

Patrick Lindecker (F6CTE)  
 Maisons-Alfort (France)  
 Email : f6cte@free.fr  
 13 novembre 2025 – Révision C

# Physique, dimensionnement et expérimentation de la transmission de données par induction magnétique, en basse fréquence et en champ proche

**RESUME** : cet article analyse principalement l'aspect physique de la transmission de données par le champ magnétique en champ proche, donc à des fréquences basses, le but étant de proposer des formules applicables relativement simples. A ce titre, il est ensuite proposé de dimensionner au mieux les matériels utilisés, en particulier les solénoïdes. Enfin des tests sont réalisés pour valider les formules utilisées et, au final une expérimentation entre un émetteur et un récepteur en FT8 est proposée. Le domaine concerné par cet article est celui des radioamateurs pour de possibles expérimentations, et, bien sûr, celui de la spéléologie et des travaux souterrains.

<b>SOMMAIRE</b>	Page
<a href="#">1.</a> Introduction	2
<a href="#">2.</a> Distance maximum entre émetteur et récepteur justifiant l'hypothèse ARQS, pour une longueur d'onde donnée	3
<a href="#">3.</a> Avantage d'une transmission par le champ magnétique par rapport à une transmission par le champ électrique	4
<a href="#">3.1</a> Perte due à la transmission par le champ électrique à travers un matériau, en champ proche	4
<a href="#">3.2</a> Perte due à la transmission par le champ magnétique à travers un matériau, en champ proche et conclusion	5
<a href="#">4.</a> Etude théorique de la transmission par le champ magnétique en champ proche	6
<a href="#">4.1</a> Description de la configuration série	6
<a href="#">4.2</a> Description de la configuration parallèle	9
<a href="#">4.3</a> Comparaison entre les 2 configurations	10
<a href="#">4.4</a> Détermination du champ produit B1 et de l'inductance mutuelle M (entre L1 et L2)	10
<a href="#">4.5</a> Détermination du solénoïde L1 idéal	12
<a href="#">4.6</a> Détermination du solénoïde L2 idéal	15
<a href="#">5.</a> Tests et expérimentation de la transmission par le champ magnétique en champ proche	15
<a href="#">5.1</a> Tests	15
<a href="#">5.2</a> Expérimentation en FT8	18
<a href="#">6.</a> Conclusion	22
<a href="#">7.</a> Références	22
<a href="#">Annexe A</a> Equations de Maxwell dans le cadre de l'hypothèse ARQS	23

## 1. Introduction

Pour un certain nombre d'usages (chargement de batteries à distance par exemple), on a besoin de transmettre de l'énergie d'un point à un autre, avec le meilleur rendement possible. A cet effet, on utilise différentes techniques : induction magnétique, induction électrique et transmission électromagnétique à travers un fin faisceau, principalement.

Dans cet article, on déterminera la meilleure manière d'assurer la transmission de données et non d'énergie, par induction magnétique. Le problème est différent car le critère de succès porte, ici, pour une certaine distance de portée, sur le meilleur rapport signal-sur-bruit et non sur le meilleur rendement énergétique associé à une adaptation d'impédance optimum.

Le cas de la transmission de données par utilisation du seul champ électrique a déjà été analysé par l'auteur ([\[1\]](#)). On montrera que l'induction magnétique est plus intéressante dans le cas où de la matière s'interpose sur le chemin de transmission, par exemple les murs, les arbres, etc.

A noter que cet article concerne aussi la possibilité de transmettre à travers des roches, pour la spéléologie et les travaux souterrains, puisque la problématique est la même : transmettre des informations depuis une cavité souterraine vers la surface, et inversement.

On se place en basse fréquence (0,05 à 138 KHz), dans l'hypothèse ARQS (Approximation des Régimes Quasi-Stationnaires, voir l'Annexe A), c'est-à-dire en « champ proche ». Un régime stationnaire (régime continu) est sans intérêt car il ne permet pas la transmission de données. En régime ARQS la durée d'évolution du signal sinusoïdal modulée est très supérieure à la durée de propagation sur le chemin de transmission (autrement dit le champ magnétique suit instantanément l'évolution de la source). De ce fait, le couplage entre les phénomènes électriques et magnétiques explicité par les équations de Maxwell est plus simple (voir Annexe A).

### Notations

Dans la suite du texte :

- Le produit simple entre scalaires est noté « . » ou « x ».
- Dans les formules et les équations, les opérateurs x et / sont prioritaires par rapport à + et -. Donc  $A \times B + C$  se comprend  $(A \times B) + C$ .  
De même la puissance est prioritaire par rapport à tous les opérateurs. Donc  $A \times B^2 + C$  se comprend  $(A \times (B^2)) + C$ .
- "§" pour « paragraphe »
- « ≈ » pour « environ »
- Lettre « K » désigne un terme de proportionnalité quelconque (ne pas y voir une constante). Ceci évite d'utiliser le signe « ~ » de proportionnalité.
- [x] signifie « la référence numéro x », celle-ci se situant au chapitre « Références » situé vers la fin de l'article.
- « xEy » signifie «  $x \cdot 10^y$  ». Par exemple « 3E8 » et «  $3 \cdot 10^8$  » ont la même valeur.
- « c.à.d. » signifie « c'est-à-dire ».

- $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  sont respectivement la permittivité du vide égal à  $8,854E-12$  F/m et la permittivité relative du matériau.
- $\mu_0$  : la perméabilité magnétique du vide =  $4.\pi.10^{-7}$  H/m
- $\mu_r$  : la perméabilité magnétique relative (sans dimension)  
Nota : le produit ( $\mu_0 \times \mu_r$ ) est, pour le champ magnétique, l'équivalent de la conductivité pour le champ électrique, donc une sorte de « conductivité magnétique ».
- $c$  : la vitesse de la lumière égale à  $3E8$  m/s.
- $w$  : la pulsation (en rd/s) égale à  $2 \times \pi \times f$  avec  $f$  la fréquence en Hz
- $\lambda$  : la longueur d'onde en m ( $\lambda = c / f$ )
- $i$  : nombre « complexe » tel que  $i^2 = -1$
- $|x|$  est le module du nombre complexe  $x$ .
- Les vecteurs sont en gras et les scalaires en « maigre ».

Les unités SI, leurs multiples et sous-multiples sont seules utilisées.

## 2. Distance maximum entre émetteur et récepteur justifiant l'hypothèse ARQS, pour une longueur d'onde donnée

De façon pratique, on a besoin d'avoir un ordre de grandeur de la distance maximum définissant le « champ proche », pour une induction par un dipôle magnétique.

Pour ce qui concerne le champ magnétique en champ proche, si l'on considère un dipôle magnétique (c.à.d. une petite boucle), on trouve que la composante

orthoradiale  $B_\theta$  en coordonnées sphériques est de type:  $B_\theta = K \times \left( \frac{1}{r^3} - \frac{i \times w}{r^2 \times c} - \frac{w^2}{r \times c^2} \right)$

([\[2\]](#) page 387) et que le champ électrique  $E_\varphi$  azimutal est de type

$E_\varphi = K \times \left( \frac{i \times w}{r^2} + \frac{w^2}{r \times c} \right)$  ([\[2\]](#) page 387), avec  $r$  la distance entre le dipôle

(« l'émetteur ») et le point considéré (« le récepteur »). On voit donc que si  $r$  tend vers 0 ( $r \ll \lambda$ ),  $B_\theta$  tend vers  $B_\theta = K \times \frac{1}{r^3}$  comme en régime stationnaire ([\[2\]](#) page 221) et  $E_\varphi$  tend vers  $E_\varphi = K \times \frac{1}{r^2}$  tandis que le rapport  $\frac{E_\varphi}{B_\theta}$  tend vers  $r$  et donc vers 0. Le champ électrique devient donc négligeable quand  $r$  tend vers 0, ce qui était prévisible.

Nota : à grande distance ( $r \gg \lambda$ ), une fois le champ électromagnétique  $E_\varphi/B_\theta$  formé, le champ magnétique tend vers  $B_\theta = K \times \frac{w^2}{r \times c^2}$

Pour définir le champ proche, on va considérer que le terme  $\frac{1}{r^3}$  de  $B_\theta$  (caractérisant

le champ proche) doit être  $\sqrt{10}$  fois plus grand que le terme  $\frac{w^2}{r \times c^2}$  de  $B_\theta$

(caractérisant le champ lointain). Donc  $\frac{1}{r^3} > \frac{\sqrt{10} \times w^2}{r \times c^2}$  soit  $r < \frac{\lambda}{\sqrt{\sqrt{10} \times 2 \times \pi}} \approx 0.09 \times \lambda$

Par exemple si  $f=3$  KHz ( $\lambda=100$  km), alors la distance  $r$  doit être inférieure à 9 km pour rester dans l'hypothèse ARQS (champ proche).

### Conclusion

Le critère à retenir est donc  $r < 0.09 \times \lambda$  celui-ci étant basé sur un rapport des champs magnétiques (champ proche/champ lointain) de  $\sqrt{10}$ , soit un rapport des densités d'énergie de 10 puisque la densité d'énergie magnétique est proportionnelle au carré du champ magnétique (par exemple [2] page 322).

A noter que pour un rapport des densités d'énergie de 100, le critère passerait à  $r < 0.05 \times \lambda$  et pour un rapport de 1, il passerait à  $r < 0.16 \times \lambda$  (ou  $r < \frac{\lambda}{2 \times \pi}$ )

Nota 1 : pour un petit dipôle électrique (monopoles à courte distance), on aurait trouvé des expressions symétriques et donc les mêmes critères de distance.

Nota 2 : pour 2 monopoles électriques à grande distance, la tension induite varie selon  $\frac{1}{r^2}$  entre les monopoles, pour le cas principal (voir [1]), ce qui ne remet pas en cause la distance de champ proche.

## **3. Avantage d'une transmission par le champ magnétique par rapport à une transmission par le champ électrique**

Il est entendu que le vide ne dissipe pas d'énergie en chaleur. Par contre les matériaux à traverser peuvent dissiper de l'énergie en chaleur. On va comparer les pertes générées, suivant le type de transmission.

A noter que, en soit, ces pertes ne sont pas rédhibitoires car dans le cas d'une transmission de données, le but n'est pas de transmettre le maximum de puissance, mais une tension induite la plus élevée possible. Mais même dans ce cas, il faut alimenter ces pertes par le générateur. Suivant la puissance du générateur et donc sa résistance interne, la tension induite sera plus ou moins affectée : faiblement si le générateur est puissant et inversement.

