

Emmanuel Serié
Christophe Combet

Etude des micros de guitare électrique.

Stage réalisé du 13 juin au 21 juillet au Laboratoire d'Acoustique
Musicale
(L.A.M.: UMR 7604 du CNRS)
UFR N°39 de l'Université Paris 6
11 rue de Lourmel 75015 Paris

Stage proposé et encadré par Mr. Charles Besnainou.

Sommaire

1. LE MICRO DE GUITARE ÉLECTRIQUE.....	5
1.1. Le simple bobinage (ou single coil).....	5
1.2. Le double bobinage (ou Humbucking).....	1
1.3. Nos choix de micros.....	7
2. ETUDE DE LA CORDE VIBRANTE.....	8
2.1. Corde souple sans amortissements.....	8
2.2. Corde raide sur appui simple sans amortissements.....	9
2.3. Corde raide sur appui simple avec amortissements.....	9
2.4. Simulation.....	10
3. DÉTERMINATION DU CIRCUIT ÉQUIVALENT.....	10
3.1. Description qualitative du circuit.....	10
3.2. Mesures expérimentales.....	11
3.2.1. Conditions de mesure.....	12
3.2.2. Détermination de R.....	13
3.2.3. Détermination de L.....	13
3.2.4. Détermination de R_o et C_o	14
4. ETUDE THÉORIQUE DU MICRO DE GUITARE ÉLECTRIQUE.....	17
4.1. Notations et modélisation.....	18
4.2. Trame des calculs.....	19
4.3. Conclusion.....	21
5. COMPARAISON THÉORIE/EXPÉRIENCE.....	21
5.1. La manipulation avec le pot vibrant.....	22
5.2. La manipulation sur un banc de corde.....	23
5.3. Manipulation sur la guitare.....	23
5.4. La cartographie du champ magnétique.....	23
6. CONCLUSION ET OUVERTURES.....	24

ETUDE DES MICROS DE GUITARE ELECTRIQUE.

Le but de ce stage est d'étudier le fonctionnement des micros de guitare électrique. Le micro de guitare électrique est un capteur qui transforme le signal mécanique d'une corde vibrante en acier en signal électrique qui est ensuite amplifié pour être utilisé. Beaucoup de micros effectuent la même transformation : les électrodynamiques, les piézo-électriques ... mais aucun n'utilise le procédé du micro de guitare électrique . Le principe physique qui permet la transformation du signal est l'induction électromagnétique. Nous n'avons pas pu trouver d'étude déjà effectuée sur ce type de micro.

Nous cherchons dans cette étude à comprendre les différents étapes qui contribuent à l'obtention du signal final. Nous avons articulé notre étude sous trois axes principaux.

Tout d'abord, nous avons étudié la corde vibrante car c'est le signal que le micro va capter. De plus il faut noter que la position du micro sur la corde est déterminante sur la composition en fréquences du signal électrique.

Ensuite, nous avons étudié la transformation du signal mécanique en signal électrique (induction).

Enfin, nous nous sommes attachés à réaliser un modèle électronique du micro.

The aim of the article is to study the functioning of electric guitar microphones. The electric guitar microphone is a sensor that turns the mechanic signal of a steel vibrating string into an electric signal, which is amplified so as to be used. A lot of sensors do the same transformation: electro-dynamics, piezzo-electric ... but none of them use the process of guitar electric microphone. The physical principal that allows the signal's transformation, is electromagnetic induction. We didn't find any article about this kind of sensor.

In this article, we would like to understand all steps that contribute to the achievement of the final signal.

This article falls into three parts.

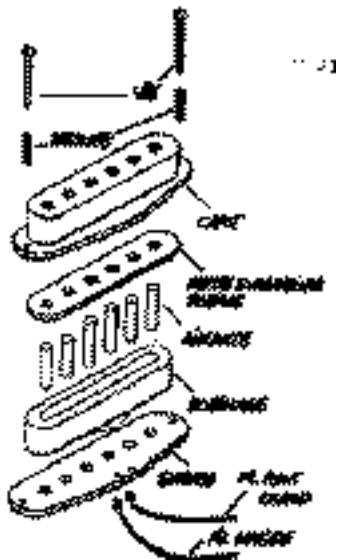
First, we studied the vibrating string since it is this signal that will be captured by the microphone. Furthermore, the sensor position on the string is far important on the spectral decomposition of the electric signal.

Next, we studied the transformation of the mechanic signal into electric signal (induction).

At last, we focussed on realise an electronic model of the mic.

Le micro de guitare électrique.

Le micro de guitare électrique est un capteur qui transforme la vibration d'une corde en acier en un signal électrique. Le musicien utilise ce capteur afin d'amplifier le signal de son instrument, une guitare électrique ne possédant pas de caisse de résonance.

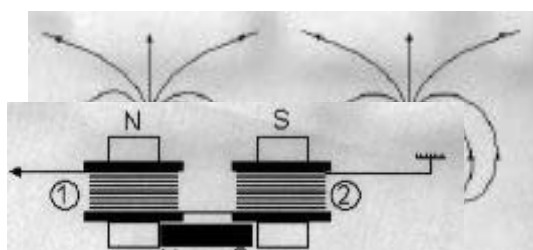


1.1. Le simple bobinage (ou single coil).

Ce micro est constitué de deux parties essentielles : la bobine et les aimants.

Les aimants permanents créent un champ magnétique sous les cordes qui va être perturbé par ces dernières. La bobine détecte une variation de flux magnétique

Une alternative à l'aimant permanent à l'intérieur de la bobine est de mettre deux aimants et un plot conduisant les lignes de champ comme indiqué sur le schéma ci-contre (type P90)

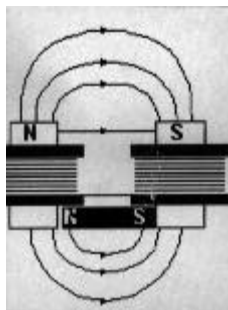


page :

Ceci a pour effet de limiter les lignes de champ sous le micro et donc les

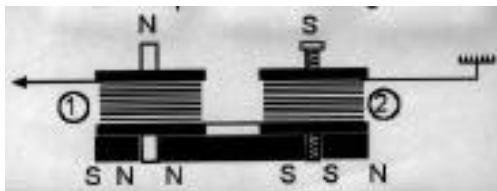
1.2. Le double bobinage (ou Humbucking).

Le double bobinage est constitué de deux micros simple bobinage mis côte à côte. L'aimant est situé sous les bobines et des pièces polaires passent au centre des bobines



Les lignes de champ montrent bien que le double bobinage est beaucoup moins sujet aux parasites que le simple bobinage.

En effet, les lignes de champ étant « bouclées » seuls les parasites relativement proches du micro sont



Le super double bobinage (ou super Humbucking) est un double bobinage classique auquel on a rajouté deux aimants sur les côtés

1.3. Nos choix de micros.

Nous avons décidé d'étudier un micro simple bobinage ainsi qu'un micro double bobinage.

Nous avons donc acheté un simple bobinage Fender (strat '62) et un double bobinage Gibson ('57 classic). Nous avons choisi ces deux micros car ils représentent les deux « standards » en matière de capteurs de guitare électrique. Le Fender est réputé pour sa brillance et le Gibson pour sa chaleur (son rond et peu agressif).

Etant donné le peu de temps que nous avons pour réaliser ces études, nous nous sommes finalement concentré sur le simple bobinage. Nous avons quand même effectué quelques mesures comparatives avec le double bobinage.

Avant d'entamer l'étude proprement dite du micro, il est indispensable d'étudier théoriquement la corde vibrante. En effet, il est important de bien connaître le type de signal que délivre une corde, car :

- selon l'emplacement du micro sur la corde le signal récupéré ne sera pas le même.
- le micro filtre ce signal (comme un composant électronique).

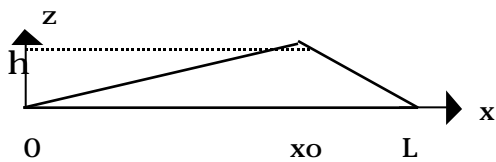
Etude de la corde vibrante.

Tout au long de cette étude, nous avons utilisé le livre de Claude Valette et Christian Cuesta : Mécanique de la corde vibrante (éditions Hermès). On se contente ici d'exposer les principaux résultats issus de leurs travaux.

1.4. Corde souple sans amortissements.

On note $z(x,t)$ le déplacement transversal d'un morceau de corde, situé à l'abscisse x , à l'instant t , par rapport à la position d'équilibre de la corde. On considère une corde de longueur L pincée à l'abscisse x_0 pour laquelle l'amplitude de déplacement transversal est supposée « petite » devant L .

