

Théorie physique du micro électromagnétique pour guitare

Par Jean-Pierre Bourgeois

**Ingénieur-conseil en énergétique du bâtiment, acoustique, et
électroacoustique, ancien élève de l'ENSM (actuellement Ecole
Centrale) de Nantes, licencié es sciences, DEA de mécanique
théorique à L'Institut Henri Poincaré.**

Avertissement:

Cette étude originale est destinée à être librement utilisée dans toute entreprise à but non lucratif.

Cependant, l'origine www.jpbourgeois.org/guitar devra être impérativement précisée, sous peine de violation de copyright.

Toute utilisation dans un autre cadre devra faire l'objet d'un accord avec le signataire: Jean-Pierre "Ibop" Bourgeois <lbop@jpbourgeois.org>

Sous son apparence scientifique rattachée à la physique, il s'agit en fait d'un travail situé à la frontière où se touchent électromagnétisme, acoustique, et lutherie.

Sa présentation, sous forme de document portable "pdf", permet évidemment une consultation du texte imprimé.

- Mais seule la consultation par ordinateur conserve l'intégralité des liens hypertextes internes au document.
- Quand aux liens externes, ils ne sont assurés qu'en consultation par ordinateur disposant d'une connexion active à l'internet.

Enfin les réfractaires au "pdf" pourront afficher la page:

www.jpbourgeois.org/guitar/micro.html

Remerciements

A tous mes amis, luthiers, guitaristes, correspondants, ou autres spécialistes, qui m'ont aidé à répondre à certaines questions, ou susciter de nouvelles requêtes totalement imprévues.

Parmi ceux-ci, il faut citer:

- Les proches amis: André Duchossoir (inventeur au plan international du phénomène "Vintage"), [Roger Jacobacci](#) (luthier aux 10 000 guitares, décédé en 2010) et l'incroyable [Hertz](#) (charmant, mais redouté négociant en "Vintage")
- Les bonnes relations: le guitariste Gérard Curbillon, le luthier [François Vendramini](#), ainsi que tous les luthiers qui me font l'honneur de leur amitié.
- Sans oublier l'ami Benoît Navarret, qui a eu le courage de me relire, et corriger les maladresses les plus criantes.

Pour son enseignement scientifique et sa déontologie exemplaires, il faut également remercier mon maître [Paul Germain](#), secrétaire perpétuel honoraire de l'Académie des sciences, décédé le jour même où la première édition de ce mémoire devait lui être remis.

Et pour sa faculté à supporter mon sale caractère, une mention particulière est réservée à ma femme Maryse.

• Introduction	4
○ Position du problème	
○ Méthode de résolution employée	
○ Notations employées	
○ Poil à gratter (âmes sensibles, s'abstenir)	
• Principe de la réluctance variable - relation vitesse-f.e.m.	7
○ Réluctance et micro	
○ Définition rigoureuse du "coefficient linéique d'influence ponctuelle" de la corde sur le micro	
○ Relation fondamentale vitesse-f.e.m.	
○ J'ai eu chaud! (âmes sensibles, s'abstenir)	
• Fenêtre de lecture - équation fondamentale du micro	11
○ Avant-propos: principe du point fixe et changement de variable	
○ Rappel: le coefficient linéique d'influence ponctuelle	
○ Définition de la fenêtre de lecture	
○ Equation fondamentale du micro	
○ Définition de la "fonction de pondération caractéristique du micro"	
○ Cas d'une fenêtre asymétrique	
○ Fréquences de réjection	
○ Analogie entre "fonction caractéristique" pour un micro et "formant des voyelles" pour la phonation"	
○ Détermination pratique l'étendue de la fenêtre de lecture	
○ Attendez-vous au pire! (âmes sensibles, s'abstenir)	
• Coefficient linéique d'influence ponctuelle d'une corde - sa mesure	25
○ Rappels théoriques	
○ Mesure pratique de l'influence	
○ Poil à gratter (âmes sensibles, s'abstenir)	
• Etude de quatre positions particulières - influence de l'emplacement du micro	27
○ Configuration commune aux cas particuliers étudiés	
○ Quatre positions particulières	
○ Variations de la fenêtre	
• Circuits résonants - internes et externes	32
○ Circuits intéressés	
○ Valeurs usuelles	
○ Le "moteur" et les "freins" du micro	
• Complément: hypothèses diverses sur la modélisation corde/micro	35
• Rôle de la distance cordes-micro	41
○ Rappels théoriques	
○ En pratique, baissez les cordes au maximum	
○ Quid du sustain ?	
• Principe de dualité entre les déplacements du micro et du point de pincement	44
○ Définition du point de pincement d'une corde	
○ Les harmoniques disparus	
○ Conclusion	
○ Principe de dualité micro-pincement	

• <u>Conclusions et prospective</u>	48
○ <u>Résumé et rappels théoriques</u>	
○ <u>Identité de la guitare électrique</u>	
○ <u>Prospective</u>	
• <u>La "guitare-laboratoire" à trois micros, comme banc de mesures</u>	51
○ <u>Principe de l'ébanlement étalonnet de la guitare-labo</u>	
• <u>Bibliographie</u>	53

Introduction à la théorie du micro électromagnétique

En 1857, Alexander Graham Bell fait breveter le microphone électromagnétique, ou microphone à réluctance variable. Cette date correspond à l'invention du premier microphone transducteur électroacoustique réellement utilisable, transformant une onde acoustique en force électromotrice.

La théorie, ici appliquée au micro de la guitare électrique, si elle se veut rigoureuse, n'en est pas moins parsemée de digressions volontairement présentées sous une forme frivole, destinée à éviter la lassitude du lecteur.

Honni soit qui mal y pense.

1. Position du problème
2. Méthode de résolution employée
3. Notations employées
4. Poil à gratter (âmes sensibles, s'abstenir)

Position du problème

La théorie ici présentée concerne exclusivement le micro de guitare électrique le plus classique, dit "micro électromagnétique", ou parfois "micro à réluctance variable", même s'il n'est plus électroacoustique comme l'original de 1857, **mais électromécanique**.

Comme nous allons le voir, il transforme en effet la **vitesse de vibration mécanique des cordes** en **force électromotrice**.

En fait, **trois problèmes sont à résoudre**.

1) Le premier vient en partie du fait que l'interaction corde-micro est plus complexe qu'on ne l'a cru.

En effet, le **champ magnétique générateur** (l'induction magnétique, à proprement parler), **indépendant du temps** et créé par le micro, induit un **champ secondaire à l'intérieur même des cordes** ferromagnétiques, qui réagissent en produisant un **champ magnétique extérieur aux cordes**, qui perturbe le champ générateur créé par les micros.

En résumé, on a affaire à **trois types de champs** d'induction magnétique intimement liés:

- 1 - le champ primaire fixe, ou champ d'induction générateur, créé par les micros,
- 2 - un champ secondaire variable, induit DANS les cordes, localement aimantées par l'induction génératrice,
- 3 - un deuxième champ secondaire variable, ou champ perturbateur, dû à l'aimantation locale des cordes, mais développé HORS des cordes.

Or, c'est précisément ce **champ de perturbation, variable dans le temps**, dont la variation de flux dans les bobines induit la force électromotrice qui apparaît en leur sein.



Malheureusement, si le champ perturbateur dépend effectivement du champ générateur, il dépend également du champ induit DANS les cordes, donc de la perméabilité magnétique desdites cordes, ainsi que de la géométrie de leur section. Et, dans la mesure où le calcul en serait possible, on s'aperçoit qu'une telle approche du champ perturbateur réclamerait des moyens algorithmiques colossaux, à mettre en œuvre "au cas par cas" au cours du temps.

Qui plus est, on se demande comment on pourrait réaliser en pratique la mesure directe qu'un tel champ, à la fois très faible et variable au cours du temps

2) D'un autre côté, deux phénomènes musicaux expérimentaux, d'ordre géométrique (ou topologique), réclament une explication, si possible commune:

- Il est évident au musicien averti, que la "forme" générale du champ magnétique engendré par les différents micros influe sur leurs sonorités propres.
- Il lui est également évident que l'emplacement d'un micro sur la guitare, influe énormément sur sa sonorité.

3) Plus classique, l'influence des impédances internes et externes au micro rajoute sa participation à la sonorité générale.



Méthode employée

La solution proposée ici consiste à employer la [notion de réductance](#), qui permet de **lier "vitesse de corde" et "variation de flux"**, sans nécessiter le calcul effectif du champ perturbateur.

Puis, on verra qu'une telle approche [introduit automatiquement, tout d'abord trois notions topologiques](#),

1. **la "forme" générale du champ**
2. **l'emplacement relatif du micro**, par l'intermédiaire d'un coefficient dit de "**pondération caractéristique du micro**".
3. **la largeur de fenêtre de lecture** (aperture chez certains auteurs),
4. [puis ultérieurement](#), **l'emplacement dual (micro/pincement) du point de pincement de la corde**.

, tout en reportant au chevalet l'origine des mesures de longueur de la corde vibrante.

On verra également que cette approche introduit un affaiblissement sélectif du signal en fonction de la fréquence, dénommé "**fonction de pondération caractéristique du micro**".

Dès lors, [apparaîtra une méthode de mesure indirecte du champ perturbateur](#), avec la notion de "**coefficient linéique d'influence ponctuelle**" d'une corde.

Puis, on étudiera l'[influence des impédances](#), au rôle secondaire, mais trop privilégié dans les textes classiquement publiés jusqu'alors.

Et enfin, la notion de "[guitare-laboratoire à trois micros](#)" en tant que "banc de mesures" ouvrira la porte aux futures vérifications expérimentales.



Notations

L'origine "html" des textes ne permettant pas toutes les notations mathématiques usuelles, il est convenu, en principe:

- que les constantes ne portent aucun style,
- que le symbole de la différentielle soit noté d (*en italique non gras*) et les intégrations, simplement avec le symbole \int ,
- que les variables (spatiales ou temporelles) soient notées en **italique gras**,
- que les fractions soient notées $/$,
- enfin, que les vecteurs et champs de vecteurs portent un surlignage, si nécessaire. (par exemple, le cas échéant, le scalaire H sera ainsi différencié du vecteur \overline{H})



Poil à gratter

Comme l'indique le titre général, il s'agit d'une théorie.

C'est-à-dire quelle se doit de prévoir le maximum de faits connus du guitariste, en accord avec les principes universels de la physique.

Mais cette théorie, bien que cohérente avec les lois de l'électromagnétisme, ne restera qu'une hypothèse, tant que les expériences quantitatives n'auront pas été réalisées, en particulier sur le [coefficient linéique d'influence ponctuelle](#) k d'une corde sur un micro.



Réductance d'un circuit magnétique et relation fondamentale vitesse-force électromotrice

- Réductance et micro

- 1 Généralités

- 2 Cas d'un micro

- 3 Petits mouvements de la corde

- 4 Relation fondamentale du couple corde-micro, ou relation vitesse-fem

- Définition rigoureuse du "coefficient linéique d'influence ponctuelle" de la corde sur le micro

- J'ai eu chaud!

Théorie

1. Généralités sur la réductance d'un circuit magnétique:

- Considérons un circuit magnétique qui traverse un circuit électrique de N spires de courant I . Dans le circuit magnétique, la circulation de l'excitation magnétique \vec{H}_a due à l'aimantation (dériver d'un potentiel uniforme) est nulle. Donc, la circulation de l'excitation \vec{H} le long d'une courbe γ se résume à celle de l'excitation \vec{H}_c liée aux courants du circuit électrique.

$$\int_{\gamma} \vec{H} d\vec{l} = \int_{\gamma} \vec{H}_c d\vec{l}$$

- Si la courbe traverse le circuit, d'après le théorème d'Ampère:

$$\int_{\gamma} \vec{H} d\vec{l} = \int_{\gamma} \vec{H}_c d\vec{l} = NI$$

- Si la courbe γ est une ligne du champ, alors on peut écrire:

$$\int_{\gamma} \vec{H} d\vec{l} = \int_{\gamma} \vec{H} dl = NI$$

- Enfin, pour une section droite S du circuit (tube de champ), assez faible par rapport à la longueur du même circuit pour que le champ (ou induction) magnétique \vec{B} puisse être considéré comme constant et égal à B , alors le flux Φ de \vec{B} (conservatif) s'écrit, tout au long du circuit de perméabilité magnétique μ :

$$\Phi = BS = \mu HS$$



Alors, tout au long du circuit magnétique, on a:

$$NI = \int_V \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_V \Phi d\mathbf{l} / \mu \mathbf{S} = R \Phi$$

où

$R = \int_V d\mathbf{l} / \mu \mathbf{S}$, caractéristique de l'ensemble du circuit magnétique, est dite **réductance** du circuit

2. Dans le cas d'un micro électromagnétique pour guitare, le circuit magnétique est constitué des aimants et pièces polaires, en série avec l'entrefer micro/corde et la corde de diamètre D , pour se refermer, d'un pôle Nord vers un pôle Sud.

De plus ce circuit magnétique traverse un circuit électrique: une bobine de N spires, de self L et parcourue par un courant I .

Si on considère un tube de champ de section S , partant du pôle Nord des aimants et traversant:

1. le circuit aimants/pièces polaires, de perméabilité μ_1 , de longueur l
2. l'entrefer aimants/corde, de longueur B et perméabilité μ_0 (celle du vide),
3. une corde de perméabilité magnétique μ ,
4. l'entrefer de retour vers le pôle Sud, de perméabilité μ_0 ,

alors la réductance totale est la somme:

1. de la réductance du système aimanté: $l / \mu_1 S$
2. de la réductance du premier entrefer: $B / \mu_0 S$
3. de la réductance de la corde: $D / \mu S$
4. du retour aérien au pôle Sud, où S tend vers l'infini, et donc la réductance, vers 0

Soit, $R = l / \mu_1 S + B / \mu_0 S + D / \mu S = 1 / S (l / \mu_1 + B / \mu_0 + D / \mu)$, avec $\mu_0 \ll \mu_1$ et $\mu_0 \ll \mu$

$$\text{D'où } R = NI / \Phi \approx B / \mu_0 S$$

En raison de la faible perméabilité magnétique de l'air,

la réductance globale ne dépend sensiblement que de celle de l'entrefer aérien entre micro et corde.

Soit:

$$\Phi \approx SNI\mu_0 / B$$

en remarquant que la surface S alors considérée s'appuie sur la corde et possède la longueur attribuée à la fenêtre de lecture.

3. Petits mouvements de la corde:

D'après la **loi de Lenz** et la définition de la self induction L , il apparaît une f.e.m. induite $U(t)$ aux bornes de la bobine, telle que (si d représente le symbole de la différentielle d'une fonction):

$$U(t) = - d(LI) / dt = - d\Phi / dt$$

$$\text{soit : } U(t) = -LdI/dt - IdL/dt$$

En application du **théorème d'Ampère**:

$$R\Phi = RLI = NI \text{ d'où } RL = \text{constante}$$

Dans le cas de petits mouvements $y(t)$ autour de la position B au repos, alors, en se limitant aux développements limités " d'ordre 1 " au voisinage de $y=0$:

- B devient $B-y$
- la réluctance $R_0 = NI/\Phi \approx B/\mu_0 S$ devient $R = R_0 (1-y/B)$
- le courant I_0 devient $I = I_0 + i$, avec $i \ll I_0$
- la self induction L_0 devient $L = L_0(1+ y/B)$, car $RL = \text{constante}$

et, finalement:

$$U(t) = -LdI/dt - IdL/dt = -L_0 di/dt - (IL_0/B)dy/dt = -L_0 di/dt - (\Phi_0/B)dy/dt$$

4. Relation fondamentale du couple corde-micro, ou relation vitesse-f.e.m.:

Finalement (indépendamment de toute éventuel courant de polarisation I_0), la f.e.m. pure induite est, au signe près:

$$e = (\Phi_0/B) v$$

où

- B est la distance corde/micro, au repos
- Φ_0 est le flux traversant la surface S , corde au repos
- $v = dy/dt$ est la vitesse de la corde au temps t

NB: La théorie, supposée applicable à un "single coil", est généralisable à un "humbucker", avec une seconde réluctance active en parallèle (second entrefer, et avec un résultat final facilement transposable.

