



Desenvolupament de microgeneradors inercials electromagnètics en tecnologia de micro sistemes per a la recuperació d'energia mecànica residual de l'ambient

Núria Fondevilla Sala

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tdx.cat) i a través del Dipòsit Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX ni al Dipòsit Digital de la UB. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX o al Dipòsit Digital de la UB (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tdx.cat) y a través del Repositorio Digital de la UB (diposit.ub.edu) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR o al Repositorio Digital de la UB. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR o al Repositorio Digital de la UB (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tdx.cat) service and by the UB Digital Repository (diposit.ub.edu) has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized nor its spreading and availability from a site foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service or to the UB Digital Repository is not authorized (framing). Those rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author.



UNIVERSITAT DE BARCELONA

Facultat de Física

Departament d'Electrònica

DESENVOLUPAMENT DE
MICROGENERADORS INERCIALS ELECTROMAGNÈTICS
EN TECNOLOGIA DE MICROSISTEMES PER A LA RECUPERACIÓ
D'ENERGIA MECÀNICA RESIDUAL DE L'AMBIENT

Núria Fondevilla Sala

Director tesis:

Dr.Christophe Serre

Barcelona, Maig 2012

MODELITZACIÓ I DISSENY D'UN DISPOSITIU ELECTROMAGNÈTIC RESSONANT

III.1. Introducció

Els dispositius electromagnètics ressonants són els més adients per extreure l'energia de les vibracions presents en l'ambient. El seu funcionament està basat en el corrent generat en una bobina degut al seu desplaçament relatiu respecte a un imant permanent, que es maximitza quan es troba en ressonància. El prototip de la *Fig.III.1* té una estructura simple formada per un ressonador mecànic acoblat a un transductor electromagnètic. Per una banda, es modelitza el moviment de la massa inercial mitjançant les equacions que el regeixen i per altra banda ajustant-les als valors experimentals s'estima el coeficient d'esmoreïment electromagnètic mitjançant el programa d'anàlisis per elements finits ANSYS. A partir tant de la modelització com de les simulacions, s'estudia la influència de la geometria i dels materials del ressonador en la freqüència de ressonància i en l'esmoreïment paràsit, i la geometria òptima del transductor electromagnètic per a l'optimització de l'acoblament electromagnètic dels dispositius.

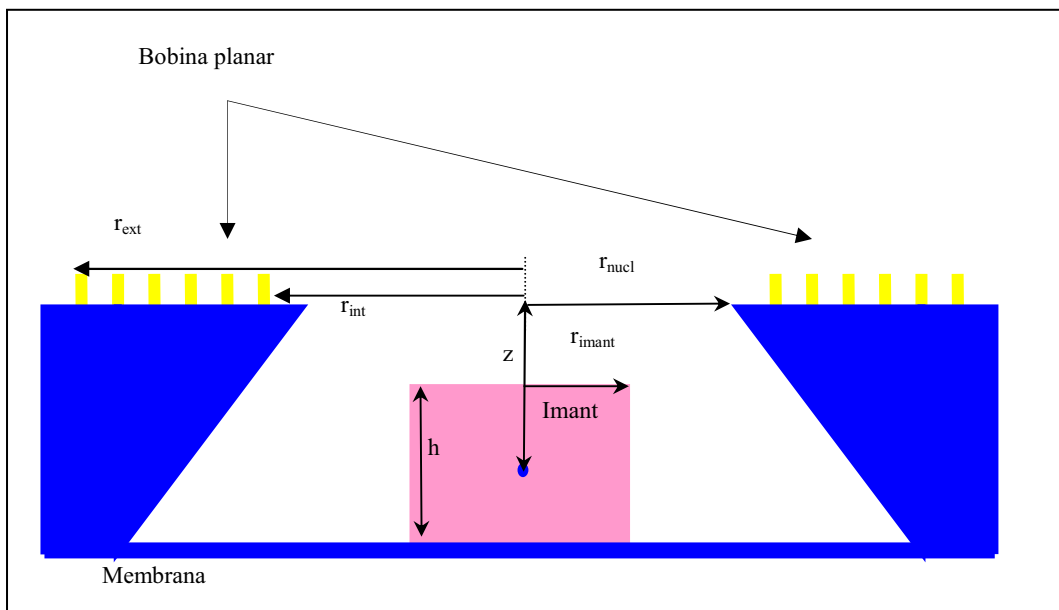


Fig.III.1 Representació esquemàtica del dispositiu electromagnètic ressonant

III.2. Principi d'operació

El dispositiu es pot modelitzar com un sistema, format per una massa inercial que es mou respecte a la caixa que la conté. Aquest moviment es pot expressar com el d'una molla amb constant elàstica, K , [1]. Aplicant una certa acceleració, \ddot{y} , es determina un desplaçament, z , de la massa inercial respecte el marc, *Fig.III.2*. Per tant, la força elàstica aplicada a la massa és:

$$F = -Kz(t) \quad (III.1)$$

L'amplitud del seu moviment està esmoreït per dues forces relacionades amb:

- $F_p = D_p \dot{z}$: esmoreïment paràsit produït per les forces de fregament, com són la resistència de l'aire i les pèrdues degudes a les propietats mecàniques del ressonador mecànic.

- $F_g = D_g \dot{z}$: esmorteïment electromagnètic, que correspon a l'acoblament electromecànic degut a la força magnètica que s'oposa a l'acció que la genera.

La posició de la massa inercial m respecte el marc és:

$$z(t) = x(t) - y(t) \quad (\text{III.2})$$

on $x(t)$ i $y(t)$ representen respectivament les coordenades del moviment absolut de la massa i del marc.

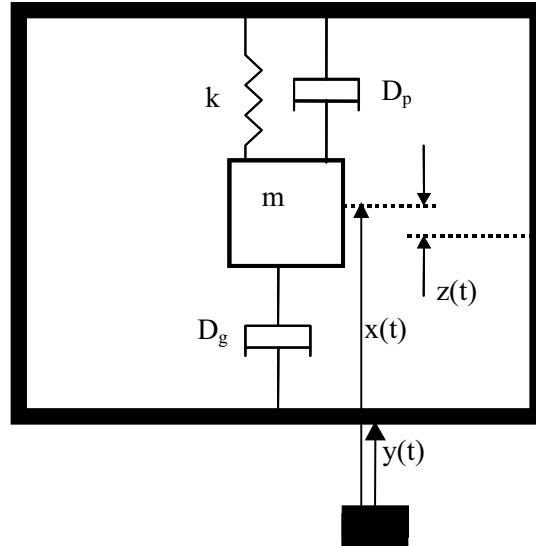


Fig.III.2 Esquema de la modelització d'un resonador esmorteït [2].

L'equació diferencial que descriu el moviment de la massa respecte el marc és:

$$m\ddot{z}(t) = -kz(t) - (D_g + D_p)\dot{z}(t) - m\ddot{y}(t) \quad (\text{III.3})$$

Per tal de resoldre l'equació diferencial del moviment resultant, (III.3), s'aplica la transformada de Fourier, que és una particularització de la transformada de Laplace amb $s = j\omega$.

$$ms^2 Z(s) = -kZ(s) - (D_g + D_p)sZ(s) - ms^2 Y(s) \quad (\text{III.4})$$

La solució d'aquesta equació diferencial s'expressa en funció dels coeficients dels factors d'esmorteïment normalitzats $\zeta_p = D_p / (2m\omega_n)$ i $\zeta_g = D_g / (2m\omega_n)$ i de la freqüència de ressonància, $\omega_n = (k/m)^{1/2}$.

Si l'excitació externa aplicada és de tipus sinusoidal $y(t) = Y_o \cos(\omega t)$, la resposta ve determinada per la funció de transferència corresponent a la d'un filtre "pasaalts" d'ordre 2:

$$\frac{Z(s)}{Y(s)} = \frac{-s^2}{s^2 + 2(\zeta_g + \zeta_p)\omega_n s + \omega_n^2} \quad (\text{III.5})$$

essent, $Z(s)$, el moviment relatiu de l'imant respecte el marc en l'espai de les freqüències i $Y(s)$, l'excitació externa en l'espai de les freqüències.

La magnitud del moviment relatiu respecte la freqüència és:

$$\frac{Z_o}{Y_o} = \frac{\omega_c^2}{\sqrt{(1 - \omega_c^2)^2 + (2\zeta\omega_c)^2}} \quad (\text{III.6})$$

on Z_o és l'amplitud de moviment relatiu de l'imant, Y_o és l'amplitud de l'excitació, ζ és el coeficient d'esmorteïment total $\zeta = \zeta_p + \zeta_g$, i ω_c és la pulsació angular normalitzada a la

pulsació natural del sistema $\omega_c = \omega/\omega_n$. En la Fig.III.3 es mostra una representació gràfica de la funció (III.6), calculada assumint diferents valors del coeficient ζ_g (entre 0.001 i 1) i per a $\zeta_p = 0.01$. Aquesta gràfica mostra que l'interès de treballar en condicions de resonància és per maximitzar el desplaçament de l'imant respecte al marc i, a la vegada, la potència generada. Per tant, l'objectiu serà tenir una corba tan alta i estreta com sigui possible, i això s'aconsegueix amb valors de ζ_g petits. Per trobar la freqüència de resonància busquem el valor de freqüència que maximitza el quocient Z_o/Y_o :

$$\frac{\partial \left(\frac{Z_o}{Y_o} \right)}{\partial \omega_c} = 0 \quad (III.7)$$

Es pot veure com per a valors de $\zeta < \sqrt{2}$, aquesta funció presenta un pic de resonància amb unes coordenades que depenen de ζ :

$$\omega_{res} = \frac{\omega_n}{\sqrt{1-2\zeta^2}}; \quad \left(\frac{Z_o}{Y_o} \right)_{res} = \frac{1}{2\zeta\sqrt{1-\zeta^2}} \quad (III.8)$$

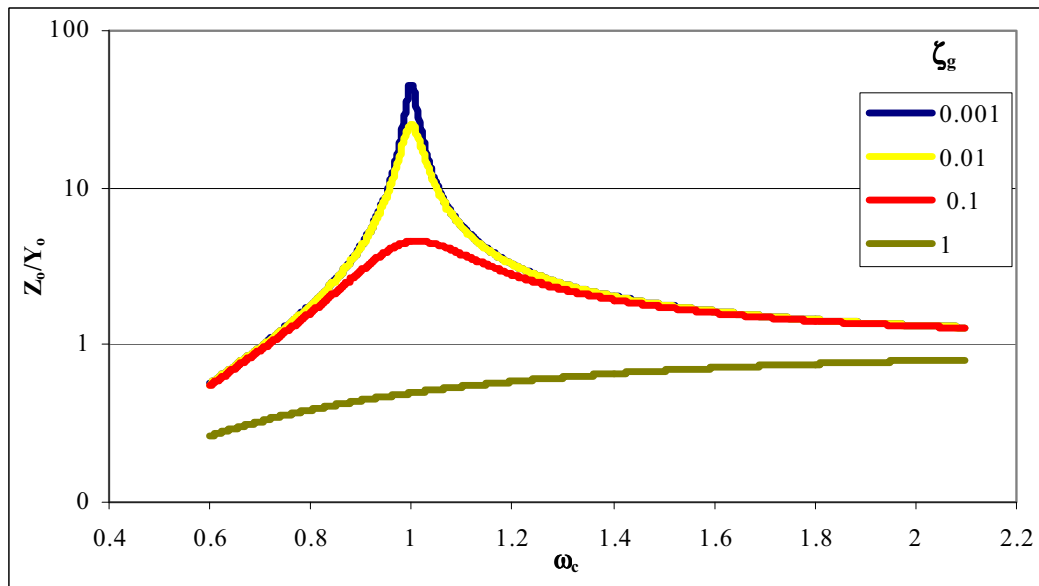


Fig.III.3 Amplitud de vibració relativa Z_o/Y_o en funció de la pulsació angular normalitzada ω_c , calculada assumint diferents valors de l'esmoreïment electromagnètic ζ_g (entre 0.001 i 1) i amb un esmoreïment paràsit $\zeta_p=0.01$.

Per a $\zeta \ll 1$ es poden fer les següents aproximacions:

$$\omega_{res} \approx \omega_n; \quad \left(\frac{Z_o}{Y_o} \right)_{res} = \frac{1}{2\zeta} \quad (III.9)$$

En general, els sistemes inercials presenten valors del coeficient d'esmoreïment que verifiquen la condició (III.9). Per tant, en els següents anàlisis es consideraran aquestes aproximacions com a vàlides.

L'energia dissipada per cicle en el transductor electromecànic és la integral de la força d'esmoreïment electromagnètic sobre la distància recorreguda en un cicle de període T , Fig.III.4:

$$E = 2 \int_{-z_o}^{z_o} F_g dz \quad (III.10)$$

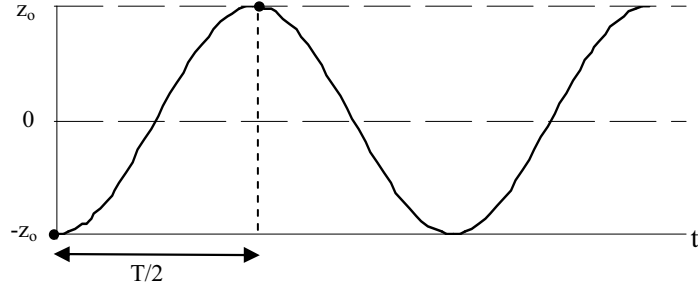


Fig.III.4 Representació esquemàtica del desplaçament de l'imant en funció del temps, t .

En canvi, per obtenir la potència generada, s'hauria de multiplicar l'energia dissipada per la freqüència, entre $-z_0$ i z_0 :

$$P = \frac{1}{T} \int_{-z_0}^{z_0} F_g dz = \frac{1}{T} \int_{-z_0}^{z_0} D_g \dot{z}(t) dz = \frac{1}{2T} \int_0^T D_g \dot{z}(t) \frac{dz}{dt} dt = \frac{1}{2T} D_g \int_0^T |\dot{z}(t)|^2 dt \quad (\text{III.11})$$

Si es considera una solució de l'equació diferencial (III.3) de la forma periòdica:

$$z(t) = |z_0| e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (\text{III.12})$$

aleshores la seva derivada s'escriu com:

$$\dot{z}(t) = i\omega |z_0| e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (\text{III.13})$$

Es calcula el quadrat del seu mòdul :

$$|\dot{z}(t)|^2 = \dot{z}(t) \dot{z}(t)^* = i\omega |z_0| e^{i(\omega t + \varphi)} (-i)\omega |z_0| e^{-i(\omega t + \varphi)} = \omega^2 |z_0|^2 \quad (\text{III.14})$$

es substitueix a l'expressió de la potència (III.11) i s'integra respecte al temps:

$$P = \frac{1}{2T} D_g \int_0^T |\dot{z}(t)|^2 dt = \frac{1}{2T} D_g \int_0^T \omega^2 |z_0|^2 dt = \frac{\omega^2 |z_0|^2}{2T} D_g \int_0^T dt = \frac{1}{2} \omega^2 |z_0|^2 D_g \quad (\text{III.15})$$

Substituint $D_g = 2m\omega_n \zeta_p$ en l'equació resultant i simplificant s'obté:

$$P = m\omega_n \zeta_g \omega^2 |z_0|^2 = \frac{\zeta_g \omega_n Y_o^2 \omega^2 \omega_c^4 m}{(1 - \omega_c^2)^2 + (2(\zeta_g + \zeta_p) \omega_c)^2} = \frac{\zeta_g \omega_c^3 Y_o^2 \omega^3 m}{(1 - \omega_c^2)^2 + (2(\zeta_g + \zeta_p) \omega_c)^2} \quad (\text{III.16})$$

La normalització de la potència amb el producte $(Y_o^2 \omega^3 m)$ dona un paràmetre de potència, P_{norm} , que permet estudiar el comportament del generador de forma independent de la magnitud de la massa inercial i de les característiques de la vibració d'excitació del sistema:

$$P_{norm} = \frac{\zeta_g \omega_c^3}{(1 - \omega_c^2)^2 + (2(\zeta_g + \zeta_p) \omega_c)^2} \quad (\text{III.17})$$

Aquest paràmetre representat en la Fig.III.5, s'ha calculat assumint els valors dels coeficients d'esmoreïment de la Fig.III.3. La figura mostra de forma clara l'interès de treballar en condicions de ressonància, per a les que s'obté una potència màxima. Fora de la ressonància, la potència generada disminueix ràpidament a mesura que la freqüència angular de les vibracions s'allunya de ω_{res} .

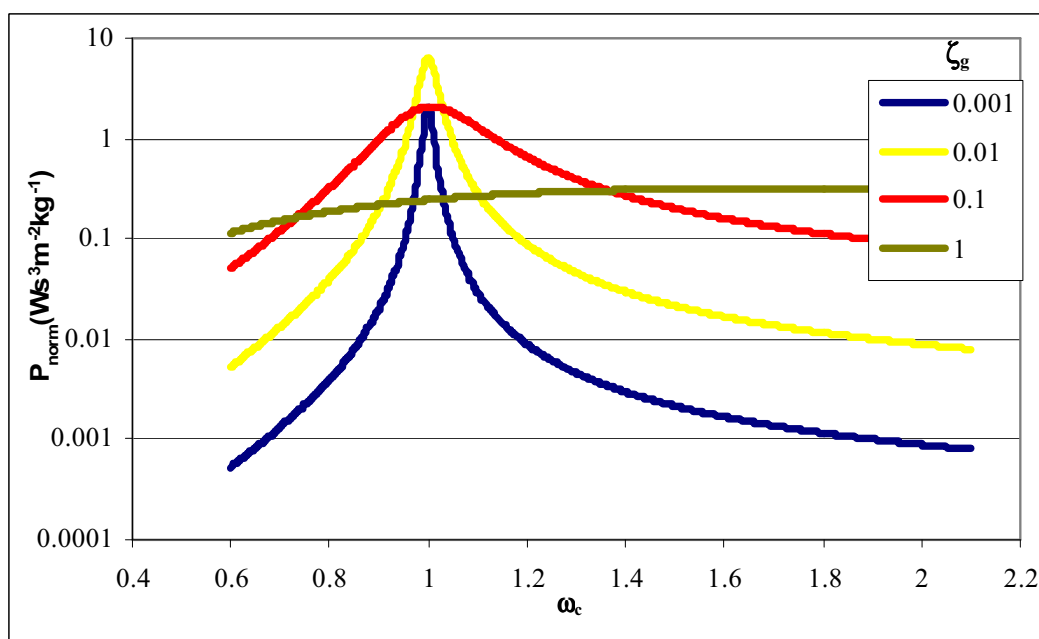


Fig.III.5 P normalitzada, ($P/(Y_o^2 \omega^3 m)$), en funció de ω_c , per diferents valors de ζ_g (entre 0.001 y 1) i amb $\zeta_p=0.01$

Partint de l'equació (III.16), la potència generada en condicions de ressonància ($\omega_c=1$) ve donada per:

$$P_{res} = \frac{Y_o^2 \omega_n^3 m}{4} \frac{\zeta_g}{(\zeta_g + \zeta_p)^2} \quad (III.18)$$

La derivada d'aquesta expressió respecte de ζ_g , permet deduir que el valor d'aquest paràmetre que ens maximitza la potència:

$$\frac{\partial(P_{res})}{\partial \zeta_g} = 0 \quad (III.19)$$

correspon a $\zeta_g = \zeta_p$. Aquesta condició ja s'havia observat en la gràfica de la Fig.III.5, en què el valor màxim de potència, quan el dispositiu es troba en ressonància, correspon a un valor $\zeta_g=0.01$. En aquestes condicions, la potència òptima, P_{opt} , ve donada per:

$$P_{opt} = P_{res}(\zeta_g = \zeta_p) = \frac{Y_o^2 \omega_n^3 m}{8} \frac{1}{\zeta} \quad (III.20)$$

Per tant, el disseny òptim del dispositiu hauria de permetre obtenir un valor de ζ_g el més pròxim possible a ζ_p . No obstant, cal destacar que aquest criteri no té en compte la potència dissipada en la resistència en sèrie de la bobina. Això implica que només una fracció de la potència donada de la equació (III.17) és la generada com a sortida útil del dispositiu. Per a determinar la potència útil a la sortida, P_L , es considera el circuit de la Fig.III.6:

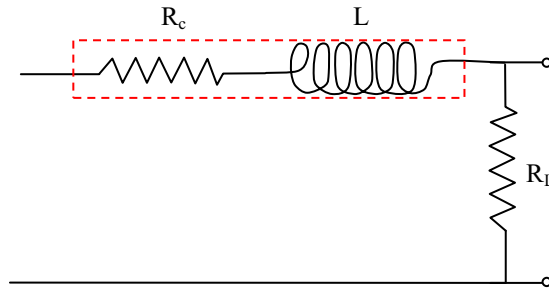


Fig.III.6 Esquema de la resistència de la bobina, R_c , la seva inductància, L , i la resistència de càrrega, R_L , a la que s'aplica la sortida del microgenerador

on R_c és la resistència en sèrie intrínseca de la bobina, R_L és la resistència de càrrega i L és la inductància de la bobina. La impedància total, Z_t , d'aquest circuit és:

$$Z_t = R_c + R_L + jL\omega \quad (\text{III.21})$$

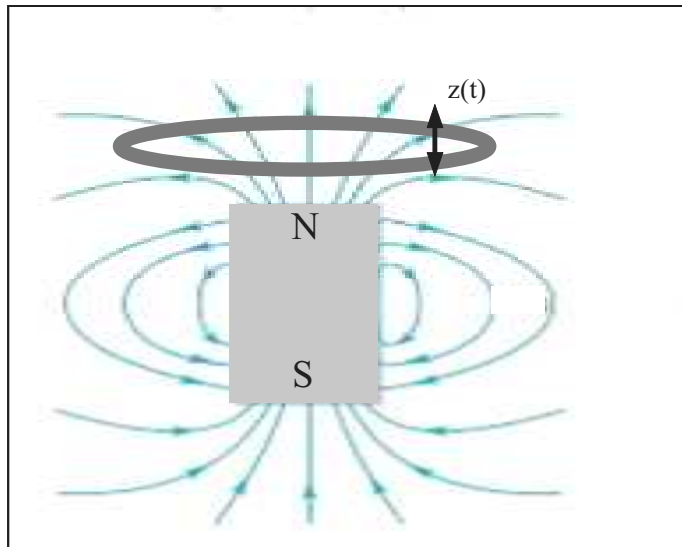


Fig.III.7 Esquema de les línies de camp de l'imant i del moviment relatiu de les espines respecte l'imant

Segons la llei de Faraday la força electromotriu, induïda en una bobina deguda al seu desplaçament relatiu respecte un imant permanent, es pot expressar com la variació del flux, ϕ , amb el temps generada per aquest moviment en les espines quan es realitza en direcció paral·lela a l'eix de l'imant. Aquesta variació de flux és produïda gràcies a la divergència de les línies de camp de l'imant [3, 4 i 5], Fig.III.7:

$$fem = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d\phi}{dz} \dot{z} \quad (\text{III.22})$$

En la representació esquemàtica de la Fig.III.8b) s'observa la variació del flux que travessa la superfície, S , definida per l'espina al moure's paral·lelament a la magnetització de l'imant.

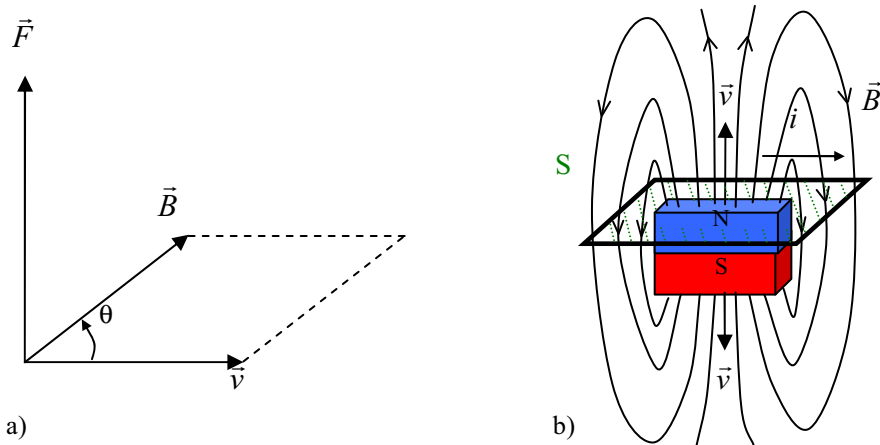


Fig.III.8a) Força de Lorentz b) Moviment vibracional de l'imant respecte a una bobina fixa

A partir de la força de Lorentz , Fig.III.8a)

$$F_g = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{III.23})$$

i de l'expressió del flux magnètic

$$\phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (\text{III.24})$$

es dedueix que la força que exerceix l'imant sobre la bobina, F_g , és proporcional al corrent de la bobina [6]. La constant de proporcionalitat entre aquestes dues magnituds ve determinada per la derivada del flux magnètic, Fig.III.8b):

$$F_g = \left(\frac{d\phi}{dz} \right) \cdot i \quad (\text{III.25})$$

Tenint en compte la llei d'Ohm:

$$i = \frac{V}{Z_t} = \frac{1}{Z_t} \left(\frac{d\phi}{dz} \right) \dot{z} \quad (\text{III.26})$$

on, Z_t , és la impedància, (III.21), s'obté:

$$F_g = \frac{1}{(R_c + R_L + j\omega L)} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \dot{z} \quad (\text{III.27})$$

La força mecànica es pot expressar com:

$$F = D_g \dot{z} \quad (\text{III.28})$$

Com que la suma de forces que actuen sobre l'imant s'anul·len al estar en equilibri, es pot igualar la força mecànica amb la força electromagnètica. Si, a més a més, es considera que la impedància inductiva de la bobina és molt menor que la impedància resistiva del dispositiu ($R_c + R_L \gg L\omega$), s'obté un coeficient d'esmoreïment electromagnètic que ve donat per l'expressió:

$$\zeta_g = \frac{D_g}{2m\omega_n} = \frac{1}{2m(R_c + R_L)\omega_n} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \quad (\text{III.29})$$

Al tenir la bobina una resistència en sèrie intrínseca, R_c , la potència generada no només s'aplica en la resistència de càrrega sinó que també es dissipa en la bobina. Per tant la fracció de potència, P_L , que s'aplica en la càrrega resistiva és tal que:

$$\frac{P_L}{P} = \frac{R_L}{R_L + R_c} \quad (\text{III.30})$$

Es busca la resistència de càrrega òptima, R_{Lopt} , que és la resistència de càrrega que maximitza la potència de sortida, P_L :

$$\frac{\partial(P_L)}{\partial R_L} = \frac{R_L P + R_L (R_L + R_c) \frac{\partial P}{\partial R_L}}{(R_L + R_c)^2} = 0 \quad (\text{III.31})$$

Com que a la ressonància la potència generada, P , depèn de ζ_g , segons l'equació (III.29) la seva variació amb R_L depèn de:

$$\frac{\partial(\zeta_g)}{\partial R_L} = \frac{-1}{2m(R_c + R_L)^2 \omega_n} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \quad (\text{III.32})$$

Si el valor de R_L aïllat de l'equació (III.31), compleix la condició $\frac{\partial^2(P_L)}{\partial R_L^2} > 0$, correspondrà a la resistència de càrrega òptima, R_{Lopt} , que és la que maximitza la P_L :

$$R_{Lopt} = \frac{1}{2m\omega_n \zeta_p} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 + R_c \quad (\text{III.33})$$

La potència òptima de sortida, P_{Lopt} , a la ressonància és, per tant, la P_L calculada amb la R_{Lopt} :

$$P_{Lopt} = \frac{Y_o^2 \omega_n^3 m}{16\zeta_p} \frac{\zeta_c}{\zeta_c + \zeta_p} \quad (\text{III.34})$$

on ζ_c és el coeficient d'amortiment electromagnètic degut a una bobina curtcircuitada, $R_L=0$.

$$\zeta_c = \frac{1}{2mR_c \omega_n} \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \quad (\text{III.35})$$

De les equacions (III.34) i (III.35) es dedueix que R_c es comporta com un dels factors limitants de la potència generada i que la dependència de la P_{Lopt} amb R_c , és de la forma:

$$P_{Lopt} \propto \frac{1}{1 + aR_c} \quad (\text{III.36})$$

essent a una constant. Per tant, per optimitzar el disseny del dispositiu en termes de potència generada s'haurà d'intentar minimitzar R_c per exemple, mitjançant la utilització de processos electroquímics en el dipòsit del metall de les pistes de la microbobina per augmentar-ne el gruix i alhora obtenir una elevada densitat d'espines.

El cas límit correspondria a una $R_c=0$ que donaria un valor de potència de sortida màxima, P_{Lmax} :

$$P_{Lmax} = \frac{Y_o^2 \omega_n^3 m}{16\zeta_p} \quad (\text{III.37})$$

Encara que a nivell de disseny no serà d'utilitat, indica quin és el límit superior absolut de potència que es pot aconseguir amb aquest tipus de dispositius.

Per altra banda, s'ha de tenir en compte que la disminució del ζ_p implica un augment del desplaçament de la massa. No obstant, en la pràctica existeix un valor de desplaçament límit, Z_L , determinat pel disseny, per sobre del qual es produiria una col·lisió amb alguna de les parts fixes del dispositiu fent perillar la seva integritat. Per tant, s'haurà de treballar amb un esmorteïment per sota d'un valor d'esmorteïment límit $\zeta_L \leq \zeta$. Aquesta restricció és:

$$(\zeta_g + \zeta_p) \geq \zeta_L = \frac{Y_o}{2Z_L} \quad (\text{III.38})$$

on ζ_L és l'esmorteïment límit que correspon al valor per al qual l'amplitud d'oscil·lació de la massa és Z_L .