A l'instant initial la forme de la corde est celle d'un triangle comme le montre la figure suivante:



A $t=0$, On a :

$$z(x,0) = z_0(x) = \begin{cases} h \frac{x}{x_0} & \text{sur } [0; x_0] \\ h \frac{L-x}{L-x_0} & \text{sur } [x_0; L] \end{cases}$$

$z(x,t)$ satisfait à l'équation de propagation: $\vec{\Delta} z = -c^2 z$ où c est la vitesse de propagation transversale dans la corde. Il est à noter qu'il existe une onde de compression (déplacement longitudinale) mais dans toute cette étude son influence est négligée car l'amplitude des déplacements longitudinaux sont très faibles par rapport aux déplacements transverses.

La solution de cette équation avec comme condition initiale une vitesse nulle à $t=0$ (on lâche la corde) est : $\vec{\Delta} z = -c^2 z$.et on

prolonge $z(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi c t}{L}\right)$ sur $[0; L]$ en posant :

$$A_n = \frac{2}{L} \int_0^L z(x,0) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) dx$$

On peut décomposer cette solution en série de Fourier de manière à pouvoir connaître la décomposition fréquentielle du signal, on obtient :

$$m(z) = \int_0^h m(z) f(z-h) dh = m(z) \int_0^h f(z-h) dh$$

1.5. Corde raide sur appui simple sans amortissements.

On prend ici en compte la raideur de la corde et le fait que les extrémités ne sont pas encastrées dans du matériaux mais « reposent » sur le chevalet et le sillet.

L'équation devient :

$$(z)$$

où T est la tension de la corde (supposée uniforme), E est le module d'Young et I est le moment quadratique.

La décomposition fréquentielle (en séries de Fourier) pour la solution est donnée par :

$$y_1(z, h) = \frac{P}{4CT} \int_0^h \frac{\vec{m}(z)}{I} \vec{r} dz = m(z) f(z-h)$$

où P est la pression exercée par le plectre.

Il est important de remarquer que nous sommes dans ce modèle en présence d'anharmonicité (les harmoniques ne sont plus des multiples entiers du fondamental).

1.6. Corde raide sur appui simple avec amortissements.

On recense les différentes causes de l'amortissement, et on en rend compte à travers un facteur de qualité : $\frac{1}{\gamma} = \frac{4\mu_0}{\pi} \frac{m(z)}{f}$ où f(n) est la fréquence de la n-ième harmonique.

L'amplitude de déplacement devient alors :

$$z(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} z(n, x, t) e^{-\frac{f(n)}{Q(f(n))}}$$

Dans Q , il y a un terme dû à l'amortissement de l'air, un autre dû à la viscoélasticité de la corde et un troisième dû à la thermoélasticité. Ils s'additionnent de la manière suivante :

$$Q^{-1} = Q_{\text{air}}^{-1} + Q_{\text{visc}}^{-1} + Q_{\text{th}}^{-1}$$

1.7. Simulation.

On a exploité ces équations grâce au logiciel Matlab pour obtenir différentes courbes donnant les variations de l'amplitude des partiels en fonction de la position du micro sur la corde.

D'après les résultats que nous avons obtenus; une fois que tous les paramètres intrinsèques à la corde sont définis, la réponse en fréquence de la corde en un point dépend essentiellement de deux de ces paramètres : le point de pincement et le point où l'on se place pour la saisie du spectre.

Les résultats sont présentés en annexe (1.).

Par exemple, si on observe la corde au centre, on ne « voit » que les harmoniques de rang impaire.

Si on pince la corde en son milieu, les harmonique paires sont supprimées du spectre. etc...

Détermination du circuit équivalent.

1.8. Description qualitative du circuit.

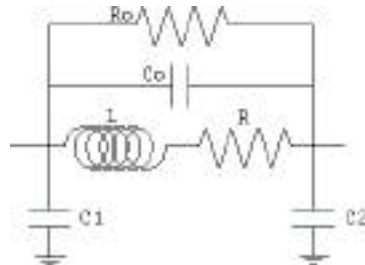
Le micro de guitare étant une bobine, il est tout naturel de le représenter par un circuit comportant une inductance L et une résistance R en série. R représente la résistance due au fil de cuivre (il y a environ 4000 tours).



Nous avons trouvé dans la littérature le schéma réel équivalent d'une self inductance, il comporte outre la self et la résistance série une capacité parasite C_0 et une résistance parasite R_0 en parallèle au couple

self/résistance série. R_o et C_o sont dues à la présence de noyaux ferromagnétiques dans la bobine (les plots).

De plus, il y a une densité de capacité due à l'enroulement de la bobine (capacité entre spires) que l'on peut représenter par deux capacités C_1 et C_2 reliées à la masse et situées de part et d'autre du circuit L , R , C_o et R_o (Le micro forme alors un quadripôle !).



Cependant, d'après la littérature, les capacités C_1 et C_2 sont très faible, par rapport à la capacité parasite C_o , et sont en général de l'ordre de quelques pF, ce qui est la capacité introduite par le matériel (fils, oscilloscope). De plus les effets de telles capacités seraient non négligeable que pour des fréquences de l'ordre du MHz ce qui dépasse largement notre domaine d'étude (0-16 kHz). Nous pourrions donc les négliger dans la modélisation.

Nous nous sommes proposés de réaliser différents montages afin de mettre en évidence l'importance de chaque élément du circuit et d'en tirer une valeur.

1.9. Mesures expérimentales.

Nous considérons le micro comme un dipôle électrique ayant une impédance complexe (dépendant de la fréquence) : $Z(\omega)$.

Nous avons réaliser différents circuits qui comprennent un générateur basses fréquences (jusqu'à 16 kHz), le micro et un autre élément connu (résistance, capacité, ...).

Nous avons, pour chaque montage, déterminé la fonction de transfert. Plus exactement nous nous sommes intéressés au diagramme de Bode de chaque circuit. Ces diagrammes permettent de calculer les valeurs des composants du circuit par les pentes des courbes obtenues. Nous ne nous sommes pas intéressés dans cette étude au déphasage.

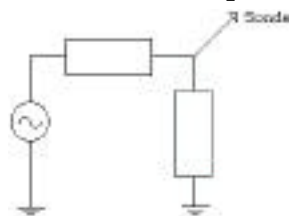
Pour effectuer les mesures, nous nous sommes servis d'un ordinateur équipé d'une carte DSP (dSpace) faisant office de GBF. L'ordinateur génère un "sweep" : c'est un signal qui contient toutes les fréquences à la même amplitude, on peut ainsi avoir un signal contenant toutes les fréquences de 1 Hz à 16 KHz et recueillir sur une entrée de la carte DSP le signal que l'on désire analyser.

On obtient facilement la fonction de transfert en calculant la transformée de Fourier discrète (TFD) du signal récupéré.

Cette méthode permet d'obtenir en une seconde plus de 16000 points (correspondant à la fréquence d'échantillonnage maximum de la carte DSP : 32 kHz). Nous faisons donc en définitive une automatisation des mesures que l'on pourrait faire avec un GBF et un oscilloscope classiques.

1.9.1. Conditions de mesure.

Il nous paraît intéressant de préciser comment nous avons fait les mesures. Outre le matériel informatique que nous avons succinctement décrit, nous avons utilisé une sonde pour capter le signal à l'endroit



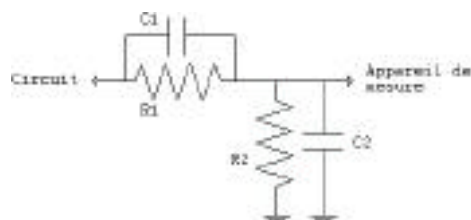
désiré du circuit

La sonde est un instrument de mesure destiné à récupérer un signal en le perturbant le moins possible. Il faut savoir qu'un câble normal introduit une grande capacité parasite (de l'ordre de 100 pF par mètre) à laquelle s'additionne la capacité d'entrée de l'appareil de mesure.

La sonde est conçue pour se comporter comme un système apériodique, c'est à dire qu'elle ne filtre pas le signal : la capacité parasite qu'elle introduit n'est que de l'ordre de 7 pF !

Elle permet de découpler complètement l'appareil de mesure du circuit de telle façon qu'il "voit" une impédance d'entrée de 10 mégaOhms.