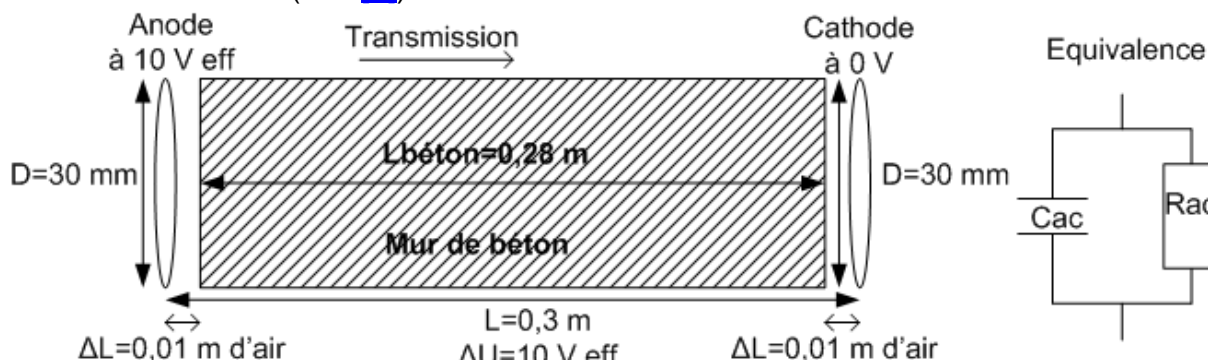
### **3.1 Perte due à la transmission par le champ électrique à travers un matériau, en champ proche**

L'auteur a fait quelques tests pour quantifier la transmission du champ électrique à travers deux murs extérieurs et deux cloisons intérieures. Les tests ont été faits en basse fréquence et sont supposés applicables jusqu'aux fréquences HF. Sur le premier mur extérieur d'un immeuble neuf, le signal BF est complètement bloqué, le mur se comportant comme une cage de Faraday. Ceci est probablement dû aux ferraillements du béton qui ont été mis à la terre.

Sur le deuxième mur extérieur d'un immeuble de 1975, le signal n'est pas bloqué et le mur se comporte comme un isolant classique avec un  $\epsilon_r$  de 5 environ. La capacité surfacique est déduite de l'épaisseur du mur et de  $\epsilon_r$  et est donc estimée à  $240 \text{ pF/m}^2$ . Par ailleurs, les cloisons de 9 cm d'épaisseur se comportent comme des isolants avec un  $\epsilon_r$  global entre 2 et 3.

Si les murs et les cloisons se comportaient comme des isolants parfaits, il n'y aurait aucune perte (en chaleur), mais le béton est un mauvais isolant. En effet la résistivité  $\rho$  du béton n'est pas infinie mais en moyenne de l'ordre de  $70 \text{ } \Omega \cdot \text{m}$  ([3]).

Pour fixer les choses, prenons un exemple simple. Supposons que deux pastilles conductrices (c.à.d. l'anode et la cathode) de 30 mm de diamètre  $D$  soient séparées par une distance  $L$  de 300 mm. Le matériau séparateur est composé de béton entre 2 lames d'air. Par ailleurs une capacité réelle peut être représentée par une capacité en parallèle avec une résistance d'isolement, respectivement  $C_{ac}$  et  $R_{ac}$  sur le schéma ci-dessous (voir [4]).



**Figure 1:** exemple de schéma d'une transmission par le champ électrique

L'air (sec) étant un isolant quasiment parfait, il n'y a pas de courant direct de conduction entre l'anode et la cathode ce qui n'empêche pas les pertes Joules. En effet, calculons le champ électrique  $E_{béton}$  dans le béton, avec  $\epsilon_r=5$ . Pour cela, on simplifie le problème en considérant qu'il s'agit d'un condensateur (donc à influence totale). On a alors:

$\Delta U = 10 \text{ V} = E_{air} \times 0,02 + E_{béton} \times 0,28$ , avec  $E_{béton} = E_{air} / \epsilon_r$  ou  $E_{air} = E_{béton} \times \epsilon_r$   
On trouve donc  $E_{béton} = \Delta U / 0,38 = 26,3 \text{ V/m}$  dans l'exemple.

La résistivité  $\rho$  du béton étant de  $70 \Omega \cdot m$  ([3]), la perte Joule volumique  $P_{Jv}$  (en  $W/m^3$ ) dans le béton peut être estimée à  $P_{Jv} = \frac{E_{béton}^2}{\rho} = \frac{E_{béton}^2}{70} = 9,9 \text{ W/m}^3$  dans l'exemple.

Le volume du mur de béton  $V_b$  (entre les électrodes) est égal à  $V_b = \frac{\pi \times D^2 \times L_{béton}}{4} = 1,98E-4 \text{ m}^3$  dans l'exemple. La perte Joule est égale à  $P_J = P_{Jv} \times V_b$  soit  $1.96 \text{ mW}$  dans l'exemple, soit une résistance équivalente de  $R_{ac} = \Delta U^2 / P_J$ , soit  $51,0 \text{ k}\Omega$  dans l'exemple à comparer à la résistance du mur de béton :

$$R_{béton} = \frac{L_{béton} \times \rho}{S} = \frac{L_{béton} \times \rho \times 4}{\pi \times D^2} \text{ soit } 27,7 \text{ k}\Omega$$

Les lames d'air ont augmenté la résistance globale, mais sans s'opposer totalement aux pertes ohmiques.

### 3.2 Perte due à la transmission par le champ magnétique à travers un matériau, en champ proche et conclusion

Les seules pertes sur le « trajet » du flux d'induction magnétique sont celles liées aux courants de Foucault dans les parties métalliques traversées, où il y a alors une production (inutile) de chaleur. Ces pertes sont, a priori, négligeables.

Pour être complet, il faut tout de même souligner que dans la formation du champ magnétique, il y a des pertes ohmiques dans les bobines, des effets de proximité et d'effet de peau qui augmentent ces pertes ohmiques, des pertes par hystérésis et par courants de Foucault dans les ferrites, si on en utilise.

## Conclusion

La tension induite en transmission par le champ magnétique diminue rapidement suivant une loi en  $1/X^3$  ( $X$  étant la distance), alors qu'elle ne diminue qu'en  $1/X^2$  pour une transmission par le champ électrique entre une anode et une cathode ([1]).

Cependant, une transmission par le champ électrique à travers un mauvais isolant est affectée par des pertes contrairement à une transmission par le champ magnétique. En outre, si des ferrallages reliés à la terre opposent une cage de Faraday au champ électrique, la transmission est bloquée.

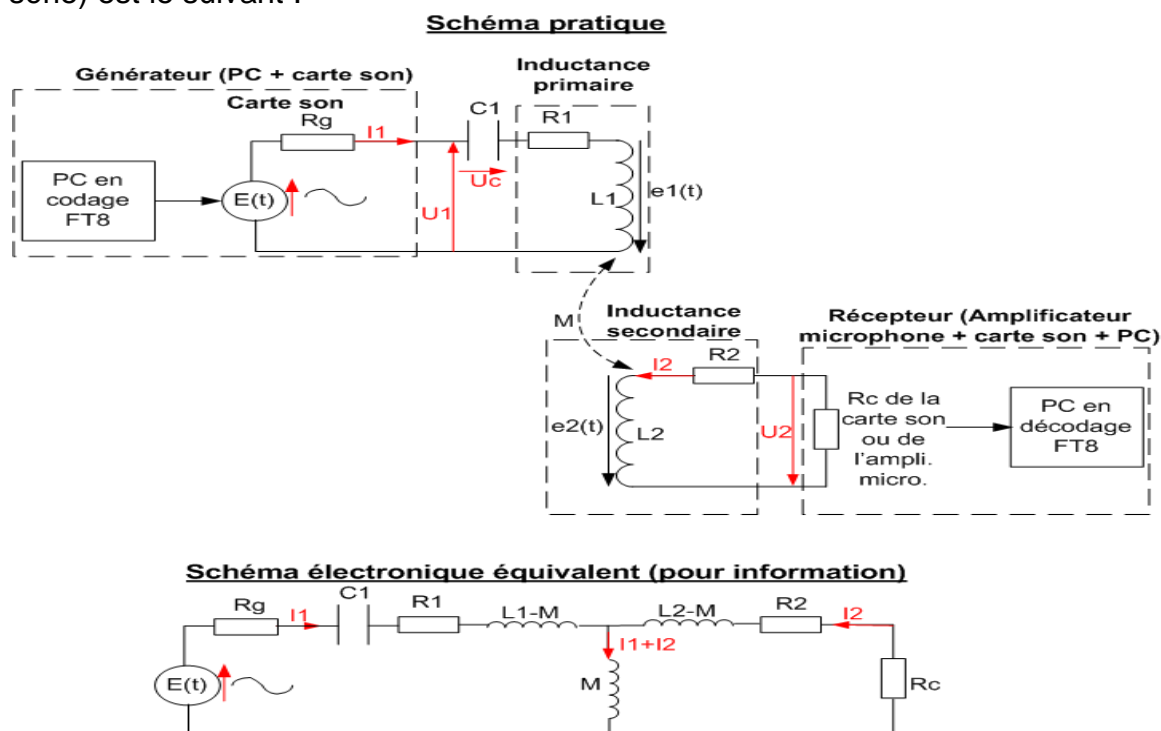
Au final, une transmission par le champ magnétique est donc plus intéressante sauf dans le cas très particulier où l'utilisateur souhaite limiter les transmissions à un espace délimité par une cage de Faraday, auquel cas une transmission par le champ électrique serait tout indiquée.

Nota : de manière qualitative, il apparaît qu'il est techniquement plus facile de produire un fort champ magnétique qu'un fort champ électrique. En effet, le champ magnétique nécessite un fort courant et une forte inductance qui peut s'étendre dans un volume alors qu'un champ électrique nécessite une tension élevée (plus difficile à contrôler qu'un fort courant) et de grandes électrodes qui ne peuvent s'étendre qu'en surface. Or il est plus facile de fabriquer un long fil électrique qu'une grande plaque de métal. Par ailleurs, il semble que, vis-à-vis du corps humain et au niveau des normes, un fort champ électrique soit considéré comme plus dangereux qu'un fort champ magnétique (qui ne fait que traverser le corps).

## 4. Etude théorique de la transmission par le champ magnétique en champ proche

### 4.1 Description de la configuration série

Le schéma de principe de cette première configuration série (c.à.d. C1 et L1 en série) est le suivant :



**Figure 2:** schéma de principe de la configuration C1 – L1 en série

Le fonctionnement de cette configuration est le suivant : un premier PC transmet en FT8, via la carte son du PC, un message à une fréquence BF (par exemple un peu au-dessous de 3000 Hz).

Le signal en sortie de la carte son est envoyé vers le système C1/R1/L1 en résonance série à  $w=w_0$  (fréquence de résonance  $f_0$  avec  $w_0=2.\pi.f_0$ ). Par induction magnétique (L1/L2 formant un couplage lâche), le signal reçu par l'inductance L2/R2 est transmis à l'entrée de l'amplificateur « microphone » ou de la carte son (Rc) avant d'être numérisé par la carte son. Ce signal est alors décodé dans le mode FT8.

Nota 1 : la plupart des cartes son ont un amplificateur « microphone » interne intégré (allant de 0 à 30 ou 40 dB). Dans le cas contraire, il faudra prévoir un amplificateur « microphone » externe, devant la carte son.

