

Recharge sans contact des véhicules électriques

Cette ressource est issue d'une publication du numéro 100 de La Revue 3EI, d'avril 2020. Éric Labouré est Professeur des Universités, Université Paris Sud, IUT de Cachan, Laboratoire de Génie Électrique et Électronique de Paris (GeePs).

Après un constat de la pollution due au trafic autoroutier et émise par les véhicules à propulsion avec un moteur thermique, il devient inévitable de passer par le véhicule à moteur électrique. Deux principaux inconvénients ralentissent son développement : son prix mais surtout son autonomie. La recharge nécessite environ 7h en maison individuelle, beaucoup moins de temps sur les stations de recharge rapide mais ne rivalisent pas avec la durée d'un plein d'essence effectué en seulement quelques minutes.

Une solution consiste à développer des équipements de recharge sans contact qui ne nécessitent pas de branchements de la part de l'utilisateur. C'est ce que nous allons découvrir dans cet article. Après quelques exemples de réalisations de chargeurs statiques et dynamiques, nous rappellerons brièvement les normes relatives aux infrastructures de recharge, puis étudierons le principe physique du transfert d'énergie par induction. Nous nous concentrerons enfin sur les systèmes de transfert d'énergie électrique par induction, tant au niveau structurel qu'au niveau théorique en mettant en équations le système.

Cette ressource donne les bases permettant de comprendre les difficultés associées à la technologie de recharge sans contact des véhicules électriques et propose une démarche permettant de dimensionner un système de transfert d'énergie par induction.

1 – Contexte

L'électrification des véhicules est une activité en plein essor portée par les politiques actuelles tournées vers la diminution des émissions de gaz à effet de serre. En effet, le secteur des transports représentait 33% de la consommation d'énergie finale en France en 2015 et il est le principal émetteur de CO₂, avec 39% des émissions totales de GES (Gaz à Effet de Serre) [1]. Dans ce bilan, les voitures particulières représentent 56% du total et les véhicules utilitaires et les poids lourds 43%.

Selon le mode de production de l'énergie électrique, l'empreinte carbone associée à l'électromobilité peut être considérablement réduite. Toutefois, les émissions de GES ne sont pas les seuls problèmes générés par les émissions des véhicules thermiques. Notons en particulier les problématiques pour les populations dans les grandes villes des pics de pollutions fréquents. L'impact négatif sur la santé de ces phénomènes conduit un grand nombre de municipalités à restreindre la circulation des véhicules polluants dans les zones les plus denses. La mise en place de la vignette Crit'air en France est une parfaite illustration de ces mesures restrictives.

Ces politiques visent non seulement les consommateurs, mais également les constructeurs. Si nous prenons l'exemple de l'Europe, des réglementations de plus en plus sévères concernent les flottes de véhicules. Les émissions désignées de manière équivalente comme « émissions spécifiques

moyennes de CO₂ » [2] sont évaluées par le CAFE (Corporate Average Fuel Economy). Elles sont calculées en g/km moyen sur l'ensemble des véhicules neufs vendus sur une année par un constructeur. L'objectif était de 130 g/km en 2015, il est aujourd'hui de 95 g/km pour 2020. En cas de dépassement, les constructeurs doivent payer une pénalité multipliée par le nombre total de voitures.

Le développement d'une flotte plus électrifiée est donc inévitable. Cela dit, le véhicule électrique existe déjà depuis quelques années en Europe mais malgré les incitations financières des gouvernements successifs, la part de l'électrique dans l'achat de véhicule neufs reste faible (1,9% en 2019) car il souffre de deux principaux inconvénients : son prix, difficilement compétitif pour l'instant par rapport au véhicule thermique équivalent, mais surtout son autonomie. Même si des développements récents ont permis de passer d'une autonomie d'environ 150 km à plus de 300 km, elle reste encore loin de l'autonomie d'environ 1000 km des voitures thermiques. La densité énergétique des batteries lithium-ion est en effet loin d'égaliser celle des carburants fossiles et même si la majorité des utilisations en milieu urbain sont largement couvertes par cette autonomie, la crainte du manque d'énergie et donc de la panne est toujours présente.

Les batteries actuelles, avec les chargeurs de 7 kW accessibles principalement pour les personnes logeant en maison individuelle, nécessitent une durée de 7 h environ pour atteindre une recharge complète. Malheureusement, même si des chargeurs rapides de 43 kW existent, le parc de stations de charge équipées de ce type de chargeurs n'est pas encore très développé. De plus ces chargeurs, malgré leur puissance, ne permettent pas de concurrencer la durée d'un plein d'essence effectué en seulement quelques minutes. Différentes solutions sont envisagées pour pallier ce problème. Des bornes de charge très rapides sont à l'étude, mais les infrastructures de charge et les câbles associés deviennent très encombrants et, en ce qui concerne les câbles, peu pratiques à manipuler car très lourds.

La multiplication des infrastructures dans le domaine public pose également le problème du risque de dégradations dû au vandalisme ou à des utilisateurs peu soigneux. Une solution consiste à développer des équipements de recharge sans contact qui ne nécessitent pas de branchements de la part de l'utilisateur. Ces systèmes peuvent équiper des places de parking et l'utilisateur n'a alors qu'à placer son véhicule en vis-à-vis du plot de recharge. On parle dans cette configuration de recharge statique par induction. Une solution également envisagée pour améliorer l'autonomie et limiter le temps d'immobilisation du véhicule pendant sa phase de recharge consiste à équiper certains tronçons de voies avec des systèmes de recharge dynamique par induction. Alimenter le véhicule en roulant permet de répartir la charge le long du parcours et ainsi de réduire la puissance crête nécessaire à la recharge du véhicule.

2 – Recharge sans contact des véhicules électriques

2.1 - Quelques exemples [19]

2.1.1 - Recharge statique

De nombreuses compagnies dans le monde ont développé leurs propres systèmes de recharge sans contact statiques. Nous citerons par exemple le Waseda Electric Bus au Japon avec une puissance allant de 30 kW à 150 kW pour une distance entre bobines émettrice et réceptrice de 105 mm (Figure 1). Dans ce système, le véhicule se recharge à chaque passage dans les arrêts de bus [4]. Citons également des projets de recharge de bus pour des puissances de respectivement 20 kW et 60 kW en Nouvelle Zélande et en Italie [5-6].



Figure 1 : Waseda Electric Bus, source [4]

La société Bombardier propose également une solution de recharge aux arrêts pour le bus Primove au travers d'un système sans contact. La puissance de charge est de 200 kW [4]. La Figure 2 montre une partie du récepteur (sous le véhicule) qui s'abaisse pour se rapprocher de l'émetteur au sol.



(a)



(b)

Figure 2 : Secondaire du système Primove développé par Bombardier, (a) secondaire pendant le déplacement, (b) secondaire abaissé lors de la recharge

En matière de recharge statique d'automobiles, le système The Magne-Charge, développé par la société Delco Electronics filiale de Général Motors, fut l'un des premiers systèmes de recharge inductive statique équipant entre autres le Toyota RAV4. Ce chargeur permet de transférer jusqu'à 6,6 kW [3].

En 2011 la société Qualcomm acquiert HaloIPT, propriété de l'université d'Auckland qui avait développé avec succès des systèmes de recharges inductifs sans contact pour Citroën et avait conclu un accord avec Rolls Royce pour la recharge de la voiture de luxe Phantom. Peu de temps après Qualcomm annonce la commercialisation de systèmes similaires pour le grand public [6].

