

modif : prise en compte du ratio entre I_{max} et I_{eff} , facteur de crête C
 $C = \text{Abs}(\text{max signal})/V_{al\ eff}$.

Méthode de conception d'une inductance de puissance

Table des matières

1. Rappel sur les matériaux magnétiques.....	2
2. Stockage de l'énergie dans une inductance	4
2.1. Inductance à air vs inductance à noyau.....	4
2.2. Lieu de stockage de l'énergie dans une inductance.....	5
3. Méthode de conception d'une inductance.....	8
3.1. Paramètres d'un noyau ferromagnétique.....	8
3.2. Expression des contraintes pour la présélection d'un noyau ferromagnétique.....	9
3.3. Détermination de la perméance et du nombre de spires.....	11
4. Résumé de la méthode.....	12
5. Exemple d'application.....	13
5.1. Conception	13
5.2. Vérifications.....	14

Auteur : T.Rocacher

En conversion d'énergie, l'inductance tient une place très particulière. Son rôle (contrairement au contexte d'électronique, de filtrage LC par exemple) est de stocker de l'énergie parfois considérable. Les courants qui les traversent peuvent facilement atteindre 10A. Les contraintes sont donc :

- fort courant, donc échauffement par effet Joule,
- valeurs d'inductance de l'ordre de 50μH à 10mH typiquement (dépend de la fréquence de découpage),
- utilisation de noyau magnétique pour augmenter l'inductance à nombre de tours égal,
- énergie stockée importante qui peut entraîner un fort champ magnétique conduisant à la saturation du noyau magnétique.

La conception d'une inductance est donc relativement compliquée pour quelqu'un qui n'est pas du domaine. L'objectif du document est d'apporter une méthode simple pour réaliser une bonne conception.

Le document commence donc par des rappels fondamentaux sur les matériaux magnétiques. Ensuite nous verrons une méthode pour dimensionner une inductance de puissance.

1. Rappel sur les matériaux magnétiques

La figure suivante montre une inductance bobinée autour d'un noyau ferromagnétique.

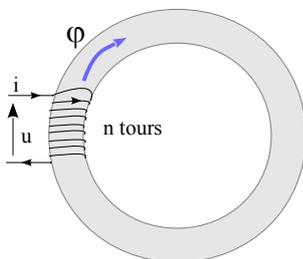


Fig. 1.1 Inductance avec noyau ferromagnétique

La bobine de cuivre enroulée autour du noyau magnétique constitue l'inductance.

Les deux lois fondamentales qui s'appliquent sont :

- la loi de **Faraday** : $u(t) = -e(t) = n \frac{d\phi}{dt}$,
- le théorème d'**Ampère** $\oint H dl = ni$, qui donne naissance au concept de **réductance** (comme nous allons le voir).

Remarque sur le théorème d'Ampère :

On connaît plus classiquement le théorème d'Ampère dans le vide, qui s'écrit :

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 ni$$

qui exprime donc la circulation du champ B sur un parcours fermé. En précisant que les vecteurs \vec{B} et $d\vec{l}$ sont colinéaires pour tout l, l'expression devient :

$$\oint B dl = \mu_0 ni$$

Qu'en est il dans la matière ? L'excitation magnétique \vec{H} [A/m] et le champ magnétique \vec{B} ne sont plus proportionnels. Le théorème d'Ampère s'énonce alors comme $\oint H dl = ni$.

Conséquences pour une inductance :

L'intégration de H le long du circuit magnétique de longueur moyenne l donne $H l = n i$

→ courant **i** et excitation magnétique **H** sont donc **proportionnels**,

→ tension **u** et champ magnétique **B** (image du flux) sont liés par une **relation dérivée**.

Si on considère la partie linéaire de la courbe et en négligeant l'hystérésis, la relation entre le champ magnétique B et l'excitation magnétique H est la suivante :

$$B = \mu_0 \mu_r H = \mu \cdot H ,$$

μ_0 perméabilité de vide

μ_r perméabilité relative

μ perméabilité absolue

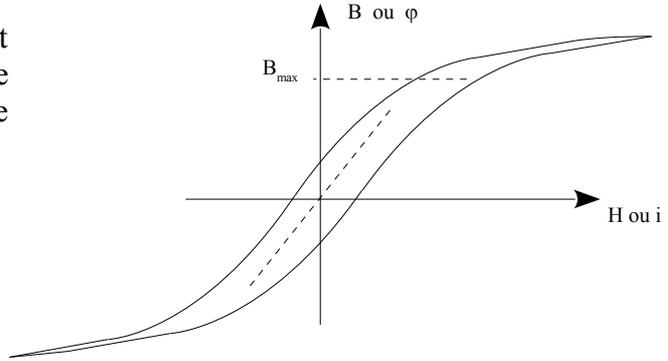


Fig. 1.2 Caractéristique B(H) ou aussi $\varphi(i)$ puisque les grandeurs sont proportionnelles :