Per una altra banda, a partir de la llei de Faraday (III.22) i de l'equació del moviment relatiu en la ressonància (III.9), es pot trobar que l'amplitud de la tensió alterna en la resistència de càrrega és:

$$V_o = \frac{R_L}{(R_c + R_L)} \frac{Y_o \omega_n}{2 \zeta} \left(\frac{d\phi}{dz} \right) \quad (\text{III.39})$$

La tensió es maximitza quan R_L tendeix a infinit, comportant que $\zeta \rightarrow \zeta_p$ perquè el factor $\frac{R_L}{(R_c + R_L)}$ tendirà a la unitat.

$$(V_o)_{max} = \frac{Y_o \omega_n}{2 \zeta_p} \left(\frac{d\phi}{dz} \right) \quad (\text{III.40})$$

Segons la tensió de sortida, el disseny òptim del dispositiu s'aconseguirà augmentant tant la R_L com la variació del flux magnètic i disminuint ζ_p . Així com el ζ_p és convenient minimitzar-lo segons (III.38), tant per maximitzar-ne la tensió com la potència, la R_L que maximitza la tensió de sortida no coincideix amb la que en maximitza la potència. Per la R_L que maximitza la potència, la tensió obtinguda serà la meitat de la màxima segons (III.39). Per tant si es vol augmentar la tensió generada hauria de ser perdent potència.

III.3. Disseny del ressonador

El dispositiu generador electromagnètic consta de dues parts: un ressonador mecànic i un transductor electromagnètic. El ressonador està format per una membrana que suporta un imant que actua com a massa inercial.

Les simulacions de la freqüència de ressonància del dispositiu en funció de la geometria i del material de la membrana són de gran ajuda en el disseny d'un ressonador amb una freqüència de ressonància que correspongui a la de les vibracions de l'entorn.

III.3.1. Estudi de la freqüència de ressonància segons la geometria del ressonador:

Es realitza un estudi de la influència de les diferents geometries de membrana, com són la mida, el gruix i el disseny, en la freqüència de ressonància mitjançant el programa de simulació per elements finits ANSYS. L'element escollit per realitzar unes simulacions de tipus mecànic en 3D és el SOLID45. Per a aquest tipus de simulació dinàmica, aquest element necessita definir les següents propietats dels materials: EX , EY i EZ , les tres components del mòdul de Young; $PRXY$, $PRYZ$ i $PRXZ$, les tres components del coeficient de Poisson; i $DENS$, la densitat del material.

La geometria més senzilla per a la membrana ressonadora és la quadrada, encastada pels quatre costats amb un marc. Per tant, s'estudiaran variacions d'aquesta geometria, tenint en compte que la proporció de membrana lliure entre l'imatge i el marc defineix les propietats mecàniques i dinàmiques del ressonador. A més a més dels valors de la

freqüència, també s'estudiaran els modes amb i sense torsió, degut a què els de torsió podrien ser perjudicials a causa dels riscos de col·lisió lateral amb el marc. Els paràmetres dels materials (kapton i Si) emprats en les següents simulacions ANSYS d'aquest apartat es troben en la *Taula.III.1*.

Material	Mòdul de Young (MPa)	Coefficient Poisson	Densitat (Kg/μm ³)
Kapton	2.5·10 ³	0.34	1.42·10 ⁻¹⁵
Si	169·10 ³	0.22	2.32·10 ⁻¹⁵

Taula.III.1 Dades dels materials basats amb el Si

III.3.1.a. Mida de la membrana quadrada

L'anàlisi de la influència de la mida de la membrana quadrada sobre la freqüència del primer mode de ressonància (no torsió) es representa en la gràfica de la *Fig.III.9*. Per un millor disseny del dispositiu s'ajusta analíticament la freqüència de ressonància normalitzada a la màxima simulada, $Freq_{norm}$, a una expressió potencial del quocient entre la dimensió lateral de la membrana, $x_{mida.mem}$, i la dimensió lateral mínima, $x_{mida.mem.min}$, escollida arbitràriament amb un valor de 8mm perquè es pren com la mida de membrana mínima per posar un imant de 7x7mm².

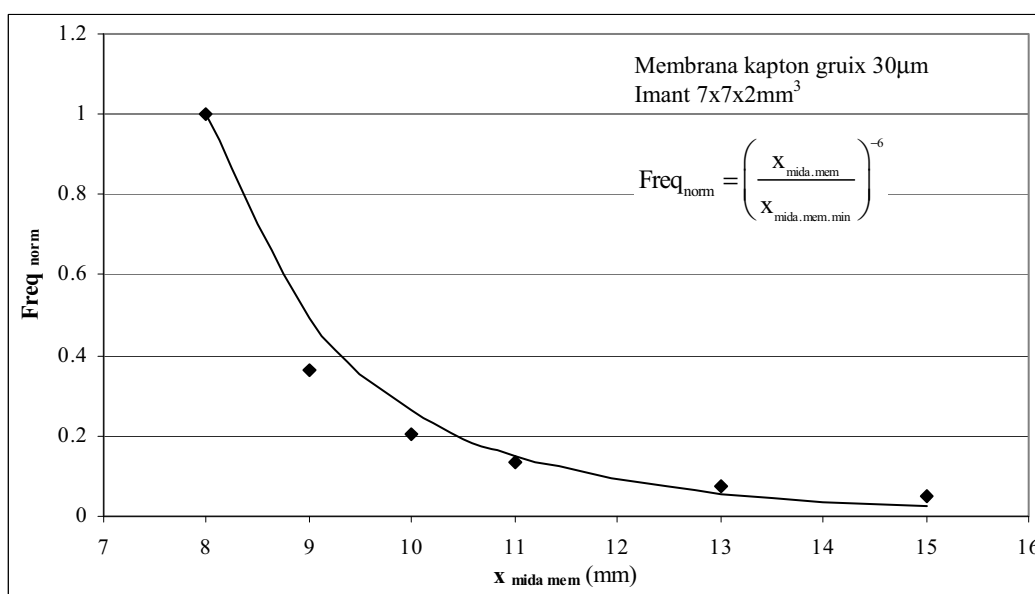


Fig.III.9 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de les dimensions laterals, $x_{mida.mem}$.

En l'estudi del comportament de la freqüència de ressonància, s'observa que la disminució de la freqüència amb la mida de la membrana és molt forta. Per tant, la mida de la membrana serà probablement el paràmetre més crític en la determinació de la freqüència de ressonància.

III.3.1.b. Gruix de la membrana quadrada

Les simulacions de la gràfica de la *Fig.III.9* mostren la influència del gruix de la membrana en la freqüència de ressonància del dispositiu. Anàlogament a l'ajust realitzat per la mida de la membrana, es troba una expressió analítica de la dependència de la freqüència de ressonància normalitzada, $Freq_{norm}$, del dispositiu amb el gruix de la membrana, $y_{gruix.mem}$, normalitzant l'ajust a un gruix màxim de 30μm escollit de forma arbitrària, $y_{gruix.mem.max}$.

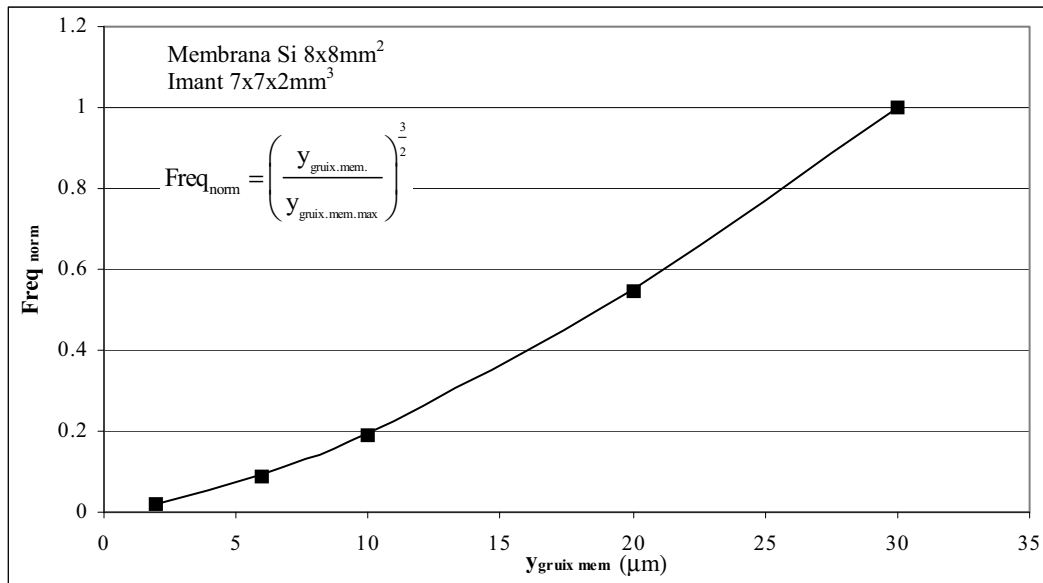


Fig.III.10 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció del gruix de la membrana, $y_{gruix.mem}$.

L'estudi del comportament de la freqüència de ressonància del dispositiu indica com augmenta en funció del gruix amb una potència $\frac{3}{2}$.

III.3.1.c. Mida de l'imant

L'últim paràmetre que resta analitzar és la mida de l'imant que, a part de ser la massa magnètica, és la massa inercial i se suposa que tindrà influència en la freqüència de ressonància.

Per realitzar les simulacions, s'ha emprat una geometria de membrana quadrada lligada pels 4 costats. L'anàlisi dels resultats indica que la freqüència de ressonància disminueix lleugerament amb l'altura de l'imant, y_{imant} , com es mostra en la gràfica de la Fig.III.11. Per tant, l'altura de l'imant és un paràmetre que té molt poca influència en la freqüència de ressonància. Amb l'objectiu de millorar el disseny del dispositiu s'ajusta analíticament la $Freq_{norm}$ simulada en funció de l'alçada de l'imant, y_{imant} , normalitzada a la mínima, $y_{imant.min}$.

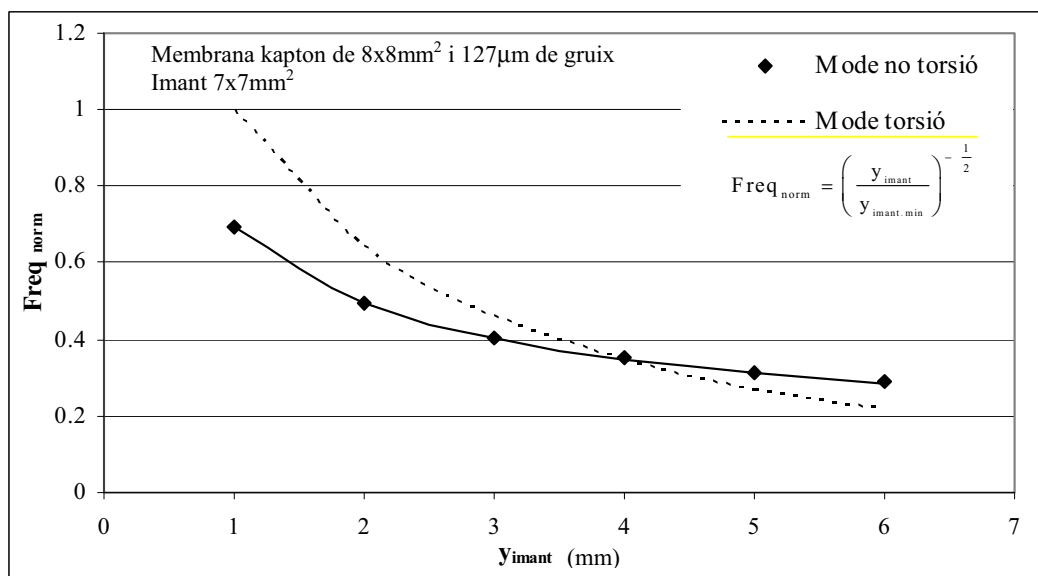


Fig.III.11 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de l'alçada de l'imant, y_{imant} .

III.3.1.d. Altres possibles dissenys de la membrana del ressonador

S'analitzen les característiques del ressonador a fabricar mitjançant simulacions amb cada un dels dissenys de membrana proposats per intentar afavorir tant el flux d'aire a través de la membrana com un primer mode de ressonància a freqüència baixa i vertical, és a dir, sense torsió. El motiu d'evitar la torsió és el de maximitzar i simplificar tant el moviment relatiu imant-bobina com la variació de flux generada i evitar col·lisions laterals amb el marc.

Els dissenys de membranes proposats amb l'objectiu d'evitar la influència deguda a la capa d'aire que queda atrapada a sota de la membrana són:

Membrana allargada amb 2 costats lligats

L'elecció del disseny de membrana allargada amb dos costats lligats facilitaria que l'aire de sota la membrana flueixi pels costats. En la gràfica de la Fig.III.13 es mostra el comportament de la freqüència de ressonància normalitzada, $Freq_{norm}$, per a una membrana allargada de Si de 8mm de longitud amb dos costats lligats Fig.III.12, en funció de la seva amplada, $\Delta x_{amp.mem.}$. Es realitza un ajust amb una equació analítica de la dependència de la $Freq_{norm}$ simulada amb l'amplada de la membrana normalitzada a una amplada màxima, $\Delta x_{amp.mem.max}$, corresponent a la longitud de la membrana.

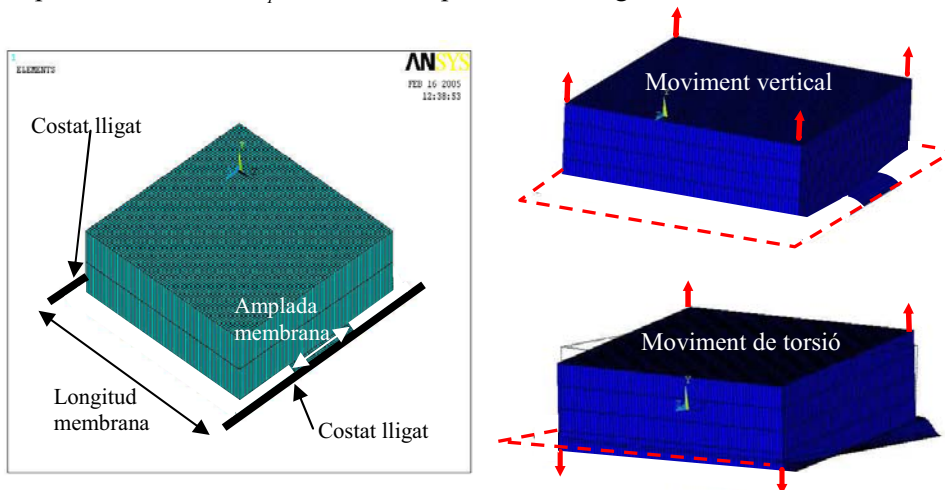


Fig.III.12 Imatge ANSYS d'una membrana allargada amb 2 costats lligats i els seus modes de ressonància vertical i el de torsió.

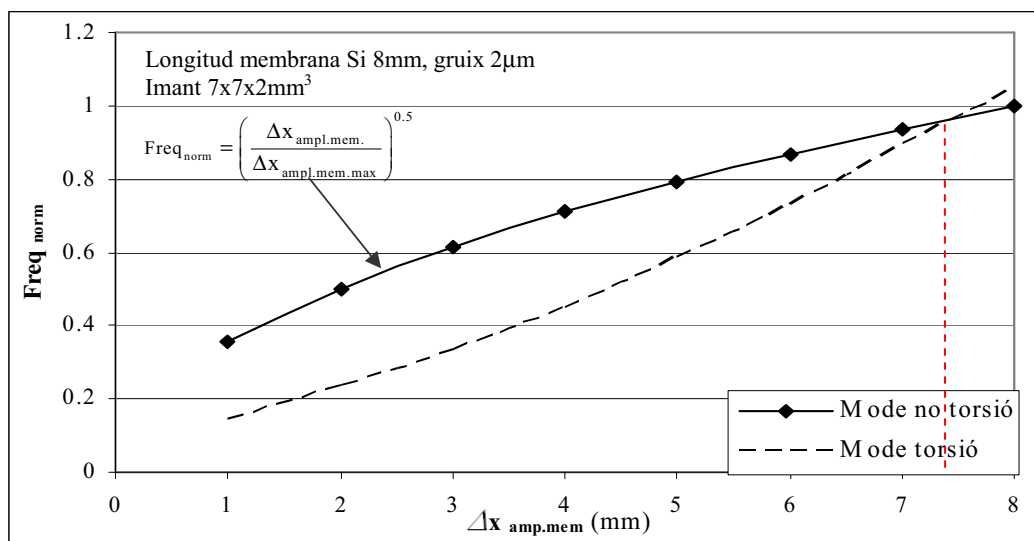


Fig.III.13 Freqüència de ressonància d'una membrana allargada normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de l'amplada de la membrana, $\Delta x_{amp.mem.}$, pels modes de torsió i de no torsió.

Per altra banda, en la gràfica de la Fig.III.13 quan s'analitza la $Freq_{norm}$ dels dos primers modes de ressonància en funció de $\Delta x_{amp.mem}$ s'observa l'existència d'un rang en el qual el primer mode és de torsió. Per evitar la torsió, s'hauria d'augmentar l'amplada de la membrana gairebé fins a igualar la seva longitud, però empitjoraria el flux d'aire i el mode de torsió seguiria essent molt proper al fonamental.

No obstant, augmentar la longitud de la membrada allargada afavoreix la presència d'un primer mode de ressonància sense torsió. A més, en les simulacions de la Fig.III.14 s'observa com aquest mode vertical s'allunya d'un segon mode de torsió en augmentar-ne l'amplada.

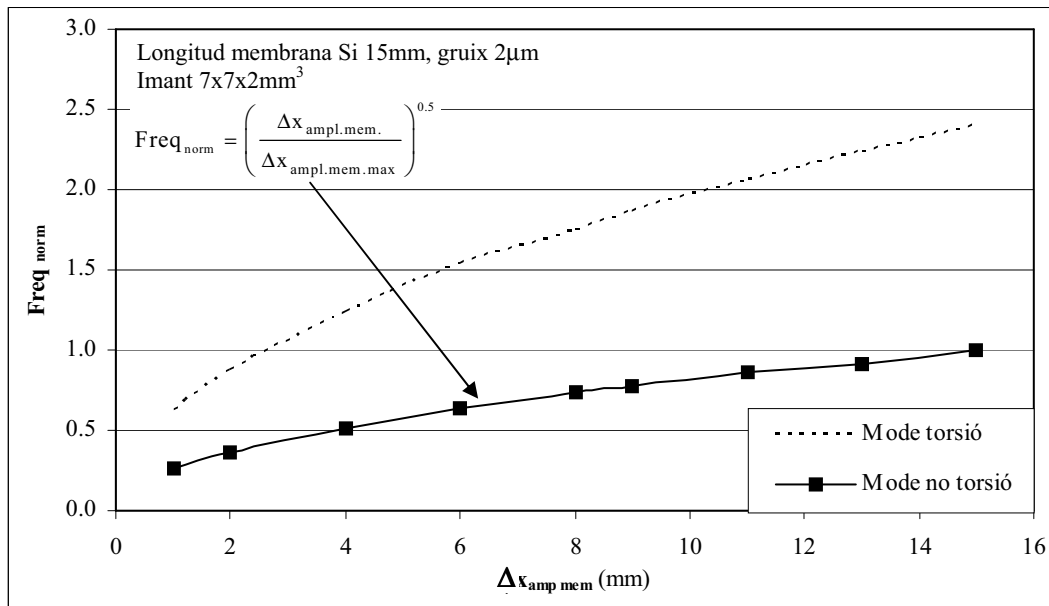


Fig.III.14 Freqüència de ressonància d'una membrana allargada normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de l'amplada de la membrana, $\Delta x_{amp.mem}$, pels modes de torsió i de no torsió.

El comportament observat és l'esperat perquè en augmentar l'amplada s'evita la tendència a la torsió.

Una altra manera de no presentar un primer mode de torsió és emprant imants de menor altura, Fig.III.15, però com a conseqüència baixaria la massa magnètica.

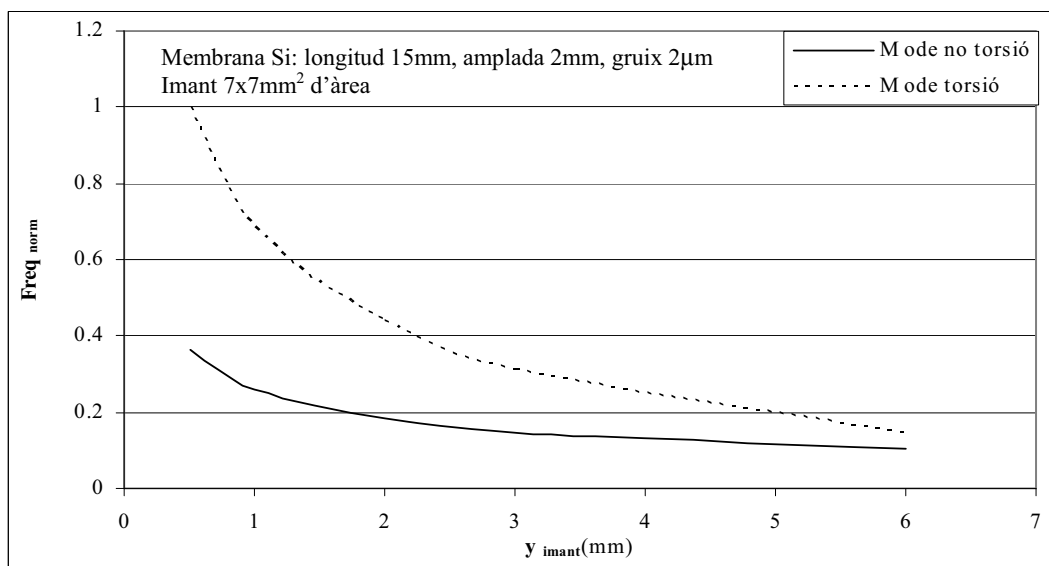


Fig.III.15 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de l'altura de l'imant, y_{imant} , pels modes de torsió i de no torsió

Dues membranes allargades en paral·lel

Un altre possible disseny per baixar l'esmorçiment paràsit tot millorant el flux d'aire seria utilitzar dues membranes allargades, situades paral·lelament a cada costat de l'imant, Fig.III.16.

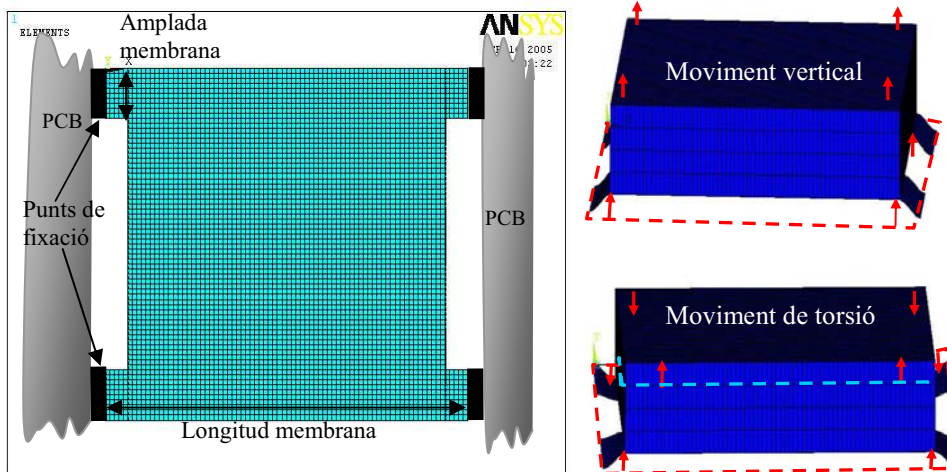


Fig.III.16 Imatge ANSYS de dues membranes allargades en paral·lel amb dos costats lligats i els seus modes de ressonància vertical i de torsió.

En la gràfica de la Fig.III.17, s'analitza el comportament de la $Freq_{norm}$ dels dos primers modes de ressonància per un gruix de membrana de Si en funció de $\Delta x_{amp.mem}$. Es mostra el comportament lleugerament creixent del mode de no torsió de la freqüència de ressonància de les dues membranes de Si de 8mm de longitud en paral·lel, en funció de l'amplada de cada una d'elles, $\Delta x_{amp.mem}$. S'ha realitzat un ajust amb una equació analítica per quantificar la dependència de la freqüència normalitzada, $Freq_{norm}$, simulada amb l'amplada de cada una de les dues membranes normalitzada a un valor màxim, $\Delta x_{amp.mem,max}$ corresponent a meitat de l'amplada de l'imant. Malgrat presentar un primer mode de ressonància vertical, aquest és proper al de torsió sobretot quan l'amplada de membrana és suficientment gran per assegurar la integritat del ressonador.

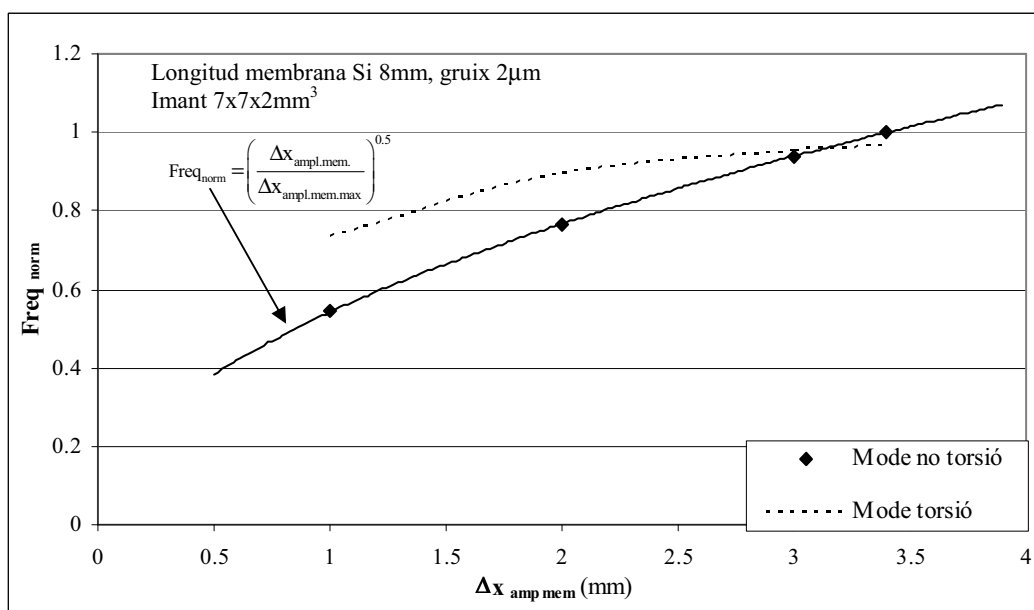


Fig.III.17 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$ en funció de l'amplada de la membrana, $\Delta x_{amp.mem}$, pels modes de torsió i de no torsió.

La simulació s'ha realitzat per a un imant de només 2mm d'altura per evitar un primer mode de ressonància de torsió. Tot i aconseguir-ho, malauradament a nivell experimental interessen imants més alts per augmentar la massa magnètica. Si es parteix del cas més favorable en què cada una de les membranes és d'1mm d'amplada i es varia l'altura de l'imant s'obté la gràfica de la Fig.III.18, on s'observa com en augmentar l'altura de l'imant el primer mode de ressonància esdevé de torsió.

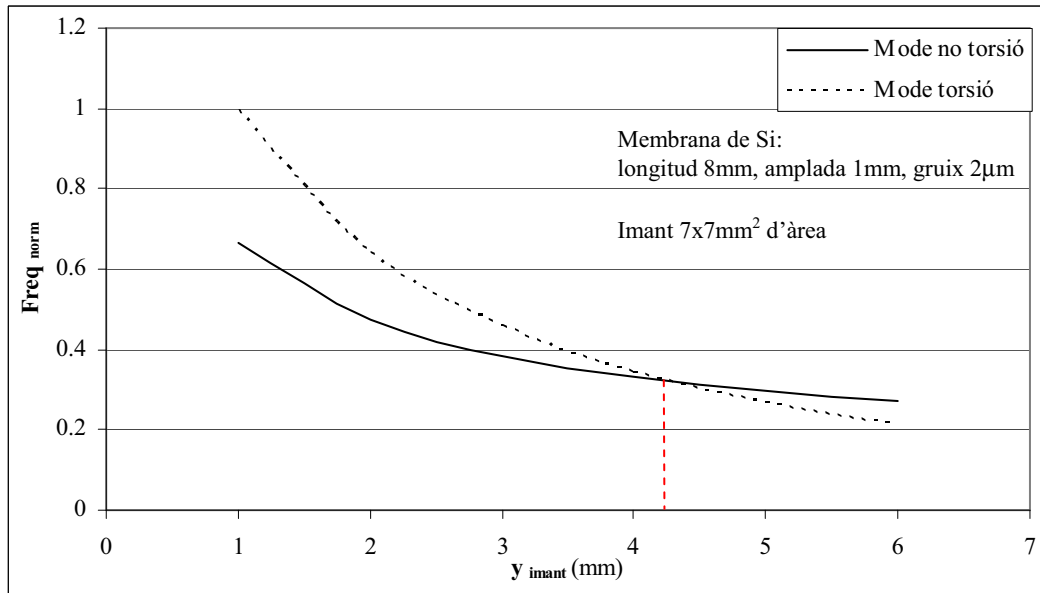


Fig.III.18 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$ en funció de l'altura de l'imant, y_{imant} , pels modes de torsió i de no torsió a on l'amplada de cada una de les membranes és d'1mm.

Dues membranes allargades en creu

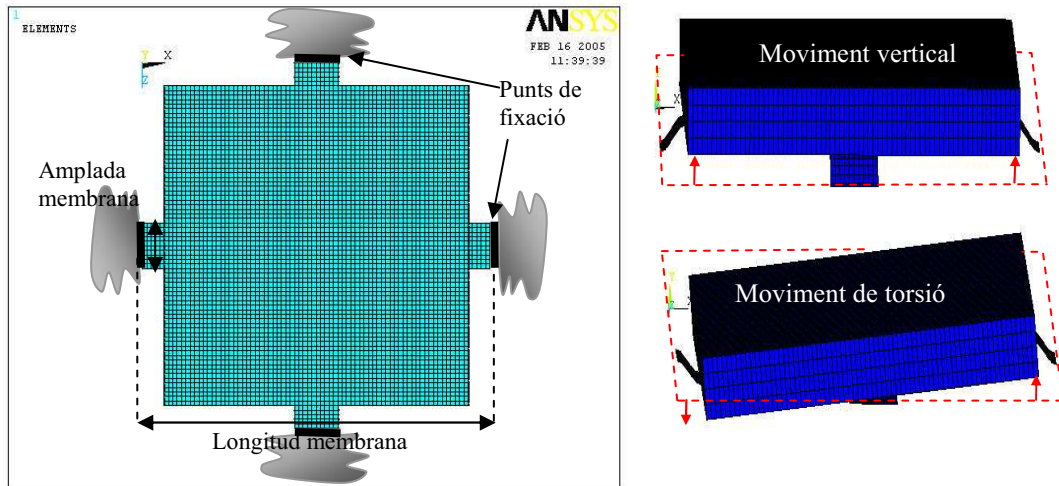


Fig.III.19 Imatge ANSYS d'una membrana en forma de creu amb 4 punts de fixació i els seus modes de ressonància vertical i el de torsió.