La société Witricity développe un système de recharge sans contact pour les véhicules électriques visible sur la Figure 3. Le système propose plusieurs puissances de transfert i.e. 3,6, 7,7 et 11 kW avec un rendement atteignant 94% pour différentes distances bobine émettrice - bobine réceptrice [7].



Figure 3 : Système WPT de Witricity, source [7]

La société Evatran a aussi développé son système de recharge sans contact (Plugless Power) pour un transfert de 3,3 kW pour une distance entre bobines de 100 mm. Le système est réalisé pour équiper la Tesla model S ainsi que la BMW i3 [8].

2.1.2 - Recharge dynamique

Nous appellerons ce type de recharge DWPT pour Dynamic Wireless Power Transfer. Dans ce type de recharge, le véhicule se charge en roulant (Figure 4). Cela se fait à partir d'une voie spécialement équipée où sont disposées des bobines qui ne s'activent que lors du passage du véhicule, nous parlerons alors de route électrique. Cette solution offre la possibilité de réduire la capacité des batteries embarquées dans le véhicule, et donc de réduire son poids et son prix.

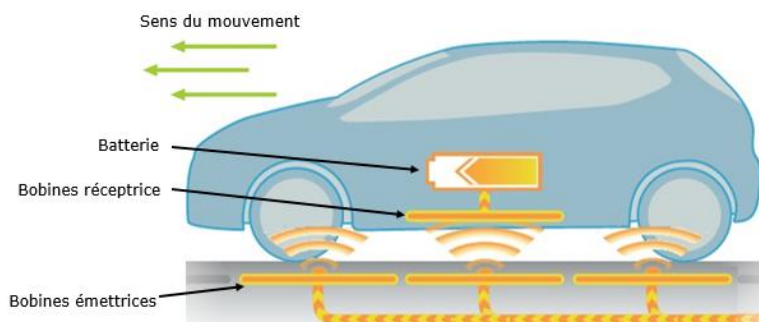


Figure 4 : Recharge par induction dynamique d'un véhicule électrique

Il existe deux solutions techniques pour la recharge inductive dynamique. La différence provient de la forme des bobines côté de piste. Les pistes peuvent être soit à émetteur segmenté, soit à émetteur unique (Figure 5).

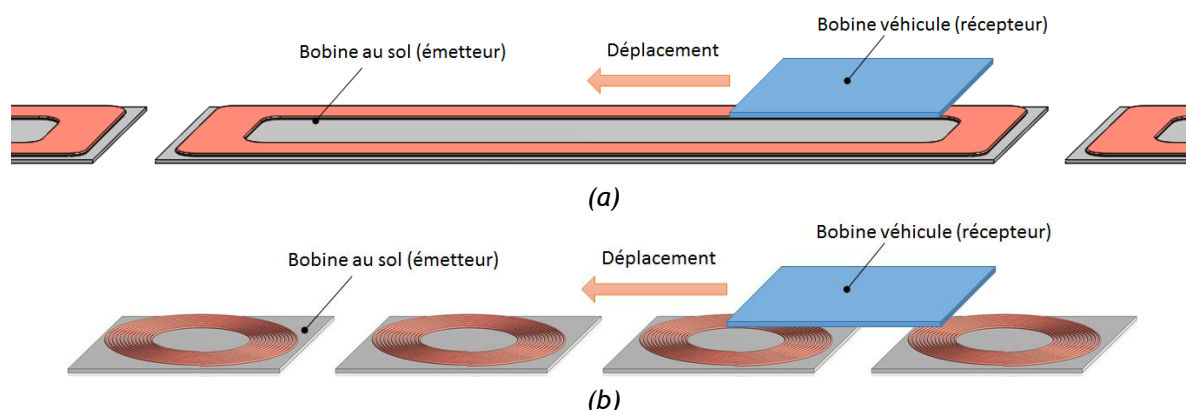


Figure 5 : Différents types de pistes, (a) piste à émetteur unique, (b) piste à émetteur segmenté

Pour les systèmes à émetteur unique (Figure 5a) la bobine réceptrice est de taille réduite par rapport à la bobine émettrice qui est de forme allongée dans la direction de déplacement du véhicule. Ce type de piste permet d'avoir un couplage relativement constant tout au long de l'émetteur. Néanmoins, le rayonnement sur toute la longueur de l'émetteur alimenté pose des problèmes vis-à-vis des risques d'exposition aux champs électromagnétiques et des limites imposées par les normes. De plus, bien que quasi constant, le coefficient de couplage magnétique entre l'émetteur et le récepteur est relativement faible ce qui est problématique en matière d'efficacité énergétique du transfert d'énergie comme nous le verrons plus loin.

Pour les pistes segmentées, il n'y a pas de différence de taille remarquable entre la bobine émettrice et la bobine réceptrice (Figure 5b). Ce type de piste nécessite de connaître la position du véhicule en temps réel afin d'alimenter au fur et à mesure les bobines sous le véhicule. Ce système permet de réduire significativement les rayonnements électromagnétiques parasites à proximité de la piste.

Les systèmes DWPT doivent faire face à plusieurs défis dont, en particulier, l'impact du désalignement des bobines. Celui-ci est en effet inévitable du fait du déplacement du véhicule.

Ce type de recharge suscite un certain intérêt et plusieurs programmes sont en cours sur ce sujet dans plusieurs entreprises et universités. Nous citerons quelques exemples ci-dessous :

Le projet serpentine est réalisé par l'école polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL). Celui-ci est illustré sur la Figure 6 où nous pouvons voir le prototype consistant en un véhicule « capsule » autonome. Ce projet a démontré la faisabilité d'un système de recharge sans contact avec un rendement de l'ordre de 88% [10].



Figure 6 : Projet Serpentine EPFL, sources [11-12]

Le projet californien RPEV pour Roadway Powered Electric Vehicle Project (université de Berkeley) a abouti à la réalisation d'une portion de piste permettant l'alimentation d'un mini bus de 35 personnes avec une puissance de 200 kW, un courant d'alimentation de 2 kA, une fréquence variant entre 180 Hz et 400 Hz et une distance entre bobines émettrice et réceptrice de 7,5 cm [9].

Nissan s'est également intéressé à la recharge dynamique sans contact et, en novembre 2013, un système à taille réelle a été réalisé [13].

Le projet FABRIC est un projet européen qui a eu pour but d'étudier et d'analyser des technologies de recharge inductive destinés aux véhicules électriques. Ce projet s'est déroulé sur 3 sites en Europe (France, Suède et Italie) [14].

En 2010, l'institut des sciences et technologies de Corée (KAIST) a conçu un bus alimenté sans contact avec un rendement de 85 % pour une puissance de 100 kW fonctionnant à une fréquence de 20kHz [15]. L'ensemble des études ont abouti en 2012 à la construction d'une ligne de bus commerciale sur le campus OLEV. Dans ce système, la distance entre bobines émettrice et réceptrice est de 20 cm, la puissance maximale est égale à 240 kW et le rendement peut atteindre 80%. L'infrastructure de transfert d'énergie occupe une longueur de 60 m sur un parcours total de 3,76 km.



