

INDUCTION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Niveau

Commentaires du jury

- 2015 : L’algébrisation rigoureuse des grandeurs électriques et mécaniques est nécessaire lors de la paramétrisation.
- 2014 : Dans cette leçon, le plus grand soin s’impose dans la définition des orientations et des conventions de signe. Les applications doivent occuper une place significative dans la présentation. Il n’est pas admissible à ce niveau de confondre les forces de Lorentz et de Laplace.
- 2012-2013 : Il n’est pas nécessaire de traiter en détail les deux types d’induction.
- 2009 : Ce ne sont pas les machines de technologie complexe qui illustrent le mieux la leçon. Compte tenu du temps imparti, des choix restent à faire : le jury tiendra compte de leur pertinence...

Bibliographie

—

pré-requis

- Equations de MAXwell
- ARQS magnétique (des circuits)

Expériences

—

Table des matières

1	Le phénomène d’induction	2
1.1	Cadre	2
1.2	Modélisation	2
1.3	La loi de Lenz	4
2	Couplage inductif	4
2.1	Auto-inductance	4
2.2	Inductance mutuelle	6
2.3	Application : le transformateur	7
3	Courants de Foucault	7
3.1	Modélisation	8
3.2	Chauffage par induction	9
3.3	Freinage par induction	9

Introduction

Vous avez vu l'an dernier une approche phénoménologique des lois de l'induction. Aujourd'hui, armé des équations de Maxwell, nous allons démontrer ces lois de l'induction et illustrer leurs applications.

Tout d'abord, commençons pas observer le phénomène que l'on cherche à caractériser.

Mise en évidence de l'induction :

On fait bouger un aimant dans une bobine et on observe la tension aux bornes de la bobine :

Observations

- Il n'y a une tension que lorsqu'il y a un mouvement de l'aimant.
- Changer le sens de l'aimant inverse le signe de la tension
- En faisant bouger la bobine, on observe la même chose.

Le phénomène d'induction est découvert par Faraday en 1831. De nombreux objets du quotidien utilisent ses principes (chargeur, transformateur, plaque à induction, freinage des train...).

On peut avec les équations de Maxwell avoir une première vision de ce qu'il se passe en effet, avec l'équation de Maxwell-Ampère :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

On observe qu'il peut y avoir entre un courant et un champ magnétique, inversement, l'équation de Maxwell Faraday nous dit qu'un champ B peut entraîner un champ E et donc une tension.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

On sent bien que c'est bien contenu dans les équation de Maxwell On va formaliser tout cela. On se limitera pour une question de temps à l'induction de Newman, c'est à dire à l'apparition d'une force électromotrice dans un conducteur soumis à un flux magnétique variable.

1 Le phénomène d'induction

1.1 Cadre

ARQS magnétique :

- On néglige la propagation des ondes devant les variations des champs : $L \ll \tau c$. Typiquement pour des distance de l'ordre de $L = 1m$ on considère des fréquences allant jusqu'à 100MHz au maximum.
- on suppose $|\vec{j}| \gg \rho c$ c'est la partie magnétique de l'ARQS magnétique
- On suppose le référentiel d'étude galiléen et le conducteur fixe dans ce référentiel.

Dans le régime de l'ARQS, on a l'électronéutralité des conducteurs. L'équation de conservation de la charge devient alors : $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ (c'est contenue dans les premières hypothèses)

On utilisera la loi d'Ohm locale : $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ avec $\sigma = 6 \times 10^7 S/m$ pour le cuivre.

1.2 Modélisation

Comme $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, on en déduit qu'il existe un champ vectoriel \vec{A} : le potentiel vecteur tel que :

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

On peut vraiment juste le voir comme un outil de calcul.

On peut alors écrire l'équation de Maxwell Faraday :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \implies \nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0$$

Donc il existe un potentiel V tel que

$$\vec{E} = -\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

On a donc deux terme, le premier correspond au terme statique, le second lie les variations du champ B et le champ électrique. On appelle le second terme **champ électromoteur** $\vec{E}_m = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

Nous aimerions avoir une équation électrique d'un conducteur, puisque c'est cela que l'on observe dans les expériences d'induction. Aussi on va donc établir la loi d'Ohm intégrale contenant l'induction.