El disseny d'una configuració de membranes en forma de creu, Fig.III.19, s'ha realitzat per provar de millorar el flux d'aire en haver-hi una major àrea lliure de membrana entre el marc i l'imant. En la gràfica de la Fig.III.20 s'analitza el comportament creixent de la freqüència de ressonància per a la configuració de dues membranes de Si de 8mm de longitud en creu, en funció de l'amplada de cada una d'elles, $\Delta x_{amp.mem}$. Els resultats indiquen que un dels problemes que presenta aquesta configuració és la tendència a tenir

un primer mode de ressonància de torsió. Per tal que el primer mode de ressonància sigui vertical s'hauria d'agafar un imant de molt poca altura (1mm), desgraciadament això no evita tenir un mode de torsió molt proper, que pot ser excitat involuntàriament a l'excitar el mode fonamental. Anàlogament als dissenys anteriors, s'ha realitzat un ajust de la freqüència de ressonància normalitzada, $Freq_{norm}$, simulada amb l'amplada de cada una de les membranes, $\Delta x_{amp.mem}$, normalitzada a l'amplada màxima, $\Delta x_{amp.mem.max}$, que correspon a la longitud de la membrana.

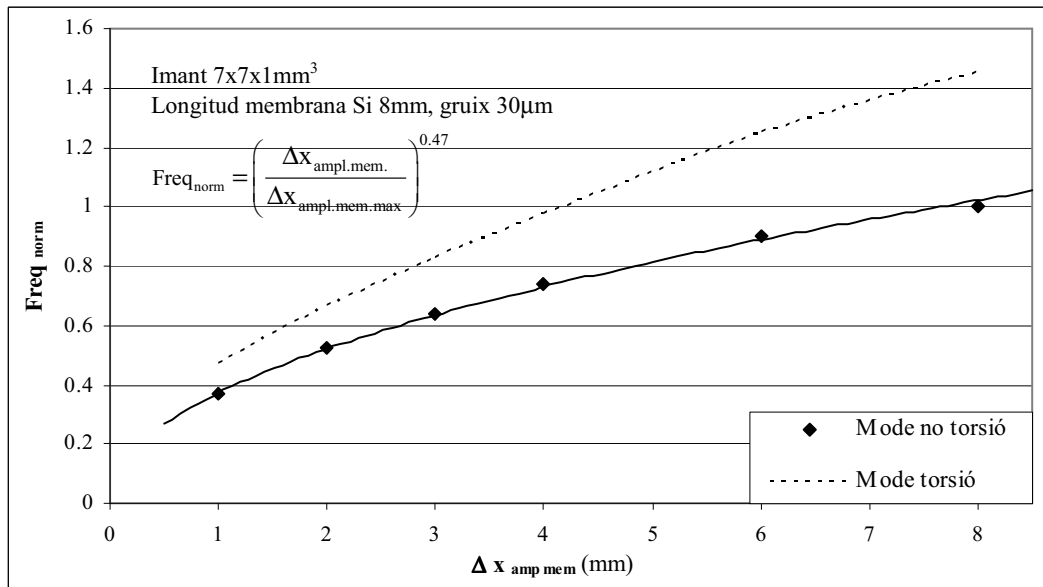


Fig.III.20 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de l'amplada de les membranes, $\Delta x_{amp.mem}$, pels modes de torsió i de no torsió.

En aquesta gràfica s'observa com el mode de torsió es separa del de no torsió conforme s'augmenta l'amplada de la membrana.

Posteriorment s'agafa el cas més desfavorable, corresponent a una amplada de membrana de 1mm, per veure com influeix la variació de l'altura de l'imat en la separació entre els modes de ressonància, Fig.III.21.

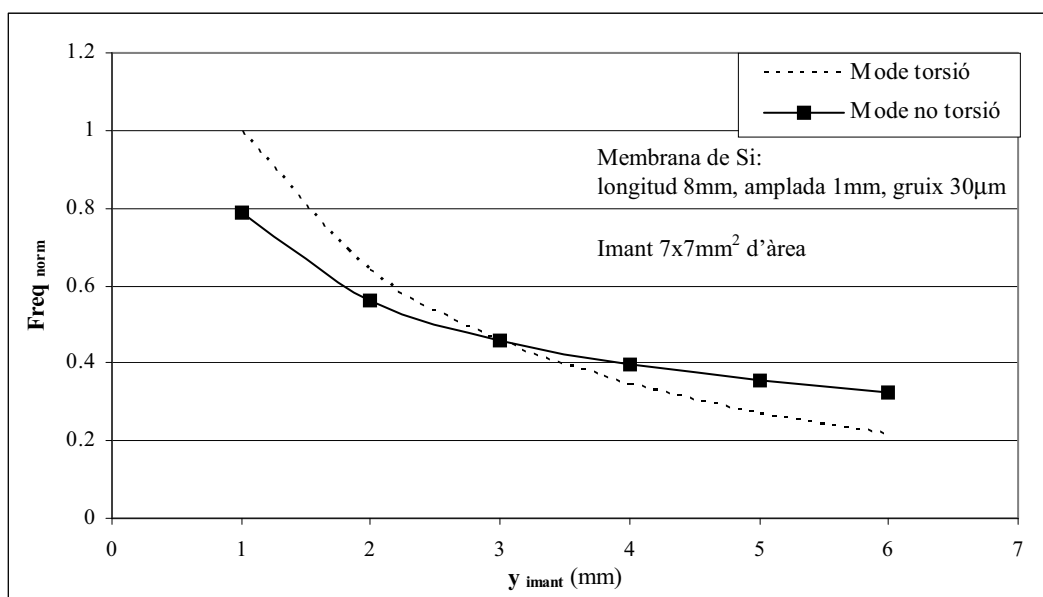


Fig.III.21 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció de l'altura de l'imat, y_{imat} , pels modes de torsió i de no torsió

En tots els casos s'observa com l'augment de l'alçada de l'imant provoca una major tendència a la torsió. Existeix una altura crítica (que varia en funció del dispositiu) a partir de la qual el primer mode de ressonància serà de torsió.

Segons aquests resultats es necessiten ancoratges als 4 costats i, a més a més, la configuració òptima és la que presenta una $\Delta_{amp.mem}$ màxima, és a dir, s'ha de tornar a la membrana quadrada encastada pels quatre costats.

Membrana amb forats rodons

Com s'acaba de veure en l'apartat anterior, la manera més senzilla de reduir l'esmoreïment paràsit seria foradant la membrana quadrada per tal de millorar el flux de l'aire. En les simulacions es faran servir materials polímers com el SU-8 i el kapton per les seves propietats mecàniques.

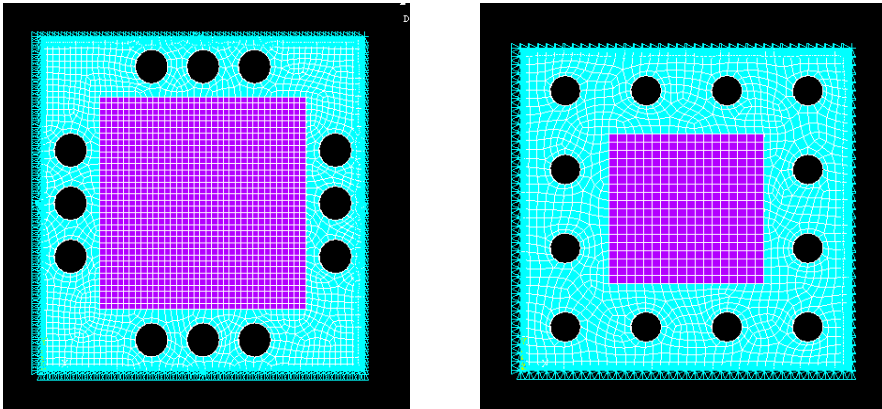


Fig.III.22 Imatges ANSYS d'un imant de $7 \times 7 \text{mm}^2$ en una membrana de kapton de $127 \mu\text{m}$ de gruix, per dues distribucions amb 3 i 4 forats per costat.

Si finalment es posés el ressonador en el buit per evitar els possibles problemes d'absorció de la humitat característics dels polímers, l'únic canvi que podria ocasionar el fet d'emprar membranes amb forats, seria en la freqüència de ressonància. S'han simulat per a diferents gruixos de membranes, diferents configuracions i mides de forats Fig.III.22 i com es pot observar en les gràfiques de les figures Fig.III.23 i Fig.III.24, no provoca pràcticament cap influència en la freqüència de ressonància.

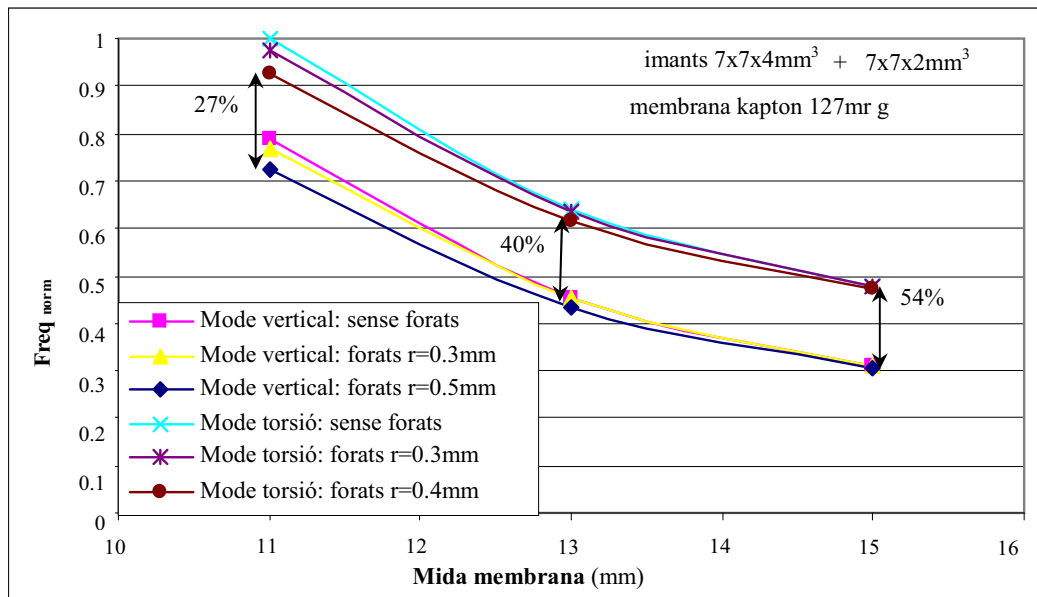


Fig.III.23 Freqüència de ressonància de la membrana, $Freq_{norm}$, en funció del gruix de la membrana, $y_{gruix mem}$ per un dispositiu format per un imant de 4mm d'altura. El seu mode fonamental no presenta torsió.

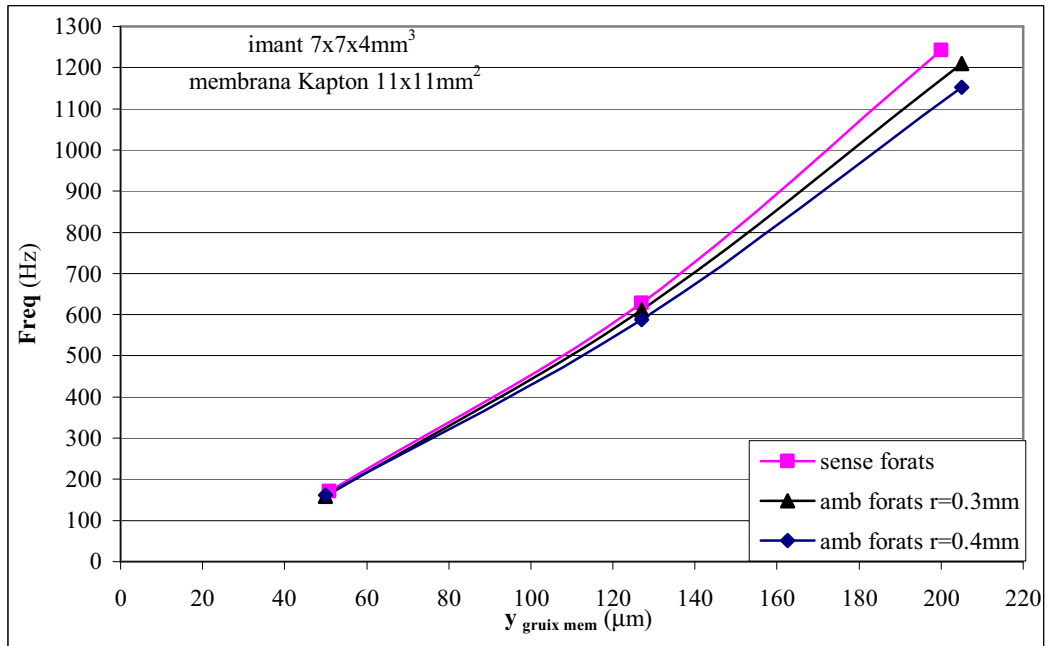


Fig.III.24 Freqüència del mode fonamental sense torsió de ressonància de la membrana, $Freq.$, en funció de la mida de la membrana d'un dispositiu format per un imant de 4mm d'altura més un altre de 2mm per sota.

En la gràfica de la Fig.III.23 també es pot observar com les freqüències dels modes de torsió estan a una certa distància de la freqüència fonamental, corresponent a un mode vertical. S'espera que la separació sigui suficient perquè a nivell experimental no es produeixi una excitació accidental. Per tant, amb aquest disseny s'ha aconseguit un primer mode de ressonància vertical, igual que en la membrana quadrada. També podria ser una manera de disminuir l'esmoreïment paràsit gràcies als forats que permeten el flux d'aire a través seu.

Membrana amb braços de suspensió

Una altra manera d'intentar baixar l'esmoreïment paràsit és ideant un sistema de suspensió, format per una membrana amb braços, representat en la Fig.III.25.

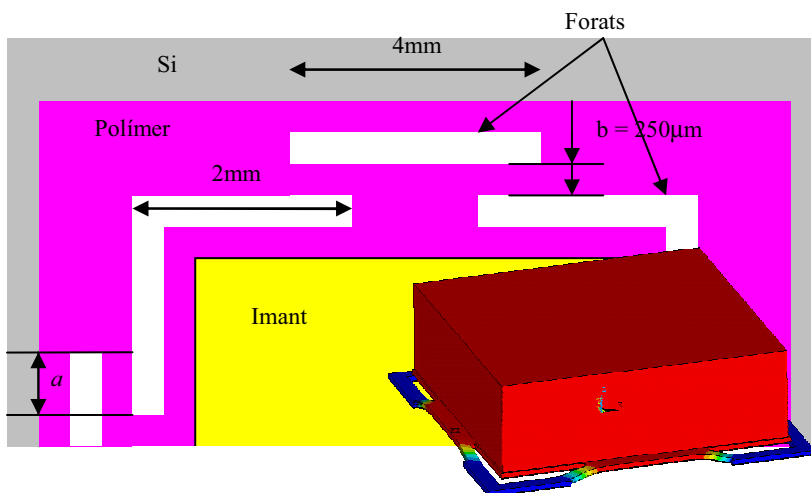


Fig.III.25 Esquema de l'imant enganxat en una membrana de SU-8 amb forats allargats essent a la longitud del braç i b la seva amplada

S'analitza el comportament de la freqüència de ressonància del dispositiu ressonador [7] i el tipus dels primers modes de ressonància vertical o de torsió en les simulacions de les imatges ANSYS de la *Fig.III.26*. Aquest ressonador està format per un imant de Nd de $7 \times 7 \times 2 \text{mm}^3$ situat a sobre de la membrana de SU-8 amb uns braços de suspensió que el sostenen. L'elecció de l'amplada i la longitud dels braços adequats, en combinació amb el gruix del polímer, permetria ajustar amb molta precisió la freqüència de ressonància del microgenerador a la de l'aplicació.

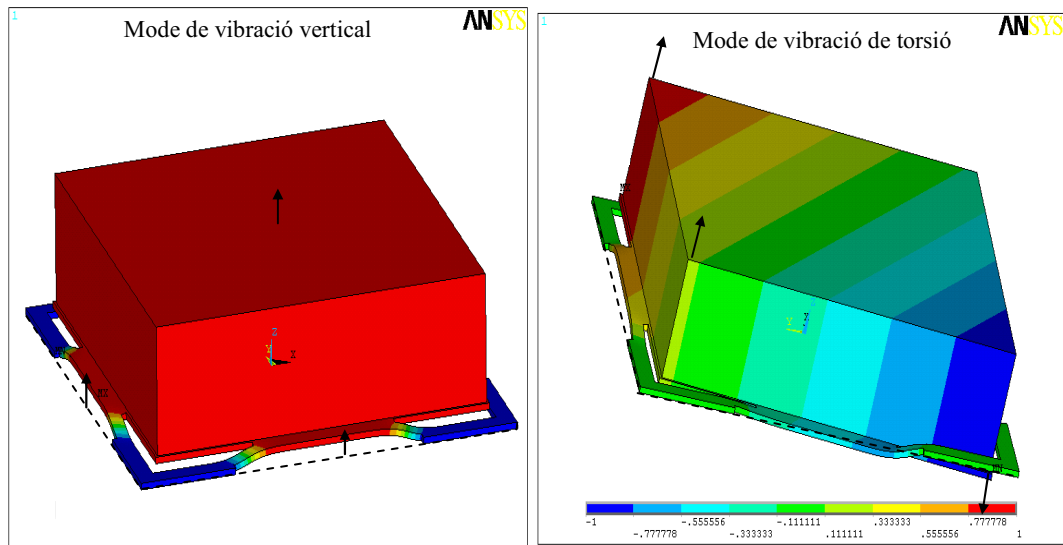


Fig.III.26 Modes de vibració de la membrana (vertical i de torsió)

Les simulacions de membranes ressonants amb aquests tipus de forats allargats que formen uns braços de suspensió, mostren uns primers modes de ressonància amb freqüències molt properes. Aquesta proximitat en les freqüències pot provocar que en les condicions de funcionament del microgenerador, a més a més del mode vertical, s'excitin de forma involuntària els modes de torsió. Es realitzen simulacions variant els diferents paràmetres com són el gruix de la membrana, la longitud dels braços i l'amplada del forat, per buscar si hi ha alguna forma de separar suficientment en freqüència els modes de torsió dels de translació (mode vertical).

Gruix de la membrana:

En la gràfica de la *Fig.III.27* es mostra com varien les freqüències dels primers tres modes de vibració amb el gruix de la membrana polimèrica. Per al cas d'un imant petit, de 2mm d'alçada, es pot veure com els modes 2 i 3 són simètrics, de torsió i es produeixen a freqüències de l'ordre de només un 22-25% més grans que el mode de vibració vertical en el cas de gruixos elevats. Si s'augmenta l'altura de l'imant per tal d'augmentar-ne la massa magnètica, apareixerà un primer mode de ressonància de l'imant que serà de torsió. Aquest intercanvi entre els modes de ressonància, succeeix gradualment i de manera similar al cas de la *Fig.III.18*.

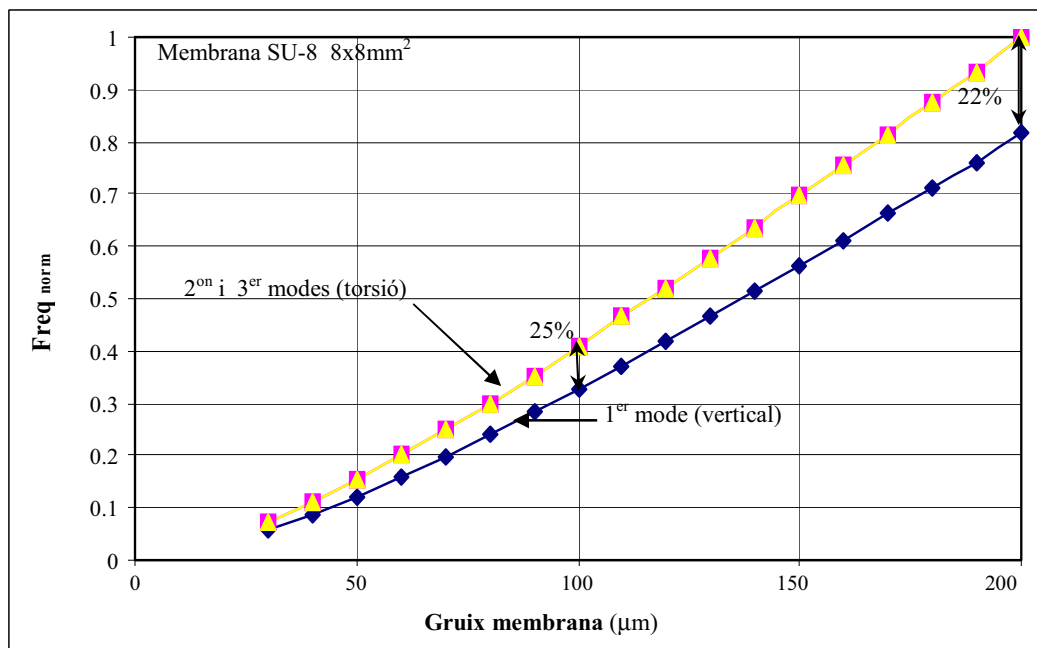


Fig.III.27 Simulacions ANSYS de diferents de les freqüències dels 3 primers modes de ressonància normalitzades a la freqüència màxima de 1576Hz, $Freq_{norm}$, en funció del gruix d'una membrana amb uns braços de suspensió i amb un imant de 2mm enganxat a sobre.

Longitud dels braços:

En la gràfica de la Fig.III.28, es mostren les simulacions ANSYS de les freqüències de ressonància normalitzades del primer mode (sense torsió) en funció del gruix de la membrana, $y_{gruix mem}$, per a les diferents longituds dels braços, a .

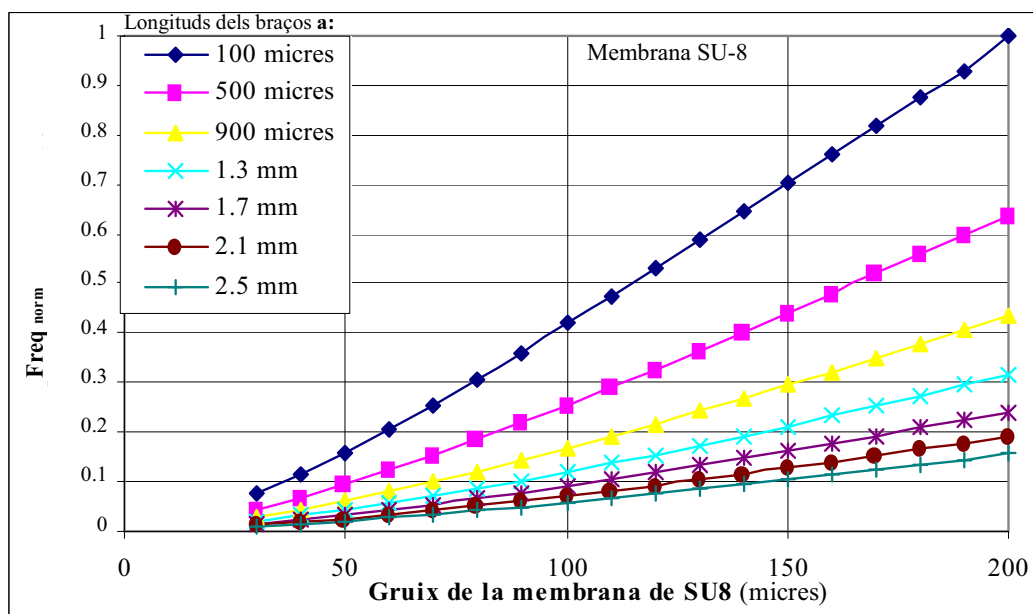


Fig.III.28 Simulacions de la freqüència del primer mode de ressonància normalitzada a la freqüència màxima de 2028Hz, $Freq_{norm}$, en funció del gruix de la membrana, $y_{gruix mem}$, per les diferents longituds dels braços, a , per una amplada del forat de 100µm..

En aquesta gràfica s'observa com escollint adequadament la longitud dels braços es pot ajustar de forma molt precisa la freqüència de ressonància en un rang de valors ampli, fet que podria ser un avantatge.

No obstant, segons les corbes obtingudes en les simulacions de la Fig.III.29 la modificació de la longitud dels braços no és un paràmetre que intervingui en la separació del mode de ressonància vertical dels de torsió.

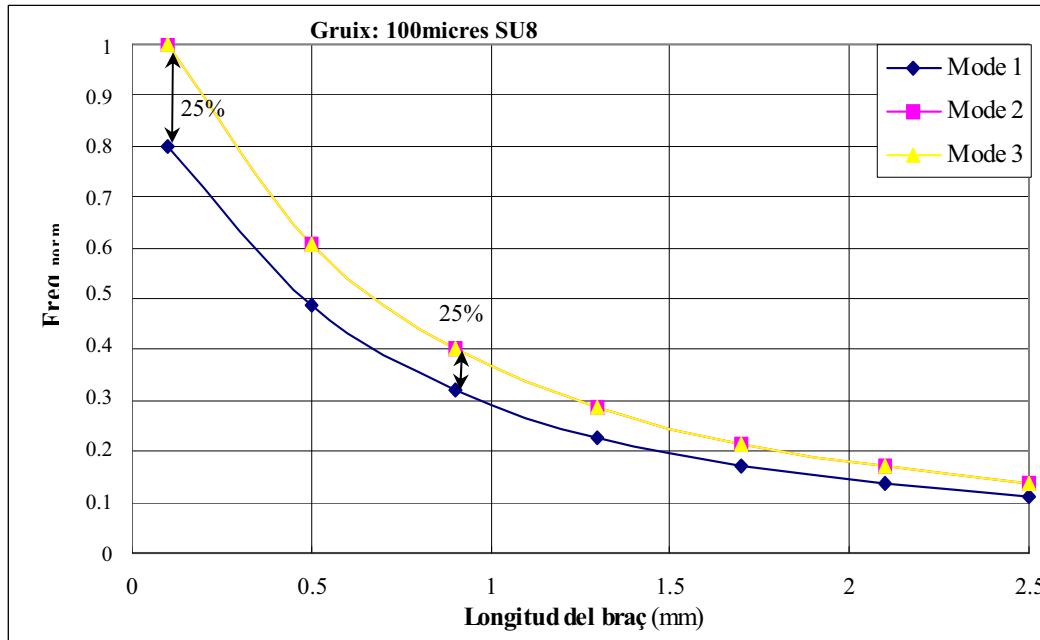


Fig.III.29 Simulacions de les freqüències de ressonància dels primers tres modes normalitzades a la freqüència màxima de 1064Hz, $Freq_{norm}$ en funció de la longitud dels braços, a , per una amplada del forat de $100\mu m$.

Amplada del forat:

A nivell experimental, per a l'estudi de l'efecte de l'amplada del forat extern s'haurà de tenir en compte les dispersions que poden aparèixer en la velocitat del gravat entre les diferents zones de la oblea. Això podria provocar que en alguns dispositius no s'alliberessin tots els forats de 100 micres d'amplada situats a prop de la zona del suport (forats externs), afectant l'amplada dels braços i per tant la seva freqüència de ressonància.

En la gràfica de la Fig.III.30, s'analitza la variació en la freqüència de ressonància en augmentar l'amplada dels braços de la part externa a més de 100 micres, mantenint fixa la longitud dels braços. La configuració inicial amb uns braços de 500 micres de llarg correspon a uns forats externs de 4mm de longitud i uns altres d'interns de 2mm de longitud, com s'observa en la Fig.III.25. La relació entre l'amplada del braç, b , i la del forat extern ve donada per:

$$Amplada\ del\ forat\ extern\ (\mu m) = b + 150 \quad (III.41)$$

Les simulacions de les Fig.III.29 i Fig.III.31 mostren com la freqüència de ressonància del dispositiu és més sensible a la llargada del braç que a la seva amplada. Això dona una mica de marge en l'elecció de l'amplada del forat per assegurar-se que no quedarà enganxada la membrana degut a l'ajust del gravat humit final. No obstant, l'amplada del forat tampoc és un paràmetre que influeixi en la separació dels primers modes de ressonància.

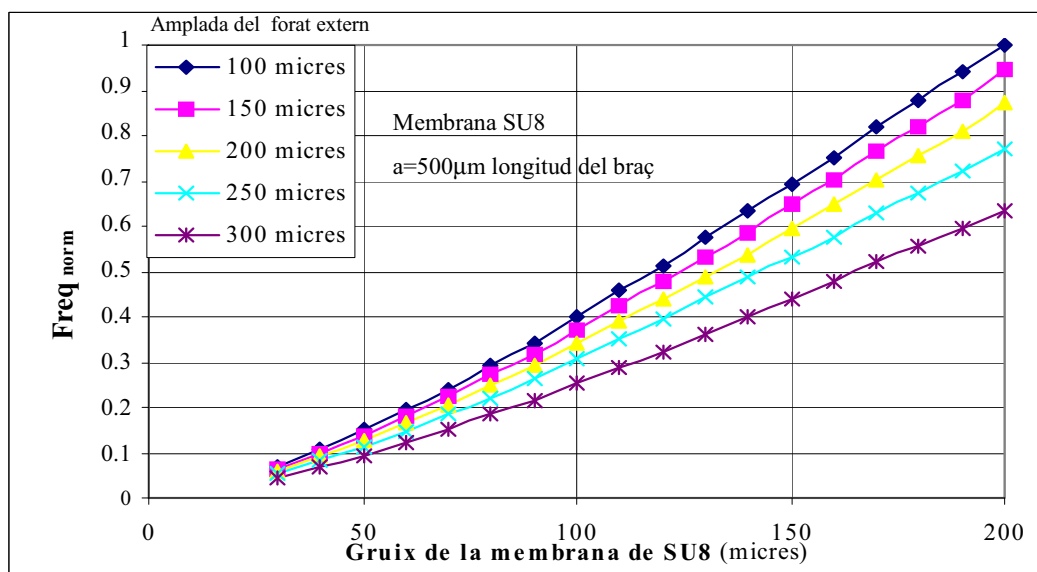


Fig.III.30 Freqüències del primer mode de ressonància normalitzades a la freqüència màxima de 1289Hz, $Freq_{norm}$ en funció del gruix de la membrana, $y_{gruix mem}$ per les diferents amplades del forat extern.

