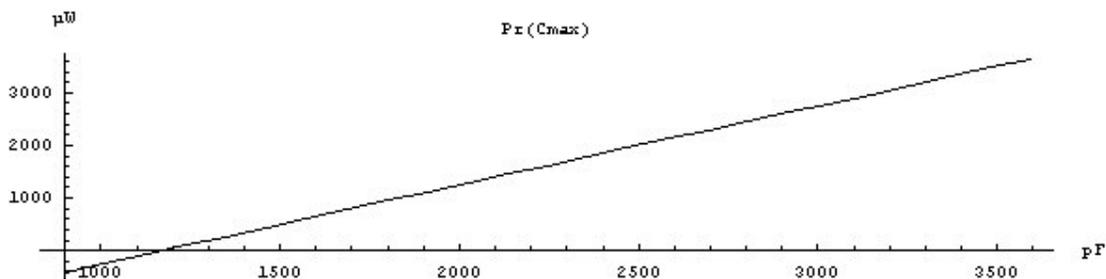


Figure 105 : Puissance récupérable fonction de la capacité maximale C_{max}

Sachant que nous avons placé l'axe des ordonnées à la position $C_{max} = C_{min} = 900$ pF, nous pouvons remarquer qu'il n'y a pas besoin d'une variation relative de capacité importante pour avoir une puissance récupérée positive. Ensuite, si nous faisons varier la fréquence du déplacement relatif, la puissance récupérable est approximativement proportionnelle à cette fréquence.

En fait, pour les petites amplitudes, nous avons une faible variation de capacité, mais nous n'avons pas beaucoup d'énergie à récupérer. En effet, la puissance à récupérer est de toute façon proportionnelle au carré de l'amplitude du déplacement. Toutefois, nous ne pouvons nous permettre de dissiper de l'énergie à chaque fois que l'amplitude de l'excitation est faible, c'est pourquoi nous avons choisi de ne pas faire de charge/décharge lorsque l'amplitude et donc la variation de capacité n'est pas suffisante pour compenser les pertes.

Pour sélectionner les cycles rentables, nous proposons de faire une mesure de capacité à chaque fois que nous avons un front montant sur le signal de détection U'_L . Si la valeur mesurée est supérieure au seuil de rentabilité, c'est à dire ici supérieure à 1175 pF, nous procédons à la charge, sinon nous attendons le prochain front montant de U'_L . Regardons maintenant, sur une application particulière, ce que peut apporter cette optimisation. Prenons le cas particulier de l'escalier métallique :

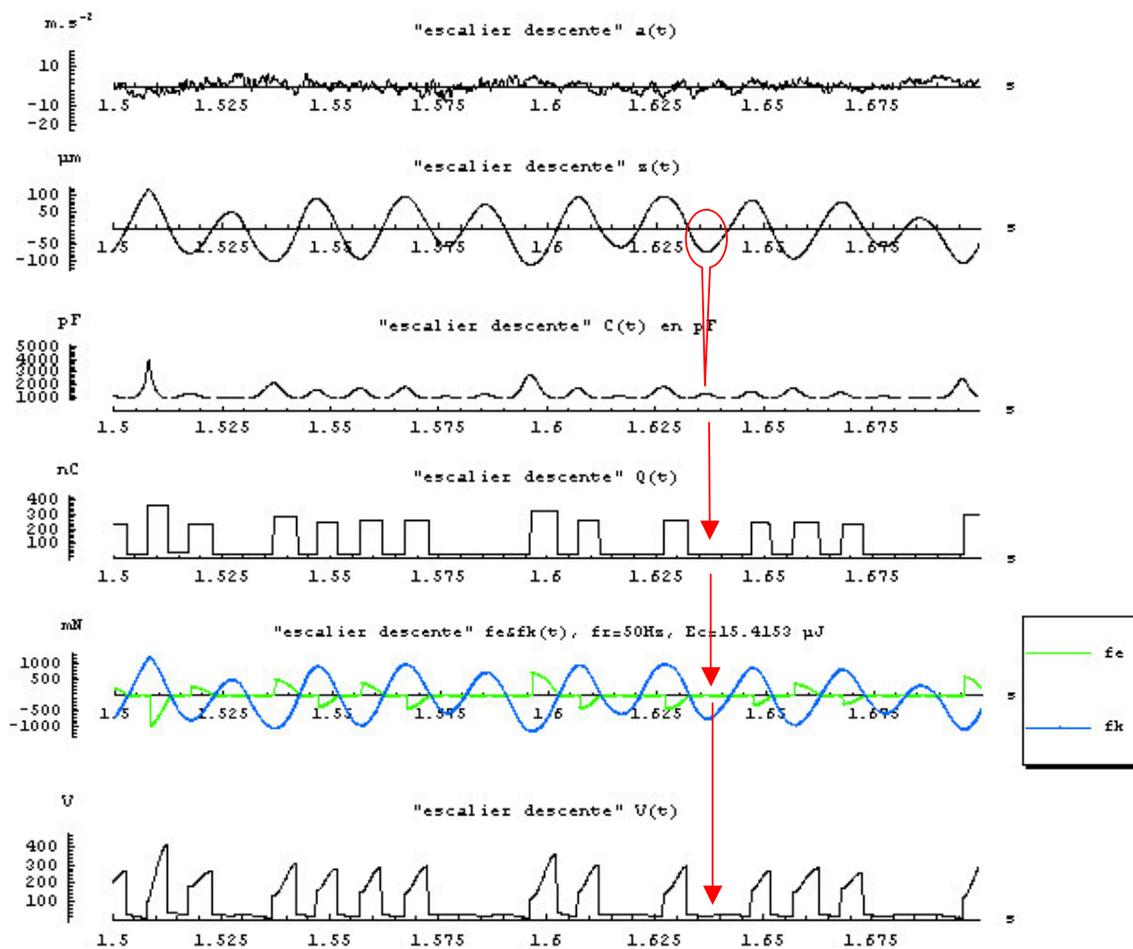


Figure 106 : Cas de l'escalier métallique avec la structure en tungstène dimensionnée

De façon à avoir toujours une charge stockée sur la capacité variable afin de pouvoir faire la détection des extrema de capacité, nous avons choisi de laisser à chaque décharge, une charge résiduelle égale à 10 % de la charge précédente. La charge résiduelle dépend donc de la variation de capacité précédente, c'est à dire de l'énergie qu'il y avait sur la capacité variable juste avant la décharge, cela n'empêche pas toutefois le bon fonctionnement de la détection. Enfin, comme nous injectons à chaque fois la même énergie et non la même charge, la charge stockée sur la capacité variable pendant la transduction n'est pas la même d'un cycle à l'autre.

Concernant l'optimisation, nous observons bien, comme l'indiquent les flèches en rouge sur la Figure 106, son action lorsque l'amplitude du mouvement relatif n'est pas suffisante. Pour plus de clarté, nous avons volontairement dilaté l'échelle des temps, mais en réalité, nous avons fait la mesure d'accélération sur 5 secondes, temps nécessaire pour avoir une puissance moyenne significative. Avec l'optimisation sur ces 5 secondes, nous obtenons une puissance moyenne de 148 μ W pour une puissance mécanique absorbée de 268 μ W (soit un rendement de 55 %). Sans

optimisation, nous aurions obtenu une puissance moyenne de $-102 \mu\text{W}$, c'est à dire que nous aurions dissipé plus d'énergie que ce que nous aurions récupéré. Cette optimisation s'avère donc indispensable, surtout quand la source d'excitation n'est pas continue. Remarquons toutefois que nous n'avons pas pris en compte ici la consommation supplémentaire que nécessite l'optimisation. Néanmoins nous pouvons objectivement espérer que celle-ci consomme moins que ce qu'elle apporte. Pour s'en convaincre, nous allons étudier maintenant comment nous pouvons réaliser électroniquement cette fonction d'optimisation et estimer sa consommation.

V.3.4.4 Optimisation de la commande

En considérant que la décharge de la capacité se fait toujours en position centrale, c'est à dire à C_{min} , la rentabilité d'un cycle peut alors être estimée dès la charge de celle-ci, en effet, si nous connaissons la valeur de la capacité juste avant de faire sa charge, nous pouvons facilement anticiper la valeur du bilan énergétique (cf Figure 105). Pour n'exploiter que les cycles énergétiquement rentables, il suffit de mesurer la valeur de la capacité au moment où habituellement nous faisons la charge et de décider ensuite si nous réalisons ou pas la charge prévue, comme le représente la Figure 107.

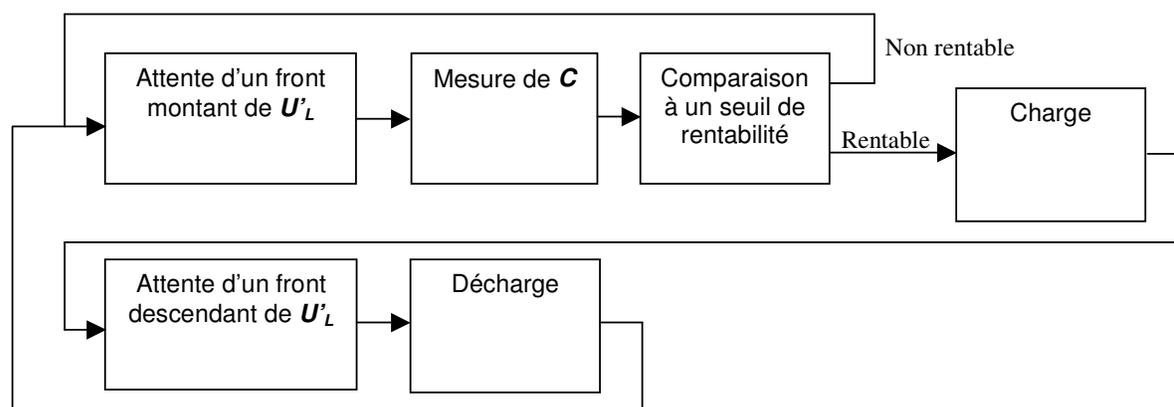


Figure 107 : Principe de fonctionnement de l'optimisation

Pour que le système fonctionne correctement, il faut que la mesure de C se fasse rapidement par rapport à la période mécanique de vibration afin que la charge, si elle est réalisée, ne soit pas trop décalée par rapport à l'instant où nous avons détecté le maximum de capacité.

Pour faire cette mesure de capacité, nous proposons deux solutions : une première consiste à faire une petite charge et de mesurer la dérivée de la tension U aux bornes de la capacité variable et une deuxième consiste à étudier la réponse à un échelon de tension. Dans les deux cas, nous accédons à la capacité variable par l'intermédiaire de capacités de très faibles valeurs (quelques pico ou femto Farads) et non par des résistances afin de minimiser les pertes. Nous allons voir maintenant un peu plus en détail les deux méthodes.

Méthode de la dérivée sur charge

Cette méthode consiste à utiliser le circuit de charge pour injecter dans la structure électrostatique non pas la pleine charge, mais une toute petite charge. Sachant que la charge se fait par la décharge de l'inductance secondaire L_s dans la capacité variable et si nous considérons qu'au début de ce transfert l'inductance peut être considérée comme une source de courant, alors la dérivée de la tension aux bornes de la structure électrostatique est une image de la valeur de la capacité. Il suffit alors de comparer cette dérivée à une valeur de référence pour déclencher ou non la charge complète de la structure.

La petite charge que nous injectons, même si elle n'est pas vraiment utile, n'est pas perdue pour autant puisque nous la retrouverons au prochain cycle et elle permet, si l'amplitude du mouvement relatif reste faible pendant un moment, d'entretenir une charge résiduelle sur la capacité variable (c'est à dire de compenser le courant de fuite). Cette charge résiduelle est nécessaire au bon fonctionnement de la détection des extrema.

Voici le schéma du circuit électronique permettant de tester la rentabilité du cycle :

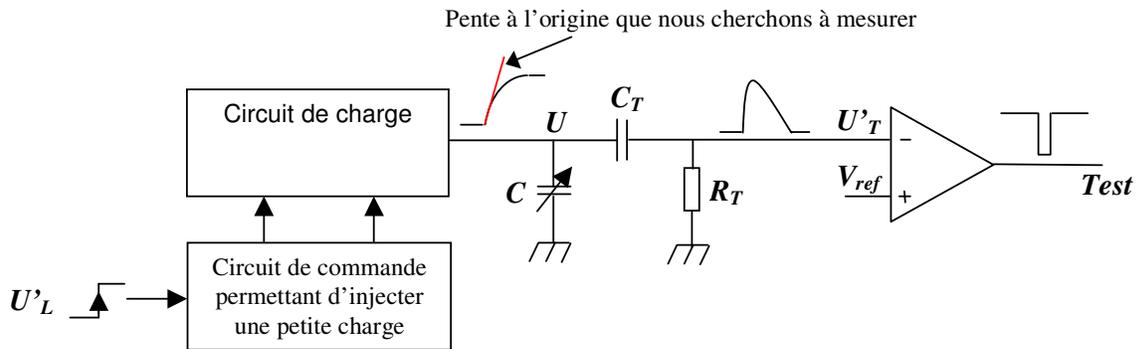


Figure 108 : Test sur la dérivée en début de charge

Nous avons appelé *Test* le signal de sortie qui nous informe de la rentabilité ou non du prochain cycle et d'agir en conséquence. Ce signal n'a une signification qu'en début de charge, c'est à dire lorsque l'inductance secondaire du transformateur inductif peut être considérée comme une source de courant. Le circuit ressemble beaucoup à celui de la détection, mais les constantes de temps sont ici beaucoup plus petites. En effet lors de la détection, nous nous sommes intéressés à la dérivée de la tension U pour détecter les extrema du déplacement mécanique de basse fréquence alors qu'ici nous nous intéressons à la dérivée de U seulement pendant les premières micro-secondes d'une petite charge. La contrainte est donc ici d'avoir un temps de réponse, au niveau du comparateur, très court devant le temps de charge. Cependant il est difficile d'avoir un comparateur qui soit à la fois rapide et peu gourmand en énergie, c'est pourquoi nous avons préféré, pour faire cette comparaison, utiliser une simple porte logique dont le temps de réponse et la consommation statique sont compatibles avec nos exigences, quitte à avoir une comparaison de moins bonne qualité.

Au niveau du dimensionnement, il suffit de choisir la constante de temps du filtre $R_T.C_T$ bien inférieure au temps de charge et prendre pour C_T une valeur suffisamment faible par rapport à la capacité variable. Ensuite, en début de charge, si la valeur de la capacité variable est faible, la dérivée U'_T est importante, et inversement. Il suffit alors de choisir V_{ref} égal à la valeur de la dérivée U'_T lorsque la valeur de la capacité variable est à la limite de la rentabilité. Enfin, nous pouvons considérer que le cycle est rentable si *Test* est à 1 au début de cette petite charge.

La méthode que nous venons de décrire est celle actuellement utilisée et elle fonctionne correctement. Toutefois, même si l'énergie injectée lors de la petite charge est assez faible, elle conduit à des pertes non négligeables, de l'ordre de $\frac{1}{4}$ μJ par détection pour la structure en tungstène. Ces pertes sont certes suffisamment faibles pour justifier l'optimisation, mais encore trop élevées pour rendre le système intéressant vis-à-vis de sources de vibrations mécaniques dont le mouvement est très aléatoire. Pour essayer de réduire l'énergie dépensée à faire cette optimisation, nous allons voir s'il n'existe pas une solution qui permettrait de s'affranchir du circuit de charge et donc des pertes qui y sont associées.

Méthode de la réponse à un échelon de tension

La deuxième méthode que nous suggérons pour mesurer la valeur de la capacité variable au moment de la charge, consiste à étudier la réponse à un échelon de tension. Pour générer l'échelon de tension, nous utilisons simplement la sortie d'une cellule logique qui passe rapidement de son état bas à son état haut. Cet échelon de tension, nous ne l'injectons pas directement dans la capacité à mesurer, mais par l'intermédiaire d'une capacité de liaison C_l de très faible valeur devant la capacité à mesurer afin de minimiser les pertes. Ensuite, en observant, à l'aide d'une autre capacité de liaison l'évolution de la tension aux bornes de la capacité variable, nous pouvons en déduire sa valeur.

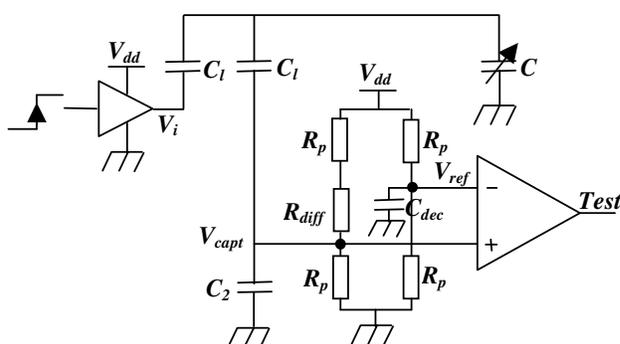


Figure a

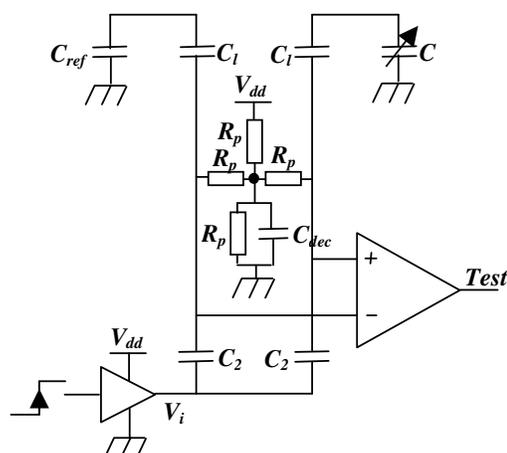


Figure b

Figure 109 : Test sur la réponse à un échelon

Nous appelons R_p les résistances de polarisation, C_{dec} les capacités de découplage et C_2 des capacités du même ordre de grandeur que C_l et pouvant être composées en partie par les capacités d'entrée du comparateur. La méthode de la Figure 109.a consiste à observer, suite à un échelon de tension sur V_i , la variation de tension aux bornes de la capacité variable à travers un pont diviseur capacitif (C_l - C_2). En comparant alors la variation de tension obtenue sur V_{capt} avec une tension de référence V_{ref} , nous en déduisons si la valeur de la capacité variable est suffisante pour justifier un cycle de charge décharge. Cette méthode semble intéressante, mais nécessite deux capacités de liaison en parallèle avec la capacité variable, c'est pourquoi, toujours pour minimiser les pertes, nous proposons sur la Figure 109.b une méthode différentielle qui ne nécessite qu'une capacité de liaison. Cette méthode consiste à comparer l'effet d'un échelon de tension sur la capacité à mesurer par rapport à une capacité de référence C_{ref} . Nous détectons alors assez facilement si la capacité mesurée est supérieure ou inférieure à cette référence. Toutefois, cette deuxième méthode présente, au niveau des entrées du comparateur, une variation de tension en mode commun, c'est à dire qu'une asymétrie de celui-ci en terme d'impédance d'entrée entraîne une erreur importante sur le résultat de la comparaison. Si le comparateur est bien caractérisé, il est préférable d'utiliser le schéma de la Figure 109.b, sinon, il vaut mieux rester sur celui de la Figure 109.a. Il ne faut pas oublier que nous devons avoir des capacités de liaison beaucoup plus faibles que la capacité à mesurer, ce qui conduit, au niveau du comparateur, à des tensions différentielles assez faibles (≤ 1 mV).

Pour l'instant, nous utilisons la méthode de la dérivée sur charge qui fonctionne très bien, mais nous pensons à terme utiliser le montage de la Figure 109.a moins gourmand en énergie.

V.3.4.5 Structure en silicium

Pour évaluer rapidement l'efficacité de l'électronique pour la structure en silicium, nous allons partir du dimensionnement déjà réalisé pour la structure en tungstène et nous allons appliquer un facteur d'échelle. En effet, la différence principale pour l'électronique entre les deux structures, est que les énergies à transférer sont très différentes. Pour s'en convaincre, voici l'énergie de charge E_c et l'énergie maximale à transférer E_u , pour les deux structures :

Paramètres	Structure en tungstène	Structure en silicium	Rapport (W/Si)
m	104 g	2.12 g	49
A	134 μm	100 μm	1.34
z_{max}	116 μm	95 μm	1.22
E_c	15.4 μJ	68.1 nJ	226
E_u	61.5 μJ	700 nJ	88
Puissance théorique à 50 Hz	4610 μW	63.1 μW	73

Figure 110 : Différences énergétiques entre les structures en tungstène et en silicium

Au niveau du dimensionnement du circuit magnétique, le paramètre principal est l'énergie maximale à transférer E_u , car c'est elle qui définit le volume de celui-ci. Cette énergie maximale étant, pour la structure en silicium, 88 fois plus petite que pour la structure en tungstène, le volume du circuit magnétique est 88 fois plus petit, c'est à dire de 21 mm^3 avec un volume d'entrefer de seulement 0.18 mm^3 . Ensuite, pour une valeur d'inductance donnée, nous pouvons supposer que toutes les résistances parasites sont multipliées et les capacités parasites divisées par ce même facteur. En partant de cette hypothèse et en considérant un déplacement relatif sinusoïdal à 50 Hz d'amplitude 95 μm , nous obtenons la répartition des pertes suivantes :