Pour cela on considère un conducteur fixe. On peut appliquer la loi d'Ohm locale avec la forme du champ \vec{E} que l'on a déduit des équation de Maxwell.

$$\vec{j} = \sigma_0 \vec{E} = \sigma_0 \left(-\nabla V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right)$$

On note que dans un cas général on a :

$$\vec{j} = \sigma_0 (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

dans le cas d'un conducteur se déplaçant à la vitesse \vec{v} constante. On a un terme de Hall que l'on déduit d'un modèle de Drude, le champ électromoteur comprend alors également le terme en $\vec{v} \times \vec{B}$

On veut un lien entre le courant qui passe à travers le conducteur et la tension à ses bornes. Tout d'abord remarquons que comme on est dans l'ARQS magnétique, on a $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ donc dans le cas d'un conducteur filiforme, \vec{j} est uniforme et ne dépend que du temps. $i_{A \rightarrow B} = jS$. On intègre la loi d'Ohm sur une portion de conducteur :

$$\int_A^B \vec{j} d\vec{l} = -\sigma_0 \int_A^B \nabla V d\vec{l} - \sigma_0 \int_A^B \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\vec{l}$$

$$i_{A \rightarrow B} \frac{L}{S} = \sigma_0 (V_A - V_B) - \sigma_0 \int_A^B \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\vec{l}$$

On définit la résistance du tronçon comme :

$$R_{AB} = \frac{L}{S\sigma_0}$$

On définit la **force électromotrice** comme :

$$e_{AB} = \int_A^B -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\vec{l}$$

On a alors la loi d'Ohm sur le tronçon qui s'écrit :

$$V_A - V_B = R_{AB} i_{A \rightarrow B} - e_{AB}$$

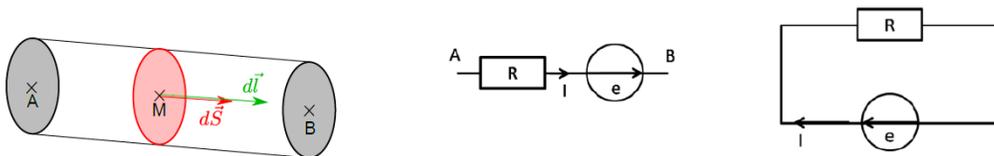


FIGURE 1 – Modèle de la loi d'ohm dans un conducteur

Convention d'orientation : On doit orienté e et i dans le même sens. (et ce pour que $d\vec{S}d\vec{l}$ définissent un élément de volume positif)

Circuit fermé : Si on ferme de circuit, alors, on a $e = Ri$ avec e la force électromotrice. Le terme moteur viens du champ électromoteur et non plus du champ statique. La force électromotrice est une tension! Dans le cas ou il y a de l'induction, la circulation de \vec{E} n'est plus conservative.

Bilan : On a utilisé les équations de Maxwell pour réécrire la loi d'Ohm à l'échelle du conducteur. Si le conducteur est fermé, alors on se rend compte que la circulation de \vec{E} n'est plus conservative du à un terme provenant des variation temporelle du champ \vec{B} .

\vec{A} n'est pas très pratique, on va relier cette force électromotrice au flux de \vec{B} .

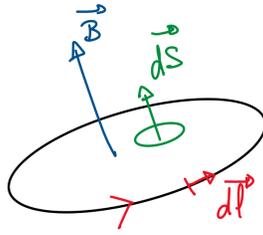


FIGURE 2 – Schéma à faire au tableau pour tout orienter

1.3 La loi de Lenz

On se place dans le cas d'un conducteur filiforme **fermé, immobile et rigide**. En utilisant le théorème de Stokes on a :

$$e = \oint \vec{E}_m \cdot d\vec{l} = - \oint \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \left(\iint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{S} \right) = - \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

ϕ est le flux du champ \vec{B} à travers la surface.

Loi de Lenz : Les phénomènes d'induction ont tendance, par leurs effets, à s'opposer aux causes qui leur ont donné naissance : c'est une loi de modération. Ici elle se traduit par le signe $-$. En effet considérons le cas de l'expérience introductive : On oriente notre boucle de courant et on considère que le flux augmente (positivement) lorsque que l'on approche l'aimant. La variation de flux induit une force électromotrice qui est donc négative. Le courant est donc négatif (toujours avec l'orientation initial qu'il ne faut pas toucher). Ce courant induit un champ \vec{B}_{ind} qui s'oppose donc au premier champ.