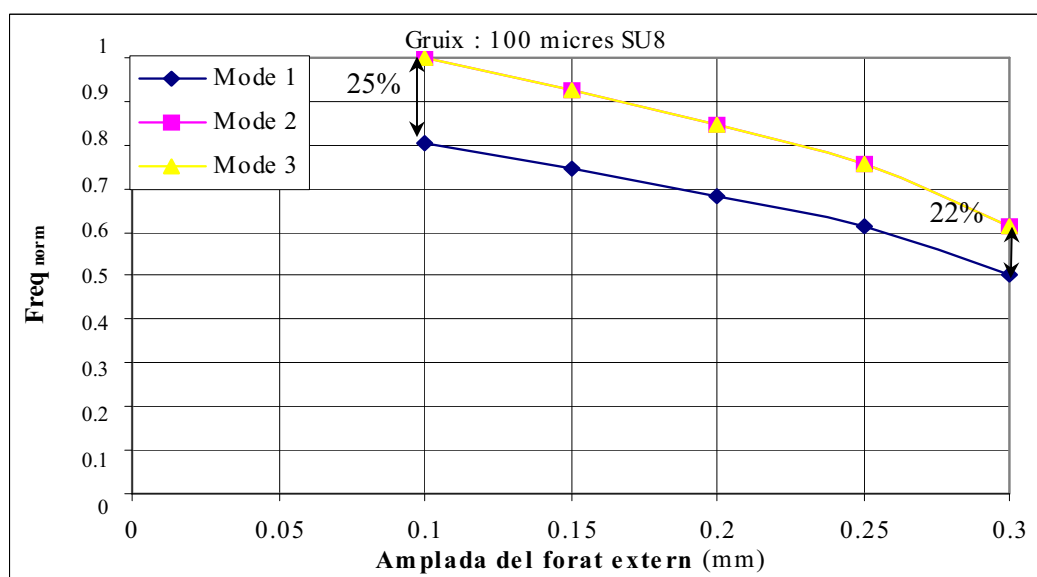


Fig.III.31 Simulacions de les freqüències dels tres primers modes de ressonància normalitzades a la freqüència màxima de 646Hz, $Freq_{norm}$ en funció de l'amplada del forat extern per un gruix de 100micres per una longitud del braç, a , de 500µm

Malgrat haver variat els diversos paràmetres de les membranes no s'ha aconseguit trobar-ne cap que separi suficientment un primer mode de vibració vertical dels de torsió. Per tant, tot i que alguns autors observen que s'obté una quantitat extra d'energia quan s'excita el mode de torsió de l'imant [8], cal destacar que la falta de reproductibilitat deguda a la dificultat de controlar que el mode excitat només sigui el vertical, i el risc de col·lisions laterals amb el marc que podria perjudicar el seu funcionament (sense comptar amb la fragilitat estructural associada a aquest tipus de disseny) han fet descartar l'elecció d'aquesta configuració de membrana.

III.3.1.e. Conclusions

A nivell de disseny de la membrana s'han realitzat diferents simulacions per buscar una geometria que eviti un primer mode de torsió i a la vegada permetre el pas d'un flux d'aire.

S'han simulat diferents configuracions: una membrana allargada, dues en paral·lel, dues en creu i uns braços de suspensió. Tots aquests dissenys tot i millorar el pas de l'aire presenten una tendència a un moviment de torsió de l'imant. Finalment, es va utilitzar una configuració de membrana quadrada lligada per tots els costats i d'aquesta manera evitar en la mesura del possible un primer mode de torsió. Per tant, amb aquest disseny s'obté un moviment relatiu vertical entre l'imant i la bobina implicant col·lisions laterals amb el marc de la membrana, a la vegada en simplifica la simulació i la comparació amb els resultats experimentals i s'evita la fragilitat i la complexitat del disseny amb braços de suspensió.

En les simulacions realitzades en els apartats anteriors s'han realitzat uns ajustos d'unes funcions analítiques de la dependència de les freqüències simulades dels ressonadors, $Freq$, en funció dels diferents paràmetres de la seva geometria. Aquesta funció presenta una gran utilitat per millorar i simplificar el disseny tot adequant-lo a les condicions de treball. L'expressió empírica que engloba el comportament és:

$$Freq \propto \left(\frac{\Delta x_{ampl.mem}}{\Delta x_{ampl.mem.max}} \right)^{a_o} \left(\frac{x_{mida.mem}}{x_{mida.mem.min}} \right)^{-6} \left(\frac{y_{gruix.mem}}{y_{gruix.mem.max}} \right)^{1.5} \left(\frac{y_{imant}}{y_{imant.min}} \right)^{-0.5} \quad (III.42)$$

essent a_o , un coeficient que segons l'estudi anterior varia depenent del disseny de la membrana, $\Delta x_{ampl.mem}$, l'amplada de la membrana, $x_{mida.mem}$, la dimensió lateral de la membrana, $y_{gruix.mem}$, el gruix de la membrana, y_{imant} , l'altura de l'imant i $\Delta x_{ampl.mem.max}$, $x_{mida.mem.min}$, $y_{gruix.mem.max}$, i $y_{imant.min}$, els seus valors màxims o mínims respectius escollits tal i com s'ha explicat anteriorment, de forma arbitrària.

Al disseny d'una membrana quadrada lligada pels 4 costats li correspon un valor de $a_o=0$. En canvi, en els dissenys d'una membrana allargada, dues membranes allargades en paral·lel i dues membranes en creu, el coeficient a_o pren els valors: $a_o=0.5$, 0.45 i 0.47 respectivament.

D'altra banda, els coeficients aplicats al gruix de la membrana i a l'altura de l'imant són independents del disseny i tenen menys rellevància en el valor final de la freqüència.

De l'expressió general obtinguda del comportament es pot concloure que el paràmetre més crític és la mida de la membrana, limitada per la mida del dispositiu, seguit del gruix que en condiciona la seva integritat.

III.3.2. Estudi de la freqüència en funció del material de la membrana

III.3.2.a. Introducció

Es realitzarà una anàlisi de les freqüències de ressonància d'una membrana quadrada lligada pels 4 costats per als diferents tipus de materials habituals en tecnologia MEMS com són: Si, SiO₂, resina SU8, Kapton, Al i Cu. Per a cada material s'estudia el rang de freqüències a escollir en funció de la mida de la membrana i del seu gruix per un imant donat.

Els paràmetres importants que defineixen cada uns dels materials són la densitat, el mòdul de Young i el coeficient de Poisson.

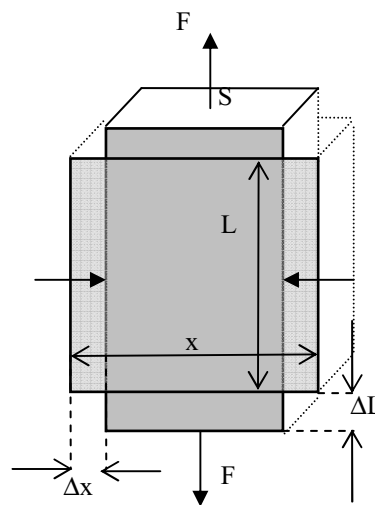


Fig.III.32 Representació esquemàtica del comportament d'un cos al aplicar-hi una força d'estirament

El mòdul de Young, E , és una forma de mesurar la rigidesa del material, establint una relació entre la força aplicada a un material *Fig.III.32* i l'estirament que provoca. Aquest paràmetre caracteritza el comportament elàstic d'un material segons la direcció en la que s'aplica una força i és conegut com el mòdul d'elasticitat longitudinal:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_L} = \frac{F/S}{\Delta L/L} \quad (\text{III.43})$$

essent σ , la pressió exercida sobre l'àrea de secció transversal, S , de l'objecte i ε_L , la deformació longitudinal en qualsevol punt de la barra.

El coeficient de Poisson, ν , és una constant elàstica que proporciona una relació entre la deformació transversal, ε_t , i la deformació longitudinal, ε_L , quan s'aplica un esforç longitudinal a un cos elàstic:

$$\nu = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_L} = \frac{-\frac{\Delta x}{x}}{\frac{\Delta L}{L}} \quad (\text{III.44})$$

essent Δx , el canvi en la dimensió lateral x , i ΔL , el canvi en la longitud L .

En la gràfica de la *Fig.III.33*, es representa la dependència de la freqüència de ressonància normalitzada simulada, $Freq_{norm}$, amb el mòdul de Young E . Per facilitar l'elecció del material es fa un ajust de $Freq_{norm}$ amb una expressió analítica en funció del mòdul de Young normalitzat de forma arbitrària al del Si ($E_{Si}=169\text{MPa}$).

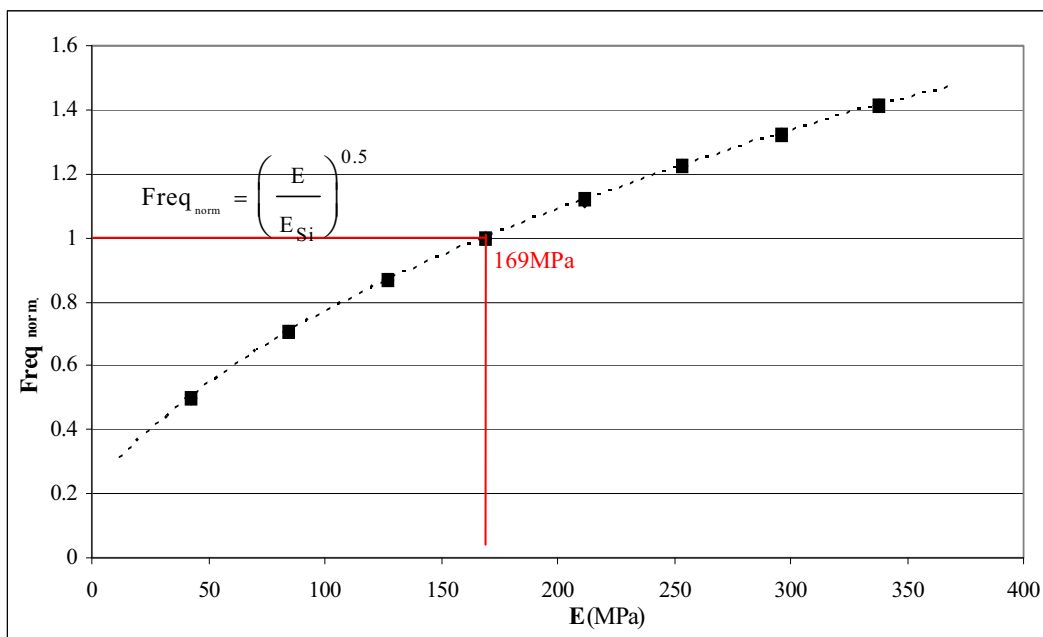


Fig.III.33 Freqüència de ressonància de la membrana normalitzada a la freqüència màxima, $Freq_{norm}$, en funció del mòdul de Young de la membrana, E .

Si es vol treballar amb dispositius de baixa freqüència serà convenient escollir materials per a la membrana del dispositiu ressonador amb un mòdul de Young baix. D'aquesta forma, no serà necessari l'ús d'una membrana molt prima per estar en el rang de baixes freqüències, que li donaria fragilitat al dispositiu.

III.3.2.b. Membranes basades en el Si

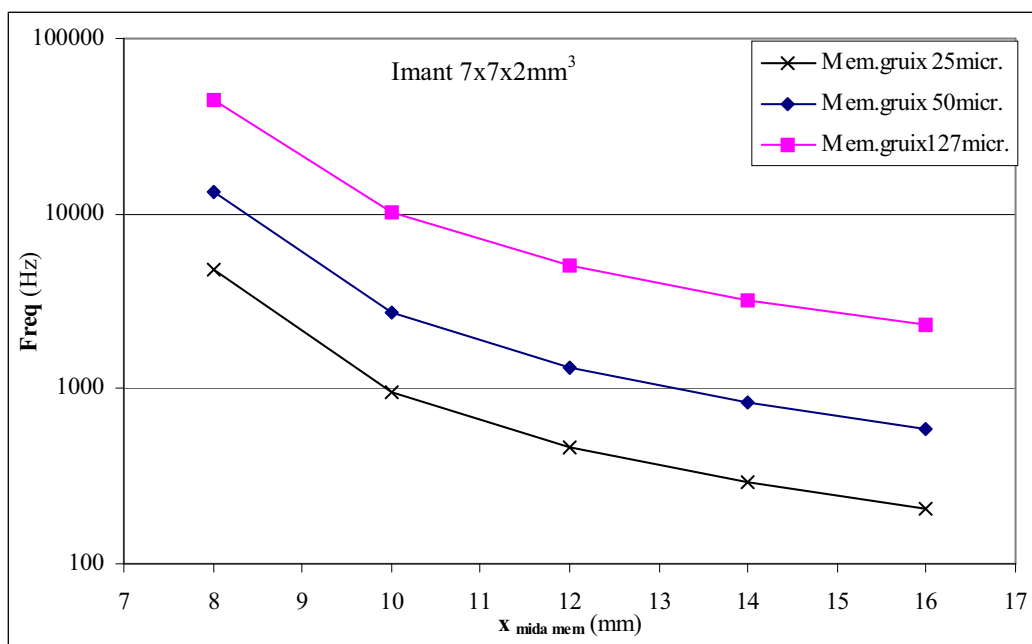
Inicialment, les membranes basades en Si van ser escollides com a primera opció degut a la seva integrabilitat i compatibilitat en la tecnologia MEMS, permetent tant la utilització de tècniques fotolitogràfiques com de *batch-production*. Els valors dels paràmetres d'aquests materials necessaris per la simulació ANSYS es troben en la *Taula.III.2*.

Material	Mòdul de Young (MPa)	Coefficient Poisson	Densitat ($\text{Kg}/\mu\text{m}^3$)
Si	$169 \cdot 10^3$	0.22	$2.32 \cdot 10^{-15}$
SiO ₂	$57 \cdot 10^3$	0.17	$2.2 \cdot 10^{-15}$

Taula.III.2 Dades dels materials basats amb el Si

• Si

El Si va ser escollit com a primera opció perquè és el material més habitual en tecnologia MEMS. S'analitza l'espectre de freqüències donat per una membrana quadrada de Si sense forats, que al ser quadrada els primers modes de ressonància corresponen a moviments verticals. En la gràfica de la *Fig.III.34*, es mostra la dependència de les seves freqüències de ressonància, *Freq*, amb la mida de la membrana i amb el gruix.



*Fig.III.34 Simulació de la freqüència de ressonància de la membrana, *Freq*, en funció de la mida de la membrana de Si, $x_{mida\ mem}$, pels diferents gruixos.*

En aquesta gràfica s'observa com per treballar a baixes freqüències, entre els Hz i els kHz, la membrana ha de ser molt prima. A nivell experimental, en les proves que es van dur a terme la membrana no va poder aguantar el pes de l'imant. Per tant, l'ús del Si per a fabricar les membranes va ser descartat.

• SiO₂

L'altre material també molt utilitzat en tecnologia MEMS, que permet un bon control de fabricació, és el SiO₂. L'estudi del rang de freqüències que pot donar una membrana quadrada sense forats fabricada amb SiO₂ es mostra en la *Fig.III.35*.

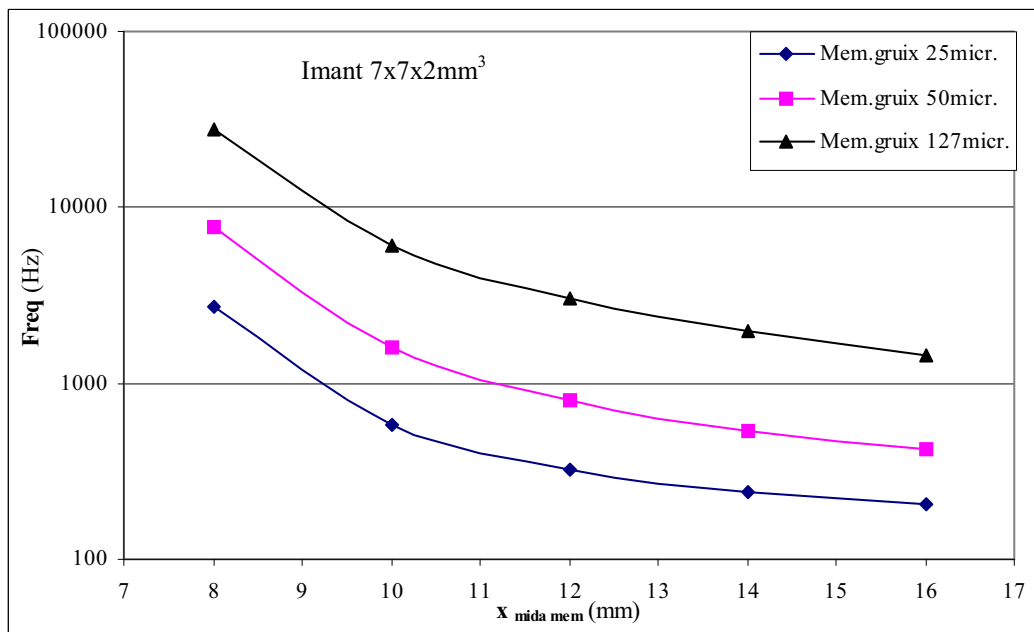


Fig.III.35 Freqüència de ressonància, $Freq$, en funció de la mida de la membrana, $x_{mida\ mem}$ de SiO_2 per diferents gruixos de membrana

Analizant aquestes simulacions s'observa com per aconseguir valors de freqüències de ressonància baixos es necessitaran membranes primes. Comparant els seus gruixos amb els obtinguts pel Si es veu que hi ha poca diferència. Per tant, amb tota probabilitat aquestes membranes de SiO_2 primes seran autodestructives.

III.3.2.c. Membranes basades en polímers

Una altra opció per treballar en el rang de baixes freqüències per evitar els problemes de gruixos massa petits i per tant destructius de les membranes basades en el Si són els polímers. En tenir mòduls de Young més baixos podrien ser més resistents en el rang de freqüències a les que es vol treballar. Els materials polimèrics emprats per a les simulacions són una resina de SU8 i el Kapton, amb els paràmetres mostrats en la Taula.III.3.

Material	Mòdul de Young (MPa)	Coefficient Poisson	Densitat ($Kg/\mu m^3$)
Fotoresina SU-8	$5.4 \cdot 10^3$	0.3	$1.2 \cdot 10^{-15}$
Kapton	$2.5 \cdot 10^3$	0.34	$1.42 \cdot 10^{-15}$

Taula.III.3 Dades dels materials polimèrics

• Resina SU-8

La resina de SU-8 és molt utilitzada en MEMS perquè permet aplicar-hi fotolitografia amb gruixos grans, a diferència de les resines clàssiques en què els gruixos dipositats són de 3 o $4\mu m$. Gràcies a la utilització de la fotolitografia es pot realitzar “*batch production*”, igual que amb el Si i el SiO_2

La fabricació d'una membrana polimèrica prima de fotoresina SU-8 s'ha realitzat mitjançant un dipòsit de capa prima. L'aplicació de processos fotolítogràfics, per definir-ne la seva estructura, permet la implementació de diferents dissenys amb diferents geometries, com ara forats.

Les simulacions de la gràfica de la Fig.III.36 mostren que per a les mides de membrana emprades i dels gruixos que són factibles de dipositar la freqüència de ressonància estarà en el rang de les baixes freqüències, entre 100 i 1000Hz. El gruix d'unes 100micres de membrana, corresponent a baixa freqüència, en farà possible la realització experimental i a la vegada podria aguantar el pes d'un imant.

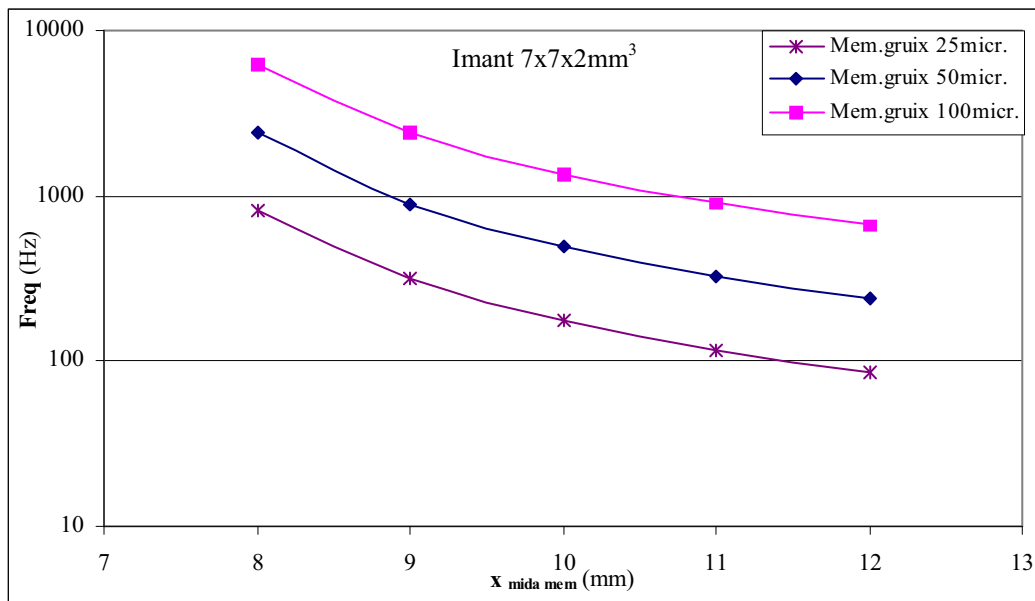


Fig.III.36 Simulació de la freqüència de ressonància, $Freq$, en funció de la mida de la membrana de SU-8, $x_{mida mem}$ pels diferents gruixos.

El flux del procés de fabricació d'una membrana de SU-8 està esquematitzat en la Fig.III.37. Es parteix d'unes oblees de Si(100) d'1mm de gruix i 100mm de diàmetre cobertes amb una capa de Si_3N_4 amb un gruix de 1800Å i una màscara d'Al pel dors. El nucli del resonador es realitza mitjançant un DRIE a través de la màscara d'Al, deixant unes 200µm de Si per assegurar una bona robustesa del substrat durant l'etapa de fotolitografia. Posteriorment, s'elimina la màscara d'Al perquè la presència d'una capa conductora amb molta superfície en l'estructura podria ocasionar corrents de superfície induïts pel moviment de l'imant. A continuació, s'ha dipositat una capa de la fotoresina SU-8 de 70 a 100µm de gruix sobre la cara components de la oblea de Si. Posteriorment, se la modela amb una exposició a la llum ultraviolada i després del revelat s'obté la membrana estructural. En la imatge SEM de la seva secció transversal, Fig.III.37c), es pot apreciar el gruix assolit de 100µm.

A continuació, a la regió del substrat de sota la membrana s'ha tret el Si sobrant mitjançant un gravat anisòtrop per TMAH, Fig.III.37b), per obrir una finestra i obtenir membranes de diferents mides en una oblea sencera. En la Fig.III.38a) ens mostra que n'ha estat possible la fabricació.

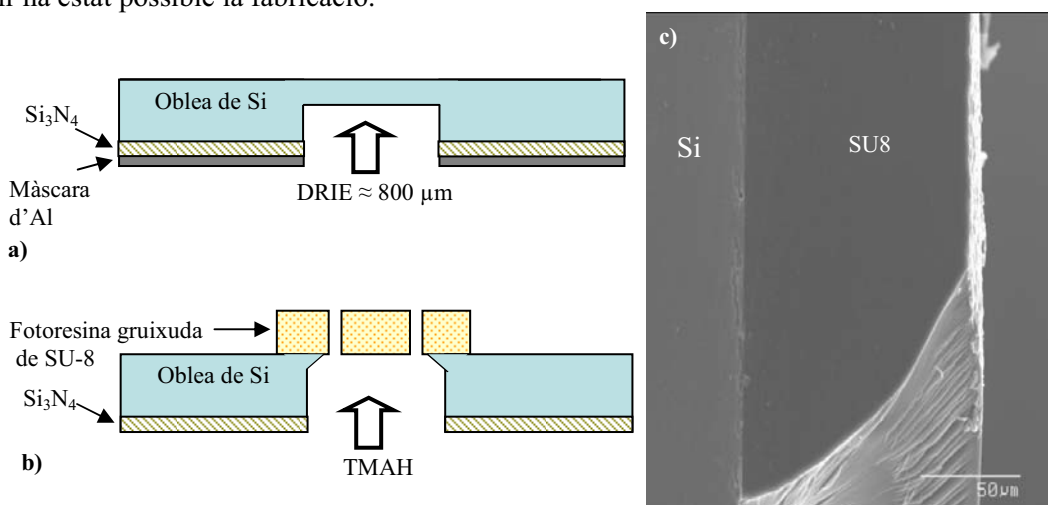


Fig.III.37a) i b) Flux de fabricació de les membranes gruixudes de SU-8 en oblees de Si d'1mm de gruix c) Imatge de SEM. de la membrana de SU8 de 110micres gruix dipositada sobre Si.

Finalment, s'ha tallat l'oblea formant membranes de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ i 100 micres de gruix dins de marcs de Si com es mostra en la fotografia de la Fig.III.38b), i s'han fixat els imants a les seves superfícies obtenint els elements ressonadors.

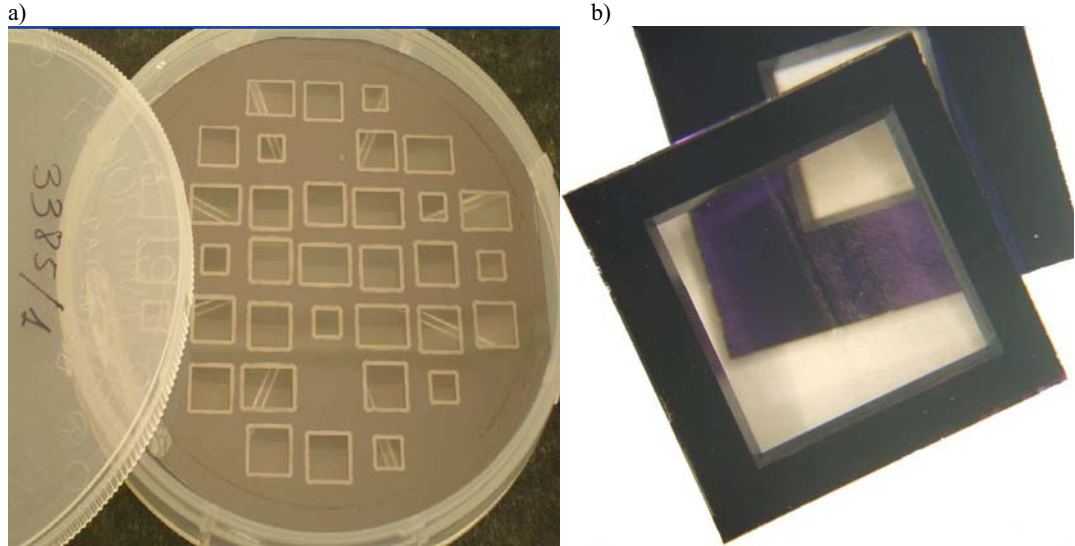


Fig.III.38a) Oblea amb marcs de Si amb membranes de SU-8 b) Imatge dels marcs de Si amb membranes de SU-8

Per a construir el dispositiu amb les membranes de SU-8 fabricades, es requereix d'un procés d'assemblatge dels dos mòduls bobina i ressonador amb l'ajuda d'una eina d'alineament especialment dissenyada representada en la Fig.III.39. Aquesta eina està fabricada amb Tefló perquè la cola emprada pràcticament no hi tingui adherència i així es pugui separar fàcilment del dispositiu final assemblet.

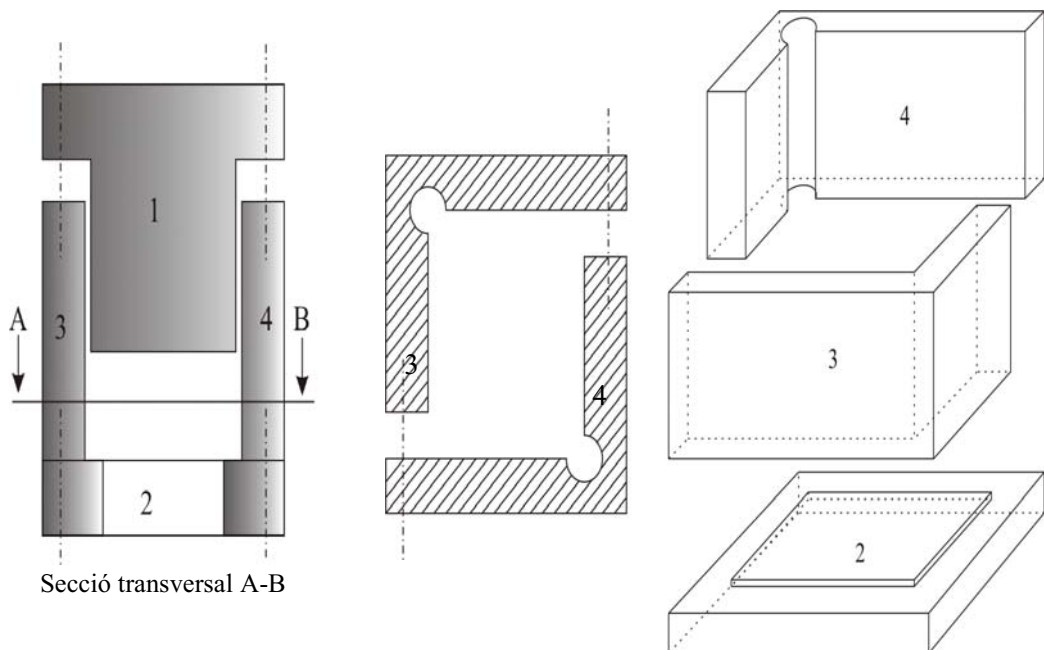


Fig.III.39 Eina d'assemblatge i alineament. La peça 1 s'utilitza per aplicar una lleugera pressió durant l'assecat de la cola.

Finalment, el dispositiu es munta en una PCB on hi ha les connexions elèctriques necessàries per a la seva caracterització, com es veu en la imatge de la Fig.III.40, finalitzant el muntatge experimental del prototip.