Perméabilité magnétique relative des matériaux ferromagnétiques à 20 °C

Matériaux ferromagnétiques	μ_r (valeur maximale)
Cobalt	250
Fer	10 000
Mu-métal	150 000
Nickel	600

Fig. 1.3 quelques valeurs de perméabilité relative (source wikipédia)

En écrivant le théorème d'Ampère et en précisant que le noyau ferromagnétique possède une longueur

moyenne l et une section moyenne S, on peut écrire :

$H l = n i$ et dans l'hypothèse de linéarité : $B = \mu H$,

soit $\frac{B}{\mu} l = n i = \frac{\varphi}{\mu S} l$. En introduisant la réluctance $\mathfrak{R} = \frac{l}{\mu S}$,

on obtient la **relation d'Hopkinson** : $n i = \mathfrak{R} \varphi$

Ainsi, la loi de Faraday et le théorème d'Ampère seront utilisés conjointement pour modéliser les système magnétiques :

Loi de Faraday : $u(t) = -e(t) = n \frac{d\varphi}{dt}$,

Loi d'Hopkinson (dérivée d'Ampère) : $n i = \mathfrak{R} \varphi$ (hypothèse de linéarité du circuit magnétique)

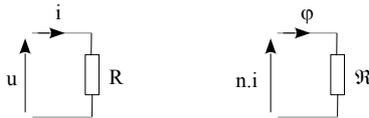
Interprétation de la loi d'Hopkinson

Dès lors que l'on applique la loi d'Hopkinson, on considère le matériau ferromagnétique comme linéaire, c'est à dire qu'il y a proportionnalité entre l'excitation magnétique H et le champ magnétique B.

Dans ce cas une analogie avec la loi d'Ohm est évidente :

$$n i = \mathfrak{R} \varphi \quad \text{à mettre en regard avec} \quad u = R i$$

schématiquement :



La quantité $n.i$ est appelé la **force magnéto-motrice** (f.m.m.) et s'exprime en Ampère-tour, [A.t].

Fig. 1.3 Analogie entre la loi d'Hopkinson et la loi d'Ohm

2. Stockage de l'énergie dans une inductance

2.1. Inductance à air vs inductance à noyau

L'expression de l'énergie pour une inductance est : $W = \frac{1}{2} L I^2$. Les besoins au niveau d'un convertisseur boost, buck, sont de passer un fort courant I au travers d'une inductance L donnée. Il est aisé de montrer (écrire $\varphi = n \cdot \varphi = L \cdot I$ et injecter dans la loi d'Hopkinson) que l'inductance s'obtient simplement par l'expression :

$$L = \frac{n^2}{\mathfrak{R}} \quad , \quad L = n^2 A_L$$

avec \mathfrak{R} [H⁻¹] , la réluctance ,

A_L [H], la **perméance** qui vaut \mathfrak{R}^{-1}

n le nombre de spires.

Dans l'air, la valeur de la réluctance est élevée ($\mu_r = 1$). Cela signifie qu'un grand nombre de spires va être nécessaire pour obtenir une valeur d'inductance correcte. Il s'en suit :

- (-) une résistance série élevée, des pertes Joules,
- (-) un fort rayonnement magnétique.

Dans un matériau ferromagnétique, la réluctance est bien plus faible, ce qui nécessite beaucoup moins de spires. Il s'en suit :

- (+) une résistance série acceptable,
- (+) un champ magnétique confiné dans le noyau,
- (-) une saturation du noyau possible amenant de forts pics de courants donc de l'échauffement,
- (-) des pertes par hystérésis dans le matériau.

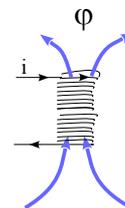


Fig 2.1a : inductance à air

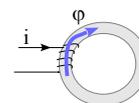


Fig 2.1b : inductance à noyau

Effet de la saturation du matériau ferromagnétique

Dans de nombreuses applications, notamment dans un convertisseur buck ou boost, l'inductance est attaquée en tension. Le flux ϕ est donc imposé (par la loi de Faraday), donc le champ magnétique également.