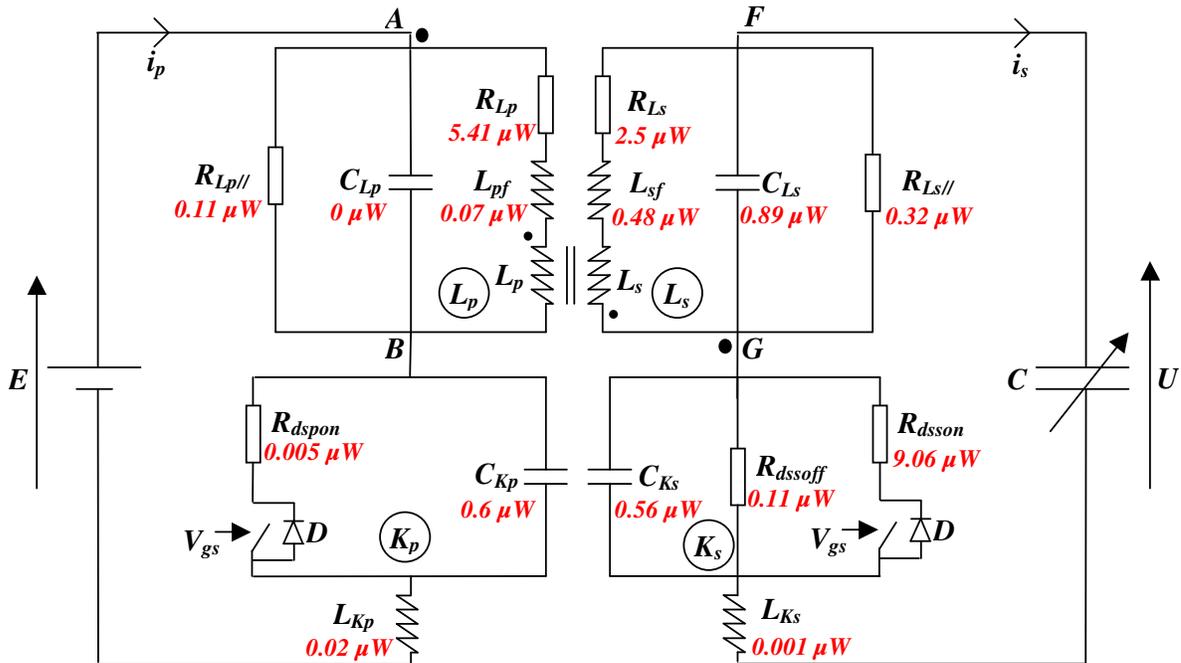
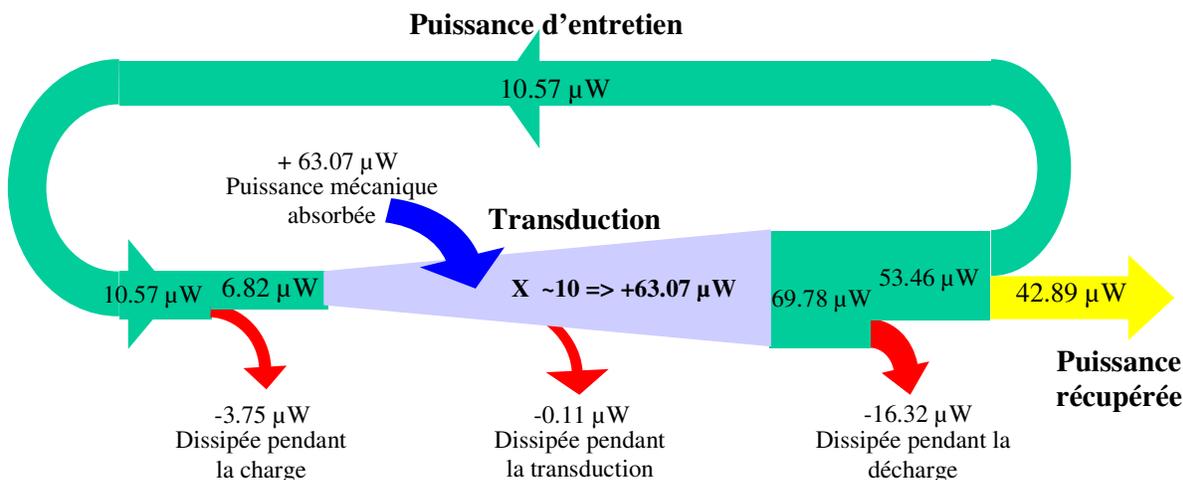


Figure 111 : Répartition des pertes pour la structure dimensionnée en silicium

Nous pouvons remarquer que les pertes résistives sont prépondérantes, il faudrait donc réadapter la section des fils, de façon à rendre les pertes résistives concurrentes aux pertes inductives et capacitives. Toutefois, nous conservons un bilan de puissance positif, comme le montre le graphique de puissance suivant :



Nous obtenons un rendement de $42.89/63.07=68 \%$, ce qui est très élevé par rapport aux faibles puissances en jeu, en effet, un simple courant de fuite de quelques nA sous 300 V aurait suffi à rendre ce rendement ridicule. Regardons maintenant, l'évolution de la puissance récupérable en fonction de l'amplitude du mouvement relatif :

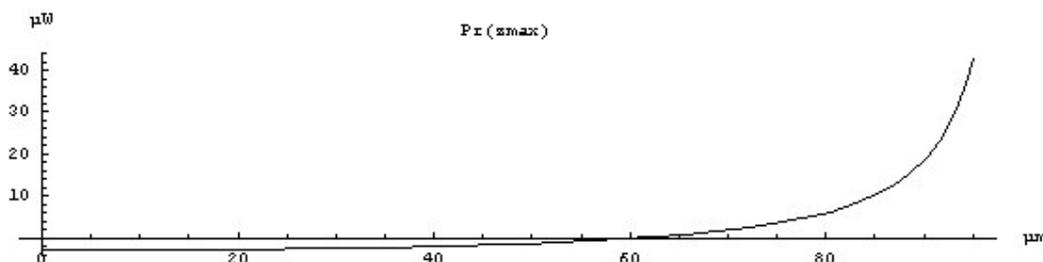


Figure 112 : Puissance récupérable fonction de l'amplitude z_{max} pour la structure en silicium

Les cycles deviennent rentables dès que l'amplitude du déplacement relatif atteint $60 \mu\text{m}$, ce qui est du même ordre de grandeur que pour la structure en tungstène, sans avoir fait aucune optimisation. De la réduction d'échelle, s'ensuit inévitablement d'une réduction de la puissance récupérable puisque nous réduisons la masse en mouvement, mais le rendement et le seuil de rentabilité sont à peu près conservés. Par contre, grâce à la précision de la réalisation en microtechnologie, nous pouvons espérer avoir une structure en silicium très proche de celle dimensionnée, alors que pour la structure macroscopique en tungstène, nous risquons, de par les imprécisions de la réalisation, d'avoir des limitations significatives (amplitude du débattement...).

Regardons maintenant la puissance récupérable en fonction de la capacité maximale :

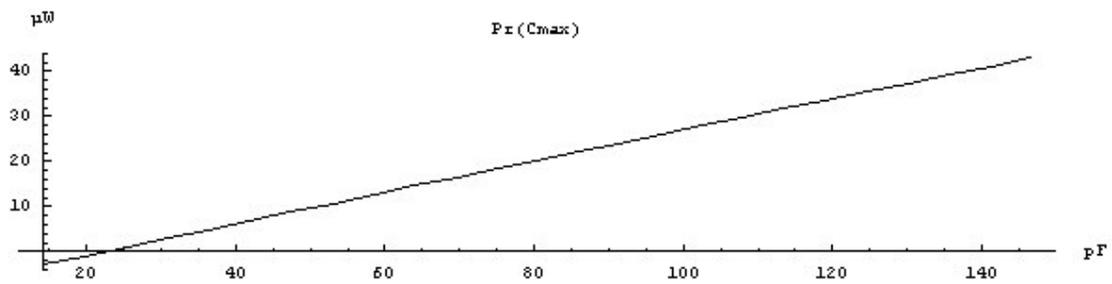


Figure 113 : Puissance récupérable fonction de l'amplitude C_{max} pour la structure en silicium

Au niveau de la valeur de la capacité variable, la structure en silicium permet d'avoir un facteur beaucoup plus élevé entre sa capacité maximale et minimale (facteur 10 au lieu de 4 pour la structure en tungstène), ce qui fait que son seuil de rentabilité par rapport à son excursion maximale est beaucoup plus bas. En effet le seuil de rentabilité se trouve à 22.5 pF alors que la capacité maximale peut atteindre 147 pF. Pour les déplacements de fortes amplitudes, l'énergie consacrée à la charge peut être presque négligée par rapport à celle récupérée lors de la décharge.

Enfin, la puissance récupérable est à peu près proportionnelle à la fréquence du mouvement relatif tant que la période mécanique est très inférieure à la constante de temps de décharge de la capacité variable à travers les différentes résistances de fuites. Pour pouvoir récupérer jusqu'à quelques Hz, il faut donc une constante de temps de quelques secondes, c'est à dire une résistance de fuite R_{fuite} de :

$$R_{fuite} \gg \frac{1 \text{ sec}}{C_{\min}} = 70 \text{ G}\Omega$$

Au niveau de la résistance de fuite du transistor secondaire K_s à l'état ouvert, cette valeur semble assez facilement atteignable mais il convient de prendre beaucoup de soin dans la réalisation de la structure mécanique pour ne pas passer en dessous de cette valeur (épaisseur d'isolant suffisante...).

Maintenant que nous avons estimé les performances de notre circuit de charge/décharge, nous allons nous intéresser au circuit de commande des transistors que nous appelons aussi électronique de commande.

V.4. Electronique de commande

L'électronique de commande a pour objectif de générer les signaux utiles aux transistors de la partie électronique de puissance pour faire la charge ou la décharge de la capacité variable. Cette charge ou décharge est déclenchée respectivement sur un front montant ou descendant du signal U'_L . Nous proposons deux solutions pour réaliser cette fonction : une première basée sur un fonctionnement de type automate nécessitant une horloge et une deuxième basée sur des cellules à retard de type RC. Nous comparerons ensuite les deux méthodes en terme de flexibilité, robustesse et consommation.

Nous noterons K_1 et K_2 les signaux respectifs de commande des transistors K_p et K_s . Un état '1' sur ces signaux signifie que le transistor correspondant est fermé et un état '0' qu'il est ouvert.

Concernant les différents retards, nous prendrons les notations suivantes :

t_{1T}	Temps de fermeture du transistor primaire pour le test de capacité
t_{gT}	Temps de garde entre l'ouverture de K_p et la fermeture de K_s pour le test de capacité
t_{2T}	Temps de fermeture du transistor secondaire pour le test de capacité
t_T	Temps au bout duquel nous faisons la mesure de capacité
t_{3T}	Temps permettant de s'assurer que la charge pour le test est terminée
t_1	Temps de fermeture du transistor primaire lors de la charge
t_{gc}	Temps de garde entre l'ouverture de K_p et la fermeture de K_s lors de la charge
t_2	Temps de fermeture du transistor secondaire lors de la charge
t_5	Temps minimum avant de relancer une charge ou une décharge
t_3	Temps de fermeture du transistor secondaire lors de la décharge
t_{gd}	Temps de garde entre l'ouverture de K_s et la fermeture de K_p lors de la charge
t_4	Temps de fermeture du transistor primaire lors de la décharge

Au niveau temporel, voici ce que nous cherchons à obtenir :

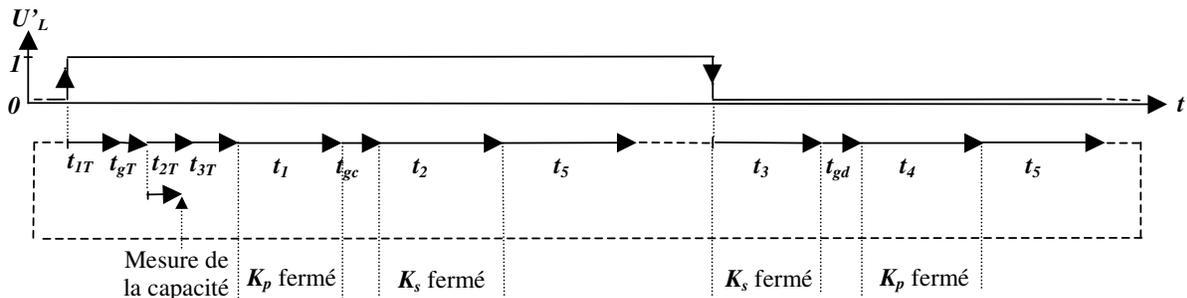


Figure 114 : Succession des différentes étapes

Les temps dont l'indice se termine par T sont dédiés au test de la capacité variable. Ce test, comme nous l'avons proposé dans le paragraphe V.3.4.4, permet d'éviter de faire des cycles de charge/décharge dont le bilan d'énergie est négatif. Ce test se fait exactement au bout du temps t_T , nous appellerons *Test* le signal logique qui en résulte. Si *Test* vaut '0', nous ne faisons pas de charge, c'est à dire que nous attendons le prochain front montant de U_L avant de refaire un test. Par contre, si *Test* vaut 1, nous enchaînons par une charge complète de la capacité variable. Une fois la charge effectuée, nous interdisons la décharge durant un temps t_5 , ce temps de sécurité permet de nous affranchir des perturbations liées à la transition rapide de la charge stockée dans la capacité variable. La décharge ne s'effectue qu'au prochain front descendant de U_L . Une fois la décharge effectuée, nous attendons à nouveau un temps de sécurité t_5 avant de faire une nouvelle charge. Pour avoir un fonctionnement correct, il suffit que t_5 soit inférieur à la demi-période de la fréquence de vibration maximale que nous souhaitons récupérer, c'est-à-dire adapté à la bande passante que nous nous fixons, à savoir environ 500 Hz.

Pendant la phase de test, nous avons un fonctionnement du même type que pour la charge, mais avec des temps de fermeture des interrupteurs beaucoup plus courts permettant d'injecter une énergie réduite mais suffisante pour la mesure. Nous n'avons pas indiqué sur la Figure 114 l'état des interrupteurs pendant cette phase, faute de place.

Nous allons maintenant nous intéresser à deux méthodes différentes pour générer les différentes périodes de fermeture des interrupteurs en fonction notamment du résultat du test.

V.4.1 Avec une horloge

La première méthode est fondée sur une horloge et consiste à réaliser les différents temps par simple comptage du nombre de périodes de celle-ci. Ensuite, à l'aide d'un automate, nous gérons la succession de ces différents temps. Nous avons décrit en VHDL une fonction de comptage et l'automate de gestion que nous avons mis en oeuvre dans un CPLD. L'automate est présenté à l'ANNEXE 7.

Cette méthode de génération des temps est particulièrement robuste et flexible, le problème est qu'elle nécessite une horloge fonctionnant à quelques MHz. A une telle fréquence, la consommation de celle-ci ne peut être considérée négligeable devant l'énergie à récupérer. Quant aux équations logiques de transitions, elles n'ont besoin d'être évaluées que durant quelques μs après chaque transition du signal de détection U'_L , ce qui engendre une consommation négligeable par rapport à celle de l'horloge. Nous avons alors décidé de procéder différemment pour générer les différents temps. En effet, au lieu de compter un certain nombre de coups d'horloge, nous allons utiliser le temps de propagation d'un signal dans un réseau RC.

V.4.2 Avec des cellules à retard

L'utilisation de cellules à retard, en plus de générer les différents temps utiles, permet de s'affranchir de toute horloge. En effet, suite à un front montant ou descendant du signal de détection U'_L , ce sont les différents retards qui vont cadencer le fonctionnement. Pour mieux comprendre, regardons comment nous pouvons générer le temps t_{IT} :

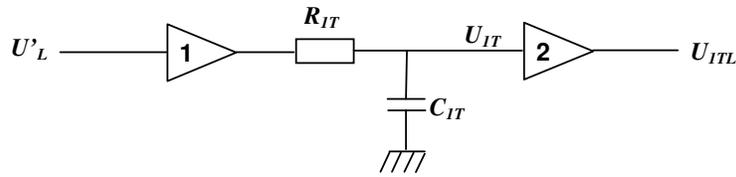
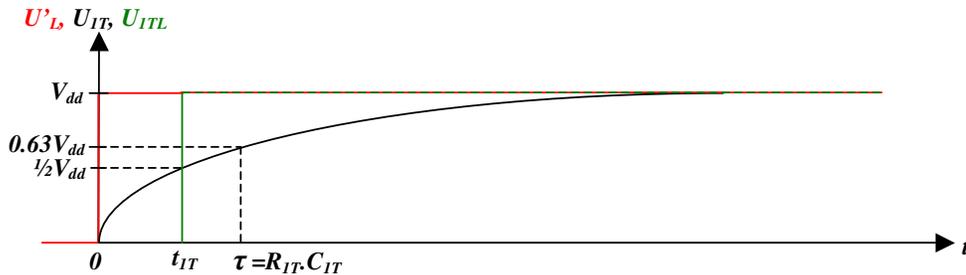


Figure 115 : Génération de t_{IT}

Le signal U_{ITL} représente le signal U'_L retardé de t_{IT} . Regardons les formes d'ondes de ces différents signaux suite à un front montant de U'_L :



Les portes logiques **1** et **2** sont des 'OUI' ou 'NON' logiques, c'est à dire des amplificateurs logiques (ou buffers) alimentés sous V_{dd} .

Pour obtenir le retard t_{IT} qui convienne, il suffit de choisir la constante de temps $\tau = R_{IT} \cdot C_{IT}$ telle que $\tau = t_{IT} \cdot \ln(2)$, en considérant que la porte **2** bascule à $\frac{1}{2}V_{dd}$. Ensuite, si nous souhaitons générer le signal de commande K_I de fermeture de K_p , il suffit d'ajouter un 'OU' exclusif entre U'_L et U_{ITL} . Pour générer le temps de garde t_{gT} , il suffit de la même manière de retarder U_{ITL} de t_{gT} et ainsi de suite pour tous les autres temps.

Ensuite, il est, de la même manière que pour l'automate précédent, possible de mettre des conditions pour transiter d'un état à l'autre. Nous avons alors à chaque transition de U'_L , une succession de transitions retardées qui permettent la commande des transistors primaire et secondaire. Puis le système finit par se stabiliser dans un état de repos et attend la prochaine transition de U'_L pour redémarrer.

L'avantage de ce fonctionnement c'est que **le système est au repos plus de 99% du temps** ce qui engendre une consommation extrêmement faible du circuit logique, proche de sa consommation à vide. L'inconvénient par contre, c'est que si nous réalisons les différents retards par des cellules RC, nous risquons d'avoir une forte sensibilité des temps par rapport aux conditions extérieures (humidité, température ...) et d'être peu robuste par rapport au bruit électrique ambiant. Cette sensibilité est d'autant plus importante que les impédances de R et C sont élevées. Or pour dissiper peu d'énergie dans ces cellules lors des transitions, il faut choisir des impédances élevées. Il faut donc trouver un compromis entre consommation et robustesse, sachant que la consommation pour une transition vaut :

$$E_{transition} = \frac{1}{2} C V_{dd}^2$$

Si nous considérons une constante de temps τ de l'ordre d'une microseconde, une tension d'alimentation V_{dd} de 5V, une résistance R de 1 Mohms, nous obtenons une capacité de 1 pF, ce qui conduit à une perte de 12.5 pJ par transition. Ces impédances et pertes peuvent être

considérés acceptables par rapport à l'énergie récupérée. La détermination des résistances et capacités de liaisons doit tenir compte de celles faisant partie intégrante des portes logiques. Dans une optique d'intégration nous pouvons adapter la puissance de sortie des portes à la constante de temps que nous cherchons à obtenir.

Maintenant que nous avons dimensionné la structure mécanique et l'électronique de gestion, nous pouvons passer à la caractérisation pratique des ces parties et mesurer leurs efficacités une fois assemblées et testées sur des applications réelles.

CHAPITRE VI : MESURES

Nous allons maintenant mesurer les différentes caractéristiques mécaniques et électriques liées à la structure en tungstène. Nous ne traiterons pas ici de la structure en silicium qui est encore en cours de réalisation.

VI.1. Caractérisation de la partie mécanique

La réalisation de la structure en tungstène a été sous-traitée chez un spécialiste de l'électroérosion (Elefil) et nous a été livrée sous la forme de trois pièces séparées, telles que représentées sur la photographie de la Figure 116.

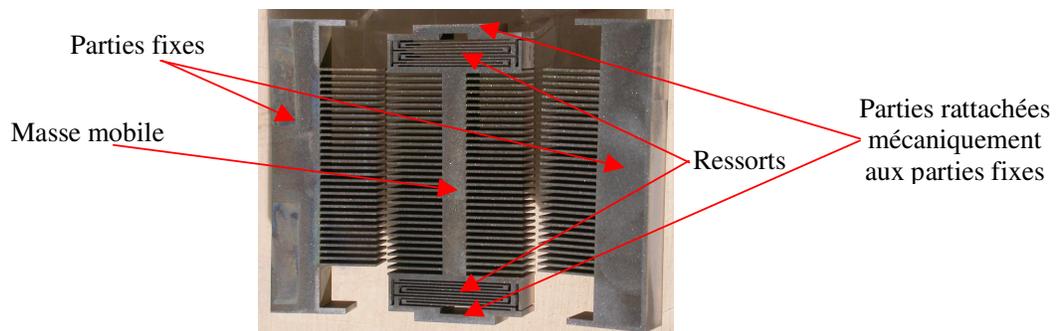


Figure 116 : Pièces en tungstène réalisées par électroérosion

Ces pièces ont alors été assemblées par collage sur deux céramiques usinées par un autre sous-traitant. Pour pouvoir faire le collage avec suffisamment de précision, nous avons monté les différentes pièces sur un bâti d'assemblage tel que présenté sur la photographie de la Figure 117.

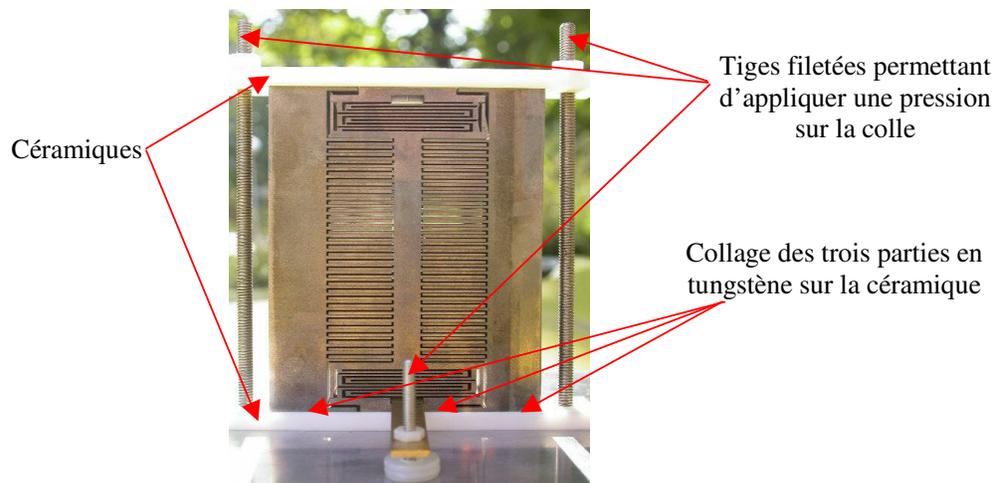
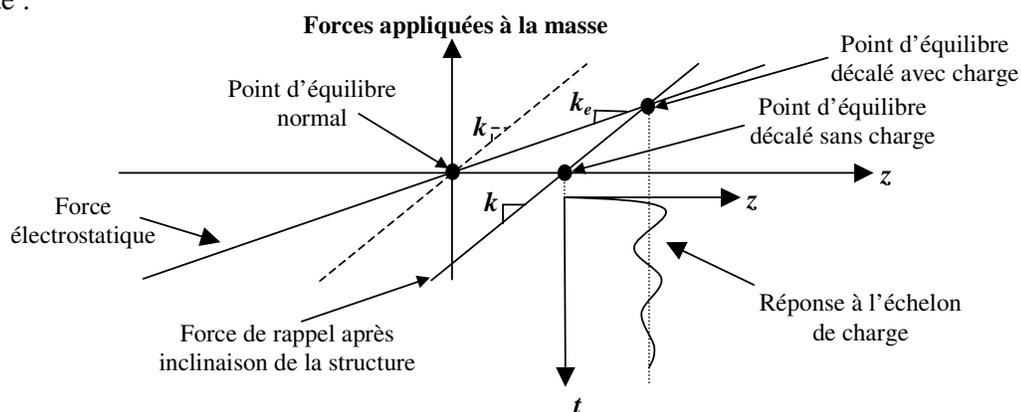


Figure 117 : Assemblage des différentes pièces

Afin d'ajuster les positions relatives des trois pièces en tungstène lors du collage, nous les avons montées sur un bâti fait sur mesure permettant d'appliquer des pressions indépendantes sur ces trois pièces. Ces pressions jouent sur l'épaisseur de colle et sont réglées de façon à ce que les trois parties soient positionnées correctement les unes par rapport aux autres, tout en s'assurant que les butées agissent avant le court-circuit électrique. En effet, si à chaque fois que l'amplitude du déplacement relatif atteint un maximum, il y a un court-circuit, nous aurons des pertes électriques conséquentes. C'est pourquoi nous avons privilégié d'éviter le court-circuit, ce qui nous conduit, sachant que les doigts ne sont pas parfaitement droits à une capacité maximale atteignable plus faible que celle qui était prévue, c'est à dire de **1267 pF dans un sens** ($z=-72 \mu\text{m}$) et de **1780 pF dans l'autre sens** ($z=94 \mu\text{m}$) au lieu de 3591 pF ($z=\pm 116 \mu\text{m}$). Nous avons donc un facteur de deux à trois par rapport à ce que nous avons dimensionné, ce qui va dégrader inévitablement les performances maximales attendues. Toutefois, nous restons en dessus du seuil de rentabilité de l'électronique qui est de 1175 pF (cf §V.3.4.3). Par ailleurs, tant que l'amplitude du déplacement relatif est suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'aller en butée, les caractéristiques restent les mêmes que celles qui étaient prévues.