Figure 7 : Ligne de bus électrique du campus OLEV

Le constructeur français Renault a développé pour sa part un système de recharge inductif de 2,5 kW pour une distance de 15 cm entre émetteur et récepteur à une fréquence de 85 kHz. Le projet a été réalisé en collaboration avec CentraleSupélec. La Figure 8 montre une photographie du système DWPT développé et alimentant une Renault Twizy [16].



Figure 8 : Système DWPT développé par Renault-Supélec, source [5].

2.2 - Normes relatives aux infrastructures de recharge

Les normes existantes sont celles traitant de la recharge statique, elles sont toutefois applicables pour la recharge dynamique.

Elles définissent principalement :

- Le niveau de puissance à transférer ;
- La distance entre les bobines émettrices et réceptrices ;
- Les rendements attendus du système sous les différentes conditions ;
- Les exigences en termes de sécurité ;
- Les conditions de test.

Le classement des niveaux de puissance est défini selon quatre gammes : 3,7 kW, 7,7 kW, 11 kW, et 22 kW. Cette norme définit également des classes (notées Z) selon la distance entre bobines émettrice et réceptrice (voir le tableau suivant).

Z class	Distance entre bobines (mm)
Z1	100 - 150
Z2	140 - 210
Z3	170 - 250

La norme indique également que le système de recharge doit garantir un rendement énergétique minimum de 85% pour une configuration correspondant à des bobines parfaitement alignées et un minimum de 80% sur toute la plage de désalignement définie par :

Axe	Tolérance (mm)
X (direction du déplacement de l'automobile)	± 75
Y (direction perpendiculaire au déplacement)	± 100

Les fréquences de fonctionnement sont également imposées. Elles doivent répondre aux spécifications suivantes :

Description	Symbole	kHz
Système (pour assurer l'interopérabilité avec tous les dispositifs de recharge)	f_{sys}	81,38 - 90
Fréquence nominale	f_{nom}	85

Enfin, les normes donnent les valeurs maximales des champs autorisés dans les zones accessibles au public et des courants de contact :

Grandeur	ICNIRP 2010	
	RMS	Crête
Champ magnétique	21,4 A/m ou 27 μ T	30,4 A/m ou 38,2 μ T
Champ électrique	83 V/m	117 V/m
Courant de contact	$0,2 \times f[\text{kHz}] = 17 \text{ mA @ } 85 \text{ kHz}$	$0,283 \times f[\text{kHz}] = 24 \text{ mA @ } 85 \text{ kHz}$

Ces aspects du transfert d'énergie par induction sont fortement contraignants pour les puissances mises en jeu dans les applications liées aux transports et de nombreuses études et activités de recherche concernent ces problématiques.

2.3 - Principe physique du transfert d'énergie par induction

2.3.1 - Cas d'une spire unique

Les équations de Maxwell permettent, entre autres, de définir les relations liant un courant électrique à un champ magnétique et le champ électrique à la variation d'induction magnétique. Notre propos n'est pas ici de développer les équations de l'électromagnétisme mais de considérer certaines hypothèses simplificatrices permettant de décliner un modèle relativement simple représentatif des interactions magnétiques dans le coupleur d'un système de transfert d'énergie par induction. Pour cela nous avons besoin des notions de flux magnétique et de force contre-électromotrice.

Le flux magnétique dans une surface de l'induction magnétique \vec{B} est une grandeur scalaire (c'est-à-dire possédant un signe) et pouvant être calculée comme la somme des flux élémentaires dans l'ensemble des petits éléments $d\vec{S}$ d'une surface \vec{S} .

$$\varphi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint_S B dS \cos \theta_{(\vec{B}, d\vec{S})}$$

La complexité de manipulation de l'équation provient de la nature vectorielle de l'équation qui fait apparaître le module de l'induction et de l'élément de surface ainsi que l'angle entre les deux vecteurs. Pour simplifier, nous allons nous placer dans le cas d'une induction B uniforme sur la surface S (qui est choisie parfaitement plane) et normale (perpendiculaire en tout point) à cette dernière. Sous cette hypothèse, le flux peut être calculé par :

$$\varphi = \pm B S$$

Le signe du flux dépend donc de l'angle relatif des vecteurs \vec{B} et $d\vec{S}$. La notion de vecteur surface doit donc être considérée pour pouvoir lever ce problème de signe. Commençons tout d'abord par la base : le vecteur \vec{S} est un vecteur perpendiculaire à la surface de module S . Son sens est défini par une convention caractérisée par le sens de circulation sur le circuit fermé C entourant la surface. Selon une règle définie (règle de la main droite), nous pouvons orienter le vecteur surface.

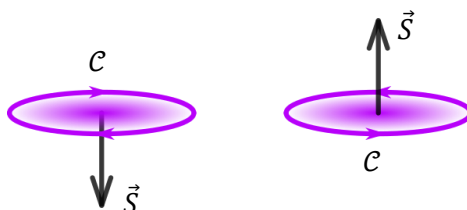


Figure 9 : Convention d'orientation des surfaces

Cette complexité du signe du flux peut être largement levée dans le cas du flux propre d'une spire (le flux la traversant et créé par son propre courant) si le physicien éclairé choisi comme orientation de C le sens de circulation du courant i . Dans ce cas, l'induction magnétique \vec{B} est toujours dans la direction de \vec{S} et le flux propre est toujours positif. L'équation prend alors la forme (si la spire est notée 1) :

$$\varphi_{1 \rightarrow 1} = B_1 S_1$$

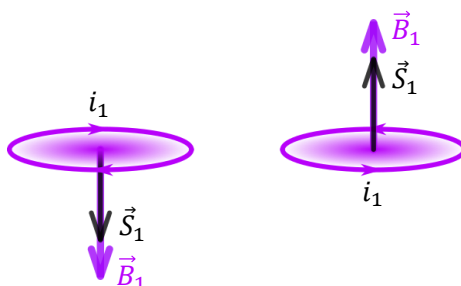


Figure 10 : Convention pour une spire parcourue par un courant

Selon la loi de Lenz-Faraday, il est alors possible de calculer la force contre-électromotrice e apparaissant aux bornes de la spire (à condition de l'ouvrir en un point). En se plaçant dans une convention récepteur (voir la convention ci-dessous) on obtient l'expression suivante pour e :

$$e_1 = \frac{d\varphi_{1 \rightarrow 1}}{dt}$$

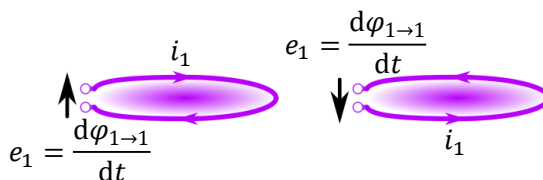


Figure 11 : Force contre-électromotrice dans une spire

Dans les faits, il est impossible de mesurer uniquement cette force électromotrice « propre » liée à l'auto-induction de la spire sur elle-même car la tension aux bornes de la spire est également composée d'une part liée à la résistance électrique du fil conducteur qui la constitue. La tension aux bornes de la spire en convention récepteur a alors pour expression :

$$v_1 = e_1 + r_1 i_1 = \frac{d\varphi_{1 \rightarrow 1}}{dt} + r_1 i_1$$

2.3.2 - Cas d'une bobine

2.3.2.1 - Bobine unique

Dans le cas d'une bobine constituée de N_1 spires (Figure 12), la tension totale aux bornes du solénoïde est, tout simplement, la somme des tensions aux bornes de chaque spire. Si toutes les spires sont traversées par le même flux $\varphi_{1 \rightarrow 1}$, nous obtenons :

$$v_1 = N_1 e_1 + N_1 r_1 i_1 = N_1 \frac{d\varphi_{1 \rightarrow 1}}{dt} + R_1 i_1$$

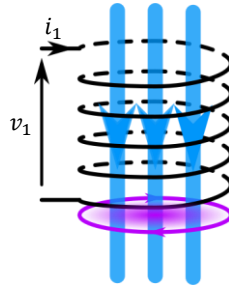


Figure 12 : Généralisation à une bobine

2.3.2.2 - Multiples bobines en interaction magnétique

Lorsque plusieurs bobines sont en interaction magnétique, le flux traversant une bobine est lié à une combinaison des excitations magnétiques générées par chaque bobine. Si les matériaux traversés par les différentes lignes de champ magnétique sont linéaires alors le flux total vu par une bobine est la somme algébrique des flux induits par l'ensemble des bobines en interaction.