Nota 2 : il s'agit d'un montage très simple mais suffisant pour l'étude de cette transmission. On pourrait l'améliorer avec un amplificateur BF du côté générateur et, éventuellement du côté récepteur, avec un amplificateur « microphone » très bas bruit disposant d'une haute impédance d'entrée, équipé d'un filtre passe-bande étroit autour de la fréquence d'émission et, suivi d'une carte son de haute qualité (à faible bruit également).

La description physique va se baser sur le document [5], par ailleurs très complet pour ceux souhaitant transmettre de l'énergie par induction magnétique. On passe sous silence la configuration avec primaire non résonant qui comme expliqué dans [5] est peu performante. La configuration en résonance au secondaire est, dans notre cas, inutile car la résistance de charge Rc est très grande par rapport à la réactance de L2 ( $L2.w$ ) et à R2 et on n'a pas à faire une adaptation d'impédance. Donc seul le primaire est en résonance série.

On peut mettre ce système sous la forme de 3 équations. Les valeurs de tension et d'intensité sont implicitement exprimées de façon « complexe » (c.à.d. sous la forme  $z=a+jb=\rho \times \exp(\varphi)$ ). On ne les soulignera pas pour alléger l'écriture. Le signal FT8 est supposé sinusoïdal à une pulsation  $w$  ( $w= 2 \times \pi \times f$  avec  $f$  la fréquence), bien qu'il ne le soit pas vraiment puisqu'il est modulé, mais c'est ici sans importance. Donc un paramètre I ou U s'écrira implicitement par «  $\rho \times \exp(j \times w \times t + \theta)$  » et sa dérivée s'exprimera donc par le produit «  $j \times w$  ». D'abord un rappel :  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  sont les « flux magnétiques totaux » (à distinguer du flux réel  $\varphi$  à travers une bobine  $\varphi=B \times S$ ) et  $e_1(t)$  et  $e_2(t)$  sont les fems (« force électromotrice ») d'induction.  $e_1(t)$  et  $e_2(t)$  sont des tensions « génératrices ». Donc ces fems sont orientées dans le sens des intensités I1 et I2.

D'après [2] page 280, pour deux circuits couplés, on a, de façon générale (M étant l'inductance mutuelle):

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= L1 \times I1 + M \times I2 \\ \Phi_2 &= M \times I1 + L2 \times I2\end{aligned}$$

En vertu de la loi de Faraday ([2] page 259):

$$e_1(t) = -\frac{d(\Phi_1)}{dt} = -(j \times w \times L1 \times I1) - (j \times w \times M \times I2)$$

$$e2(t) = -\frac{d(\Phi2)}{dt} = -(j \times \omega \times L2 \times I2) - (j \times \omega \times M \times I1)$$

Comme :  $E(t) + e1(t) = (Rg + R1) \times I1 + \left(\frac{I1}{j \times \omega \times C1}\right)$

D'où  $E(t) = (Rg + R1) \times I1 + \left(\frac{1}{j \times \omega \times C1} + j \times \omega \times L1\right) \times I1 + (j \times \omega \times M \times I2)$

(équation 0)

Et comme  $e2(t) = (Rc + R2) \times I2$

D'où  $0 = (Rc + R2) \times I2 + (j \times \omega \times L2 \times I2) + (j \times \omega \times M \times I1)$

A la résonance ( $\omega = \omega_0$ ), on obtient en supposant  $Z2 = (Rc + R2) + (j \times \omega_0 \times L2)$  :

$0 = Z2 \times I2 + (j \times \omega_0 \times M \times I1)$  (équation 1)

Par ailleurs  $U2(t) = Rc \times I2$  (équation 2)

Le but ici est que  $U2(t)$  soit le plus grand possible, de façon à obtenir le meilleur rapport Signal sur Bruit au niveau de l'amplificateur « microphone » ou de la carte son.

Nota : une partie du signal  $U2$  est composé du bruit de l'environnement (parasites) mais surtout du bruit 50 Hz. On ne peut pas se débarrasser du bruit de l'environnement mais on peut placer la fréquence de résonance  $f_0$  au milieu de 2 harmoniques du 50 Hz (fréquence du réseau électrique), donc, idéalement, soit à  $f_0 = 25$  Hz soit à  $f_0 = 75$  Hz. On limitera ainsi l'impact du bruit 50 Hz sur la réception du signal FT8 qui a une bande passante de 50 Hz.

Le primaire étant à la résonance (à  $\omega = \omega_0$ ), on a  $\frac{1}{j \times \omega_0 \times C1} + j \times \omega_0 \times L1 = 0$  et en supposant  $Z1 = (Rg + R1)$ , on obtient à partir de l'équation 0 :

$E(t) = Z1 \times I1 + (j \times \omega_0 \times M \times I2)$  (équation 3)

Partant des équations 1, 2 et 3, après quelques calculs on obtient :

$$|U2(t)| = \left| \frac{-j \times \omega_0 \times M \times Rc \times E(t)}{Z1 \times Z2 + (\omega_0 \times M)^2} \right|$$

Pour en tirer des enseignements, il faut simplifier cette équation.

L'impédance d'entrée  $Rc$  de la carte son (ou de l'amplificateur « microphone »), que l'on suppose résistive, est entre 1,5 k $\Omega$  et 50 k $\Omega$ .  $R1$  et  $R2$  sont de l'ordre de 10 à 20  $\Omega$ ,  $L1$  et  $L2$  de quelques dizaines de mH (soit donc environ 400  $\Omega$  de réactance) et  $Rg$  de la carte son (sortie casque) de l'ordre de 100  $\Omega$ . Cette même carte son enverra le signal avec une tension efficace  $E_{eff}$  maximum de 1 ou 2 V car il s'agit seulement d'alimenter un casque.

$M$  sera de moins de quelques mH (disons moins de 40  $\Omega$  de réactance) et  $\omega_0$  de l'ordre de 20000 rd/s ( $f_0 = 3183$  Hz).

Donc  $Z1 \times Z2$  sera beaucoup plus grand que  $(\omega_0 \times M)^2$ , terme qui peut donc être négligé. Comme  $Rc$  est beaucoup plus grand que  $R2$  et  $L2 \times \omega$ , on peut écrire  $Z2 \approx Rc$

Au final, on peut simplifier  $|U2(t)| \approx \frac{\omega_0 \times M \times |E(t)|}{(R1 + Rg)}$  (équation 4)

Pour maximiser  $U2(t)$  il faut donc que  $E$  et  $M$  soient les plus grands possible (pour  $M$  voir le §4.4) et que  $R1 + Rg$  soit le plus faible possible.  $R1$  est la résistance effective de l'inductance (voir le §4.5.4).  $Rg$  la résistance interne du générateur peut être abaissée jusqu'à 4  $\Omega$ , voire moins si l'on amplifie le son issu de la carte son avec un amplificateur BF. Ce même amplificateur pourra envoyer le signal avec une tension  $|E|$  d'au moins 10 V. Au final un amplificateur BF introduira un gain appréciable.

### Tension aux bornes de C1

A la résonance ( $\omega_0$ ), la tension aux bornes de C1,  $|U_c| = |I_1| / (C_1 \times \omega_0)$  est égale, en module, à la tension aux bornes de L1 :  $|I_1| \times (L_1 \times \omega_0)$ .

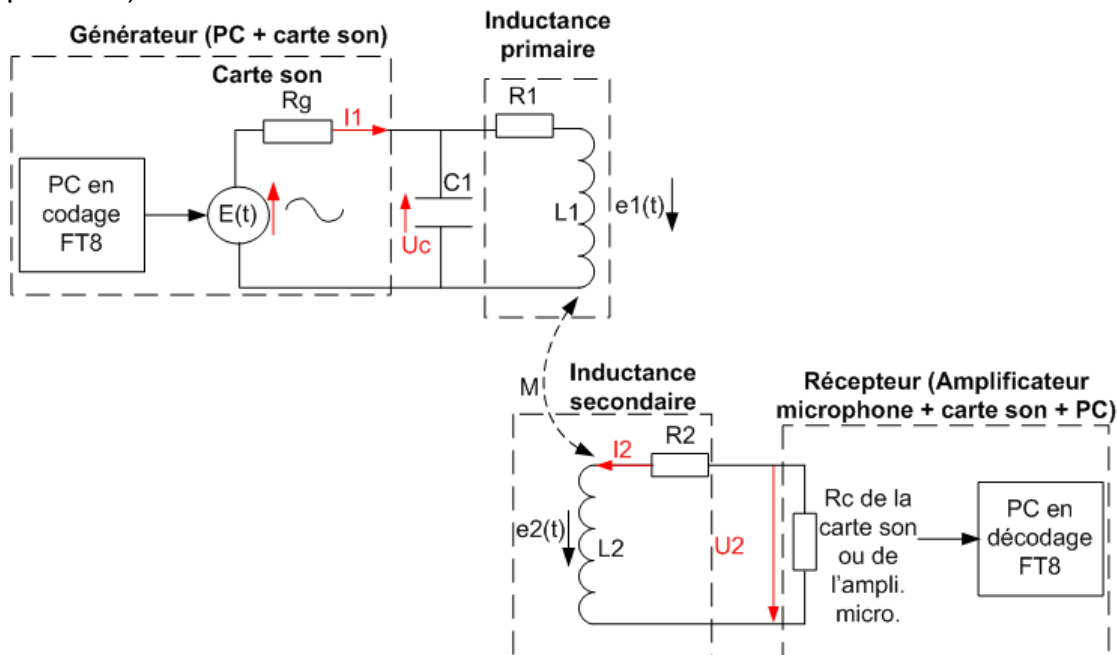
Par ailleurs, comme M et I2 sont très faibles, on peut négliger, dans [l'équation 3](#), le terme  $(j \times \omega_0 \times M \times I_2)$ . On a donc

$I_1 \approx \frac{E(t)}{(R_1 + R_g)}$  et  $|I_1| \approx \frac{|E(t)|}{(R_1 + R_g)}$  (équation 5). D'où  $|U_c| \approx \frac{|E(t)| \times L_1 \times \omega_0}{(R_g + R_1)}$ . Par exemple,

supposons que le facteur de qualité  $Q = \frac{L_1 \times \omega_0}{(R_g + R_1)}$  soit égal à 20, et que  $|E| = 10$  V. Dans ce cas, le condensateur C1 devra supporter la tension  $|U_c| = 10 \times 20 = 200$  V, ce qui est élevé.