Maintenant que nous avons regardé l'excursion capacitive de la structure, nous allons nous intéresser à sa fréquence de résonance et à son amortissement mécanique. Pour caractériser la structure en tungstène, nous nous proposons d'étudier la réponse de la structure à un échelon de charge. Pour réaliser cet échelon, nous utilisons notre circuit électronique de charge qui permet d'injecter l'énergie E_c dans la structure. Ensuite, pour que cette charge ait un effet sur la structure mécanique, nous avons incliné légèrement cette dernière de façon à modifier son point de repos. Nous avons alors un décalage entre les points de repos avant et après charge, ce qui permet de lancer un mouvement mécanique d'oscillation, comme le représente la figure suivante :



Sur la Figure 118 nous avons présenté la réponse de la tension U à un échelon de charge.

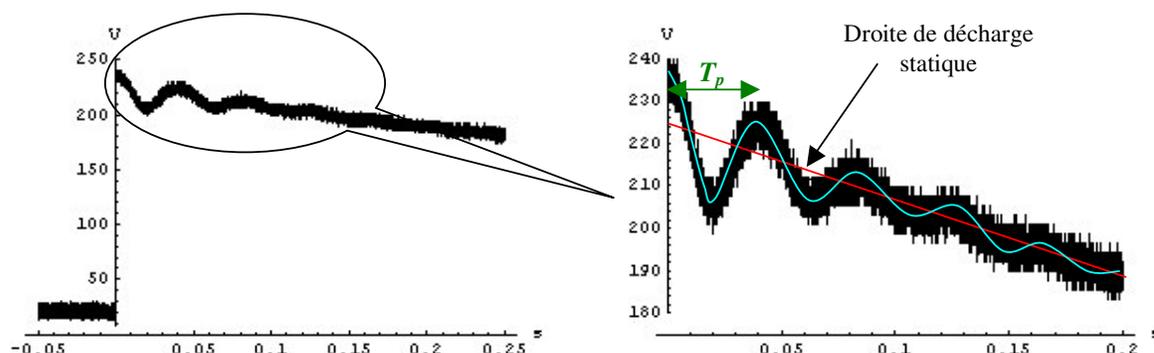


Figure 118 : Réponse à un échelon de charge

Après avoir injecté une charge dans la structure, nous avons bien apparition d'un mouvement mécanique qui se traduit par une variation de tension aux bornes de celle-ci. En mesurant l'atténuation relative de deux arches successives (75 %) et en considérant que la capacité évolue linéairement autour d'un point de repos, nous en déduisons la valeur de l'**amortissement mécanique** ($\zeta_m=0.09$) et le **facteur de qualité** (5.5). L'amortissement mécanique est assez élevé car la structure a été, pour des raisons de coût, réalisée dans un alliage et non dans un matériau pur ou monocristallin. Cet amortissement mécanique est en effet essentiellement dû à l'absorption des poutres, car l'effet de coussin d'air est négligeable aux fréquences considérées (comme nous avons pu le vérifier en effectuant le vide autour de la structure). Toutefois, comme nous cherchons à avoir un amortissement électrique élevé, l'amortissement mécanique ne devrait pas avoir beaucoup d'impact sur les caractéristiques du système.

Ensuite, à partir de la pseudo période ($T_p=40$ ms), du facteur d'amortissement ($\zeta_m=0.09$) et de la charge injectée ($Q=239$ nC), nous en déduisons la fréquence de résonance f_r de la structure :

$$\left. \begin{aligned} f_{r\text{chargé}} &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k-k_e}{m}} = \frac{1}{T_p \sqrt{1-2\xi_m^2}} = 25.2 \text{ Hz} \\ k_e &= \frac{Q^2}{2\varepsilon_0 \Delta S} = 3535 \text{ N.m}^{-1} \end{aligned} \right\} f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} = 38.7 \text{ Hz}$$

Nous obtenons donc une fréquence de résonance qui est inférieure à celle que nous avons dimensionnée, cette différence est surtout due aux imprécisions de réalisation des poutres servant de ressort, mais aussi à une connaissance assez approximative du module de Young de l'alliage INTERMET à base de tungstène.

Sachant que la charge Q et donc l'énergie E_c que nous injectons dans la structure dépend de la raideur k et donc de la fréquence de résonance f_r , il est nécessaire de réévaluer celle-ci :

$$\begin{aligned} k_e &= \frac{2}{3} k = \frac{2}{3} m (2\pi f_r)^2 = 4099 \text{ N.m}^{-1} \Rightarrow Q = \sqrt{2\varepsilon_0 \Delta S k_e} = 257 \text{ nC} \\ \Rightarrow E_c &= \frac{1}{2} Q V_{\min} = \frac{Q^2}{2C_{\max}} = 18.6 \mu\text{J} \end{aligned}$$

La charge Q à injecter est plus faible que celle qui était prévue lors du dimensionnement (333 nC) car la raideur k est en pratique plus faible que celle prévue (6157 N.m⁻¹ au lieu de 10277 N.m⁻¹). Par contre, l'énergie à injecter est plus élevée, car la valeur de la capacité maximale ne pourra, en pratique, pas dépasser 1780 pF (au lieu des 3591 pF prévues). Ceci permet, pour un déplacement de plus faible valeur, d'avoir une charge injectée proche de celle souhaitée, comme le représente la figure suivante :

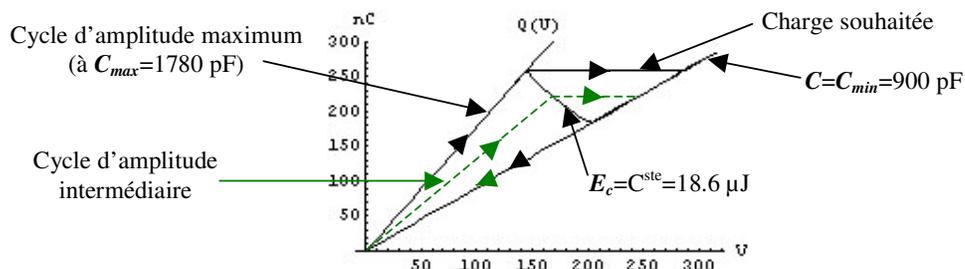


Figure 119 : Cycle charge-tension de la structure en tungstène réalisée

Dans la limite où $C_{max}=C_{min}$, la charge injectée correspond encore à 70 % de la charge souhaitée. Le fait de fonctionner à énergie injectée constante au lieu de fonctionner à charge injectée constante, modifie finalement assez peu le cycle de fonctionnement.

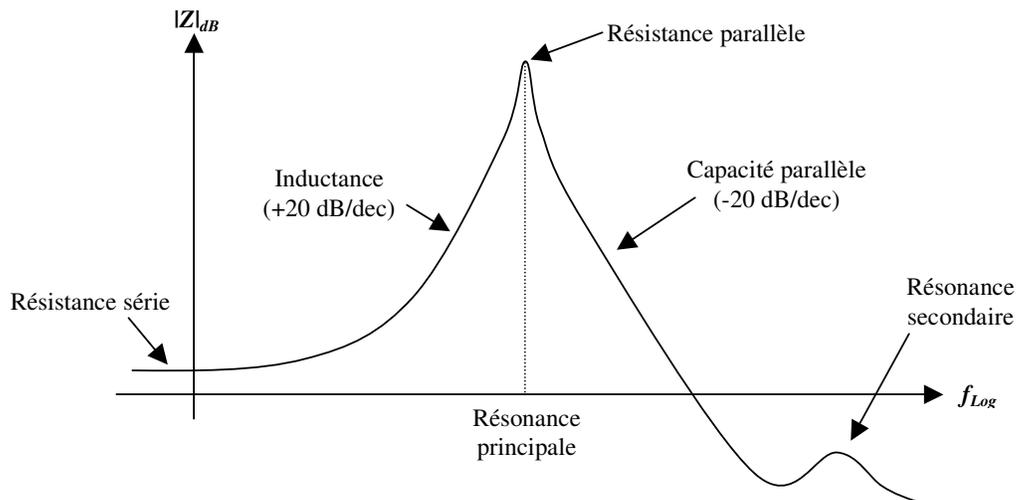
Sur la réponse à un échelon de charge de la Figure 118, nous observons une décroissance progressive de la tension moyenne, celle-ci est principalement due à l'écoulement de la charge à travers la résistance de la sonde qui nous a permis de faire le relevé (1 G Ω) et non à cause d'une résistance de fuite au niveau de la structure mécanique.

Maintenant que nous avons mesuré toutes les données techniques qui nous intéressaient concernant la structure mécanique en tungstène, nous allons nous intéresser aux caractéristiques de sa partie gestion électrique.

VI.2. Caractérisation de la partie électrique du prototype en tungstène

Avant de mesurer la puissance récupérable avec la structure en tungstène, nous allons mesurer les différents paramètres électriques du circuit de charge/décharge, afin de pouvoir comparer les résultats mesurés avec ceux prévues par notre modèle.

Au niveau transformateur inductif, nous mesurons les différents paramètres à l'aide d'un analyseur d'impédance qui nous donne le module et la phase de l'impédance en fonction de la fréquence. Nous obtenons au niveau du module, pour le primaire et le secondaire, des caractéristiques du type :



Grâce à ce relevé, nous disposons de tous les éléments parasites de l'inductance mesurée, même si pour plus de précision nous mesurons la résistance série à l'ohmmètre. Ensuite, pour mesurer l'inductance de fuite, il suffit de court-circuiter le deuxième bobinage et de mesurer la nouvelle valeur de l'inductance. Enfin, pour prendre correctement en compte la capacité entre primaire et secondaire, sachant que nous avons des variations lentes entre *A* et *F* au cours du fonctionnement, il faut connecter ensemble ces deux bornes. Nous obtenons alors, pour l'ensemble du transformateur inductif les valeurs suivantes :

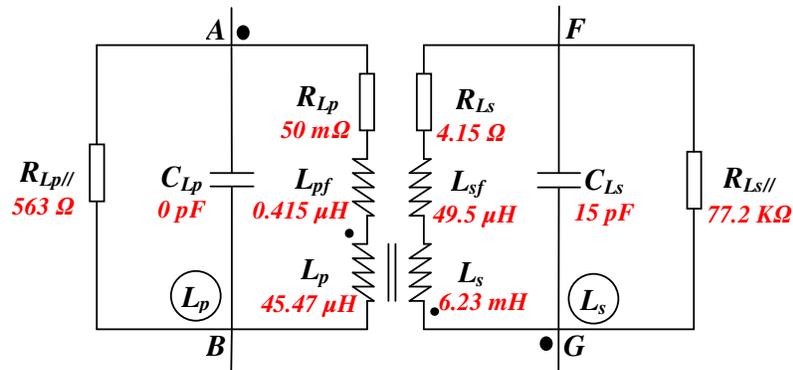


Figure 120 : Caractérisation du transformateur inductif pour la structure en tungstène

Pour réaliser le bobinage primaire, nous avons utilisé du fil multibrins, ce qui permet de réduire les pertes résistives et nous avons mis un nombre de spires suffisant pour couvrir tout le bobinage primaire afin de minimiser l'inductance de fuite. C'est pourquoi nous avons une inductance primaire un peu supérieure à celle que nous avons prévue.

Concernant la capacité parallèle primaire, nous l'avons ramenée complètement au secondaire, c'est pourquoi nous lui avons affecté une valeur nulle.

Concernant les transistors, nous avons mesuré la résistance à l'état ouvert et à l'état fermé, utilisé la capacité parasite parallèle donnée par le constructeur et estimé l'inductance série du transistor et du circuit d'accès au bobinage à 100 nH. Nous obtenons alors les valeurs suivantes :

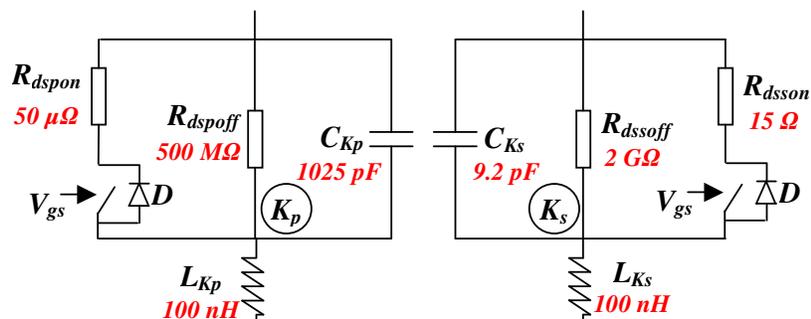


Figure 121 : Caractérisation des transistors pour la structure en tungstène

Nous disposons donc maintenant de toutes les données pour faire le bilan de puissance, évaluer la répartition des pertes et comparer notre modélisation à des mesures pratiques.

VI.3. Bilan de puissance

Nous allons effectuer le bilan de puissances dans deux situations différentes, une première qui consiste à exciter la structure mécanique avec une vibration mécanique sinusoïdale d'amplitude et de fréquence réglables, et une deuxième qui consiste à évaluer le comportement du système dans un milieu vibratoire donné.

VI.3.1 Mesure de la puissance récupérable sur un banc de test

Nous allons commencer par étudier la réponse du système à une excitation sinusoïdale afin de déterminer les paramètres génériques du système, c'est à dire connaître, par exemple, l'influence de la fréquence ou de l'amplitude sur le bilan de puissance. Voici une photographie du montage utilisé pour faire vibrer la structure électrostatique :

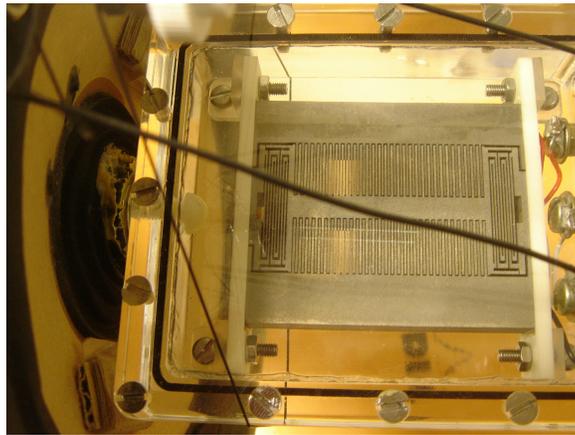


Figure 122 : Montage permettant d'exciter la structure avec une vibration de forme sinusoïdale

Il suffit de régler l'amplitude et la fréquence de la tension appliquée au haut-parleur pour obtenir l'excitation mécanique souhaitée. Même si le couplage entre le haut-parleur et la structure n'est pas parfait, le montage permet quand même de soumettre la structure mécanique à des vibrations sinusoïdales d'amplitudes et de fréquences voulues.

Voici l'évolution de la tension U que nous avons aux bornes de la capacité variable pour une excitation mécanique sinusoïdale à 30 Hz générant une variation de capacité allant de 900 pF à 1579 pF du côté où la structure électrostatique est la moins limitée :

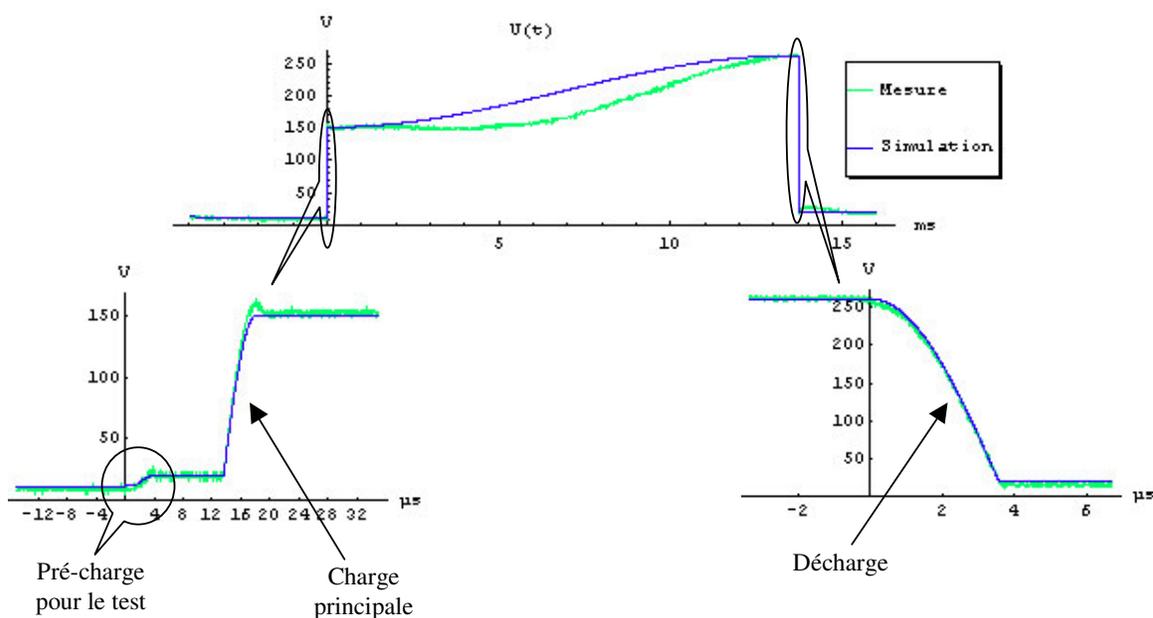


Figure 123 : Comparaison simulation-Mesure pour un cycle de fonctionnement

Du côté de la charge, nous avons pris en compte, pour la simulation analytique, la pré-charge. Ceci nous a semblé nécessaire pour pouvoir estimer les caractéristiques du système avec suffisamment de précision. Nous obtenons ainsi une simulation temporelle pour la charge très proche de la réalité. Ensuite, pendant la déformation mécanique, nous avons une petite différence entre la simulation et la mesure, tout simplement parce que nous considérons pour la simulation un mouvement relatif sinusoïdal, ce qui n'est pas le cas en pratique. En effet, pour la mesure, ce que nous imposons, c'est une excitation mécanique de forme sinusoïdale et non le déplacement relatif. En fait, lorsque nous chargeons la structure, nous imposons une force électrostatique qui

s'oppose au retour en position d'équilibre de la masse en mouvement. Mais, sachant que nous nous sommes assurés que la force de rappel reste supérieure à la force électrostatique, c'est elle qui prédomine ; Toutefois, la force d'accélération qui a écarté la masse de sa position d'équilibre ne s'annule pas immédiatement et ralentit temporairement le retour de celle-ci vers sa position d'équilibre. Quant à la décharge, elle est conforme à celle que nous attendions, c'est à dire à une résonance de la capacité variable (à sa valeur minimale) avec l'inductance secondaire du transformateur inductif. L'interrupteur secondaire est alors ouvert légèrement avant l'annulation de la tension U , de façon à laisser sur la structure électrostatique une charge résiduelle permettant de faire la prochaine détection. Nous avons en fait réglé le temps de fermeture t_3 à 95 % du temps nécessaire à l'annulation de la tension.

Nous avons présenté ici le côté où l'excursion capacitive est la plus importante, le problème, par l'asymétrie des butées, est que nous avons de l'autre côté une excursion capacitive beaucoup moins importante. Ceci conduit à une puissance récupérée de 198 μW dont 91 % provient de la contribution du côté où la variation de capacité est la plus importante. Si les butées autorisaient une excursion symétrique et plus importante, nous pourrions, pour une même excitation mécanique produire une puissance électrique presque deux fois plus importante. Par ailleurs, du fait que nous rentrons régulièrement en butée d'un côté, nous avons une partie non négligeable de l'énergie mécanique qui est absorbée.

Pour mieux se rendre compte de l'effet des butées, regardons l'évolution des maximums de position z_{max1} et z_{max2} liés aux excursions respectives d'un côté et de l'autre de la position de repos en fonction de la puissance récupérée et pour une excitation mécanique à 30 Hz :

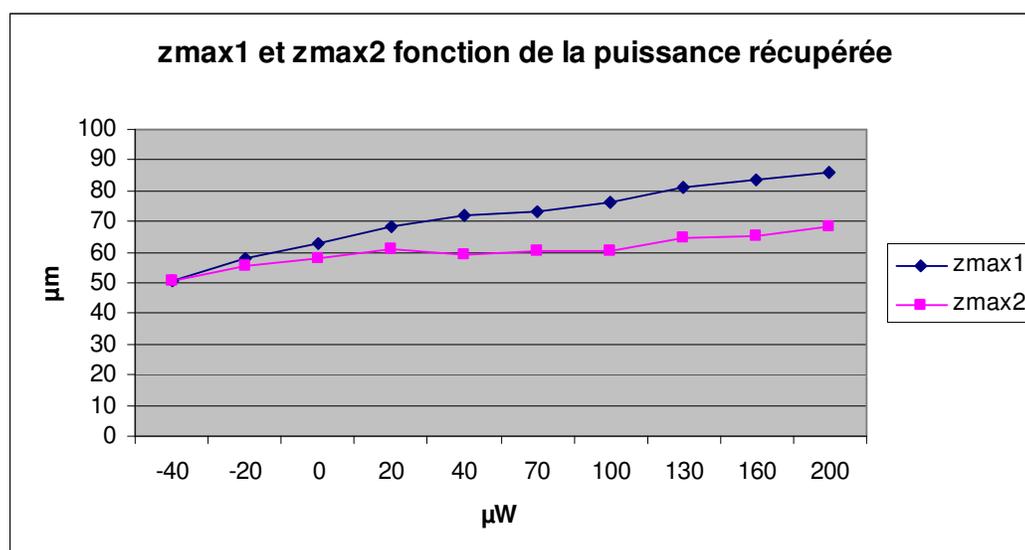


Figure 124 : Excursions z_{max1} et z_{max2} fonction de la puissance récupérée à 30 Hz

Tant que l'excitation mécanique est de faible amplitude, le déplacement relatif reste à peu près symétrique, ensuite, dès que la puissance récupérée atteint 20 μW , une des butées commence à intervenir et limite d'un côté l'amplitude z_{max2} autour de 60-70 μm .

Pour estimer le lien entre la puissance récupérée et l'amplitude du déplacement relatif, nous avons reporté sur la Figure 125 la puissance récupérée en fonction de l'excursion z_{max1} .

