

LP21 : Induction électromagnétique

June 13, 2019

Prendre la leçon d'Anthony.

Attention, il ne parle pas des équations de Maxwell. Je vais donc faire un mini topos la dessus en Annexes.

Comme on se place au niveau L1, inutile d'en parler. L'expérience du 3.1 est peut-être trop longue. Je propose de la rendre qualitative

- 2015 : L'algébrisation rigoureuse des grandeurs électriques et mécaniques est nécessaire lors de la paramétrisation.
Jusqu'en 2013, le titre était : Induction électromagnétique. Applications.
- 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 : Dans cette leçon, le plus grand soin dans la définition des orientations et des conventions de signe s'impose. Les applications doivent occuper une place significative dans la présentation. Il n'est pas nécessaire de traiter en détail les deux types d'induction.
- 2010, 2011 : Dans cette leçon, le plus grand soin dans la définition des orientations et des conventions de signe s'impose. Les applications doivent occuper une place significative dans la présentation.
- 2009 Dans cette leçon, le plus grand soin dans la définition des orientations et des conventions de signe s'impose. Les applications doivent occuper une place significative dans la présentation. Ce ne sont pas les machines de technologie complexe qui illustrent le mieux la leçon. L'actuelle leçon Induction électromagnétique : circuit mobile dans un champ magnétique permanent, circuit fixe dans un champ variable. Applications. s'intitule désormais Induction électromagnétique. Applications, laissant ainsi plus de liberté au candidat pour la présentation et l'analyse des phénomènes d'induction. Compte tenu du temps imparti, des choix restent à faire : le jury tiendra compte de leur pertinence ...
- 2005 : Il faut orienter les circuits filiformes et ne pas s'y limiter : les applications mettant en jeu des courants volumiques induits sont particulièrement appréciées.
- 2001 : Il n'est pas possible de traiter cette leçon de manière satisfaisante sans préciser la notion de force électromotrice. L'algébrisation doit être très soignée, y compris lors de l'étude des applications.

- 1999 : Cette leçon reste difficile pour les candidats. Préciser les notations algébriques. Introduire des illustrations expérimentales. Les moteurs doivent au moins être mentionnés comme application, ainsi que les transformateurs.
- 1998 : Il convient de faire apparaître explicitement la notion de champ électromoteur, de préciser son lien avec la force électromotrice et de justifier comment cette dernière quantité s'insère naturellement dans les lois habituelles de l'électrocinétique.
- 1997 : Il est important de définir la notion de force électromotrice avant de l'utiliser. Par ailleurs, il ne faut pas confondre force électromotrice et différence de potentiel.

Bon courage !

Niveau : L1

Prérequis :

- Champ magnétique, définition, spire et solénoïde
- Electricité - Lois de Kirchhoff

1 Lois de l'induction

Loi de Lenz : Le tableau comparant l'induction de Neumann et celle de Lorentz me semble faux. Par exemple le cas de micro est douteux. D'après Wikipédia, dans les microphones électromagnétiques à bobine mobile, une bobine est collée à la membrane, qui la fait vibrer dans le fort champ magnétique fixe d'un aimant permanent. Il s'agit donc plus de l'induction de Lorentz. Il faut mieux donner un ou deux exemple dont on est sûr du type d'induction. Nous pouvons dire de manière générale que la contrainte expérimentale impose le type (on ne va pas faire bouger la plaque à induction).

Attention par ailleurs aux définitions. La notion de mouvement est relative et il faut poser le référentiel (genre ref du labo).

2 Inductances (propre et mutuelle)

2.1 Inductance propre (Wikipédia) : Cette définition présente trois inconvénients qui méritent d'être connus pour l'oral:

- La définition de l'inductance est donnée en fonction du flux φ qui est une grandeur physique inaccessible directement. Il n'existe pas de moyen de mesurer le flux magnétique sans le faire varier en fonction du temps.
- La surface circonscrite par le circuit n'est pas toujours facile à déterminer et, dans certains cas, elle n'existe même pas (par exemple si le circuit fait un noeud).
- La définition suppose que le flux est proportionnel à l'intensité du courant. Ce n'est pas le cas quand le flux traverse un matériau magnétique ; dans ce cas, on observe un cycle d'hystérésis magnétique.