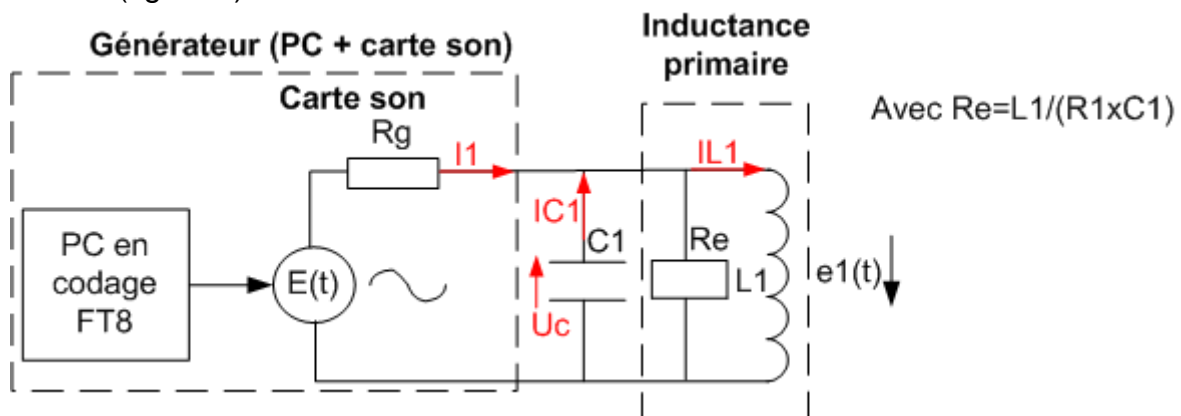
### 4.2 Description de la configuration parallèle

Le schéma de principe de cette configuration parallèle (c.à.d. C1 et L1/R1 en parallèle) est le suivant :



**Figure 3:** schéma de principe de la configuration C1 – L1 en parallèle

Dans la mesure où R1 est très inférieur à  $L_1 \times \omega_0$  à la résonance, on peut admettre l'équivalence entre le circuit générateur précédent (figure 3) et le circuit générateur suivant (figure 4).



**Figure 4:** schéma équivalent du circuit générateur

On peut montrer qu'à la résonance ( $\omega_0$ ) :  $IC1 = -IL1$ .

L'intensité  $I1$  vaut donc  $I1 = \frac{E(t)}{Rg+Re}$  avec  $Re = \frac{L1}{R1 \times C1}$

Re étant beaucoup plus grand que Rg, on peut écrire  $Uc(t) \approx E(t)$  et  $I1 \approx \frac{E(t) \times R1 \times C1}{L1}$

On peut montrer que  $|IL1| = Qself \times |I1| \approx \omega_0 \times |E| \times C1$  avec  $Qself = \frac{L1 \times \omega_0}{R1}$

### 4.3 Comparaison entre les 2 configurations

Comparons cette configuration parallèle avec la configuration série, en utilisant les données suivantes, qui supposent un amplificateur BF:  $E_{eff}=10$  V,  $Rg=4$   $\Omega$ ,  $R1=10$   $\Omega$ ,  $L1=10$  mH,  $C1=250$  nF,  $\omega_0=20000$  rd/s

Dans ce cas :

- $I1$  de la configuration parallèle  $\approx 2,5$  mA
- $IL1$  de la configuration parallèle  $\approx 50$  mA
- $I1(=IL1)$  de la configuration série = 714 mA

L'intensité à travers  $L1$  (et donc le champ créé) dans la configuration parallèle sera plus faible (50 mA) que celle de la configuration série (714 mA), mais le condensateur  $C1$  ne subira qu'une tension de 10 V, alors que dans la configuration série,  $C1$  devra supporter 143 V.

La configuration parallèle n'a pas d'intérêt. En effet, dans la configuration série, si on a  $I1=50$  mA, alors la tension que devra subir  $C1$  sera aussi de 10 V comme pour la configuration parallèle. Mais la configuration série permettra d'obtenir une intensité bien plus grande, donc c'est celle que l'on retient pour la suite.

A noter que pour former un condensateur d'une certaine valeur, on peut facilement associer des condensateurs en série pour réduire la tension que chaque condensateur devra subir.

Nota : dans [5] §2.d, il est proposé une configuration intermédiaire entre les configurations série et parallèle. Elle n'est pas étudiée ici, car elle ne semble pas présenter beaucoup d'intérêt.

### 4.4 Détermination du champ produit $B1$ et de l'inductance mutuelle $M$ (entre $L1$ et $L2$ )

Rappel : on est en configuration série ([Figure 2](#)).

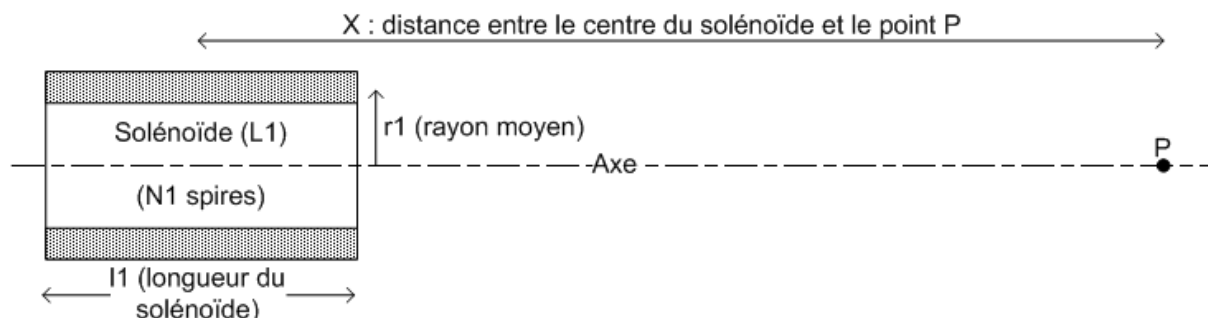
Les paramètres  $B1$  et  $M$  peuvent être précisément calculés à l'aide d'une méthode aux éléments finis. Mais ici on se contentera d'estimations.

Le champ magnétique en un point P quelconque situé sur l'axe d'un solénoïde monocouche est donné par la formule  $\mathbf{B} = \frac{\mu_0 \times \mu_r \times N \times I}{2 \times l} \times (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \times \mathbf{e_z}$  ([2] page 202).  $N$  est le nombre de spires et  $l$  la longueur du solénoïde. On supposera que cette formule est applicable à un solénoïde multicouches en utilisant le rayon moyen pour l'estimation de  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .

Après quelques calculs et dans l'hypothèse où la distance  $X$  entre le point P et le centre du solénoïde est très supérieure à  $r1$  et à  $l1$  (cf. figure 5), on trouve la formule

approximative suivante pour le champ  $B_1$  produit par  $L_1$  au point  $P$ , suivant l'axe du solénoïde:  $B_1 \approx \frac{\mu_0 \times \mu_{r1} \times N_1 \times I_1 \times r_1^2}{2 \times X^3}$ , avec  $\mu_{r1}$  la perméabilité relative du solénoïde  $L_1$ . A noter que  $I_1$  (la longueur de  $L_1$ ) n'intervient pas dans la formule.

Nota : le champ  $B_1$  est maximum sur l'axe et décroît à partir de l'axe.



**Figure 5:** Champ à grande distance d'un solénoïde

Pour l'estimation de l'inductance mutuelle, on va supposer dans un premier temps que l'inductance  $L_2$ , au point  $P$ , est composée d'une seule spire de surface  $S_2$ .

Normalement le « flux total de  $L_1$  vers  $L_2$  »  $\Phi_{12}$  s'écrit  $\Phi_{12} = \iint_{S_2} B_1 \times dS_2$

Comme la boucle  $L_2$  est éloignée de  $L_1$ , à une distance  $X$ , on peut supposer que le champ  $B_1$  est uniforme au niveau de la spire de  $L_2$  et perpendiculaire au plan de cette spire. Autrement dit, la spire  $L_2$  est supposée se situer sur l'axe de  $L_1$  et être parallèle aux spires de  $L_1$ . On peut donc écrire  $\Phi_{12}(X) \approx B_1 \times S_2$ , avec  $B_1$  estimé à la distance  $X$  et  $S_2$  la section de  $L_2$  avec  $S_2 = \pi \times r_2^2$ ,  $r_2$  étant le rayon moyen de  $L_2$ . Maintenant pour  $N_2$  spires et une perméabilité relative  $\mu_{r2}$  (pour une éventuelle ferrite insérée dans  $L_2$ ), on peut écrire :  $\Phi_{12} \approx B_1 \times \mu_{r2} \times N_2 \times S_2$  (avec  $\mu_{r2}=1$  si pas de ferrite).

Nota : on voit que le champ extérieur  $B_1$  est multiplié par  $\mu_{r2}$  car il est concentré par l'action de la ferrite de  $L_2$  (si elle existe). En effet, la ferrite possède une réductance (équivalent de la résistance pour un champ électrique) faible par rapport à la réductance de l'air. Elle agit donc comme un élément de faible « résistance » pour les lignes de champ magnétique. A la limite, pour  $\mu_{r2} \rightarrow \infty$ , ce serait un « court-circuit magnétique » et toutes les lignes de champ issues de  $L_1$  seraient concentrées dans la ferrite, le champ de fuite serait alors nul. Ce principe est d'ailleurs utilisé avec le mu-métal pour le blindage magnétique en BF.

Il est à prévoir que cette concentration des lignes de champ doit être de moins en moins efficace quand  $\mu_{r2}$  augmente et donc que  $\Phi_{12}$  soit de moins en moins linéaire avec  $\mu_{r2}$ , ceci car le champ de fuite tend asymptotiquement vers la valeur nulle. Il est, par ailleurs, entendu que le champ magnétique dans la ferrite ne rentrera pas dans le domaine de saturation car  $B_1$  est très faible au niveau de  $L_2$ .

Comme par définition  $\Phi_{12} = M \times I_1$ , on peut écrire :  $M \approx \frac{B_1 \times \mu_{r2} \times N_2 \times S_2}{I_1}$

Comme  $B_1$  à une distance  $X$  a été déterminé précédemment, il s'ensuit que :

$$M \approx \frac{\mu_0 \times \mu_{r1} \times \mu_{r2} \times N_1 \times N_2 \times \pi \times r_2^2 \times r_1^2}{2 \times X^3}$$

En partant de [l'équation 4](#) :  $|U_2(t)| \approx \frac{w_0 \times M \times |E(t)|}{(R_1 + R_g)}$

et de [l'équation 5](#) :  $|I1| \approx \frac{|E(t)|}{(R1+Rg)}$ , on en déduit :

$$|U2(t)| \approx w0 \times M \times |I1| = \frac{w0 \times \mu0 \times \mu r1 \times \mu r2 \times N1 \times N2 \times \pi \times r2^2 \times r1^2 \times |I1|}{2 \times X^3} \quad (\text{équation 6})$$

Considérons le moment magnétique  $\mu1$  (aptitude d'un circuit magnétique à s'aligner sur un champ magnétique extérieur, comme une boussole par exemple) de L1 :

$$\mu1 = N1 \times |I1| \times \pi \times r1^2, \text{ il s'ensuit que : } |U2(t)| \approx \frac{w0 \times \mu0 \times \mu r1 \times \mu1 \times \mu r2 \times N2 \times r2^2}{2 \times X^3}$$

On voit que, pour une distance X et une inductance L2 (N2, r2,  $\mu r2$ ) donnée, U2(t) dépend du moment magnétique  $\mu1$  de L1, de w0 et de  $\mu r1$ .

Un exemple de moment magnétique minimum (12 A.m<sup>2</sup>), spécifié pour un appareil de spéléologie devant envoyer un signal de positionnement à travers 80 m de roches, est donné en [\[6\]](#) page 4.