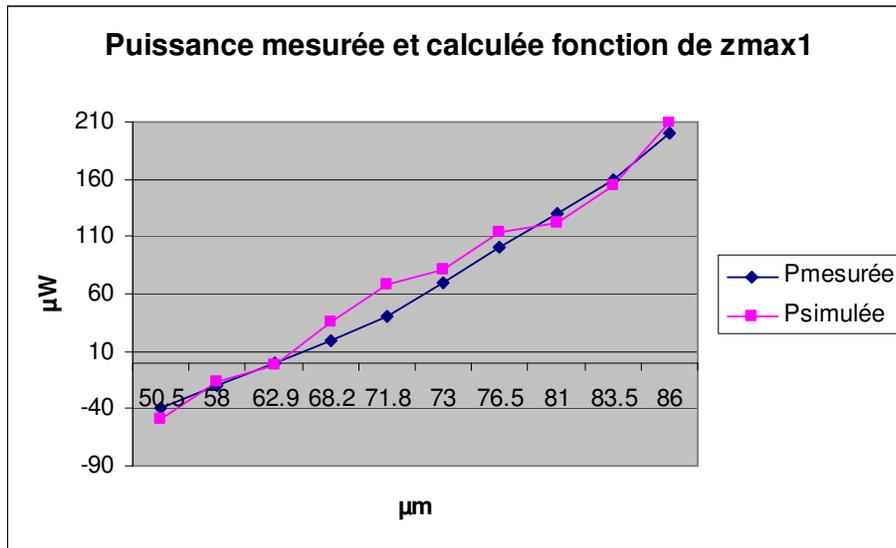


Figure 125 : Puissance mesurée et calculée fonction de l'excursion maximum z_{max1}

Le seuil de rentabilité mesuré est d'environ 63 μm , ce qui est très proche du seuil théorique de 65 μm obtenu dans la partie V.3.4.3. Les puissances mesurées et simulées diffèrent légèrement, mais gardent la même tendance. Cet écart peut se justifier facilement par les imprécisions de mesure. En effet, les données d'entrées pour faire la simulation (C_{max} , charge résiduelle ...) sont mesurées sur un cycle correspondant à l'excursion dans un sens puis dans l'autre sens, le problème est que ces cycles ne sont pas parfaitement répétitifs dans le temps, notamment parce que l'excitation mécanique est fournie par un haut-parleur et non une source de vibration calibrée et stable dans le temps.

Ces mesures nous ont permis toutefois d'avoir les tendances générales de notre système et ces limitations, l'efficacité de celui-ci dépendant presque uniquement de l'amplitude du déplacement relatif. Le fait de changer la fréquence des vibrations mécaniques n'a que pour effet de diminuer ou d'augmenter le nombre de cycle et donc proportionnellement la puissance récupérée.

Nous allons maintenant nous intéresser au bilan de puissance de notre système en considérant une vibration mécanique de fréquence 50 Hz et d'amplitude 94 μm et en considérant par ailleurs que nous avons un fonctionnement symétrique limité seulement par la butée la plus large autorisant un déplacement relatif de 94 μm . Nous obtenons alors le bilan de puissance suivant :

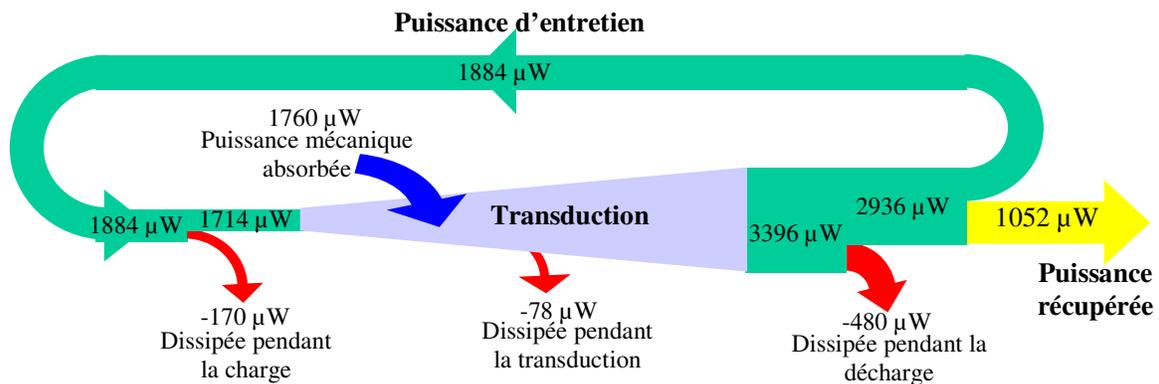


Figure 126 : Bilan de puissance obtenu avec la structure en tungstène symétrisée

Si la structure était symétrique, nous pourrions récupérer jusqu'à 1 mW à 50 Hz, en pratique, comme l'une des butés agit aux environs du seuil de rentabilité, nous récupérons une puissance d'environ moitié, soit un peu plus de 500 μ W.

Si nous comparons la puissance récupérée à la puissance mécanique absorbée, nous obtenons un rendement de 60 %, ce qui est très élevé pour un système de cette dimension, surtout sachant que la puissance absorbée est proche du maximum de puissance que nous pouvons théoriquement récupérer (couplage mécanique/électrique très élevé). Ce rendement est inférieur au rendement théorique de 75 % calculé dans la partie V.3.4.3 tout simplement parce que l'amplitude théorique était limitée à 116 μ m au lieu des 94 μ m obtenues en pratiques avec les imprécisions de l'électroérosion.

Cette limitation n'intervient toutefois que si l'amplitude de l'excitation mécanique engendre un déplacement supérieur à celui autorisé par les butées. Nous allons donc maintenant nous intéresser au comportement de notre système vis-à-vis d'un environnement vibratoire réel.

VI.3.2 Mesure de la puissance récupérable sur une application réelle

Nous avons testé notre système de récupération macroscopique sur le moteur d'une voiture fonctionnant au ralenti, sa fréquence de vibration principale est autour de 30 Hz, ce qui est assez différent de la fréquence de résonance propre de notre structure. Voici une photographie du montage :



Figure 127 : Mesure sur le moteur d'une voiture

Même si le couplage entre le moteur et notre structure mécanique n'est pas très bon (structure juste coincée entre quelques flexibles), elle permet de récupérer une puissance proche du maximum possible à 30 Hz, soit 232 μ W au lieu de 300 μ W (10 μ W/Hz).

CHAPITRE VII : CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Après avoir fait un état de l'art assez large sur la récupération d'énergie, nous avons pu choisir une source et un système de conversion qui permettent de répondre à notre cahier des charges tout en représentant une certaine innovation. En plus de présenter des densités de puissance conformes à ce qui était espéré, **notre structure électrostatique possède un fort amortissement électrique, ce qui est peu courant dans la récupération d'énergie**. En effet, habituellement les structures sont dimensionnées pour fonctionner à la fréquence de résonance, afin de compenser le faible couplage mécanique/électrique qu'ont, par exemple, les structures électromagnétiques ou piézoélectriques. Le problème de ces structures à faible amortissement est qu'elles ne fonctionnent bien que si sont présentes des vibrations mécaniques à la même fréquence que la fréquence de résonance de la structure considérée.

Des mesures réalisées sur des objets de la vie courante nous ont permis de mettre en évidence ce problème et montré qu'un fort amortissement électrique permettait d'élargir le spectre d'utilisation. Nous avons pu, à partir de ces mêmes mesures, déterminer la puissance théorique récupérable, avant de nous intéresser précisément aux performances de notre convertisseur mécanique/électrique. Les résultats montrent que notre structure permet, sans tenir compte de l'électronique de gestion, de récupérer des puissances proches des puissances théoriques, c'est-à-dire de l'ordre de 1 à 10 μW par gramme de masse en suspension.

Ensuite nous avons mis au point une électronique de gestion permettant d'exploiter pleinement la structure électrostatique de conversion et de restituer une énergie électrique sous une forme utilisable, c'est-à-dire ici sous la forme d'une tension continue de 1 à 5 volts pouvant directement alimenter des circuits très basse consommation. Pour mettre au point cette électronique nous avons procédé à des simulations analytiques du système complet, permettant de mettre rapidement en évidence les points clefs et d'optimiser le fonctionnement de l'ensemble. En pratique, suite à l'association de cette électronique à la structure électrostatique, nous avons obtenu un rendement global de 60% pour un débattement relatif maximal.

Cette électronique étant réalisée en composants discrets, nous pouvons espérer améliorer ses performances en l'intégrant. Toutefois les tensions élevées, nécessaires au bon fonctionnement de l'ensemble, rendent difficile une intégration complète.

En ce qui concerne les structures mécaniques actuelles, nous en possédons une en tungstène de 104 g qui a déjà été mise en œuvre et qui nous a permis de récupérer 230 μW sur le moteur d'une voiture au ralenti. Une autre de 2 g en silicium réalisée en collaboration avec le TIMA est en cours de mise en œuvre. La structure en tungstène nous a permis de valider le concept et la structure en silicium de pousser la miniaturisation et les difficultés qui y sont associées.

Une des perspectives court terme est la réalisation d'une électronique intégrée (commande + transistor côté basse tension) capable de s'adapter à tout type de structure

électrostatique pouvant utiliser la mesure capacitive du test de rentabilité, pour injecter, non pas une énergie donnée à chaque cycle, mais la charge qui permet d'avoir le bon rapport k/k_e quelle que soit l'amplitude du mouvement relatif.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [AIG 2002] R. Aigner, G. Stromberg, J. Berthold, I. Karls
"Smart clothes' devices are self-powered by body heat",
European-Electronics-Engineer, 2002.
- [ALL 2002] S.C. Allison, R.L. Smith, D.W. Howard, C. González, S.D. Collins
"A bulk micromachined silicon thermopile with high sensitivity",
University of California,
*Transducers'01, Eurosensors XV, The 11th International
Conference on Solid-State Sensors and Actuators, Munich,
Germany, p30-33, 2001.*
- [AMI 1998] R. Amirtharajah, A.P. Chandrakasan
"Self-powered signal processing using vibration-based power generation",
*ARL Advanced sensors Federated Lab Program and NSF
Fellowship*,
IEEE J. Solid-State Circuits, 1998.
- [ANA 2001] L.I. Anatyshuk
"Original thermoelectric development of physical concepts, materials and
related technologies and applications",
Inst. of Thermoelectricity, Chernivtsi, Ukraine,
*Proceedings ICT2001, 20 International Conference on
Thermoelectrics, IEEE, Piscataway, 35-41 (Conf. Beijing,
China), 2001.*
- [BAT 1993] J.B. Bates, G.R. Gruzalski, C.F. Luck
"Rechargeable solid state lithium microbatteries",
Oak Ridge National Laboratory & U.S. Department of Energy,
Proc. 6th IEEE Workshops on MEMS, p82-86, 1993.
- [BEN 2001] D. M. Bennett, R. Selfridge, P. Humble, J.N. Harb
"Hybrid power systems for autonomous mems",
Brigham Young Univ.,
*Proceedings of SPIE The International Society for Optical
Engineering, volume 4334, p 354-362, 2001.*
- [BOL 2003] J. Boland, Yuan-Heng-Chao, Y. Suzuki, Y.C. Tai,
"Micro electret power generator",
California Inst. of Technol.,
*Proceedings IEEE Sixteenth Annual International Conference on
Micro Electro Mechanical Systems Cat. No.03CH37426, p538-
41, 2003.*

- [BOR 1998] Jean-Jacques Born, Rudolf Dinger, Pierre-André Farine
“High Precision Mechanics (HPM) : un mouvement automatique avec la précision du quartz”,
Swatch Groupe, 1998.
- [BRE 2002] Brett A. Warneke, Michael D. Scott, Brian S. Leibowitz, Lixia Zhou, Colby L. Bellew, J. Alex Chediak, Joseph M Kahn, Berngard E. Boser, Kristofer S.J. Pister
“An autonomous 16 mm³ Solar-Powered Node for distributed Wireless Sensor Networks”,
Berkeley Sensor and Actuator Center,
Proc. of IEEE Sensors 2002, Orlando, FL, USA, June 12-14,
pp.1510-1515, 2002.
- [CHA 2002] J. Chass, F. Hills
“Ferrofluidic, electromagnetic power generator”,
US Patent 2002/0153781 A1, 2002.
- [CHA 2003] Swades K. Chaudhuri, Derek R. Lovley
“Electricity generation by direct oxidation of glucose in mediatorless microbial fuel cells”,
University of Massachusetts,
Nature Biotechnology 21, 1229 - 1232 Research, 2003.
- [CHE 2001] G. Chen, B. Yang, W. Liu, T. Zeng
“Nanoscale Heat Transfer For Energy Conversion Applications”,
University of California,
International Conference on Energy Conversion and Applications, Wuhan, China, Proc. Energy Conversion and Applications, Ed. Liu, V.1, p287-296, 2001.
- [CHI 2002] Neil N.H. Ching, H.Y. Wong, Wen J. Li, P.H.W. Leong, Z. Wen
“A laser micromachined multi-modal resonating power transducer for wireless sensing systems”,
Chinese University of Honk Kong & Chongqing University,
Sensors and Actuators, A 97-98, p685-690, 2002.
- [COR 2002] N. Cordero, R. Ginige, B. Corbett, K. Kennedy
“Thermal Modelling of TPV Systems”,
NMRC, University College, Lee Maltings, Ireland,
IEEE Inter Society Conference on Thermal Phenomena, p605-609, 2002.
- [COU 1999] T.J. Coutts
“An overview of thermophotovoltaic generation of electricity”,
National Renewable Energy Laboratory, Colorado,
11th International Photovoltaics Science and Engineering Conference, Sapporo (JP), 1999.
- [CUG 2002] O. Cugat,
“Micro-actionneurs électromagnétiques Magmas”,
Lavoisier Paris (lieu d'édition), 2002.

- [DIM 2003] R.S. DiMatteo, P. Greiff, S.L. Finberg, K.A. Young-Whaite, H.K.H. Choy, M.M. Masaki, C.G. Fonstad
 “Micron-gap ThermoPhotoVoltaics (MPTV)”,
MIT,
5th Conference on Thermophotovoltaic Generation of Electricity,
p232-240, 2003.
- [DRE 2000] M.S. Dresselhaus, T.C. Harman, S.B. Cronin, T. Koga, X. Sun, K.L. Wang
 “Si/SiGe superlattice structures for use in thermoelectric devices”,
University of California,
US Patent 6060656, 2000.
- [DUN 2004] D. Graham-Rowe,
 “Self-sustaining killer robot create a stink”,
University of Bristol,
New Scientist, 2004.
- [ELH 2001] M. El-hami, R. Glynne-Jones, N.M. White, M. Hill, S. Beeby, E. James, A.D. Brown, J.N. Ross
 “Design and fabrication of a new vibration-based electromechanical power generator”,
University of Southampton,
Sensors and actuators A-Physical, 92 (1-3): 335-342, 2001.
- [ETK 2002] A. Etkus, J. Razumien, A. Galdikas, V. Laurinaviius, R. Mekys and A. Mironas
 “Conversion of the chemical interaction into electrical signal in planar structure based on dry ADH layer with thin metal film contacts”,
Semiconductor Physics Institute & Institute of Biochemistry,
Lithuania,
Sensors and Actuators B: Chemical; Volume 85, Issues 1-2,
Pages 1-9, 2002.
- [EUR 2001] T. Eura, T. Komine, Y. Hasegawa, A. Takata, F. Katsuki, M. Katoh, K. Nakao, K. Utsumi
 “Research and development on a thermoelectric power generating system using low-calorie exhaust gas”,
Ion Eng. Res. Inst. Corp., Hirakata, Japan,
Proceedings ICT2001, 20 International Conference on Thermoelectrics, IEEE, Piscataway, 409-12 (Conf. Beijing, China), 2001.
- [FLE 2000] J.P. Fleurial, J.A. Herman, G.I. Snyder, M.A. Ryan, A. Borshchevsky, C.K. Huang
 “Electrochemical deposition of (Bi,Sb)₂Te₃ for thermoelectric microdevices”,
Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology,
Thermoelectric Materials 2000 - The Next Generation Materials for Small-Scale Refrigeration and Power Generation Applications, Mater. Res. Soc, Warrendale, PA, USA 2001 Z11.3.1-8 (Symposium. San Francisco), 2000.

- [FLE 2001]** J.P. Fleurial, G.J. Snyder; J. Patel; C.K. Huang; M.A. Ryan, R. Averback, C. Hill, G. Chen
 “Solid-state power generation and cooling micro/nanodevices for distributed system architectures”,
Jet Propulsion Laboratory & California Inst. of Technology, Proceedings ICT2001, 20 International Conference on Thermoelectrics , IEEE, Piscataway, 24-9 (Conf. Beijing, China), 2001.
- [GEN 2002]** M.S. El-Genk, H.H. Saber, T. Caillat
 “A Performance Comparison of SiGe and Skutterudite Based Segmented Thermoelectric Devices”,
 “A Three-Dimensionnal, Performance Model of Segmented Thermoelectric Converters”,
University of New Mexico, Space Technology and Applications International Forum, American Institute of Physics, 2002.
- [GHA 2003]** S. Ghamaty, J.C. Bass, N.B. Elsner
 “Quantum Well Thermoelectric Devices and Applications”,
Hi-Z Technology, Inc. 22nd International Conference on Thermoelectrics, 2003, p 563-566, 2003.
- [GHO 2002]** U.S. Ghoshal, S.A. Cordes, D. Dimilia, J.P. Doyle, J.L. Speidell
 “Thermoelectric coolers with enhanced structured interfaces”,
IBM Corporation, US Patent 6384312, 2002.
- [GHO 2003]** Shankar Ghosh, A. K. Sood, N. Kumar
 “Nanotube hydroelectricity”,
The American Association for the Advancement of Science, Nature Publishing Group, 2003.
- [GLY 2004]** P. Glynne-Jones, M.J. Tudor, S.P. Beeby, N.M. White
 “An electromagnetic, vibration-powered generator for intelligent sensor systems”,
University of Southampton, Sensors and Actuators A 110, 344–349, 2004.
- [GOL 1998]** M. Goldfarb, L.D. Jones
 “Mechanical to electrical energy conversion with a PZT stack”,
Vanderbilt University, Nashville, Tennessee, Mecanique et Industries, vol. 2, no. 5, ISSN 1296-2139, 33rd Intersociety Engineering Conference on energy Conversion, Colorado Springs, 1998.
- [HAG 2002]** P.L. Hagelstein, Y. Kucherov
 “Enhanced figure of merit in thermal to electrical energy conversion using diode structures”,
MIT, ENECO, Applied Physics Letters, vol. 81, n. 3, p559-561, 2002.

- [HAI 2001]** J.G. Haidar, J.I. Ghojel
 “Waste heat recovery from the exhaust of low-power diesel engine using thermoelectric generators”,
Monash University, Australia
Proceedings ICT2001. 20 International Conference on Thermoelectrics, IEEE, Piscataway, NJ, USA 413-18
(Conférence: 8-11 June 2001; Beijing, China), 2001.
- [HAR 2001]** J.S. Harrison,
 “Piezoelectric polymers”,
NASA Langley Research Center,
NASA/CR-2001-211422; ICASE Report No. 2001-43, 2001.
- [HAR 2002]** T.C. Harman, P.J. Taylor, M.P. Walsh, B.E. LaForge
 “Quantum Dot Supperlattice Thermoelectric Materials and Devices”,
 US Patent 2002053359 : “Superlattice et quantum dots de PbTe/PbSeTe”,
 US Patent 6444896 : “Quantum Dot Supperlattice Thermoelectric Materials and Devices”,
 US Patent 6452206 : “Superlattice structures for use in thermoelectric devices”,
MIT,
Science, vol 297,p2229-2232, 2002.
- [HAR 2003]** N.P Harder, M.A. Green
 “Thermophotonics”,
Univ. of New South Wales, Sydney, Australia,
Semiconductor-Science-and-Technology, 2003.
- [HEL 2002]** Adam Heller
 “Implantable Biofuel Cell Electrodes”,
Texas Univ. at Austin,
Final rept. 1, Report number: A277304, 2002.
- [HIS 2001]** Y. Hishinuma, T.H. Geballe, B.Y. Moyzhes; T.W. Kenny
 “Refrigeration by combined tunneling and thermionic emission in vacuum: use of nanometer scale design”,
Stanford University,
Applied Physics Letters, vol 78, no 17, p2572-2574, 2001.
- [HUA 2003]** Wen-Sheh Huang, Kung-Ei Tzeng, Ming-Cheng Cheng, Ruey-Shing Huang
 “Design and fabrication of a vibrational micro-generator for wearable mems”,
National Tsing Hua University,
Eurosensors'03, Portugal, pages 48-51, 2003.
- [HUB 1996]** J. Hubert,
 “Thermoelectric generator with concentric dissipation”,
Brevet FR2732819, 1996.
- [HUG 1986]** V. Hugo Schmidt,
 “ Theoretical electrical power output per unit volume of PVF2 and mechanical to electrical conversion efficiencies as functions of frequency”,
Physics Department, Montana State university, Bozeman, USA,
Proc. IEEE 6th Int. Symp. Applications of Ferroelectrics, Bethlehem, PA 1986.

- [HUM 2001]** P. H. Humble, J. N. Harb, R. LaFollette
 "Microscopic Nickel-Zinc Batteries For Use In Autonomous Microsystems",
Brigham Young University & Bipolar Technologies Corporation,
Journal of the Electrochemical Society, 148(12):357-361, 2001.
- [HUN 1977]** R.J. Hunt
 "Chest motion electricity generator",
Brevet US4245640, 1977.
- [ICH 2001]** M. Ichiki, K. Ashida, T. Kitahara, M. Tanaka
 "Piezoelectric transducer properties and its application to the micro power generator",
National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Japan,
Tenth International Meeting on Ferroelectricity (IMF-10),
Madrid, Spain, 2001.
- [IKU 2002]** M. Ikura
 "Conversion of low-grade heat to electricity using pyroelectric copolymer",
CANMET Energy Technol. Centre, Natural Resources Canada,
Ferroelectrics, 2002.
- [ISO 2002]** S. Isobe, T. Tani, Y. Masuda, Won-Seon-Seo; K. Koumoto
 "Thermoelectric Performance of Yttrium-substituted (ZnO)₅In₂O₃ Improved through Ceramic Texturing",
Nagoya University, Japan,
Japanese Journal of Applied Physics, Part 1-2A, p 731-2, 2002.
- [IZU 2001]** K. Izumida, N. Toyota, M. Yoshimura, Y. Muroi, T. Takenaka, K. Ikeda
 "Micro Generator Systems",
Tokyo University of Agriculture and Technology,
Transducers 2001, Eurosensors XV, June 10-14, Munich, 2001.
- [JEN 2001]** D.G. Jenkins,
 "High-uniformity solar concentrators for photovoltaic systems",
Opt. Res. Associates, Pasadena,
Proceedings of the SPIE, The International Society for Optical Engineering, 2001.
- [JUN 2003]** S. Jung, C. Lauterbach, M. Strasser, W. Weber
 "Enabling technologies for disappearing electronics in smart textiles",
Infineon Technology,
IEEE International Solid State Circuits Conference, Digest of Technical Papers Cat, No.03CH37414 Page(s) : 386-7, 2003.
- [KAA 2002]** Ville Kaajakari, Amit Lal
 "Electrostatic batch assembly of surface mems using ultrasonic triboelectricity",
University of Wisconsin Madison,
14th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, p10-13, 2002.