Voici le schéma de principe d'une sonde apériodique:



La capacité C_2 représente la capacité introduit par les fils et l'appareil de mesure.

La capacité C1 est réglable.

Le calcul de la fonction de transfert de ce circuit donne

$$T(\omega) = \frac{1}{1 + \frac{1/R_2 + j\omega C_2}{1/R_1 + j\omega C_1}} = \frac{1}{1 + \frac{R_1(R_2 + j\omega C_2)}{R_1 + j\omega C_1}}$$

Si on a $1/R_2 = 1/R_1$ et $C_2 = C_1$ alors la sonde est apériodique et T est une constante par rapport à la fréquence.

La sonde que nous avons utilisée est une sonde 10, c'est à dire que $T=1/10$.

Nous avons mesuré la réponse de la sonde à notre "sweep" afin de l'étalonner et de pouvoir retirer le peu de perturbation qu'elle introduit au signal proprement dit.

A titre indicatif la réponse de la sonde est donnée en annexe (2.10.) : attention aux échelles!

La sonde n'est pas complètement linéaire car les composants ne sont bien évidemment pas parfaits.

1.9.2. Détermination de R.

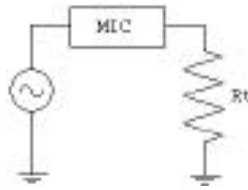
Nous nous sommes principalement intéressés au micro simple bobinage. Les résultats qui suivent sont relatifs à ce dernier. Nous donnons à la fin de ce chapitre un tableau récapitulatif des résultats pour les deux micros.

Nous avons mesuré R tout simplement avec un Ohmmètre par ce que c'est la résistance due au fil et qu'elle peut se mettre en évidence avec un simple courant continu généré par le multimètre.

Nous avons trouvé $R=6150$ Ohms avec une incertitude de plus ou moins 5% (tolérance du multimètre).

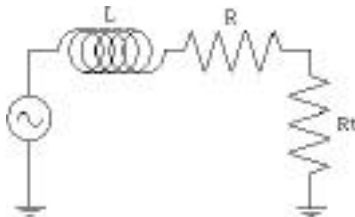
1.9.3. Détermination de L.

On a branché le micro en sortie de l'ordinateur et on a placé une résistance test de valeur connue R_t en charge de la manière suivante :



On a pris tout d'abord $R_t=9.98 \text{ k}$. On obtient le diagramme fournit en annexe (2.1) : c'est un filtre passe-bas avec une pente de -20 dB/décades et une fréquence de coupure de 1116 Hz (détermination graphique). On peut donc considérer le micro comme un filtre du premier ordre et ne considérer que R et L .

Le schéma équivalent de notre montage est le suivant :



La fonction de transfert s'écrit: $T(\omega) = \frac{R_t}{R_t + R + j\omega L}$

et le gain s'écrit alors : $G(\omega) = 20\text{Log}|T(\omega)| = 20\text{Log} \frac{R_t}{R + R_t} - 10\text{Log} \left(1 + \frac{\omega^2 L^2}{(R + R_t)^2} \right)$ avec

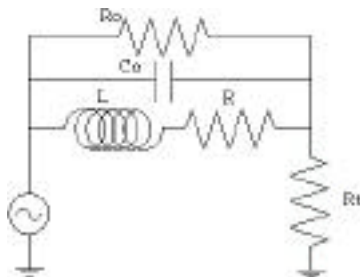
$$\omega_0 = \frac{R + R_t}{L}$$

La mesure de ω_0 fournit donc une valeur de L .

On trouve $L=2,3 \text{ Henries}$

On remarque que la courbe remonte légèrement vers 10 KHz , c'est sans doute un effet de R_o et C_o .

1.9.4. Détermination de R_o et C_o .



Nous avons créé un programme sous Matlab qui calcule théoriquement les fonctions de transfert d'un circuit donné. Ce

programme nous permet donc d'ajuster un modèle théorique avec les résultats d'une mesure et d'en déduire les valeurs des composants en superposant les courbes expérimentales et théoriques. Ce programme nous a été très précieux pour les déterminations de C_o et R_o car les fonctions de transfert deviennent compliquées et difficilement exploitables directement.

Nous avons réalisé les ajustements qui sont présentés en annexe (2.2., 2.3.) .

Cela nous a permis de trouver les valeurs de C_o et R_o pour le montage précédent ($R_t=10\text{ k } \Omega$).

Les valeurs trouvées sont $C_o=55\text{ pF}$ et $R_o= 190\text{ k } \Omega$.

Nous avons effectué d'autres montages avec des valeurs de R_t différentes. En suivant la même démarche que précédemment et en gardant la valeur de R mesurée à l'ohmmètre, nous remarquons que la valeur de L reste constante mais que les valeurs de C_o et R_o varient selon la valeur de R_t .

Les différentes courbes obtenues se trouvent en annexe (2.4.) et les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

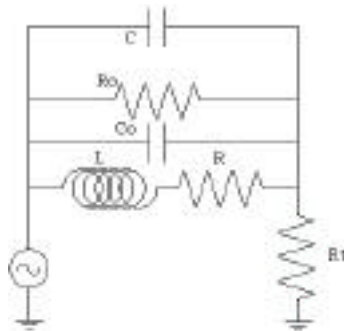
R_t (k Ω)	L (H)	R (k Ω)	C_o (pF)	R_o (k Ω)
9.98	2.3	6.150	55	190
99.6	2.3	6.150	40	1300
156.9	2.3	6.150	42	950

Les valeurs que nous avons obtenues pour C_o ne varient que de 10 pF environ, ce qui nous paraît acceptable. Nous retiendrons par la suite une valeur "moyenne" de 50 pF.

En ce qui concerne R_o , nous avons pu remarquer qu'elle jouait un rôle important pour l'ajustement des courbes mais nous n'avons pas pu trouver une valeur qui coïncide pour toutes les mesures. Ceci montre la limite de notre modèle théorique.

Nous avons de plus réalisé un autre type de montage qui consiste à mettre une capacité de valeur connue en parallèle au micro. Cette capacité C vient donc s'additionner à C_o , nous avons pris une valeur de C beaucoup plus élevée que C_o (13.7 nF) de sorte que C_o est pratiquement négligeable, ce qui nous permet d'observer l'influence d'une capacité parallèle : cf. annexes (2.5.).

La capacité parallèle introduit un passe-haut qui entre en conflit avec le passe-bas crée par L et R. Les fréquences de coupures étant différentes, on observe un creux dans la réponse fréquentielle. Ce creux serait très profond sans la résistance parasite R_o : C_o et R_o



caractérisent le creux.

Cette expérience permet de comprendre l'existence d'une légère remontée de la courbe de réponse du micro au dessus de 10kHz. La capacité C_o étant faible, la fréquence de coupure du passe-haut est élevée, de sorte que l'on ne peut pas observer avec la carte DSP le creux dans sa totalité (la carte DSP ne nous permettait pas de dépasser 16 kHz car la fréquence d'échantillonnage est limitée à 32kHz).

Nous avons effectué les mêmes mesures sur le micro double bobinage : cf. annexe (2.6 & 2.7.).

On peut remarquer que la fréquence de coupure du passe-bas est plus faible (en effet il y a deux bobines dans ce type de micro), on observe donc mieux le creux.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

R_t (k)	L (H)	R (k)	C_o (pF)	R_o (k)
9.98	5.1	8.07	100	120
156.9	4.6	8.07	180	190

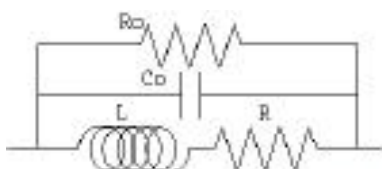
Ici la valeur de L change un peu, ceci est dû au fait que nous considérons dans notre modèle électronique le double bobinage comme un simple bobinage avec une plus grosse bobine alors qu' en réalité il y a deux bobines.

Les graphiques donnés en annexe (2.6. & 2.7.) illustrent très bien l'importance de chaque paramètre : pour la même mesure, nous avons ajusté trois courbes théoriques différentes : une qui tient seulement compte de L et de R, une autre qui tient en plus compte de C_o et la troisième qui tient compte de C_o et R_o .

Remarque concernant C1 et C2 : nous avons intégré ces deux capacités dans notre modèle théorique mais nous avons très vite remarqué qu'elles n'influençaient pas la forme de la courbe de réponse.