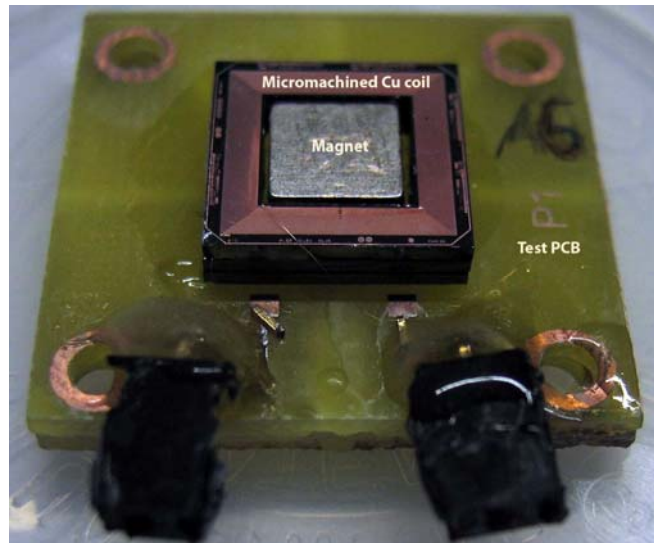


Fig.III.40 Imatge fotogràfica del prototip fabricat amb membranes de SU-8

A aquestes membranes se'ls ha realitzat una primera caracterització mecànica i s'ha observat l'aparició de fenòmens no lineals a partir d'excitacions de $V_{rms}=4V$, corresponents a una amplitud $Y_o=1360nm$, com es veu en la Fig.III.41.

Segons la literatura [4], el comportament no lineal podria ser característic dels polímers. Aquest fenomen s'haurà de tenir present en el disseny dels prototips perquè pot representar dificultats alhora de portar-ho a una aplicació pràctica. Per tant, es necessitarà estudiar-ho amb més profunditat en un capítol posterior.

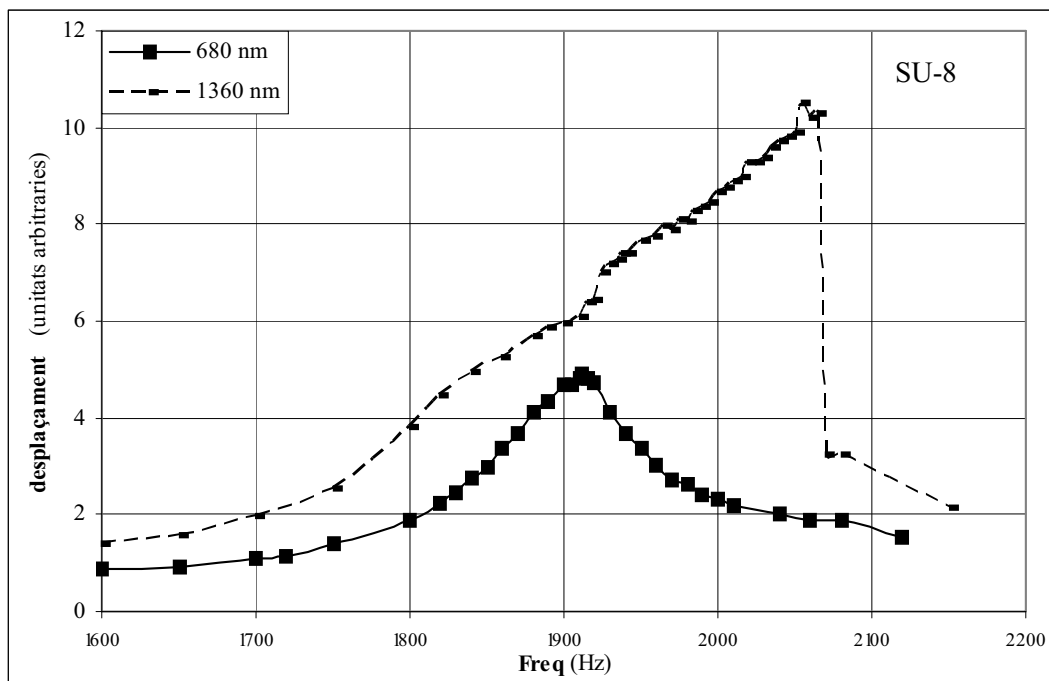


Fig.III.41 Desplaçament de l'imant $7 \times 7 \times 2 mm^3$ enganxat sobre una membrana de SU-8 de $8 \times 8 mm^2$ i de $100 \mu m$ de gruix, al aplicar-hi dues amplituds d'excitació diferents

Els principals problemes d'aquesta membrana són la seva gran fragilitat per a poder suportar el pes de l'imant, especialment amb la geometria amb braços, en entrar en

ressonància, i la disminució de la freqüència de ressonància amb el temps. Entre les possibles causes d'aquesta deriva estaria l'absorció de la humitat i la mala adherència tant de la membrana de SU-8 sobre el marc, com de l'imant sobre la membrana.

• Kapton

Degut a la gran fragilitat de la resina SU-8, s'ha buscat un altre polímer més resistent, el Kapton, amb un mòdul de Young molt inferior a la resta de materials relacionats amb el Si. Això el fa adequat per treballar amb aplicacions ressonants en el rang de baixes freqüències, comprès entre els Hz i els kHz.

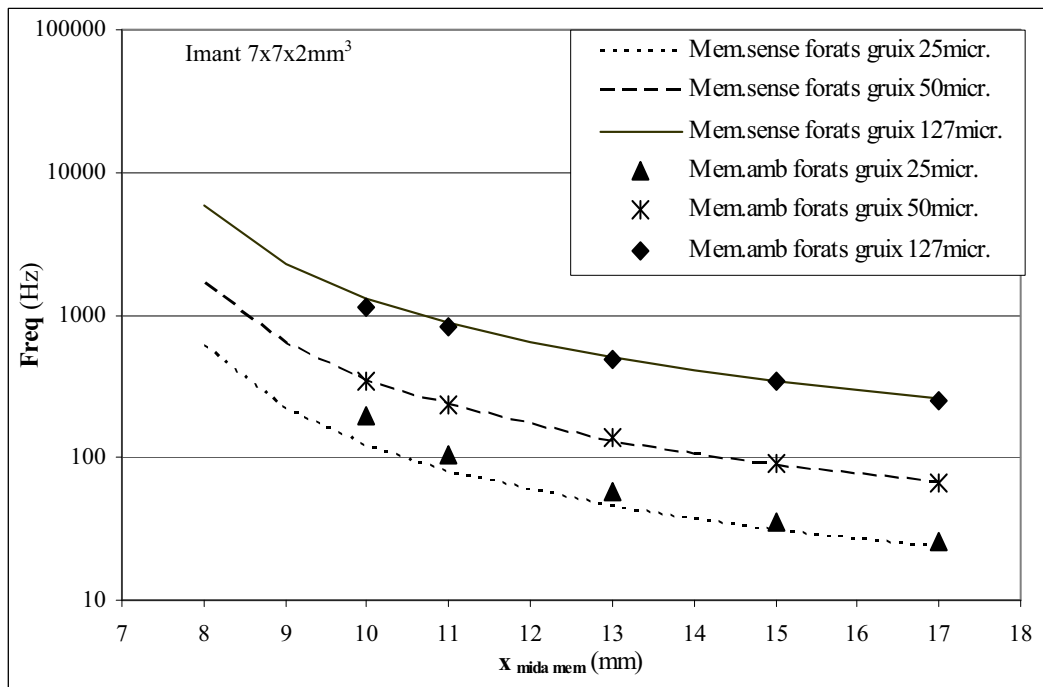


Fig.III.42 Simulació de la freqüència de ressonància, $Freq.$, d'una membrana de kapton en funció de la mida de la membrana, $x_{mida\ mem.}$, del gruix i de si està o no foradada.

En la gràfica de la Fig.III.42, s'han simulat les freqüències de ressonància del mode fonamental en funció de les característiques de la membrana com són: la mida, el gruix, la presència o absència de forats... En les simulacions s'observa que les membranes foradades, tot i tenir 4 forats de 0.5mm de radi per cada costat, presenten freqüències de ressonància que difereixen molt poc de les no foradades.

A nivell experimental, per a la fabricació del ressonador s'han utilitzat fulls de kapton comercial, fixats en uns marcs de PCB, i un imant que s'ha encolat i centrat sobre la membrana. No obstant, en una fase posterior, es podria emprar kapton líquid, possibilitant la fabricació d'aquestes membranes per tècniques fotolitogràfiques i permetent la seva integració en tecnologia MEMS. Les mesures mecàniques del desplaçament de l'imant s'han realitzat en aire per comprovar si realment els forats en la membrana produïrien una disminució de l'esmoreïment paràsit. En la gràfica de la Fig.III.43, s'observa un augment en el desplaçament de l'imant excitat que podria estar associat a la disminució de l'esmoreïment paràsit al millorar el flux de l'aire. No obstant, hi ha incerteses en el desplaçament mesurat degudes tant a la posició del punt on es mesura com en la quantitat d'humitat absorbida pel polímer, que pot fer variar significativament l'elasticitat de la membrana. Una forma eficient de disminuir els errors i a la vegada no tenir la influència de l'aire seria realitzar les mesures en el buit.

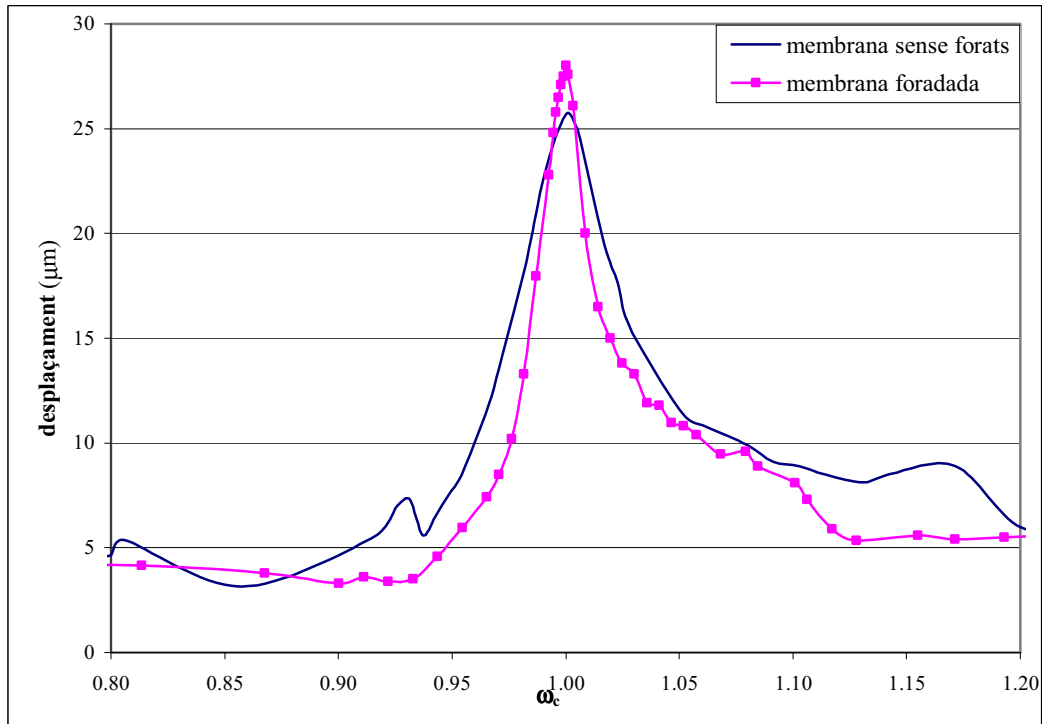


Fig.III.43 Desplaçament de l'ímant $7 \times 7 \times 2 \text{mm}^3$ enganxat sobre una membrana de kapton forada i una altra sense forats de $11 \times 11 \text{mm}^2$ i de $127 \mu\text{m}$ de gruix, al aplicar-hi una amplitud d'excitació de $Y_o = 1.9 \mu\text{m}$

De forma similar al cas de la membrana de SU-8, s'ha trobat l'existència de no linealitats en augmentar l'amplitud de l'excitació.

III.3.2.d. Membranes metàl·liques

Per evitar la presència de les no linealitats associades a la naturalesa dels polímers, s'han realitzat simulacions de les freqüències de ressonància de membranes fabricades amb d'altres materials metàl·lics, no magnètics d'ús habitual en tecnologia MEMS. Els valors de les constants que els caracteritzen estan en la Taula.III.4. Els resultats d'aquestes simulacions donen informació sobre la seva viabilitat, en funció del gruix i la mida de la membrana, per treballar a baixa freqüència.

Material	Mòdul de Young (MPa)	Coefficient de Poisson	Densitat ($\text{Kg}/\mu\text{m}^3$)
Al	$70.6 \cdot 10^3$	0.33	$2.7 \cdot 10^{-15}$
Cu	$130 \cdot 10^3$	0.35	$8.96 \cdot 10^{-15}$

Taula.III.4 Dades dels materials basats amb el Si

Una opció és l'Al per fabricar una membrana d'un material metàl·lic no magnètic. En la gràfica de la Fig.III.44 es representa el rang de freqüències de ressonància en funció de la mida de la membrana i segons el gruix.

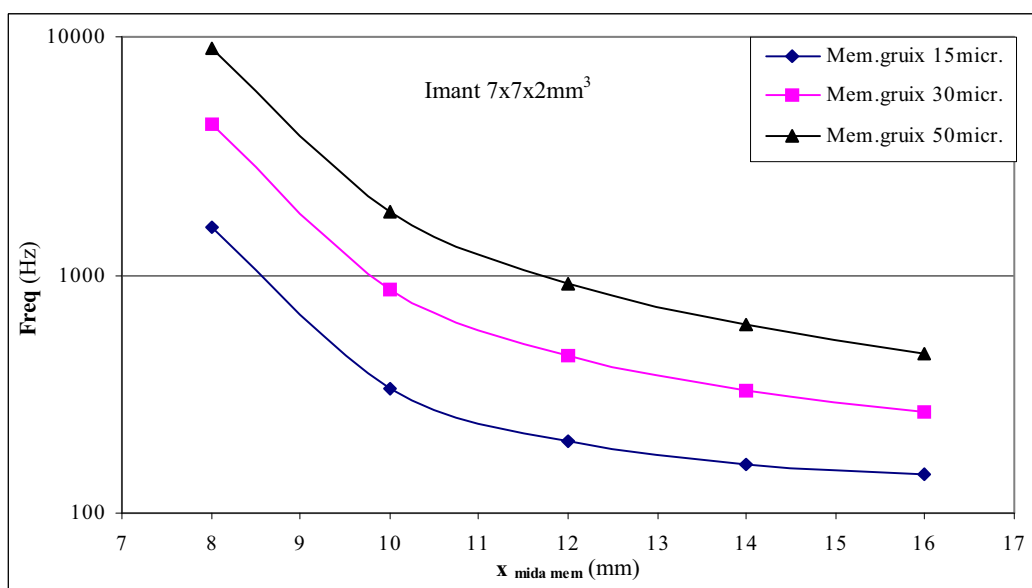


Fig.III.44 Simulació de la freqüència de ressonància, $Freq$, d'una membrana de Al no foradada en funció de la mida de la membrana, $x_{mida.mem}$, i del gruix.

Una altra opció seria emprar el Cu, que permet el creixement de forma ordenada en capes gruixudes.

En la gràfica de la Fig.III.45, es representa la freqüència de ressonància en funció de la mida de la membrana i segons el gruix.

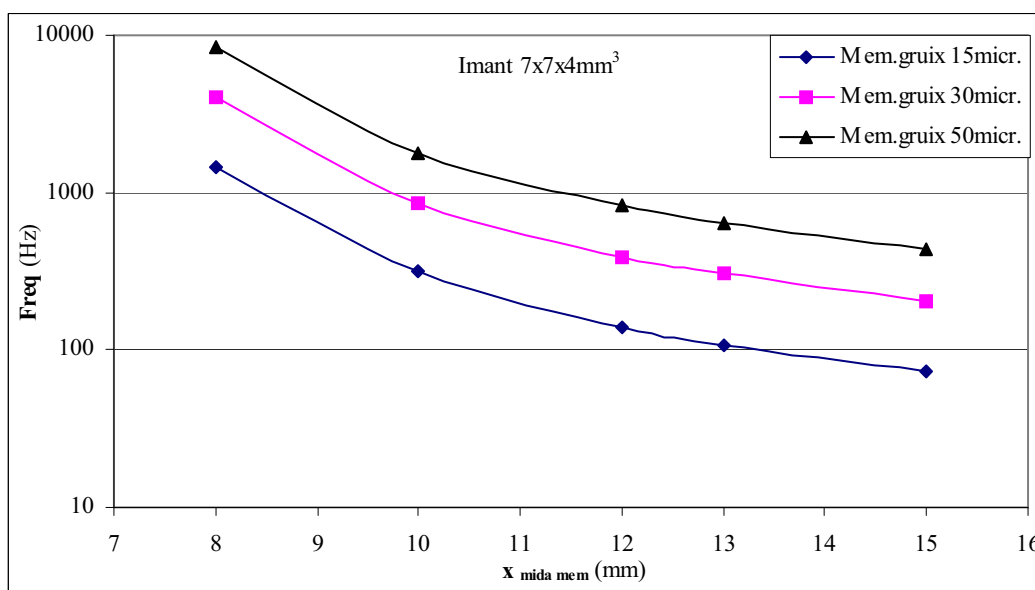


Fig.III.45 Simulació de la freqüència de ressonància, $Freq$, d'una membrana de Cu no foradada en funció de la mida de la membrana, $x_{mida.mem}$, i del gruix.

En funció dels intervals de freqüència de ressonància escollits i dels gruixos de les membranes metàl·liques de Al i de Cu en les simulacions representades en les gràfiques de les Fig.III.44 i Fig.III.45 es pot acotar la mida de les membranes a fabricar. Per altre banda, la superfície lliure de la membrana metàl·lica es podria comportar com una espira que estaria fixa pels laterals externs respecte a l'imant mòbil. Tot i que es tracta d'una superfície molt petita, s'hauria d'estudiar l'existència d'un possible efecte paràsit degut a les corrents de superfície induïdes pel moviment de l'imant.

A nivell experimental seria més aconsellable fabricar membranes de Cu perquè el procés és més senzill i controlat. Si més endavant es construeixen els dispositius amb aquestes

membranes metàl·liques es veurà si apareixerà també el comportament no lineal i si això afavorirà o no la generació d'energia amb les vibracions.

III.3.2.e. Conclusions

L'anàlisi de les freqüències de ressonància en funció dels materials de les membranes fabricades fins ara ens indiquen que el material més adequat és el Kapton. Malgrat tot, les no linealitats podrien ser una característica dels polímers que, malgrat introduir una elasticitat addicional, podria donar inestabilitat al entrar en ressonància. Si això succeís en el futur una segona opció podria ser l'elecció del Cu com a membrana.

III.4. Disseny del transductor electromagnètic

III.4.1. Introducció

El transductor electromagnètic està basat en la utilització d'una bobina micromecanitzada que es construirà mitjançant processos dels micro sistemes com ara la fotolitografia, el dipòsit i estructuració de metalls. L'estructura del prototip inclou aquesta bobina amb un nucli, per tal de que pugui passar l'imant de NdFeB mòbil situat en una membrana ressonant de Kapton segons la representació esquemàtica de la Fig.III.1.

III.4.2. Disseny

Per al disseny de la microbobina, amb una superfície de l'ordre d' 1cm^2 , s'han considerat dues possibles configuracions, que corresponen a una bobina amb espires de forma circular o quadrada.

La secció transversal de l'imant té la mateixa forma que la de les espires de la bobina i per a l'altura s'ha fixat un valor inicial $h=2\text{mm}$.

Mitjançant simulacions amb ANSYS es troba la distribució de densitats de flux magnètic d'un imant, Fig.III.46a). Aprofitant les simetries i antisimetries del problema només ha calgut simular 1/8 de l'imant en 3D. L'element escollit per realitzar les simulacions electromagnètiques és el SOLID97. Aquest element necessita definir les següents propietats dels materials: MGXX, MGYY i MGZZ, les tres components de les forces coercitives d'un imant permanent i MURX, MURY i MURZ, les tres components de la permeabilitat relativa. Al voltant de l'aire s'hi posa l'element de domini semi-infinit, INFIN111 emprat per simulacions 3D sense un contorn extern, Fig.III.46b). En la Taula.III.5 es mostren els valors dels paràmetres emprats en les simulacions.

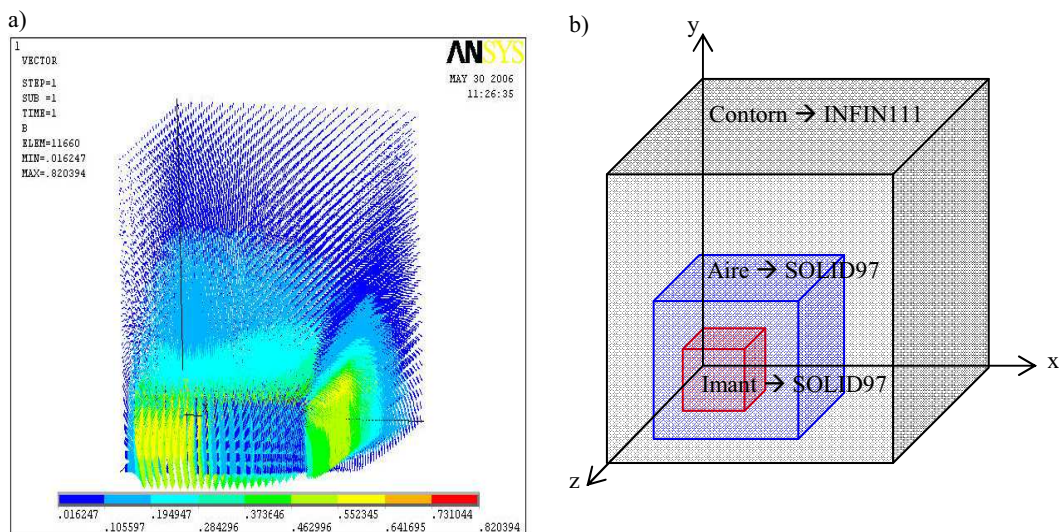


Fig.III.46a) Simulació amb ANSYS del camp magnètic generat per un imant b)Tipus d'elements emprats en la simulació.

Material	Imant	Aire	Bobina	Contorn
Element	SOLID97	SOLID97	SOLID97	INFIN11
MURX	1.071	1	1	1
MGYY (A/m)	891520	0	0	0

Taula.III.5 Paràmetres i elements utilitzats en les simulacions ANSYS en 3D

En aquesta taula s'observa com la resistivitat elèctrica de la bobina ($\rho_{Al}=2.65 \cdot 10^{-8} \Omega m$, $\rho_{Cu}=1.77 \cdot 10^{-8} \Omega m$) no intervé en les simulacions d'ANSYS, de la variació de flux generada pel dispositiu, perquè aquesta dependrà únicament de la seva geometria i no del material. En canvi, en l'estimació de la potència generada realitzada a partir dels valors simulats de la variació de flux, sí que s'ha de tenir en compte la resistència elèctrica de la bobina, que depèn de la geometria i del material.

El càlcul de la variació de flux està basat en el teorema de Stokes, Fig.III.7b). Aquest teorema explica que el flux magnètic, ϕ , expressat com la integral de la densitat de flux magnètic, \vec{B} , en una superfície, S , és igual a la integral del vector magnètic, \vec{A} , al llarg de la línia de contorn, l , que envolta a la superfície.

$$\phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} = \oint_l \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (III.45)$$

Per tant, per conèixer el flux només ens caldrà integrar el vector magnètic, \vec{A} , sobre el contorn de cada una de les espires de la bobina. La distribució de \vec{A} es calcula mitjançant una simulació ANSYS estàtica i el flux s'obté mitjançant la seva posterior integració en tots els punts de contorn de cada una de les espires.

III.4.2.a. Relació bobina imant

Al principi del capítol s'explica que la tensió generada és la variació del flux amb el temps. En ser el moviment relatiu bobina-imat paral·lel a l'eix de l'imat es pot expressar com la variació de flux respecte la posició:

$$fem = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d\phi}{dz} \dot{z} \quad (III.46)$$

La variació de flux, $d\Phi/dz$, en funció de l'alçada del pla de la bobina respecte la posició del centre de l'imat, z , obtinguda amb el programa de simulació ANSYS, es mostra en la gràfica de la Fig.III.47, i es pot veure la posició de la bobina respecte l'imat que en maximitza la variació de flux.

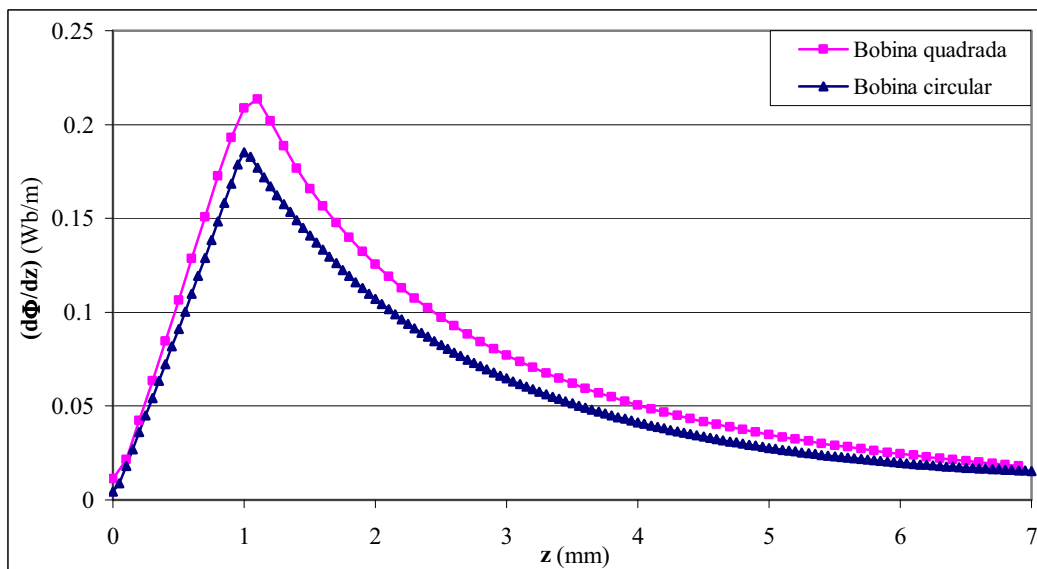


Fig.III.47 Simulació de la variació de flux, $d\Phi/dz$, en funció de la posició de la bobina respecte el centre de l'imat, z , per una bobina formada per 29 espires i amb un nucli de radi 4mm.

Per a realitzar les simulacions s'ha emprat un imant de 2mm d'altura que omple tota l'àrea del nucli de la bobina i s'han considerat els casos d'una bobina circular i d'una quadrada. En ambdós casos, la bobina està formada per 29 espires amb una amplada de pista de $30\mu\text{m}$, una separació de pista de $20\mu\text{m}$, i la longitud de nucli quadrat és igual al diàmetre del nucli de la bobina circular de 8mm.

D'acord amb les simulacions existeix una distància òptima entre la bobina i l'imant

$z_{opt} \approx \frac{h}{2}$. En aquesta situació la superfície superior de l'imant es troba en el pla de la

bobina. Això ja s'havia observat en el disseny òptim del dispositiu electromagnètic de Huang et al [3] tot i que en la Fig.III.47, els valors de la variació de flux obtinguts amb el nostre dispositiu serien més d'un ordre de magnitud més elevats.

Posteriorment s'han realitzat més simulacions variant el radi de l'imant tot mantenint igual la resta del dispositiu.

En la gràfica de la Fig.III.48 es representa la variació de flux en funció de r_{imant}/r_{nucl} i es troba el radi de l'imant que maximitza la variació de flux. No obstant, si s'observa la gràfica de la Fig.III.49, z_{max} en funció de r_{imant}/r_{nucl} , per a aquest radi d'imant la bobina s'hauria de situar en el pla de la superfície de l'imant impedint que es pogués moure degut a què no podria passar pel nucli de la bobina.

Aleshores, la situació en que la variació de flux és la més gran possible sense perdre la mobilitat de l'imant es produeix quan l'imant omple tota l'àrea del nucli, $r_{imant} = r_{nucl}$.