#### Détermination expérimentale de M

Partant de [l'équation 6](#) (supposant M et I2 très faibles), on a :

$$|U2(t)| \approx |e2(t)| = \left| \frac{d(\Phi2)}{dt} \right| = w0 \times M \times |I1|$$

L'inductance mutuelle M peut donc se déterminer expérimentalement en utilisant l'expression  $M \approx \frac{U2eff}{w0 \times I1eff}$  avec w0 (=2 x  $\pi$  x f0) supposée connue tandis que U2eff et I1eff peuvent se mesurer (cf. [§5.1](#), test n°6).

#### **4.5 Détermination du solénoïde L1 idéal**

Comme indiqué au [§4.4](#), pour que U2(t) soit maximum vis-à-vis de la partie « générateur », celle-ci incluant le solénoïde L1, il faut que le moment magnétique  $\mu1$  ( $\mu1 = N1 \times |I1| \times \pi \times r1^2$ ) soit maximum, de même que  $\mu r1$  (si une ferrite est présente). I1 dépend de l'amplificateur BF, donc plus il est puissant (Rg faible et E élevé) et plus I1 est élevé.

Quant à w0, son augmentation améliorera U2 linéairement mais, dans le même temps, augmentera encore plus rapidement la valeur de R1, ce qui diminuera U2 (voir [§4.5.4](#)). Il y a donc un compromis à faire sur la fréquence de résonance.

#### **4.5.1 Hypothèse $Rg \ll R1$ (c.à.d. qu'un puissant amplificateur BF est présent en sortie de la carte son du PC n°1)**

$\mu r1$ , N1, r1 et R1 dépendent directement de L1. Supposons que Rg soit proche de 0  $\Omega$  et que R1 soit bien plus grand que Rg. Il s'ensuit que partant de [l'équation 5](#), on en

$$\text{déduit que } |I1| \approx \frac{|E(t)|}{R1}. \text{ Donc } |U2(t)| \approx \frac{w0 \times \mu0 \times \mu r1 \times \mu r2 \times N1 \times N2 \times \pi \times r2^2 \times r1^2 \times |E(t)|}{2 \times X^3 \times R1}$$

Dans ce cas, en partant de cette expression de |U2(t)|, on voit que pour maximiser U2 en fonction de L1, il faut augmenter au maximum l'expression  $P = \frac{\mu r1 \times N1 \times r1^2}{R1}$ .

Supposons que l'on dispose d'un fil de cuivre de longueur Lf. On sait que

$$Lf \approx 2 \times \pi \times r1 \times N1$$

Par ailleurs  $R1 = \frac{\rho \times Lf}{Sf} = \frac{\rho \times 2 \times \pi \times r1 \times N1}{Sf}$ , avec  $\rho$  la résistivité du fil de cuivre, Lf sa longueur et Sf la surface moyenne de sa section.

$$\text{Donc } P = \frac{\mu r1 \times N1 \times Sf \times r1^2}{\rho \times 2 \times \pi \times r1 \times N1} = \frac{\mu r1 \times Sf \times r1}{\rho \times 2 \times \pi}$$

On voit que le terme  $N1$  (nombre de spires de  $L1$ ) a disparu. Il vaut donc mieux avoir le rayon de spire  $r1$  le plus grand possible. Mais si  $r1$  est grand on ne peut pas y insérer de ferrite. L'idéal serait de former une seule très grande spire de rayon  $r1 = Lf / (2 \times \pi)$  avec le fil disponible et de se passer de ferrite.

De façon pratique, on sera limité sur le rayon  $r1$ , donc on devra, tout de même, avoir un certain nombre de spires, car avec une seule spire on ne respectera plus l'hypothèse  $Rg \ll R1$ . On éloignera les spires les unes des autres sur une seule couche de préférence, pour limiter l'effet de proximité.

Pour ce cas de figure, voir aussi [6] page 6.

La section  $Sf$  devra être la plus grande possible, ce qui se comprend très bien car plus  $Sf$  est grande et plus la résistance  $R1$  est faible et donc plus le courant et le champ magnétique primaire sont importants. On pourra utiliser des tubes de cuivre, compte-tenu que le courant se propage à la surface du tube. On se reportera à l'effet de peau au §4.5.4 et on remplacera  $Sf$  par  $Su$  (§4.5.4). On devra rester dans l'hypothèse  $Rg \ll R1$  donc si  $R1$  est très faible, le générateur devra être extrêmement puissant ( $Rg$  très faible).

#### 4.5.2 Hypothèse $Rg \gg R1$ (c.à.d. sans amplificateur BF)

Ici  $Rg$  est très grand par rapport à  $R1$ , c'est-à-dire que l'on ne dispose pas d'un amplificateur BF, mais par exemple de la seule sortie casque de la carte son. Il est clair que les performances ne vont pas être très bonnes. Le but est donc ici, est de faire le meilleur compromis possible.

Dans le cas  $Rg \gg R1$ , partant de l'équation 5, on en déduit que  $|I1| \approx \frac{|E(t)|}{Rg}$  avec  $Rg$  fixé. Dans ce cas, en partant cet  $I1$  et de l'équation 6, on voit que l'expression à maximiser est donc:  $P = \mu r1 \times N1 \times r1^2 = \frac{\mu r1 \times Lf \times r1^2}{2 \times \pi \times r1} = \frac{\mu r1 \times Lf \times r1}{2 \times \pi}$  avec

$$N1 \approx \frac{Lf}{2 \times \pi \times r1}$$

Ici également pour une longueur  $Lf$  donnée (et la plus élevée possible) on a plutôt intérêt à avoir de grandes spires. Mais comme  $Rg \gg R1$ , on peut se permettre d'avoir le plus grand produit  $\mu r1 \times Lf \times r1$  possible, avec de nombreuses grandes spires sans ferrite. On peut aussi opter pour de nombreuses petites spires, si l'on dispose d'une ferrite à très grande perméabilité relative ( $\mu r1$ ).

#### 4.5.3 Hypothèse $Rg$ de l'ordre de $R1$ (ni très supérieur ni très inférieur)

Dans ce cas, partant des équations 5 et 6, l'expression à maximiser est:

$$P = \frac{\mu r1 \times N1 \times r1^2}{(R1 + Rg)} \text{ avec } N1 \approx \frac{Lf}{2 \times \pi \times r1} \text{ et } R1 = \frac{\rho \times Lf}{Sf} \text{ Donc } P = \frac{\mu r1 \times Lf \times r1}{2 \times \pi \times (\frac{\rho \times Lf}{Sf} + Rg)}$$

Il n'y a pas, ici, de solution simple. Le concepteur devra tester différentes hypothèses.

#### 4.5.4 Détermination théorique et expérimentale de $L1$ et de $R1$ (résistance du solénoïde $L1$ )

##### Détermination pratique et théorique de $L1$

$L1$  se mesure au RLCmètre et ne pose pas de problème particulier. Cependant, l'inductance ne sera pas mesurée à la fréquence d'utilisation et il y aura donc une

petite erreur, liée à la capacité répartie du solénoïde dont la réactance dépend de la fréquence.

A noter qu'il existe quelques formules expérimentales de calcul de l'inductance, de précision médiocre. En voici une, sur la base de la figure 5 :

$$L1(H) = \frac{\mu r \times 7,7E-6 \times (r1 \times N1)^2}{2 \times r1 + 2,2 \times l1}$$

### Détermination théorique de R1

On peut, bien sûr, mesurer R1 à l'ohmmètre mais cette mesure ne prendra pas en compte les pertes suivantes, qui conduisent toujours à une augmentation de la résistance (et donc de chaleur inutile produite) avec la fréquence :

- les effets de proximité entre spires et entre couches,
- l'effet de peau,
- les pertes par hystérésis et par saturation, si on utilise une ferrite,
- les pertes par courants de Foucault, si on utilise une ferrite.

La simple mesure ohmique de R1 est donc optimiste.

Expérimentalement, on constate que, pour simplifier, jusqu'à 4000 Hz, l'augmentation de la valeur de R1 est linéaire avec la fréquence (f0), mais ensuite elle tend à augmenter comme f0<sup>1,7</sup>. Par exemple, pour la résistance ohmique R1 de L1 équipée d'une ferrite, on mesure 6,4 Ω en continu. On passe à 16,1 Ω à 2700 Hz, 27,4 Ω à 4200 Hz et 336 Ω à 16000 Hz. Donc trop augmenter la fréquence peut devenir contre-productif, puisque la perte due à R1 (en f0<sup>1,7</sup>) peut être plus importante que le gain linéaire dû à w0. Un meilleur compromis sur la fréquence f0, assurant le gain maximal (c.à.d. U2 maximum), doit être fait.

### Effets de proximité entre spires jointives et entre couches

On se référera pour les explications à [7] pages 7 et 8 et à l'abaque de [7] page 8.

### Effet de peau

L'épaisseur de peau en m vaut  $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \times f \times \mu_0}}$  ([2] page 305) avec  $\rho = 1,72 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$  pour le cuivre.

Vis-à-vis de l'effet Joule, il faut considérer la moitié de l'épaisseur de la peau (cf. [2] page 692), en assimilant le tube à une plaque mince.

Si r est le rayon de la section du fil, la surface utile de la section du fil Su est égale à :

$$Su = (\pi \times r^2) - \left( \pi \times \left( r - \frac{\delta}{2} \right)^2 \right) \text{ si } r > \delta/2$$

ou  $Su = \pi \times r^2$  si  $r \leq \delta/2$  (pas d'effet de peau)

Par exemple, à 3200 Hz la demi-épaisseur de peau  $\delta/2$  vaut 0,583 mm ( $\approx 0.6$  mm), donc a priori un fil de diamètre 1,2 mm minimum devrait convenir. En fait, dans ce cas et même si  $r \leq \delta/2$ , il y a un faible effet de peau. Voir l'abaque de [7] en page 7.

### Pertes dans les ferrites

C'est un sujet complexe. Voir [7] en page 8 et [8].

### Détermination expérimentale de R1

Plutôt que d'estimer théoriquement R1, on peut faire une mesure.

Par exemple, partant de la [figure 2](#) :

- on génère un signal sinusoïdal continu depuis un générateur BF à la fréquence de résonance  $f_0$ ,
- on mesure U1 et I1,
- on en déduit  $R1 = U1 / I1$ .

A noter que cette méthode est décrite en [\[6\]](#) pages 4 et 5.

### 4.6 Détermination du solénoïde L2 idéal

En partant de [l'équation 6](#) au [§4.4](#), pour que U2(t) soit maximum vis-à-vis de L2, on voit qu'il faut que le produit  $P = \mu r^2 \times N^2 \times r^2$  soit maximum. Comme  $R_c \gg R_2$ , cela revient au même cas que celui décrit en [§4.5.2](#) ( $R_g \gg R_1$ ) et la conclusion est qu'il faut avoir le plus grand produit  $\mu r^2 \times Lf^2 \times r^2$  possible, avec Lf2 la longueur de fil utilisée pour le bobinage de L2

Ici la valeur de R2 est secondaire car étant très inférieure à Rc, elle ne modifiera que très peu la valeur de U2.