Dans le cas de deux bobines l'expression de la tension aux bornes de la bobine prend la forme suivante :

$$v_1 = N_1 \frac{d\varphi_{1 \rightarrow 1}}{dt} + N_1 \frac{d\varphi_{2 \rightarrow 1}}{dt} + R_1 i_1$$

où $\varphi_{2 \rightarrow 1}$ représente le flux induit par la bobine 2 sur la bobine 1

Selon l'orientation relative des bobines, ce flux devra être compté positivement ou négativement. Les deux cas de figures sont illustrés ci-dessous :

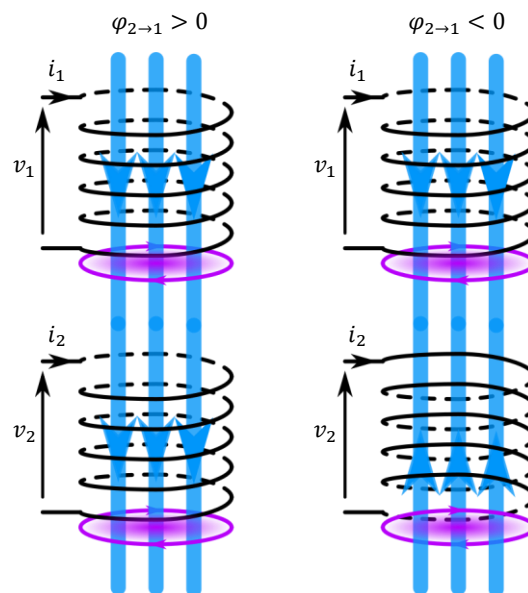


Figure 13 : Influence réciproque de plusieurs bobines

2.4 - Modèle à base de composants

Le modèle électrique associé à une bobine est défini à partir de la relation liant le courant électrique à l'induction magnétique et donc au flux φ de cette induction dans la surface S . Si les matériaux traversés par le champ magnétique ont un comportement linéaire, le flux peut être relié au courant par une loi de proportionnalité faisant apparaître, pour une bobine seule, la notion d'inductance propre.

$$\varphi_{1 \rightarrow 1} = \frac{L_1}{N_1} i_1$$

Le comportement d'une bobine peut donc être décrit par l'équation suivante. La bobine se comporte donc comme un circuit R,L :

$$v_1 = N_1 \frac{d\varphi_{1 \rightarrow 1}}{dt} + R_1 i_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + R_1 i_1$$

Dans le cas de plusieurs bobines couplées magnétiquement, apparaît la notion de mutuelle inductance notée généralement M . Pour le cas des deux bobines précédentes, nous définissons la mutuelle inductance de la bobine 2 sur la bobine 1 par :

$$\varphi_{2 \rightarrow 1} = \frac{M_{12}}{N_1} i_2$$

Remarque : Notez que cette mutuelle inductance peut être positive ou négative selon le sens de couplage des deux bobines. M_{12} est donc une grandeur algébrique qui dépend de la position relative des deux bobines.

De la même façon, nous pouvons définir la mutuelle inductance de la bobine 1 sur la bobine 2 :

$$\varphi_{1 \rightarrow 2} = \frac{M_{21}}{N_2} i_1$$

Remarque : Par des considérations énergétiques, il est possible de démontrer que $M_{12} = M_{21}$.

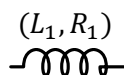
Les équations électriques associées aux deux bobines prennent alors la forme suivante :

$$v_1 = L_1 \frac{di_1}{dt} + M_{12} \frac{di_2}{dt} + R_1 i_1$$

$$v_2 = L_2 \frac{di_2}{dt} + M_{21} \frac{di_1}{dt} + R_2 i_2$$

Les représentations électriques correspondant à ces modèles prennent les formes suivantes :

Pour une bobine unique :



Pour deux bobines couplées :

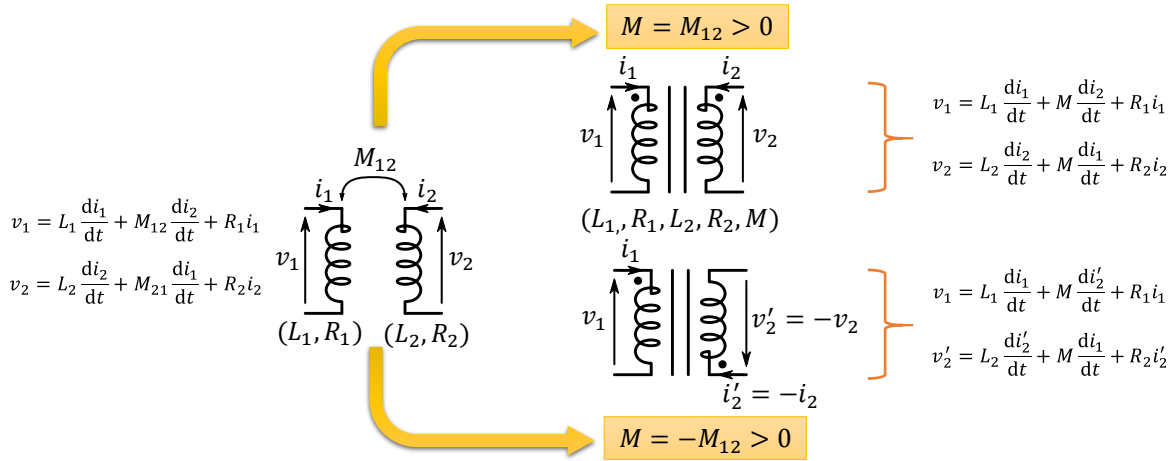


Figure 14 : Représentation de bobines couplées

Comme vous pouvez le voir Figure 14, il y a deux représentations possibles. L'une fait apparaître la mutuelle comme une grandeur algébrique alors que la seconde définit une mutuelle inductance positive. Pour permettre à l'utilisateur de retrouver le signe correct dans ses équations, la représentation fait apparaître deux « points » sur les deux enroulements. On trouve donc deux configurations possibles selon le signe de la mutuelle inductance.

Remarque : Notez que ce principe est utilisé par les logiciels de simulation électrique comme PSpice ou LTSpice.