On peut aussi monter (cf. [Capteurs.pdf](#), page 3, première ligne), que (Φ_0/d) est le **coefficient de couplage corde/micro, à la fois électrique ET mécanique**.



Légitimation rigoureuse du coefficient d'influence

Dans le cas particulier d'une corde vibrante, chaque élément de corde dx intercepte sa contribution $d\Phi_0(x)$ au flux total et engendre la f.e.m. de telle que:

$$de = (v/B) d\Phi_0$$

à comparer à la [définition adoptée](#) pour le "**coefficient linéique d'influence ponctuelle**" $k(x)$ de la corde sur le micro, au point x considéré":

$$de = kv dx$$

On en tire la valeur, donc une interprétation et légitimation du coefficient k (en weber par mètre carré, soit la dimension d'une induction), jusqu'ici arbitrairement introduit:

$$k = (1/B) d\Phi_0/dx$$

Où $\Phi_0(\mathbf{x})$ est, par exemple, le flux traversant la corde immobile depuis une extrémité de la fenêtre de lecture jusqu'au point \mathbf{x} , à une constante près.

On peut ajouter en toute rigueur, que les seuls mouvements perceptibles par un tel micro, sont des mouvements de la corde situés dans la direction de l'axe des pôles.

J'ai eu chaud!

Pfuit!

J'ai eu chaud.

Je n'arrivais pas à justifier par la seule théorie ce "&@*\$#" (excusez les gros mots) le coefficient d'influence ponctuel \mathbf{k} de la corde, qui me semblait pourtant intuitivement exister.

L'honneur est donc sauf.

Mais il me reste:

1. à généraliser le coefficient \mathbf{k} , pour un mouvement non colinéaire à l'axe des pôles, donc pour un mouvement quelconque, ce qui me semble relativement intuitif en raison de la linéarité des équations liées aux petits mouvements,
2. si $\mathbf{B}_y(\mathbf{x})$ désigne la composante de l'induction $\bar{\mathbf{B}}$ suivant l'axe \mathbf{y} des pôles, il serait intéressant de justifier une autre intuition, celle qui consiste à identifier le coefficient \mathbf{k} (homogène à une induction) à $(\mu/\mu_0)F\mathbf{B}_y(\mathbf{x})$, où F serait un coefficient sans dimension, ne dépendant que de la forme de la section de corde,
3. à déterminer, puis appliquer, les protocoles de mesures destinées à conforter définitivement ce qui n'est provisoirement qu'une théorie, certes fortement vraisemblable, mais encore critiquable.



La "fenêtre de lecture" d'un micro.

Equation fondamentale et "timbre" d'un micro.

Relation fondamentale vitesse-f.e.m.

- Avant-propos et principe du point fixe
- Rappel: coefficient linéique d'influence ponctuelle" d'un élément de corde en un de ses points
- Définition de la "fenêtre de lecture"
- Cas d'un note pure
- Force électromotrice induite
- L'équation fondamentale du micro
- Définition de la "fonction de pondération caractéristique" du micro
- Analogie avec les "formants": le "chant" propre d'un micro
- Cas d'une fenêtre asymétrique

Fréquences de réjection

1. Pour une note donnée
2. Exemples: positions dites "pré-Curbillon", "de Curbillon", "intermédiaire" et "de Vendramini"
3. La "sonorité" ou "timbre" d'un micro

Attendez-vous au pire!

Relation vitesse-f.e.m.

Avant-propos: principe du point fixe et changement de variable:

Les études concernant la sonorité de micros publiés jusqu'à aujourd'hui (1er décembre 2007), sont basées sur une corde théorique:

- infiniment souple,
- de masse linéique m , constante et connue,
- de longueur L (du sillet au chevalet), longueur de corde à vide, ou "diapason", connue,
- soumise à une tension constante T , également connue,
- appuyée, d'un côté sur une frette, et de l'autre côté sur le chevalet.

NB: la "corde théorique" est une simplification (parfaitement justifiée pour notre propos) de la corde réelle qui est en réalité, pour le mécanicien théorique, une poutre plus ou moins rigide, plus ou moins encastree, et susceptible de vibrations plus ou moins "exotiques".

Les divers auteurs se sont alors acharnés à décrire les variations de la sonorité d'un micro, en fonction de la longueur active de la corde entre frettes et chevalet (**hautement variable**), sans se rendre compte que, auditivement, le seul paramètre significatif sur la sonorité captée en un point était la distance ***d*** (**immuable pour ce point**) qui sépare ledit point du chevalet.

Il n'est donc pas étonnant qu'aucune des précédentes études n'aboutissent qu'à un échec, comme la simple expérience du musicien aurait dû le pressentir.

Pourtant, la solution ne réside qu'en un changement de variable qui élimine la longueur de la corde frettée (corde appuyée sur le chevalet ET une frette).

Au lieu d'utiliser la position matérielle d'une frette, il suffit de considérer la longueur d'onde ***l*** de la note qu'elle détermine, à l'aide de la relation $2L f = (T/m_l)^{1/2} = l f$, caractéristique de [la corde vibrante tendue](#), uniquement dépendante de la force de tension ***T*** appliquée et de la masse linéique ***m_l*** de la corde.

On s'affranchit ainsi de la position matérielle d'une frette, en remplaçant:

- des longueurs physiques existantes, mais variables, et donc **sans signification absolue**: à savoir, les distances chevalet-frettes,
- par des longueurs théoriques, certes variables, mais **hautement représentatives des notes à étudier**: à savoir, les longueurs d'ondes, reportées à partir du **seul point fixe immuable, le chevalet**.

Pour étudier les vibrations correspondant à **une note** en **un point** situé à la distance ***x*** du chevalet, dans la suite de cette page, les paramètres de distances seront exprimés uniquement en fonction de:

- la distance ***x*** mesurée à partir du chevalet,
- de la longueur ***L*** de corde à vide,
- de la fréquence ***f₀*** de la note à vide
- de la longueur d'onde ***l*** de la note à étudier.

Rappel: définition de l'influence d'un élément de corde en un point:

Un élément de corde de longueur ***dx***, plongé dans le champ magnétique d'un micro, acquière lui-même une aimantation, qui dépend:

- du champ engendré par le micro,
- du diamètre de la corde,
- de la perméabilité magnétique du matériau constitutif de ladite corde.

Cet élément peut être alors assimilé à un dipôle magnétique, dont les mouvements induisent un flux variable dans les bobinages du micro. Malheureusement, un tel dipôle est très difficile à modéliser avec précision.

Cependant, il est légitime de supposer (avec ***d***, symbole de la différentiation mathématique), qu'un tel élément, doté d'une vitesse scalaire ***v(x,t)***, induit une force électromotrice élémentaire ***de***, proportionnelle à sa longueur ***dx*** et à sa vitesse ***v***, ainsi qu'à un coefficient de proportionnalité ***k***, ne dépendant que du champ au point ***x*** et de la nature (géométrie et perméabilité) de la corde en ce point.

$$de = kvdx$$

Par définition, on le nommera: "**coefficient linéique d'influence ponctuel**" de la corde sur le micro, au point x considéré.

Ses dimensions sont donc données en weber/mètre carré, soit celle d'une induction magnétique.

Le terme "linéique" rappelle qu'il se rapporte à l'unité de longueur de corde.

Le terme "ponctuel" rappelle qu'il se réfère à un point déterminé x de la corde, où agit le champ $\vec{B}(x)$.

Définition de la fenêtre de lecture:

Les théories pullulent sur la variabilité de la sonorité des micros, en fonction de leur structure propre, et de leur emplacement sur la guitare.

Bien souvent, l'impédance du circuit équivalent au micro est invoquée comme déesse nourricière de sa sonorité. Des ouvrages entiers y ont été consacrés, pour arriver au mince résultat ... qu'un "single coil" "sonne" plus aigu qu'un "humbucker".

C'est oublier que, dans le cas d'un ampli du commerce, dit "à haute impédance", le micro est bouclé sur une impédance quasi infinie. Alors, les impédances branchées "en série" deviennent négligeables quand les impédances supposées "en parallèle" (comme des capacités de fuite localisées ou diffuses), deviennent prépondérantes ... mais sont classiquement négligées.

De même, on ne compte plus les études sur la variation de la sonorité liée à la localisation du micro sur un point particulier des cordes, sans production de résultats universellement consensuels.

J'émetts donc une hypothèse peu ou pas évoquée dans la littérature: la sonorité ne serait-elle pas liée à la **longueur de l'espace longitudinal capté** par le micro, ou **longueur utile de corde captée**, que je nomme "**fenêtre de lecture du micro**" ("aperture", chez certains auteurs anglo-saxons)?

On se rapproche alors de l'étude des effets de la forme du champ magnétique associé au micro, effets dont je soupçonne depuis longtemps l'action, sur la sonorité.

On remarquera ici que la fenêtre ainsi définie **peut éventuellement se confondre avec la largeur visible du micro**, mais qu'**elle peut en être totalement distincte**.

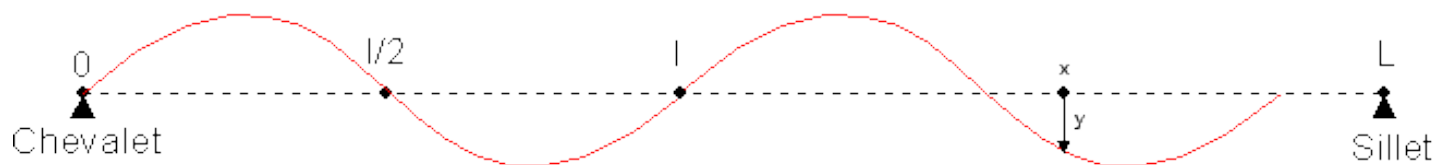
Il s'agit en effet d'une fenêtre immatérielle, lieu où le micro est (plus ou moins régulièrement) sensible à une corde vivante métallique.

Cas d'une note pure ([voir: la corde vibrante théorique](#))

- On désigne par "note pure", une note se résumant à sa fondamentale, sans aucun harmonique. C'est le cas des modes stationnaires normaux ou fondamentaux.
- Le cas général n'est pas oublié, car une note réelle, de fréquence f , peut toujours être considérée comme une somme infinie de telles notes pures, de fréquences f (la fondamentale), $2f$, $3f$ etc. (les harmoniques), chacune ayant sa phase et son intensité.
- Ceci est **valable mathématiquement** (théorème de Fourier) et **également physiquement**, car expérimentalement, toute note peut effectivement être synthétisée (donc perçue auditivement) de cette façon, par émission simultanée de notes pures correctement choisies par le calcul résultant du théorème de Fourier.
- La théorie des cordes vibrantes indique alors que la corde vibre selon une sinusoïde variable en fonction de l'espace, elle-même variable en fonction du temps.

Force électromotrice induite:

A un instant t fixé, l'état de la corde **émettant une note pure**, ressemble au schéma suivant:



Où L est la longueur totale de la corde, l est la longueur d'onde de la note pure considérée, y est l'élongation de la corde à la distance x du chevalet.

Remarque: il s'agit d'appréhender toutes les notes possibles produites par une corde:

- harmoniques,
- notes physiquement frettées ou avec noeud imposé, par exemple, par un doigt,
- voire harmoniques d'un bruit quelconque extérieur.

On ne se préoccupe donc pas ici de savoir si la corde est frettée ou non, mais seulement de la description de **son comportement à partir du chevalet** (portion de gauche sur le schéma), et pour un note pure.

En conséquence, ne vous étonnez pas que l'extrémité de droite ne soit pas entièrement représentée, mais seulement suggérée, car alors seuls comptent:

1. Le point fixe du chevalet, seul point fixe commun à toutes les notes produites par la corde
2. la longueur d'onde l de la note, seule variable caractérisant la hauteur perçue de chaque note

Alors, si f_0 est la fréquence de la note à vide, E l'élongation maximale de la corde pour la note pure considérée, et f sa fréquence:

$$y = E \sin(2\pi x f / L f_0) \text{ (la longueur d'onde étant alors } l = 2L f_0 / f \text{)}$$

En fonction du temps t , l'élongation $E(t)$ est elle-même une fonction sinusoïdale:

$$E = a \sin(2\pi f t + \varphi)$$

Au total, on a, avec l'amplitude a et la phase φ de la note ([voir la page concernant la corde théorique](#)):

$$y = a \sin(2\pi f t + \varphi) \sin(2\pi x f / L f_0)$$

On en déduit la vitesse v à l'abscisse x :

$$v = 2\pi f a \cos(2\pi f t + \varphi) \sin(2\pi x f / L f_0)$$

Pour simplifier le problème, on peut alors supposer que la sensibilité k du micro est constante dans toute sa fenêtre de lecture, de longueur utile de corde captée égale à $2X$.



Alors, d'après la définition du coefficient d'influence de la corde, un élément de corde de longueur dx , engendre une f.e.m. de , telle que:

$$de = kvdx \text{ (avec } d, \text{ symbole de la différentiation mathématique)}$$

Remarque: k mesure la faculté d'un élément de corde de longueur dx à engendrer une f.e.m dans le bobinage. Cette faculté est nommée ici par convention "influence", mais aurait pu être baptisée "sensibilité mutuelle".

d'où, pour un micro centré à distance moyenne d du chevalet:

$$e = \int kvdx \text{ (somme de } x=d-X \text{ à } x=d+X) \text{ (avec } \int, \text{ symbole d'intégration mathématique)}$$

soit :

$$e = 2nkfa \cos(2\pi ft + \varphi) \int \sin(2\pi fx/Lf_0) dx \text{ (somme de } x=d-X \text{ à } x=d+X)$$

ou, après intégration le long de la fenêtre:

$$e = -kaLf_0 \cos(2\pi ft + \varphi) \{ \cos[2\pi f(d+X)/Lf_0] - \cos[2\pi f(d-X)/Lf_0] \}$$

Remarque: le coefficient d'influence k de la corde a été supposé constant, du moins dans un premier temps, sur toute la fenêtre de lecture.

Dans le cas le plus général ou $k = k(x)$ est variable en fonction de x , d'après le théorème généralisé de la moyenne, il existe UNE valeur k_0 (ou influence moyenne), prise parmi toutes les valeurs atteintes par $k(x)$ dans l'intervalle de la fenêtre, qui satisfait l'intégrale calculée (sous des conditions de continuité peu exigeantes).

De plus, la corde étant supposée homogène, une translation du micro entraîne obligatoirement celle de l'influence k , qui reste invariante dans une telle translation.

Soit, enfin, tous calculs faits, l'équation fondamentale du micro:

$$e = 2ak_0Lf_0 \cos(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi fd/Lf_0) \sin(2\pi fX/Lf_0)$$

Au total, la force électromotrice engendrée par le micro est proportionnelle:

- à des **paramètres attendus**, a priori:
 - la cause elle même:**
 $a \cos(2\pi ft + \varphi)$, vibration génératrice de la note, en fonction du temps, retransmise au micro sans changement de fréquence, ni déphasage, ce qui assure également la retransmission des transitoires.
 - un paramètre électromagnétique caractéristique de la corde:**
 k_0 , "coefficient d'influence moyen de la corde" sur le micro, valeur de $k(x)$ en un certain point x_0 , à choisir dans la fenêtre de lecture, évidemment dépendant de la faculté de la corde à s'aimanter localement, mais indépendant:
 - de la distance d , pour une corde homogène,
 - ainsi que de la fréquence f .
 - un paramètre de la corde, d'origine purement mécanique:**
 $2Lf_0 = lf = (T/\mu m_l)^{1/2}$, caractéristique de la corde tendue, uniquement dépendante de la force de tension T appliquée et de la masse linéique m_l de la corde, apparu consécutivement à l'intégration le long de la fenêtre de lecture, et, évidemment indépendant de la fréquence et du micro
- mais aussi à **des valeurs et des "intrications" plus inattendues**, mais fortement prévisibles par le guitariste expérimenté:
 - $\sin(2\pi fd/Lf_0)$, dépendant de la distance moyenne d , entre chevalet et micro,
 - $\sin(2\pi fX/Lf_0)$, dépendant de la longueur $2X$ de la fenêtre de lecture,
- en revanche, la f.e.m. décrite reste totalement indépendante des frettes, utilisées ou non.