En conséquence, il n'y pas vraiment de limite à Lf2 (hormis le coût du fil de cuivre, la patience du constructeur et le respect de l'inégalité  $R_c \gg R_2$ ). Dans ce cadre, on peut se contenter de fil très fin.

On peut aussi opter pour de nombreuses petites spires, si l'on dispose d'une ferrite à très grande perméabilité relative ( $\mu r^2$ ).

Nota : si l'entrée de l'amplificateur BF est un FET (donc à très haute impédance d'entrée), Lf2 peut être vraiment très grand...

## 5. Tests et expérimentation de la transmission par le champ magnétique en champ proche

### 5.1 Tests

Pour ces tests, il a été utilisé un générateur BF (JDS6600) de résistance interne  $R_g=50$  ohms et d'un voltmètre/ampèremètre alternatif numérique (RACAL 4002), utilisable jusqu'à 10 kHz et d'impédance d'entrée 1 M $\Omega$ /75 pF. Un RLCmètre (M4070) permet la mesure des inductances et des capacités. On emploie un multimètre standard pour les mesures de résistance.

Nota 1 : les valeurs d'inductance ont une certaine incertitude due au fait qu'une inductance possède aussi une certaine capacité répartie. Donc la valeur d'inductance affichée par le RLCmètre dépend de la fréquence à laquelle la mesure a été faite. Il ne faudra donc pas être surpris si la fréquence de résonance ne correspond pas exactement à celle que l'on a calculée sur la base de cette mesure (il y a un petit écart).

Nota 2 : les instruments de mesure utilisés n'ont pas été calibrés (comme dans le monde professionnel), donc les mesures sont de qualité « amateur »...

En se référant à la [figure 2](#) :

- la bobine L1 est une bobine de fil achetée sur Internet (référence « ZDLSDL Fil de cuivre laqué - Bobine de fil de cuivre isolé – 0,6 mm - 100 m » ). Ses caractéristiques sont les suivantes : 100 m de fil de cuivre isolé de diamètre

0,6 mm, avec un rayon moyen  $r_1$  de 14,75 mm ( $r_1 \text{ min}=10,5$  mm et  $r_1 \text{ max}=19$  mm). Son inductance  $L_1=13,2$  mH (mesuré au RLCmètre) et sa résistance  $R_1$  mesuré à l'ohmmètre : 6,4  $\Omega$ . La longueur de la bobine est de 53 mm. Il doit y avoir environ  $100 / (\pi \times 14,75 \times 10^{-3} \times 2) = 1079$  spires.

Il a été inséré sur l'axe un élément de ferrite qui porte alors l'inductance à 44,2 mH. La perméabilité relative  $\mu_1$  est donc égale à  $44,2 / 13,2 = 3,35$ .

- La bobine  $L_2$  est identique à  $L_1$ .  
Il a été inséré sur l'axe un élément de ferrite qui porte alors l'inductance à 71,3 mH. La perméabilité relative  $\mu_2$  est donc égale à  $71,3 / 13,2 = 5,40$ .

Ci-dessous on trouvera une copie d'écran du banc d'essai, en mesure de  $U_2$ .



**Figure 6:** Banc d'essai

#### Test n°1 : détermination de $C_1$

En FT8 on est limité à 3000 Hz . On va donc choisir une fréquence de résonance  $f_0$  un peu inférieure à 3000 Hz. En partant de  $C_1 = \frac{1}{L_1 \times (2 \times \pi \times f_0)^2}$  et après quelques retouches, on trouve qu'un condensateur de 68,9 nF permet d'avoir une fréquence de résonance  $f_0$  de 2945 Hz. A noter que pour estimer la fréquence de résonance on balaye la gamme de fréquence BF du générateur tout en mesurant le courant  $I_1$ . Au courant  $I_1$  maximum ( $L_1$  et  $C_1$  se compensent) correspond la fréquence de résonance.

#### Test n°2 : détermination de $R_1$ en fonction de la fréquence

La mesure de  $R_1$  se fait suivant la méthode expérimentale décrite au [§4.5.4](#).

A la fréquence de résonance de 2945 Hz, on trouve 20,8  $\Omega$ . A noter que pour une fréquence de résonance de 4200 Hz, on trouve  $R_1=27,4$   $\Omega$ , tandis qu'à 16000 Hz on trouve 336  $\Omega$ . On voit que cette résistance réelle augmente rapidement avec la fréquence comme expliqué au [§4.5.4](#).

On rappelle que ( $L_2 \times w_2$ ) et  $R_2$  étant très faibles par rapport à l'impédance d'entrée du « récepteur », ne sont pas considérés.

Un autre test a été fait avec  $L_1$  mais sans la ferrite. A une fréquence de résonance voisine de la précédente (2976 Hz), on trouve que  $R_1$  est égale à 10,0  $\Omega$ .

Donc l'accroissement de  $R_1$  due à la ferrite est égale à 10,8  $\Omega$ , soit un doublement de  $R_1$  par rapport au cas sans ferrite. Ce qui signifie que la présence de la ferrite augmente l'inductance  $L_1$  et donc la tension induite  $U_2$  d'un facteur  $\mu_1$ , mais dans le même temps sa présence réduit  $U_2$  d'un facteur  $K_p$  :

$$K_p = (R_g + R_1 \text{ sans ferrite}) / (R_g + R_1 \text{ avec ferrite}) = 60,0 / 70,8 = 0,85.$$

### Test n°3 : vérification que $U_2(t)$ varie proportionnellement à $\mu_1$

A une fréquence de résonance donnée, en insérant ou pas la ferrite dans L1 et en mesurant, à chaque fois, la tension  $U_2$ , il apparaît que l'augmentation de  $U_2$  est proportionnel à  $(0,83 \times \mu_1)$  environ. Ce facteur de 0,83 est à rapprocher du facteur de perte  $K_p$  calculé au niveau du test 2 ( $K_p=0,85$ ) et donc s'explique assez bien.

### Test n°4 : vérification que $U_2(t)$ varie proportionnellement à $\mu_2$

A une fréquence de résonance donnée, en insérant ou pas la ferrite dans L2 et en mesurant, à chaque fois, la tension  $U_2$ , il apparaît que l'augmentation de  $U_2$  est proportionnel à  $(0,86 \times \mu_2)$  environ. Ce facteur de 0,86 doit correspondre à l'efficacité de la concentration du champ magnétique (voir le nota du §4.4).

Il faut tout de même remarquer qu'à grande distance l'inductance mutuelle dépend grossièrement de  $\mu_1 \times \mu_2$ , ce qui est très avantageux. Donc si l'on doit insérer des ferrites dans les solénoïdes, on les choisira avec les perméabilités relatives  $\mu_1$  et  $\mu_2$  les plus grandes possibles.

### Test n°5 : vérification que $U_2(t)$ varie proportionnellement à $f_0$

Si l'inductance L1 n'est pas équipé d'une ferrite, R1 augmente doucement (voir test n°2) et  $U_2$  est donc pratiquement proportionnel à  $f_0$ . Les pertes commencent à être sensibles à partir de 3000 Hz environ. Par exemple à 5460 Hz, la perte est de 6%.

Par contre si L1 est équipé d'une ferrite, R1 augmente vite (voir test 2 et §4.5.4) et les pertes deviennent donc importantes avec la fréquence. Par exemple elles passent de 12% à 2940 Hz à 33% à 6190 Hz.

A noter que la présence d'une ferrite sur L2 n'a pas d'impact sur cette proportionnalité. Par contre les pertes dues à R1 deviennent bien plus grandes en présence d'une ferrite sur L1.

Pour augmenter la portée, on a donc, malgré tout, intérêt à augmenter la fréquence jusqu'à une valeur permettant le gain maximum (§4.5.4). Mais il faut tenir compte que si  $f_0$  augmente, la distance  $r_{max}$  en champ proche (§2) diminue. Par exemple, on aura :

- à  $f_0=1000$  Hz,  $r_{max}=300$  km  $\times$  0,09=27 km,
- à  $f_0=8000$  Hz,  $r_{max}=37.5$  km  $\times$  0,09=3,37 km.

Toujours pour le même exemple, si à  $f_0=1000$  Hz, la portée max est de 100 m, à

8000 Hz elle sera, toutes choses égales par ailleurs, de  $100 \times \sqrt[3]{\frac{8000}{1000}}$  soit 200 m (en

fait un peu moins du fait des pertes plus grandes sur R1).

A noter qu'une distance de 1 km semble être le maximum pour une liaison de ce type.

### Test n°6 : détermination expérimentale de M et comparaison à la valeur calculée

Comme indiqué au §4.4, on peut comparer l'inductance mutuelle M calculée pour une distance X donnée, avec l'inductance mutuelle M mesurée en utilisant l'expression  $M_{mesurée} \approx \frac{U_{2eff}}{w_0 \times I_{1eff}}$  (§4.4) avec la pulsation  $w_0$  supposée connue tandis que  $U_{2eff}$  et  $I_{1eff}$  peuvent se mesurer.

A  $f_0=2943$  Hz et  $X=25,8$  cm, un test a été fait, on a trouvé :  $U_{2eff}=104,45$  mV et  $I_{1eff}=50,42$  mA, ce qui donne  $M_{mesurée}=0,112$  mH.

La valeur estimée de  $M$  (§4.4) *Mestimée*  $\approx \frac{\mu_0 \times \mu r_1 \times \mu r_2 \times N_1 \times N_2 \times \pi \times r_2^2 \times r_1^2}{2 \times X^3}$  donne

$M_{estimée}=0,115$  mH

$M_{estimée}$  est du même ordre de grandeur (c.à.d. entre la moitié et le double) que  $M_{mesurée}$ , ce qui valide la méthode.

Test n°7 : vérification que la tension  $U_2$  calculée est du même ordre de grandeur que la tension  $U_2$  mesurée

Au §4.4, on donne la valeur approximative théorique de  $U_2$  :

$U_{2eff} \approx w_0 \times M \times I_{1eff}$  soit ici  $U_{2eff} \approx 0,107$  V

La valeur de  $U_{2eff}$  calculée (107 mV) est du même ordre de grandeur (c.à.d. entre la moitié et le double) que  $U_{2eff}$  mesurée (104,45 mV), ce qui valide la méthode.

Test n°8 : test de la transmission à travers un mur

L'auteur a testé la transmission par le champ magnétique à travers le même mur extérieur de 28 cm d'épaisseur qui bloquait le champ électrique.

On trouve :

- $U_2$  à travers le mur : 40 mV. La précision de pointage n'étant pas idéale, il faut considérer qu'il s'agit d'une valeur minimum.
- $U_2$  à travers de l'air, sur la même épaisseur que le mur : 44,5 mV

On voit que le mur a très peu dégradé le signal. Le mur est donc (quasiment) transparent vis-à-vis du champ magnétique.