Dans le cas d'une attaque en tension carrée, le flux est triangulaire $\phi(t) = \frac{1}{n} \int u(t) dt$. En reportant la forme sur la courbe B(H), on peut construire H(t), donc i(t) dans des conditions de saturation :

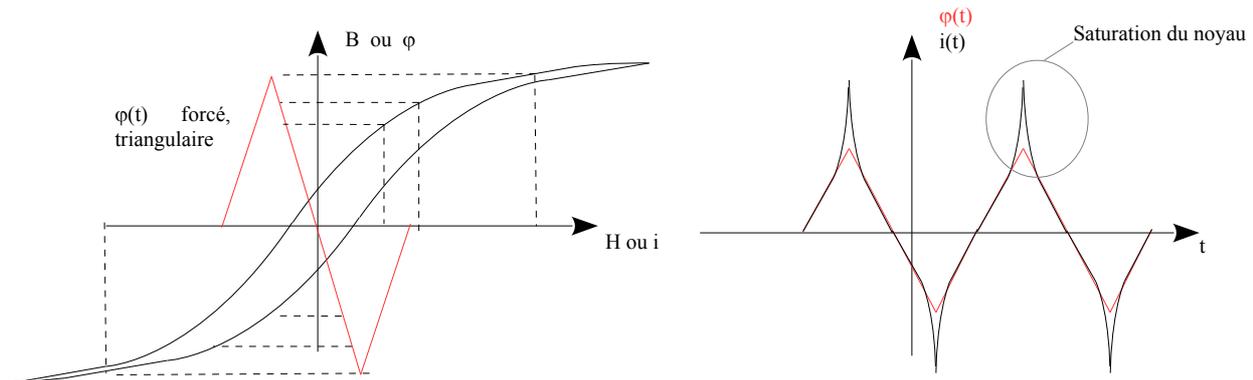


Fig. 2.2 illustration de la saturation du matériau ferromagnétique lors d'une attaque en tension carrée de l'inductance (flux triangulaire)

Conclusion

Un noyau magnétique permet d'augmenter énormément l'inductance mais amène une limite dans le courant qui circule au delà de laquelle le matériau ferromagnétique sature.

2.2. Lieu de stockage de l'énergie dans une inductance

Comprendre comment l'énergie est stockée dans une inductance permet d'appréhender le dimensionnement. Pour cela, nous allons faire les hypothèses suivantes :

- le matériau ferromagnétique n'a pas d'hystérésis, mais sature. La réponse B(H) est donc linéaire jusqu'à saturation.

La figure suivante montre les deux courbes, B(H) et $\phi(ni)$ dans le cadre de l'hypothèse citée. Elles ne sont pas à l'échelle (le pentes relatives sont erronées) pour des raisons de lisibilité. La perméabilité μ_r proposée en exemple vaut environ 2000 (celle du matériau ferromagnétique 3C90 des ferrites de chez *FerroxCube*).

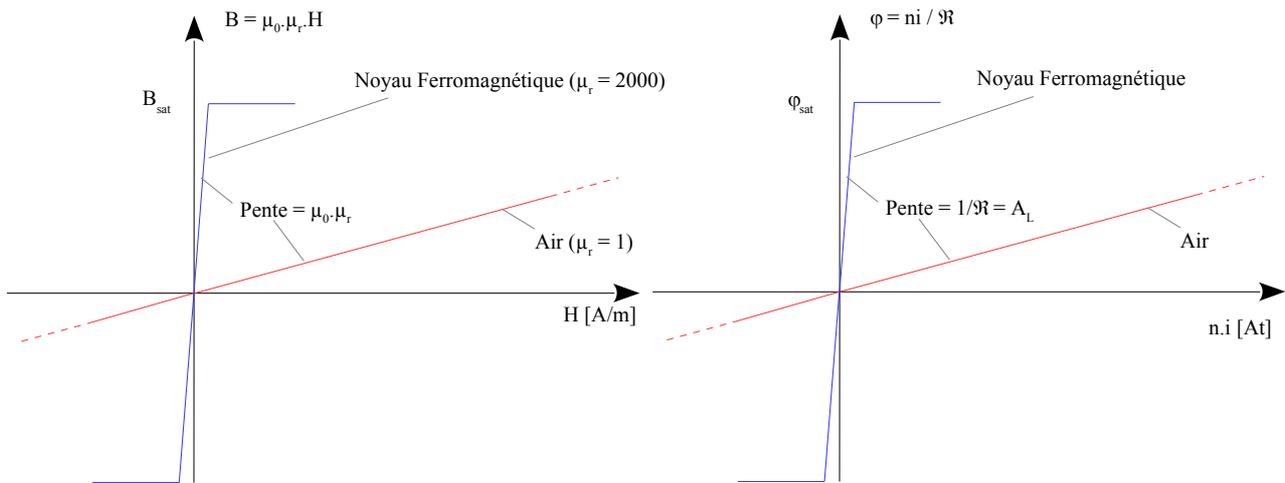


Fig 2.3 Courbes $B(H)$ et $\varphi(ni)$ dans le cadre des hypothèses citées

Pour comprendre comment l'énergie est stockée, il faut repartir de la loi de Faraday : $u(t) = n \frac{d\varphi}{dt}$ que l'on peut écrire comme ceci, $u(t)dt = n d\varphi$ et en multipliant membre à membre, on obtient