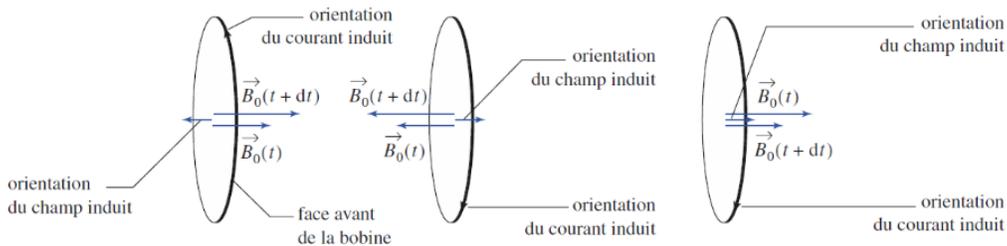


FIGURE 3 – A refaire au tableau

Chute de l'aimant dans un tube! Cela illustre très bien la loi de Lenz mais le problème c'est que c'est pas une bobine....

2 Couplage inductif

2.1 Auto-inductance

Flux propre :

On considère un circuit indéformable parcouru par un courant $i(t)$. *Schéma orienté, avec la surface orientée aussi*. D'après l'équation de Maxwell-Ampère, ce courant induit un champ magnétique $\mathbf{B}_p(M, t)$, appelé champ propre, dont le flux à travers la surface de la spire a pour expression :

$$\phi_p = \iint_{\Sigma} \mathbf{B}_p(M, t) \cdot d\mathbf{S}$$

$$\propto j \propto I$$

En utilisant la linéarité de l'équation de Maxwell-Ampère, dans laquelle le courant de déplacement n'apparaît pas en ARQS.

Inductance propre : On définit alors l'inductance propre du circuit par la relation :

$$\phi_p = Li(t)$$

L'inductance propre s'exprime en henry H. D'après la règle de la main droite, le flux est toujours positif lorsque i est positif : L est toujours positive. C'est une grandeur qui dépend de la géométrie du circuit. En effet, la surface du circuit intervient explicitement dans l'expression du flux. Qualitativement, on sent que si l'on accole deux circuits circulaires parcouru par le même courant, le flux va doubler : le nombre de boucles du circuit aura également une influence.

Coefficient d'autoinductance d'une bobine :

On considère un solénoïde constitué de N spires circulaires, de section S , supposées jointives. On adopte le modèle du solénoïde infiniment long, afin de négliger les effets de bord. En pratique, on suppose que $l \gg \sqrt{S}$.

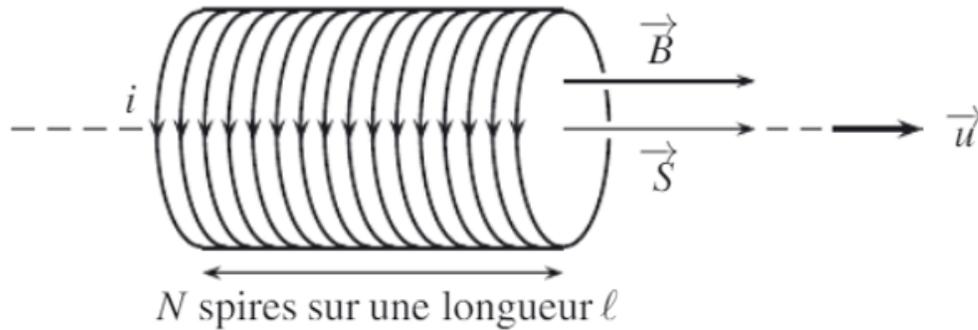


FIGURE 4 – Schéma d'un solénoïde

On note \vec{e}_z l'axe du solénoïde. Le problème est invariant par translation selon cet axe, et par rotation autour de cet axe : $\mathbf{B}_p(r, \theta, z) = \mathbf{B}_p(r)$. Tout les plans contenant l'axe sont des plans d'antisymétrie pour la distribution de courant, donc $vbB \in$ ces plans : $B = B(r)$.