- [KIN 2001] D.B. King, J.R. Luke, K.R. Zavadil
 “The Microminiature Thermionic Converter”,
*Sanda National Laboratories & New Mexico Engineering
 research Institut,
 Space Technology and Applications International Forum,
 American Institute of Physics, p1152-1157, 2001.*
- [KIS 1999] M. Kishi, H. Nemoto, T. Yamao, M. Yamamoto, S. Sudou, M.
 Mandai, S. Yamamoto
 “Micro-Thermoelectric Modules and thier application to wristwatches as an
 energy source”,
*Seiko Instruments Inc.
 18th International Conference on Thermoelectrics (1999), p301-
 307, 1999.*
- [KK 1985] Nihon Safety KK
 “Constructional arrangement of electric generator”,
Brevet JP60257757, 1985.
- [KOB 2002] V.P. Kobayakov,
 “Promising variants of single crystal tungsten electrodes for high-
 performance thermionic converters”,
*Acad. of Sci., Moscow,
 Technical-Physics. Original: Zhurnal-Tekhnicheskoi-Fiziki. 47:
 1310-15, 2002.*
- [KON 2001] M.J. Konak, I.G. Powlesland
 “Analysis of a self-powered piezoelectric vibration damper”,
*DSTO-Aeronautical and Maritime Research Laboratory,
 Melbourne, Australia,
 Proceedings-of-the-SPIE --The-International-Society-for-Optical-
 Engineering (V:4235 Pg:328-39), 2001.*
- [KOR 1999] A.N. Korotkov, K.K. Likharev
 “Possible cooling by resonant Fowler-Nordheim emission”,
*State university of New York & DARPA,
 Applied Physics Letters, vol 75, no 16, p2491-2493, 1999.*
- [KRI 2002] A. Kribus
 “A high-efficiency triple cycle for solar power generation”,
*Weizmann Inst. of Sci., Rehovot, Israel,
 Solar-Energy, 72, no.1 Page(s) : 1-11, 2002.*
- [KUC 1997] Kucherov, R. Yan (Salt Lake City, UT)
 “Piezo-pyroelectric energy converter and method”,
Brevet US patent 5,644,184; July 1, 1997.
- [KUC 2002] Z. Kucеровsky, I.M. Oltean, W.D. Greason, A.C. Ieta
 “A Study of Tribo-electrification by means of a Ballistic Probe”,
*University of Western Ontario,
 IEEE Industry Applications Conference, 37th IAS Annual
 Meeting. Volume: 2 , p1001-1005, 2002.*
- [KYM 2000] J. Kymissis, C. Kendall, J. Paradiso and N. Gershenfeld,
 “Parasitic power harvesting in shoes”,
*MIT Media Laboratory,
 Proc. 2nd IEEE Int. Conference on Wearable Computing, 2000.*

- [LAB 2001]** Chris LaBounty, Ali Shakouri, John E. Bowers
 “Design and Characterization of Thin Film Microcoolers”,
University of California, DARPA,
Journal of Applied Physics, Vol. 89, No. 7, p4059-4064, 2001.
- [LAN 1996]** Sidney B. Lang
 “Piezoelectricity, Pyroelectricity and Ferroelectricity in Biomaterials”,
Ben Gurion University of the Negev, Beer Sheva, Israel,
IEEE Transactions on dielectrics and Electrical Insulation, vol.
7, no. 4, p466-473, 1996.
- [LAW 2002]** E.E.Lawrence, G.J.Snyder
 “A Study of Heat Sink Performance in Air and Soil for Use in a
 Thermoelectric Energy Harvesting Device”,
Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology,
Twentyfirst International Conference on Thermoelectrics.
Proceedings, ICT’02 p. 446, IEEE, California, USA, 2002.
- [LEE 1995]** B. Lee Jeong, Chen Zhizhang, G. Allen Mark, Rohatgi Ajeet, Arya
 Rajeewa
 “A miniaturized High-Voltage Solar Cell Array as an electrostatic MEMS
 power supply”,
Solarex Corporation; National Science Foundation; Georgia
Institute of Technology; Siltec Silicon Corporation
Journal of microelectromechanical systems, vol 4, no 3,
September, pp 102-108, 1995.
- [LEE 2003]** J.M.H. Lee, S.C.L. Yuen, J.W. Li, P.H.W. Leong
 “Development of an AA size energy transducer with micro resonators”,
Centre for Micro & Nano Syst., Chinese Univ. of Hong Kong,
IEEE International Symposium on Circuits and Systems Cat.
No.03CH37430 4 Page(s) : IV-876-9, 2003.
- [MAK 2001]** V.P. Makhniy; M.V. Demych
 “Properties of photoconverters with active layer of cadmium telluride
 containing an isovalent impurity of oxygen”,
Telecommunications and Radio Engineering, 55, no.9 Page(s) :
73-5, 2001.
- [MAN 2002]** A.F. Mansour, M.G. El-Shaarawy, S.M. El-Bashir, M.K. El-Mansy,
 M. Hammam
 “A qualitative study and field performance for a fluorescent solar collector”,
Zagazig Univ., Egypt,
Polymer-Testing, 21, no.3 Page(s) : 277-81, 2002.
- [MAT 1988]** H. Matsuki, M. Yamagucchi, T. Watanabe, K. Murakami, K.
 Nadehara, T. Yamamoto
 “Implantable Transformer for an artificial heart utilizing amorphous
 magnetic fibers”,
Tohoku University, Japan,
J. Appl. Phys., 64 (10), 1988.
- [MEN 1999]** Scott Meninger,
 “A Low Power Controller for a MEMS Based Energy Converter”,
Master of Science at the Massachusetts Institute of Technology,
1999.

- [MEN 2001] S. Meninger, J.O. Mur-Miranda, R. Amirtharajah, A.P. Chandrakasan, J.H. Lang
 "Vibration-to-electric energy conversion",
Massachusetts Institute of Technology, Cambridge
IEEE Transactions on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems. vol.9, no.1, 2001.
- [MIA 2002] P. Miao, A.S. Holmes, E.M. Yeatman and T.C. Green
 "Micro-Machined Variable Capacitors for Power Generation",
Imperial College, London, 2002.
- [MIS 1999] N.M. Miskovsky, P.H. Cutler
 "Microelectronic cooling using the Nottingham effect and internal field emission in a diamond (wide-band gap material) thin-film device",
Pennsylvania State University,
Applied Physics Letters, Volume 75, Issue 14, pp. 2147-2149, 1999.
- [MIT 2003] P.D. Mitcheson, B.H. Stark, P. Miao, A.S. Holmes, E.M. Yeatman, T.C. Green
 "Analysis and optimisation of mems electrostatic on-chip power supply for self-powering of slow-moving sensors",
Imperial College London,
EuroSensors'03, Portugal, pages 48-51, 2003.
- [MIZ 2003] M. Mizuno, D.G. Chetwynd
 "Investigation of a resonance microgenerator",
Canon Incorporation & University of Warwick, Coventry,
J. Micromech. Microeng. 13, 209-216, 2003.
- [MOL 2000] F. Moll, A. Rubio
 "An approach to the analysis of wearable body-power systems",
Univ. of Catalonia (UPC), Barcelona, Spain,
Proceedings of the 7th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits and Systems. MIXDES. Tech. Univ. Lodz, Poland, 2000.
- [MOM 2002] Y. Momozaki, M.S. El-Genk
 "Experimental Investigation of a Thermionic converter with Molybdenum Electrodes for Low Temperature Applications",
University of New Mexico,
Space Technology and Applications International Forum, American Institute of Physics, p1142-1151, 2002.
- [MOY 1998] B. Moyzhes, V. Nemchinsky
 "Thermoelectric figure of merit of metal-semiconductor barrier structure based on energy relaxation length",
Stanford University,
Applied Physics Letters - Volume 73, Issue 13, pp. 1895-1897, 1998.
- [NG 2000] Kar Lai Ng, Helen Lai wa Chan, Chung Loong Choy
 "Piezoelectric and Pyroelectric Properties of PZT/P(VDF-TrFE) Composites with Constituent Phases Poled in Parallel or Antiparallel Directions",
IEEE Transactions on Ultrasonics, ferroelectrics and frequency control, vol. 47, no 6, p1308-1315, 2000.

- [NUR 2002] J. Nurnus, H. Bottner, C. Kunzel, U. Vetter, A. Lambrecht, J. Schumann, F. Volklein
 "Thin film based thermoelectric energy conversion systems",
Fraunhofer Inst. Physikalische Messtechnik, Germany,
Proceedings-ICT'02.-21st-International-Conference-on-Thermoelectrics-C at.-No.02TH8657,523-7, 2002.
- [O'N 2000] Hugh O'Neill, Jonathan Woodward
 "Construction of a Bio-Hydrogen Fuel Cell: Utilization of Environmental Sources of Carbohydrates",
Oak Ridge National Laboratory,
Presented at DARPA Advanced Energy Technologies
Energy Harvesting Program Arlington, April 13-14, 2000.
- [ONO 1998] K. Ono, M. Kado, R.O. Suzuki
 "Thermoelectric properties of the Fe-Al and Fe-Al-Si alloys for thermoelectric generation utilising low-temperature heat sources",
Kyoto University,
Steel Research (Duesseldorf), vol. 69, no. 9, STRSEY, ISSN 0177-4832 pp. 387-390, 1998.
- [PAR 1997] D.V. Paramonov, M.S. El-Genk
 "A review of cesium thermionic converters with developed emitter surfaces",
University of New Mexico,
Energy Convers. Mgmt Vol, 38, No6, p533-549, 1997.
- [PLO 2000] Bernd Ploss, Beatrix Ploss, F.G. Shin, H.L.W. Chan, C.L. Choy
 "Pyroelectric Activity of Ferroelectric PT/PVDF-TRFE",
Hong Kong Polytechnic University, China,
IEEE Transactions on dielectrics and Electrical Insulation, vol. 7, no. 4, p517-522, 2000.
- [PRA 2002] R. Prasher
 "Thermoelectrically cooling electronic devices",
Intel Corporation,
US Patent 2002083972 & US Patent 6365821, 2002.
- [QU 2001] W. Qu, M. Plotner, J.W. Fischer
 "Microfabrication Of Thermoelectric Generators On Flexible Foil Substrates As A Power Source For Autonomous Microsystems",
Institut für Halbleiter und Mikrosystemtechnik, Technische Universität Dresden,
Journal of Micromechanics and Microengineering, 11(2):146-152, 2001.
- [RAM 2002] M.J. Ramsay, W.W. Clark
 "Piezoelectric Energy Harvesting for Bio MEMS Applications",
University of Pittsburg,
Smart Structures and Materials : Industrial and Commercial Applications of Smart Structures technologies. Proceedings of SPIE VII. 4332, p429-438, 2002.
- [REI 2001] C.E. Reimers, L.M. Tender, S. Fertig, W. Wang
 "Harvesting energy from the marine sediment-Water interface",
Oregon State University & Naval Research Laboratory,
Environ. Sci. Technol., 35, pp 192-195, 2001.

- [ROH 2002] C. Rohr, J.P. Connolly, N. Ekins-Daukes, P. Abbott, I. Ballrd, K.W.J. Barnham, M. Mazzer, C. Button
 “InGaAs/InGa strain-compensated quantum well cells for thermophotovoltaic applications”,
Imperial College of Science, London & Univesity of Lecce, Italy, Physica E 14, p158-161, 2002.
- [ROU 2003] Shadrach Joseph Roundy
 “Energy Scavenging for Wireless Sensor Nodes with a Focus on Vibration to Electricity Conversion”,
Thesis of The University of California, Berkeley, 2003.
- [SAM 2002] I. Sample,
 “Juice on the loose [electrical power from ambient sources]”,
Copyright 2002, IEE, New-Scientist. 175: 36-8, 2002.
- [SAM 2003] M.S. Sander, R. Gronsky, T. Sands, A.M. Stacy
 “Structure of Bismuth Telluride nanowire arrays fabricated by electrodeposition into porous anodic alumina templates”,
University of California, Chemistry of Materials 2003 15(1) Page(s) : 335-339, 2003.
- [SHA 1998] A. Shakouri, E.Y. Lee, D.L. Smith, V. Narayanamurti, J.E. Bowers
 “Thermoelectric Effects in Submicron Heterostructure Barriers”,
University of California, DARPA, Microscale Thermophysical Engineering 2(1) p.37-47, 1998.
- [SHI 2002] W. Shin, N. Murayama, K. Ikeda, S. Sago, I. Terasaki
 “Thermoelectric Device of $\text{Na}(\text{Co,Cu})_2\text{O}_4$ and $(\text{Ba,Sr})\text{PbO}_3$ ”,
Journal of the Ceramic Society of Japan, 110[8], p717-730, 2002.
- [SIM 2000] M.V. Simkin, G.D. Mahan
 “Minimum Thermal Conductivity of Superlattices”,
University of Tennessee & Oak Ridge National Laboratory, Physical Review Letters, vol. 84, n. 5, p927-930, 2000.
- [SNY 2001] G.J. Snyder, T. Caillat, J.P. Fleurial
 “Thermoelectric Properties of Chalcogenides with the Spinel Structure”,
G. J. Snyder, T. Caillat, and J.-P. Fleurial, 2001.
- [SNY 2003] G.J. Snyder, J.R. LIM, C.K. Huang, J.P. Fleurial
 “Thermoelectric microdevice fabricated by a MEMS-like electrochemical process”,
Jet Propulsion Laboratory, Nature Materials 2, p 528–531, 2003.
- [STA 1996] T. Starner
 “Human powered wearable computing”,
MIT Media Laboratory, IBM Syst. J., vol 35 nos3/4, pp 618-629, 1996.
- [STE 1999] James W. Stevens
 “Optimized Thermal Design of Small DT Thermoelectric Generators”
Mississippi State University, Society of Automotive Engineers, Inc., 1999.

- [STE 2002] T. Steerken, K. Baert, R. Puers, S. Borghs
 “Power extraction from ambient vibration”,
 “An electret-based electrostatic μ -generator”,
IMEC VZW, Kapeldreef 75, 3001 Leuven, Belgium, 2002.
- [STR 2002] M. Strasser, R. Aigner, M. Franosch, G. Wachutka
 “Miniaturized thermoelectric generators based on poly-Si and Poly-SiGe surface micromachining”,
Infineon Technologies, Munich University of technology, Sensors and Actuators, A 97-98, p535-542, 2002.
- [TAK 2003] Takashi Genda, Shuji Tanaka, Masayoshi Esashi
 “High power electrostatic motor and generator using electrets”,
Tohoku University, The 12th International Conference on Solid State Sensors, Actuators and Microsystems, Boston, 2003.
- [TAS 2000] R. Tashirop, N. Kabei, K. Katayama, Y. Ishizuka, F. Tsuboi, K. Tsuchiya
 “Development of an electrostatic generator that harnesses the motion of a living body”,
Terumo Corporation; Waseda University; Saitama Cardiovascular and Respiratory Center Research Institute, JSME International Journal, Series C, Vol. 43, No. 4, p916-922, 2000.
- [TAV 2002] Tavkhelidze et al.
 “Method for making a diode device”,
Borealis Exploration Limited, US Patent 6417060, 2002.
- [TAY 2002] G. Taylor, B. Carroll, Y. Epstein
 “Energy Harvesting Eel Program”,
 Brevet US6424079 : “Energy Harvesting Eel”
 Brevet WO9626364 : “Generation of Electrical Energy By Weighted, Resilient Piezoelectric Elements”
Ocean Power Technologies, Inc, Pennington, New Jersey, 2002.
- [TRI 2002] Y. Tripanagnostopoulos, Th. Nousia, M. Souliotis, P. Yianoulis
 “Hybrid photovoltaic/thermal solar systems”,
Patras Univ., Greece, Solar-Energy, 2002.
- [TRU 2002] T. Trupke, M.A. Green, P. Würfel
 “Improving solar cell efficiencies by up-conversion of sub-band-gap light”,
American Institute of Physics; University of New South Wales, Australia ; Universität Karlsruhe, Germany, Journal-of-Applied-Physics (V:92, no.7 Pg:4117-22), 2002.
- [UHE 2003] Ctirad Uher
 “Skutterudites: Promising Power Conversion Thermoelectrics”,
University of Michigan, 22nd International Conference on Thermoelectrics, 2003, p 42-47, 2003.
- [VAS 2004] Daryoosh Vashaee, Ali Shakouri
 “Improved Thermoelectric Power Factor in Metal-Based Superlattices”,
University of California, Physical Review Letters, vol. 92, no. 10, p106103-1 à 4, 2004.

- [VEN 1999] R. Venkatasubramanian, E. Siivola, T. Colpitts, B. O'Quinn
 "Phonon-Blocking Electron-Transmitting Structures",
Research Triangle Institute,
18th International Conference on Thermoelectrics), p100-103,
1999.
- [VEN 2002] R. Venkatasubramanian, E. Siivola, T. Colpitts, B. O'Quinn
 "Thin-film thermoelectric devices with high room temperature figures of merit",
Research Triangle Institute,
Nature, vol 431, p597-602, 2002.
- [WAN 2000] Xinheng Wang, Songzhen Wu
 "Pyroelectrical phenomena in PVC",
Xi'an Jiaotong University, China,
IEEE Transactions on dielectrics and Electrical Insulation, vol.
7, no. 4, p 517-522, 2000.
- [WAN 2001] J. Wang, H. Liu, X. Hu, H. Jiang, S. Zhao, Q. Li, R.I. Boughton, M. Jiang
 "Progress in skutterudite-based thermoelectric materials",
Thermoelectrics, 2001. Proceedings ICT 2001. XX International,
Conference, Beijing , China, 2001.
- [WAN 2003] Wei Wang, Falong Jia, Jing Zhu, Jianzhong Zhang
 "A new type of micro-thermoelectric power generator fabricated by nanowire array thermoelectric material",
Tianjin University, P.R. China,
22nd International Conference on Thermoelectrics, p 682-684,
2003.
- [WHI 1995] L.W. Whitlow, T. Hirano
 "Superlattice applications to thermoelectricity",
MEC Laboratory, Daikin Industries, Tsukuba, Japan
Journal of Applied Physics, November 1, Volume 78, Issue 9, pp.
5460-5466, 1995.
- [WIL 1995] C.B. Williams, R.B. Yates
 "Analysis of a micro-electric generator for Microsystems",
Transducers 95/Euroensors IX, p 369-372, 1995.
- [WIL 2000] William D. Greason
 "Analys of Electrostatic Discharge for the Human Body and an Automobile Environment",
University of Wesern Ontario & Natural Sciences and
Engineering Council of Canada,
IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 36 no. 2,
march/april 2000, p517-525, 2000.
- [WIL 2001] C.B. Williams, C. Shearwood, M.A. Harradine, P.H. Mellor, T.S. Birch, R.B. Yates
 "Development of an electromagnetic micro-generator",
University of Sheffield,
IEE Proc. Circuits Devices Syst., vol. 148, no. 6, p337-342, 2001.

- [WOO 2001] B.C. Woo, D.Y. Lee, H.W. Lee, I.J. Kim
"Characteristic of maximum power with temperature difference for thermoelectric generator",
Korea Electrotechnol. Res. Inst., South Korea, Proceedings ICT2001. 20 International Conference on Thermoelectrics . IEEE, Piscataway, NJ, 431-4 (Conférence. Beijing, China), 2001.
- [XUA 2002] X.C. Xuan, K.C. Ng, C. Yap, H.T. Chua
"A general model for studying effects of interface layers on thermoelectric devices performance",
Nat. Univ. of Singapore, International Journal of Heat and Mass Transfer. 45: 5159-70, 2002.
- [YAM 2002] O. Yamashita, S. Tomiyoshi, K. Makita
"Bismuth telluride compounds with high thermoelectric figures of merit",
Ehime University - Sumitomo Special Metals Company, Japan Journal of Applied Physics (V:93(1) Pg:368-374), 2002.
- [ZAE 2000] N.E. Zaev
"Conversion from thermal to electrical energy",
Russian-Electrical-Engineering, 71, no.3 Page(s) : 53-55, 2000.
- [ZEN 2001] T. Zeng, G. Chen
"Nonequilibrium electron and phonon transport in heterostructures for energy conversion",
Proceedings ICT2001. 20 International Conference on Thermoelectrics . IEEE, Piscataway, NJ, 331-4 (Conf. Beijing, China), 2001.

ANNEXES

ANNEXE 1 : Système thermique

Ce n'est pas vraiment la puissance électrique maximale qu'un convertisseur thermoélectrique peut fournir sous un écart de température donné qui nous intéresse, mais plutôt sa résistance thermique et son rendement. En effet, pour récupérer le maximum d'énergie dans un environnement donné, il faut maximiser le produit de l'écart de température par le flux thermique qui le traverse, avec comme paramètre de réglage la résistance thermique du convertisseur.

Pour mieux comprendre, étudions ce qu'il se passe lorsque l'on place le convertisseur thermoélectrique dans son environnement. Soit le système suivant constitué de deux résistances thermiques de liaison R_l et d'une résistance thermique modélisant le système thermoélectrique R_{th} , les trois résistances relient alors des sources de températures différentes T_1 et T_2 :

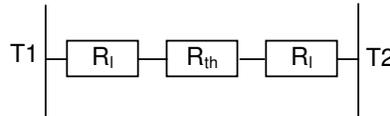


Figure 128 : Modèle thermique

Soit :

ΔT l'écart de température aux bornes de R_{th}

Φ_{th} le flux thermique qui circule entre T_1 et T_2

η_{conv} le rendement de la conversion thermoélectrique par rapport au rendement de Carnot aux bornes de R_{th}

$\eta_{Carnot} = \Delta T / T_{moy}$ le rendement de Carnot aux bornes de R_{th}

alors la puissance électrique convertie P_e est :

$$P_e = \eta_{conv} \eta_{Carnot} \Phi_{th} = \eta_{conv} \frac{2\Delta_T}{T_1 + T_2} \frac{|T_1 - T_2|}{2R_l + R_{th}} = \frac{2\eta_{conv} |T_1 - T_2|^2}{T_1 + T_2} \frac{R_{th}}{(2R_l + R_{th})^2}$$

Pour maximiser cette puissance électrique récupérée, il faut choisir $R_{th} = 2R_l$ (comme pour l'adaptation d'impédance en électronique). Or la conductivité thermique de l'élément thermoélectrique augmente lorsque l'on réduit les dimensions (c'est d'ailleurs la raison pour laquelle à un écart de température ΔT donné, la puissance générée augmente). Pour optimiser la puissance récupérable, on choisit donc les dimensions de l'élément thermoélectrique de façon à ce que $R_{th} = 2R_l$ et non les dimensions les plus petites possibles. En pratique, les résistances thermiques de liaison, en série avec l'élément thermoélectrique, font qu'il n'est pas justifié, pour

adapter l'impédance, d'aller plus loin dans la réduction des dimensions que ce qui est réalisé actuellement.

Toutefois, pour réduire la quantité de matériaux thermoélectriques utilisés, en général coûteux et polluants, nous pouvons imaginer une séparation des thermocouples, permettant de réduire les dimensions tout en conservant la conductivité thermique nécessaire.

Si, au lieu d'avoir deux sources de température, on a une source de température et une source de flux thermique (type système à combustion), on a alors intérêt à choisir un convertisseur de résistance thermique élevée pour augmenter la différence de température aux bornes de l'élément thermoélectrique. Ceci est vrai tant que l'on considère que le flux thermique passe entièrement par le convertisseur thermoélectrique. En réalité, on a toujours une résistance de fuite en parallèle dont l'effet n'est plus négligeable lorsque l'on prend un convertisseur de résistance thermique trop élevée.

Une fois l'impédance thermique adaptée, le seul moyen d'augmenter la puissance récupérable est d'augmenter le rendement intrinsèque du matériau dans la limite de celui de Carnot.