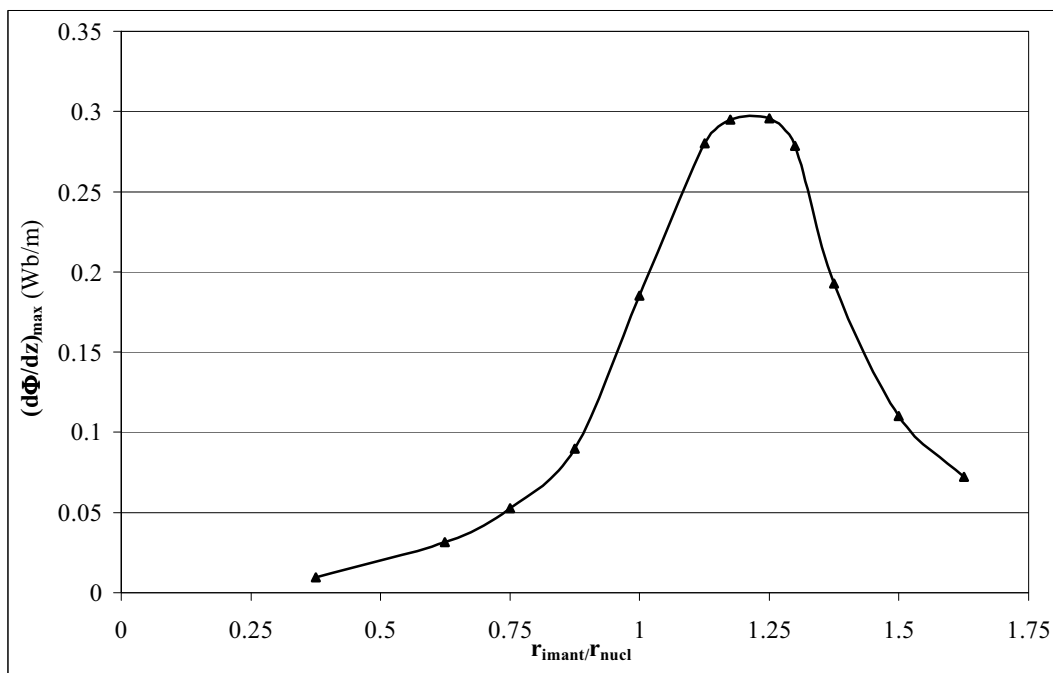


Fig.III.48 Simulació de la variació de flux màxima, $(d\Phi/dz)_{max}$, en funció del radi de l'imant normalitzat al radi del nucli de la bobina (r_{imant}/r_{nucl})

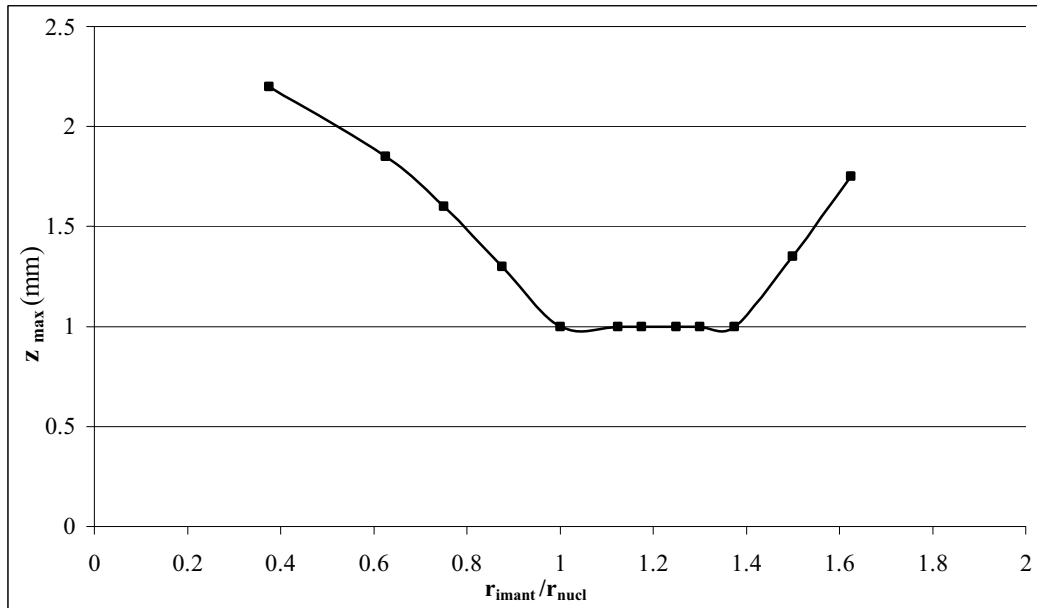


Fig.III.49 Simulacions de la posició del pla de la bobina respecte al centre de l'imant que maximitza la variació del flux, z_{max} , en funció de radi de l'imant normalitzat al radi de la bobina, $r_{\text{imant}}/r_{\text{nucl}}$.

III.4.2.b. Configuració bobina

S'han analitzat dues possibles configuracions, que corresponen a una bobina amb espires circulars i una altra d'espores quadrades.

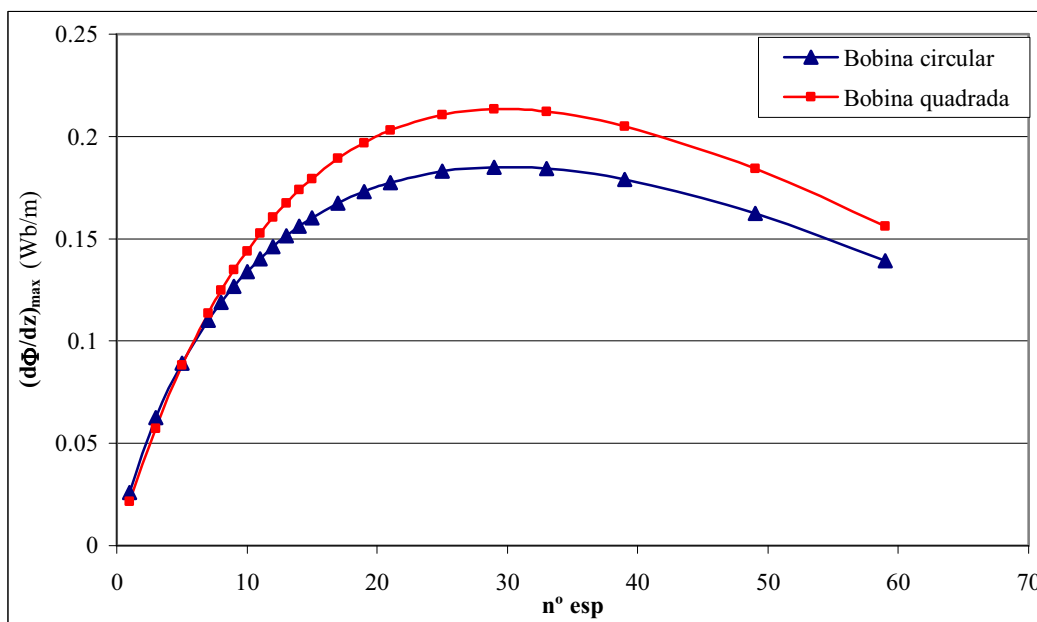


Fig.III.50 Variació de flux màxima, $(\delta\Phi/\delta z)_{\text{max}}$, en funció del nombre d'espores de la bobina, $n^{\circ} \text{ esp}$.

En la gràfica de la Fig.III.50 es mostra la dependència de $(d\Phi/dz)_{\text{max}}$ respecte el nombre d'espores de la bobina, mantenint constant el radi exterior de la mateixa a $r_{\text{ext}} = 5430\mu\text{m}$, l'amplada de l'espira a $30\mu\text{m}$, la separació a $20\mu\text{m}$, però variant el radi del nucli de la bobina fent-lo coincidir amb el radi de l'imant.

El cas més òptim es produeix per 29 espores, que correspon a un radi de nucli de bobina de $r_{\text{nucl}} = 4\text{mm}$.

Per altra banda, les bobines quadrades es caracteritzen per presentar un valor més gran de $(d\Phi/dz)_{max}$ en comparació amb les circulars, com es mostra en la Fig.III.50. Aquest comportament ja s'havia observat anteriorment en la variació de flux en funció de la separació del centre de l'imant respecte el pla de les espiras, Fig.III.47. L'increment en la variació de flux, segons l'expressió (III.39), es tradueix en una major amplitud de tensió de sortida i a la vegada una major potència de sortida.

Per al càlcul de la potència òptima s'ha emprat una bobina quadrada d'Al estandard de $1.5\mu\text{m}$ de gruix, amb una resistència en sèrie, $R_c = 910\Omega$, les condicions d'excitació de Roundy [2] ($Y_o = 4.4\text{mm}$ i $freq = 120\text{Hz}$) i s'ha assumit el valor d'esmoreïment paràsit trobat en la literatura per a dispositius similars [4] de $\zeta_p = 0.0037$. La potència òptima de sortida obtinguda és de $P_{Lopt} = 1.7\mu\text{W}$. En canvi, per a la bobina circular en haver-hi una menor longitud d'espires la resistència corresponent seria menor $R_c = 716\Omega$, però aquesta disminució no compensaria la disminució de variació de flux. La potència de sortida obtinguda pel dispositiu és inferior $P_{Lopt} = 1.6\mu\text{W}$. Per tant, com el disseny del dispositiu de forma quadrada és més adequat en termes de potència, se l'ha seleccionat per a implementar-lo en el dispositiu.

III.4.2.c. Reducció de la resistència en sèrie de la bobina

L'optimització del dispositiu en termes de potència generada passa per reduir la resistència en sèrie de la bobina, R_c segons l'equació (III.37).

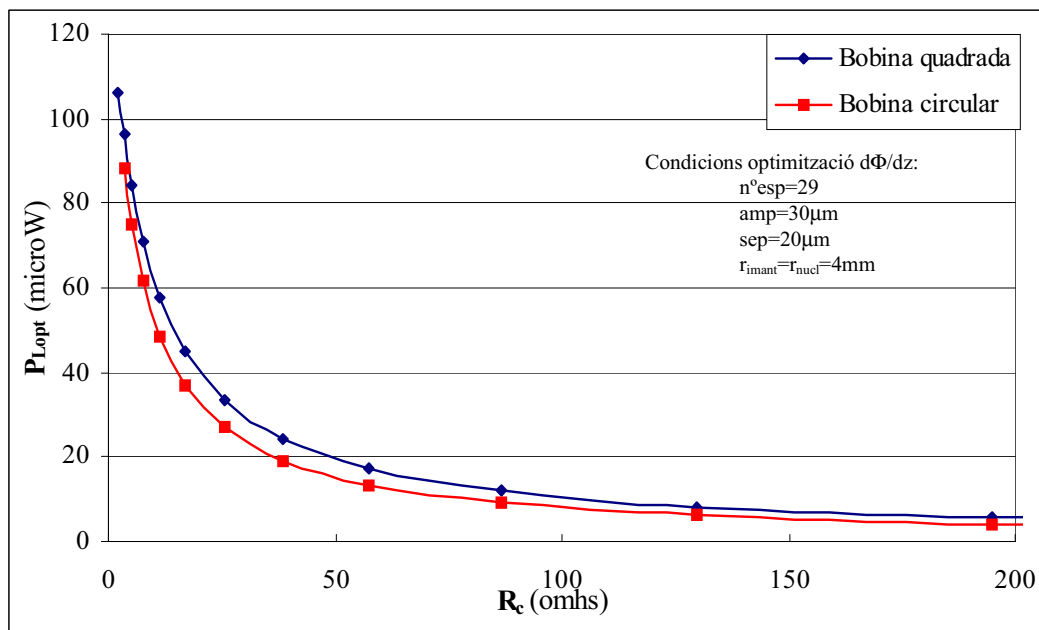


Fig.III.51 Potència òptima de sortida, P_{Lopt} simulada per les bobines corresponents al disseny òptim de la Fig.III.50 en funció de la resistència en sèrie de la bobina R_c i assumint $\zeta_p = 0.0037$, $Y_o = 4.4\text{mm}$ i $freq = 120\text{Hz}$.

Si es vol disminuir la R_c sense canviar la densitat d'espires, l'única opció és augmentar el gruix de les pistes. Per això, s'haurà de substituir el clàssic Al, limitat a un gruix d'unes poques micres, per un altre conductor que es pugi dipositar electroquímicament (E.C.) per capes que poden arribar fins a les desenes de micres. Entre els diferents possibles conductors s'escull el Cu per la seva baixa resistivitat. Augmentant el gruix de les pistes de $1.5\mu\text{m}$ fins a $50\mu\text{m}$ i substituint l'Al per Cu, s'aconseguiria disminuir la $R_c = 910\Omega$ de la bobina d'Al, a $R_c = 8.4\Omega$ i s'obtidria una potència de sortida de fins a $P_{Lopt} = 68\mu\text{W}$ amb el dispositiu de la Fig.III.51.

Per simular la variació de flux s'ha escollit un imant, fixat en una membrana de Kapton $13 \times 13\text{mm}^2$ i $127\mu\text{m}$ de gruix, amb unes dimensions de $7 \times 7 \times 4\text{mm}^3$, per tal que la

superfície superior coincideixi aproximadament amb el pla de la bobina. Així, aquesta posició relativa imant-bobina és la que maximitza la variació de flux, *Fig.III.52*.

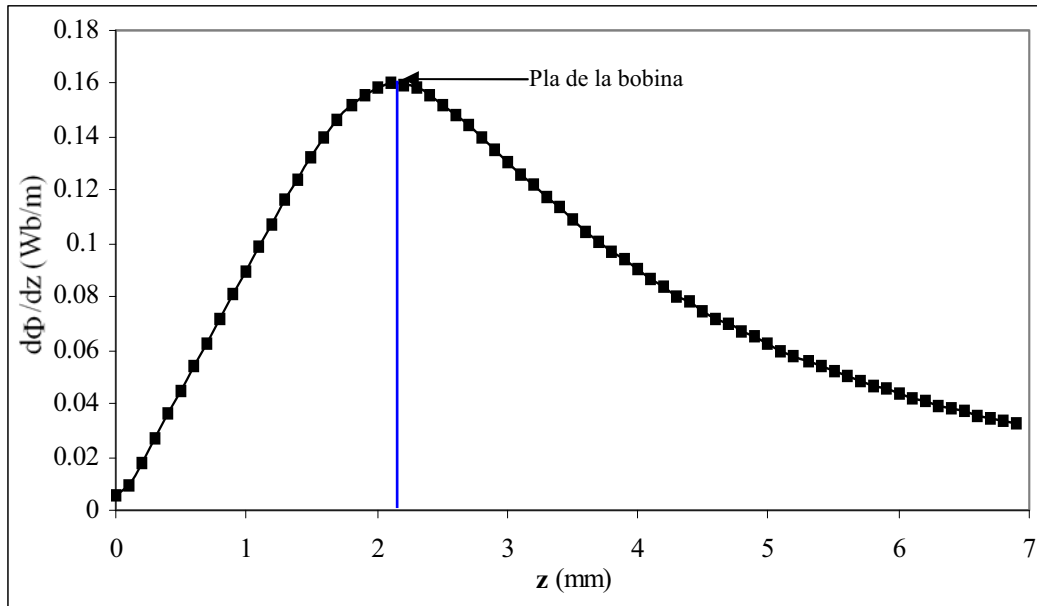


Fig.III.52 Simulació de la variació de flux, $d\Phi/dz$, en funció de la posició del pla de la bobina respecte el centre de l'imatge per al disseny escollit.

Per millorar les característiques del dispositiu, s'hauria d'optimitzar la variació de flux màxima, $(d\Phi/dz)_{max}$, respecte l'amplada de les pistes i de la separació entre pistes. Les simulacions s'han realitzat considerant una area de bobina de 1cm^2 amb un radi de nucli intern, r_{nucl} , de 4.75mm que es fa coincidir amb el de l'imatge, r_{imatge} , per maximitzar-ne el número d'espores. A més, com que les línies de camp disminueixen amb la distància a l'imatge elevada al cub, les espores més properes a l'imatge són les que presenten una variació de flux màxima. Això fa que experimentalment el marge de separació entre l'imatge i la bobina sigui el just per evitar-ne una possible col·lisió lateral.

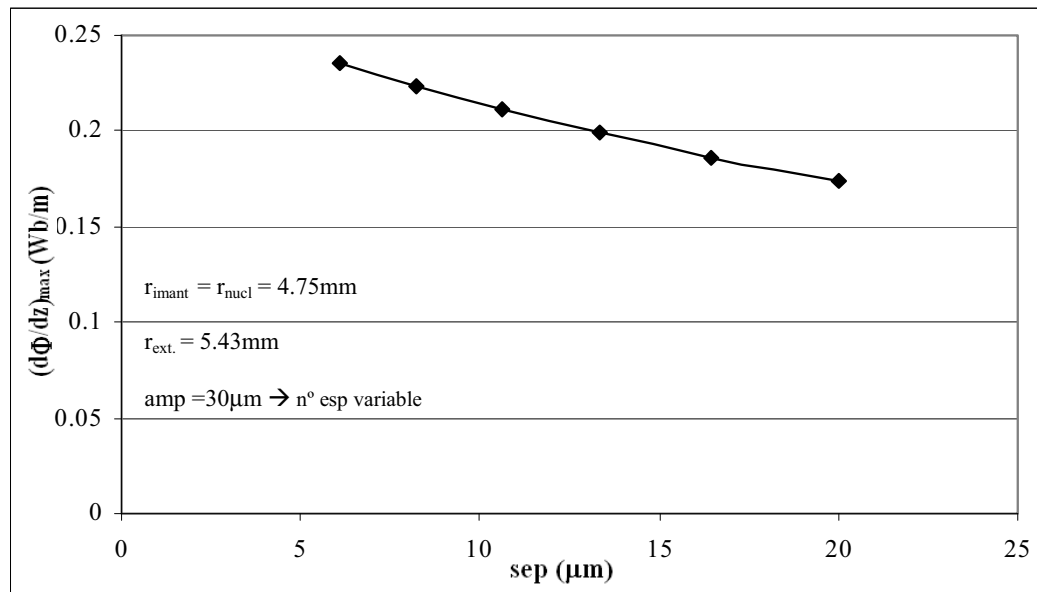


Fig.III.53 Simulació de la variació de flux màxim, $(d\Phi/dz)_{max}$, amb la separació de pista, *sep*, en el cas d'una bobina quadrada amb una amplada de pista de $30\mu\text{m}$.

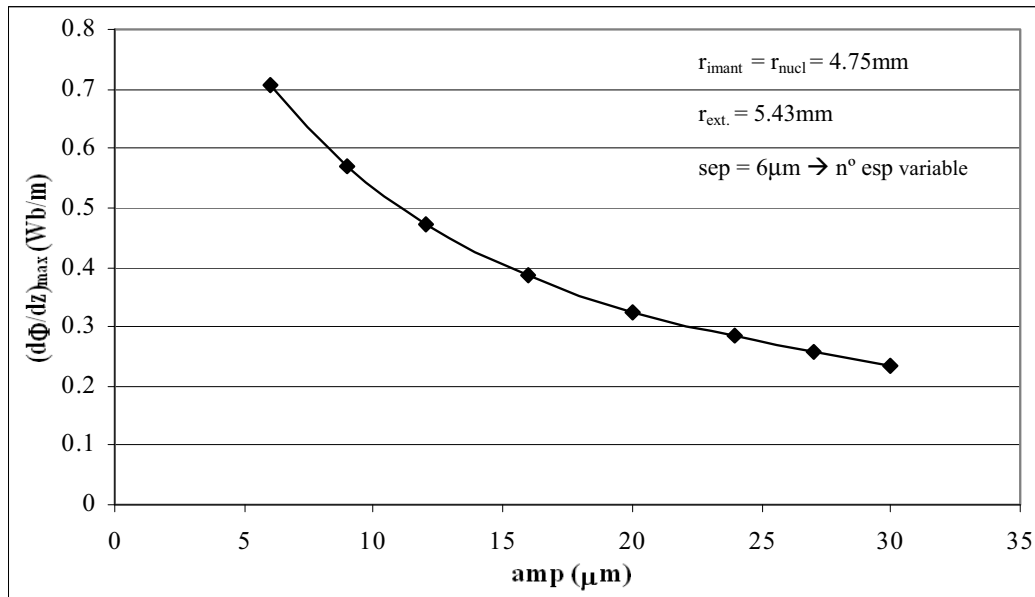


Fig.III.54 Simulació de la variació de flux màxim, $(d\Phi/dz)_{max}$, amb l'amplada de pista, amp , en el cas d'una bobina quadrada amb una separació de pista de $6\mu m$, amb una àrea de $1cm^2$ i amb un nucli intern de radi $4.75mm$.

En les simulacions de les gràfiques de la Fig.III.53 i la Fig.III.54 s'observa com augmenta la variació de flux en disminuir la separació i l'amplada de pista, escollint de forma arbitrària una separació i una amplada mínimes de $6\mu m$. Aquest comportament és degut a l'increment de la densitat d'espores, malgrat que per altra banda la resistència de la bobina augmenta.

En la Fig.III.55 es mostra la dependència de $(d\phi/dz)_{max}$ respecte del número d'espores de la bobina, utilitzant un valor de $6\mu m$ per a l'amplada de pista i la separació entre pistes en les simulacions de les bobines, fixant la longitud externa de la bobina, $r_{ext}=5.43mm$ i igualant el radi intern de la bobina, r_{nucl} , al radi de l'imant r_{imant} . Tal com es dedueix de la gràfica, la derivada del flux magnètic presenta un valor màxim de $(d\phi/dz)_{max} = 0.877Wb/m$ per la bobina amb $n^{o}esp=120$ espores i amb un $r_{nucl} = 4mm$. Això implica un augment en més d'un factor 4 respecte del disseny del dispositiu de la Fig.III.50.

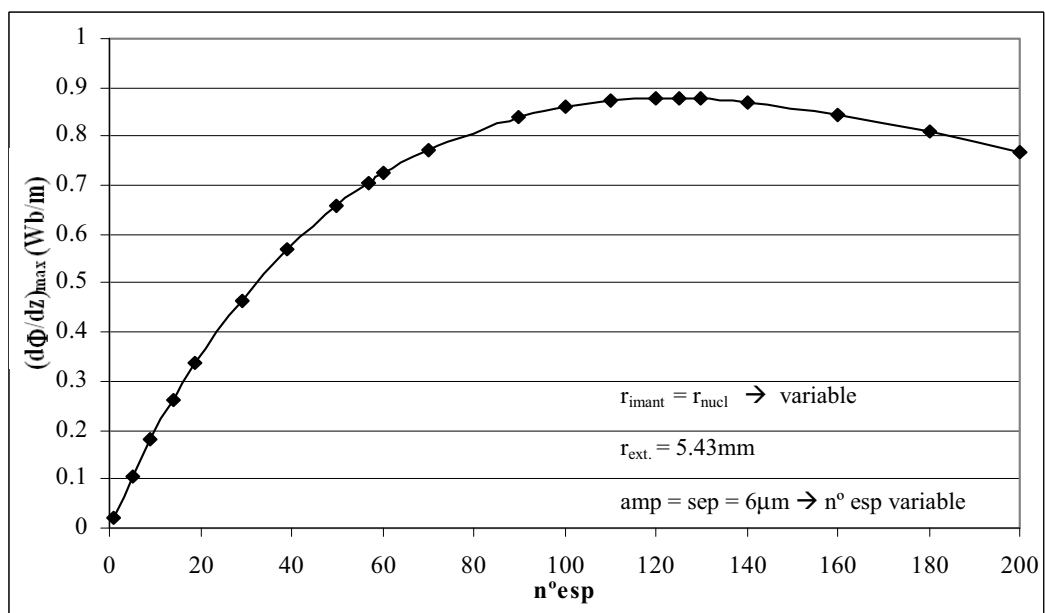


Fig.III.55 Simulació de la variació de flux màxim, $(d\phi/dz)_{max}$, en funció del número d'espores per a bobines amb $r_{ext} = 5.43 mm$, amplada de pistes $6\mu m$ i separació entre pistes $6\mu m$

Per altra banda, l'augment en el número d'espises de la bobina determina a la vegada un augment important de la resistència en sèrie del dispositiu, que pot condicionar l'augment de la potència de sortida associada a la millora de la derivada del flux magnètic. Això s'observa en la Fig.III.56, en què es representa la potència màxima de sortida P_{Lopt} calculada en funció del número d'espises per als mateixos dispositius que en la Fig.III.55, considerant bobines formades per pistes de Cu de 50 μ m de gruix.

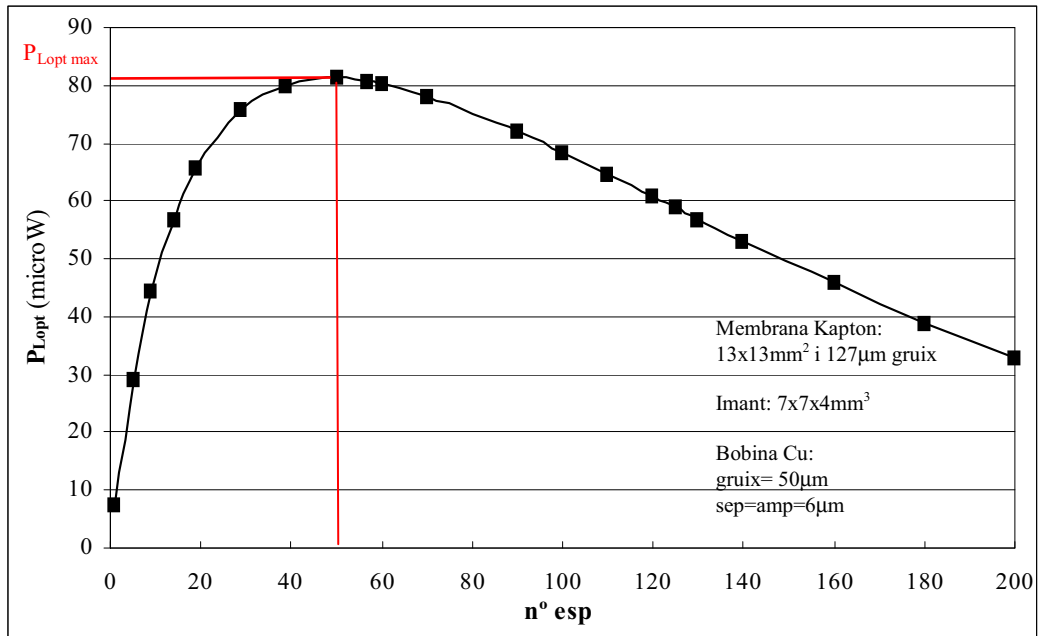


Fig.III.56 Simulació de la potència òptima de sortida, P_{Lopt} , en funció del número d'espises per a les bobines de la Fig.III.55 ($\zeta_p = 0.0037$, $freq = 120$ Hz, $Y_o = 4.4$ μ m)

En aquest càlcul s'han emprat les condicions d'excitació representatives de les vibracions de baix nivell ($freq=120$ Hz, $Y_o=4.4$ μ m), assumint un valor de $\zeta_p=0.0037$, d'acord amb els valors trobats en la literatura [4]. Com es mostra en la gràfica, la potència màxima s'obté per a una bobina amb un número d'espises menor al del disseny òptim en termes de la derivada del flux magnètic.

III.5. Fabricació d'un primer prototip: Bobines d'Al (1.5 μ m de gruix)

Com a una primera prova ràpida per a poder comprovar i validar els models simulats, s'ha fabricat un primer prototip emprant una bobina d'Al amb tecnologia MEMS aprofitant unes màscares existents. La representació de la Fig.III.57 mostra l'esquema del prototip format per una bobina d'Al fabricada en una oblea de Si enganxada a la zona fixa d'un ressonador. El ressonador mecànic consta d'un imant de NdFeB encolat a una membrana tallada i a la vegada enganxada manualment, amb superglue, entre uns marcs de PCB acollats amb uns cargols.

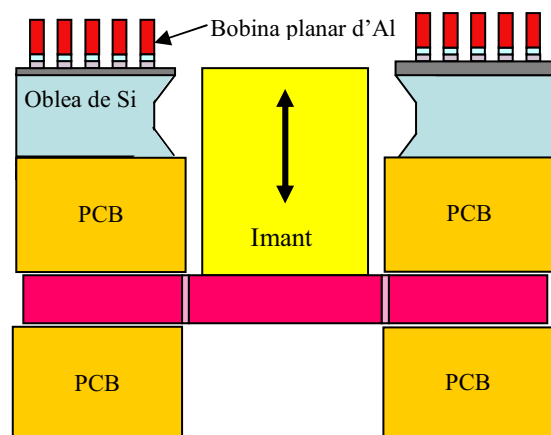


Fig.III.57 Esquema del dispositiu ressonador.

III.5.1. Fabricació de la bobina d'Al

III.5.2.a. Especificacions

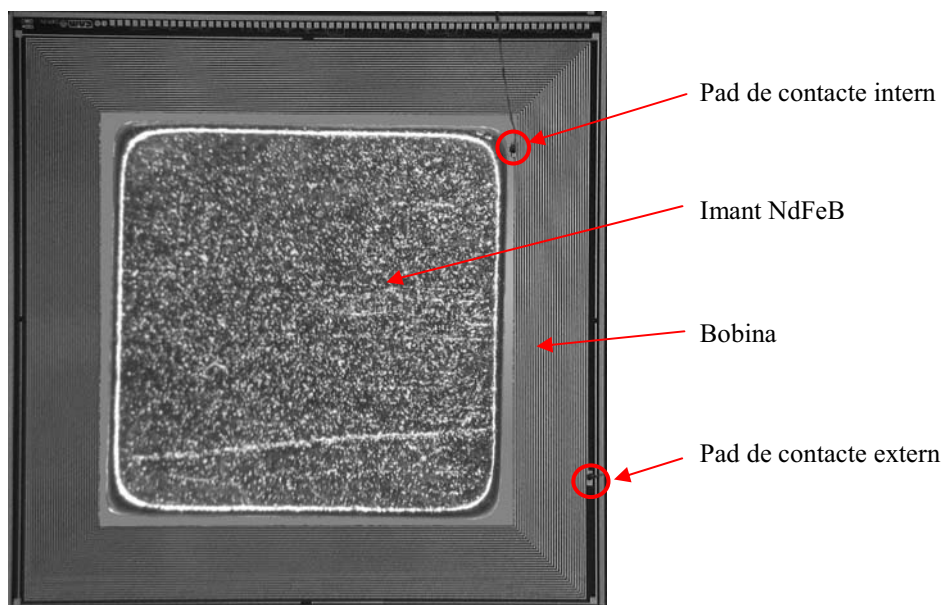


Fig.III.58 Imatge fotogràfica del primer prototip de bobina fabricat en tecnologia de Si.

En la fabricació de la bobina d'Al, Fig.III.58, es va requerir de la utilització de tres nivells de màscares CNM134, ja existents:

- 1^{er} Nivell: "CUL"

Defineix l'àrea de la membrana sobre la superfície posterior de l'oblea.

- 2^{on} Nivell: "OXIDD"

La seva funció és el gravat d'òxid en la regió de la membrana sobre la superfície superior de l'oblea.

- 3^{er} Nivell: "SEED"

Anteriorment definia les pistes d'Au, que actuaven com a capa llavor per al creixement del Cu, però ara s'ha utilitzat per definir les pistes d'Al.

La resistència de la bobina d'Al resultant, de 29 espires amb un gruix de 1.5micres, una amplada de pistes de 30µm i una separació de 20µm, hauria de ser de 910Ω.

El dispositiu on s'integra la bobina està format per un ressonador amb un imant, que actua com a massa inercial, de NdFeB de 7x7mm² enganxat sobre una membrana quadrada de Kapton de 127µm de gruix.

III.5.2.b. Processos de fabricació

En el procés de fabricació s'han fet servir oblees de 4'' de diàmetre polides per les dues cares. El nucli de les bobines s'ha obtingut mitjançant un atac anisotròpic del Si des de la superfície posterior de l'oblea.

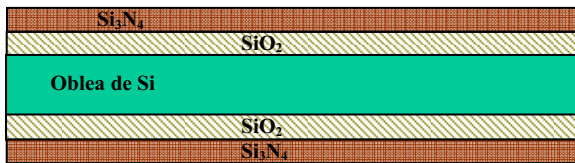
En la fabricació de la microbobina d'Al s'han emprat processos propis de les tecnologies de micro sistemes per al creixement de capes primes [9, 10], entre els que s'inclouen :

- La generació de capes es realitza mitjançant el creixement tèrmic d'un òxid a sobre del substrat i posteriorment el dipòsit CVD (Chemical Vapor Deposition) de la capa de nitrur que serveix de màscara per a l'atac del nucli de la bobina.
- Els processos fotolitogràfics per transferir els motius geomètrics d'una màscara a la superfície de l'oblea mitjançant una fotoresina.