On peut remarquer que l'équation fondamentale peut également être écrite, **décomposée en deux termes** multiplicatifs distincts:

$$e = 2ak_0Lf_0 \cos(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi fd/Lf_0) \sin(2\pi fX/Lf_0) = \{2ak_0Lf_0 \cos(2\pi ft + \varphi)\} \{ \sin(2\pi fd/Lf_0) \sin(2\pi fX/Lf_0) \} = e = e_{musicale} \times A(f)$$

avec:

$$e_{musicale} = 2ak_0Lf_0 \cos(2\pi ft + \varphi):$$

- participation "musicale" de la note de fréquence f à la f.e.m.,
- dépendante du temps t ,
- et de la nature de la corde, toujours supposée homogène,

et

$$A(f) = \sin(2\pi fd/Lf_0) \sin(2\pi fX/Lf_0):$$

- $A(f)$ est un **affaiblissement** ou "désamplification" du signal musical, à caractère géométrique pour les variables d et X ,
- deux fois fonction périodique de la fréquence f ,
- **caractéristique** des paramètres du **seul micro** ET de **sa position**,
- **agissant sur l'ensemble du spectre sonore capté par le micro**.
- indépendante du temps.

*Dans la suite, l'affaiblissement $A(f)$ sera désigné par le nom de **fonction de pondération caractéristique du micro***

La valeur $\sin(2\pi fd/Lf_0)$ indique un affaiblissement marqué, voire une annulation totale du signal capté, aux voisinages de: $2\pi fd/Lf_0 = n\pi$,

Soit, des **fréquences de réjection**: $f = n Lf_0/2d$ (où n est un entier arbitraire positif)

1 - Au voisinage de $f = Lf_0 n/2d$ (pour tout n , entier positif), les fréquences captées sont donc affaiblies, voire ignorées, pour un micro centré à la distance d du chevalet.

Le même raisonnement, appliqué à $\sin(2\pi fX/Lf_0)$, donne la règle:

2 - Au voisinage de $f = Lf_0 n/2X$ (pour tout n , entier positif), les fréquences captées sont donc affaiblies, voire ignorées, pour un micro ayant une longueur de fenêtre de lecture égale à $2X$

On remarquera que, les distances d et X étant plus courtes (par construction) que la longueur d'onde la plus courte parmi les notes fretées, les fréquences f concernées par la réjection sont plus hautes que f_M , la fondamentale fretée la plus haute.

3 - Ces **fréquences de réjection** correspondent éventuellement:

- à des harmoniques d'une note fretée,
- voire, à des simples bruits,
- **mais, en aucun cas, à la fondamentale d'une note fretée.**



Cas d'une fenêtre de lecture asymétrique.

La formule d'intégration du signal était:

$$e = 2\pi k f a \cos(2\pi ft + \varphi) \int \sin(2\pi fx/Lf_0) dx \text{ (somme de } x=d-X \text{ à } x=d+X)$$

Si la fenêtre devient asymétrique, bornée par les distances:

- **A**, depuis l'axe du micro, coté chevalet,
- et **B**, depuis l'axe, mais côté manche (la largeur de fenêtre devient alors $A+B$).



Dans le cas le plus général, on a évidemment $A \neq B$

La formule d'intégration devient tout simplement:

$$e = 2\pi k f a \cos(2\pi ft + \varphi) \int \sin(2\pi fx/Lf_0) dx \text{ (somme de } x=d-A \text{ à } x=d+B)$$

Toujours en employant le [théorème généralisée de la moyenne](#), il existe un point x_0 de la fenêtre pour lequel le coefficient $k(x_0) = k_0 = \text{constante} = \text{coefficient linéique d'influence moyen sur la fenêtre}$ (par définition), tel que:

$$e = 2\pi k_0 f_0 a \cos(2\pi ft + \varphi) \int \sin(2\pi fx/Lf_0) dx \text{ (somme de } x=d-A \text{ à } x=d+B)$$

On peut alors montrer que l'équation fondamentale du micro s'écrit:

$$e = 2ak_0Lf_0 \cos(2\pi ft + \varphi) \sin\{2\pi f[d+(B-A)/2]/Lf_0\} \sin(2\pi f(B+A)/2Lf_0)$$

NB: on retrouve l'équation fondamentale classique en faisant $A=B=X = \text{demi-largeur de fenêtre}$.

Quand à la "fonction de pondération caractéristique", elle devient:

$$A(f) = \sin\{2\pi f[d+(B-A)/2]/Lf_0\} \sin(2\pi f(B+A)/2Lf_0) < 1$$

toujours avec:

$$e = 2ak_0Lf_0 \cos(2\pi ft + \varphi) A(f) = e = e_{musicale} \times A(f)$$

d'où

$$e \leq e_{musicale}$$

La fonction de pondération caractéristique $A(f)$ garde donc son **rôle d'affaiblissement du signal musical, variable en fonction de la fréquence.**

Fréquences de réjection

1 - Pour une note donnée:

Alors, d'après l'équation fondamentale du micro:

- pour une intensité a donnée de la note génératrice, de fréquence f ,
- pour une valeur donnée $k=k_0$ de l'influence moyenne de la corde,
- pour une corde de masse linéique et de tension connues,

l'amplification caractéristique A du micro placé à la distance moyenne d du chevalet est, par définition:

$$A(f) = e/e_{musicale} = \sin(2\pi fd/Lf_0)\sin(2\pi fX/Lf_0)$$

- Comme on pouvait s'y attendre, cette étude confirme le rôle de la situation moyenne du micro (distance d) par rapport au chevalet et en donne même une évaluation de la modulation, proportionnelle à $\sin(2\pi fd/Lf_0)$.

En particulier, sont filtrés, la fréquence $f_1 = Lf_0/2d$, ainsi que ses harmoniques $n Lf_0/2d$

- Comme je m'y attendais, contrairement aux auteurs conventionnels, elle confirme également le rôle de la topologie du champ magnétique du micro, caractérisé par sa "fenêtre de lecture" de longueur $2X$ et centrée à la distance d . L'évaluation de ce rôle sur la sonorité est du même type que précédemment: $\sin(2\pi fX/Lf_0)$.

En particulier, sont filtrés, la fréquence $f_2 = Lf_0/2X$, ainsi que ses harmoniques $n Lf_0/2X$

- On remarque que, sauf cas extrême où le chevalet empiéterait sur la fenêtre, si f_M est la fréquence maximale de la plus haute note frettée, (correspondant donc à la distance frettée d_m minimale), on a, **par construction** même de la guitare:

$$X < d < d_m < L, \text{ soit: } f_0 < f_M < f_1 < f_2$$

- De plus, si d_f est la distance d'une frette donnant une fondamentale de fréquence f , on a toujours, par construction: $d_m \leq d_f$.

$$\text{Soit finalement: } f_0 < f \leq f_M < f_1 < f_2$$

(comme précédemment, **aucune fondamentale frettée f , ne subit de réjection**)

- Enfin, A étant le produit de deux sinusoïdes de fréquences respectives f_1 et f_2 , le fait que $f_1 < f_2$ indique que $A(f)$ prend l'aspect d'une sinusoïde de période f_2 , modulée en amplitude par une sinusoïde de période f_1 .

2 - Par exemple:

[Les exemples ont été transcrits plus loin ce chapitre étant déjà assez lourd.](#)

3 - Le "timbre" ou "chant propre" d'un micro:

Mais on peut déjà constater que le phénomène ici décrit est caractéristique d'un "timbre sonore", ou "chant propre", applicable à tous les sons engendrés par les vibrations de la corde et non celle d'un simple filtre comme le constitue l'impédance électrique du même micro.

En particulier, pour peu que la fenêtre ne change pas d'une corde à l'autre, ce timbre reste identique pour les six cordes de la guitare, ainsi que pour toutes les notes et harmoniques, sans aucun déphasage.

Il affecte également l'ensemble des transitoires de chaque notes, toujours sans déphasage, ainsi que les bruits éventuellement captés.

Il est donc clairement établi ici que la sonorité, ou "timbre", ou "chant", propre à un micro ne dépend que de deux paramètres topologiques:

- sa position par rapport au chevalet,
- sa longueur de fenêtre de lecture (auxquels s'ajouteront, comme on le verra, la distance entre chevalet et point de pincement, plus caractéristique du musicien)

NB: les esprits chagrins, nostalgiques de leur savoir dépassé, rétorqueront que le son d'un micro n'est que la conséquence de son impédance interne.

Que nenni, Messieurs!

La fenêtre d'un micro "dessine" sa sonorité, que les impédances "colorent" indépendamment de sa position.

....A suivre.

En particulier, il sera intéressant de comparer le résultats pour un micro en positions dites: "[de Curbillon](#)", "[de Vendramini](#)" et intermédiaires.

4 – Analogie avec le "formant" vocal des voyelles: le "chant" du micro.



Dans le cas de la voix, il existe une distinction entre les notions de:

- timbre vocal, propre à l'expression personnelle, souvent inconsciente du phonateur, et relativement dépourvu de valeur sémantique
- et la notion de voyelles, sonorités communes à un groupe de locuteurs, culturellement définies, et porteuses valeurs sémantiques.

Par analogie, on peut associer respectivement:

- "sonorité du micro" avec "timbre vocal"
- "coloration par impédances" avec "voyelle"

Dans cette optique, pour le micro, la "**fonction de pondération caractéristique**" liée à la f.e.m. induite, jouerait de rôle de ce qui est nommé "**timbre**" dans le cas de la voix humaine.

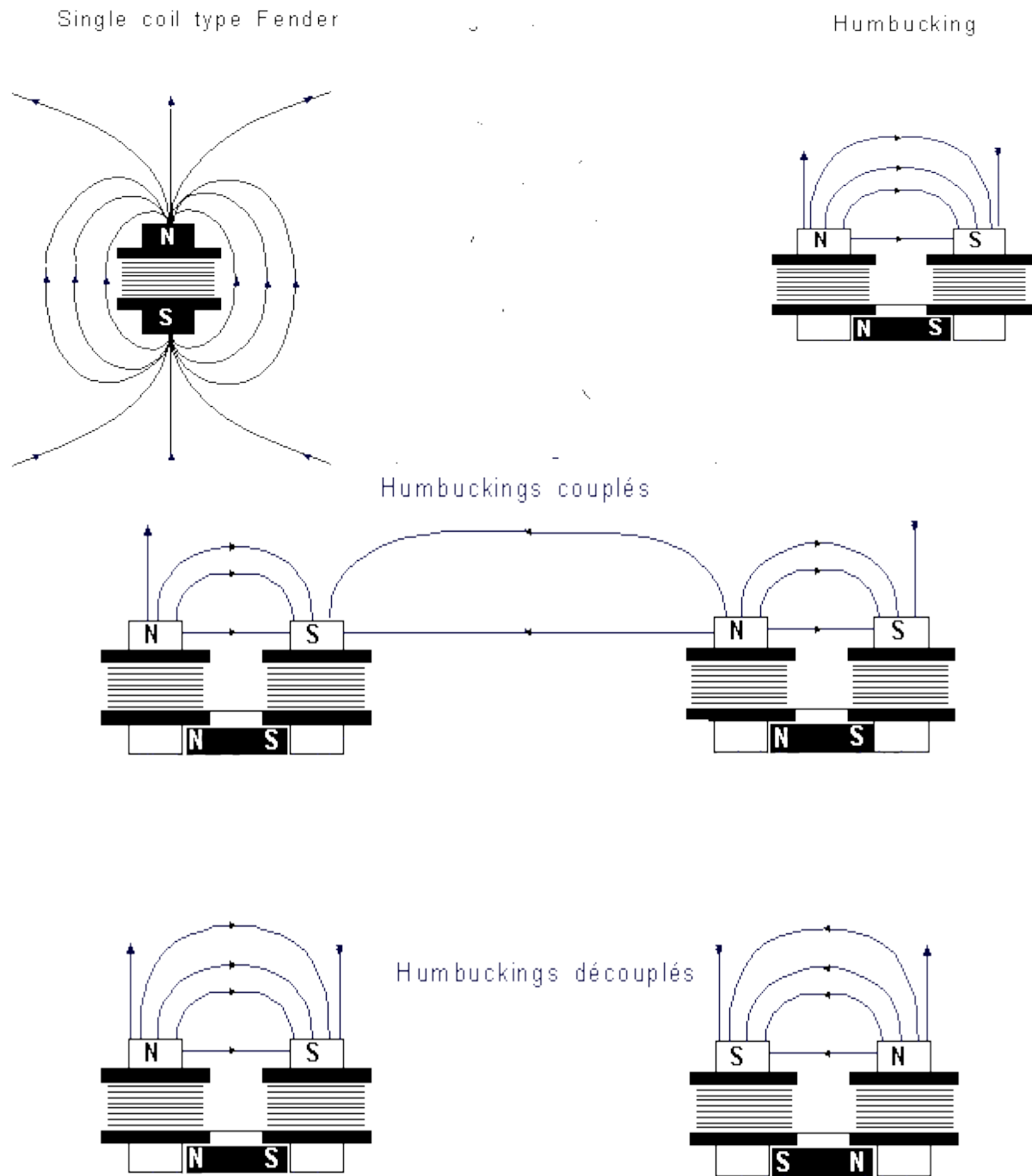
Et la sonorité du micro serait une sorte de chant particulier, dépourvu de valeur sémantique, qui caractérise à la fois, le micro, la largeur de sa fenêtre et sa distance du chevalet.

Quand aux **phénomènes de résonance**, liés aux impédances, ils joueraient le rôle de **voyelles**.

D'où la confusion usuelle entre "sonorité du micro" et "réseau d'impédances", alors que celui-ci ne fait que mêler circuits internes et externes du micro.

5 - Etendue réelle des fenêtres de lecture.

Du point de vue pratique, on peut se référer aux schémas des lignes de champ:



On peut s'attendre à:

- une fenêtre de lecture la plus réduite possible dans le cas du "humbucking" seul, ou dans le cas de humbuckings (ou de "single coils") magnétiquement découplés,
- une fenêtre de lecture plus étendue pour des micros magnétiquement couplés,
- une fenêtre de lecture très étendue dans le cas du "single coil", particulièrement pour un [micro "Charlie Christian"](#).

D'où, peut-être, la sensation d'ouverture sonore accrue en passant des premiers aux derniers micros ?

Dans tous les cas, se pose le problème de la détermination pratique de la fenêtre de lecture réelle.

1 - Le cas des "humbuckings" est parfaitement déterminé par la forme des lignes de champ limitées dans l'espace.

Le cas du "single coil" pose un problème: celui de la dimension de sa fenêtre de lecture, qui semble être infinie, si on se réfère au seul micro.

On peut cependant remarquer qu'elle se limite forcément:

- d'un côté au chevalet
- de l'autre, à la frette jouée ou au "truss rod", s'il existe.

Et deux single coils peuvent être magnétiquement couplés. En ce cas, ils se comportent magnétiquement comme un seul single coil étendu.

2 - Dans le cas le plus fréquent du "truss rod" existant en matériau ferromagnétique, on peut donc dire que, pour un "single coil" seul, ou plusieurs couplés, elle s'étend du chevalet au "truss rod".

3 - En revanche, pour deux "single coils" magnétiquement découplés, la fenêtre de lecture de chacun est amputée de l'espace qui les sépare.