On applique le théorème d'Ampère sur un contour rectangle orienté dont un des côtés est superposé à l'axe \vec{e}_z . On note l la longueur du rectangle selon ce côté, et r l'autre. Le théorème d'Ampère s'écrit :

$$\mu_0 NI = \int_0^l \mathbf{B}_p \cdot d\mathbf{l}$$

en faisant l'hypothèse que le champ est nul à l'extérieur de la bobine, et uniforme à l'intérieur (ce qui va dans le sens de $S \ll l^2$). Ainsi,

$$\vec{B}_p = \frac{\mu_0 Ni}{l} \vec{e}_z$$

On considère une spire de la bobine : le flux propre la traversant vaut :

$$\phi_{p,1sp.} = \mathbf{B}_p \cdot S = \frac{\mu_0 NSi}{l}$$

Donc en prenant en compte l'ensemble des spires :

$$\phi_p = N\phi_{p,1sp.} = \frac{\mu_0 N^2 S}{l} i$$

D'où

$$L = \frac{\mu_0 N^2 S}{l}$$

Application numérique : bobine de TP de 250 spires, de rayon 3.5 cm, sur une longueur de 10cm : $L = 3$ mH.

Auto-induction :

On a calculé le flux induit par la bobine. Mais en y réfléchissant, ce flux traverse le circuit par lequel il est induit. D'après la loi de lenz, une fem s'opposant aux variations de flux doit apparaître dans le solénoïde.

Cette fem est donnée par la loi de Faraday :

$$e_p(t) = -\frac{d\phi_p}{dt} = -L\frac{di}{dt}$$

On l'appelle la fem auto-induite. Attention, la deuxième égalité est valable dans le cas où la géométrie du circuit ne change pas : alors L ne dépend pas du temps.

On peut alors assimiler une bobine parcourue par un courant $i(t)$ à un dipôle délivrant une tension $e_p(t)$: *faire le schéma équivalent*. La relation courant tension aux bornes de la bobine est alors (en convention récepteur cette fois) :

$$u_L = L\frac{di}{dt}$$

en convention récepteur.

Ce faisant, on néglige les effets résistifs. On modélise souvent une bobine par une inductance et une résistance en série.

Energie magnétique dans la bobine :

Soumise à une tension u , la bobine reçoit une puissance :

$$P = ui = Li\frac{di}{dt}$$

L'énergie associée à cette puissance est :

$$\mathcal{E}_{mag} = \frac{1}{2}Li^2$$

Pascal propose de présenter les surtensions et leur utilisations pour réaliser des bobines d'allumage. Hprépa Electromagnétique MP page 203

2.2 Inductance mutuelle

On a vu le principe de l'auto-induction : un circuit électrique 1 traversé par son propre flux. Mais le flux issu de ce circuit peut tout à fait traverser un autre circuit 2. Ce circuit, soumis à une variation de flux liée aux fluctuations de courant dans le circuit 1, sera le lieu de l'apparition d'une fem induite par le flux $\phi_{1 \rightarrow 2}$ du circuit 1 vers 2. Cette fem induit un courant induisant un champ magnétique s'opposant aux variations du champ induit par le premier circuit.

Par analogie avec l'inductance propre, on écrit la relation entre les flux magnétiques ϕ_{ij} du circuit i vers le circuit j et les courants dans chaque circuit :

$$\begin{cases} \phi_{21} = M_{21}i_1 \\ \phi_{12} = M_{12}i_2 \end{cases}$$

Le phénomène d'induction est symétrique : $M_{12} = M_{21} = M$ est M est appelé coefficient de mutuelle inductance. Ce coefficient, exprimé en henry aussi, traduit l'influence magnétique qu'a chaque circuit sur l'autre. En conséquence, la fem dans chaque circuit s'exprime comme :

$$\begin{cases} e_1 = -M\frac{di_2}{dt} \\ e_2 = -M\frac{di_1}{dt} \end{cases}$$

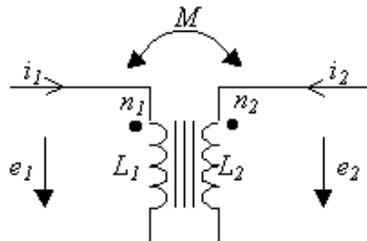


FIGURE 5 – Schéma électrique équivalent, source wikipédia. Les fems sont en convention générateur.

Toutes ces informations peuvent être représentées sur le schéma électrique équivalent.