$dw = u(t)i dt = ni d\varphi$, sachant que i peut être exprimé en fonction du temps ou en fonction du flux, $dw = ni(\varphi)d\varphi$

Cette écriture est intéressante puisque elle met en relation énergie, flux et ampère-tours. On peut donc la représenter sur la partie la courbe $\varphi(ni)$, et plus exactement $ni(\varphi)$ en inversant les axes. La représentation se fait autour d'un point de repos φ_0 .

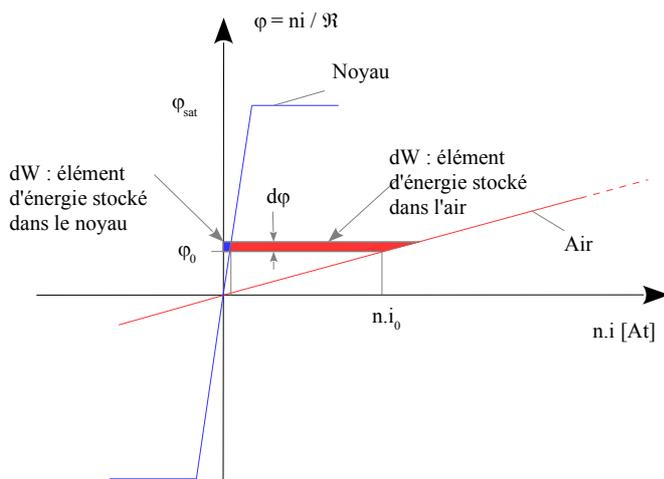


Fig 1.7 stockage de l'énergie dans une inductance

La figure ci-dessous appelle plusieurs remarques importantes :

- l'énergie est portée par le **courant ET** le **flux**. Ainsi la relation $W = \frac{1}{2} L I^2$ est trompeuse car elle ne fait pas apparaître le flux, qui est le facteur limitant !
- L'énergie stockable par une inductance est donc bien plus importante dans l'air que dans le fer.

L'énergie maximale stockable $W_{Max} = \int_0^{W_{Max}} dw = n \int_0^{\varphi_{Max}} i(\varphi) d\varphi = \frac{1}{2} n i_{Max} \varphi_{Max}$

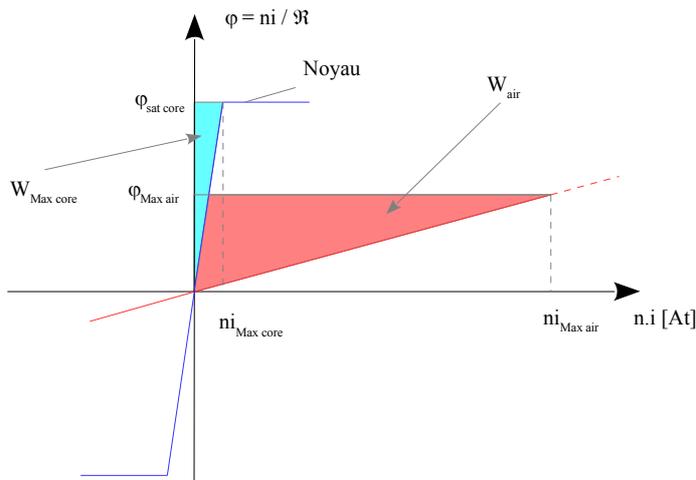


Fig 2.4 stockage de l'énergie dans le fer et dans l'air

La relation
$$W_{Max} = \frac{1}{2} n i_{Max} \phi_{Max}$$

est bien plus intéressante que celle faisant intervenir le courant au carré puisqu'elle montre la limitation physique du flux.

Sur la figure 2.4, on voit donc la surface bleue qui est limitante de par la saturation du noyau (B_{max}). Pour ce qui est de l'air, la surface présentée n'est pas une limite. Elle peut aller bien au delà du fait de la non saturation de l'air.

Conclusion

Le noyau magnétique permet d'augmenter sensiblement l'inductance, mais il ne peut pas stocker beaucoup d'énergie. Il en stocke même très peu. C'est un atout indéniable lorsqu'on construit un transformateur. En effet, dans ce cas, le noyau doit permettre l'installation d'un flux, mais sous un courant (le *courant magnétisant*), de très faible amplitude.