Attendez-vous au pire

- **Le moindre** sera que tout ce qui a été écrit jusqu'à présent, et qui ignore les deux paramètres caractéristiques (pour mon oreille et confirmés ici par raisonnement) , n'est qu'une collection d'incantations stériles.
- **Le vulgaire** est la vague notion de fenêtre, associée par les pseudo-intellectuels de la gratte à une idée de volume sonore plus ou moins important: "ma" fenêtre agit sur le volume ET la sonorité.
- **Mais le pire** est la réaction du lecteur, candide, mais pugnace:

Je cite le dialogue épique, dans toute sa crudité édifiante:

"Hé, Monsieur le beau parleur, Monsieur le prétentieux, vous prétendez qu'un "humbucker" sonne comme un "single coil", que la nature des aimants, des pièces polaires, du fil, des bobines etc., n'a aucun rôle dans la sonorité d'un micro?

Vous vous payez ma tête, Monsieur l'emberlificoteur!"

"Que nenni, Monsieur le lecteur adoré, mais légitimement rétif!

Je dis seulement que si je connais l'influence moyenne d'un micro et la position de sa fenêtre de lecture dans l'espace, je sais calculer sa tension de sortie et son allure générale en fonction de la fréquence.

Fin de citation

Quant à l'[impédance électrique](#), son rôle sera confondu avec celui de l'électronique embarquée, rôle donc "de coloration secondaire". Enfin, **seuls les différents "bruits"** non provenant des cordes, tels ceux qui proviendraient des mouvements de spires plus ou moins jointives, de mouvements ou de chocs sur le micro, ne sont pas concernés par cet étude, mais éventuellement par celle de l'[impédances interne du micro](#).

Attendez-vous donc au pire. 😊



Coefficient linéique d'influence ponctuelle d'une corde et sa mesure.

1. [Rappels chronologiques](#)
1. [Mesure pratique de l'influence](#)
1. [Poil à gratter](#)

Rappels chronologiques

En contradiction avec la présentation du présent document, chronologiquement, la notion de coefficient linéique ponctuel d'influence d'une corde a tout d'abord été [introduite empiriquement, à la page de définition de la fenêtre de lecture](#), afin de préciser la définition ladite fenêtre.

Puis, l'existence physique de ce coefficient a été justifiée a posteriori en considération de la notion générale de [réductance](#).

Enfin, une [hypothèse a été faite sur sa valeur](#), et les moyens de le mesurer.



Mesure pratique de l'influence

Compte tenu des réflexions précédentes, je propose d'identifier le coefficient ponctuel (ou linéique) k d'une corde à :

$$(\mu/\mu_0)FB_y(\mathbf{x}) = d\mathbf{e}/v d\mathbf{x} = k(\mathbf{x})$$

où

- \mathbf{x} désigne le point courant considéré de la corde, et $d\mathbf{x}$ l'élément de corde correspondant,
- $B_y(\mathbf{x})$ désigne la composante de $\overline{\mathbf{B}}(\mathbf{x})$, induction engendrée par le micro) au même point \mathbf{x} , suivant l'axe y des pôles,
- μ est la perméabilité magnétique de la corde, supposée homogène
- μ_0 est classiquement la perméabilité magnétique du vide
- v est la vitesse de corde au même point,
- $d\mathbf{e}$ est la f.e.m. élémentaire, induite par l'élément $d\mathbf{x}$
- F est un coefficient "topologique", sans dimension, ne dépendant que de la forme de la section de corde au point \mathbf{x}

Dans ces conditions, pour une corde homogène (donc, à μ et F constants), la valeur de $k(\mathbf{x})$ se confond avec celle de $B_y(\mathbf{x})$, à un facteur constant multiplicatif k près ne dépendant que de la forme de la section, soit:

$$k(\mathbf{x}) = kB_y(\mathbf{x})$$

avec

$$k = \text{constante} = (\mu/\mu_0)F$$

En ce cas, on peut dire que la mesure de $k(\mathbf{x})$ se résumerait à celle de $B_y(\mathbf{x})$, à un facteur multiplicatif près, qui pourrait être appelé "facteur de forme» de la corde.

Alors, on obtient une valeur indirecte de la mesure de $k(\mathbf{x})$, en se référant à celle de la f.e.m. totale, et à [l'équation fondamentale du micro](#).



Poil à gratter

En principe, ici se terminerait la théorie complète du micro, qui **reste à confirmer par les mesures du coefficient d'amplification $A(f)$** , en fonction de la fréquence.

Cependant, on peut utilement explorer quelques [exemples](#) et explorer différents [hypothèses alternatives](#).



Influence de l'emplacement du micro

Etude de 4 positions remarquables

(Merci au [site de Patrice Rabiller](#) pour son efficace traceur de courbes)

- **Configuration commune aux cas particuliers étudiés**
- **4 positions particulières**
 - **1 - Position contre la touche ou "pré-Curbillon"**
 - **2 - Position de Curbillon**
 - **3 - Position intermédiaire**
 - **4 - Position de Vendramini**
- **Variations de la fenêtre**

Configuration commune

Trois positions de micro fort usitées méritent une étude, ainsi qu'une position rarement utilisée.

- 1 - La position la plus proche possible de la touche, ou **pré-Curbillon**, qui ne peut exister que si la touche est suffisamment courte, position assez rare.
- 2 - La position, dite "de Curbillon", micro axé au niveau de l'harmonique 4 (double octave) de la fondamentale, position réputée pour donner le meilleur équilibre sonore en Jazz. C'est la position généralement choisie par les luthiers et constructeurs, pour la configuration dite "neck", "aigus" (sic!), "rythm" (re-sic!), ou "Jazz".
- 3 La position **intermédiaire**, souvent intitulée position du "micro du milieu", qui donne, comme son nom l'indique une sonorité "intermédiaire", que nous allons tenter de définir.
- 4 - La position, dite "de Vendramini", micro proche du chevalet, qui offre un son agressif, particulièrement prisé par les "rockers". Elle est habituellement désignée par configuration "bridge" ou "solo" (re-re-sic!).

Pour raison de simplicité, ces quatre cas seront restreints à une corde de Mi aigu, avec un diapason assez usuel de **64 cm**, pour un même micro de largeur de fenêtre supposée égale à **4 cm**.

En fonction des paramètres définis à la page "[fenêtre de lecture d'un micro](#)", l'amplification **caractéristique $A(f)$** du micro situé à la distance moyenne du chevalet, vaut:

$$A(f) = e/e_{musicale} = \sin(2\pi fd/Lf_0)\sin(2\pi fX/Lf_0)$$

Mais ici toujours avec: $f_0 = 329.63$ Hz, $L = 64$ cm, $X = 4/2 = 2$ cm et $f_2 = Lf_0/2X = 5274$ Hz

En pratique - Practical

1 - Position pré-Curbillon:

Si la touche est suffisamment courte, le micro peut effectivement être placé à une distance d du chevalet supérieure à $L/4$ (ce qui n'est pas toujours réalisable).

On a comme convention générale: $f_0 = 329.63$ Hz, $L = 64$ cm et $X = 2$ cm et $f_2 = 5274$ Hz, mais de plus $d > L/4 = 16$ cm, soit:

$$f_0 = 329.63 \text{ Hz}, L = 64 \text{ cm}, X = 2 \text{ cm}, d = L/4 = 16 \text{ cm}, f_2 = 5274 \text{ Hz et } f_1 < 659,26 \text{ Hz}$$

En fonction de la construction de la touche, il reste généralement peu de place pour un tel micro.

Nous supposons donc $d > 16$ cm, mais peu différent de 16 cm.

Par exemple $d = 18$ cm. En ce cas, $f_1 = Lf_0/2d = 586$ Hz et,

$$A = \sin(2\pi fd/Lf_0)\sin(2\pi fX/Lf_0) = \sin(\pi f/f_1)\sin(\pi f/f_2) = \sin(5,3611 \cdot 10^{-3} f)\sin(5,95675 \cdot 10^{-4} f)$$

Soit, la courbe de variation de la tension aux bornes du micro, en fonction de la fréquence:

- **en vert**, la courbe de $\sin(\pi f/f_2)$, associée à la fenêtre de lecture du micro de longueur $2X$
- **en rouge**, celle de $\sin(\pi f/f_1)$, associée à la distance d entre micro et chevalet
- **en noir**, la variation A de tension de sortie

Courbe de $A = e/e_{musicale}$, en fonction de f

Grossièrement dit, la **variation de tension de sortie est sinusoïdale**, de fréquence $f_1 = Lf_0/2d$, modulée par une sinusoïde de fréquence $f_2 = Lf_0/2X$.

Par rapport à la courbe suivante (position de Curbillon), on voit que le spectre est relativement régulier, mais légèrement plus faible en intensités maximales.

1 - Position de Curbillon

On a, comme convention générale, $f_0 = 329.63$ Hz, $L = 64$ cm et $X = 2$ cm et $f_2 = 5274$ Hz, mais de plus $d = L/4 = 16$ cm, soit:

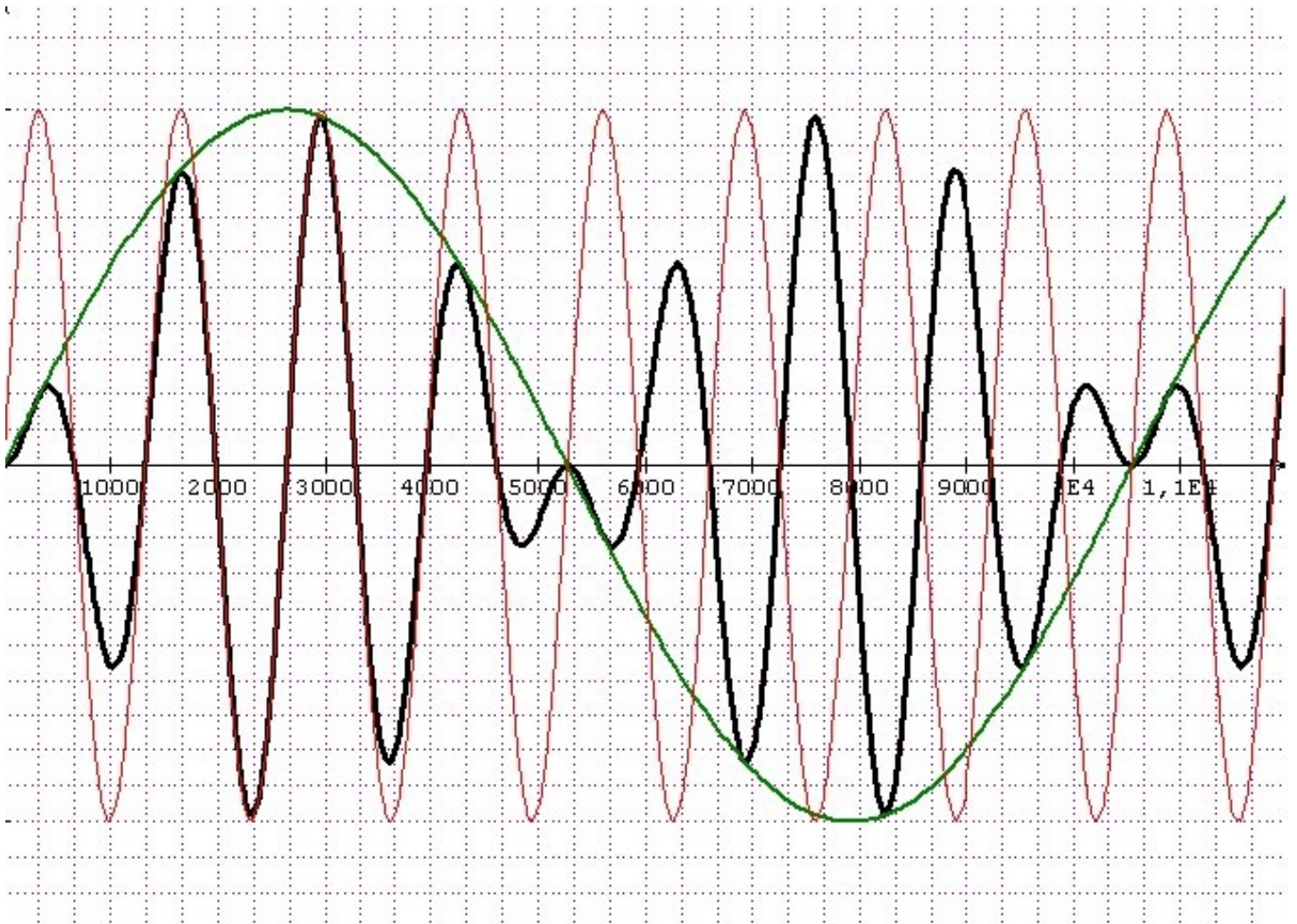
$$f_0 = 329.63 \text{ Hz}, L = 64 \text{ cm}, X = 2 \text{ cm}, d = L/4 = 16 \text{ cm}, f_2 = 5274 \text{ Hz et } f_1 = 659,26 \text{ Hz}$$

et

$$e/e_{musicale} = \sin(2\pi fd/Lf_0)\sin(2\pi fX/Lf_0) = \sin(\pi f/f_1)\sin(\pi f/f_2) = \sin(4,765 \cdot 10^{-3} f)\sin(5,95675 \cdot 10^{-4} f)$$

Soit, la courbe de variation de l'amplification $A(f)$ disponible aux bornes du micro, en fonction de la fréquence:





Courbe de $A = e/e_{musicale}$, en fonction de f

2 - Position intermédiaire

On a , comme convention générale, $f_0 = 329.63$ Hz, $L = 64$ cm et $X = 2$ cm et $f_2 = , f_2 5274$ Hz, mais en plus on suppose arbitrairement $d=L/8=8$ cm , soit:

$$f_1 = Lf_0/2d = 4f_0 = 1318.52 \text{ Hz}$$

$$e/e_{musicale} = \sin(2,3125 \cdot 10^{-3} f) \sin(5,95675 \cdot 10^{-4} f)$$

Soit, la courbe de variation de l'amplification $A(f)$. disponible aux bornes du micro, en fonction de la fréquence:

Courbe de $A = e/e_{musicale}$, en fonction de f

La distribution des fréquences est ici fortement irrégulière, entraînant une sensation auditive de déséquilibre, par rapport à position de Curbillon, qui serait alors la position la plus "équilibrée".

3 -Position de Vendramini

Supposons que la distance d (entre axe du micro et chevalet) diminue, vers une position dite "bridge". Alors il existe une position privilégié ($d = X$), où cette distance égale la demi largeur de fenêtre.