2.3 Application : le transformateur

Le couplage inductif entre 2 bobines est à la base des transformateurs.

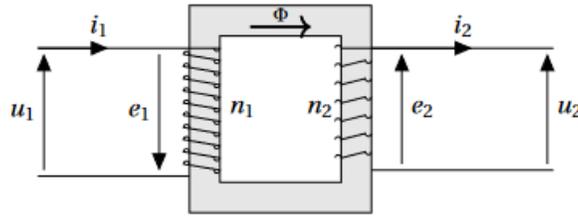


FIGURE 6 – Schéma, notations pour le transformateur. Ne pas parler du carré gris pour le moment.

La première inductance est appelée enroulement primaire, la seconde, enroulement secondaire. On modélise les bobines comme des inductances pures, sans résistance. En convention récepteur, on a :

$$\begin{cases} u_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \\ u_2 = L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} \end{cases}$$

Attention, il ne faut pas oublier de prendre en compte l'inductance propre des bobines. Dans un transformateur parfait (c'est-à-dire, sans perte de flux : tout le flux de 1 va dans 2 et réciproquement), on a $M = \sqrt{L_1 L_2}$. En divisant par les bonnes grandeurs, on a les relations :

$$\begin{cases} \frac{u_1}{L_1} = \frac{di_1}{dt} + \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \frac{di_2}{dt} \\ \frac{u_2}{\sqrt{L_1 L_2}} = \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} \frac{di_2}{dt} + \frac{di_1}{dt} \end{cases}$$

Ainsi,

$$\frac{u_1}{u_2} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$$

On s'aperçoit ici que en choisissant les caractéristiques des bobinages, on peut choisir l'amplitude de la tension u_2 . Si l'on tient compte des nombres de spires, on a :

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{N_2}{N_1} \equiv m$$

m est une caractéristique du transformateur. On l'appelle le rapport de transformation. Si $m > 1$, la tension augmente, sinon elle diminue. Le transformateur est utilisé pour faire passer la tension des lignes hautes tensions (20kV) à celle du secteur (220V).

Les deux circuits n'ayant aucun lien électrique, ils peuvent avoir des masses différentes : dans ce type de transformateur, on cherche à séparer les 2 circuits, $m = 1$. On a alors un transformateur d'isolement.

Selon le temps, faite un petit transformateur à la main ?

En pratique, on utilise un matériau spécial pour canaliser les lignes de champ : un noyau de fer doux (caractérisé par une grande perméabilité).

Limites du transformateur parfait : il y a des pertes par effet joule dans les bobinages, des pertes liées au cycle d'hystérésis magnétique du matériau doux utilisé (les pertes fer).

Il ya une autre source de perte : elle est liée à l'apparition d'un courant dans le noyau.

3 Courants de Foucault

On considère un conducteur de conductivité σ , soumis à un champ magnétique créée par une source extérieure. Ce champ est variable : $\vec{B}_e(t)$

L'équation de Maxwell Faraday donne :

$$\nabla \times \vec{\mathbf{E}}_i = -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}_e}{\partial t}$$

On va donc avoir une force électromotrice induite dans le volume et donc des courants induits (avec la loi d'Ohm). Cependant à la différence du cas précédent, ces courants ne sont pas guidés par les fils. Ils sont dans le volume du conducteur. Ces courants induits sont appelés courants de Foucault du nom de celui qui les a découverts en 1851.

Ces courants de Foucault entraînent des pertes par effet Joule. De l'énergie électrique est dissipée sous forme de chaleur.

On rappelle également l'épaisseur de peau :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \mu_0 \omega}}$$

Donc la dissipation n'a lieu que sur cette échelle là.

3.1 Modélisation

Commençons par un ordre de grandeur : En régime sinusoïdal forcé on a $E \propto \omega B$ donc :

$$P_J = \vec{\mathbf{j}} \vec{\mathbf{E}} \propto \sigma \omega^2 B^2$$

On prend un conducteur de rayon R et de hauteur h et $\vec{\mathbf{B}}_e = B_e \cos(\omega t) \vec{\mathbf{e}}_z$ parallèle à son axe.