## 5.2 Expérimentation en FT8

L'auteur a réalisé le banc d'essai basique décrit par la [figure 2](#). Le banc d'essai est composé des éléments suivants:

- Le PC n°1 (Windows 7) fonctionne sur batterie et utilise le logiciel Multipsk V.4.50 en FT8, balise en service à la fréquence maximum de 2700 Hz, transmettant une trame toutes les 15 secondes.  
Nota : cette fréquence de 2700 Hz tombe exactement sur une harmonique du 50 Hz ce qui va dégrader légèrement la qualité du signal.
- La sortie casque de la carte son intégrée au PC a une résistance interne de 66  $\Omega$  et une tension efficace  $E$  maximum de 1,12 V à 2700 Hz.
- La carte son externe du PC n°2 est une Behringer U-phoria UM2, dont l'entrée carte son a une résistance interne de 25 k $\Omega$  environ. Elle est précédée d'un amplificateur « microphone » Kemo M040N de 48 k $\Omega$  d'impédance d'entrée et de 50  $\Omega$  d'impédance de sortie. Son gain est d'environ 40 dB. Il n'y a pas de filtre passe-bande.
- Le PC n°2 (Windows 10) fonctionne sur batterie et utilise le logiciel Multipsk V.4.50 en FT8 pour le décodage.  
Nota : WSJT décode mieux (de 3 ou 4 dB) le FT8 (et le FT4) que Multipsk, du fait d'algorithmes très puissants. Mais Multipsk, d'une part, n'a pas besoin de synchronisation de l'heure du PC pour le décodage et, d'autre part, il permet l'échange de messages non standardisés, pour faire un QSO standard.

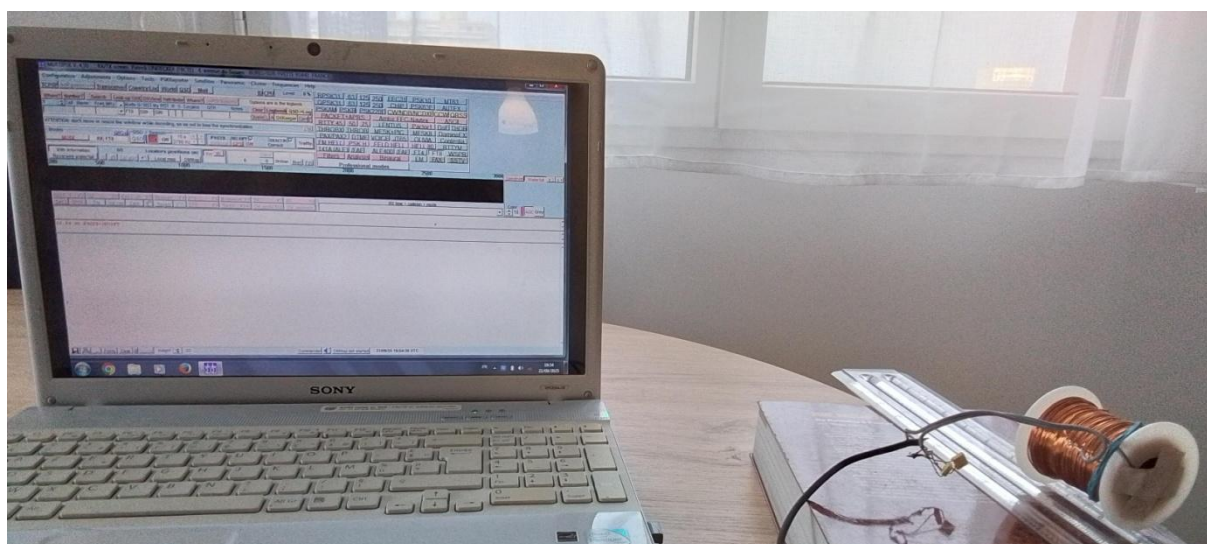
Il est a priori difficile de déterminer par calcul la portée maximum car elle dépend de la composante de bruit de l'environnement, mais surtout des harmoniques 50 Hz dues au réseau électrique dans la tension induite ainsi que de la tension de bruit de la carte son et de l'amplificateur « microphone », tous ces données étant inconnues. Par contre, dans des conditions fixées, une fois que l'on aura déterminé la portée maximum pour une tension induite mesurée, on saura prédire la portée maximum si l'on modifie un paramètre.

Les inductances utilisées sont celles décrites au §5.1. La fréquence utilisée est 2700 Hz en utilisant une capacité C1 de 82,8 nF.

L'auteur a fixé une distance de 7,7 m entre les 2 solénoïdes, le but étant de déterminer le tension minimum U1 assurant une transmission FT8. On trouve une tension U1 minimum de 0,107 V.

Partant de là, on pourrait déterminer, par exemple, que si la tension U1 était de 10 V au lieu de 0,107 V, ceci grâce à un puissant amplificateur BF, la distance maximum passerait à :  $7,7 \times \left(\frac{10}{0,107}\right)^{1/3} = 34,9 \text{ m}$

Ci-dessous, on trouvera en figure 7, la partie émetteur de l'expérimentation. On y voit de gauche à droite le PC n°1, la capacité C1 et le solénoïde L1/R1. En figure 8 on voit une copie d'écran (en langue anglaise) de Multipsk en mode balise FT8.



**Figure 7:** Partie émetteur de l'expérimentation

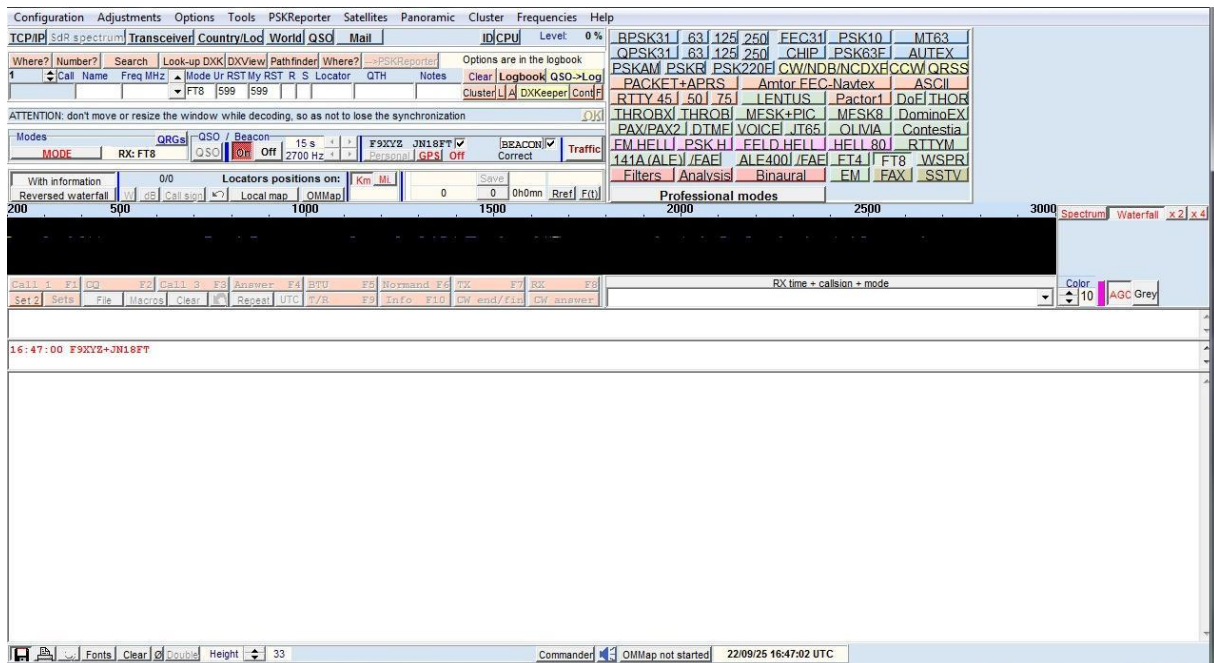


Figure 8: copie d'écran du PC n°1

Ci-dessous, on trouvera en figure 9, la partie récepteur de l'expérimentation. On y voit de gauche à droite le solénoïde L2/R2, l'amplificateur « microphone » alimenté par une batterie 9 V, la carte son externe et le PC n°2. En figure 10 on voit une copie d'écran (en langue française) de MultiPSK en mode décodage FT8 à 2700 Hz.