La mutuelle inductance est alors caractérisée par une valeur positive dénommée coefficient de couplage définie comme suit :

$$k_{12} = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

Le coefficient de couplage est égal à 1 (100%) lorsque les bobines sont parfaitement couplées magnétiquement. Il varie donc de 0% (en absence de couplage magnétique) à 100%. Dans un système de transfert d'énergie par induction, le coefficient de couplage se situe classiquement dans une plage comprise entre 10% et 30%.

2.5 - Systèmes de transfert d'énergie électrique par induction

2.5.1 - Architecture globale d'un système de transfert d'énergie

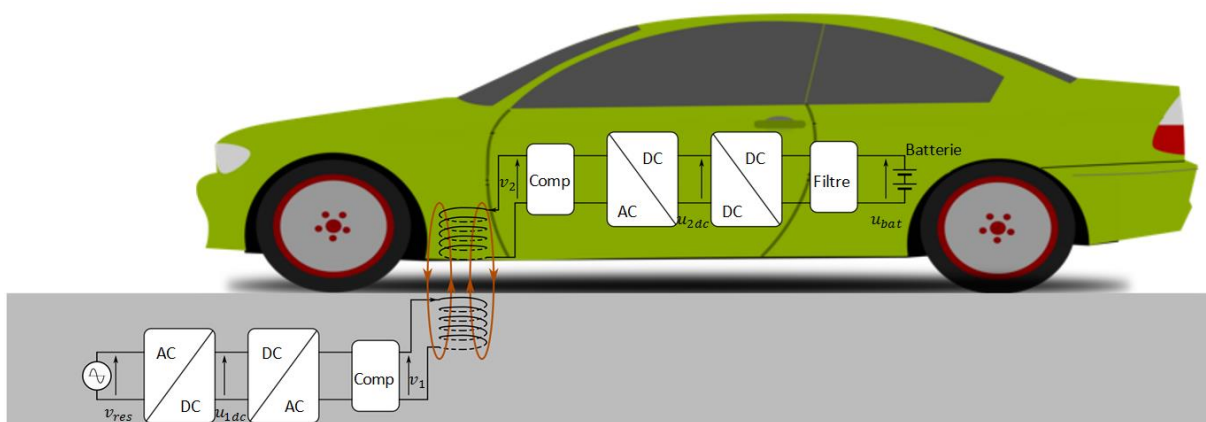


Figure 15 : Architecture d'un système de transfert d'énergie par induction

Un dispositif de transfert d'énergie par induction est bâti autour de bobines situées dans le sol et dans l'automobile (Figure 15). La chaîne de conversion électrique comprend les éléments suivants :

- L'énergie est prélevée sur le réseau alternatif monophasé ou triphasé selon la puissance ;
- La ou les tensions réseau sont redressées afin de générer une tension continue fixe ou réglable (comme nous le verrons plus loin, selon les stratégies de pilotage de la structure visant à optimiser le rendement énergétique de transfert) ;
- Cette tension continue est convertie en une tension alternative à une fréquence d'environ 85 kHz ;
- Cette tension est appliquée à un circuit de compensation (dont nous expliquerons le rôle dans la suite) et à la bobine au sol qui émet un champ électromagnétique à une fréquence d'environ 85 kHz ;
- La bobine secondaire capte ce champ électromagnétique et le convertit en tension ;
- Après passage dans un circuit de compensation, la tension est redressée ;
- Le niveau de cette tension DC est adapté pour permettre de recharger la batterie du véhicule à travers un filtre permettant d'éliminer les ondulations associées au fonctionnement des convertisseurs de la chaîne de conversion.

2.5.2 - Structure électrique du dispositif de recharge et formes d'onde caractéristiques

Au cœur du système de transfert d'énergie, nous trouvons donc un convertisseur côté sol (un onduleur de tension), le coupleur magnétique (constitué par les deux bobines, l'une située au sol, l'autre dans le véhicule), deux condensateurs de compensation et un second convertisseur dans le véhicule (un redresseur). La structure électronique complète est représentée Figure 16.

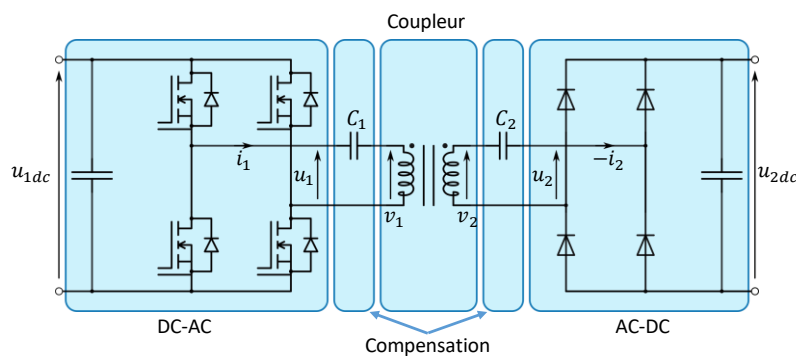


Figure 16 : Structure électronique d'un système de transfert d'énergie par induction à compensation série-série

Le système de compensation présenté sur ce schéma correspond à un mode de compensation dénommé série-série. Dans l'ensemble des systèmes de transfert d'énergie par induction nous trouvons différentes familles de compensation dont, en particulier, la structure dite à compensation série-parallèle utilisée dans les dispositifs de recharge inductive de faible puissance (recharge de téléphones portable par exemple). La structure électronique correspondante est la suivante (Figure 17) :

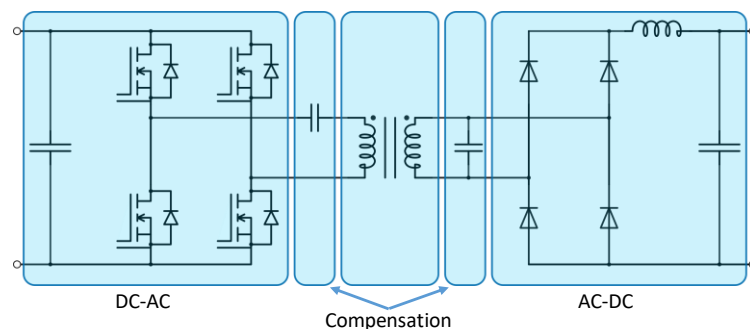


Figure 17 : Structure électronique d'un système de transfert d'énergie par induction à compensation série-parallèle

Nous ne retiendrons dans la suite que la structure à compensation série-série qui est la mieux adaptée à la recharge de véhicules et aux puissances mises en jeu dans le cas de cette application.

Les formes d'onde caractéristiques du fonctionnement de la structure sont données ci-dessous :

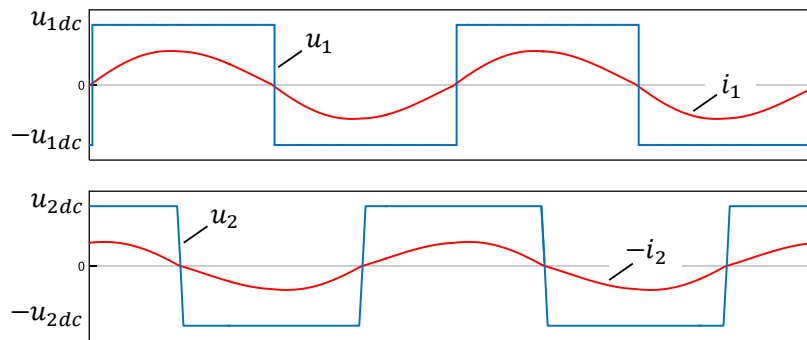


Figure 18 : Formes d'ondes caractéristiques

Nous constatons que les courants sont quasi-sinusoïdaux. Ceci est lié au fait que l'onduleur fonctionne, pour une raison que nous justifierons dans la suite, à l'une des fréquences de résonance de l'ensemble coupleur magnétique, capacités de compensation. Le facteur de qualité de ces circuits résonants est très grand conduisant à la quasi-élimination des harmoniques de rangs supérieurs à 1 des tensions appliquées à l'ensemble coupleur - capacités de compensation. Cette caractéristique permet d'étudier mathématiquement la structure en ne considérant que le fondamental des tensions et en supposant les courants parfaitement sinusoïdaux.