Dans cette position, $f_1 = f_2$

Alors la tension de sortie est proportionnelle à :

$$e/e_{\text{musicale}} = \sin(2\pi fd/Lf_0)\sin(2\pi fX/Lf_0) = \sin^2(2\pi fd/Lf_0) = \sin^2(2\pi fX/Lf_0)$$

Dans le cas étudié ici, on a :

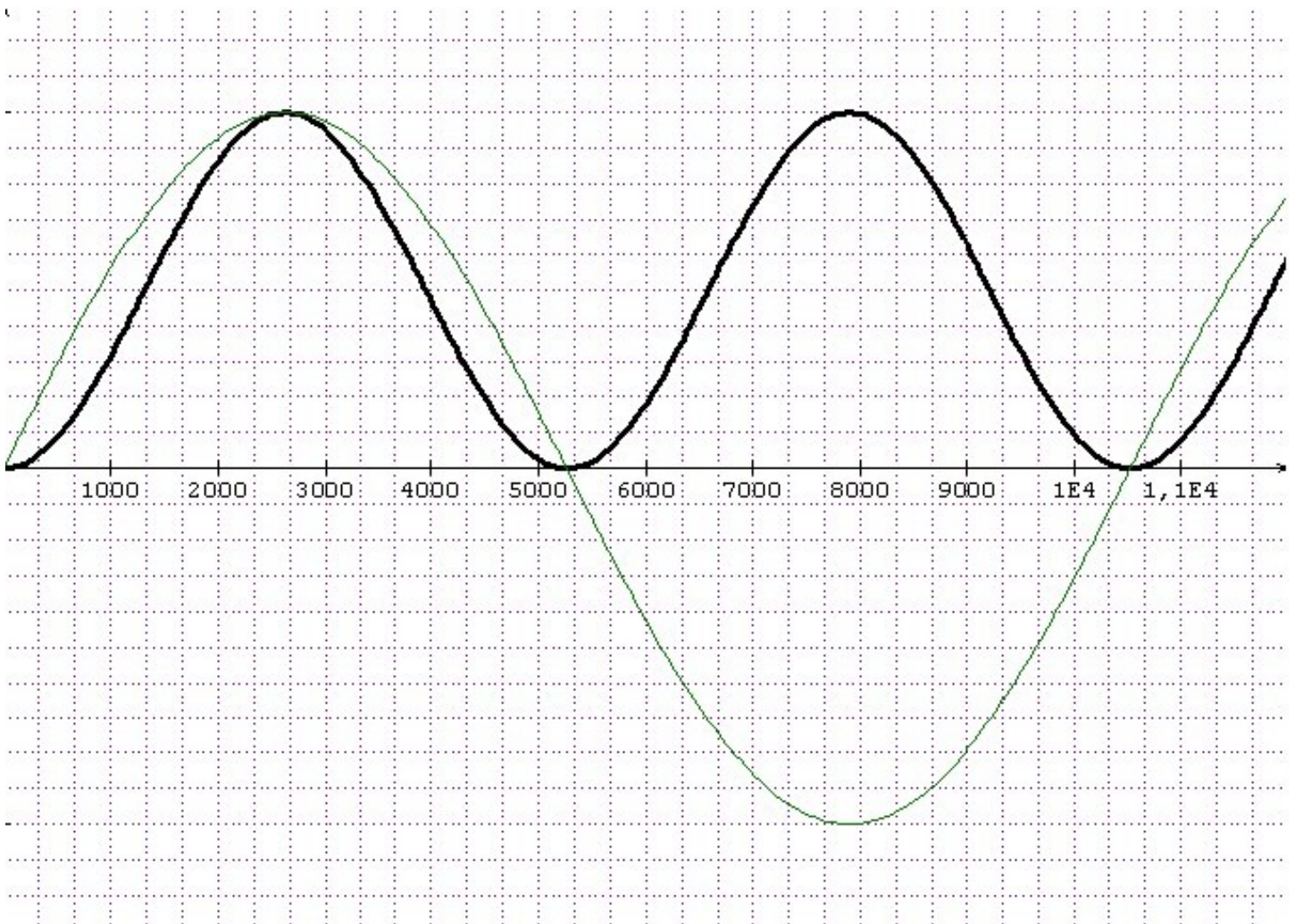
$$f_0 = 329.63 \text{ Hz}, L = 64 \text{ cm}, X = 2 \text{ cm}, d = 2 \text{ cm}, \text{ et } f_1 = f_2 = 329.63 \times 64/2 = 10548 \text{ Hz}$$

et

$$e/e_{\text{musicale}} = \sin(5,9675 \cdot 10^{-4} f)^2$$

Soit, la courbe de variation de l'amplification $A(f)$ disponible aux bornes du micro, en fonction de la fréquence :

- **en vert**, la courbe de $\sin(\pi f/f_2)$, associée à la fenêtre de lecture du micro de longueur $2X$
- **confondue**, celle de $\sin(\pi f/f_1)$, associée à la distance d entre micro et chevalet
- **en noir**, la variation de tension de sortie



Courbe de $A = e/e_{\text{musicale}}$, en fonction de f

La f.e.m. se retrouve redressée, avec un effet maximal de distorsion.

De plus, si la distance d diminue encore, la fenêtre déborde au-delà du chevalet, où le micro n'est plus

sensible qu'aux bruits transmis par les cordes.

Il semble donc, que, comme l'avait subodoré le luthier Vendramini, il existe une limite au à un rapprochement du micro vers le chevalet, au-delà de laquelle, le micro cesse de fonctionner utilement.

Cette limite, que je nomme limite de Vendramimi, semble coïncider avec le bord de la fenêtre magnétique du micro, qui ne devrait jamais dépasser le chevalet.

Enfin cette limite, évaluée au départ à 2 ou 3 centimètres, varierait, en fait, en fonction de la largeur de la fenêtre, c'est-à-dire du circuit magnétique utilisé pour construire le micro.



Poil à gratter

Comme vous l'avez constaté, les exemples n'ont concerné qu'une variation de la distance d comptée à partir du chevalet, en laissant la largeur de fenêtre du micro constante.

Cela revient à déplacer le même micro.

Mais quel serait l'effet de l'élargissement de la fenêtre, par exemple par un changement du circuit magnétique, pour un micro fixé à un emplacement donné ?

L'effet sur les courbes serait une dilatation de la courbe en vert, la courbe en rouge restant intact.

Auditivement, conformément à l'expérience, le son du micro s'en trouverait simplement "plus doux", "plus plein", si ces termes ont réellement un sens.

C'est ce qu'on constate, par exemple en passant d'un "single coil" à un double bobinage, d'un P90 à un Charlie Christian, etc.

Mais il faudrait également tenir compte des changements d'impédances, qui interfèrent avec la sonorité propre à la fenêtre.

On se retrouverait alors avec beaucoup trop de cas d'espèces qu'il faudrait traiter individuellement.



Micro et "circuits RLC résonants"

(Merci à Helmuth E. W. Lemme, pour ses schémas bienvenus)

- **Circuits intéressés**
 - **I - Circuit interne au micro**
 - **II - Circuits externes**
 - **III - Autres circuits embarqués**
- **Valeurs usuelles**
- **Le "moteur" et les "freins" du micro**

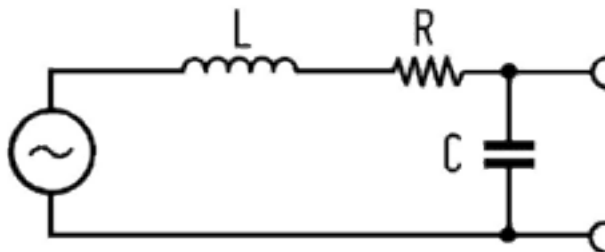
Circuits intéressés

I - Circuit interne au micro:

Dans la pratique, si un micro développe sa propre force électromotrice (ou f.e.m.), celle-ci agit sur un circuit interne composé de:

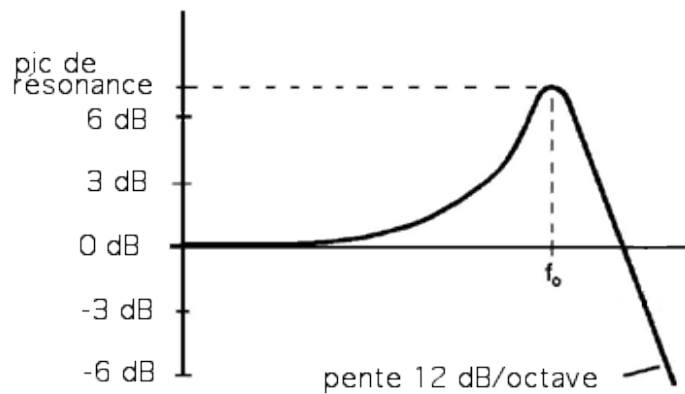
- la résistance interne R des bobines
- en série avec la self induction L des bobines sises dans leur entrefer
- en série avec une capacité de fuite C , souvent oubliée, car invisible.

Le schéma équivalent au micro seul est alors:



A gauche la tension d'entrée V_e (la fameuse f.e.m.). A droite, la tension de sortie V_s

Le micro est donc soumis à un filtre interne, dit filtre série RLC, du second ordre, et sa tension de sortie V_s est liée à la la tension d'entrée V_e (ou f.e.m.), suivant une courbe du genre (on éludera ici la démonstration, classique chez les électriciens - [voir le pdf correspondant](#) -, mais rébarbative pour un guitariste candide):



Courbe typique de variation de V_s/V_e en dB, en fonction de la fréquence, analogue à celle de l'inverse de l'impédance (ou admittance) du micro.

Plus précisément, le rapport **V_s/V_e** , qui indique la valeur relative de la tension de sortie du micro :

- démarre de la valeur 1 (soit 0 dB),
- pour augmenter, à la fréquence f_0 dite "**fréquence de résonance**", jusqu'à une valeur maximale dite "**pic de résonance**",
- pour finalement diminuer constamment en suivant une pente tendant vers 12 dB par octave.

Enfin, à la vue des pentes abruptes de la courbe, il est facile d'imaginer **l'importance sur la sonorité générale du micro**:

- des valeurs de la fréquence de résonance,
- du "pic" maximum de la courbe obtenu à la résonance,
- de la largeur du pic de résonance.

On pourrait démontrer que la valeur de la fréquence de résonance f_0 est telle que :

$$1/f_0 = 2\pi(LC)^{1/2}$$

La **fréquence de résonance** f_0 **diminue** donc comme \sqrt{LC}

La valeur de la résistance interne R , quant à elle, agit sur la valeur du "pic" de résonance et sur l'étalement de la courbe autour du "pic".

Plus précisément, on pourrait démontrer que :

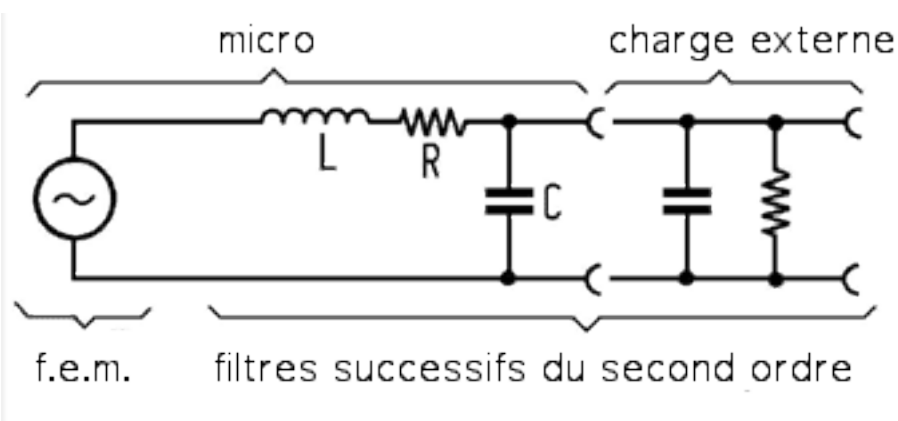
- à la fréquence de résonance f_0 , l'impédance interne du micro est uniquement résistive, et précisément égale à R ,
- **la hauteur** du "pic" **varie comme** \sqrt{LC} / R ,
- et **l'étalement** de la courbe autour du "pic" **croît** avec L/R .

Et comme R correspond à une perte d'énergie par échauffement, il est logique de dire que **la résistance R agit comme un "amortissement" de la résonance**.

II - Circuits externes:

Mais, pour aller plus loin, ce circuit de filtre interne au micro est lui-même suivi d'un second filtre externe

également dit "du second ordre", composé du câble de liaison et de sa capacité de fuite, raccordé sur l'impédance d'entrée du préampli, suivant le schéma équivalent:



III - Autres circuits embarqués:

Nous avons oublié pour simplification **les circuits annexes embarqués** souvent commandés par des potentiomètres, contacteurs, et "switches" divers, qui s'interposent couramment entre micro et jack de sortie.

On voit immédiatement que la capacité de fuite interne du micro est associée, au minimum, à une seconde capacité de fuite externe qui joue donc également sur la fréquence de coupure et le "pic" de l'ensemble.

Les autres circuits embarqués ont donc une influence. Mais la multiplicité des cas possibles fait repousser leur analyse à une éventuelle future étude.

On peut cependant citer des phénomènes avérés, mais peu ou mal connus:

- **Un "pic" élevé est favorisé par l'ouverture totale des potentiomètres, voire leur neutralisation complète.**
- **Il est également favorisé par un câblage en monofil (non blindé), à condition qu'il soit parfaitement réalisé.**
- **Enfin, on peut ajouter que toute complication de ces circuits se traduit immanquablement par une augmentation des capacités de fuite, donc par une diminution du fameux "pic".**

Ces principes ont été souvent adoptés par les [frères Jacobacci](#), dans leurs oeuvres les plus raffinées.

D'où la notion qui m'est chère de "guitare d'homme", plaisanterie destinée à promouvoir la guitare de jazz munie d'un seul micro, jouée avec ses deux potentiomètres ouvert à fond.



Valeurs usuelles

La fréquence de résonance de la plupart des micros usuels, combinés avec des câbles de liaison courants, tourne entre 2000 et 5000 Hz. C'est la plage où l'oreille humaine a la meilleure sensibilité. Une succincte corrélation subjective entre fréquences de résonance et sonorités indique que :

- à 2000 Hz, le son est "chaud" et "moelleux"
- à 3000 Hz, "brillant" ou "présent"
- à 4000 Hz, "perçant"
- à 5000 Hz, "strident" mais "peu charpenté"

Bien entendu, le son dépend également de la hauteur du pic de résonance. Un pic élevé produit un son puissant et fortement personnalisé; un pic atténué, un son affaibli, particulièrement avec des "solides" qui n'ont aucune caisse de résonance.

La hauteur du pic de la plupart des micros varie de 1 à 4.

Il dépend des matériaux magnétiques, du bobinage et des capots métalliques des micros (souvent ôtés, pour une obtention d'un "pic" plus élevé, mais ... plus de parasites, en contrepartie).

Toujours en oubliant l'influence des autres circuits embarqués (par commodité simplificatrice) la fréquence de résonance dépend à la fois de l'inductance L du micro (généralement compris entre 1 et 10 Henrys) et de la capacité de fuite totale C . C est la somme de la capacité de fuite du bobinage (environ 80-200 pF) et de celle du câble de liaison (environ 300-1000 pF).

Il est donc clair que le câble de liaison doit être choisi avec discernement.

Pour résumer, on peut répéter que :

- si le "son" propre à un micro est **dessiné** [par sa fenêtre de lecture](#),
- [il est coloré](#) par son circuit résonant interne et par les circuits résonants suivants.



"Moteur" et "freins" du micro.

L'habitude des fainéants est d'expliquer la sonorité d'un micro, uniquement par la notion, plus ou moins bien digérée, de circuit résonant.

C'est oublier le rôle primordial de la "[fenêtre de lecture](#)", **véritable moteur du micro**, dont les **circuits résonants ne sont que les freins sélectifs**.

Enfin, ne vous fiez en aucun cas aux schémas et valeurs fournis par les constructeurs de micro. Sauf exception, ce ne sont que des souhaits de leur directeur de la communication (directeur de la pub, en langage courant). Malheureusement (ou heureusement?) le client ordinaire n'a que ses oreilles pour juger.



Tentatives de modélisation du couple corde-micro

- [Hypothèses avortées](#)
- [Hypothèse retenue](#)
- [Celles auxquelles vous avez échappé!](#)
 - [Anti-référence parisienne](#)
 - [Anti-référence du Mans](#)
- [Théorie consistante](#)

Hypothèses avortées

I - Première proposition, purement intuitive, mais ... très risquée:

En première approximation, le champ magnétique moteur engendré en un point par les aimants ne dépendrait que de la distance d qui sépare ce point du chevalet.

Pour contourner la difficulté de description de l'action de la corde sur le flux prévu par les [lois de Faraday et Lentz](#), je **propose** de considérer 'un élément de corde $d\vec{l}$ animé de la vitesse \vec{v} pourrait créer une f.e.m. élémentaire $d\vec{e}$, telle que:

$$d\vec{e} = |\vec{v} \wedge (d\vec{l} \wedge \vec{B}(d))| \text{ (où } \wedge = \text{ produit vectoriel)}$$

Cette proposition logique donne, de plus, une formule homogène du point de vue des unités.