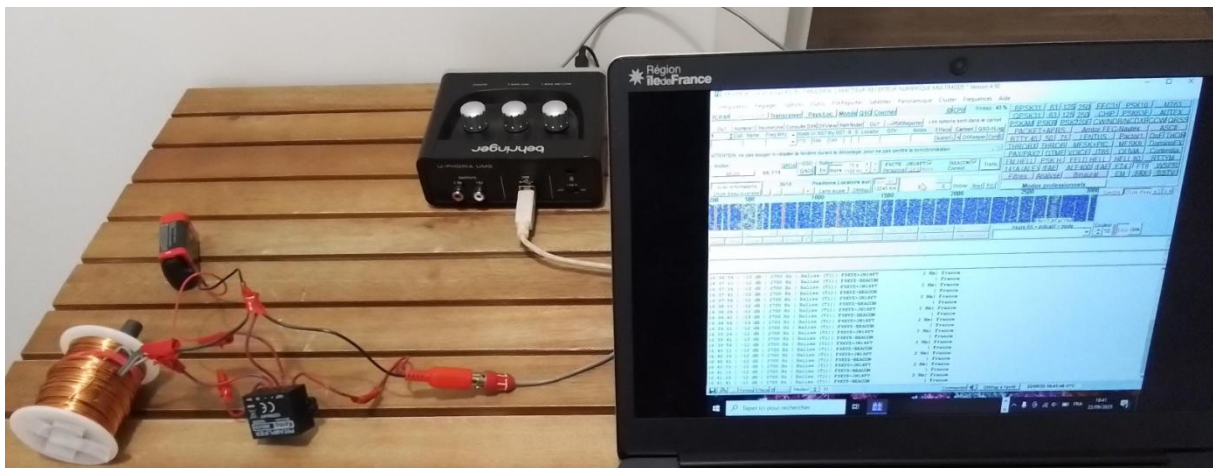


Figure 9: Partie récepteur de l'expérimentation

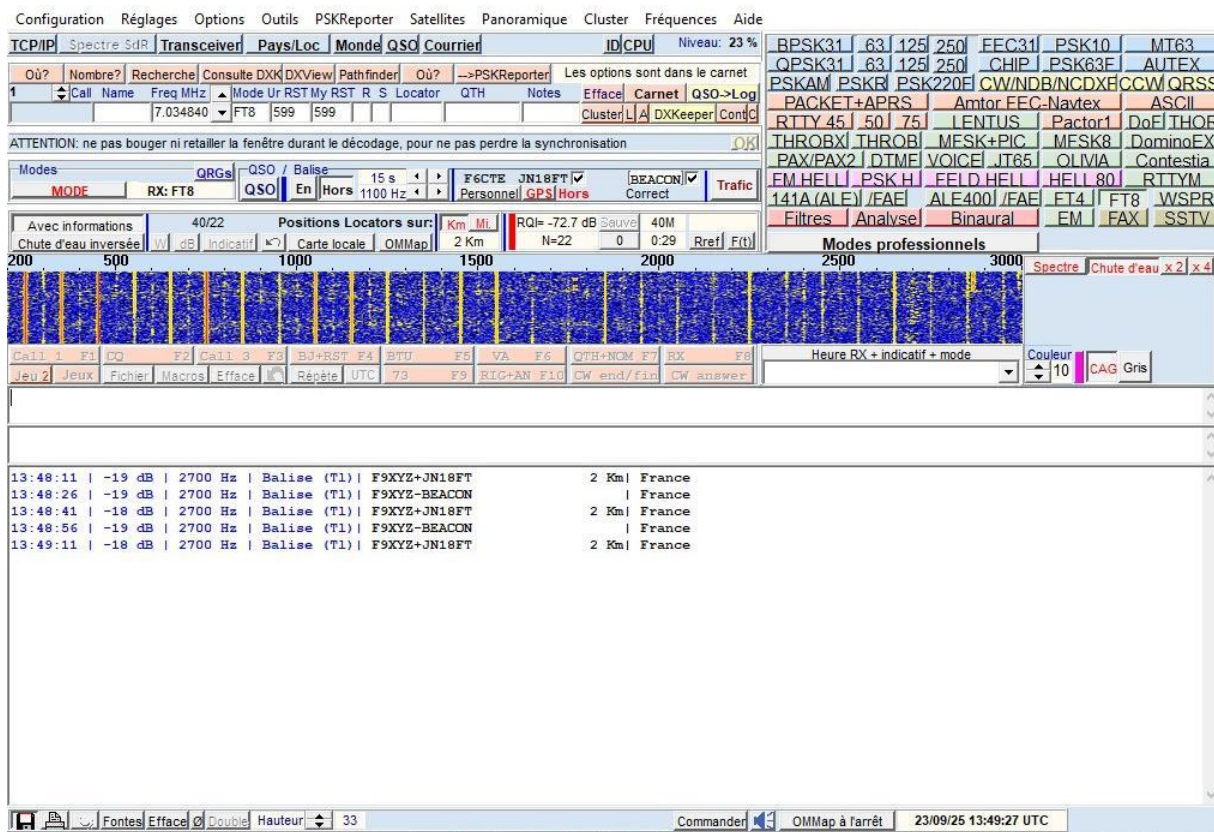


Figure 10: copie d'écran du PC n°2

Comme indiqué précédemment, pour augmenter la distance maximum, les possibilités sont les suivantes :

- interposer un puissant amplificateur BF (§4.1) pour augmenter  $E(t)$  et diminuer  $R_g$ ,
- maximiser l'efficacité des solénoïdes L1 et L2 (§4.5.4 et §4.6),
- améliorer les caractéristiques vis-à-vis du bruit, de la carte son et de l'amplificateur « microphone » et équiper l'amplificateur d'un filtre passe-bande étroit autour de la fréquence d'émission,
- dans une certaine mesure, augmenter la fréquence (§4.5, §4.5.4 et §5.1 tests 2 et 5).

Faire attention à tenir compte que le gain  $G$  sur la tension induite  $U_2$ , se traduira par une augmentation de la portée de seulement  $\sqrt[3]{G}$ . Par exemple un gain de 8 sur  $U_2$  se traduira par une augmentation de la portée de 2.

A noter, que du fait de cette diminution rapide suivant  $1/X^3$  ( $X$  étant la distance), il semble difficile de dépasser une portée maximum de 1 km.

A noter également que l'utilisation de la fréquence LF radioamateur située dans la bande 137 KHz permettrait d'avoir une portée maximum en champ proche d'environ 200 m (ce qui est faible). Ensuite, après transformation du champ magnétique en champ électromagnétique, l'évolution de la tension reçue se fera suivant  $1/X$ , mais l'aptitude à traverser des matériaux sera fortement réduite, du fait de la composante électrique inhérente à ce type de champ.

## 6. Conclusion

On a d'abord montré que la transmission magnétique de données en champ proche (§2) est meilleure que la transmission par le champ électrique (§3), si l'induction doit traverser des matériaux.

Aux chapitres §4.1 à §4.4, on a réduit la physique de ce type de transmission à des formules relativement simples.

Aux chapitres §4.5 et §4.6, on a déterminé la meilleure manière de réaliser les solénoïdes L1 et L2.

Les tests au §5.1 ont validé l'approche physique. Au final une expérimentation en FT8 a été faite (§5.2).

S'il est certain que ce type de transmission n'est pas destiné à faire du DX, il est tout de même intéressant de connaître l'aptitude du champ magnétique à traverser les matériaux. Cette qualité, utilisée en spéléologie, pourrait, peut-être, répondre aux besoins de certains OMs.

## 7. Références

- [1] « Transmission sans fil par utilisation du seul champ électrique » Rév. D de P. Lindecker  
[http://f6cte.free.fr/Transmission sans fil par utilisation du seul champ électrique.pdf](http://f6cte.free.fr/Transmission%20sans%20fil%20par%20utilisation%20du%20seul%20champ%20electrique.pdf)
- [2] Livre « Electromagnétisme – Fondements et applications » de J-Ph. Pérez, R. Carles et R. Fleckinger – Editions Dunod 4<sup>ème</sup> édition - 2019
- [3] « La résistivité électrique : un indicateur de la durabilité des bétons recyclés ? » de BOUVET Adrien, GOMART Hector, THAI Minh Van  
[https://www.google.com/url?esrc=s&q=&rct=j&sa=U&url=https://journal.augc.asso.fr/index.php/ajce/article/download/ajce.35.1.12/1323/&ved=2ahUKEwjBvL7\\_itSPAxWpd\\_aQEHTZDEylQFnoECAIQAw&usg=AOvVaw3YlSupL2LR6ngdTj6dast8](https://www.google.com/url?esrc=s&q=&rct=j&sa=U&url=https://journal.augc.asso.fr/index.php/ajce/article/download/ajce.35.1.12/1323/&ved=2ahUKEwjBvL7_itSPAxWpd_aQEHTZDEylQFnoECAIQAw&usg=AOvVaw3YlSupL2LR6ngdTj6dast8)
- [4] « Matériaux diélectriques » par Amar Tilmatine :  
<https://fr.scribd.com/doc/141007255/MATERIAUX-DIELECTRIQUES>
- [5] « Transfert d'énergie par couplage inductif »  
<https://www.f-legrand.fr/scidoc/docmml/sciphys/electro/transfertinduct/transfertinduct.html>
- [6] « Balise émettrice de positionnement souterrain BIPSE » par Joan ERRA (2024)  
<https://www.radiolocalisationssouterraines.fr/BIPSE/dossier%20technique/dossier%20technique%20bipse2.pdf>
- [7] « Influence de la ferrite dans une bobine d'émission de balise de positionnement souterrain » par Joan ERRA (2024)

<https://www.radiolocalisationssouterraines.fr/ARTICLES%20THEORIQUES/influence%20ferrite%20en%20emission.pdf>

[8] « Les ferrites utilisés en radio »

<http://www.manuel.la-radio.eu/RM24/RM24B/RM24B13.html>

## Annexe A

### Equations de Maxwell dans le cadre de l'hypothèse ARQS

Ce qui suit est tiré de [2]. On trouvera les 4 équations de Maxwell sous forme locale (c.à.d. sur un petit élément de volume, en utilisant des opérateurs différentiels) et sous forme intégrale.

On indique l'équation en régime stationnaire (sans variation des paramètres en fonction du temps), puis en régime variable et enfin en régime variable mais en champ proche (ARQS).

**Maxwell-Faraday** (circulation du champ électrostatique le long d'un contour fermé C)

En régime stationnaire :  $rot(\mathbf{E}) = 0$  ou  $\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = 0$  (c.à.d. que, dans ce cas, une ligne

de champ électrostatique ne peut se refermer sur elle-même).

En régime variable et ARQS:  $rot(\mathbf{E}) + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$  ou  $\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} + \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{n} \cdot dS = 0$  avec la

surface S qui s'appuie sur le contour C (ou  $e(t)(Volt) = -\frac{d\phi}{dt}$ , appelée loi de Faraday)

Nota : autrement dit, un champ magnétique variable génère un courant électrique comme, par exemple, dans le cas des courants de Foucault.

**Maxwell-Thomson** (conservation du flux de champ magnétique  $\phi$  à travers une surface fermée S limitant un volume donné)

En régimes stationnaire, variable et ARQS :  $div(\mathbf{B}) = 0$  ou  $\phi = \oint_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \cdot dS = 0$

**Maxwell-Gauss** (détermination du flux de champ électrostatique  $\psi$  à travers une surface fermée S limitant un volume donné)

En régimes stationnaire et variable :  $div(\mathbf{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$  ou  $\Psi = \frac{Q_{in}}{\epsilon_0} = \oint_S \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \cdot dS$

$\rho$  est la charge volumique et  $Q_{in}$  la charge intérieure au volume défini par la surface fermée S.

En ARQS (mais c'est également vrai pour la partie basse du spectre électromagnétique) : pour un conducteur on a  $\rho = 0$  et donc  $div(\mathbf{E}) = 0$  et  $Q_{in} = 0$ . Il n'a pas de charges à l'intérieur du conducteur, qui est donc neutre. Les charges sont localisées en surface.

**Maxwell-Ampère** (circulation du champ magnétique le long d'un contour fermé C)

En régime stationnaire :  $\text{rot}\left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0}\right) = \mathbf{J}$  ou  $\oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} = \mu_0 I$  (c.à.d. que la circulation du

champ magnétique B le long d'un contour fermé C est proportionnelle à l'intensité totale I du courant traversant toute surface qui s'appuie sur ce contour fermé C).

En régime variable :  $\text{rot}\left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0}\right) - \frac{\partial(\varepsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t} = \mathbf{J}$  ou  $\oint_C \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0}\right) \cdot d\mathbf{r} - \int_S \frac{\partial(\varepsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t} \cdot \mathbf{n} \cdot dS = I$

En ARQS :  $\int_S \frac{\partial(\varepsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t} \cdot \mathbf{n} \cdot dS$  est très faible pour un conducteur et peut être négligé

([2] page 296). A noter que  $\frac{\partial(\varepsilon_0 \mathbf{E})}{\partial t}$  est le « courant de déplacement ».

On a donc :  $\text{rot}\left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0}\right) \approx \mathbf{J}$  ou  $\oint_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} \approx \mu_0 I$  (comme en régime stationnaire)

Nota : autrement dit, un courant électrique génère un champ magnétique comme, par exemple, dans le cas d'un solénoïde infini ( $B = \mu_0 \times n \times I$  avec B le champ magnétique sur l'axe et n le nombre de spires par m).

### Autres équations utiles

La loi d'Ohm s'écrit  $\mathbf{J} = \gamma \times \mathbf{E}$  : avec  $\gamma$  la conductivité électrique.

Le bilan de charge électrique s'écrit :

$\text{div} \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$  ou  $I = \oint_S \mathbf{J} \times \mathbf{n} \cdot dS = -\frac{dQ}{dt}$  , ceci car la charge est une grandeur conservative (comme la masse par exemple).