Les 2 commentaires donnés par Anthony avant l'exemple n'ont pas de sens pour moi.

Exemple d'un solénoïde de N spires : la valeur du champ B est directement donnée ici. Le calcul n'est pas très sympathique et nécessite de passer par Biot et Savart. Je ne pense pas qu'il faille savoir le refaire en direct (quoi que). Il est important de noter qu'il s'agit de la valeur sur l'axe et qu'il est nul ailleurs (on le retrouve en remarquant que tout plan contenant cet axe est un plan d'antisymétrie). De plus le résultat donné est exacte si le nombre de spire est infini. En effet, la valeur du champ pour un solénoïde suivant Oz s'écrit :

$$\vec{B} = \mu_0 n I \frac{1}{2} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1) \vec{e}_z \quad (1)$$

où α_2 et α_1 sont les angles par lesquels sont vus le premier et le dernier solénoïde depuis le point considéré sur l'axe. Ainsi pour un solénoïde infini, peu importe où nous nous situons sur l'axe, les angles sont $-\pi$ et π , d'où le résultat donné.

2.2 Inductance mutuelle : On a l'habitude d'appeler $M_{1/2}$ l'inductance mutuelle provoquée par un circuit 1 traversé par un courant i_1 produisant un champ magnétique à travers un circuit 2. Anthony l'a appelé $M_{2/1}$. Au final, on peut montrer qu'elles sont égales mais moi ça me dérange comme notation.

3 Applications industrielles et quotidiennes

3.1 Transformateurs



Experience :

Mesure du rapport de transformation :

Je propose de fixer simplement la valeur du courant pour ne pas avoir à faire une droite et faire un seul point devant le Jury.

On compare U_2/U_1 à $\frac{1000}{250} = 4$ Il est peu utiles de faire la droite. Cependant, cette manip marche très bien alors c'est peut-être le coup de faire 4 points en préparation.

3.2 Plaques à induction

Calcul de la puissance créée par effet Joule avec les mains : La résistance R (en Ω) d'une pièce rectiligne d'un matériau de résistivité ρ , de longueur L (en m) et de section droite d'aire S (en m^2) vaut :

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (2)$$

En figure 1 est représentée un tronçon cylindrique de largeur dr du fond de la casserole d'auteur h , siège de courant de Foucault. Il est situé à une distance r du centre de la casserole de rayon a . La résistance associée dR s'écrit :

$$dR = \rho \frac{L}{S} = \rho \frac{2\pi r}{h dr} \quad (3)$$

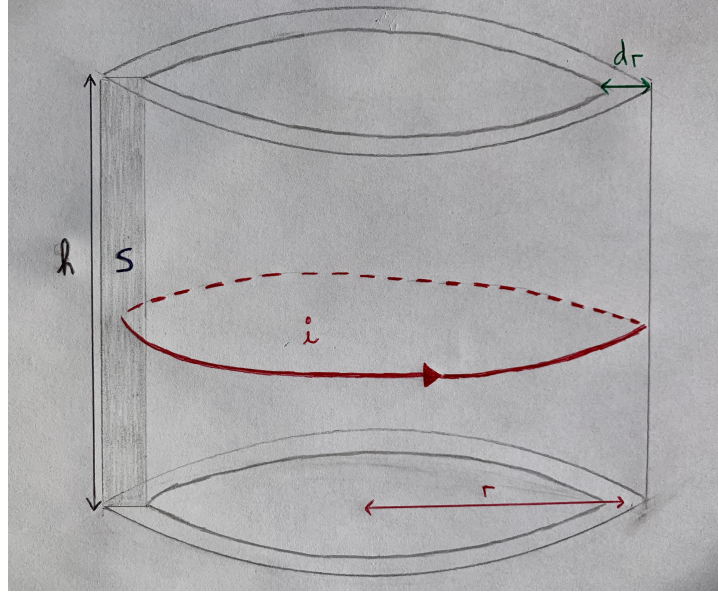


Figure 1: Tronçon cylindrique de largeur dr du fond de la casserole d'auteur h , siège de courant de Foucault j .