Enfin nous avons fait deux derniers montages qui consistent pour l'un à mettre non pas une résistance R_t en charge mais une capacité C_t et pour l'autre à échanger de place le micro et la résistance R_t . Ceci permet d'obtenir une réponse fréquentielle qui a une allure différente de celles obtenues dans les montages précédents (cf. annexes (2.8. & 2.9.)). Cette expérience permet simplement de vérifier que les valeurs de L , R , C_o et R_o que nous avons trouvés sont stables.

Finalement, nous pensons donc avoir réalisé un modèle théorique électronique du micro acceptable :



avec les valeurs suivantes :

type de micro	L (H)	R (k)	Co (pF)	Ro (k)
simple bobinage	2.3	6.15	50	1000
double bobinage	4.8	8.07	150	150

Remarque : la valeur de l'inductance du micro double bobinage par rapport au micro simple bobinage (le double à peu près) conforte le fait que le double bobinage sonne plus "rond" que le simple.

En effet si L est grande alors la fréquence de coupure du passe-bas est plus faible et les aigus sont plus atténués.

On retrouve les jugements des musiciens qui certifient que le micro simple bobinage type Stratocaster sonne "cristallin" par rapport au micro double bobinage type Gibson.

Etude théorique du micro de guitare électrique.

Le phénomène d'induction.

1.10. Notations et modélisation

Le micro de guitare électrique est un capteur sensible aux variations de flux du champ magnétique. Celui-ci est tout simplement composé d'une bobine et de 6 petits plots aimantés (ce sont généralement des aimant alnico 5 ou 8).

Les plots aimantés créent un champ magnétique \vec{B}_0 permanent dans tout l'espace. Les cordes de la guitare électrique sont en acier et constituent donc une substance paramagnétique. Celles-ci sont plongées dans le champ magnétique \vec{B}_0 et acquièrent ainsi une intensité d'aimantation \vec{M} parallèle à \vec{B}_0 . Il se superpose donc à \vec{B}_0 un champ \vec{B}_1 dû à l'aimantation. Ceci revient à dire que les lignes de champ magnétique se concentrent sur la corde. La bobine n'étant sensible qu'aux variations de flux, on ne tiendra compte que du champ \vec{B}_1 dans les calculs de flux.

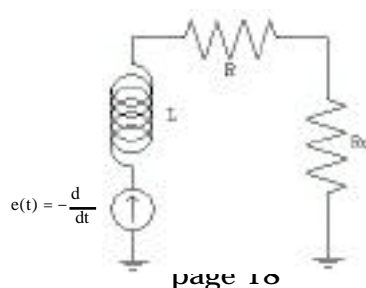
Nous tiendrons compte de \vec{B}_0 pour calculer l'intensité d'aimantation des cordes.

Pour modéliser le système corde-micro, nous allons faire différentes approximations:

- nous ne considérons les cordes indépendamment les unes des autres.
- nous considérons que seule la portion de corde étant en face d'un plot est aimantée et nous l'assimilons à un dipôle magnétique ponctuel $\vec{m}(z)$ parallèle à \vec{u}_z dont la valeur dépend du déplacement z de la corde.
- nous attribuons à la corde un mouvement transversal non perturbé par le champ magnétique.
- nous assimilons la bobine à un empilement de N spires carrées de côtés a et b et de hauteur h_{mic} .

On s'intéresse au micro dans son contexte d'utilisation, à savoir qu'il est branché à un amplificateur. On modélise celui-ci par une résistance $R_c \approx 100 \text{ K}$ (on l'assimile à sa résistance d'entrée). On a mesuré R_c sur un amplificateur disponible au laboratoire grâce à une résistance variable R_v montée en pont diviseur. Quand la tension aux bornes de R_t vaut la moitié de la tension d'entrée alors $R_c = R_v$.

On prend tout d'abord pour le micro un modèle simplifié : une bobine et une résistance (L, R).



Pour ce circuit, la loi d'additivité des tensions nous donne l'équation suivante :

$$(R + R_c)i + L \frac{di}{dt} = -\frac{f}{fz} = -z \frac{f}{fz}$$

On s'intéresse au courant et à la tension aux bornes de R_c car ce sont les signaux électriques musicaux que nous récupérerons à la sortie de l'instrument.

Le terme $\frac{f}{fz}(z)$ est très important car c'est lui qui va déterminer la linéarité ou non du micro avec z .

Lorsque $\frac{f}{fz}$ est cste, et si $z(t)$ est sinusoïdal, $i(t)$ sera une fonction périodique différente d'une sinusoïde en régime permanent. C'est à dire que le signal comportera des harmoniques.

On passe en régime linéaire lorsque l'on peut faire l'approximation $\frac{f}{fz}$ cste.

Par la suite, on cherche à calculer la fonction $\frac{f}{fz}(z)$ à partir du modèle proposé précédemment.

1.11. Trame des calculs.

Soit $\Phi(z, h)$ le flux du champ magnétique \vec{B}_1 au travers d'une spire située à la hauteur h . Le dipôle magnétique $\vec{m}(z)$ a pour coordonnées (x_c, y_c, z) .

Le flux peut se calculer soit en calculant $\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$, où S est une surface quelconque ayant pour support C (circuit formé par la spire), soit en prenant la circulation le long de C du potentiel vecteur \vec{A} associé à \vec{B}_1 .

On a pour un dipôle magnétique $\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4} \frac{\vec{m}(z) \cdot \vec{r}}{\|\vec{r}\|^3}$.

Ainsi, $\Phi(z, h) = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \frac{\mu_0}{4} \oint_C \frac{\vec{m}(z) \cdot \vec{r}}{\|\vec{r}\|^3} \cdot d\vec{l} = m(z) f(z-h)$.

En déterminant la fonction $f(z)$, on peut en déduire le flux total au travers de la bobine $\Phi(z)$ ainsi que ses variations au cours du temps.

On a: $\Phi(z) = \int_0^{h_{mic}} m(z) f(z-h) dh = m(z) f(z)$

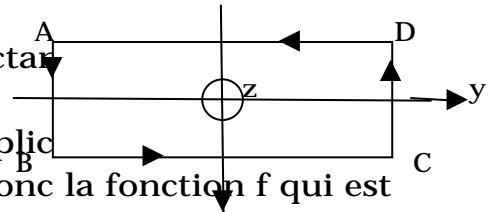
où h_{mic} est la fenêtre de largeur h_{mic} valant 1 sur $[0, h_{mic}]$ et 0 ailleurs.

on en déduit ainsi la fonction $e(t) = -\frac{d}{dt}$ qui est la force électromotrice aux bornes de la bobine due aux variations de flux induites par le champ \vec{B}_1 .

$$e(t) = -\frac{d}{dt} = -\dot{z} \frac{d}{dz} = \dot{z} \left[-m(z) \left(\frac{1}{z-h_{mic}} - \frac{1}{z} \right) f - \frac{dm(z)}{dz} \right]_{hmic} f$$

$$= \dot{z} \left[m(z) \left(f(z-h_{mic}) - f(z) \right) - \frac{dm(z)}{dz} \right]_{hmic} f$$

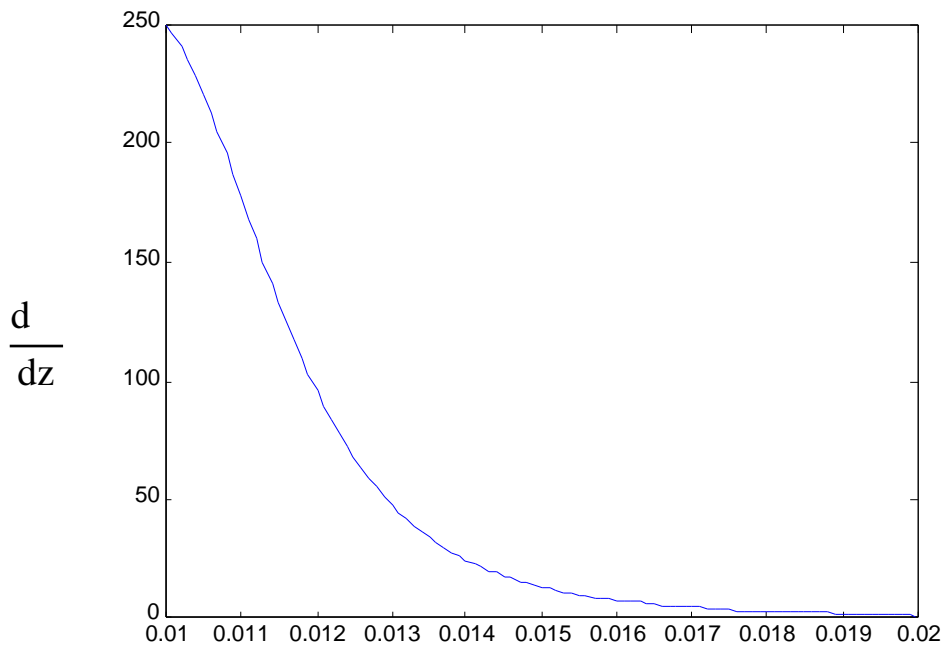
Nous avons effectué les calculs avec une spire rectangulaire.