2.5.3 - Mise en équations et impédances

En ne considérant que le fondamental des tensions (noté avec un indice (1) dans les équations), nous pouvons réécrire les équations caractéristiques de l'ensemble coupleur capacité de compensation de la façon suivante :

$$\underline{u}_{1(1)} = \left(\frac{1}{jC_1\omega} + jL_1\omega + R_1 \right) \underline{i}_1 + jM\omega \underline{i}_2$$

$$\underline{u}_{2(1)} = \left(\frac{1}{jC_2\omega} + jL_2\omega + R_2 \right) \underline{i}_2 + jM\omega \underline{i}_1$$

où ω est la pulsation du fondamental des tensions appliquées notées $\underline{u}_{1(1)}$ et $\underline{u}_{2(1)}$ dans l'équation.

Remarque : Les résistances R_1 et R_2 regroupent l'ensemble des résistances des circuits côté émetteur et récepteur. Ceci comprend les résistances séries des condensateurs de compensation et des composants à semi-conducteur.

Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que l'ensemble redresseur et charge se comporte au sens du premier harmonique comme une résistance équivalente. Le redresseur à diodes impose en effet que le fondamental de la tension u_2 soit toujours en phase avec le courant i_2 . L'amplitude du fondamental de la tension u_2 est donnée par :

$$\hat{u}_{2(1)} = \frac{4 u_{2dc}}{\pi}$$

En définissant la puissance P_2 en entrée du redresseur, nous pouvons définir la valeur de la résistance équivalente de l'ensemble redresseur-charge comme :

$$R_{eq} = \frac{8 u_{2dc}^2}{\pi^2 P_2}$$

Les équations précédentes sont donc complétées par la relation suivante imposée par la charge :

$$\underline{u}_{2(1)} = -R_{eq} \dot{I}_2$$

Remarque : Il a été montré dans [17], pour un système de transfert d'énergie par induction à compensation série-série, que les choix des valeurs des capacités suivantes ($C_1 = \frac{1}{L_1 \omega_0^2}$ et $C_2 = \frac{1}{L_2 \omega_0^2}$ avec ω_0 la pulsation de fonctionnement choisie) conduisent à l'efficacité énergétique maximale indépendamment du coefficient de couplage et de la charge. Nous retiendrons ces valeurs dans la suite.

L'impédance \underline{Z}_t vue par le convertisseur DC-AC prend la forme suivante :

$$\underline{Z}_t = \left(\frac{1}{jC_1 \omega} + jL_1 \omega + R_1 \right) + \frac{M^2 \omega^2}{\left(\frac{1}{jC_2 \omega} + jL_2 \omega + R_2 + R_{eq} \right)}$$

En définissant les facteurs de qualités des bobines émettrice et réceptrice :

$$Q_1 = \frac{L_1 \omega_0}{R_1} \quad \text{et} \quad Q_2 = \frac{L_2 \omega_0}{R_2}$$

Et un coefficient d'adaptation à la charge comme :

$$\gamma = \frac{L_2 \omega_0}{R_{eq}}$$

L'impédance \underline{Z}_t prend la forme :

$$\underline{Z}_t = R_1 \left[1 + jQ_1 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) + k^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \frac{\frac{Q_1 Q_2}{1 + Q_2 / \gamma}}{\left(1 + j \frac{Q_2}{1 + Q_2 / \gamma} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right)} \right]$$

La figure 19 montre la forme de l'impédance réduite \underline{Z}_t / R_1 en fonction de $w = \omega / \omega_0$ pour différentes valeurs de γ et en considérant un facteur de qualité identique pour les deux bobines du coupleur ($Q_1 = Q_2 = 100$) et un coefficient de couplage $k = 0,3$ (correspondant à la fourchette haute des couplages généralement rencontrés dans les dispositifs de transfert d'énergie par induction).

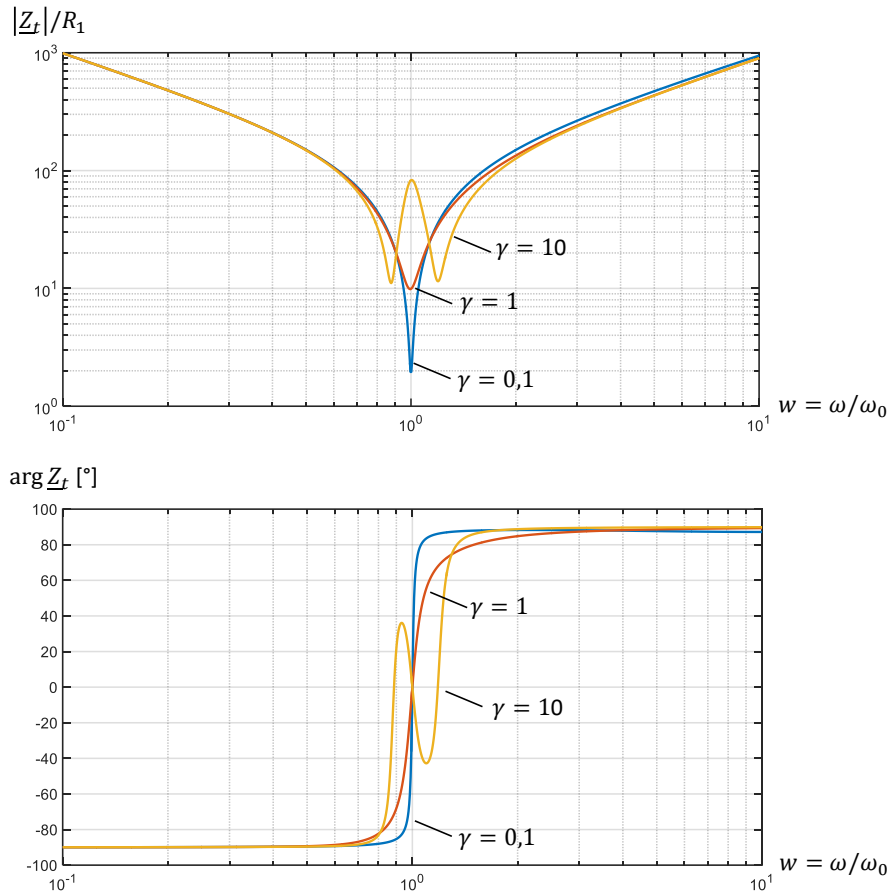


Figure 19 : Impédance vue par l'émetteur

Remarque : Pour $\omega = \omega_0$, \underline{Z}_t a une phase nulle quelle que soit γ et donc quelle que soit la charge R_{eq} . Le courant et la tension fournis par le convertisseur DC-AC sont donc en phase. \underline{Z}_t vaut alors :

$$\underline{Z}_t = R_1 \left(1 + k^2 \frac{Q_1 Q_2}{1 + Q_2/\gamma} \right)$$

Remarque : Pour certaines valeurs de la charge, il existe plusieurs points à phase nulle pour l'impédance \underline{Z}_t . Ces points, nommés points de rebroussement, n'apparaissent que pour certaines valeurs de charge R_{eq} .