Il resterait à modéliser une répartition vraisemblable de $\vec{B}(d)$ et à vérifier la cohérence du résultat théorique obtenu avec ce qui est réellement perçu par l'oreille.

Malheureusement, les hypothèses restent trop risquées, voire simplettes.

II - Deuxième proposition, plus fondée.

II 1 - Hypothèses "naturelles"

Le mouvement le plus général d'une corde vibrante peut se faire dans n'importe quel plan contenant la corde au repos. Mais comme un tel mouvement peut être décrit par la recombinaison de deux mouvements plans distincts, il est légitime de ne considérer que deux plans de référence distincts dans notre approche. Par exemple, **on se bornera ici à un mouvement élémentaire de la corde qualifié de "axial" et limité à un plan perpendiculaire à la table de la guitare.**

Ultérieurement, une étude duale pourra être réalisée pour un autre mouvement élémentaire qualifiés de "latéral", limité à un plan parallèle à la table, et le mouvement le plus général de la corde sera alors une combinaison des deux mouvements élémentaires. Et pour conclure, la règle d'additivité des champs permettra de décrire la règle s'appliquant aux variations de flux dans le cas général.

Sans restriction sur les résultats finaux, nous pouvons en conséquence supposer d'abord que tout se passe dans un seul plan, le plan de la corde au repos et perpendiculaire à la table de la guitare et dit "plan axial". Dans ces conditions, les hypothèses sont les suivantes



1 En un point, pour de petits déplacements autour de sa position d'équilibre, et en première approximation, la corde baigne dans un champ magnétique moteur $\vec{B}(d)$ ne dépendant que de la distance d avec le chevalet.

2 Le mouvement de la corde est supposé limité au même plan, et la vitesse v de déplacement d'un point de corde est perpendiculaire à la corde.

3 On peut supposer que l'aimantation en ce point de la corde (composée d'un matériau ferromagnétique supposé homogène et isotrope) ne se produit que transversalement (en raison de la forme cylindrique de la corde), et qu'elle s'annule si le champ devient parallèle à l'axe de la corde.

4 Un élément de corde $d\ell$ est constitué d'une "tranche" orientée, d'épaisseur $d\ell$, de diamètre D , tranche susceptible de porter des charges magnétiques (fictives) **situées quasi ponctuellement et diamétralement opposées.**

II 2 - Hypothèses "osées"

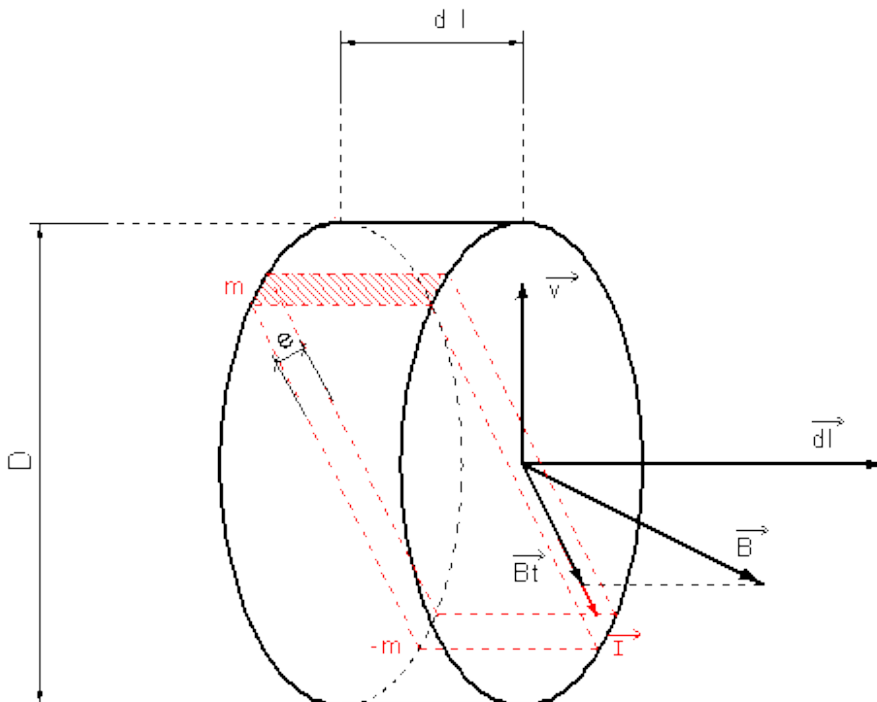
1 L'aimantation \mathbf{I} induite est proportionnelle à la composante tangentielle B_t du champ, par rapport au plan de la tranche.

2 Elle correspond à des masses magnétiques m et $-m$, réparties aux extrémités d'une section (en rouge sur le schéma) d'épaisseur e et alignée sur \mathbf{I} .

II 3 - Développement du raisonnement

On est ramené au cas simple d'un aimant rectiligne, long et relativement plat, dont l'épaisseur e est souhaitée s'éliminer de la suite des calculs (à vérifier).

Cette "section" (en rouge) de "tranche" de corde élémentaire peut être assimilée à un doublet magnétique qui produirait un champ magnétique perturbateur variable élémentaire, dont l'**intégration le long de la corde** représente le champ dont la variation du flux va induire la f.e.m. induite dans les bobinages du micro.



L'aimantation $\bar{\mathbf{I}}$ du dipôle dépend de $\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{d})$, et de la susceptibilité magnétique du matériau utilisé. Et le champ perturbateur élémentaire est facile à évaluer en fonction de \mathbf{v} , en considérant qu'il agit à grande distance, par rapport au diamètre \mathbf{D} de la corde, et par rapport aux faibles déplacements supposés de la corde. Dans cette évaluation, les pièces polaires ou aimants permanents traversant le bobinage sont ignorés.

Mais leur rôle effectif sur le champ perturbateur, est la concentration des lignes de champ, sans action sur le flux du même champ qui est conservatif ($\text{div } \bar{\mathbf{B}} = 0$).

Restera à réaliser l'intégration en fonction de \mathbf{d} , et à l'interpréter.

III Troisième hypothèse, plus pratique, et fondée sur l'analyse dimensionnelle.

Devant la difficulté d'explicitier les modélisations évoquées ci-dessus, j'ai songé à utiliser une méthode éprouvée dans différents domaines scientifiques tels que la mécanique des fluides, ou un coefficient, difficile à évaluer théoriquement, est inspiré par la seule analyse dimensionnelle, et confirmé par ses utilisations pratiques.

Sachant que la vitesse de variation élémentaire du flux d'induction $d\Phi$ créé par un élément $d\mathbf{x}$ de la corde et parcourant le système des bobines actives d'un micro doit, selon toute vraisemblance, être proportionnel:

- au flux d'induction $\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{x})$ qui aimante l'élément de corde,
- à la perméabilité magnétique μ de la corde (supposée constante)
- à la vitesse scalaire $\mathbf{v}(\mathbf{x})$ de la corde,
- enfin, hypothèse beaucoup plus osée, à un coefficient $\mathbf{g}(\mathbf{x})$, purement géométrique et sans dimension, ne liant que:
 - la surface active des bobines (celle qui est traversée par la flux)
 - et le point \mathbf{x}

Alors, si μ_0 est la perméabilité du vide, la loi de Lenz, impose alors que la f.e.m. $d\mathbf{e}$, engendrée dans le circuit du micro par l'élément de corde $d\mathbf{x}$, soit de la forme:

$$d\mathbf{e} = -\frac{d\Phi}{dt}d\mathbf{x} = -\mathbf{g}(\mathbf{x})(\mu/\mu_0)\mathbf{B}(\mathbf{x})\mathbf{v}(\mathbf{x}).d\mathbf{x}$$

$$d\mathbf{e} = -\mathbf{h}(\mathbf{x})\mathbf{v}(\mathbf{x})d\mathbf{x} \quad (\pm, \text{ en fonction des conventions utilisées})$$

$$\text{où } \mathbf{h}(\mathbf{x}) = \mathbf{g}(\mathbf{x})(\mu/\mu_0)\mathbf{B}(\mathbf{x})$$

D'après la loi de Lenz, on voit immédiatement que:

1. $d\mathbf{e} = -\mathbf{h}(\mathbf{x})\mathbf{v}(\mathbf{x})d\mathbf{x}$
2. $\mathbf{h}(\mathbf{x}) = \mathbf{g}(\mathbf{x})(\mu/\mu_0)\mathbf{B}(\mathbf{x})$
3. $\mathbf{g}(\mathbf{x})$ est un nombre sans dimension.

IV Quatrième proposition, fondée sur la fertile notion de réluctance:

En raison des difficultés de solution mathématique des autres propositions, **la bonne idée est venue de la notion de réluctance**, qui permet:

- de lier chaque point d'un circuit magnétique,
- donc, de lier élégamment aimants et corde vibrante,
- de donner son sens à la notion, au départ purement intuitive, de [coefficient d'influence ponctuel d'une corde sur un micro](#)



En pratique

Dans l'étude menée, on suppose acquis que la force électromotrice e produite dans un micro par un élément de corde dx est telle que:

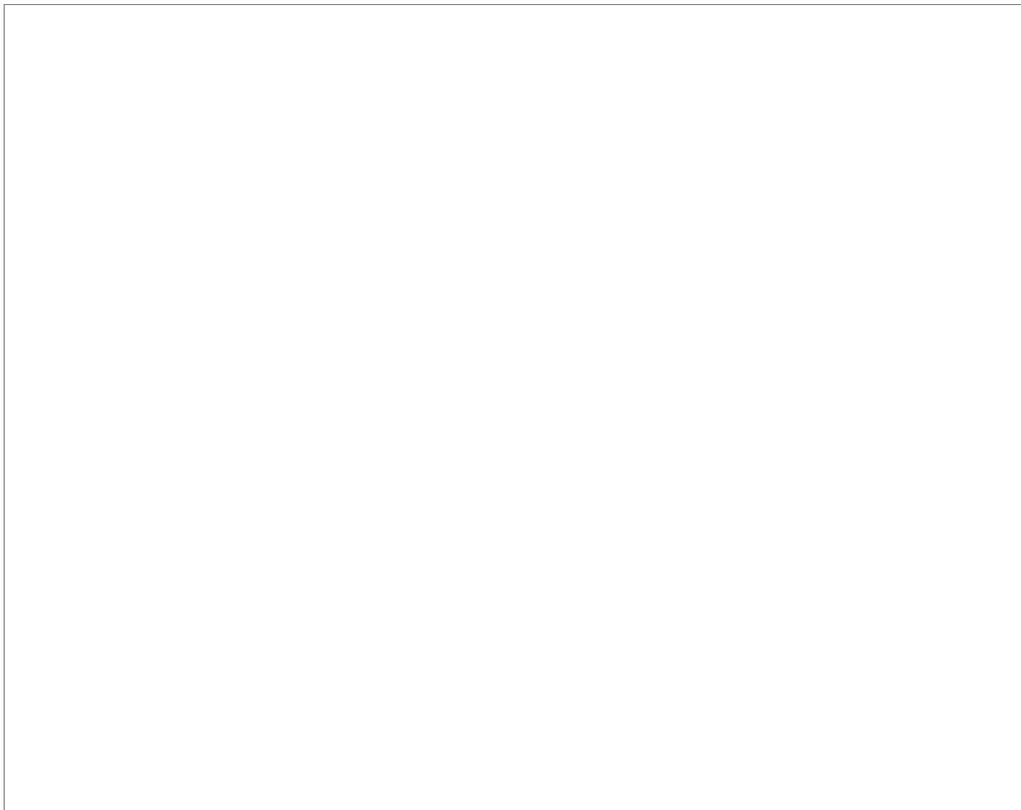
$$de = -k(x)v(x)dx$$

où

$k(x)$ est un coefficient (de dimension weber/mètre carré, soit celle d'une induction) que je baptise: "**coefficient linéique d'influence ponctuel**" de la corde sur le micro au point considéré, ou simplement "**coefficient d'influence**" de la corde.

Le challenge est de caractériser les différences de sonorités obtenues, par exemple, dans des cas bien différenciés, tels que:

Trois types de micros usuels, solitaires.



Cas de deux humbuckings

, mais également d'étendre une telle étude au cas exceptionnel du [micro "Charlie Christian"](#) où l'action du champ magnétique s'étend pratiquement à l'ensemble de la corde entre touche et chevalet.

De plus, il faudra aborder, au travers de cette optique, l'évolution sonore liée au déplacement d'un micro.



Celles auxquelles vous avez échappé, et enfin, la bonne!

- **Etude du LAM**

A ma connaissance, seuls des étudiants du LAM (Laboratoire d'Acoustique Musicale, rattaché à la Faculté de Paris Jussieu) ont tenté de modéliser l'action des cordes sur les micros, au cours d'un stage.

Pécher véniel: l'étude a omis de citer les sources des schémas, souvent pillés sur mon site, comme j'en ai fait la remarque au très compétent Charles Besnainou, qui encadrait le stage.

Pécher mortel: leur modélisation s'est faite à grand' peine, avec appel au lourd logiciel "Math Lab", et pour des résultats bien faibles, voire inutilisables.

Il me semble que l'erreur de base a été de considérer la corde comme un simple dipôle magnétique, alors que la réalité aurait réclamé la modélisation d'une distribution continue de dipôles élémentaires, tâche malheureusement titanesque sans les simplifications imposées ici.

C'est oublier un peu vite que la [corde agit au travers d'une portion non négligeable de sa longueur](#), et non pas ponctuellement.

Enfin cette étude a eu le malheur de mettre en relief (de façon exagérée) l'impédance des circuits électriques des micros, en s'appuyant de plus sur ... une conception erronée des paramètres réellement influents de ladite impédance.

- **Les manceaux du LAUM (Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine)**

On peut également citer la contribution de l'Université du Maine au n° 3 de la revue "Musique et Technique", qui, si les doctes manceaux ont bien songé à faire appel à la notion pertinente de réluctance, ces savants ont oublié (sic) de lier *réluctance variable* et *vitesse de la corde*. De simples et modestes agrégatifs auraient rectifié le tir (voir [Capteurs.pdf](#)).

En confondant *capteur de vitesse* avec *capteur de déplacement*, leur théorie n'est pas celle du micro électromagnétique, mais celle d'un micro destiné aux rêveurs.

Nous supposerons charitablement que la bévue est à attribuer à une mauvaise interprétation des journalistes. Mais le doute plane.

- **Théorie consistante.**

Pour ma part, je préfère privilégier les études basées sur mon expérience d'écoute, par rapport aux études uniquement théoriques menée par des non musiciens, inapplicables à la réalité sonore, qui s'avère ... bien têtue.

Dans ce cadre, la théorie du micro électromagnétique, présentée aux chapitres [réluctance](#) et [fenêtre de lecture](#), est consistante avec les lois fondamentales de l'électromagnétisme et la fréquentation de centaines d'instruments en plus de cinquante ans.

Vous:

Oui, mais est-elle "vraie", Monsieur le prétentieux?

Moi:

Je le suppose, lecteur candide, dans la mesure où le terme "vraie" aurait un sens.

Pour l'instant elle n'est que "consistante", ou "non contradictoire", c'est-à-dire "possible" ou "envisageable" (en langage usuel).

Comme dit l'autre, je resterai génial (sic), mais modeste (re-sic): reste à vérifier, au travers des **expériences quantitatives à venir**, ... si je ne me mets pas le doigt dans l'oeil.



Effets du rapprochement ou éloignement des cordes et du micro.