Les calculs sont longs et fastidieux, nous ne les explicitons pas. Pour calculer le flux, il faut connaître la fém et donc la fonction f qui est la somme de quatre termes dus aux quatre segments de la spire.

De plus, pour calculer la fonction $m(z)$ nous avons utilisé la fonction $B_0(z)$ qui est le champ selon l'axe z créé par un plot magnétique cylindrique (B_0 se trouve facilement dans la littérature) : $m(z) = B_0(z) / \mu_0$ où μ_0 est la perméabilité magnétique de la corde.

Nous avons obtenu l'allure suivante pour $\frac{f}{f_z}$:



L'échelle verticale n'est pas à prendre en compte car certaines valeurs de paramètres n'étaient pas certaines mais ces valeurs ne modifient que l'échelle et non la forme de la courbe.

On remarque tout de suite sur cette figure que le micro sera linéaire à partir de $z=1$ cm de la sortie du plot (attention le commence à $1\text{cm}=h_{mic}$). Dans la réalité, la corde n'est pas aussi loin du micro (elle se situe à quelques millimètres et rarement à 1 cm du micro).

On peut donc supposer que le micro, en utilisation normale, sera en général non linéaire.

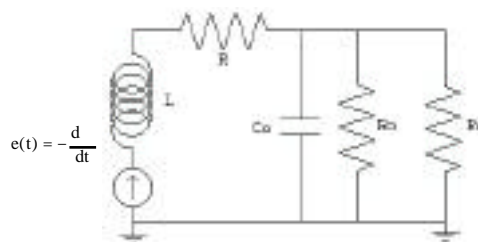
Nous comparerons par la suite ce résultats avec l'expérience.

Remarque : Si la corde est trop près du micro, le système est non linéaire, et de plus le mouvement de la corde est perturbé par le champ magnétique (il s'oppose au déplacement de la corde), ce qui entraîne une perte de "sustain".

1.12. Conclusion.

En définitive, nous avons pu obtenir le spectre de la tension récupérée aux bornes de R_c grâce:

- au spectre de la corde vibrante (explicité dans le paragraphe 2),
- des calculs ci-dessus donnant $e(t)$ et permettant donc de résoudre l'équation différentielle donnant i .
- des valeurs de L, R, C_0 et R_0 . trouvées (voir paragraphe 3) car nous avons poussé le calcul avec le modèle de micro ci-dessous (plus élaboré):



Nous étions donc capables de comparer ces résultats théoriques avec des mesures expérimentales.

Comparaison théorie/Expérience.

Nous avons réalisé différentes expériences afin de confronter les résultats théoriques avec les mesures expérimentales.

1.13. La manipulation avec le pot vibrant.

Nous avons réalisé une expérience avec un pot vibrant .Celui-ci est capable de recevoir un signal électrique et de le transformer en vibrations mécaniques à l'aide d'une membrane. Nous avons fixé à cette membrane un accéléromètre ,afin de pouvoir être informé de son mouvement, et une tige en bois à l'extrémité de laquelle nous avons fixé un petit bout de corde métallique. Le micro était placé devant le bout de corde et nous pouvions alors recueillir le signal électrique induit.

L'expérience est illustrée sur la photo en annexe (4.3.).

Pour étudier la non linéarité nous avons imposé au système tige-bout de corde un mouvement sinusoïdal ou quasi sinusoïdal afin de voir si le micro générerait des harmoniques ou non.

Remarque: bien que nous alimentions le pot vibrant avec un GBF délivrant une tension sinusoïdal le pot n'est pas un système mécanique parfaitement linéaire (surtout aux basses fréquences), il arrive donc que le spectre du mouvement du bout de corde contienne des harmoniques non désirables.

Afin de mettre en évidence les harmoniques générées par le micro et non celles générées par le pot nous avons soustraits le signal de l'accéléromètre et le signal du micro en les normalisant par rapport à leur maximum.

En annexe (3.1.), on peut trouver des triplets de graphiques qui représentent donc le signal de l'accéléromètre, la réponse du micro, et la soustraction des deux qui met en évidence la non linéarité.

Remarque: la tension secteur est un élément perturbateur important qu'il ne faut pas prendre en compte : le 50 Hz et ses harmoniques (100, 150 etc..).

A basse fréquence (fondamentale $f_1 = 88$ Hz), on observe l'apparition dans le signal du micro de la première harmonique ($f_2 = 176$ Hz) et le rapport $u(f_2)/u(f_1)$ (rapport des partiels)vaut 3,7 %. Néanmoins l'apparition de f_2 est visible dans le spectre de l'accéléromètre mais le rapport $u(f_2)/u(f_1)$ ne vaut que 0,6 %.

A plus haute fréquence ($f_1 = 988$ Hz), le pic du partiel f_2 est noyé dans le bruit. Le rapport bruit/ $u(f_1)$ vaut 2.7 %.On ne peut donc rien en déduire! On a beaucoup plus de bruit aux hautes fréquences qu'aux basses fréquences car l'amplitude de déplacement du bout de corde est beaucoup plus faible aux hautes fréquences, le signal récupéré par le

micro est donc plus faible. (on perd un facteur 10 en passant de 100 à 1000 Hz).

1.14. La manipulation sur un banc de corde.

Le banc de corde est un dispositif expérimental qui était disponible au laboratoire.

Une corde est tendue et le dispositif est tel qu'il permet de faire de multiples mesures sur la corde vibrante (force aux extrémités, fréquence ...). Ce dispositif a été utilisé par Claude Valette et Christian Cuesta pour l'élaboration de leur thèse.

Nous avons placé le micro en regard de la corde et nous avons mesuré le signal du micro lorsque la corde vibrait. Nous avons acquis le signal avec l'ordinateur, nous lui avons fait subir une fft afin d'obtenir son spectre que nous avons comparé avec le spectre issu de notre modèle théorique (corde vibrante et filtrage du micro). Les résultats sont fournis en annexe (3.2.).

1.15. Manipulation sur la guitare.

Nous avons fait le même genre d'expérience sur une vraie guitare électrique.

Par exemple, nous mettons un doigt affleurant la corde au tiers de celle-ci, nous pincions au 5/6 de la corde et nous récoltions le signal à la moitié.

Ainsi nous étions sûr de n'obtenir que les harmoniques 3 et 9. Or nous avons expérimentalement observé la présence d'une petite amplitude d'harmoniques différentes de 3 et 9. Ceci montre une fois encore la présence de non linéarité.

1.16. La cartographie du champ magnétique.

A l'aide d'un Gauss-mètre à effet Hall, nous avons mesuré la composante B_z du champ magnétique (cf. annexes 3.3.).

Quand on visualise B_z à la sortie d'un plot du micro, on retrouve bien l'allure de la courbe donnant B_z à la sortie d'un aimant permanent cylindrique isolé. Cela justifie bien l'approximation que nous avons faite : considérer les plots comme indépendants.

Conclusion et ouvertures.

Nous avons au cours de cette étude pu mettre expérimentalement en évidence les caractéristiques électroniques et magnétiques du micro de guitare électrique. Ces mesures nous ont servi à construire un modèle théorique de micro de guitare électrique qui d'après les comparaisons entre expérience et théorie représente bien la réalité.

Nous aurions aimé avoir le temps de faire de la synthèse sonore à partir de ce modèle. C'est à dire recréer le signal de la corde par synthèse (il existe de très bons algorithmes à l'heure actuelle) et traiter ce signal grâce à notre modèle de micro pour écouter le résultat.

Mr. Besnaïnou à souhaité que nous fassions une expérience de contrôle actif sur le micro. L'idée est la suivante : il s'agit de pouvoir modifier la courbe de réponse du micro à distance grâce à un courant électrique.

Pour cela, nous avons enroulé autour du micro une bobine avec un fil de gros diamètre afin de faire circuler un courant suffisamment puissant dans la bobine (1A maximum) pour que le champ induit perturbe le champ permanent des aimants et leur point de fonctionnement sur le cycle d'hystérésis.