Les équations du système de l'ensemble coupleur-capacités de compensation peuvent donc également se mettre sous la forme suivante :

$$\underline{u}_{2(1)} = \frac{jM\omega \frac{Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma}}{1 + j \frac{Q_2}{1 + Q_2/\gamma} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \dot{i}_1 = \frac{jM\omega \frac{Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma}}{\underline{Z}_t \left(1 + j \frac{Q_2}{1 + Q_2/\gamma} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right)} \underline{u}_{1(1)} = -R_{eq} \dot{i}_2$$

Remarque : Pour $\omega = \omega_0$, \underline{Z}_t est réelle et $\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) = 0$, $\underline{u}_{2(1)}$ et $\underline{u}_{1(1)}$ sont alors en quadrature de phase tout comme \dot{i}_2 et \dot{i}_1

2.5.4 - Réalisation du coupleur

Comme nous l'avons vu, un coupleur magnétique est constitué par deux bobines. Les bobines émettrices et réceptrices sont distantes l'une de l'autre et l'énergie électromagnétique doit traverser l'espace entre les deux bobines.

Contrairement à un « transformateur » permettant également le transfert d'énergie et dans lequel un matériau magnétique est utilisé pour canaliser le flux magnétique d'une bobine à l'autre, l'espace entre les deux bobines d'un coupleur est constitué d'air. Le coupleur est donc un « transformateur à air ». La conséquence est que le flux magnétique est mal canalisé d'une bobine à l'autre. Les flux de fuite sont donc très importants et le coefficient de couplage est faible (inférieur à 30% pour des distances usuelles entre bobines dans les applications de recharge de véhicule) alors qu'il est supérieur à 99% dans un transformateur.

Pour limiter les fuites magnétiques vers l'arrière du coupleur et ainsi améliorer le coefficient de couplage, il est d'usage d'associer les bobines des coupleurs à des plaques magnétiques constituées d'un matériau magnétique haute fréquence de la famille des ferrites.

2.5.4.1 - Insertion d'un matériau magnétique

Nous allons voir dans cette partie l'effet de l'insertion d'un matériau magnétique à l'arrière des bobines d'un coupleur.

Commençons tout d'abord par observer la forme des lignes de champs pour une bobine « galette » en absence de matériau. Nous constatons du fait de la symétrie que les lignes de champ ont la même forme au-dessus et au-dessous de la bobine.

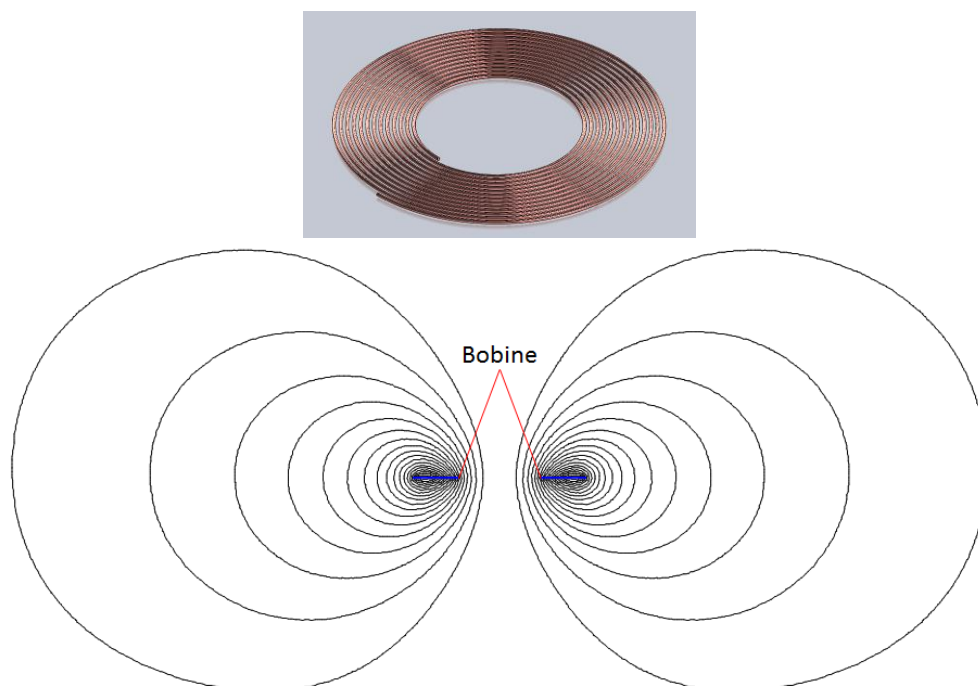


Figure 20 : Lignes de champ générées par une bobine circulaire

Considérons maintenant le cas où la bobine est placée sur un matériau de dimensions infinies et de perméabilité magnétique infinie. Nous constatons que les lignes de champ sont désormais confinées au-dessus de la bobine. La théorie des images magnétiques nous permet également de montrer (nous ne ferons pas la démonstration ici) que l'inductance de cette bobine planar est doublée.

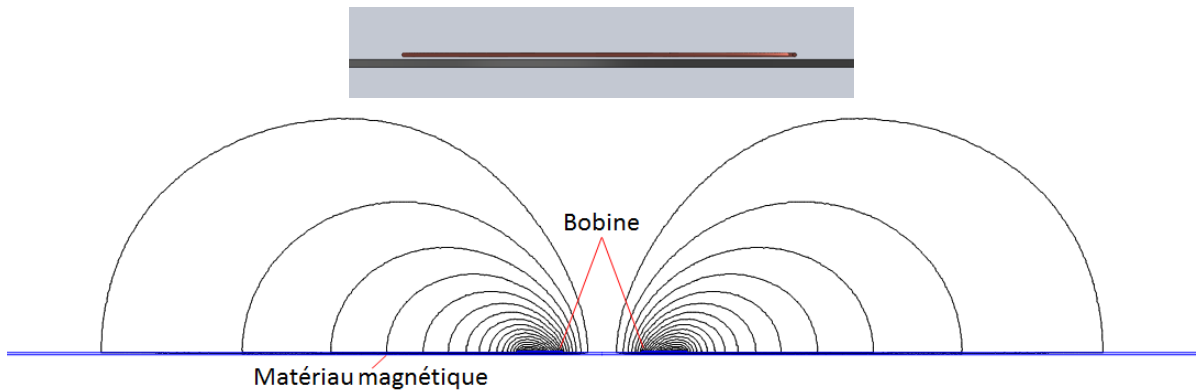


Figure 21 : Cas de la bobine placée sur un circuit magnétique de dimension infinie

En matière de couplage, si nous plaçons deux bobines en vis-à-vis à une distance que nous choisirons de façon arbitraire égale au quart du diamètre extérieur de la bobine, nous obtenons un coefficient de couplage $k = 29,1\%$ pour des bobines sans matériaux magnétique et $k = 55,3\%$ pour des bobines montées sur plaques magnétiques.