Pour stocker de l'énergie, il faut pratiquer un **entrefer** dans le noyau ferromagnétique. Celui-ci a pour effet de dégrader la réluctance en l'augmentant sensiblement, de manière à diminuer la pente de la courbe $\phi(ni)$ permettant d'accroître l'énergie stockée tout en restant en dessous de la limite de saturation, comme le montre la figure 2.5.

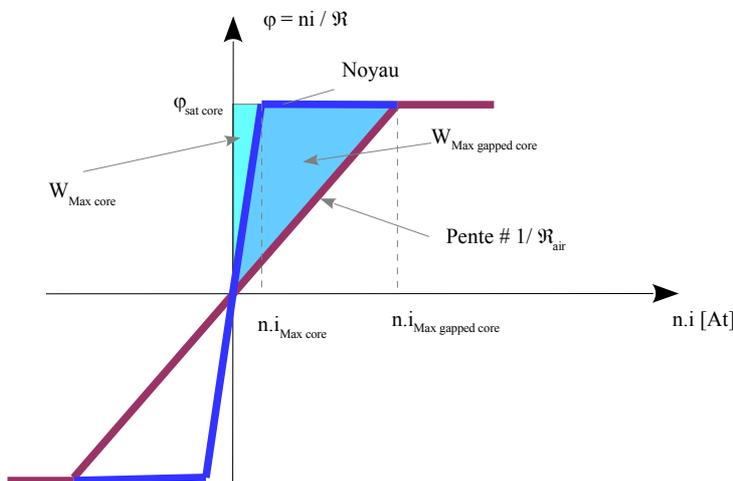


Fig 2.5 effet d'un entrefer sur l'énergie stockée

Dans la partie considérée comme linéaire (pas de saturation, ni d'hystérésis), la loi d'Hopkinson s'applique. Nous sommes ici en présence d'un noyau (fig 2.6) qui peut être modélisé par deux réluctances en série : $\mathcal{R}_{gapped\ core} = \mathcal{R}_{core} + \mathcal{R}_{air}$.

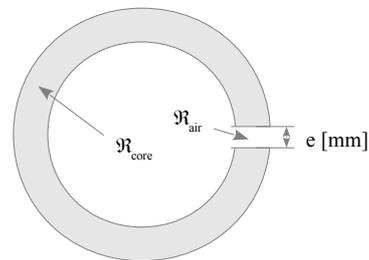


Fig. 2.6 : Noyau avec entrefer

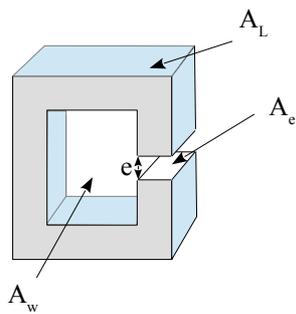
Si $\mu_r\ core \gg 1$, on peut montrer que $\mathcal{R}_{core} \ll \mathcal{R}_{air}$, ce qui donne $\mathcal{R}_{gapped\ core} \approx \mathcal{R}_{air}$.

Finalement, on peut considérer que le fer constitue un *court-circuit* pour le flux. La majorité de la f.m.m. se retrouve au niveau de l'entrefer. Ainsi, l'énergie stockée dans une inductance à noyau muni d'un entrefer se trouve situé en grande partie dans l'air de l'entrefer.

3. Méthode de conception d'une inductance

3.1. Paramètres d'un noyau ferromagnétique

De manière très schématique, un noyau ferromagnétique peut être représenté comme ceci :



paramètres géométriques :

$A_L [nH]$: Perméance du circuit, incluant un éventuel entrefer,

$A_e [m^2]$: Section équivalente du noyau (effective Area),

$A_w [m^2]$: Section bobineable (winding area).

Paramètre magnétique :

B_{Max} : champ magnétique maximum avant saturation, valeur typique (matériau 3C90) 200 à 300 mT.

Fig 3.1: géométrie d'un noyau ferromagnétique

Voici quelques exemples de noyaux magnétiques que l'on rencontre couramment :



Fig 3.2 : quelques exemples en image d'un noyau ferromagnétique

La section bobineable, A_w , contraint le nombre de spires. Un compromis est à trouver entre la section du fil de cuivre (échauffement par effet Joules) utilisé et le nombre de spires (valeur de l'inductance).

Par ailleurs, il faut introduire un coefficient K_w , le coefficient de bobinage (winding coefficient). En effet, sur la figure 3.3, on voit bien que toute la surface bobineable n'est pas occupée par du cuivre.