Le résultat est fournit en annexes (4.1.).

Nous avons pu remarquer que la modification de courbe de réponse est exactement la même que l'on fasse circuler un courant nul ou un courant de 1 Ampère !

Le seul facteur important est que la bobine soit dans un circuit fermé : elle agit comme une self normale en regard d'une autre (mutuelle inductance).

Il faudrait essayer de faire circuler dans la seconde bobine un courant variable (par exemple signal musical) et non un courant continu.

Enfin nous souhaiterions remercier vivement tout les personnes présentes au laboratoire durant notre stage : et en particulier Charles Besnaïnou qui nous a encadré, Mme Castellengo qui nous a accueilli dans le laboratoire et Rémy Chollet pour son aide précieuse sur la carte d'acquisition dSpace (c'est lui qui a mis au points les programmes d'acquisition).

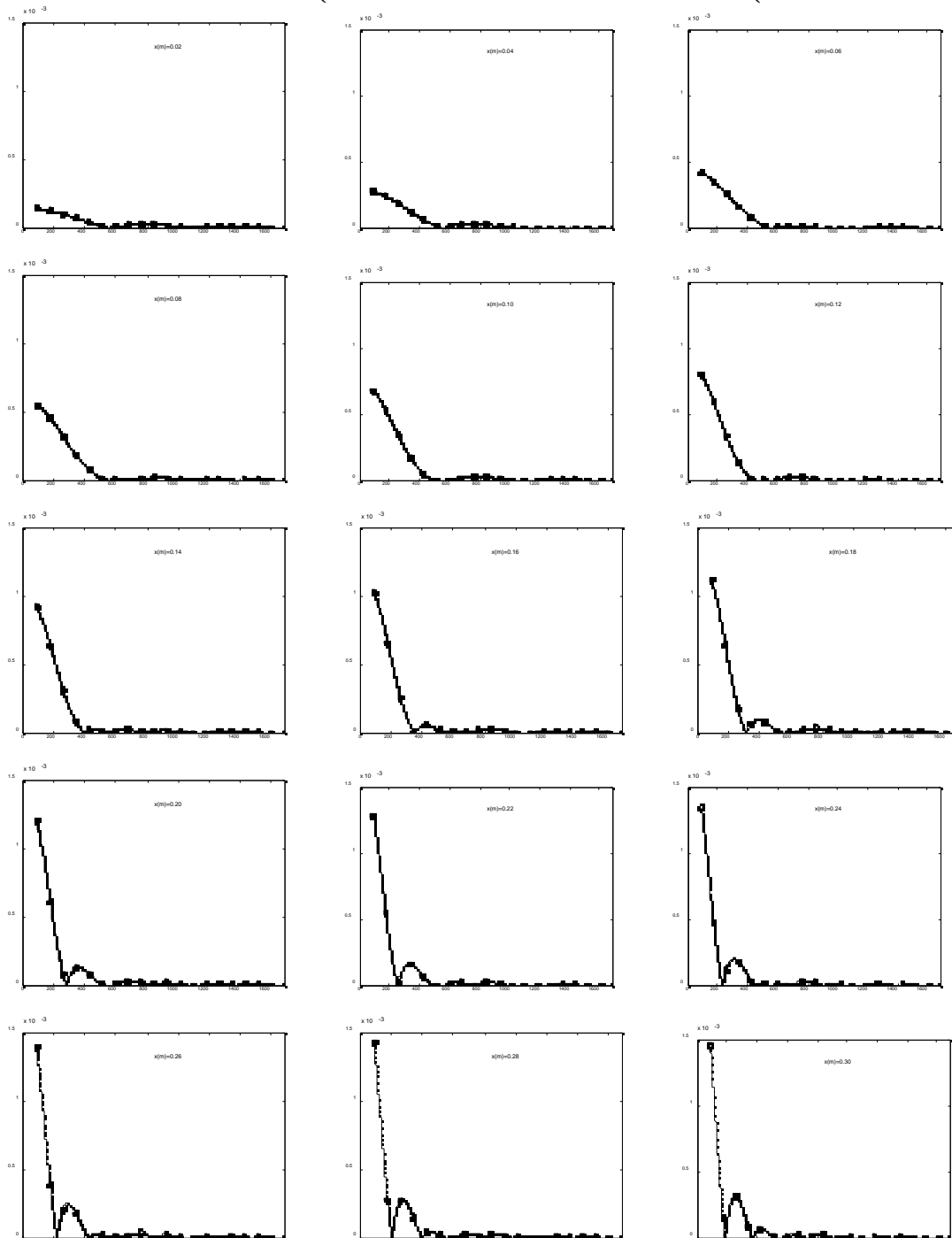
Annexes

Micros

Corde vibrante

1.1. Décomposition spectrale de l'amplitude de déplacement

On pince une corde de longueur 65 cm (de fréquence fondamentale 84,02 Hz) et de diamètre 0,35 mm en $x_0=10$ cm avec une amplitude initiale en x_0 de 2mm. Les courbes suivantes montrent la décomposition spectrale pour différents points d'observation sur la corde (allant de 2 cm du bord à 32.5 cm (milieu de la corde)) :



on a utilisé les constantes suivantes:

$T_0=40.3$

$E=9.2e+10$

$\mu_{\text{air}}=1.3$

$\mu_{\text{air}}=1.8e-6$

$\tan \delta=0.003$

$Q_{th}=26000$

tension de la corde (N);

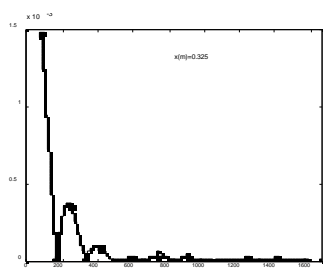
module d'Young (N.m⁻²);

masse volumique de l'air (Kg.m⁻³);

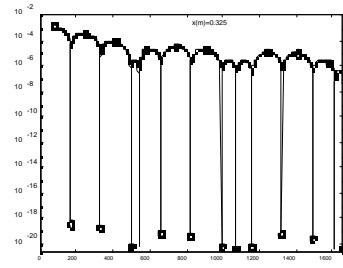
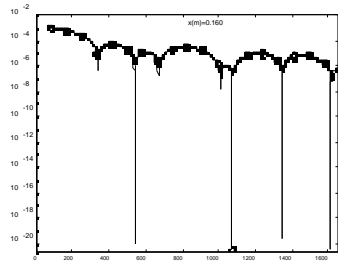
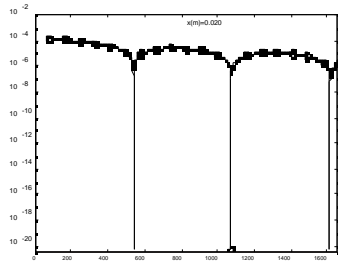
viscosité cinématique de l'air (m².s⁻¹);

δ = angle de pertes du a la viscosité de l'air

coefficient de pertes thermoélastiques



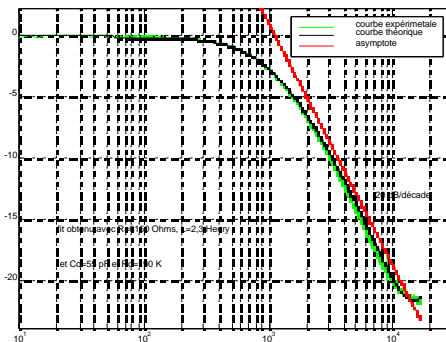
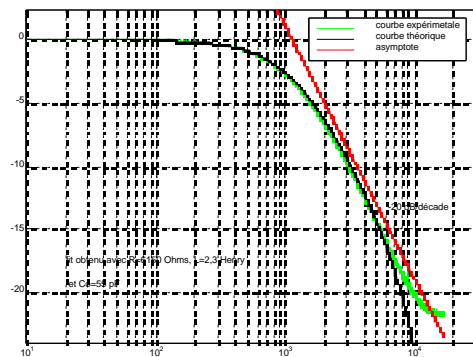
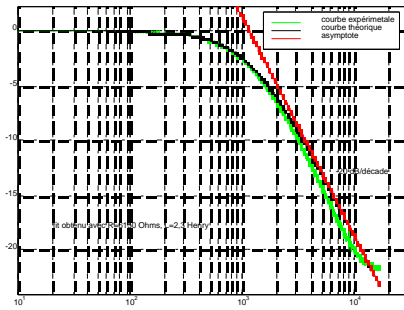
Voici les mêmes courbes pour trois positions différentes (au bord, au quart et à la moitié de la corde) représentées en échelle logarithmique. Les fréquences "réelles", i.e. multiples de la fondamentale (à l'inharmonicité près) sont représentées par les points.