- Després de la fotolitografia s'empra un procés de gravat que pot ser sec (p.e. RIE, DRIE) o humit (p.e. KOH, TMAH i HF).
- Finalment, s'efectua el dipòsit d'Al (per "sputtering") seguit de la fotolitografia i l'atac humit del mateix.

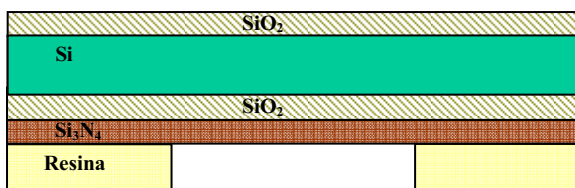
El conjunt d'etapes que inclou la fabricació d'una bobina d'Al, *Fig.III.59*, són:

a)



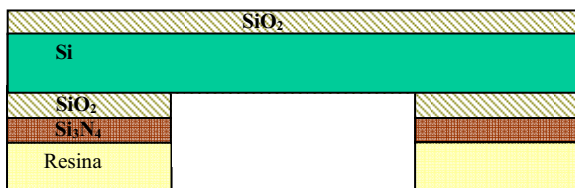
- Oxidació humida de l'oblea de Si de 8000°A per les dues cares.
- Dipòsit de 1800°A de Si₃N₄ en les dues cares (encara que no és desitjat en la cara de components, realitza la funció de màscara durant l'atac anisòtrop del Si per formar el nucli de la bobina).

b)



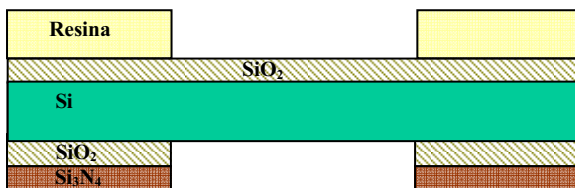
- Eliminar el Si₃N₄ no desitjat de la cara de components.
- Fotolitografia del dors per definir les finestres de les membranes amb el nivell de màscara "CUL".

c)



- RIE per obrir la capa de Si₃N₄.
- RIE per obrir la capa de SiO₂.

d)



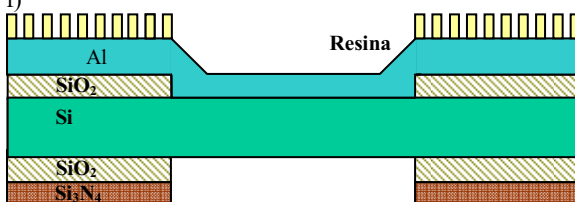
- Eliminar resina del dors.
- En la cara de components es realitza fotolitografia amb el nivell de màscara "OXIDD" per gravar l'altre costat de la membrana.

e)



- Atac amb HF del SiO₂.
- S'elimina la resina i es neteja.

f)



- Dipòsit d'una capa d'Al.
- Fotolitografia de l'Al amb el nivell de màscara "SEED" (motiu de la bobina en positiu). S'utilitza la resina negativa N-1240 de 2µm de gruix.

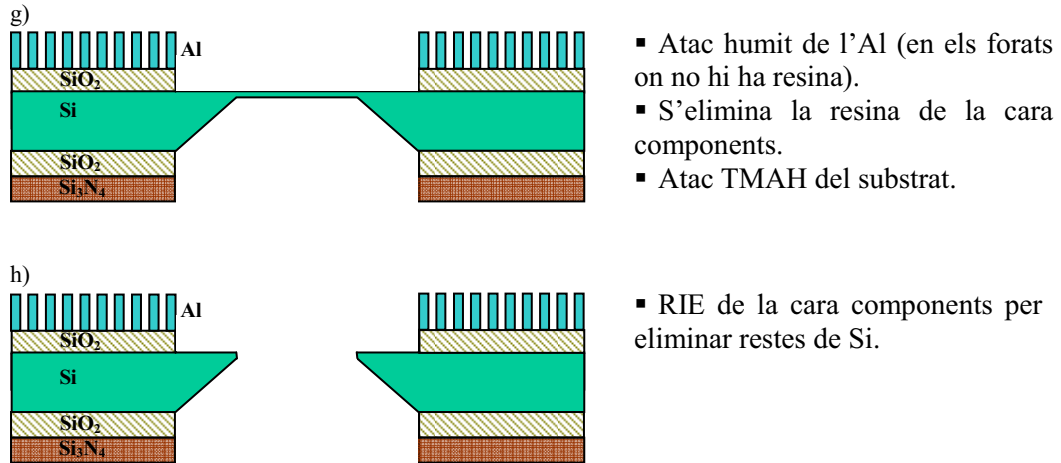


Fig.III.59 Etapes de la fabricació d'una bobina d'Al.

III.6. Prova de concepte. Resultats previs

Es realitzen unes primeres caracteritzacions a nivell mecànic i elèctric del prototip de prova de concepte, fabricat emprant un conjunt de màscares existents i la tecnologia estàndard amb pistes d'Al. L'excitació controlada del dispositiu generador s'ha obtingut amb un actuador piezoelèctric, que permet assolir desplaçaments de fins a $15\mu\text{m}$ per a tensions de l'ordre dels 100V.

III.6.1. Caracterització mecànica

El dispositiu experimental descrit en les Fig.III.57 i Fig.III.58 consta d'un imant NdFeB de $7\text{x}7\text{x}2\text{mm}^3$ fixat en una membrana de Kapton de $11\text{x}11\text{mm}^2$ i amb un gruix de $127\mu\text{m}$.

El desplaçament de la massa inercial s'ha mesurat mitjançant un sensor acoblat a un capçal làser. Tant el senyal d'excitació del piezoactuador com la sortida analògica del sensor s'han monitoritzat amb un oscil·loscopi. Per a la caracterització mecànica del dispositiu s'han utilitzat els resultats de la caracterització de l'actuador piezoelèctric que s'explicaran en el capítol següent.

Amb aquest muntatge experimental s'ha realitzat una primera caracterització mecànica del prototip sense la bobina. En principi, les mesures del desplaçament de l'imant, d , en funció de la freqüència d'excitació, $Freq$, de la gràfica de la Fig.III.60, mostren una freqüència de ressonància de 920Hz, compatible amb el previst teòricament en la Fig.III.42.

Per altra banda, l'ajust de les mesures experimentals de l'espectre de ressonància amb la funció de transferència Z_o/Y_o (III.6) ha permès determinar el coeficient d'esmoreïment del prototip, que en absència de la bobina correspon a l'esmoreïment paràsit obtenint un valor de $\zeta_p=0.011$. Aquest valor es bastant superior al donat per Williams de $\zeta_p=0.0037$ [4] per a un dispositiu amb una estructura similar a la proposada. Per tant, en una segona etapa hi haurà una necessitat d'intentar reduir aquest esmoreïment i millorar la reproductibilitat. Es realitzarà millorant el procés d'implementació de les membranes, com pot ser amb el dipòsit de capes polimèriques sobre un substrat micromecanitzat per augmentar la fiabilitat, utilitzant membranes de materials típics de la tecnologia de Si caracteritzats per no presentar histèresis, o fins i tot encapsulant el dispositiu al buit per reduir les pèrdues degudes al fregament amb l'aire.

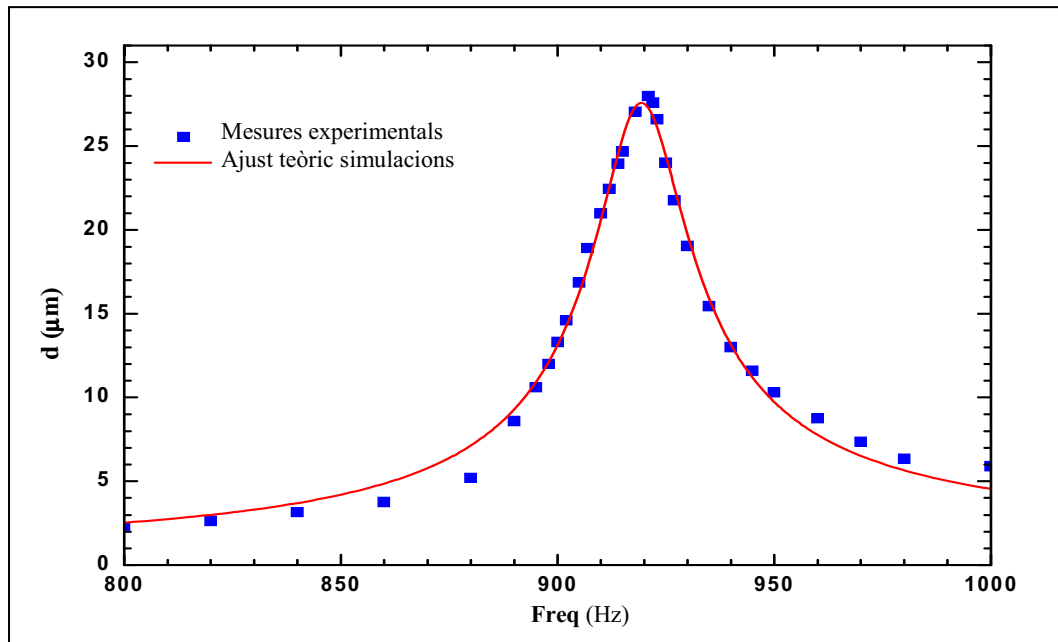


Fig.III.60 Desplaçament, d , d'un imant $7 \times 7 \times 2 \text{mm}^3$ fixat en una membrana de Kapton de $11 \times 11 \text{mm}^2$ en funció de la freqüència, Freq , de l'excitació aplicada que té una amplitud d'excitació de $Y_o = 1 \mu\text{m}$.

Per altra banda, es presenten limitacions més difícils de solucionar degudes a la incertesa en el mode de ressonància que es troba excitat. En el cas en què el moviment de l'imant respecte al marc sigui totalment vertical, mode sense torsió, les mesures de desplaçament de l'imant serien independents del punt on es realitzin. No obstant, segons les simulacions ANSYS és difícil conèixer si el primer mode de ressonància és de torsió o no perquè sovint poden presentar freqüències molt properes entre si. A més a més, s'ha d'afegir que tant el procés de muntatge de l'imant sobre la membrana com el de emmarcar-la amb uns marcs de PCB són totalment manuals, i podrien produir l'aparició de modes de torsions. Per això, sovint s'observa com el desplaçament assolit per l'imant al aplicar-li una vibració externa depèn del punt de mesura.

III.6.2. Caracterització elèctrica

En aquest cas, s'ha escollit un imant de dimensions $7 \times 7 \times 4 \text{mm}^3$, per tal que la superfície superior coincideixi aproximadament amb la bobina planar, i se l'ha fixat en una membrana de Kapton $13 \times 13 \text{mm}^2$ i $127 \mu\text{m}$ de gruix. La freqüència de ressonància de 485Hz mesurada experimentalment és compatible amb la simulada prèviament amb ANSYS. La bobina utilitzada és d'Al amb $1.5 \mu\text{m}$ de gruix, una amplada de pista de $30 \mu\text{m}$, una separació entre pistes de $20 \mu\text{m}$, un número d'espires de 29 i un nucli de bobina de $8 \times 8 \text{mm}^2$. La resistència, R_c , d'aquesta bobina prevista teòricament amb el programa de simulació ASITIC (Analysis and Simulation of Inductors and Transformers in Integrated Circuits) és de 910Ω . No obstant, degut a les petites diferències geomètriques durant el procés de fabricació, la mesura de la resistència de la bobina, R_c , és de 1388Ω .

Per a la caracterització elèctrica s'aplica una excitació mecànica sinusoidal de $Y_o = 3.4 \mu\text{m}$ al dispositiu amb el mateix actuator piezoelèctric i mitjançant un oscil·loscopi es mesura la tensió de sortida en la resistència de càrrega, $R_L = 1.3 \text{k}\Omega$, escollida del mateix ordre de magnitud que la de la bobina, R_c . En la gràfica de la Fig.III.61, es representa la potència de sortida, P_{Lopt} , en funció de la freqüència angular normalitzada, ω_c . S'observa l'obtenció d'un pic de potència de més de 45nW . Duplicant l'amplitud de l'excitació a $Y_o = 6.8 \mu\text{m}$, es podria obtenir segons les simulacions una potència fins als $0.2 \mu\text{W}$ o inclús més, degut al comportament no lineal que s'estudiarà més endavant.

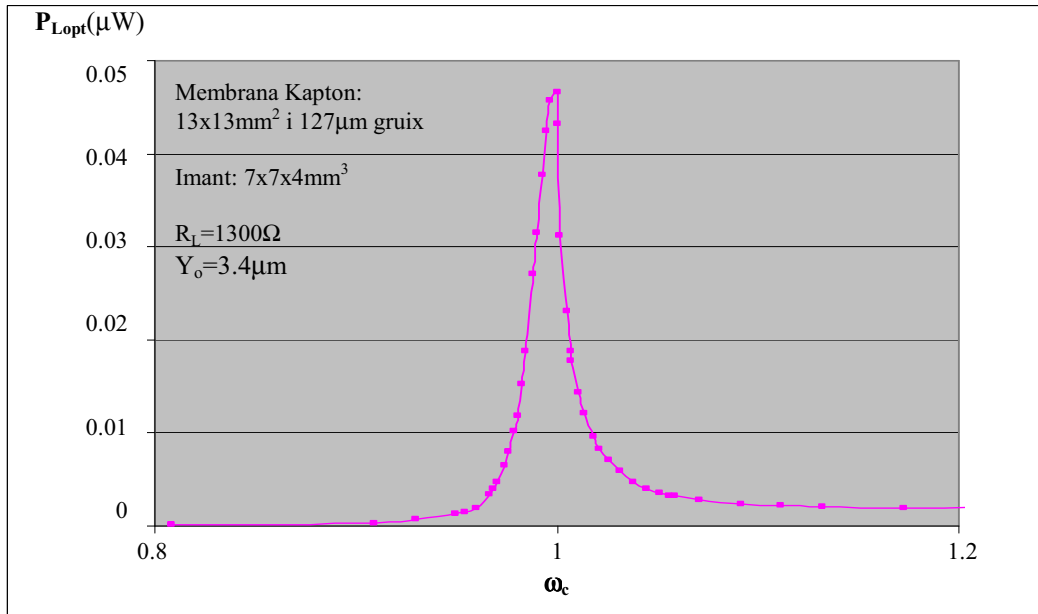


Fig.III.61 Potència de sortida, P_L , en funció de freqüència angular normalitzada ω_c .

III.7. Discussió dels resultats

III.7.1. Validació del model

Per poder comparar els valors de potència deduïts a partir de les equacions del model teòric amb les mesures realitzades experimentalment, es representa la potència i el voltatge de sortida en funció de la resistència de càrrega en les gràfiques de les Fig.III.62 i Fig.III.63 respectivament. Els valors de potència i tensió representats s'han mesurat en condicions de ressonància amb una amplitud d'excitació, Y_o , de $3.4\mu\text{m}$.

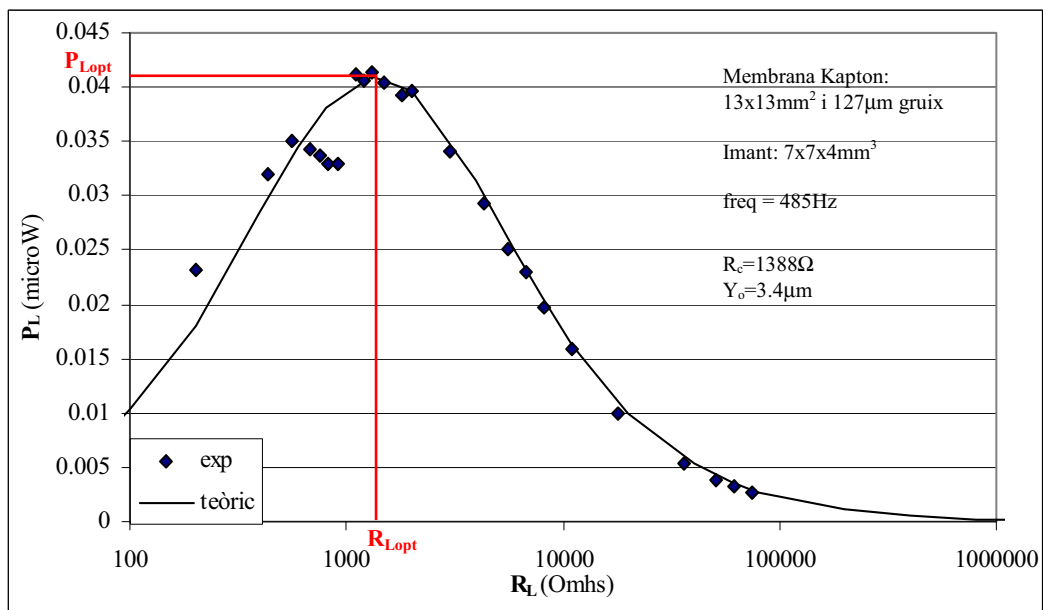


Fig.III.62 Potència de sortida, P_L , en condicions de ressonància en funció de la resistència de càrrega, R_L .

En la gràfica de la Fig.III.62, s'observa com la potència de sortida pren un valor màxim per $R_L = 1300\Omega$. Aquest valor de R_L correspon aproximadament a la resistència de càrrega òptima, R_{Lopt} , trobada amb l'equació (III.33) expressada en funció de la freqüència normalitzada a la de ressonància, ω_c .

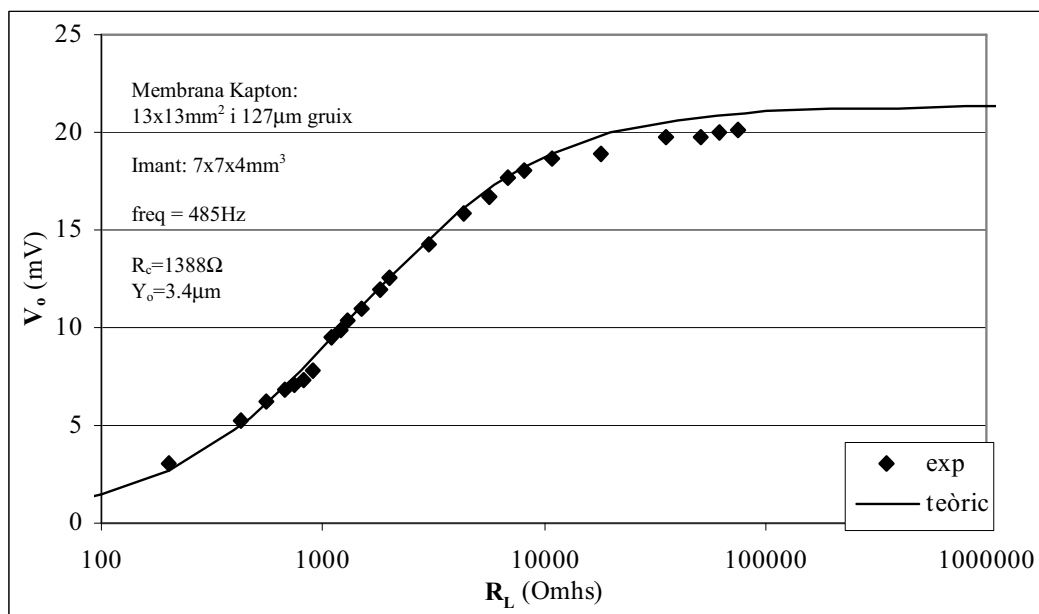


Fig.III.63 Voltatge de la sortida, V_o , en condicions de ressonància en funció de la resistència de càrrega, R_L .

Posteriorment, s'ajusten els valors obtinguts experimentalment de la potència de sortida, P_L , en la gràfica de la Fig.III.62 i de la tensió de sortida, V_o , en la gràfica de la Fig.III.63 en funció de R_L amb les corbes deduïdes teòricament a partir de les equacions (III.37) i (III.30).

Aquests ajustos, on s'ha emprat una variació de flux de $\delta\phi/\delta z = 0.124\text{Wb/m}$, calculada mitjançant ANSYS, han permès deduir un valor de l'esmoreïment paràsit de $\zeta_p = 0.03$. La raó per la qual l'esmoreïment paràsit és bastant més gran que en el cas anterior, Fig.III.60, pot estar relacionada amb les diferències del resonador (altura de l'imant i dimensions de la membrana).

D'altra banda, s'ha de tenir en compte que en el prototip construït hi ha una desviació de 0.6mm per sota de la posició òptima de la bobina respecte l'imant, Fig.III.64.

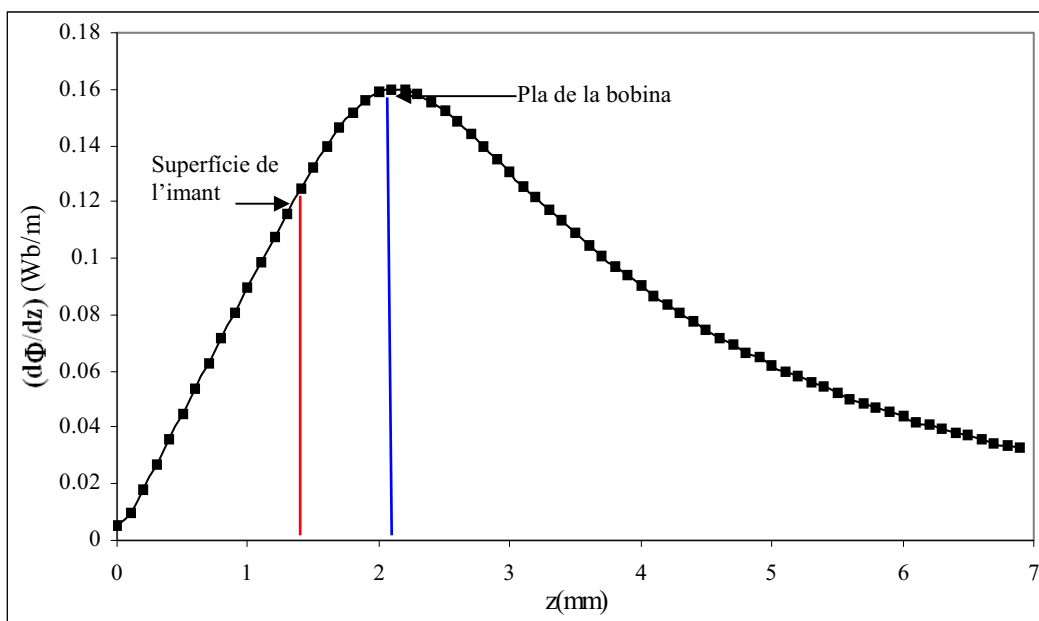


Fig.III.64 Simulació de la variació de flux, $d\phi/dz$, en funció de l'altura de l'imant respecte el pla de les espines, z .

Si es refés el prototip per eliminar aquesta desviació es podria incrementar la variació del flux fins a $d\phi/dz_{max} = 0.16 \text{ Wb/m}$ i s'augmentaria la potència a $P_{Lopt} = 0.07 \mu\text{W}$ i el voltatge a $V_o = 28 \text{ mV}$. No obstant, aquestes modificacions no afectarien a ζ_p .

Es pot concloure que la bona concordança entre els resultats experimentals i els ajusts teòrics ha permès validar els models emprats. El desenvolupament d'un model que reproduïxi el comportament d'aquest microgenerador és el pas previ a la seva optimització.

III.7.2. Creació d'un "roadmap" per a optimitzacions.

Es realitza una anàlisi de les possibles optimitzacions a dur a terme per tal de millorar la potència màxima generada experimentalment amb el prototip creat, que segons la gràfica de la Fig.III.62 és de només 45 nW . Les causes d'aquests valors de potència baixos estan relacionades principalment amb el gran esmorteïment paràsit del ressonador, $\zeta_p = 0.03$ i l'alta resistència en sèrie de la bobina d'Al ($\sim 1388 \Omega$). Per tant, les optimitzacions a realitzar estaran dirigides per una banda a millorar la ressonància del dispositiu i per l'altra a optimitzar la variació de flux magnètic i la resistència en sèrie de la bobina.

III.7.2.a. Millora mecànica del ressonador: esmorteïment paràsit.

Segons les expressions (III.37) i (III.40) es poden augmentar els valors de la potència i del voltatge en disminuir l'esmorteïment paràsit.

El dispositiu construït dóna un valor experimental de $\zeta_p = 0.03$. És una quantitat molt elevada si es compara amb l'esmorteïment paràsit de $\zeta_p = 0.0037$ obtingut en la literatura en dispositius similars [4].

Per a les simulacions s'ha emprat una bobina d'alumini de $1.5 \mu\text{m}$ de gruix, amb 29 espirs de $30 \mu\text{m}$ d'amplada de pista i $20 \mu\text{m}$ de separació entre pistes i una R_c de 910Ω . En les gràfiques de les Fig.III.65 i Fig.III.66, es representen les simulacions de la potència de sortida màxima, P_{Lmax} i la tensió de sortida màxima, $V_{o max}$, en funció de ζ_p , mostrant-ne un comportament decreixent amb l'esmorteïment paràsit.

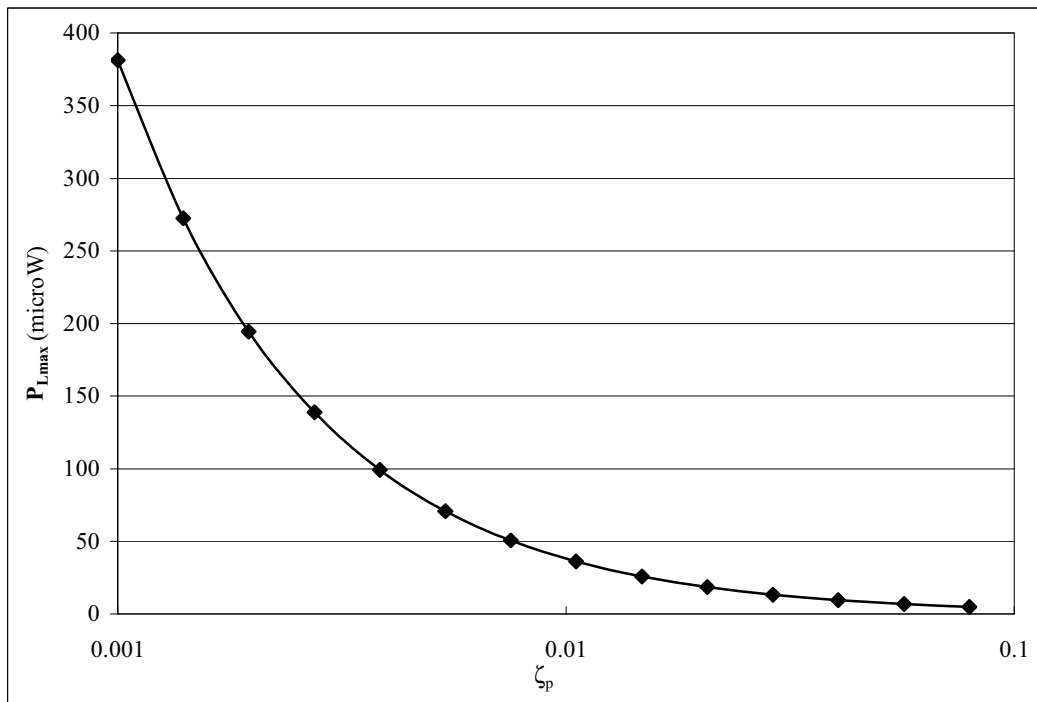


Fig.III.65 Simulació de la potència màxima de sortida, P_{Lmax} , en funció de l'esmorteïment paràsit, ζ_p .

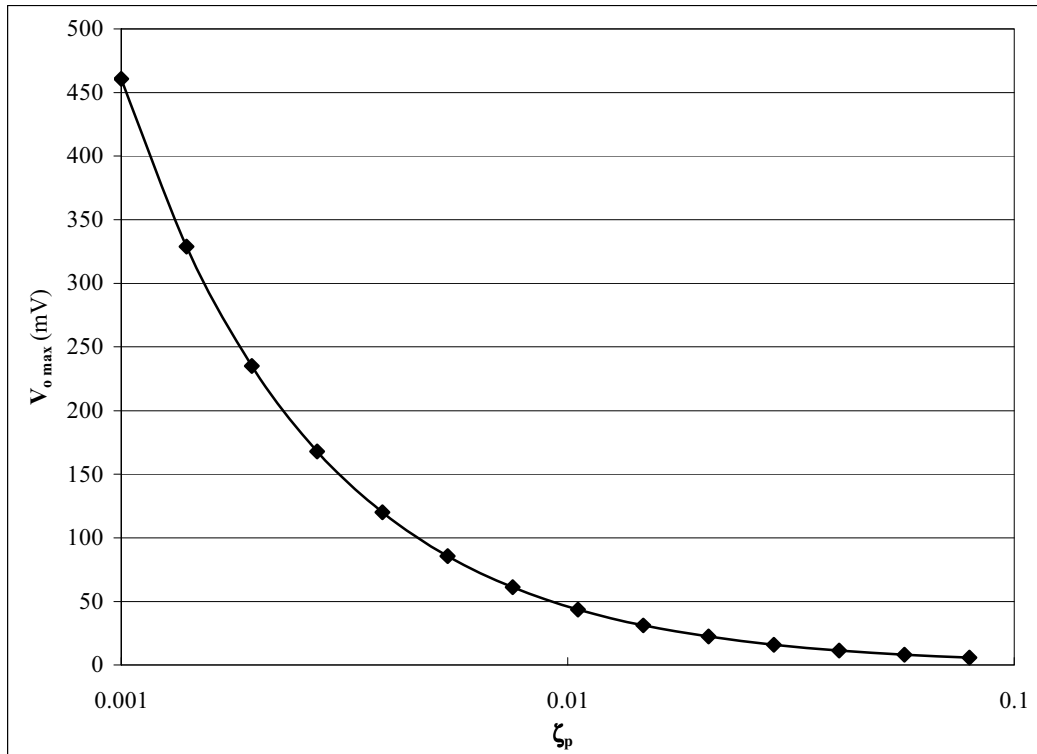


Fig.III.66 Simulació de la tensió màxima de sortida, $V_{o,max}$, en funció de l'esmoreïment paràsit, ζ_p

Respecte el valor trobat pel coeficient $\zeta_p = 0.03$, en les simulacions s'observa com s'hauria de disminuir un ordre de magnitud per aconseguir augmentar un ordre de magnitud la potència.