On introduit K_w : $n S_{Cu} = K_w A_w$

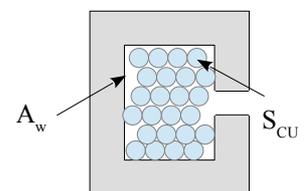


Fig 3.3: section bobineable

Avec une excellente qualité de bobinage, et en simplifiant un peu, une spire de rayon R occupe au mieux une surface carrée. Soit $\pi r^2 = k_w \cdot (2r)^2$, soit $k_w = \frac{\pi}{4}$. Habituellement, on est plus pessimiste et on choisit k_w de 0,3 à 0,5.

3.2. Expression des contraintes pour la présélection d'un noyau ferromagnétique

Le choix d'un noyau se fait selon plusieurs contraintes :

- *contrainte d'énergie maximale à stocker* : L'application nous donne la valeur de I_{Max} , ainsi que la valeur de l'inductance, on détermine donc facilement $W = \frac{1}{2} L I_{Max}^2$,
- *contrainte d'échauffement par effet Joules* : Le bobinage ne doit pas trop s'échauffer. En principe on se fixe une densité de courant de 3 à 5 A/mm². L'équation nécessaire est $J = \frac{I_{RMS}}{S_{cu}}$, c'est à dire $I_{RMS} = J S_{cu}$ (1), **NB** : $I_{Max} = C \cdot I_{RMS}$, C : facteur de forme
- *champ magnétique maximal à ne pas dépasser* : $\Phi_{max} = B_{Max} A_e$ (2),
- *les n spires doivent pouvoir rentrer dans la fenêtre de bobinage* : $n S_{Cu} = K_w A_w$ (3).

Ces contraintes étant exprimées, nous allons reprendre l'expression de l'énergie stockée dans l'inductance qui fait intervenir à la fois le courant et le flux qui sont tout deux limités.

$$W_{Max} = \frac{1}{2} n i_{Max} \Phi_{Max} \quad \text{NB : cette relation est indépendante de l'inductance.}$$

En injectant les équations (1) et (2), on obtient :

$$W_{Max} = \frac{1}{2} n C J S_{cu} B_{Max} A_e$$

Cette expression fait intervenir S_{cu} qui n'est pas directement dimensionnant. En utilisant (3), on introduit le paramètre A_w qui lui fait partie des caractéristiques du noyau :

$$W_{Max} = \frac{1}{2} C J B_{Max} K_w A_w A_e ,$$

On en déduit :

$$A_w A_e = 2 \frac{W_{Max}}{C J B_{Max} K_w}$$

La connaissance de ce produit de surface permet de faire une présélection de noyau, dont on sera sûr qu'il pourra stocker l'énergie magnétique requise.

Discussion sur la constance du produit $A_e \cdot A_w$

Si le produit $A_e \cdot A_w$ permet de choisir un noyau, comment déterminer le nombre de spires exact ? Faut-il un entrefer ? Ces questions se posent d'autant plus que le raisonnement précédant ne fait pas intervenir la réluctance ou la perméance.

Pour tenter d'éclaircir ce problème, voyons deux cas un peu caricaturaux, l'un avec A_w petit et A_e grand, l'autre l'inverse :

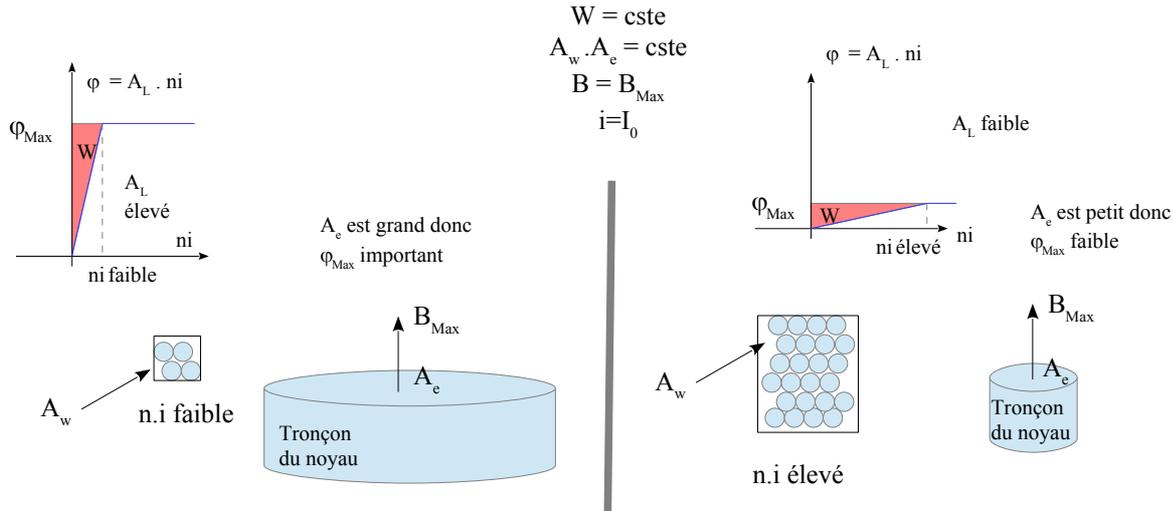


Fig 3.4 : deux cas extrêmes dans la répartition $A_e A_w$ à produit constant

$$n i = \frac{B_{\text{Max}} A_e}{A_L} \quad \text{donc} \quad A_L = \frac{B_{\text{Max}} A_e}{n i}$$