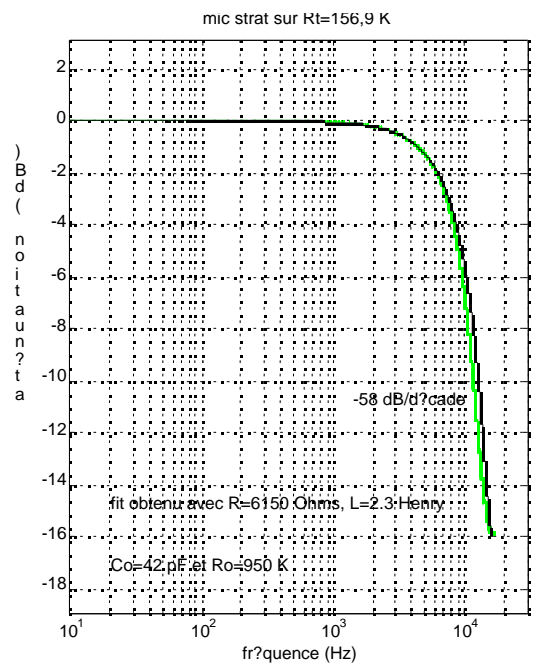
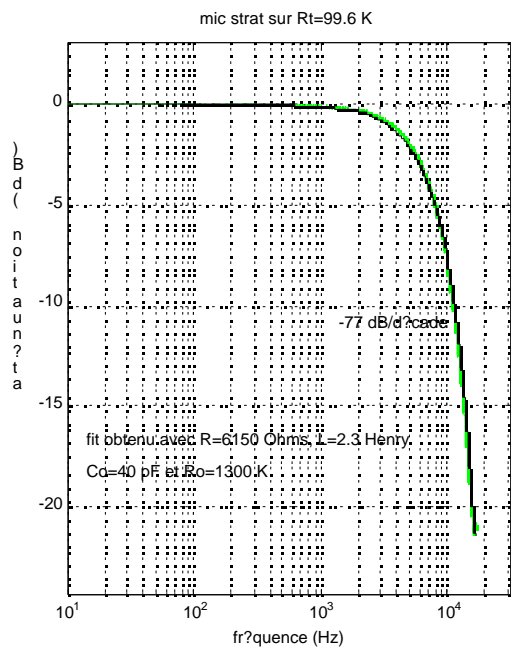


Etude expérimentale des micros de guitare électrique.

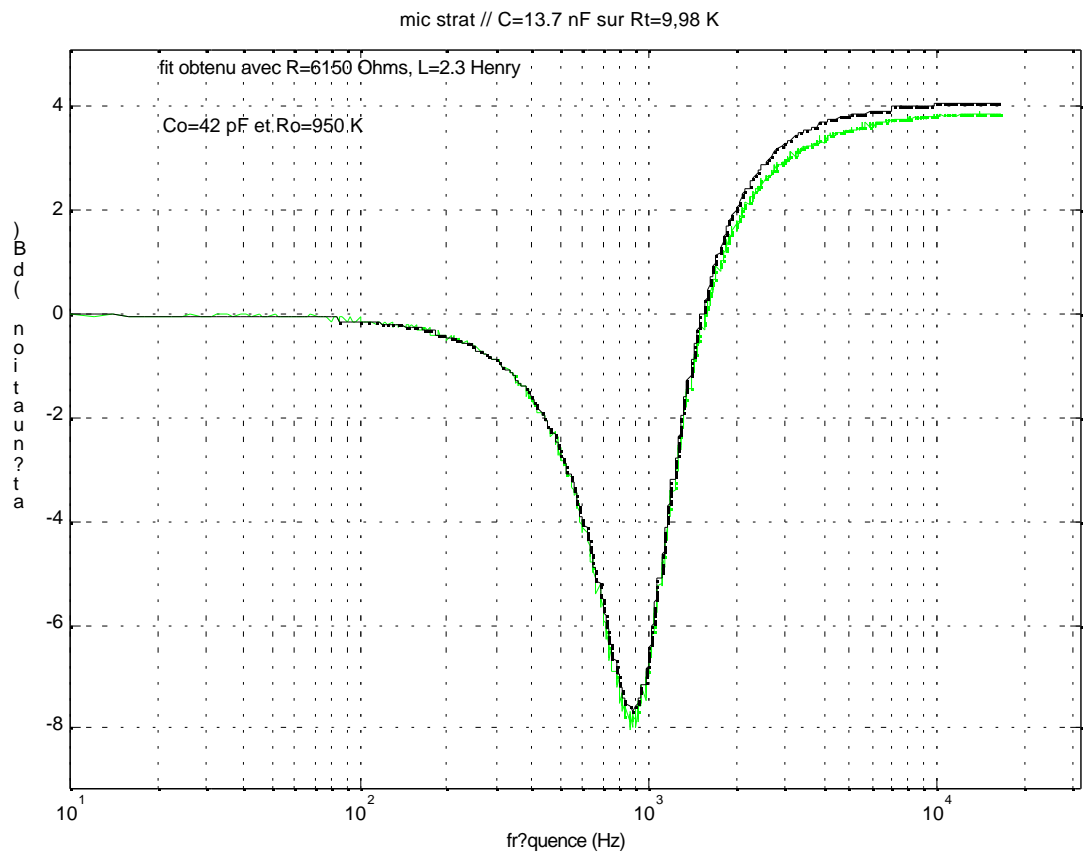
1.2. Détermination du circuit électrique équivalent.

1.2.1. Détermination de L, Ro, Co (simple bobinage).

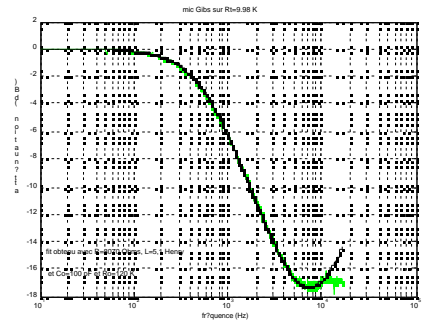
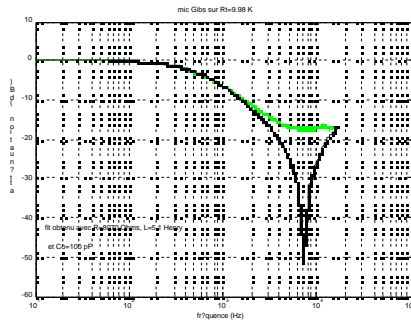
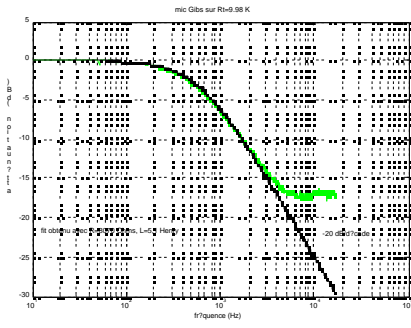




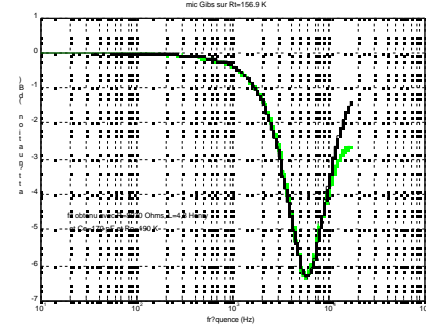
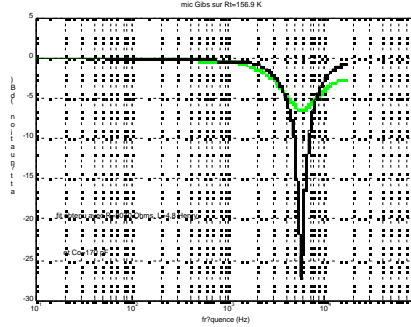
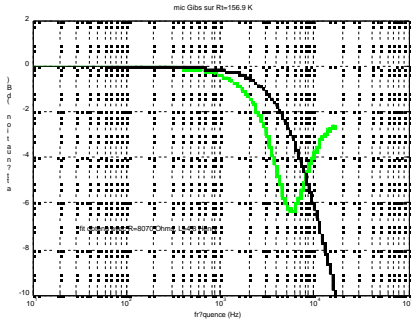
1.2.2. Montage micro avec capacité connue en parallèle.