ANNEXE 2 : Réduction d'échelle d'un système magnétique

Pour évaluer l'effet d'une réduction dimensionnelle sur les systèmes magnétiques de **récupération** d'énergie, nous avons choisi une structure de type bobine et aimant permanent. En fait, pour que cette évaluation soit objective, il faut choisir une structure magnétique qui soit la mieux adaptée à la réduction des dimensions, c'est pourquoi nous avons choisi de prendre un aimant permanent comme source d'excitation magnétique [CUG 2002]. Voici la structure magnétique que nous allons étudier :

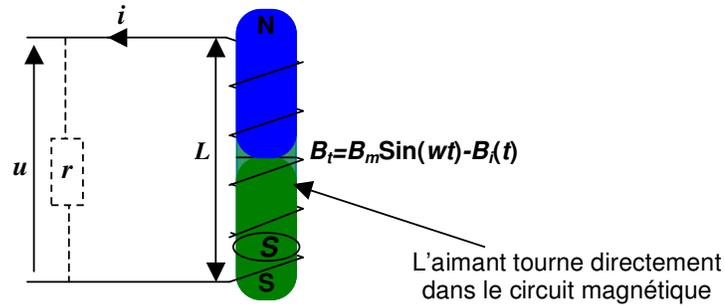


Figure 129 : Système magnétique

Nous considérons que l'aimant génère à l'intérieur du bobinage, lorsque le courant i dans le bobinage est nul, un champ magnétique B_a du type $B_a = B_m \sin(\omega t)$. Pour simplifier le calcul et en se plaçant dans des conditions optimistes, on considère que les lignes de champ se referment à travers une réluctance magnétique de perméabilité élevée ou de section importante par rapport à celle de l'aimant, ce qui revient à dire que la réluctance principale correspond à celle de l'aimant permanent.

On note B_i le champ magnétique créé par la circulation du courant i dans la bobine. Le champ total est alors le champ créé par l'aimant diminué du champ créé par le courant i lorsque la bobine est chargée par une résistance. En effet, le courant i crée un champ qui s'oppose au champ qui lui a donné naissance de la même manière que les courants de Foucault dans un matériau conducteur soumis à un champ magnétique variable.

Soit \mathfrak{R} la réluctance du circuit magnétique que nous avons réduit à celle de l'aimant, n le nombre de spires du bobinage, L la longueur de l'aimant, S la section de l'aimant, B_m l'amplitude du champ magnétique et μ la perméabilité de l'aimant ($\Leftrightarrow \mu_0$ de l'air) alors nous obtenons :

$$\mathfrak{R} \phi_i = n i \quad (\phi_i = \text{Flux créé par le courant } i)$$

$$d'où \quad \phi_i = \frac{n i}{\mathfrak{R}} \quad \text{avec } \mathfrak{R} = \frac{L}{\mu S}$$

$$\phi_t = B_a S - \phi_i \quad (\phi_t = \text{Flux total circulant dans le circuit magnétique})$$

$$\phi_t = S B_m \sin(\omega t) - \frac{n i}{\mathfrak{R}} = S B_m \sin(\omega t) - \frac{n \mu S}{L} i$$

$$\text{Or } U = r i = -n \frac{d\phi_t}{dt}$$

$$\Rightarrow \frac{n^2 \mu S}{L} \frac{\partial i}{\partial t} - r i - n S B_m w \cos(\omega t) = 0$$

$$\Rightarrow i(t) = \frac{B_m n L S w \left[n^2 S w \mu \sin(\omega t) - L r \cos(\omega t) \right]}{n^4 S^2 w^2 \mu^2 + L^2 r^2} \quad (\text{régime permanent})$$

$$P = \frac{w}{2\pi} \int_0^{2\pi} r i^2(t) dt = \frac{n^2 B_m^2 L^2 S^2 w^2 r}{2(n^4 S^2 w^2 \mu^2 + L^2 r^2)}$$

$$P = P_{\max} \Rightarrow \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \Rightarrow r = r_{opt} = \frac{n^2 \mu S w}{L}$$

$$P(r_{opt}) = \frac{B_m^2 L S w}{4\mu}$$

$$i(r_{opt}) = \frac{B_m L}{n \mu \sqrt{2}} \sin(\omega t - \frac{\pi}{4})$$

$$v(r_{opt}) = r_{opt} i(r_{opt}) = \frac{n B_m S w}{\sqrt{2}} \sin(\omega t - \frac{\pi}{4})$$

Si on adapte la charge de façon à récupérer le maximum de puissance et si on considère que le bobinage n'est pas du tout résistif, alors cette puissance est proportionnelle au volume, à l'amplitude du champ magnétique au carré et à la fréquence de fonctionnement. Le volume occupé par le bobinage a été ici complètement négligé, on se place donc dans des conditions idéales où le fil utilisé pour le bobinage a une conductivité infinie, ce qui n'est pas le cas en pratique bien sûr.

Si on réduit les dimensions d'un tel système, la puissance étant proportionnelle au volume, la densité de puissance est conservée. Cependant, même si B_m reste le même pour de petites dimensions, la tension électrique récupérable est fortement réduite puisqu'elle est proportionnelle à la section du circuit magnétique. Quant au nombre de spires, il paraît peu envisageable de l'augmenter suffisamment pour compenser cette perte en tension. Enfin, pour un nombre de spires donné, si on diminue les dimensions, on diminue la résistance de charge optimale. Or, si on réduit les dimensions du bobinage, on augmente sa résistivité. En effet $\rho l/s$ augmente lorsque les dimensions diminuent. Par conséquent, la résistance du bobinage devient non négligeable devant la résistance de charge et les pertes associées deviennent prépondérantes par rapport à la puissance récupérée.

Estimons le volume minimum du bobinage qu'il faudrait si on voulait garder un rendement d'au moins 50 %, c'est-à-dire pour une résistance de bobinage égale à la résistance de charge et la somme des deux égale à la charge optimale. On considère la longueur L et la section interne S de la bobine comme étant celles de l'aimant et le volume total égal au volume de l'aimant plus le volume du bobinage. Soit r_b la résistance du bobinage et r_c la résistance de charge, on a alors :

$$r_b = r_c = \frac{r_{opt}}{2} = \frac{n^2 \mu S w}{2L}$$

Soit a_1 le rayon interne de la bobine, a_2 son rayon externe et L sa longueur. Si on considère dans un premier temps que le bobinage est composé d'une seule spire, on a alors sa résistivité R_{Ispire} qui s'écrit (en intégrant la conductivité de a_1 à a_2) :

$$R_{\text{spire}} = \frac{1}{\int_{a_1}^{a_2} \frac{L}{2\pi\rho r} dr} = \frac{2\pi\rho}{L \ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right)}$$

Si maintenant nous partageons cette spire en n spires de même résistivité associées en série, alors la résistance totale R du bobinage est multipliée par n^2 (en négligeant le coefficient de foisonnement, c'est-à-dire le volume occupé par l'isolement des spires entre elles):

$$R = \frac{2\pi\rho n^2}{L \ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right)}$$

Si maintenant on impose $R = \frac{1}{2}r_{opt}$ (c'est-à-dire un rendement de 50 %), on obtient :

$$R = \frac{r_{opt}}{2} \Rightarrow \frac{2\pi\rho n^2}{L \ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right)} = \frac{n^2 \mu S w}{2L} \Rightarrow a_2 = a_1 e^{\frac{4\pi\rho}{S w \mu}} = a_1 e^{\frac{2\rho}{S \mu f}}$$

Le rayon interne a_1 correspond au rayon du circuit magnétique de section S , ce qui donne :

$$a_1 = \sqrt{\frac{S}{\pi}} \Rightarrow a_2 = \sqrt{\frac{S}{\pi}} e^{\frac{2\rho}{S \mu f}}$$

Dans ces conditions, le volume total occupé V' vaut :

$$V' = L\pi a_2^2 = LS e^{\frac{4\rho}{S \mu f}}$$

Tant que l'argument de l'exponentielle reste inférieur ou égal à 1, le volume reste acceptable mais, dès que la section S devient inférieure à $4\rho/\mu f$, le volume devient très important !

Si on prend un matériau assez conducteur tel que du cuivre ($\sigma = 59.6 \cdot 10^6 \text{ S.m}^{-1}$) et que l'on considère que la fréquence d'excitation est proche de 50 Hz, l'argument de l'exponentielle devient supérieur à 1 pour S inférieur à 1100 mm^2 , soit un diamètre de 37 mm.

On peut noter, par ailleurs, que le volume ne dépend pas du nombre de spires, mais que celui-ci doit être suffisant pour que la tension récupérée soit utilisable.

Par ailleurs, si la section du bobinage devient très prépondérante par rapport à la section de l'aimant, on a une diminution du couplage magnétique entre la bobine et l'aimant, et donc une perte en puissance. Ensuite, contrairement aux actionneurs, le fait de diminuer les dimensions ne nous permet pas d'augmenter la fréquence de fonctionnement, car celle-ci est imposée dans le cadre de la récupération par la source d'excitation mécanique.

En petites dimensions, l'encombrement principal n'est donc pas lié au volume du circuit magnétique, mais plutôt au volume du bobinage. C'est pourquoi, au lieu de chercher à absorber le maximum de l'énergie magnétique disponible, comme on l'a fait en première partie en prenant $r = r_{opt}$, on cherche la résistance de charge, et donc le circuit magnétique, qui permet de maximiser la puissance convertie pour un volume donné et pour un rendement de 50 %.

On avait une puissance P fonction de la charge r qui s'écrivait :

$$P = \frac{n^2 B_m^2 L^2 S^2 w^2 r}{2(n^4 S^2 w^2 \mu^2 + L^2 r^2)}$$

Il suffit alors de remplacer r par deux fois la résistance R du bobinage pour avoir un rendement de 50 %. (Une moitié de la puissance est perdue par effet Joule dans le bobinage et l'autre moitié est récupérée par un circuit de charge de même impédance)

$$r = 2R = \frac{4\pi\rho n^2}{L \ln\left(\frac{a_2}{a_1}\right)} = \frac{4\pi\rho n^2}{L \ln\left(a_2 \sqrt{\frac{\pi}{S}}\right)}$$

$$\Rightarrow P = \frac{B_m^2 L \pi S^2 w^2 \rho L n \left(a_2 \sqrt{\frac{\pi}{S}}\right)}{16\pi^2 \rho^2 + S^2 w^2 \mu^2 L n \left(a_2 \sqrt{\frac{\pi}{S}}\right)^2} = \frac{B_m^2 L \pi S^2 f^2 \rho L n \left(\sqrt{\frac{V'}{LS}}\right)}{4\rho^2 + S^2 f^2 \mu^2 L n \left(\sqrt{\frac{V'}{LS}}\right)^2}$$

(avec V' le volume total bobine et circuit magnétique)

Ensuite, on cherche numériquement la section S qui optimise la puissance récupérée pour un rayon a_2 donné. On peut enfin calculer la puissance maximale convertie en fonction du volume. Si on prend par hypothèse L égal à dix fois le rayon interne, on obtient :

$$V' = L\pi a_2^2 = 10\pi a_2^2 \Rightarrow a_2 = \sqrt[3]{\frac{V'}{10\pi}} \quad \text{et} \quad L = 10\sqrt[3]{\frac{V'}{10\pi}}$$

soit :

$$\begin{cases} f = 50\text{Hz} \\ B_m = 1\text{T} \\ \mu = \mu_0 = 4\pi 10^{-7} \end{cases}$$

alors la puissance récupérable en fonction du volume donne :

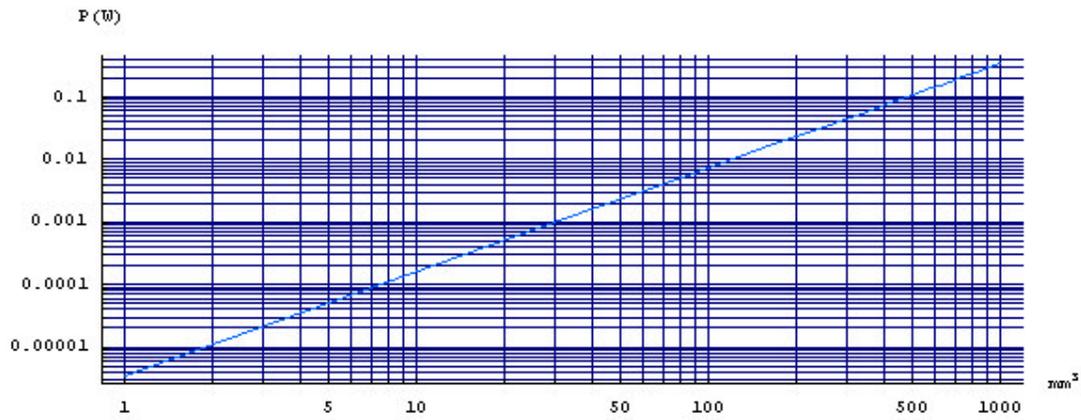


Figure 130 : Puissance récupérable en fonction du volume dans le cas du magnétique

On a une puissance qui est à peu près proportionnelle au volume puissance trois demi. On perd donc en densité de puissance lorsque l'on diminue les dimensions. Par ailleurs, on a pris des hypothèses très optimistes : pas de foisonnement dans le bobinage, un champ magnétique variant entre -1 T et $+1$ T, quelles que soient les dimensions, et un coefficient de couplage magnétique idéal.

ANNEXE 3 : Etude de l'effet thermotunnel

L'idée du thermotunnel par rapport aux super réseaux, c'est de remplacer la succession de couches, qui forment une multitude de barrières de potentiel, par une seule barrière de potentiel créée par du vide. L'avantage de ce vide, si on néglige le rayonnement thermique (c'est-à-dire si on reste autour de 300 K), c'est que l'isolation thermique est presque parfaite. Il n'est alors plus nécessaire d'avoir une multitude de couches pour réduire la conduction thermique.

La difficulté toutefois, c'est qu'il n'existe pas de matériaux ayant une fonction de travail (énergie nécessaire pour extraire un électron du matériau) suffisamment faible pour pouvoir fonctionner à température ambiante. Alors, soit on se limite à un fonctionnement haute température (il s'agit du thermoïonique), soit on rapproche suffisamment les deux surfaces pour que, d'une part, la hauteur de barrière soit réduite et, d'autre part, qu'un courant tunnel puisse circuler (il s'agit de l'effet thermotunnel).

Si on compare les super réseaux au thermotunnel, on obtient :

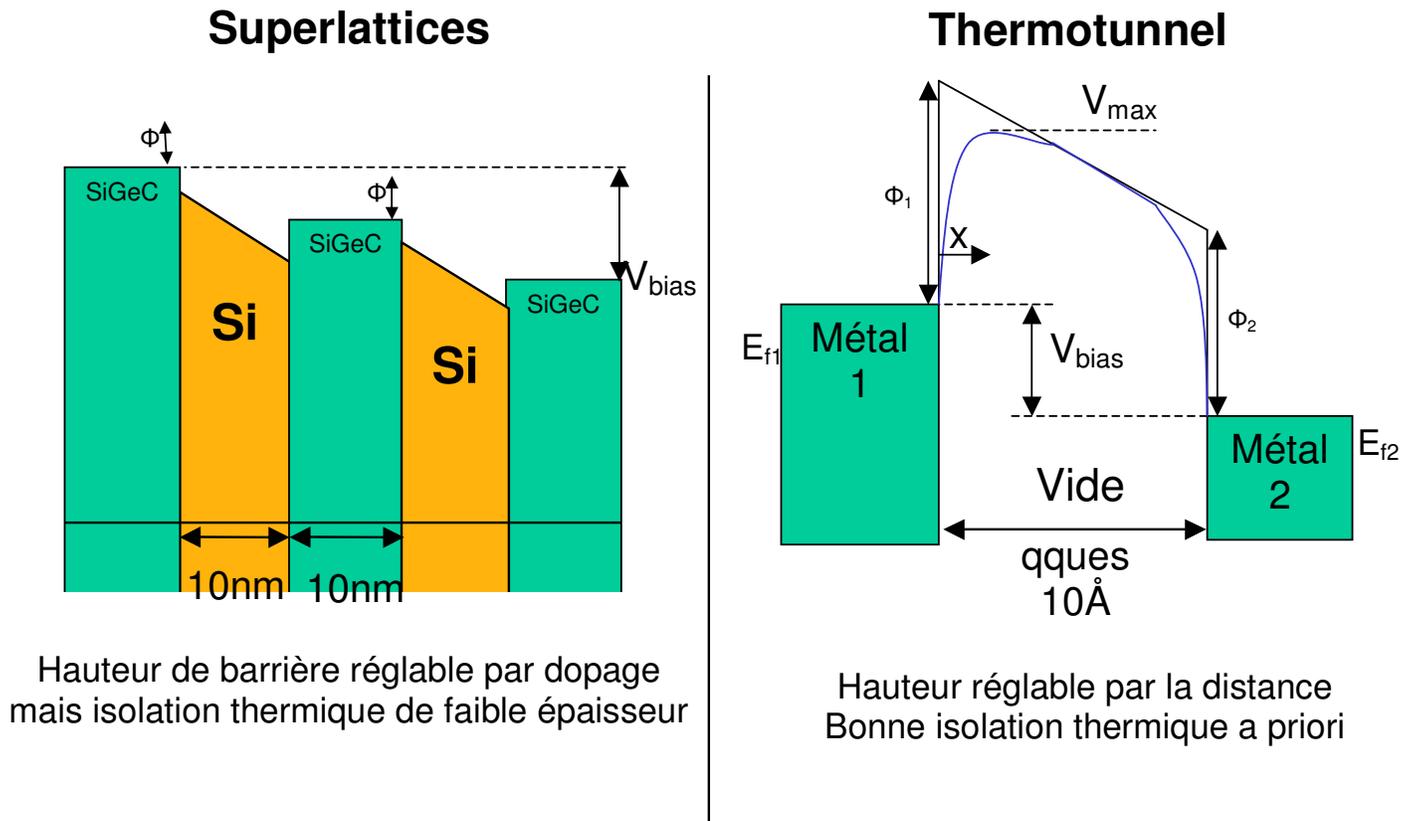


Figure 131 : Comparaison Super réseau et Thermotunnel

Les performances théoriques du thermotunnel pour le refroidissement, en termes de densité de puissance et de rendement nous ont conduit à évaluer ce qu'il en était pour la récupération d'énergie. [\[TAV 2002\]](#) [\[MIS 1999\]](#) [\[HIS 2001\]](#) [\[KOR 1999\]](#)

Pour une distribution énergétique des électrons dans chacun des matériaux de type Fermi-Dirac et pour un écartement de 20 Å, une température côté chaud de 310 K et côté froid de 300 K, on obtient après plusieurs étapes de calcul une relation courant-tension de la forme :

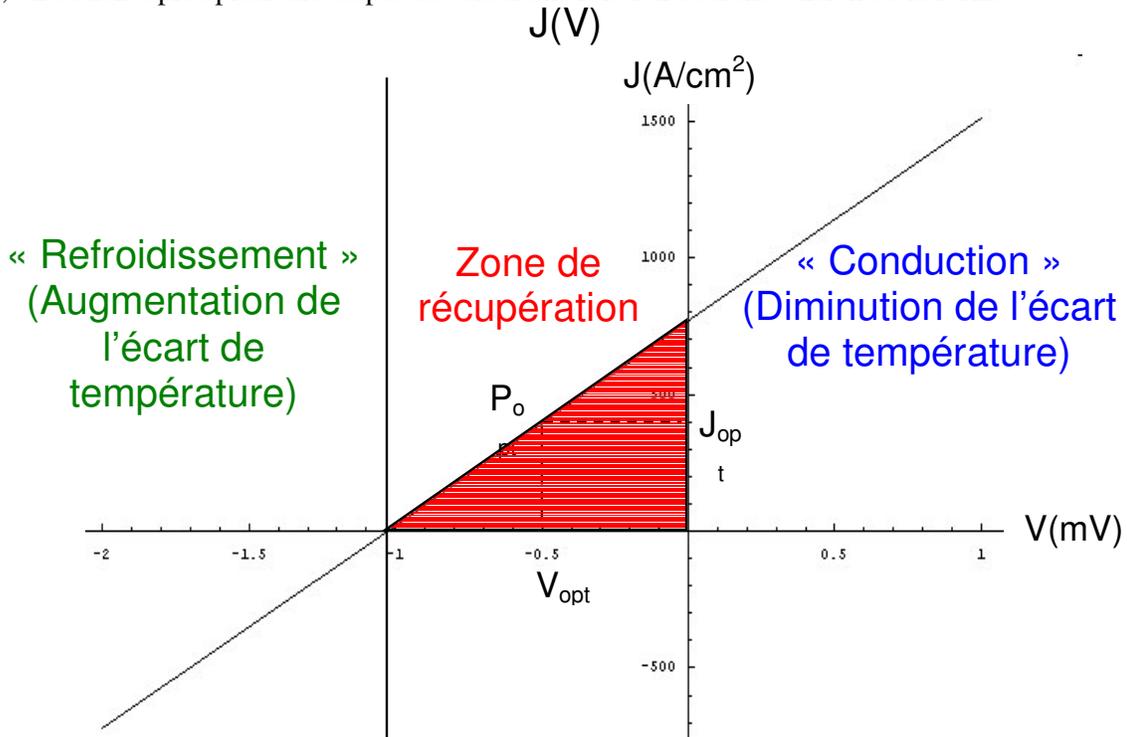


Figure 132 : Courbe tension courant pour l'effet thermotunnel (obtenue avec Mathematica™)

La zone de récupération est très réduite, le point de fonctionnement optimal nous donne un courant de 400 A/cm² sous une tension de 0.5 mV, soit une puissance récupérable de 200 mW. On a donc un fort courant pour une faible tension, ce qui nous oblige, si on veut une tension suffisante, à mettre électriquement en série des éléments thermotunnel élémentaires.

Voici, en fonction de l'écartement (ou de l'épaisseur) d , sur la figure ci-après, à gauche, la consommation thermique et la puissance générée pour le système thermotunnel et pour une structure thermoélectrique classique qui aurait les mêmes dimensions et, à droite, le rendement correspondant. Ces calculs ont été effectués pour une température chaude T_c de 310 K, une température froide T_f de 300 K et une surface de 1 cm².

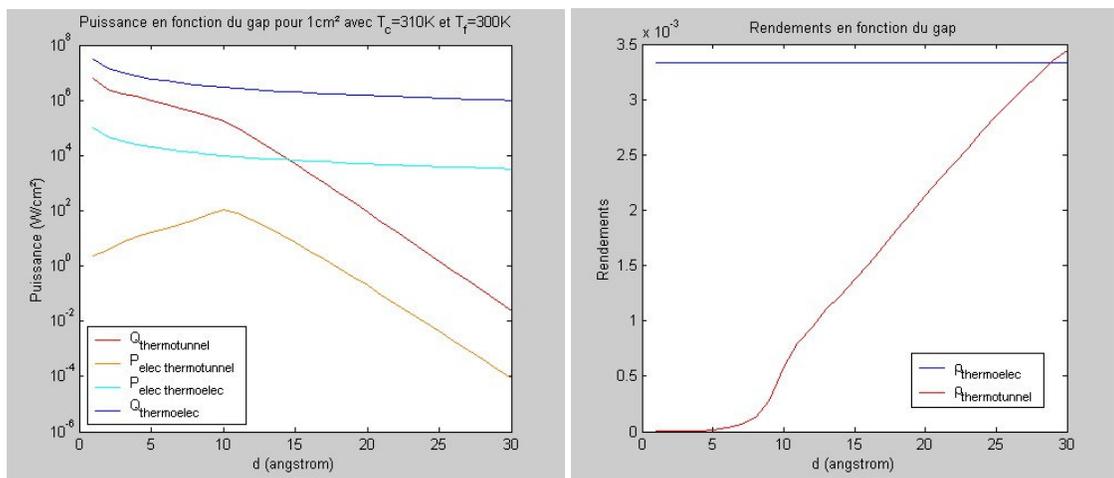


Figure 133 : Comparaison thermoélectrique et thermotunnel

On constate, d'une part, que la densité de puissance récupérable par l'effet thermotunnel n'est pas supérieure à celle du thermoélectrique classique et que, d'autre part, son rendement ne devient intéressant qu'au dessus de 28 Å. Or à 28 Å, la densité de puissance récupérable est très en dessous de ce que l'on espérait.