- [Rappels de la théorie](#) (pour les matheux)
- [En pratique](#) (pour tous): baissez vos cordes au maximum
- [Poil à gratter](#) : et le sustain ? (âmes sensibles, s'abstenir)

Rappels

- D'après la [théorie de la fenêtre de lecture](#), pour une note pure de fréquence f , si f_0 est la fréquence de la note à vide, E l'élongation maximale de la note pure considérée, on a:
$$y = E \sin(2\pi xf/Lf_0)$$
 (la longueur d'onde étant alors $\lambda = 2Lf_0/f$)

En fonction du temps t , l'élongation $E(t)$ est elle-même une fonction sinusoïdale:

$$E = a \sin(2\pi ft + \varphi)$$

Au total, on a, avec l'amplitude a et la phase φ de la note ([voir la page concernant la corde vibrante théorique](#)):

$$y = a \sin(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi xf/Lf_0)$$

On en déduit la vitesse v à l'abscisse x :

$$v = 2\pi fa \cos(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi xf/Lf_0)$$

- D'après la [relation fondamentale du couple corde-micro, ou relation vitesse-f.e.m.](#), la f.e.m. pure induite est, au signe près:

$$e = (\Phi_0/\beta) v$$

où

- β est la distance corde/micro, au repos
- Φ_0 est le flux traversant la surface S , corde au repos
- $v = dy/dt$ est la vitesse de la corde au temps t

Dans le cas particulier d'une corde vibrante, chaque élément de corde dx intercepte sa contribution $d\Phi_0(x)$ au flux total, et engendre la f.e.m. de , telle que:

$$de = (v/\beta) d\Phi_0(x)$$

et

$$e = \int (v/\beta) d\Phi_0 \text{ (somme de } x=d-X \text{ à } x=d+X), \text{ avec } \int, \text{ symbole d'intégration mathématique}$$

- Finalement:

Dans tous les cas de variation possibles de $\Phi_0(x)$ dans la fenêtre de lecture, la force électromotrice totale induite dans le micro reste inversement proportionnelle à l'éloignement β corde-micro au repos (donc proportionnel au rapprochement $1/\beta$).



En pratique

Le fait bien connu que la sensibilité du micro augmente avec le rapprochement des cordes est donc théoriquement confirmé, comme on doit l'attendre de toute théorie réaliste. Elle pourrait même tendre vers l'infini, si la distance β tend vers 0, mais évidemment, les cordes seraient alors immobilisés par le micro, sur lequel elles se trouveraient alors collées. En pratique, il faut éviter que les cordes puissent toucher le micro.

La règle pratique est donc de descendre les cordes au maximum compatible avec l'attaque des cordes impulsée par le musicien.
Elle n'est donc limitée que par la "vigueur" de son jeu.



Poil à gratter: quid du sustain ?

Vous: "Mais, Monsieur le cuistre, "tout le monde" sait que les cordes trop basses sont freinées par les aimants, et que le sacro-saint sustain en pâti".

Moi: "Oui. Tout le monde le dit. Et même, tout récemment, un conférencier (dont je tairai charitablement le nom) l'a malencontreusement affirmé lors d'une réunion au Musée des musiques populaires de Montluçon".

"Tout le monde" le dit, mais personne ne l'a réellement vérifié expérimentalement.

En effet, d'où viendrait la perte de sustain? Mécaniquement parlant, il faudrait une perte d'énergie mécanique, genre "frottement" (proportionnel à une vitesse de déplacement) et dissipateur de chaleur. Or, les lois de l'électromagnétisme sont parfaitement réversibles, elles ne donnent lieu à aucun phénomène de type "frottement".

On ne peut chercher un tel phénomène non réversible que dans une dissipation thermique du genre:

1. "effet joule" dans les circuits électriques,
2. "effet joule" dans le circuit magnétique fixe et/ou les capots, dus aux "courants de Foucault" induits,
3. "perte par hystérésis" dans les cordes.

Mais:

1. en raison de la forte impédance des circuits (internes ou externes au micro) par rapport à la faible f.e.m. induite, les courants produits (donc les pertes par effet joule) sont négligeables,
2. les éventuels "courants de Foucault" induits dans le circuit magnétique fixe auraient du mal à former boucles dans des éléments linéaires et de toute façon dotés d'une résistance quasi nulle (on en pourrait soupçonner de **pertes envisageables uniquement dans les éventuels capots ou platines de support**),
3. il en est de même des pertes par hystérésis dans les cordes, créées par des variations d'induction magnétique insignifiantes.

Enfin, *the last but not the least*, j'aurais plutôt tendance à percevoir une augmentation du sustain subjectif, consécutivement au rapprochement des cordes du micro. A la fois pour des raisons d'expériences subjectives et en fonction d'arguments théoriques, tant qu'une série de mesures bien conduite ne m'aura pas persuadé du contraire, je crois fermement que:

Pourvu qu'elles ne le touchent pas, **aucun rapprochement des cordes du micro ne peut freiner perceptiblement leur mouvement** et ainsi diminuer le sustain apparent. Tout au plus **pourrait-on admettre** qu'un rapprochement par attraction magnétique serait **faiblement** (imperceptiblement d'après mon expérience) **susceptible**:

- d'**augmenter la tension** des cordes,
- **voire, de créer une éventuelle distorsion** par brisure de la symétrie de leur mouvement,
- **mais en aucun cas de sensiblement les freiner.**

Resterait une éventuelle hypothèse de perte par "courants de Foucault" développés dans les capots ou platines de support.
(A vérifier expérimentalement)

Aux yeux de la populace scribouillarde et moutonnaire, je suis coupable de blasphème et menacé de lapidation sur la plage de l'imaginaire "Pays des Lanternes" de Panurge.

Que les physiciens expérimentateurs me jettent la première pierre, ... s'il y arrivent.



Variation du point d'ébranlement, (ou point d'attaque, ou point de pincement) de la corde

Principe de dualité-équivalence avec le déplacement du micro.

- **Théorie: les harmoniques disparus** (pour les teigneux, vicieux et matheux)
 - 1 - Point d'ébranlement, noeud de vibration, et disparition d'harmoniques
 - 2 - Démonstration et conclusion
- **En pratique: le "principe de dualité"** (pour tous)
- **Conclusion générale** (âmes sensibles, s'abstenir)

Définition du "point de pincement" ou "point d'ébranlement" de la corde

1 - Point d'ébranlement, noeud de vibration, et disparition d'harmoniques:

Etant donnée l'influence de la largeur $2X$ de la [fenêtre de lecture](#) du micro, ainsi que de la distance d chevalet-micro sur la sonorité générale obtenue, on peut également tenter d'étudier l'influence du point d'ébranlement de la corde (au doigt, médiateur, e-bow ou autre médium), dont on s'attend qu'elle ait une forte analogie et intrication avec l'influence de la distance d .

L'approche classique consiste à considérer que le point d'ébranlement est un point à partir duquel la corde est:

- d'abord silencieusement déformée,
- puis lâchée avec une vitesse nulle à l'origine du son produit, au temps $t=0$.

C'est évidemment une simplification, mais fort utile au départ.

Dans ce cas, comme indiqué dans l'[étude sommaire de la corde vibrante théorique](#), on peut démontrer que certains harmoniques restent absents, pour assurer la condition de vitesse nulle imposée au temps $t=0$.

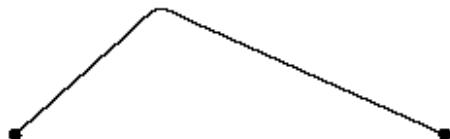
Si p est l'abscisse du point d'ébranlement, restent absents les harmoniques qui auraient un noeud au point d'abscisse p .



Exemple: vibrations d'une corde à deux appuis fixes, ébranlée au 1/3 de sa longueur ([rappel de la page sur la corde vibrante théorique](#)):

(after Dr. Dan Russell, Kettering University):

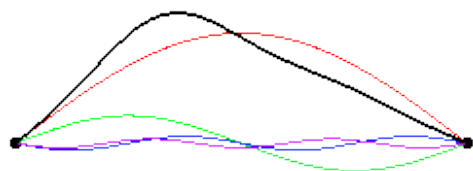
<http://www.kettering.edu/~drussell/Demos/string/Fixed.html>



Lorsqu'une telle corde est mise en vibration par un ébranlement (au travers d'un médiator, doigt ou autre moyen), elle vibrera simultanément selon ses nombreuses fréquences de résonance naturelles.

La façon dont la détermination exacte de ces résonances naturelles façonne la vibration finale de la corde, dépend de la forme de son déplacement initial.

Le "dessin animé" sur la gauche montre la vibration d'une corde à deux appuis fixes, ébranlée au tiers de sa longueur. Vous pouvez observer que la vibration montre deux ondes, l'une progressant de gauche à droite, l'autre dans le sens inverse. Le temps d'un voyage complet est égal à une période de la fondamentale.



[Le théorème de Fourier](#) indique que toute fonction périodique de t , de fréquence f (dite fréquence fondamentale), de moyenne nulle, peut être reconstruite, d'une seule façon, à partir d'une somme de fonctions (dites harmoniques de la fondamentale), de la forme $\sin(nft)$ et $\cos(nft)$, dotées des amplitudes appropriées (sous certaines conditions de régularité).

Ce théorème est donc une sorte de réciproque de mon approche de la corde théorique, qu'il justifierait "a posteriori".

La figure de gauche montre l'amplitude et la phase des **six premiers modes naturels de vibration qui s'additionnent pour reconstituer la position initiale de la corde précédente, ébranlée au tiers de sa longueur** (la forme exacte réclamerait TOUTES les valeurs de n , jusqu'à l'infini).

[code des couleurs: **somme**, $n=1$, $n=2$, $n=3$, $n=4$, $n=5$, $n=6$]

Vous pouvez remarquer que les modes correspondants à $n=3$ et $n=6$ sont absents. Ca résulte du fait que les modes vibratoires possédant un noeud au point d'ébranlement ne seront pas sollicités. Il en sera ainsi pour tous les modes multiples de 3 ($3f$ et ses harmoniques), pour satisfaire les conditions aux limites.

On en déduit que **la coloration particulière du son** due au choix du point d'ébranlement **est précisément caractérisée par l'absence de tels harmoniques** susceptibles d'avoir un noeud de vibration en ce point

En effet, dans le cas d'une note de fréquence fondamentale f , l'amplitude y peut s'écrire:

$$y = a \sin(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi xf/Lf_0)$$

et la vitesse v de la corde au point x est (voir [window.htm](#)):

$$v = 2\pi fa \cos(2\pi ft + \varphi) \sin(2\pi xf/Lf_0)$$

où:

x est la distance du point courant avec le chevalet

L est la longueur de corde à vide

f_0 est la fréquence fondamentale correspondant à la corde à vide

Les noeuds de vibration des éventuels harmoniques sont tels de $v=0$ quel que soit le temps t .

Ils se produisent donc à une distance p du chevalet (point d'ébranlement p , indépendant du temps) telle que $\sin(2\pi pf/Lf_0) = 0$, soit $2\pi pf/Lf_0 = n\pi$, et finalement:

$$p = nLf_0/2f, \text{ où } n \text{ est un entier positif quelconque}$$

On voit qu'alors le déplacement $y(p)$ correspondant est identiquement nul.

NB: le cas $n=0$ est envisageable en théorie, le chevalet étant LE seul noeud obligé de toutes les vibrations

2 - Démonstration et conclusion:

En ce cas, il semble étrange que toutes les fréquences $f = nLf_0/2p$ disparaissent, puisqu'elles correspondent au point le plus sollicité au temps initial $t=0$.

Pourtant, dès 1868, Helmholtz avait démontré la pertinence de ce paradoxe apparent.

Cependant nous admettrons ce pur fait mathématique (en raisonnant par réduction à l'absurde), en remarquant que, **physiquement**, le pincement en un point p entraîne **à la fois** pour de telles fréquences:

- **un noeud de vibration** en ce point, d'après la démonstration précédente,
- **ET un mouvement** du même point au voisinage de la condition initiale $t=0$.

La conséquence logique est que de telles fréquences et leurs harmoniques ne peuvent se développer physiquement et ... **sont donc totalement absents**.

Conclusion:

Pour une corde pincée à la distance p du chevalet, **disparaissent toutes les fréquences** telles que:

- $f = nLf_0/2p$, c'est à dire l'ensemble des harmoniques de la fréquence $Lf_0/2p$,
- soient encore, l'ensemble des fréquences susceptibles de présenter un noeud de vibration au point p .

Cette condition étant la seule imposée par le lieu d'ébranlement (ou de pincement, ou encore d'attaque) de la corde, **constitue donc LA caractéristique de l'influence de ce lieu sur la sonorité**.



Principe de dualité

En introduisant la variable auxiliaire $d-p$, distance qui sépare micro et point de pincement, on peut écrire $d = (d-p) + p$ et alors:

$$\sin(2\pi fd/Lf_0) = \sin[2\pi f(d-p)/Lf_0]\cos(2\pi fp/Lf_0) + \cos[2\pi f(d-p)/Lf_0]\sin(2\pi fp/Lf_0)$$

Mais par définition de p , on a toujours $\sin(2\pi fp/Lf_0) = \sin(2\pi n) = 0$ et $\cos(2\pi fp/Lf_0) = \cos(2\pi n) = 1$, soit:

$$\sin(2\pi fd/Lf_0) = \sin[2\pi f(d-p)/Lf_0]$$

Revenons à l'[équation fondamentale du micro](#).

Dans les conditions précédentes, le [coefficient de pondération caractéristique du micro](#) devient alors:

$$A(f) = e/e_{musicale} = \sin[2\pi f(d-p)/Lf_0]\sin(2\pi fX/Lf_0)$$

Le coefficient de pondération peut donc s'exprimer, non seulement géométriquement par rapport à X et d , mais plus précisément par rapport à la distance $(d-p)$ qui sépare point de pincement et micro.

Mais que se passerait-il si le coup de médiator (ou autre médium) était donné "pile" au-dessus du centre du micro?

Et bien, tout simplement $(d-p) = 0$ et :

$$A(f) = 0 !!!$$

La force électromotrice créée par le micro serait donc annulée?

Heureusement, ni la corde, ni le micro ne sont parfaits. Et, entre autres, le centre théorique du micro est une notion bien floue dans la réalité.

On ne peut donc seulement dire, qu'**en raison de la continuité** des phénomènes physiques considérés:

le son est minimisé, si l'attaque de la corde est faite au voisinage du centre du micro.

Enfin, on peut conclure en remarquant que tout raisonnement basé sur **la variation de sonorité induite par un déplacement du micro**, est instantanément transposables à celui qui concernerait **un déplacement du point d'attaque de la corde**, puisque qu'exprimables tous deux par la valeur commune de $(d-p)$.

Il s'agit donc de deux phénomènes (d'origine "géométrique") qui peuvent être qualifiés de "**duaux**", ou plus grossièrement "équivalents" en langage courant.

On prendra seulement garde que, si d est par définition positif, $(d-p)$ peut éventuellement devenir négatif.

En ce cas, un raisonnement trop hâtif pourrait amener à des interprétations erronées des transpositions induites par un "principe de dualité" mal appliquée.



Conclusions générales et prospective

- Résumé et rappels théoriques (pour les matheux)
- En pratique: identité de la guitare électrique? (pour tous)
- Poil à gratter et prospective (âmes sensibles, s'abstenir)

Résumé et rappels théoriques

Plusieurs notions sont apparues, avec les propriétés correspondantes:

- Le *coefficient d'influence linéique ponctuel* $k(\mathbf{x})$ de la corde sur le micro, de dimensions en weber/mètre carré, soit celle d'une induction magnétique, avec $d\mathbf{e} = k\mathbf{v}d\mathbf{x}$
- La *fenêtre de lecture du micro* centré à la distance d du chevalet, de largeur $2X$, et qui détermine la fonction caractéristique du micro: $\mathbf{e} = 2ak_0Lf_0 \cos(2\pi nft + \varphi) \sin(2\pi fd/Lf_0) \sin(2\pi fX/Lf_0)$
- La *fonction de pondération caractéristique*, $\mathbf{A}(f) = \mathbf{e}/\mathbf{e}_{\text{musicale}} = \sin(2\pi fd/Lf_0)\sin(2\pi fX/Lf_0)$, "désamplification" qui définit le "chant" particulier du micro à l'emplacement qu'il occupe géométriquement.
- La notion de *point de pincement* (ou d'attaque) de la corde, avec la *dualité* de son déplacement avec celui du micro.