En première approximation, nous en déduisons R donnée par :

$$R \approx \rho \frac{2\pi a}{h a} = \frac{2\rho\pi}{h} \quad (4)$$

4 Annexe

4.1 Loi de Faraday :

Cadre de l'étude On se place dans le cadre de l'Approximation des Régimes Quasi Stationnaires magnétique (ARQS Magnétique) :

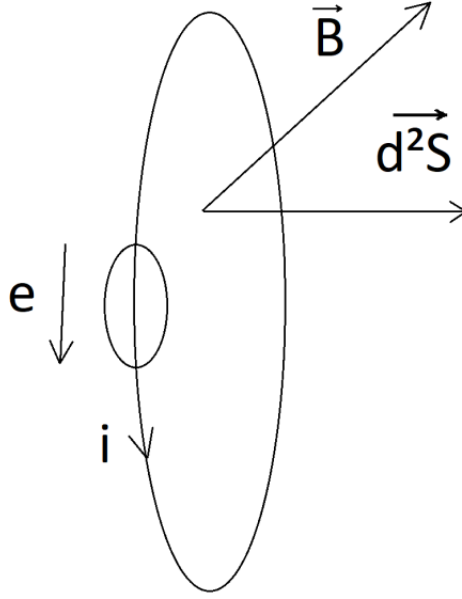
- On néglige les temps de propagation de l'interaction électromagnétique devant les temps caractéristiques de variations des champs
- Les effets des courants sont prépondérants devant les effets des charges ($j \gg \rho c$)
- On considère qu'il n'y a pas d'accumulation de charges. Les équations de Maxwell s'écrivent alors :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \partial_t \vec{E} \quad \vec{\text{rot}}(\vec{E}) = -\partial_t \vec{B} \quad \text{div}(\vec{B}) = 0 \quad \text{div}(\vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (5)$$

L'équation de Maxwell Faraday exprime le couplage entre E et B . Une variation temporelle de champ magnétique est source de champ électrique. Théorème d'Ampère, Loi de Biot et Savart valables en ARQS

On suppose que le temps typique de collisions des électrons sur le réseau de cation d'un conducteur est négligeable devant les temps de variation des champs. D'après le modèle de Drude, il vient $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ Loi d'Ohm locale. où σ est la conductivité du matériau.

Se mettre en ARQS magnétique permet d'après Victor de se placer dans la jauge de Coulomb ($\text{div}(\vec{A}) = 0$) qui permet de découpler V et $\vec{A}$. Perso, je ne suis pas certain que ce soit nécessaire.



4.2 Induction de Neumann

Dans cette situation, le circuit est fixe et le champ magnétique dépend du temps.

On considère le circuit filiforme et de contour $\mathcal{C}$ sur lequel on peut appuyer une surface $\mathcal{S}$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V) - \partial_t \vec{A} \quad (6)$$

Le premier terme est un gradient donc a une circulation conservative. La partie du champ électrique qui est à circulation non conservative est liée au potentiel vecteur :

$$\vec{E}_m = -\partial_t \vec{A} \quad (7)$$

On l'appelle souvent champ électromoteur.