Notre étude nous a permis de montrer, d'une part, que contrairement au thermoélectrique classique le thermotunnel n'a pas les mêmes performances en récupération qu'en refroidissement et que, d'autre part, cet effet n'est pas vraiment intéressant pour la récupération. Ceci provient du fait que la plus grande partie des électrons échangés participe à l'équilibre thermique sans participer à la génération d'énergie électrique.

Nous avons détaillé cette étude dans un article qui a été publié le 1^{er} novembre 2004 dans le « Journal of Applied Physics », Volume 96, Numéro 9, vous en trouverez le contenu dans les pages qui suivent :

Exploitation of the thermotunnel effect for energy scavenging

Ghislain Despesse^{a)} and Thomas Jager^{b)}

CEA/DRT-LETI/DCIS, 17 Rue des Martyrs, 38054 Grenoble, Cedex 09, France

(Received 23 March 2004; accepted 27 June 2004)

Over the past few years, MEMS and smart material technologies improvements have allowed autonomous sensor devices to become more and more widespread. As batteries are not always appropriate to power these systems, energy scavenging solutions from ambient power are currently being developed. In particular, many researches have been carried out to improve thermal to electrical energy conversion in ambient temperature gradients. Until now, thermoelectric materials are still the most employed for this application. However, the recent developments in nanoscale device structures open different perspectives. In these nanoscale systems, the heat transport is achieved between two electrodes thanks to electron tunneling. The thermotunnel effect is currently widely studied in the cooling configuration where it has already been shown that it is more efficient than the Peltier effect. We have decided to evaluate this effect in the reciprocal way of work with the objective of being able to power a small sensor node. Considering a device with a simplicial geometrical structure, a modeling has been developed in order to evaluate the feasibility of conversion of a thermal flow into an electrical power based on thermotunneling effect. Comparisons with thermoelectric performances at ambient temperature have been performed. © 2004 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1785841]

I. INTRODUCTION

Up to now, the most efficient static systems for the conversion of thermal energy into electrical power are based on the Seebeck effect. Integration of such devices is well advanced and micropower generators for small sensors nodes and MEMS applications have already been realized. Consisting of thousands of microthermocouples, they can deliver several volts with a power of few tens of milliwatts under ambient thermal gradients of 5 to 10 K around 300 K.¹ Thermoelectric materials used for energy scavenging are selected thanks to several criteria. To maximize voltage generation a thermoelectric material needs a high Seebeck coefficient α , and also a low thermal conductivity k to retain heat at the junction and a high electrical conductivity γ to minimize ohmic losses. The relevant parameter used to compare thermoelectric materials is the figure-of-merit Z defined as $\alpha^2\gamma/k$. For bulk materials, best Z achieved at room temperature are close to $5 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ($\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ thermocouples²). A significant improvement has been made over the last years by taking advantage of integration technologies. Very thin multilayered structures called superlattices, in which electrons and phonons transport is controlled, have thus been developed for thermoelectric materials. A Z of $8.3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ at room temperature has recently been reached with $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ superlattice devices.³ However perspectives for further improvements in thermoelectric materials seem limited.

An alternative to improve the thermal energy scavenging efficiency could be achieved with thermotunneling devices. The thermotunneling effect, also called the tunneling thermoelectric effect, was observed for the first time in 1980 in

Al-PbBi tunnel-junctions in which one electrode was heated by laser irradiation.⁴ Since then many studies and experiments have been performed⁵⁻⁷ mostly for cooling applications.⁸⁻¹⁰ Significant progresses have been demonstrated thanks to that technique in comparison to the results obtained in the classical thermoelectric configuration with the best available materials.⁸⁻¹⁰ In thermotunneling cooling systems, a thermal gradient is created between two metallic electrodes separated by an insulating material (generally vacuum) when a bias voltage is applied. The insulating thickness has to be thin enough (typically under 100 Å for a vacuum gap) to allow electron tunneling between electrodes. The bias voltage creates a Fermi-level shift between electrodes thereby enhancing electron tunneling from the cold to the hot side while forbidding almost completely electron tunneling from the hot to the cold side, acting like a Schottky barrier. The resulting heat flow between electrodes thus consists only of electrons tunneling from the cold to the hot side. Tunneling between electrodes can be achieved with an insulating material other than vacuum, but the high current densities expected (above 1000 A/cm²) require an insulating material with the lowest thermal conductivity to avoid thermic losses. Moreover, vacuum isolation also prevents losses due to phonons transport. Since only limited by radiation, a larger temperature difference can be maintained with vacuum thermotunneling devices compared to thermoelectric superlattices coolers. Much larger cooling power can also be achieved: 10 kW/cm² for a 50 K cooling at room temperature is expected for thermotunneling cooling devices^{8,9} whereas best available $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ superlattices, which already transfer 700 W/cm² for a 32 K cooling in optimum operating condition,³ should achieve a 2 kW/cm² for a 50 K cooling.

These attractive performances in cooling configuration

^{a)}Electronic mail: ghislain.despesse@cea.fr

^{b)}Electronic mail: thomas.jager@cea.fr

motivated us to evaluate the thermotunneling effect in the reciprocal way of work. Based on previous works on thermotunneling cooling devices,^{8,9} a physical modeling has been developed and evaluated with MATLAB for the thermal energy scavenging configuration at ambient temperatures. Geometrical and physical parameters have been taken into consideration and performances will be discussed for different thermal gradients.

II. PHYSICAL MODELING DESCRIPTION

The final objective of our physical modeling is to calculate the maximum recoverable power density P_{\max} , the current-voltage characteristic, and the associated efficiency η for a given geometrical, physical and thermal configuration of an energy scavenging thermotunneling device. Relevant geometrical and physical parameters, as well as assumptions on which the modeling relies, will be presented in the following paragraphs.

The modeling for thermotunneling energy scavenging has been developed for a very simple geometrical and physical structure. As in cooling applications,^{8,9} two plane metallic electrodes separated by a thin vacuum gap of width d are considered. One electrode is at the cold temperature T_c , the other one at T_h . In our modeling, temperatures of electrodes have been assumed to be constant.

As for the physical parameters for the modeling, the work functions of electrodes are the only relevant parameters. The work function is the energy that an electron at thermal equilibrium (at the Fermi level) must gain to escape from a material surface. In the present modeling, work functions Φ_h and Φ_c of hot and cold electrode directly influence the shape of the potential barrier between electrodes. As this shape is fundamental to explain electron tunneling performances, it is important to evaluate the influence of these parameters.

Since temperatures of electrodes are different, energetic repartitions of electrons in each electrode are different too: the hot electrode will thus emit more electrons than the cold one. The resulting total current density J_{tot} which occurs between the electrodes is defined as the difference between the hot and cold side contributions:

$$J_{\text{tot}} = J_{\text{tot,hot}} - J_{\text{tot,cold}}.$$

In the same way, the total thermal power density Q_{hc} transferred from the hot to the cold electrode can be defined as the difference between contributions of hot and cold sides:

$$Q_{\text{hc}} = Q_h - Q_c.$$

As soon as a total current density appears, a resulting bias voltage occurs between the electrodes at different temperatures. This bias voltage V_{bias} tends to counter the effect of the temperature difference. A Fermi-level shift is thus created between the hot and cold electrodes, $E_{\text{fh}} - E_{\text{fc}} = eV_{\text{bias}}$. It amplifies electron tunneling from cold to hot side and attenuates electron tunneling from hot to cold side. Due to this Fermi-level shift between electrodes, the potential barrier between electrodes is seen differently for electrons crossing from the hot to the cold side than for electrons crossing from

the cold to the hot side. Calculations from cold and hot side contributions to total current and thermal power densities will thus be separated.

As long as the system is not connected to an electric charge and remains in open-loop configuration, the effect of temperature difference is completely countered by V_{bias} so that the total current density J_{tot} between electrodes remains null. But when the device is connected to an electric charge, the system provides current and voltage to this charge according to its current-voltage characteristic. Our physical modeling allows us to calculate this current-voltage $J_{\text{tot}}(V_{\text{bias}})$ characteristic and also the thermal power density $Q_{\text{hc}}(V_{\text{bias}})$ characteristic for different geometrical, physical, and thermal configurations of the thermotunneling generator. Best operating point, maximum recoverable power density P_{\max} , and conversion efficiency η can also be deduced.

In all following mathematical expressions, electron energies are thus referenced to the electrode Fermi level of which electron has been emitted. For example, in the case of an electron crossing from hot to cold electrode, his potential energy is given with respect to the Fermi level E_{fh} of the hot electrode.

A. Contribution of electrons crossing from hot to cold electrode

To evaluate tunneling contribution of electrons crossing from hot to cold electrode, it is necessary to calculate the potential barrier between these electrodes. It depends on geometrical and physical parameters, and also on the bias voltage V_{bias} between electrodes. With respect to the Fermi level E_{fh} of the hot electrode, the potential energy of an electron moving from hot to cold electrode in the thin vacuum gap is given by

$$V_h(x_h) = \Phi_h - (eV_{\text{bias}} + \Phi_h - \Phi_c) \frac{x_h}{d} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{4x_h} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{nd}{n^2d^2 - x_h^2} - \frac{1}{nd} \right) \right],$$

where x_h is the distance from the hot electrode to the electron, d the width of the gap, and e the electron charge. The first two terms take into account the work functions Φ_h and Φ_c and the bias voltage V_{bias} between the cold electrode with respect to the hot electrode. The third term is an image charge correction. When a charge approaches a conductor held at a potential V , charges move from the potential source to the conductor. This charge arranges itself on the surface of the conductor in such a way that the conductor's potential everywhere returns to V . This surface charge distribution σ gives rise to an additional field, called image charge effect, at the source particle and affects its motion. Usually negligible unless conductor surfaces are very close, this effect rounds off the corners and reduces the height of the initial trapezoidal potential barrier.^{11,12} A detailed $V_h(x_h)$ potential description for electron crossing from the hot to the cold side is given in Fig. 1.

The first stage of the calculation of the current density emitted by hot electrode to the cold one consists in consid-

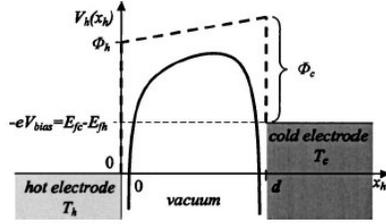


FIG. 1. Potential barrier $V_h(x_h)$ profile between electrodes with different temperatures and electrode work functions. The solid line is the real potential profile taking into account the image charge correction, the dotted one is the trapezoidal approximation without correction.

ering an electron from the hot electrode at temperature T_h , with kinetic energy E_x along the normal x axis of electrodes. A complete description of electron transport from the hot side to the cold one is given in an example as shown in Fig. 2. The probability D_h for one electron to cross the gap and to contribute to current depends on E_x , the potential profile $V_h(x_h)$, and its maximum $V_{h \max}$. Using the classical WKB approximation,^{8,11,12} $D_h(E_x)$ is given by

$$D_h(E_x) = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_{h1}}^{x_{h2}} \sqrt{2m[V_h(x_h) - E_x]} dx_h \right]$$

if $E_x < V_{h \max} = 1$ otherwise.

In this formula, x_{h1} and x_{h2} are roots of $V_h(x_h) - E_x = 0$. Current density emitted from hot to cold electrode is then given by

$$J_{\text{tot hot}} = e \int_{-\infty}^{\infty} N_h(E_x) D_h(E_x) dE_x.$$

This total current density can be divided in tunneling and thermionic contributions:

$$J_{\text{tun hot}} = e \int_{-\infty}^{V_{h \max}} N_h(E_x) D_h(E_x) dE_x,$$

$$J_{\text{ther hot}} = e \int_{V_{h \max}}^{\infty} N_h(E_x) D_h(E_x) dE_x.$$

In these expressions $N_h(E_x)$ is the number of electrons per unit area in unit time that can escape from the hot electrode and reach the cold one with their kinetic energy in x direction in the range $[E_x, E_x + dE_x]$.

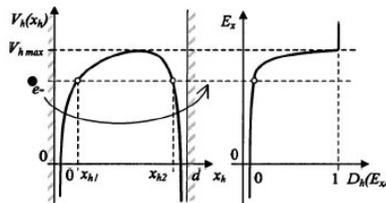


FIG. 2. An electron with a given E_x lower than $V_{h \max}$ crosses the potential barrier between the x_{h1} and x_{h2} coordinates with a tunneling probability $D_h(E_x)$ lower than 1. If E_x is higher than $V_{h \max}$, there is no more tunneling effect and the electron is emitted with a probability equal to 1.

The expression of $N_h(E_x)$ is given by

$$N_h(E_x) = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3} \int_{p_y, p_z} f_h(E) [1 - f_c(E + eV_{\text{bias}})] dp_y dp_z.$$

The first term in front of the integral is the density of state in the momentum space (p_x, p_y, p_z) , f_h (respectively, f_c) represents the Fermi-Dirac distribution for electrons of the hot (cold) electrode, E is the total energy of the electron, eV_{bias} is the Fermi level shift between the two electrodes, and p_y and p_z are electron momentum in in-plane y and z directions in the hot electrode.

Thermal power density emitted by the hot electrode on the cold one is given by

$$Q_h = \int_{-\infty}^{\infty} (k_B T_h + E_x) N_h(E_x) D_h(E_x) dE_x.$$

In this integral $k_B T_h$ is included to take into account the average transverse kinetic energy of electrons which cross the gap from hot to cold side.

B. Contribution of electrons crossing from cold to hot electrode

For an electron moving from the cold to the hot electrode, we use a slightly different expression for its potential energy in the thin vacuum gap, taking into account the Fermi-level shift due to the bias voltage V_{bias} between the electrodes. With respect to the Fermi level E_{fc} of the cold electrode, the potential energy of an electron moving from cold to hot electrode in the thin vacuum gap is thus given by

$$V_c(x_c) = \Phi_c + (eV_{\text{bias}} + \Phi_h - \Phi_c) \frac{x_c}{d} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{4x_c} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{nd}{n^2 d^2 - x_c^2} - \frac{1}{nd} \right) \right].$$

In this expression x_c is the distance from the electron to cold electrode.

Expressions of the current and thermal power densities for the contribution of electrons moving from cold to hot electrode are obtained in a similar way as for the previous case (electrons crossing from the hot to the cold side). Due to the $-eV_{\text{bias}}$ Fermi level shift with respect to the hot electrode, we redefine a probability of crossing the gap for an electron of the cold electrode

$$D_c(E_x) = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{x_{c1}}^{x_{c2}} \sqrt{2m[V_c(x_c) - E_x]} dx_c \right]$$

if $E_x < V_{c \max} = 1$ otherwise.

In this expression E_x is the kinetic energy along the normal x axis of electrodes of an electron from the cold electrode, $V_{c \max}$ is the maximum of $V_c(x_c)$, x_{c1} and x_{c2} are roots of $V_c(x_c) - E_x = 0$.

Then we get the total current density emitted from cold to hot electrode:

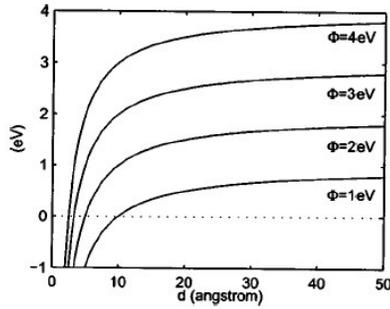


FIG. 3. Barrier height without bias voltage vs barrier length d and different work functions for both electrodes.

$$J_{\text{tot cold}} = e \int_{-\infty}^{\infty} N_c(E_x) D_c(E_x) dE_x,$$

where $N_c(E_x)$ is given by

$$N_c(E_x) \frac{1}{4\pi^2 \hbar^3} \int_{p_y p_z} f_c(E) [1 - f_h(E - eV_{\text{bias}})] dp_y dp_z.$$

We finally deduce the thermal power density emitted from the cold electrode to the hot one:

$$Q_c = \int_{-\infty}^{\infty} (k_B T_c + E_x) N_c(E_x) D_c(E_x) dE_x.$$

Thanks to the physical modeling $J_{\text{hot hot}}$, $J_{\text{tot cold}}$, Q_h , and Q_c can be evaluated in function of V_{bias} and different geometrical, physical, and thermal configurations. Final generator characteristics $J_{\text{tot}}(V_{\text{bias}})$ and $Q_{\text{hc}}(V_{\text{bias}})$ can then be obtained. For each configuration the maximum conversion efficiency η is also calculated. It is given by the maximum recoverable electric power density $J_{\text{tot}} V_{\text{bias}}$ divided by the thermal power density Q_{hc} necessary to get this power.

III. RESULTS AND DISCUSSION

Before discussing conversion performances of the thermotunneling generator, an adapted choice of physical parameters to reach the best possible performances is preliminarily needed.

A. Choice of physical parameters

Calculations have confirmed that the choice of the physical parameters has a great influence on the thermotunneling generator characteristics. As tunneling probabilities are roughly exponentially dependent on potential barrier height between electrodes, a slight reduction of the barrier potential significantly amplifies tunneling current densities and so the performances of the thermal energy scavenging process. In practice, this barrier reduction can be obtained by choosing electrode materials with work functions as low as possible. Influence of electrodes work functions on the potential barrier height is summarized in Fig. 3 for identical electrodes and a null V_{bias} . Even if most metals have high work functions varying between 4 and 5 eV, conducting materials with work functions as low as 1 eV can currently be obtained

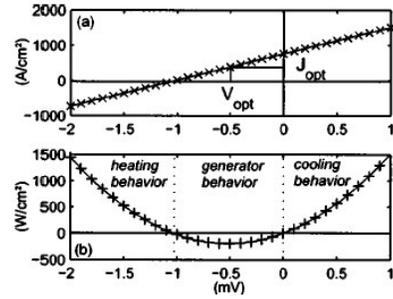


FIG. 4. Current density (a) and power density (b) vs voltage between electrodes with $\Phi_h = \Phi_c = 1$ eV, $T_h = 310$ K, $T_c = 300$ K, and $d = 20$ Å.

with different techniques, such as alkali evaporation onto metals^{13,14} and oxygen addition.^{15,16} The 1 eV value has then been chosen for both electrodes work functions in all following calculations.

As shown in Fig. 3 for given equal electrodes work functions, to reduce the gap between electrodes is another way to decrease the potential barrier and consequently to enhance electron tunneling. This behavior is due to the aforementioned image charge effect.

B. Electric behavior

For each thermal gradient and gap length configuration, a total current-voltage $J_{\text{tot}}(V_{\text{bias}})$ characteristics is calculated for the thermotunneling device [Fig. 4(a)]. A negative product $J_{\text{tot}} V_{\text{bias}}$ area characterizing a generator behavior [Fig. 4(b)] can be obtained. Optimum voltage V_{opt} and current density J_{opt} can then be defined, corresponding to the operating point of the system. These values characterize the maximum power density output $P_{\text{max}} = J_{\text{opt}} V_{\text{opt}}$ and the maximum conversion efficiency η of the system for a given set of thermal gradient and gap length configuration. All following calculations and results including voltage and current density values will be carried out for the operating point ($J_{\text{opt}} V_{\text{opt}}$) of the system. In the case described in Fig. 4, P_{max} is about 0.2 W/cm², V_{opt} , and J_{opt} are, respectively, about 0.5 mV and 400 A/cm². The corresponding efficiency is just about 0.2%.

C. Generator characteristics versus thermal gradient

1. Current and voltage output variations as a function of thermal gradient

Variations of V_{opt} and J_{opt} have been studied depending on the thermal gradient. In every calculation, T_c has been set to 300 K. Whatever the gap width, it has been observed that V_{opt} and J_{opt} vary almost linearly with $\Delta T = T_h - T_c$. Variations of V_{opt} and J_{opt} in the case of a 20 Å gap length are shown in Fig. 5. These linear behaviors are similar to those observed for thermoelectric devices.

2. Power density and efficiency variations as a function of the thermal gradient

The power density generation in thermotunneling devices increases proportionally to ΔT^2 as in thermoelectric

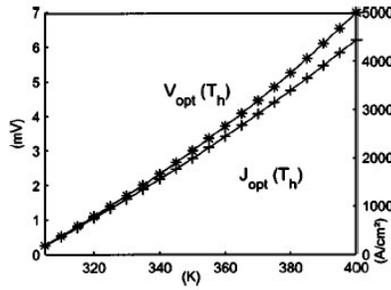


FIG. 5. Variations of V_{opt} and J_{opt} depending on T_h with T_c fixed at 300 K in the case of a 20 Å gap length.

devices. This behavior is shown in Fig. 6 in the case of a 20 Å gap width. Due to the very small output voltages, the power density barely reaches 30 W/cm² for $T_h=400$ K.

The thermotunneling generator efficiency increases linearly with ΔT and faster than the Carnot efficiency. In the case described in Fig. 6, η is equal to 0.25% for $\Delta T=10$ K corresponding to 6.4% of Carnot efficiency and for $\Delta T=100$ K, η is equal to 2.4% which now corresponds to 8.7% of Carnot efficiency.

D. Influence of gap width on generator characteristics

1. Current and voltage output variations as a function of gap length

Depending on the gap width d , we have reported opposite variations for V_{opt} and J_{opt} with fixed T_h and T_c . As shown in Fig. 7 in the case of $T_h=310$ K and $T_c=300$ K, J_{opt} is quite constant at 6.5×10^5 A/cm² until d reaches 1 nm. Then, it decreases sharply when d increases and becomes quickly negligible for higher values of d . At the opposite, V_{opt} is quite negligible when d is below 10 Å, and then increases almost regularly to reach the value of 0.9 mV for a 30 Å gap.

Calculations have shown that the V_{opt} values always remain in the millivolt range, even when T_h is equal or superior to 400 K.

2. Power density and efficiency variations as a function of gap length

Opposite variations as a function of the length gap d have also been observed for maximum power density P_{max} and maximum conversion efficiency η . In the same configu-

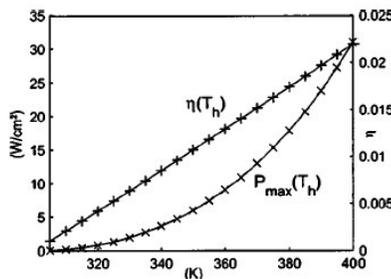


FIG. 6. Variations of P_{max} and conversion efficiency η depending on T_h with T_c fixed at 300 K in the case of a 20 Å gap length.