Limitée à son lieu naturel de naissance (la corde), une note complexe génératrice, de fréquence fondamentale f , supposée infiniment stable dans le temps, est accompagnée de ses harmoniques de fréquences nf (n entier positif) affectés de la phase φ_n , la fondamentale étant désignée par "l'harmonique de rang 1".

Si la fondamentale est du type: $\mathbf{a}_1 \cos(2\pi nft + \varphi_1)$, la note complexe s'écrit alors sous la forme:

$$\sum \mathbf{a}_n \cos(2\pi nft + \varphi_n) \text{ (somme de } n=1 \text{ à } n=\infty)$$

En raison de la linéarité des lois de l'électromagnétisme, [l'équation fondamentale du micro](#) indique alors que la f.e.m. induite s'écrit:

$$e = 2k_0Lf_0 \sum \mathbf{a}_n A(nf) \cos(2\pi nft + \varphi_n) \text{ (somme de } n=1 \text{ à } n=\infty)$$

La note complexe captée est donc affectée:

- d'un coefficient d'amplification global constant égal à $2k_0Lf_0$, identique à celui d'une note pure,
- d'une altération de l'intensité de chaque harmonique, qui passe de \mathbf{a}_n à $\mathbf{a}_n \mathbf{A}(nf)$, où $\mathbf{A}(nf)$ est la [fonction de pondération caractéristique](#) de l'harmonique de rang n (ce qui justifie le terme de "pondération caractéristique"),
- d'une phase de chaque harmonique φ_n , inchangée.

NB: on remarque que si la série correspondant à la note génératrice converge, il en est de même de celle qui correspond à la note captée.

Dès lors, on peut légitimement considérer que **le signe du micro**, tel qu'imprimé sur toute note de fréquence fondamentale f dans "l'espace des sonorités", est constitué de la suite des coefficients de pondération $\mathbf{A}(nf)$ et, par extension, que **sa signature complète** est synthétisée par la fonction de pondération \mathbf{A} , caractéristique du micro (et de son emplacement), et qui affecte uniformément tout le spectre sonore.



En pratique: l'identité de la guitare électrique

Vue sous l'angle des asservissements, la fonction de pondération caractéristique, $A(f) = e/e_{\text{musicale}} = \sin(2\pi f d/Lf_0)\sin(2\pi f X/Lf_0)$, est (au facteur constant $2k_0Lf_0$ près) la fonction de transfert qui associe la vitesse instantanée de la corde à la f.e.m. produite par le micro.

Vue sous l'angle de la théorie de l'information, la fonction A introduit **une nouvelle information** à toute note complexe engendrée par la corde, non contenue dans ladite note, donc **enrichissant l'information brute**.

J'é mets l'hypothèse que cette information supplémentaire, "chant" caractéristique du micro, fait partie des éléments de l'organologie de la guitare électrique qui ont favorisé son succès.

Qui plus est, je pense que, bien plus que la signature d'un micro particulier, la notion de fonction de pondération caractéristique **s'étend à la définition même de la nature de la guitare électrique**.

En ce sens, il se pourrait que la " fonction de pondération caractéristique " soit LE caractère identifiant qui définit la guitare électrique ???

Poil à gratter et prospective

Ca vous grattouille ou ça vous chatouille?

- Les paramètres du micro, bien connus du guitariste expérimenté, sont donc traduits par cette théorie formelle unificatrice, qui montre l'unicité de l'origine de **trois réalités factuelles acoustiques**, incontournables et intimement intriqués, à savoir, les influences sur la sonorité de:
 1. La largeur $2X$ de fenêtre de lecture
 2. La distance d micro/chevalet
 3. La distance ($d-p$) entre "point-de-pincement" et micro.
- On peut doit également acter que cette théorie confirme une **quatrième réalité**, plus banale: la croissance de sensibilité du micro proportionnellement avec le rapprochement des cordes.
- Sans parler du **cinquième fait expérimental** bien connu du musicien: l'équivalence duale entre "déplacement du micro" et "déplacement du point d'attaque", qui vient "quasi naïvement" prendre sa place à la seule vue des équations.

Quitte à fâcher les esprits chagrins, avant toute définition d'un protocole de mesures à venir, uniquement destiné à convaincre les incrédules, je sais déjà que ma modélisation est la bonne.

Mais on prendra bien garde, dans le cadre de mesures précises à venir, que le micro ici formellement défini, tout comme la corde vibrante évoquée, ne sont que des éléments théoriques, des représentants approchés, de simples métaphores de leur cousins réels.

Grattons donc où ça nous chatouille.

Enfin, la mise au point d'un protocole de mesures se heurte à une difficulté particulière: celle de la détermination précise d'une note pure engendrée par la corde.

La méthode classiquement utilisée consiste à utiliser une note étalon, produite par une "machine à pincer", sensée reproduire une attaque de médiator reproductible à loisir et fournir un ébranlement de la corde, connu et stable dans le temps.

Outre la difficulté de mettre au point une telle machine, reste l'indétermination des valeurs des vitesses de corde qu'elle engendre.

J'ai donc songé à deux façons étalons de forcer le mouvement des cordes, de façon reproductible:

1. l'action d'un second micro, mais moteur, alimenté par un "générateur basse fréquence" injectant un courant de fréquence connue, utilisant la fonction "haut-parleur", réciproque de sa fonction capteur,
2. l'utilisation d'un système genre "ebow", capable d'entretenir indéfiniment une note frettée, donc de fréquence fondamentale connue, fixée par la frette utilisée.

Dans les deux cas, il semble indispensable de fournir une description précise du mode de fonctionnement des "moteurs" de la corde.

Restera à mesurer l'intensité de la note jouée par la corde, qui pourrait être quantifiée par un capteur optique à déterminer.



La "guitare-laboratoire" à trois micros, utilisée comme "banc de mesures"

Ebranlement étalon et principe des trois micros.

Si la théorie des micros électromagnétiques pour guitare n'est pas d'une évidence bien claire pour tous, il faut avouer que les mesures sur ces micros présentent également des difficultés redoutables. On se heurte en effet immédiatement à la difficulté de l'ébranlement étalon de la corde, bien difficile à reproduire de manière précise et fidèle au cours du temps.

En général, le musicien se contente de fournir une attaque la plus régulière possible, soit avec les doigts, soit à l'aide d'un médiator, d'un archet, voire d'un Ebow.

Mais le physicien a besoin d'un ébranlement étalon bien plus précis et fidèle, afin de tirer des conclusions valables de ses mesures.

Par exemple, le Laboratoire d'Acoustique Musicale de Paris (LAM) a utilisé une machine purement mécanique, qu'on peut qualifier de "plectre automatique", et qui simule "plus ou moins" bien une attaque du "type médiator" ou autre, de façon "quasiment" reproductible.

Evidemment les "plus ou moins" et "presque" trahissent une imperfection congénitale de la méthode qui, pour moi, doit être rejetée par manque de fiabilité et de réalisme.

De mon côté de modeste apprenti aux protocoles de mesures, j'ai un temps songé à utiliser un Ebow pour obtenir un ébranlement étalon.

Mais le mode d'action de ce genre de matériel n'est pas suffisamment bien décrit par son constructeur et, fut-il bien cernée théoriquement, il ne pourrait donner lieu qu'à un type d'ébranlement peu diversifié. C'est alors que j'ai songé à utiliser un micro électromagnétique classique comme dispositif d'ébranlement étalon, en utilisant la propriété bien connue de réversibilité du micro.

Par exemple, il est bien connu des simples techniciens en électroacoustique qu'un stupide haut-parleur peut très bien être utilisé "à l'envers" comme microphone, certes de mauvaise qualité, mais comme microphone quand-même. Il suffit en effet de parler devant la membrane, et la voix peut être recueillie (plus ou moins bien reproduite) aux bornes du haut-parleur torturé.

On peut donc songer à utiliser un micro électromagnétique comme microphone-moteur - désigné plus loin par le terme de "**micro-moteur**", ou plus simplement "**moteur**"- en injectant dans son circuit électrique une **intensité-étalon** parfaitement calibrée d'avance. Il réagira alors comme une sorte de haut-parleur dont la corde serait la membrane.

En ce cas, on obtiendrait enfin le fameux ébranlement-étalon, d'origine électrique et non plus mécanique, possédant les qualités d'être:

- parfaitement diversifiable dans les variations de son intensité,
- également diversifiable dans son point d'action,
- extrêmement précis,
- fidèlement reproductible.

On peut cependant redouter un éventuel défaut du rendement qui obligerait l'intensité injectée à dépasser les possibilités des bobines du micro.

Alors, la difficulté pourrait être contournée par la fabrication d'un micro-moteur spécialement dédié. De plus, il ne s'agit pas d'un pur cas d'école, car un tel "**micro-moteur**" est commercialement utilisé dans le [Fernandez Suttiner](#).

Reste à contrôler l'action de ce micro-moteur sur les cordes, rôle qui pourrait être dévolu à un second micro monté de façon classique, ou "**micro mesureur**", raccordé à un appareillage de mesures, et chargé du contrôle **qualitatif** du signal d'ébranlement fourni à la corde.

Enfin, on peut revenir sur l'objet de notre quête, le micro dont on cherche à mesurer les caractéristiques, ou "**micro testé**", effectivement raccordé à l'appareillage de reproduction sonore, et sur lequel porte les mesures **quantitatives** du signal électrique fourni par le micro.

Pour plus de détails, voir la page : <http://www.jpbourgeois.org/guitar/labo.htm>



Bibliographie

Ouvrages utilisés:

- Ouvrages généralistes sur l'électricité et plus particulièrement l'électromagnétisme:
 - **Electricité, Cours de Physique Générale** - Georges Bruhat, éditions Masson et Cie (huitième édition révisée par G.Goudet, 1963, primata ... 1923).
 - **Le cours de physique de Feynmann, électromagnétisme, volumes 1 et 2** - Feynmann/Leighton/Sands, Dunod (1999), ou InterEditions (1979)
- Ouvrage fondateur de l'acoustique musicale moderne:
Théorie Physiologique de LA MUSIQUE - Hermann von Helmholtz (édition d'origine: 1868), Editions Jacques Gabay.
- Hauts parleurs et microphones:
LES TRANSDUCTEURS ELECTRO ET MECANO-ACOUSTIQUES, hauts-parleurs et microphones - R. Lehmann, Editions Chiron (1963)
- La corde vibrante, version orientée "mécanique théorique":
Mécanique de la corde vibrante - Claude Valette et Christian Cuesta (édition d'origine: 1993), chez HERMES.
- Comme leurs noms l'indiquent:
 - **ACOUSTIQUE ET MUSIQUE** - E. Leipp (édition d'origine: 1971), chez MASSON.
 - **LA MACHINE A ECOUTER** - E. Leipp, (1977) chez MASSON
- Plus actuel et développé que les ouvrages de Leipp:
MUSIC, A Mathematical Offering - David J. Benson (édition d'origine: 2007), CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.
- Transducteurs électromécaniques:
 - [Agrégation de physique 2002 – 2003, MP22](#), (pdf à télécharger).
 - [Agrégation de physique, CCAFE, Université de Rennes, MP22](#) (pdf à télécharger).
- Transducteurs électroniques:
[Electronic Transducer For Musical Instruments](#) (pdf à télécharger) - Professor Steven Errede, Department of Physics, The University of Illinois, 2005.
- La corde vibrante, versions allégées:
 - [T.I.P.E. - La Corde Vibrante](#) (pdf à télécharger) - Aurélien DEVAUX - David GRIMBICHLER - Nicolas LE GOFF, Ecole Polytechnique (2003),
 - **La corde vibrante théorique "intuitive":** <http://www.jpbourgeois.org/guitar/corde.htm>
- Organologie polémique de la guitare électrique sur le Web:
Guitar Lovers: <http://www.jpbourgeois.org/guitar/>
- Théorie générale de la musique:
Théorie de la Musique, édition revue et augmentée - A. Danhauser, aux éditions Henry Lemoine, Paris 1995.



- Jazz, rythme et partitions sur le Web francophone:
 - **Point de vue du "bateur"**: <http://tambours.free.fr/topos/solfege.htm>
 - **Styles et principes basiques du jazz**: http://www.beswing.fr/styles_principes_jazz.php
 - **Point de vue du pianiste**: <http://pianoweb.free.fr/rythme-interpretation-2.html>
 - **En privé, le point de vue de Nadège, saxophoniste du groupe Boney FIELDS** (<http://www.boneyfields.com/>)
 - **Synthèse**, sous forme de [pdf à télécharger](#).
- Jazz, musiques improvisées
 - **La Partition Intérieure, Jazz, Musiques Improvisées** - Jaques Siron, Editions Outre Mesure (collection "Téories"), Paris 1992, passionnant pavé de 765 pages.
 - **Analyser le Jazz** - [Laurent Cugny](#), Editions Outre Mesure, 575 pages.
- Accordage:

Piano bien tempéré et Justesse Orchestrale - Serge Cordier, professeur d'accordage au Conservatoire de Musique de Montpellier, éditions Buchet/Chastel, Paris 1982.
- Le micro électromagnétique pour guitare électrique (ce document):

Théorie physique complète du micro électromagnétique pour guitare électrique - Jean-Pierre Bourgeois, édition du 8 février 2011, 53 pages ([pdf télécharger](#)). première parution janvier 2009.

Ouvrage à lire, éventuellement:

- Effets de la largeur et de la position d'un micro:

Response Effects of Guitar Pickup Position and Width - J. Donald Tillman, ingénieur, 2002, (*Bonne approche, mais limitée par le fait que seule la corde effectivement et nommément frettée est envisagée*).

Ouvrage déconseillés:

- Association de plusieurs micros:

Response Effects of Guitar Pickup Mixing - J. Donald Tillman, ingénieur, (*Pourrait être valable, si Tilman n'ignorait le rôle fondamental de l'éventuel couplage magnétique mutuel des micros*).
- 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, (*Etude basée sur la notion bien trop restrictive de l'action d'une corde, action arbitrairement réduite à celle d'un seul de ses points*).
NB: sans parler de l'utilisation frauduleuse de mes propres schémas.
- Les secrets (sic) des micros

The Secrets of Electric Guitar Pickups - By Helmuth E. W. Lemme, Update: February 25, 2009, (*Sidérante ignorance du rôle fondamental du champ magnétique*).
- Microphones de guitares électrique:

Modélisation et fonctionnement des microphones de guitares électriques - Guy Lemarquand et Valérie Lemarquand, Musique et Technique n°3, 2008, édition Itemm, (*Modélisation avortée avant développement, par des "Professeurs des Universités" bien légers*).



Hormis les ouvrages disponibles dans le commerce ou consultables en bibliothèque, l'absence ou la rareté des documentations m'a souvent fait citer des liens vers des documents portables (pdf) disponibles sur mon site. Dans tous les cas, les ouvrages conseillés peuvent utilement constituer un fond de bibliothèque pour le lecteur cultivé et non rebuté par les maths.

La connotation "à lire, éventuellement", attribuée à la parution de Tillman, signifie un manque de fondement théorique pour des d'idées malgré tout excellentes.

Quand aux documents déconseillés, ils ne sont cités que pour éviter au lecteur de se fier à leurs lacunes ou leurs ... lamentables erreurs.

Ma théorie n'est en aucun cas une thèse universitaire, et j'y écris même ce qui peut éventuellement déplaire aux fâcheux pédants.

Ca lui permet d'être plus valable que certains documents fournis par des "professeurs des universités" (sic), qui oublie trop facilement que l'**acoustique musicale concerne ce qui peut effectivement être entendu.**

A mauvais entendeurs, salut!



Mise à jour du lundi 14 janvier 2014, par Jean-Pierre "lbop" Bourgeois.

<lbop@jpbourgeois.org>

Première édition, le 27 janvier 2009