On suppose que le champ magnétique s'identifie au champ appliqué. Les sources de $\vec{\mathbf{E}}_i$ sont donc $\vec{\mathbf{B}}_e$, On a donc les mêmes invariances et les symétries opposés. Donc $\vec{\mathbf{E}}_i = E_i(r) \vec{\mathbf{e}}_\theta$. On a alors :

$$\oint \vec{\mathbf{E}}_i d\vec{\mathbf{S}} = \iint_S -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}_e}{\partial t}$$

On en déduit que :

$$\vec{\mathbf{E}}_i = -\frac{1}{2} r \frac{\partial B_e}{\partial t} \vec{\mathbf{e}}_\theta = \frac{1}{2} r \omega B_0 \sin(\omega t) \vec{\mathbf{e}}_\theta \quad \implies \quad \vec{\mathbf{j}}_f = \frac{\sigma r}{2} \frac{\partial B_e}{\partial t} \vec{\mathbf{e}}_\theta = \frac{1}{2} r \omega B_0 \sigma \sin(\omega t) \vec{\mathbf{e}}_\theta$$

Les courants de Foucault sont plus intenses, en périphérie du conducteur. De plus leur direction suit la loi de Lenz.

On peut alors calculer la puissance dissipée par effet Joule sur un volume $V = 2\pi R h$:

$$\langle P \rangle = \langle \int j_f E_i d\tau \rangle = \frac{\sigma \omega^2 B_0^2 h \pi R^4}{32} = \frac{\sigma \omega^2 B_0^2 V R^2}{16}$$

Remarque sur quoi peut on jouer ?

- La fréquence : En effet, plus la fréquence joue comme ω^2 dans la puissance. Attention cependant au fait que l'épaisseur de peau varie également avec la fréquence.
- Les domaines sur lesquels les courants de Foucault peuvent se développer : c'est l'intérêt du feuilletage

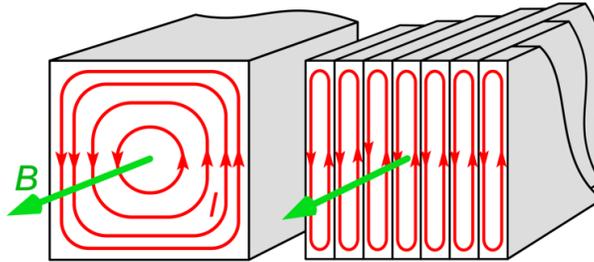


FIGURE 7 – Intérêt du feuilletage

On a donc de l'énergie dissipée, cela peut être un désavantage, c'est le cas dans le transformateur, mais cela peut également être utilisé à notre avantage, c'est le cas du chauffage à induction et du freinage par courant de Foucault.

3.2 Chauffage par induction

Le chauffage par induction utilise les pertes Joules pour chauffer des casseroles.

Principe : la plaque électrique est un circuit parcouru par un courant variable, générant un champ magnétique variable. Plongé dans un champ magnétique variable, le fond de la casserole est parcouru par des courants de Foucault. C'est la puissance dissipée par effet Joule de ces courants qui chauffe la casserole. Le circuit inducteur est la plaque, et l'induit est le fond de la casserole.

Puissance dissipée : elle vaut $u \times i \propto i^2 \propto \omega^2$. On a intérêt à augmenter ω pour chauffer plus... Sauf que le fond de la casserole est conducteur, donc le champ ne le pénètre que sur une épaisseur de l'ordre de l'épaisseur de peau, qui décroît en $1/\sqrt{\omega}$. Si l'on ne veut pas que toute la puissance soit dissipée sur un très petit volume, on doit faire un compromis.

Le choix effectué est de 25 kHz. A cette fréquence, pour le cuivre, $\delta = 0.4\text{mm}$ (le cuivre est par ailleurs très bon conducteur thermique).

Estimation de la puissance fournie :

La puissance dissipée par effet Joule l'est uniquement sous forme de chaleur : un bilan énergétique pendant dt dans un volume V de masse m de cuivre donne :

$$Pdt = mC_p dT$$

On approxime le volume considéré à un cylindre de hauteur δ , de rayon $R = 10\text{cm}$. Le champ créé plaque est de l'ordre de 1mT , on prend $\omega = 2\pi f = 2\pi \times 25\text{kHz}$. $\sigma_{Cu} = 5.96 \times 10^7 \text{ S/m}$, $\rho_{Cu} = 8960 \text{ kg/m}^3$, $C_p = 385 \text{ J/kg/K}$.