Cette dernière relation ainsi que les graphique de la figure 3.4 permettent de conclure que si A_w est faible (petite f.m.m.), il faudra une forte perméance (faible réluctance) pour atteindre le flux maximum. Il n'y aura pas d'entrefer.

Par contre, lorsque A_w est élevé, donc une forte f.m.m., la perméance devra être faible (forte réluctance). Il faudra donc placer un entrefer.

3.3. Détermination de la perméance et du nombre de spires

Le travail précédent a permis de déterminer le produit $A_e \cdot A_w$ qui garantit de contenir l'énergie demandée. Lorsque le noyau est choisi, les quantités A_e et A_w sont définies. La donnée de A_e et B_{Max} nous donne une contrainte de flux maximum à atteindre, ϕ_{Max} .

La contrainte fondamentale est d'éviter la saturation magnétique. Il faut donc déterminer une équation qui fasse intervenir le champ magnétique (ou le flux) et l'énergie qu'on veut stocker.

$$W_{Max} = \frac{1}{2} n i_{Max} \varphi_{Max} = \frac{1}{2} n i_{Max} B_{max} A_e$$

la quantité $n i_{Max}$ peut être avantageusement remplacée par la réluctance et le flux grâce à la loi d'Hopkinson :

$$n \cdot i_{Max} = \frac{\varphi_{Max}}{A_L} = \frac{B_{Max} A_e}{A_L}, \text{ soit } W_{Max} = \frac{1}{2} \frac{(B_{max} A_e)^2}{A_L}$$

Il vient
$$A_L = \frac{1}{2} \frac{(B_{max} A_e)^2}{W_{Max}}$$

Il ne reste plus qu'à écrire $L = n^2 A_L$ puis $n = \sqrt{\left(\frac{L}{A_L}\right)}$ pour déterminer le nombre de spires.

4. Résumé de la méthode

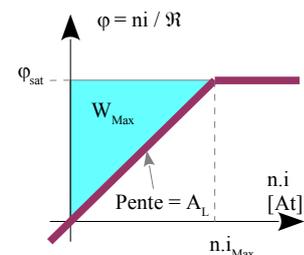
La réalisation d'une inductance en électronique de puissance pose plusieurs problèmes dont la tenue en courant (échauffement par effet Joules du cuivre) et la saturation du noyau magnétique (qui provoque une déformation du courant et une chute de la valeur de l'inductance).

Détermination de l'énergie stockée en fonction des variables limitantes (champ magnétique, flux)

La relation bien connue $W = \frac{1}{2} L I_{Max}^2$ et $L = \frac{n^2}{\mathfrak{R}} = n^2 A_L$ ne suffisent pas pour déterminer le noyau et le nombre de spires puisque les saturations n'apparaissent pas.

La loi de Faraday permet de passer de la relation $W = \int_T u(t) i(t) dt$ à $W = \int_0^{\varphi_{Max}} n i(\varphi) d\varphi$ qui correspond à la surface colorée de la courbe $\varphi(ni)$, voir figure ci-contre

$$W = \frac{1}{2} n i_{Max} \varphi_{Max}$$



Première sélection d'un noyau de ferrite convenable

Le noyau doit :

- posséder fenêtre de bobinage de surface suffisante, A_w . Le nombre de spires n , la section de cuivre S_{cu} (un minimum doit être assuré pour garantir une densité de courant maximale J), le coefficient de bobinage k_w interviennent directement dans le choix de A_w ,
- avoir une section suffisante A_e pour assurer un flux maximum limité par le champ magnétique de saturation.

Ces contraintes étant exprimées, on parvient à la relation qui donne le produit $A_w \cdot A_e$.

$$A_w A_e = 2 \frac{W_{Max}}{J C B_{Max} K_w}$$

Détermination de la perméance A_L et du nombre de spires n

Une fois le noyau choisi, on connaît les valeurs de A_e et A_w . Il faut alors déterminer A_L de manière à ne pas saturer le noyau.