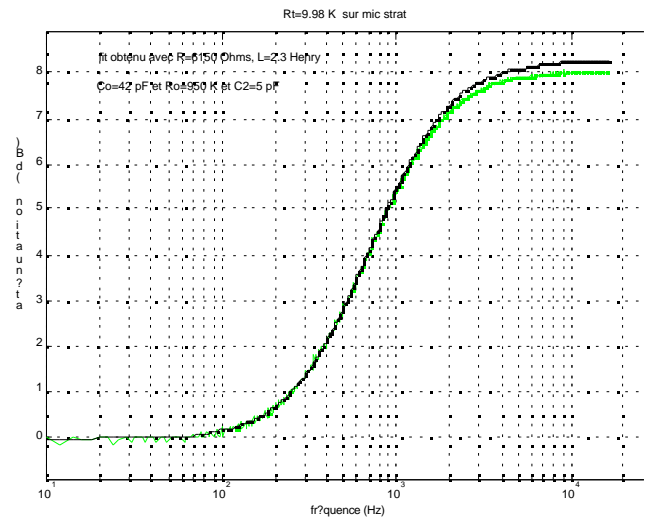
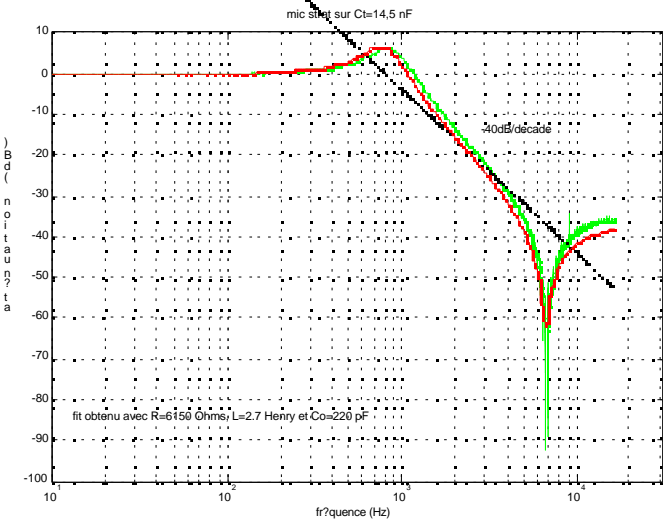
1.2.3. Détermination de L, Ro, Co (double bobinage).



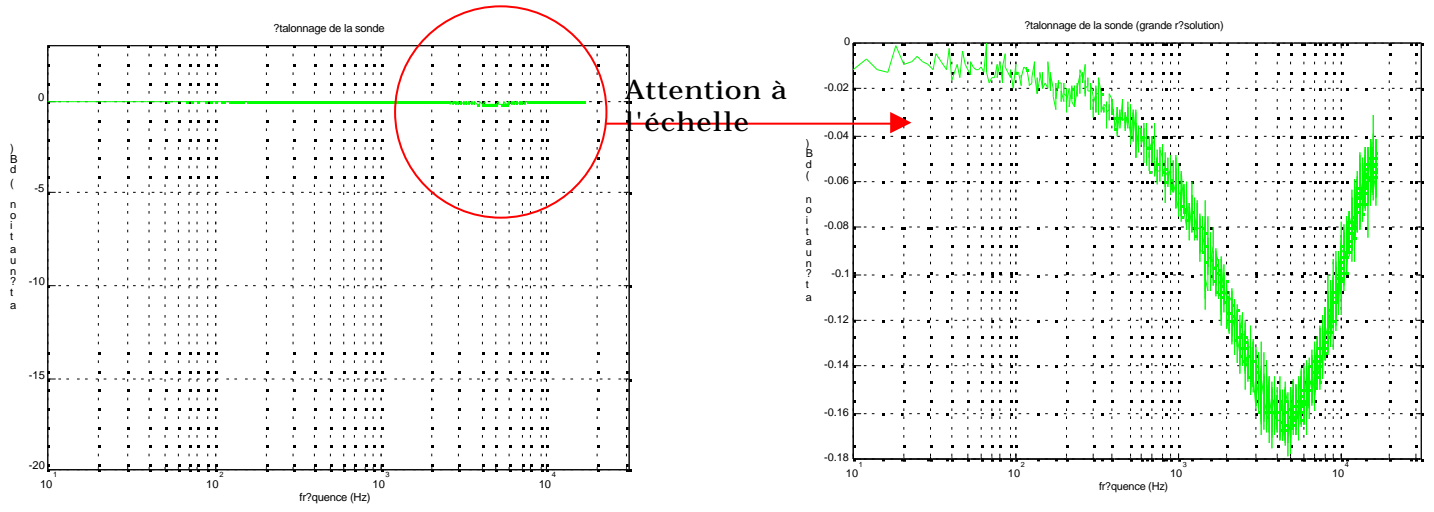
graphique ?



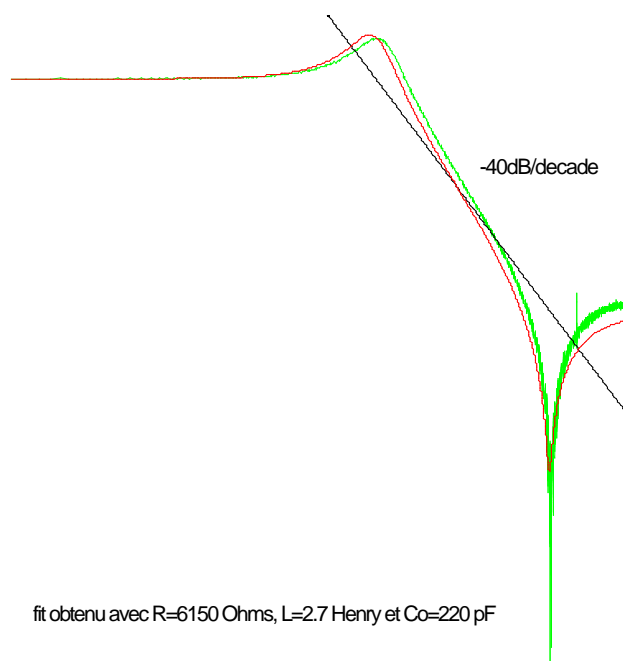
1.2.4. Autres montages.



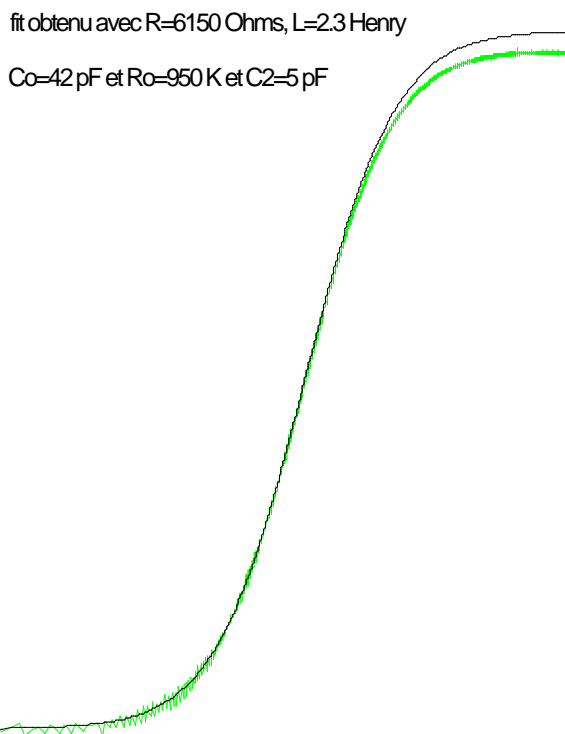
1.2.5. Réponse de la sonde.



2.8. Montage avec le micro simple bobinage et une capacité $C_t=14.5$ nF en série.

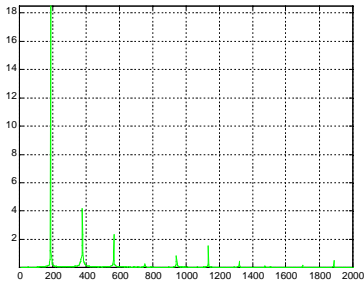


2.9. Montage avec le micro simple bobinage monté « après » la résistance $R_t=10$ Kohms (en série).



Ici, nous avons rajouté une capacité C_2 dans le modèle (cf. rapport). Sa valeur de 5 pF conforte le fait que nous pouvons la négliger.

spectre de la corde sur le banc



comparaison spectre (vert) et théorie (bleu)