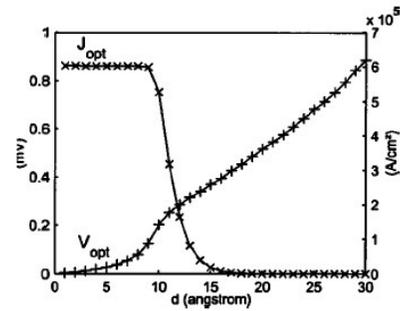


FIG. 7. Variations of V_{opt} and J_{opt} vs barrier length for $\Phi_b=\Phi_c=1$ eV, $T_h=310$ K, and $T_c=300$ K.

ration ($T_h=310$ K) and $T_c=300$ K, Fig. 8 shows that a maximum of 100 W/cm² in power density can be obtained for a 10 Å gap. Power density then decreases exponentially with the distance. On the contrary the efficiency increases with the gap length d until a saturation at 25 Å with a maximum efficiency of 0.34%.

These calculations show that the power density can indeed be very high, as high as those calculated for cooling devices.⁸ But the efficiency achieved for the maximum power density of 100 W/cm² at 1 nm is only about 0.06%. A six times higher efficiency can be achieved for a 25 Å gap width, with a corresponding 10 mW/cm² power density. Although 10 000 times lower, this value is still sufficient for many sensor node applications.

Compared to cooling devices using thermionic and tunneling effect, where efficiencies generally over 80% of Carnot efficiency can be achieved,^{17,18} efficiencies achieved in the energy scavenging configuration are rather small. In cooling configuration the high bias voltage V_{bias} applied (above 1 V) creates a sufficient Schottky-like effect between electrodes to neglect the current emitted by one of them. The corresponding eV_{bias} Fermi-level shift created between electrodes is large enough (commonly greater than 1 eV) compared to the ambient average thermal kinetic energy $k_B T$ of one electron (about 25 meV at 300 K). It is thus almost impossible for the electrons coming from the electrode with the lowest Fermi level to cross the potential barrier. In this cooling configuration, $J_{tot} \approx J_{tot hot}$ and most electrons crossing the gap contribute to cooling. Efficiency is naturally close to Carnot efficiency. On the contrary, the bias voltages created

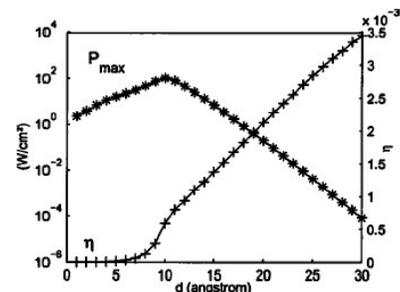


FIG. 8. Maximum power density and conversion efficiency vs barrier length with $\Phi_b=\Phi_c=1$ eV, $T_h=310$ K, and $T_c=300$ K.

between electrodes in the energy scavenging configuration are only in the millivolt range. It corresponds to a Fermi-level shift between electrodes of the same order of magnitude as ambient thermal kinetic energy: that is not enough for one side current density to be neglected in the contribution to the total current density. Calculated values for $J_{\text{tot hot}}$ and $J_{\text{tot cold}}$ are thus always of the same order of magnitude and few electrons finally contribute to the total current generation J_{tot} . A factor of at least 20 between current densities emitted by each electrode and the final disequilibrium current density has thus been predicted. Therefore, most electrons which cross the potential barrier do not contribute to the total current generation but only to thermal energy transport.

E. Assets and drawbacks of the system for energy scavenging

1. High power density and thermal isolation capabilities

Compared to the best thermoelectric materials at ambient temperature,¹⁹ like the $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ compounds, the values of the power density obtained for the thermotunneling generator are still one to two order of magnitude higher. Depending on the system configuration, power densities from several W/cm^2 to more than $10\,000\ \text{W}/\text{cm}^2$ have been calculated. As future microsensor nodes will require only a power of few hundreds of microwatts, thermotunnel generators could thus be used as power source.

Moreover, contrary to thermoelectric generators where electrons and phonons dissipate heat through a continuous solid structure, the vacuum isolation between the electrodes of the thermotunnel generator prevents thermal losses.

2. Weak voltage output and conversion efficiency

Calculated output voltages, always in the millivolt range even for large ΔT of 100 K, are always one order of magnitude under those deliverable by best thermoelectric materials. One $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$ thermocouple for ambient temperature energy scavenging can deliver 6 to 8 mV with $T_h = 310\ \text{K}$ and $T_c = 300\ \text{K}$, whereas the predicted voltage output for the thermotunneling generator for the same thermal configuration, whatever its gap width, is about ten times lower.

Moreover, calculated conversion efficiencies are still lower than these obtained by thermoelectric devices. Best predicted efficiencies in thermotunneling energy scavenging are around 10% of Carnot efficiency, which is already a common value for thermoelectric devices.¹⁹

3. Technological realization

As recently pointed out in the realization of cooling devices with such type of structures,²⁰ a lot of difficulties must be overcome. The critical technological step is the combined realization of metallic surfaces with work functions as low as possible separated by gap of several nanometers. This is a very challenging problem met in numerous applications.

From an engineering point of view it is also necessary to put thermotunnel generators electrically in series and thermally in parallel, as for thermocouples in integrated thermo-

electric microgenerators. Indeed electronic components of the microsystem need a supply voltage in the volt range to make it work. Moreover, if the system has a battery, it needs a volt range input to be reloaded.

IV. CONCLUSION

Thermotunnel effect has been evaluated in ambient thermal energy scavenging configuration. Compared to the best available thermoelectric materials, calculations have shown that recoverable power and current densities, respectively, 10 to 100 and 100 to 1000 times more important can be expected for thermotunneling devices. However, expected voltage outputs are significantly lower: one order of magnitude lower than those provided by best thermoelectric materials for the same thermal configuration. Only small conversion efficiencies have also been predicted, about 10% of Carnot efficiency in best cases, which is already a common value for thermoelectric devices. To power a small integrated sensor node, a volt range output is also required. A thousand of thermotunneling generators electrically connected in series are thus needed. Integrated architectures could be developed thanks to micro and nanotechnologies to achieve the realization of a matrix of micro-thermo-tunneling generators. Unfortunately the gap reduction needed to lower the potential barrier and enhance current flows between electrodes is an important technological obstacle. A controlled realization process which could allow thermotunneling devices to be integrated in a small sensor node still requires time and further technological developments.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank in particular Claude Chapelier, Jean-Jacques Chaillout, and Jean-Michel Léger for their support and their useful remarks which have helped them a lot.

- ¹J. P. Fleurial *et al.*, *Proceedings of the 18th International Conference on Thermoelectrics. ICT'99*. IEEE, Piscataway, NJ, USA (1999), pp. 294–300.
- ²O. Yamashita, S. Tomiyoshi, and K. Makita, *J. Appl. Phys.* **93**, 368 (2003).
- ³R. Venkatasubramanian, E. Siivola, T. Colpitts, and B. O'Quinn, *Nature (London)* **431**, 597 (2001).
- ⁴A. D. Smith, M. Tinkham, and W. J. Skocpol, *Phys. Rev. B* **22**, 4346 (1980).
- ⁵M. Johnson and R. H. Silsbee, *Phys. Rev. B* **35**, 4959 (1987).
- ⁶J. Marschall and A. Majumdar, *J. Appl. Phys.* **74**, 4000 (1993).
- ⁷J. A. Stovng and P. Lipavsky, *Phys. Rev. B* **42**, 9214 (1990).
- ⁸Y. Hishinuma, T. Geballe, B. Moyzhes, and T. Kenny, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2572 (2001).
- ⁹Y. Hishinuma, Ph.D. thesis, Stanford University, 2002.
- ¹⁰N. M. Miskovsky and P. H. Cutler, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2147 (1999).
- ¹¹J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963).
- ¹²W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- ¹³S. A. Lindgren and L. Wallden, *Phys. Rev. B* **22**, 5967 (1980).
- ¹⁴G. G. Magera and P. R. Davis, *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 2336 (1993).
- ¹⁵A. H. Sommer, *Photoemissive Materials* (Krieger, New York, 1980).
- ¹⁶V. S. Fomenko, *Handbook of Thermionic Properties* (Plenum, New York, 1966).
- ¹⁷G. Mahan, J. Sofo, and M. Bartkowiak, *J. Appl. Phys.* **83**, 4683 (1998).
- ¹⁸G. Mahan, *J. Appl. Phys.* **76**, 4362 (1994).
- ¹⁹F. J. DiSalvo, *Science* **285**, 703 (1999).
- ²⁰A. Tavkhelidze *et al.*, ICT2002 Conference Proceedings 2002.

ANNEXE 4 : Récapitulatif des dimensions pour la structure en silicium

Les dimensions sont en micromètres

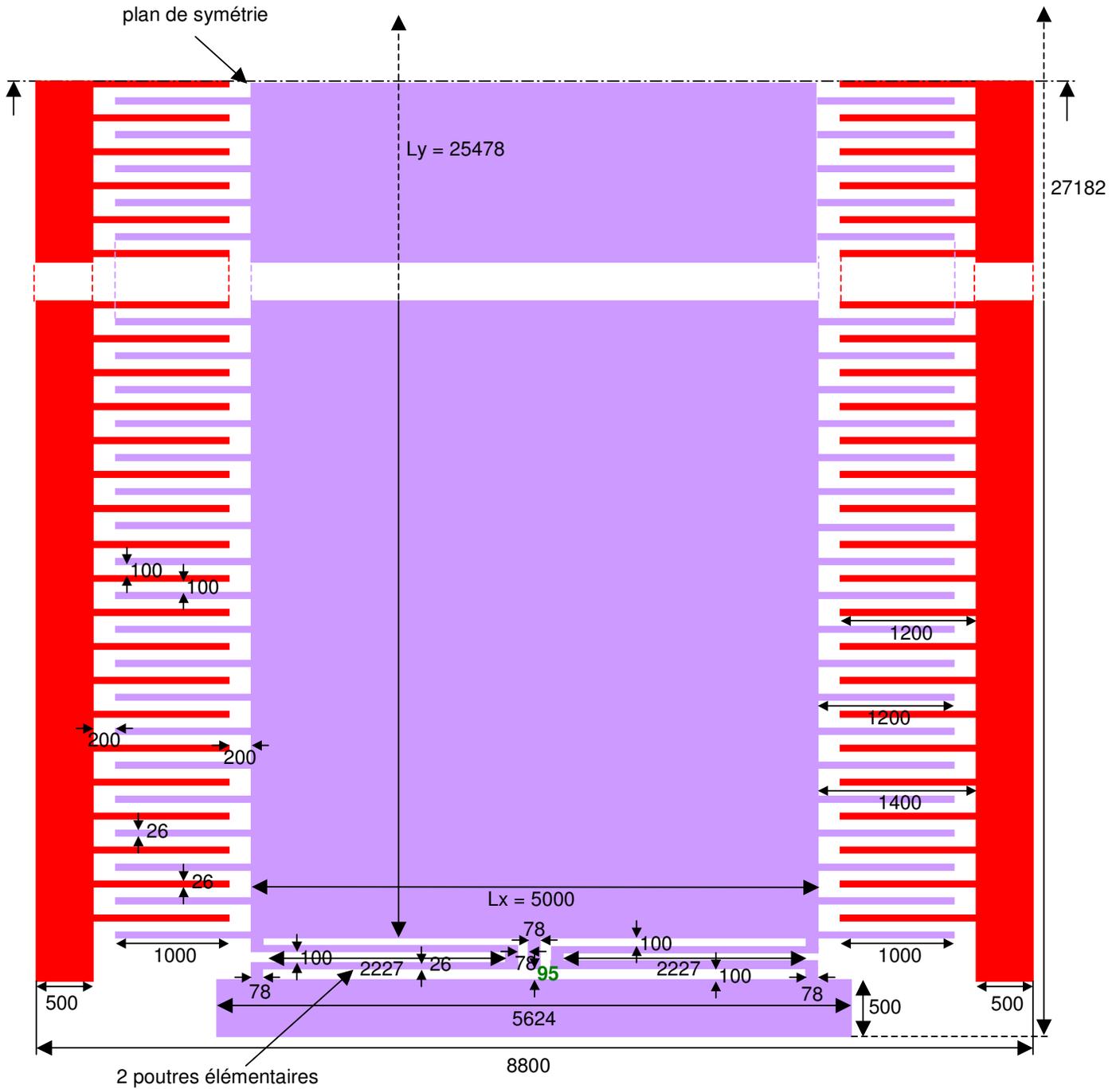


Figure 134 : Récapitulatif des dimensions pour la structure en silicium

ANNEXE 5 : Rappel de la méthode Runge-Kutta

$$\text{Soit } \begin{cases} X' = f(t, X, Y) \\ Y' = g(t, X, Y) \end{cases}$$

Soit X_n et Y_n les valeurs de X et Y à l'instant t_n , alors l'algorithme de Runge-Kutta donne :

$$\begin{cases} X_{n+1} = X_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \\ Y_{n+1} = Y_n + \frac{h}{6}(j_1 + 2j_2 + 2j_3 + j_4) \end{cases}$$

Avec :

$$k_1 = f(t_n, X_n, Y_n)$$

$$j_1 = g(t_n, X_n, Y_n)$$

$$k_2 = f(t_n + h/2, X_n + (h/2)k_1, Y_n + (h/2)j_1)$$

$$j_2 = g(t_n + h/2, X_n + (h/2)k_1, Y_n + (h/2)j_1)$$

$$k_3 = f(t_n + h/2, X_n + (h/2)k_2, Y_n + (h/2)j_2)$$

$$j_3 = g(t_n + h/2, X_n + (h/2)k_2, Y_n + (h/2)j_2)$$

$$k_4 = f(t_n + h, X_n + hk_3, Y_n + hj_3)$$

$$j_4 = g(t_n + h, X_n + hk_3, Y_n + hj_3)$$

La variable h représente le pas de calcul qui peut être variable au cours du temps, mais comme nous avons en entrée une accélération échantillonnée à pas régulier, nous prendrons un pas constant, égale ou multiple du pas d'échantillonnage.

Il suffit alors de choisir les valeurs initiales (X_0, Y_0) , puis de calculer à partir de celles-ci le couple (X_1, Y_1) , puis (X_2, Y_2) , et ainsi de suite !

ANNEXE 6 : Optimisation du transformateur inductif

Nous allons essayer ici d'optimiser l'ensemble fréquence de fonctionnement, dimensions du circuit magnétique afin de minimiser les pertes résistives lors de la charge ou la décharge pour un circuit magnétique de forme torique à entrefer. Nous allons commencer par exprimer la résistance des bobinages primaire R_{Lp} et secondaire R_{Ls} , pour cela nous allons tout d'abord définir la longueur de ces bobinages respectifs l_{Lp} et l_{Ls} . Nous avons représenté Figure 135 le tore ferrite avec ces différentes couches d'enroulements :

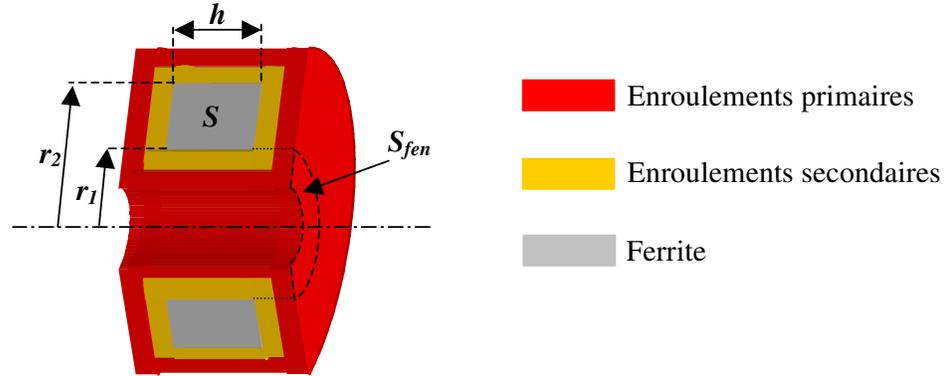


Figure 135 : Vue en coupe du tore ferrite avec ses enroulements

Pour des raisons de réalisation, nous avons choisi de mettre le bobinage primaire au-dessus du bobinage secondaire. Sachant que le bobinage primaire ne compte que peu d'enroulements par rapport au secondaire, nous pouvons considérer, pour le calcul de sa longueur, qu'il se trouve sur la surface extérieure de l'espace bobiné, ce qui nous donne la longueur l_{Lp} suivante :

$$l_{Lp} = 2n_p \left(r_2 - r_1 + h + \frac{2S_{fen}}{\pi(r_1 + r_2)} \right) = 2n_p \left(r_2 - r_1 + h + \frac{2(1+k_s)k_f n_p \rho}{\mu_0 \pi f_{max} (r_1 + r_2)} \right)$$

Nous pouvons alors en déduire la valeur de la résistance R_{Lp} primaire :

$$R_{Lp} = \frac{\rho l_{Lp}}{s_{Lp}} = \mu_0 f_{max} l_{Lp} = 2\mu_0 f_{max} n_p \left(r_2 - r_1 + h + \frac{2(1+k_s)k_f n_p \rho}{\mu_0 \pi f_{max} (r_1 + r_2)} \right)$$

Sachant que la section du conducteur secondaire s_{Ls} a été exprimée en fonction de s_{Lp} de façon à ce que les pertes résistives au secondaire soient du même ordre de grandeur que celles du primaire, moyennant le facteur de correction k_s éventuel, une optimisation des pertes au primaire réalise en même temps celle du secondaire. Nous allons donc simplement nous intéresser au primaire. L'inductance L_p , qui permet d'avoir une fréquence de fonctionnement limitée à f_{max} , comme nous l'avons défini dans la partie V.3.2.4, vaut :

$$L_p = \frac{E^2}{8E_c f_{max}}$$

Or, dans le cas d'un tore avec entrefer g , l'inductance vaut :

$$L_p = \frac{n_p^2}{\mathfrak{R}} = \frac{\mu_0 S n_p^2}{g}$$

Nous pouvons alors en déduire le nombre de spire n_p :

$$n_p = \sqrt{\frac{g L_p}{\mu_0 S}} = \frac{1}{2} E \sqrt{\frac{g}{2 \mu_0 S E_c f_{\max}}}$$

Nous pouvons alors introduire ce nombre de spires dans l'expression de $R_p=R_{Lp}$ (en ne considérant que les pertes résistives de l'inductance) et calculer l'énergie dissipée E_{Rpd} dans R_{Lp} pour une décharge de l'énergie maximale E_u . L'expression de E_{Rpd} ayant déjà été définie dans la partie V.3.3.7, il suffit de faire une optimisation visant à minimiser cette énergie en fonction de f_{\max} , g et r_2 , h pouvant se déduire de g et de r_2 à partir du volume d'entrefer utile. Pour prendre en compte la notion d'encombrement, nous allons chercher à minimiser non pas seulement E_{Rpd} , mais le produit $r_2^{1/4} E_{Rpd}$.

Si nous nous fixons un entrefer g de 0.5 mm, une énergie E_u de 61.6 μ J (structure en tungstène), une fenêtre de bobinage suffisante et en considérant que le champ magnétique maximal B_{\max} que peut supporter le matériau est inversement proportionnel à la racine carrée de la fréquence de fonctionnement f_{\max} et sachant que nous partons d'un champ de 100 mT pour 100 kHz, nous obtenons en fonction de la fréquence f_{\max} et pour r_2 optimal, l'énergie E_{Rpd} dissipée par cycle suivante :

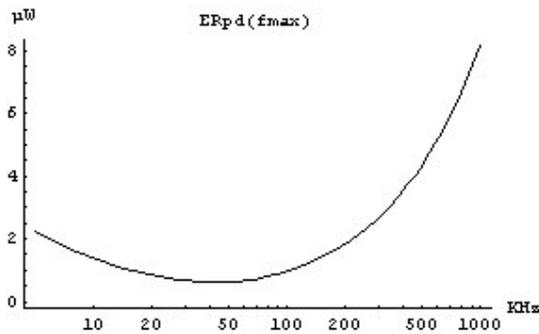


Figure 136 : Energie dissipée dans R_p en fonction de f_{\max} pour transférer de l'énergie E_u

Nous obtenons alors un optimum autour de $f_{\max}=50$ kHz. En fait si nous avons une fréquence de fonctionnement trop basse, il faut un nombre de spires élevé et donc une résistance de bobinage importante, même si la section est plus importante (épaisseur de peau augmentée), ce qui conduit à des pertes élevées. De même, si la fréquence de fonctionnement est trop élevée, l'épaisseur de peau prend un rôle prépondérant et rend la section de cuivre insuffisante pour assurer le passage du courant qui devient de plus en plus élevé.

Si maintenant nous nous intéressons à l'encombrement et plus précisément au rayon r_2 du tore qui minimise l'énergie dissipée précédente, nous obtenons :

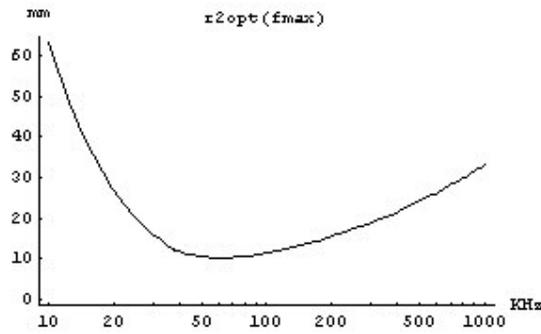


Figure 137 : Le rayon r_2 qui minimise l'énergie dissipée en fonction de la fréquence f_{max}

Nous avons le minimum de rayon r_2 et le minimum d'énergie dissipée pour à peu près la même fréquence. Nous n'avons donc pas vraiment de compromis à faire entre encombrement et rendement. Toutefois, nous n'avons pris en compte ici que les pertes résistives, si nous prenions en compte les pertes inductives et l'encombrement du bobinage, il faudrait choisir une fréquence de fonctionnement légèrement plus élevée, c'est pourquoi nous nous sommes fixé, pour la structure en tungstène, une fréquence non pas de 50 kHz mais de **100 kHz**. En effet en augmentant la fréquence, nous diminuons le nombre de spires et donc l'encombrement du bobinage en même temps que nous réduisons la distance moyenne des spires par rapport au circuit magnétique et donc les pertes inductives.

A 100 kHz, nous avons alors un rayon r_2 optimal de 11.3 mm qui conduit à :

$$\begin{array}{l}
 r_1 = 6.9 \text{ mm} \\
 h = 7 \text{ mm} \\
 V_{tore} = 1765.5 \text{ mm}^3 \text{ (Volume du circuit magnétique)} \\
 E_{Rpd} = 0.96 \mu\text{J} \\
 L_p = 11 \mu\text{H} \\
 L_s = 11.9 \mu\text{H}
 \end{array}$$

Remarques :

- Pour s'affranchir de l'effet de peau, il est possible d'utiliser des fils multibrins dont chaque brin à un rayon inférieur à l'effet de peau.

En vert nous avons des branches qui correspondent à des cas particuliers, tels que des temps de garde nuls entre l'ouverture d'un transistor et la fermeture de l'autre.

En rouge nous avons la phase de test qui permet de valider ou non la charge complète de la capacité variable.

En orange nous avons la phase de charge.

En violet nous avons la phase de décharge.

Les états '0', '9' et 'A' sont des états d'attente dont on ne sort que sur les fronts montant ou descendant du signal de détection U'_L .