La puissance vaut alors : $P = 11 \text{ kW}$. La vitesse d'augmentation de la température est : $\frac{dT}{dt} = 266 \text{ K/s!!}$ Cette chaleur est ensuite diffusée vers le reste de la casserole, mais la température augmente quand même très vite localement.

Cette valeur est une surestimation : on ne tient pas compte des variations des propriétés du cuivre avec la température. On voit qu'on n'a pas besoin d'appliquer un champ fort pour avoir un chauffage efficace.

Si on a monté le transformateur, on peut toucher le fer doux et voir qu'il est chaud. Faudrait être sûr que c'est pas la chaleur des bobines qui s'est diffusée au noyau.

Le principal intérêt des plaques induction est leur meilleur rendement, et la diminution des accidents domestiques liés au gaz. Cependant, elles ne fonctionnent pas avec tous les plats...

3.3 Freinage par induction

CHUTE D'UN AIMANT DANS UN CONDUCTEUR!!!! La manip où il y a tout freinages d'un pendule

Sans écrire les calcul c'est un bon moyen de faire une ouverture vers l'induction de Lorentz.

De manière plus appliqué, ceci permet par exemple de ralentir les train, cependant cette fois c'est le conducteur (de la roue) qui tourne dans un champ constant. Il faut alors prendre un autre terme dans le champ électromoteur :

$$\vec{E}_m = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \vec{v} \times \vec{B}$$

On a alors la force électromotrice qui s'écrit :

$$e = -\iint_{S(t)} \frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} \cdot d\vec{\Sigma} + \int_{C(t)} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}$$

Il n'en reste pas moins que le principe est le même.

Remarque :

- Brevet 1903, réalisation 1936
- Dépend de la vitesse du conducteur, donc on aura pas un freinage total, il faut le lier à un autre système de freinage
- Pas de contact donc pas d'usure.
- L'énergie est totalement perdue...

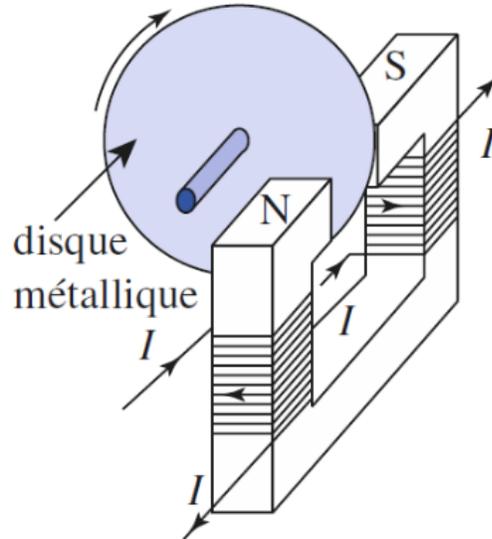


FIGURE 8 – Freinage par induction

Attention : Si on met toute la roue dans un champ uniforme, même si elle tourne il n’y aura pas de ralentissement. C’est le fait que le champ B soit localisé sur une partie de la roue qui permet la dissipation. En effet si le champ est homogène on a bien un champ électromoteur : $\vec{E}_m = \vec{v} \times \vec{B} = r\omega B_0 \vec{e}_r$ cela va entraîner un \vec{j} purement radial et avec $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ le courant est nulle dans le conducteur. Si c’est localisé on a plus j radiale et le courant fait ce qu’il veut. Donc on dissipe.

Les métros et les poids-lourds ont des freins inductifs (couplé à un autre système de freinage).

Conclusion

Nous avons à partir des équations de Maxwell trouvé les lois de l’induction de Neumann. Ceci nous a permis d’interpréter ce à quoi correspond l’inductance propre d’une bobine que l’on utilise en électrocinétique. De plus nous avons illustré les lois de l’induction à travers divers exemples mettant en jeu des courants de Foucault.

Ici nous nous sommes restreints à l’induction, cependant, on peut notamment caractériser les systèmes mettant en jeu l’induction avec les forces de Laplace (résultante des forces de Lorentz sur un conducteur). Cette correspondance entre grandeur mécanique et électromagnétique est à l’origine du fonctionnement des moteurs et génératrices électriques.