La tension électromotrice induite dans un circuit filiforme fermé est donc :

$$e(t) = \oint_{\mathcal{C}} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \underbrace{\oint_{\mathcal{C}} -\overrightarrow{\text{grad}}(V) \cdot d\vec{l}}_{=0} - \oint_{\mathcal{C}} \partial_t \vec{A} \cdot d\vec{l} = - \oint_{\mathcal{C}} \partial_t \vec{A} \cdot d\vec{l} = \oint_{\mathcal{C}} \vec{E}_m \cdot d\vec{l} \quad (8)$$

puisque le terme en grad est à circulation conservative.

On peut retrouver la loi de Faraday à partir de cette dernière formule. **Le contour étant fixe et indéformable, la dérivée par rapport au temps et l'intégrale le long du contour commutent :**

$$e(t) = -\partial_t \oint_{\mathcal{C}} \vec{A} \cdot d\vec{l} \underset{\text{th. Stokes}}{=} -\partial_t \iint_{\mathcal{S}} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \cdot d\vec{S} \underset{\vec{B}=\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A})}{=} \iint_{\mathcal{S}} -\vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (9)$$

Donc, en reconnaissant Φ , le flux de $\vec{B}$:

$$\boxed{e = -\partial_t \Phi} \quad (10)$$

4.3 Induction de Lorentz

Dans cette situation, le circuit est mobile et le champ magnétique indépendant du temps.

Dans des référentiels galiléens R , et R' qui est animé par rapport à R d'un mouvement de translation rectiligne uniforme de vitesse $\vec{v}_e$, on note par (J, E, B) les champs dans R et $(\mathcal{J}', \mathcal{E}', \mathcal{B}')$ ceux dans R' . Comme on est en galiléen, la force de Lorentz est la même dans les deux référentiels. On a donc :

$$\vec{\mathcal{E}}' = \vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B} \quad (11)$$

$$\vec{\mathcal{B}}' = \vec{B} \quad (12)$$

Les équations constituent les formules de transformations classiques des champs.

Pour des référentiels galiléens, les courants sont :

$$\vec{\mathcal{J}}' = \vec{j} \quad (13)$$

On a donc :

$$\boxed{\vec{j} = \sigma \vec{\mathcal{E}}' = \sigma (\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B})} \quad (14)$$

Or dans le cas d'un conducteur fixe :

$$\vec{j} = \sigma (-\overrightarrow{grad}(V) - \partial_t \vec{A}) \quad (15)$$

Le terme $\vec{v}_e \wedge \vec{B}$ remplace donc le terme $-\partial_t \vec{A}$ car ils sont tous deux les seuls à circulation non conservation.

Par analogie, on appelle champ électromoteur le champ vectoriel :

$$\boxed{\vec{E}_m = -\partial_t \vec{A} = \vec{v}_e \wedge \vec{B}} \quad (16)$$

Il ne reste plus qu'à intégrer sur le circuit filiforme comme fait dans la partie précédente. Et on retrouve :

$$\boxed{e = -\partial_t \Phi} \quad (17)$$

4.4 Remarque :

Pour appliquer $e = -\partial_t \Phi$, il faut que le circuit (en fait le contours $\mathcal{C}$ choisireste bien défini. Par exemple, si on a un réostat (qui correspond à une bobine avec de gros fils où on peut choisir le nombre de spires avec un contact glissant), au milieu duquel on fait passer un champ B constant :

Si on bouge le contact et qu'on augmente le nombre de spires, rien ne se passe : on ne mesure aucun courant/tension qui apparait. Pourtant on a fait varier Φ au cours du temps...

- B ne varie pas donc **pas d'induction de Neumann**
- Les spires ne bougent pas donc **Pas d'induction de Lorentz**

Il faut revenir aux formules locales (de Maxwell). $\vec{rot}(\vec{E}) = -\partial_t \vec{B}$

Pour l'expérience des rails de Laplace, ça ne devrait pas marcher non plus car on est ni dans un cas, ni dans l'autre. Mais c'est une géométrie très simple et même si il se déforme, la loi de Faraday reste vérifiée.