Per altre banda, s'ha de tenir en compte que una reducció en el valor de l'esmoreïment del sistema comporta una disminució dels valors de Y_o compatibles amb el disseny del dispositiu. La Y_o ve determinada per l'existència d'un límit màxim del desplaçament, Z_L , de la massa inercial del dispositiu imposada per evitar una possible col·lisió de la massa amb les parts fixes del sistema. L'estimació de Z_L es fa fixant la posició més alta de la base de l'imant amb el pla de la bobina:

$$Z_L = \frac{h}{2} + z \quad (\text{III.43})$$

essent h , l'altura de l'imant. Això comporta una limitació del valor de l'esmoreïment paràsit:

$$\zeta_p \geq 0.00125 \quad (\text{III.44})$$

per $Y_o = 5\mu m$; $h = 2000\mu m$; $z = 2000\mu m$

Per tant, una manera de millorar mecànicament el dispositiu seria modificant l'esmoreïment paràsit, ζ_p , al canviar el material de les membranes, que s'estudiarà amb més detall en el capítol següent.

III.7.2.b. Millores elèctriques: variació de flux magnètic i resistència en sèrie

Una de les millors maneres d'augmentar el flux magnètic és mitjançant modificacions geomètriques com pot ser incrementant la densitat de pistes de la bobina disminuint

l'amplada i la separació entre pistes. No obstant, aquest increment està relacionat de forma adversa amb un augment de la resistència en sèrie de la bobina, fet que podria comprometre l'increment de la potència generada. Per tant, a més de maximitzar la variació de flux, s'hauria de minimitzar la resistència en sèrie de les bobines. La solució consistiria en augmentar el gruix de les pistes.

Per analitzar la influència d'aquestes modificacions, es simula la dependència de la tensió màxima de sortida i la potència òptima de sortida amb l'amplada de pista, la separació entre pistes i el nombre d'espises.

Si es vol estudiar el número d'espises òptim, es parteix d'una bobina quadrada de Cu d'àrea de l'ordre d' 1cm^2 i es calcula la V_{max} (III.33) i la P_{Lopt} (III.29) en funció del número d'espises per al cas d'un imant $7\times 7\times 6\text{mm}^3$. En ambdós casos, el número d'espises màxim simulat dependrà de la distància entre espises i estarà limitat per l'àrea màxima de la bobina.

○ V_{max} : El disseny òptim per generar una tensió màxima de sortida, V_{max} , correspon a la bobina que presenti una densitat d'espises màxima. Com es mostra en la Fig.III.67, el millor disseny obtingut seria el d'una bobina amb 200 espises amb una amplada i separació entre pistes de $6\mu\text{m}$.

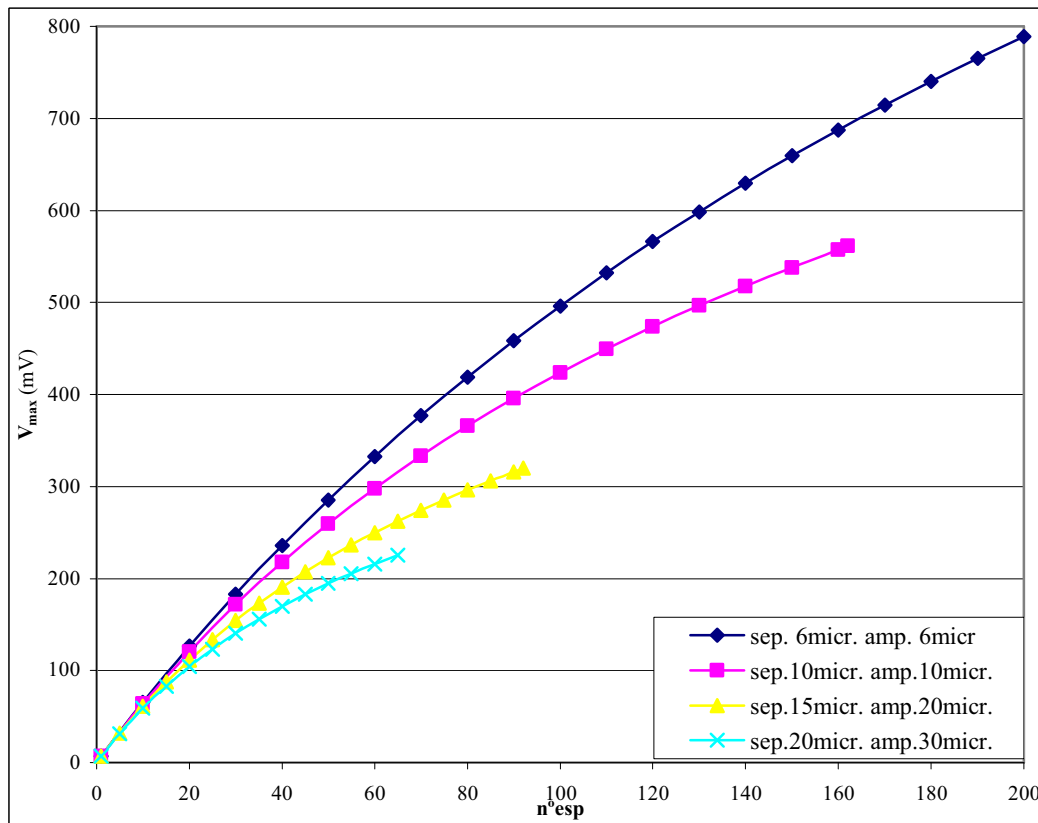


Fig.III.67 Simulació de la tensió màxima de sortida, V_{max} en funció del número d'espises amb una excitació de freqüència $f=120\text{Hz}$, amplitud $Y_o=4.4\mu\text{m}$ i esmoreïment paràsit $\zeta_p=0.001$ (suposant pistes de Cu amb $15\mu\text{m}$ de gruix).

○ P_{Lopt} : El disseny que presenta una potència òptima de sortida, P_{Lopt} , correspondrà a una bobina de 65 espises amb una separació entre pistes de $20\mu\text{m}$, una amplada de pista de $30\mu\text{m}$ i un gruix de $15\mu\text{m}$, degut a l'efecte de l'augment de la resistència amb el número d'espises, Fig.III.68.

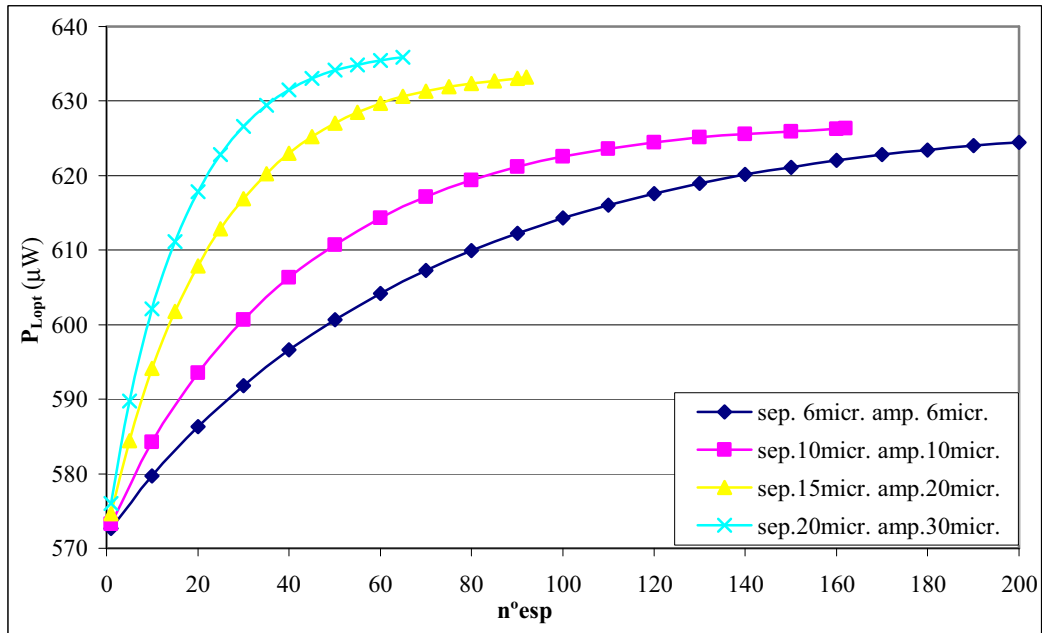


Fig.III.68 Simulació de la potència òptima de sortida, P_{Lopt} en funció del número d'espores amb una excitació de freqüència $f=120\text{Hz}$, amplitud $Y_o=4.4\mu\text{m}$ i esmorteïment paràsit $\zeta_p=0.001$ (bobines de Cu amb $15\mu\text{m}$ de gruix).

No obstant, els processos de fabricació a la nostra disposició es basen en l'ús de la fotorecina per fotolitografia que, inclús en les millors condicions, mostren sèries limitacions quan la relació d'aspecte entre les diferents dimensions dels motius és superior a 1. Per tant, s'haurien de refer els càlculs de potència per assignar els gruixos permesos per la fotolitografia en cada bobina, Fig.III.69. Això donaria unes pautes d'optimització en potència amb la tecnologia existent.

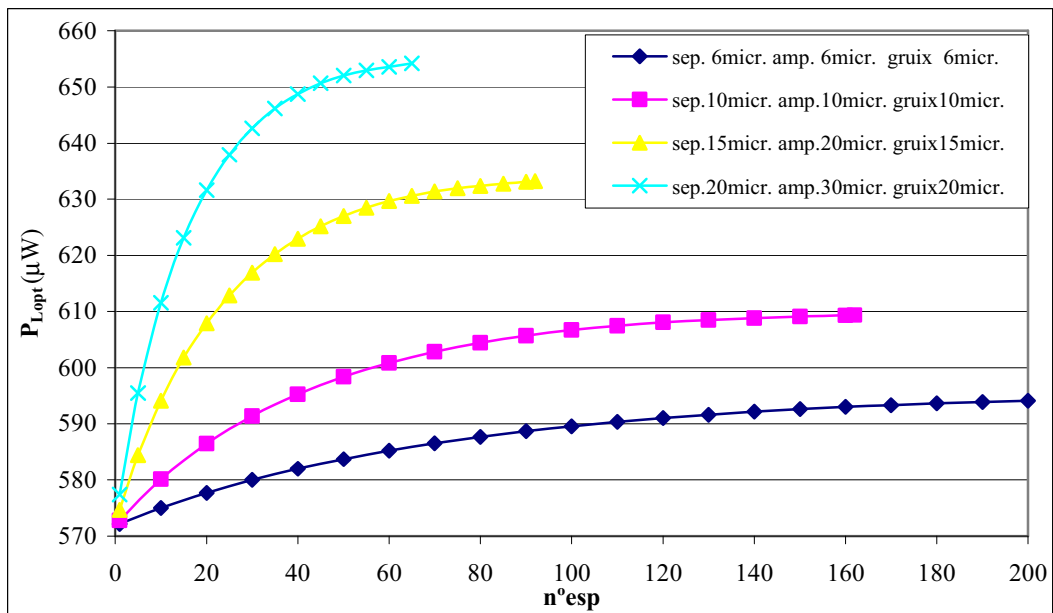


Fig.III.69 Simulació de la potència òptima de sortida, P_{Lopt} en funció del número d'espores amb una excitació de freqüència $f=120\text{Hz}$, amplitud $Y_o=4.4\mu\text{m}$ i esmorteïment paràsit $\zeta_p=0.001$ (bobines de Cu amb un gruix variable, corresponent a una relació d'aspecte 1).

Per últim, per comparar i conèixer com se situa el primer prototip respecte diferents tipus d'optimitzacions, es representen les simulacions de la potència de sortida màxima,

$P_{Loptmax}$ i la tensió de sortida màxima, $V_{o max}$, en funció de ζ_p , en les gràfiques de les Fig.III.70 i Fig.III.71. El primer prototip simulat estaria format per una bobina d'Al de 1.5micres de gruix, amb 29 espires de 30 μ m d'amplada de pista i 20 μ m de separació entre pistes amb una resistència, R_c , de 910 Ω . Si es substituís l'Al pel Cu i s'augmentés el seu gruix a 50 μ m la resistència d'aquesta bobina seria de 8.4 Ω . En canvi, si s'optimitzés la variació de flux i la tensió de sortida generada, amb pistes de 6 μ m d'amplada i separació, a una bobina de Cu de 120 espires de 50 μ m de gruix li correspondria una resistència en sèrie, R_c , de 174 Ω . Per últim, també es simula un prototip amb una bobina de Cu de 50 μ m de gruix, optimitzada en potència, que consta de 57 espires de 6 μ m d'amplada i separació entre pistes i una resistència, R_c , de 89 Ω .

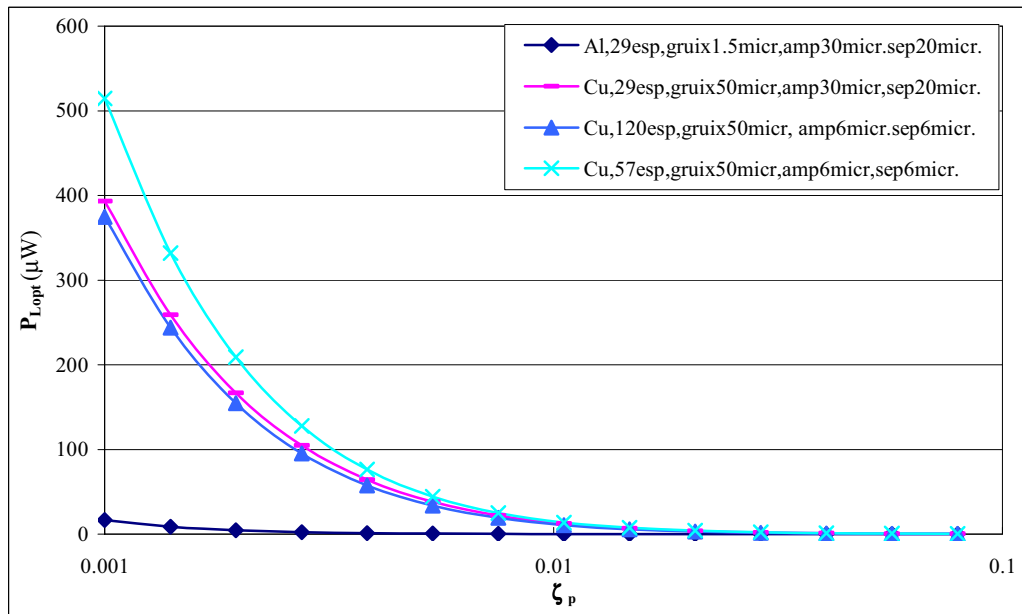


Fig.III.70 Simulació de la potència màxima de sortida, $P_{Lopt max}$, en funció de l'esmoreïment paràsit, ζ_p , per una bobina quadrada de 50 espires i una altra de 120 espires

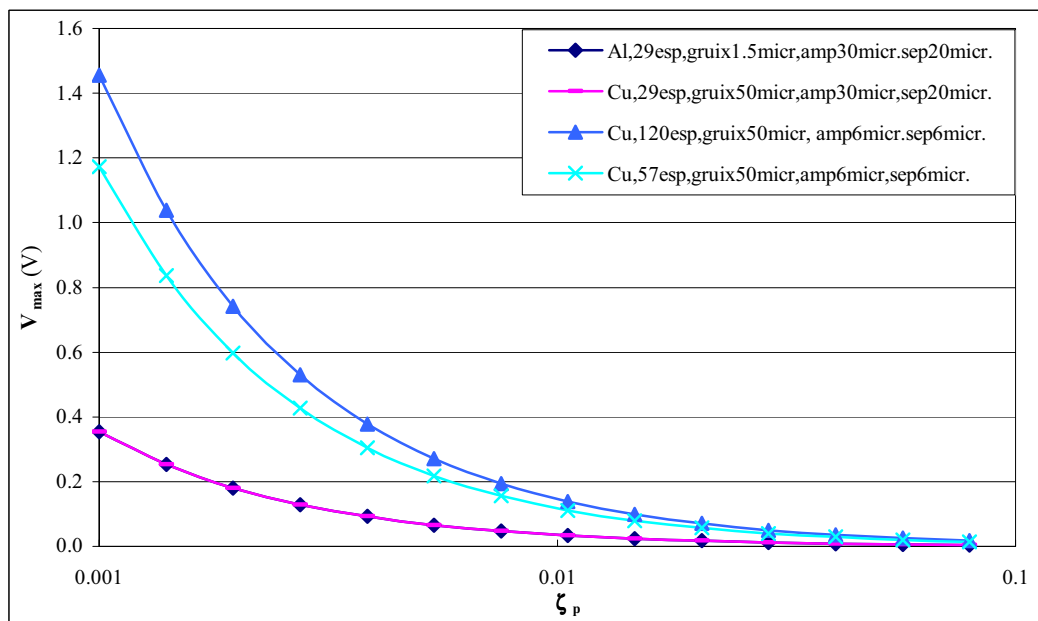


Fig.III.71 Simulació de la tensió màxima de sortida, $V_{o max}$, en funció de l'esmoreïment paràsit, ζ_p , per una bobina quadrada de 50 espires i una altra de 120 espires.

Aquestes gràfiques mostren la possibilitat d'assolir valors màxims de tensió superiors a 1V i de potència de l'ordre dels 400-500 μ W amb les optimitzacions de les bobines si s'aconsegueix disminuir l'esmoreïment paràsit fins a 0.001.

III.7.3. Dependència de les característiques del generador optimitzat amb les condicions d'excitació.

L'objectiu d'estudiar-ne la dependència amb les condicions d'excitació és poder comparar l'energia generada amb els dispositius de la literatura.

La resposta del dispositiu amb una bobina de Cu de 50 μ m de gruix, que consta de 120 espires de 6 μ m d'amplada i separació entre pistes corresponent al disseny optimitzat en V_{max} de la Fig.III.71 en funció de les condicions d'excitació, es resumeix en les Fig.III.72 i Fig.III.73, que corresponen a la representació de la potència màxima i l'amplitud màxima de la tensió de sortida en funció de l'amplitud de les vibracions (entre 10nm i 30 μ m) i per a diferents valors de la freqüència (entre 5Hz i 5000Hz). En aquests càlculs s'ha utilitzat el valor de l'esmoreïment paràsit de $\zeta_p = 0.0037$ reportat en la literatura.

Aquestes gràfiques mostren la possibilitat d'obtenir potències de sortida superiors a 100 μ W per a vibracions amb $Freq=50$ Hz i $Y_o \geq 15\mu$ m. Augmentant la freqüència al rang de 100Hz a 1000Hz podem disminuir l'amplitud mínima necessària per a obtenir aquest nivell de potència a valors entre 7 μ m (per a $Freq=100$ Hz) i 0.5 μ m (per a $Freq=1$ kHz). Això correspon també a tensions màximes de sortida per sobre de 0.4V.

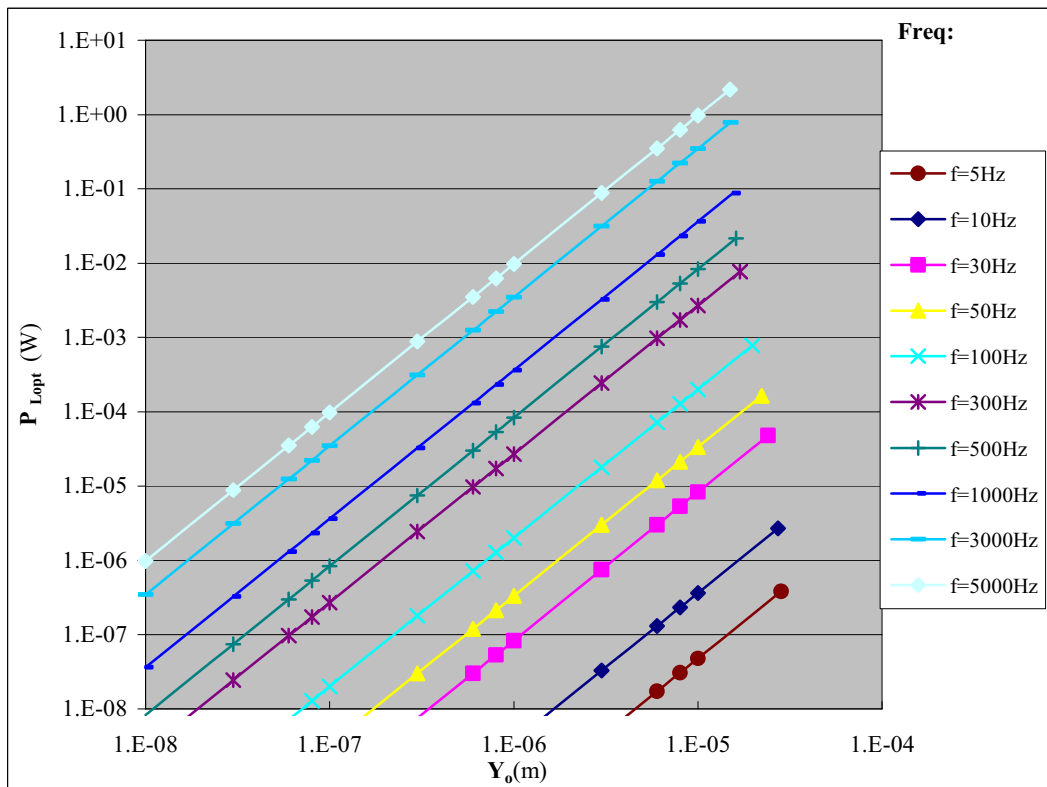


Fig.III.72 Potència òptima de sortida simulada per al dispositiu corresponent al disseny òptim de la Fig.III.71 amb una bobina de 120espires de Cu de 50 μ m de gruix i 6 μ m d'amplada i separació entre pistes en funció de Y_o i per a diferents valors de $Freq$ ($\zeta_p = 0.0037$)

Aquest tipus de dispositiu també podria teòricament generar potències superiors a 1mW per a vibracions amb freqüències entre 100Hz i 1000Hz, fet que requereix d'amplituds

mínimes de vibració entre $20\mu\text{m}$ (per a $Freq=100\text{Hz}$) i $1.5\mu\text{m}$ (per a $Freq=1000\text{Hz}$). Augmentant la freqüència fins a 5000Hz , podem disminuir l'amplitud mínima de la vibració fins a $0.3\mu\text{m}$. En aquest cas, per a amplituds de vibració de $10\mu\text{m}$, seria possible generar potències superiors a 1W . Per a totes aquestes condicions d'excitació les tensions màximes de sortida es mantenen entre 1V i 30V .

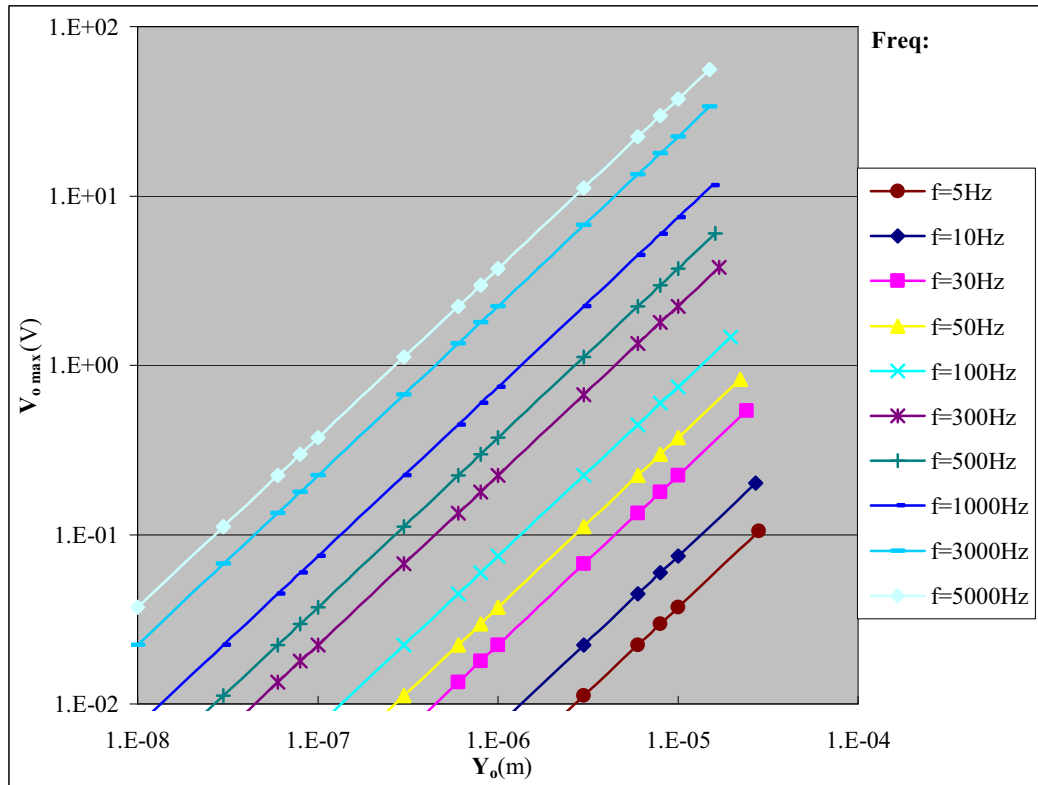


Fig.III.73 Tensió de sortida màxima simulada per al dispositiu corresponent al disseny òptim de la Fig.III.67 amb una bobina de 120espires de Cu de $50\mu\text{m}$ de gruix i $6\mu\text{m}$ d'amplada i separació entre pistes en funció de Y_o i per a diferents valors de $Freq$ ($\zeta_p = 0.0037$)

La comparació d'aquests resultats amb les dades reportades en la literatura (capítol II) per a microgeneradors dissenyats amb una estructura similar revela la possibilitat de generar nivells de potència de sortida significativament superiors amb els dispositius proposats en aquesta tesi [3, 4, 11].

III.8. Conclusions

L'objectiu d'aquest capítol ha estat la modelització i el disseny d'un microgenerador electromagnètic ressonant. Aquest dispositiu consta d'un ressonador mecànic i un transductor electromagnètic. Per una banda, s'ha analitzat la influència de les diferents geometries de la membrana i de l'imant de NdFeB (que actua com a massa inercial) en la freqüència de la ressonància. El material escollit per la membrana quadrada lligada pels 4 costats és un polímer de Kapton. Les no linealitats dels polímers poden donar una elasticitat addicional però també podria produir-se una inestabilitat al entrar en ressonància. Per altra banda, s'ha estudiat la influència del material i de la geometria de la bobina en la tensió i potència generada.

Això ha contribuït en la construcció i caracterització d'un prototip preliminar amb una bobina d'Al fabricat amb unes màscares ja existents. Els resultats han permès validar els resultats de les simulacions realitzades amb ANSYS.

S'ha realitzat un "roadmap" per a l'optimització del dispositiu. Primerament, s'ha de millorar la ressonància del dispositiu tot disminuint l'esmoreïment paràsit. Després, per una banda s'ha d'incrementar la variació del flux augmentant la densitat d'espises de la

bobina i per altra s'ha de disminuir la seva resistència augmentant el gruix de les espirals i substituint l'Al per Cu.

Si es pogués portar a terme totes aquestes simulacions amb la nostra tecnologia, tenint en compte les limitacions tecnològiques de les instal·lacions disponibles i la fotolitografia (caracteritzada per una relació d'aspecte 1), es podria arribar a tenir una potència de més de $650\mu\text{W}$ i una tensió de 800mV .

D'una forma més general, aquests tipus de generadors, incloent les optimitzacions més optimistes, podrien arribar a donar potències superiors a 1W i tensions de fins a unes desenes de V.

Bibliografia:

[1].-P.D.Mitcheson, T.C.Green, E.M.Yeatman, A.S.Holmes, "Architectures for vibration-driven micropower generators", *Journal of Microelectromechanical Systems* 13, 429-440 (2004)

[2].-S.Roundy, P.K.Wright, J.Rabaey, "A study of low level vibrations as a power source for wireless sensor nodes", *Computer Communications* 26, 1131-1144 (2003)

[3].-W.-S.Huang, K.-E.Tzeng, M.-C.Cheng, R.-S.Huang, "Design and fabrication of a vibrational micro-generator for wearable MEMS", *Proceedings of the 17th European Conference on Solid-State Sensors Eurosensors XVII, 2003*, 695-697

[4].-C.B.Williams, C.Shearwood, M.A.Harradine, P.H.Mellor, T.S.Birch, R.B.Yates, "Development of an electromagnetic microgenerator", *IEE Proc. Circuits, Devices and Systems* 148, 337-342 (2001)

[5].-N.M.White, P.Glynne-Jones, S.Beeby, "A novel thick-film piezoelectric micro-generator", *Smart Mater. Struct.* 10, 850-852 (2001)

[6].-T.Sterken, K.Baert, C.Van Hoof, R.Puers, G.Borghs, P.Fiorini, "Comparative modelling for vibration scavengers", *Proceedings IEEE Sensors, 2004*

[7].-C.Serre, N.Fondevilla, E.Martincic, A.Pérez-Rodríguez, J.R.Morante, J.Montserrat, and J.Esteve, "Development of a Si technology based modular manufacturing process for vibrational microgenerators optimization", *Eurosensors, poster, 2006, Göteborg, Suecia*.

[8].-W.J.Li., *Proceedings of the 43rd IEEE Midwest Symposium on Circuits and Systems, 2000*, pp. 235-239

[9].-S.Martínez, N.Yaakoubi, A.Pérez-Rodríguez, C.Serre, P.Gorostiza, J.R.Morante, J.Esteve, "Electrochemical deposition of metal layers and structures for Si-based microsystems", *Sensors and Actuators A* 99 (2002), 41-44

[10].-C.Serre N.Yaakoubi, S.Martínez, A.Pérez-Rodríguez, J.R.Morante, J.Esteve, J.Montserrat "Electrochemical deposition of Cu and Ni/Cu multilayers in Si microsystem Technologies", *Sensors and Actuators A* 123-124 (2005), 633-639

[11].-C.Shearwood, R.B.Yates, "Development of an electromagnetic microgenerator", *Electronics Letters* 33, 1883-1884 (2001)