La relation d'énergie maximale $W_{Max} = \frac{1}{2} n i_{Max} \varphi_{Max}$ et la loi d'Hopkinson appliquée à la quantité $n \cdot i_{max}$ permettent d'arriver à la relation suivante :

$$A_L = \frac{1}{2} \frac{(B_{max} A_e)^2}{W_{Max}}$$

Le nombre de spires s'obtient alors très facilement :

$$n = \sqrt{\left(\frac{L}{A_L}\right)}$$

Remarques :

Forme du courant

Pour le calcul de l'échauffement, c'est la valeur efficace qui doit être prise en compte. Pour le champ, c'est la valeur maximale. Le facteur de forme devrait donc être introduit dans le raisonnement dans le cas où le courant n'est pas quasi continu.

Pour une inductance dans un buck ou boost, où l'ondulation est très faible, le raisonnement tel qu'il est fait est valable. Pour la conception d'un transformateur flyback, il faudrait introduire le facteur de forme.

Fréquence de découpage

Les pertes dans le fer (hystérésis) n'ont pas été prises en compte. Il faut prêter attention aux pertes dans le fer en fonction du champ et de la fréquence.

5. Exemple d'application

5.1. Conception

Soit à concevoir une inductance de 600μH pour 2,5A de courant continu (faiblement variable, C = 1).

Détermination de l'énergie stockée :

$$W = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I_{Max}^2 = \frac{1}{2} \cdot 600 \cdot 10^{-6} \cdot 2,5^2 = 1,875 \text{ mJ}$$

Détermination du noyau :

on se donne $J=3\text{A/mm}^2$, $K_w = 0.4$, $B_{max} = 0.2\text{T}$,

$$A_w \cdot A_e = \frac{2 \cdot W_{Max}}{J \cdot C \cdot B_{Max} \cdot K_w} = \frac{2 \cdot 1,875 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 1 \cdot 10^6 \cdot 0,2 \cdot 0,4} = 15,625 \cdot 10^{-9} \text{ m}^4 = 15,625 \cdot 10^3 \text{ mm}^4$$

l'ETD29 donne $7,3 \cdot 10^3 \text{ mm}^4$ (trop petit)

l'ETD34 donne $11,9 \cdot 10^3 \text{ mm}^4$ (trop petit)

l'ETD39 donne $22,25 \cdot 10^3 \text{ mm}^4$ (OK)

l'ETD44 donne $37,103 \text{ mm}^4$ (large)

l'ETD49 donne $57,6 \cdot 10^3 \text{ mm}^4$ (très large!)

Le choix se porte sur l'ETD39 $A_e = 125 \text{ mm}^2$; $A_w = 178 \text{ mm}^2$

Détermination de A_L

$$A_L = \frac{\frac{1}{2} \cdot (B_{max} \cdot A_e)^2}{W_{Max}} = \frac{\frac{1}{2} \cdot (0,2 \cdot 125 \cdot 10^{-6})^2}{1,875 \cdot 10^{-3}} = 166 \text{ nH}$$

La documentation indique $A_L = 196 \text{ nH}$ pour 0,5mm d'entrefer. Si on part là dessus, on va dépasser légèrement le champ maximum.

Détermination de n

$$n = \sqrt{\left(\frac{L}{A_L}\right)} = \sqrt{\left(\frac{600 \mu}{196 \text{ n}}\right)} = 56 \text{ spires}$$

5.2. Vérifications

Vérification du bobinage

$J = I_{RMS}/S_{cu}$ donc $S_{cu} = I_{RMS} / J = 2,5/3 = 0,8 \text{ mm}^2$. ($I_{RMS} = I_0$)

La surface max de cuivre est $A_w \cdot K_w = 0,4.178 = 71,2 \text{ mm}^2$

Le nombre de spires maxi est : $A_w \cdot K_w / S_{cu} = 71,2 / 0,8 = 89$ spires, ça passe bien. On peut même mettre du 1 mm^2 pour diminuer l'effet Joule (71 spires maxi).

Vérification du champ maximum

$$\Re \cdot \varphi_{Max} = \frac{B_{Max} \cdot A_e}{A_L} = n \cdot I_{Max} \quad \text{soit} \quad B_{Max} = \frac{n \cdot I_{Max} \cdot A_L}{A_e} = \frac{56 \cdot 2,5 \cdot 196 \cdot 10^{-9}}{125 \cdot 10^{-6}} = 0,219 \text{ T}$$

La limite est un peu dépassée comme prévu au moment du choix de l'entrefer de 0,5mm. Cela reste acceptable.

Vérification de l'inductance

$$L = n^2 \cdot A_L = 56^2 \cdot 196 \text{ nH} = 605 \mu\text{H}$$