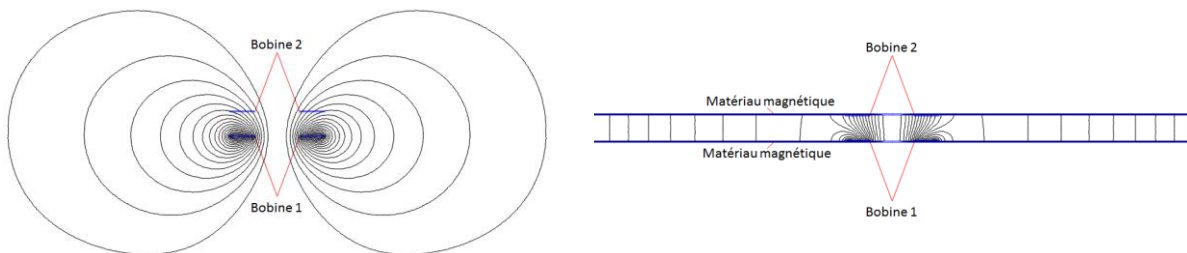


Figure 22 : Impact de la présence de matériaux magnétiques sur le couplage de deux bobines

Maintenant, considérons un cas technologiquement réaliste pour lequel les plaques ne sont pas de dimensions infinies et leurs perméabilités magnétiques sont également limitées. Par calcul numérique et pour la configuration considérée ($\mu_r = 1000$ et circuit magnétique débordant de 7% des dimensions extérieurs de la bobine), nous obtenons un coefficient de couplage de $k = 40,2\%$. Les effets de bords ont donc un impact significatif sur le couplage. Ajoutons à cela que des lignes de champ apparaissent à nouveau dans les espaces au-dessus et au-dessous des bobines émettrices et réceptrices provoquant des risques d'irradiation dans des espaces où peuvent être présents des matériels ou des personnes.

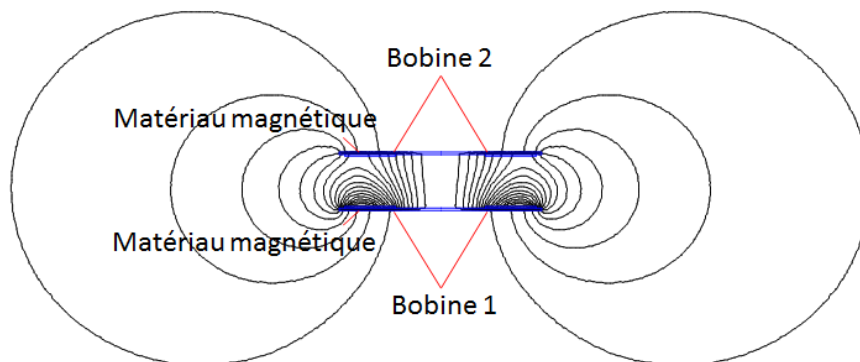


Figure 23 : Cas de matériaux magnétiques de dimensions finies

Ce problème de rayonnement parasite est un phénomène nécessitant un traitement particulier pour limiter les niveaux d'exposition aux champs à des valeurs définies par les normes. Nous ne traiterons pas de cette problématique ici.

2.5.4.2. - Choix de la géométrie

Plusieurs géométries de coupleur ont été proposées pour réaliser les coupleurs destinés à la recharge inductive. Parmi les géométries possibles, citons les formes a) rectangulaire, b) Double D, c) Bipolaire, et d) Circulaire.

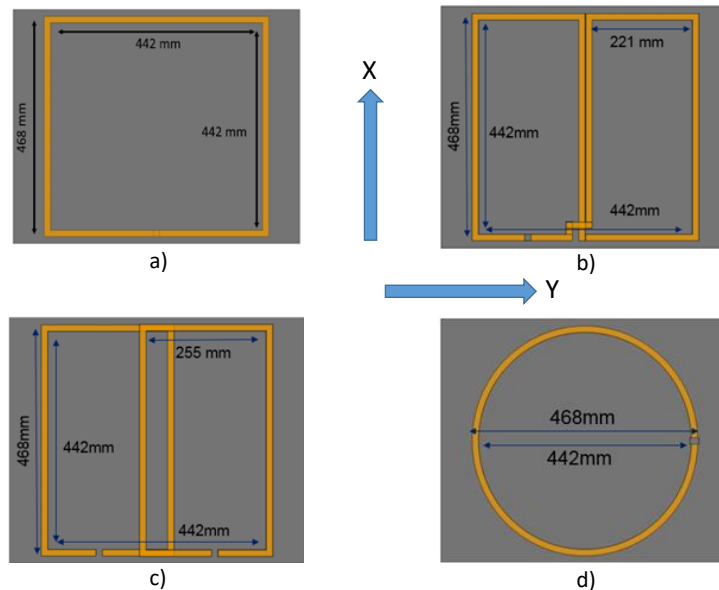


Figure 24 : Différentes formes d'émetteurs et de récepteurs a) Rectangulaire (Rec), b) Double D (DD), c) Bipolaire (BP), d) Circulaire (Circ)

Le choix de la géométrie du coupleur dépend de la configuration de recharge considérée et en particulier des éventuels désalignements des bobines émettrices et réceptrices. Ainsi, pour permettre une comparaison, les coefficients de couplage sont donnés à la Figure 25 en fonction des désaxements en X et Y pour les différentes géométries.

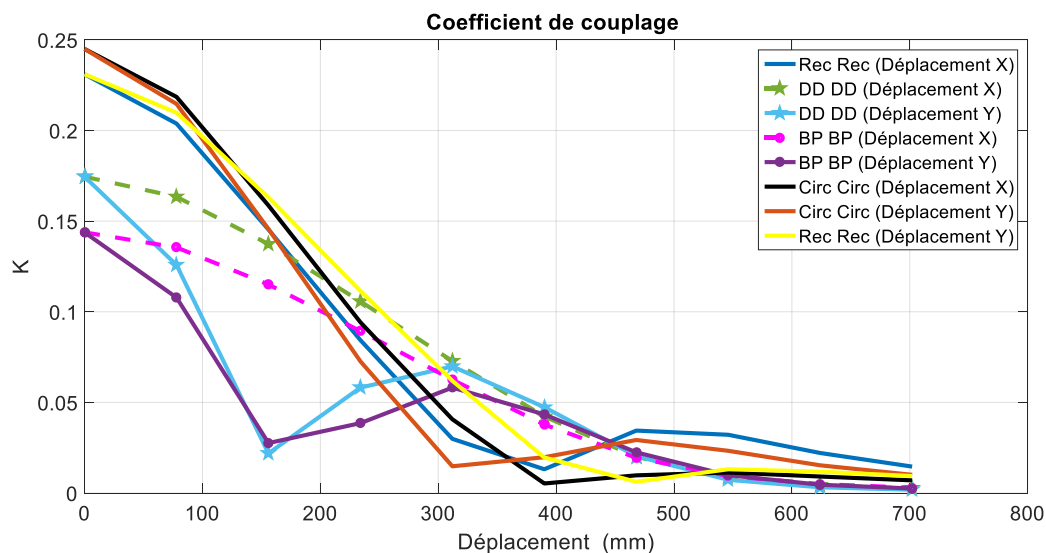


Figure 25 : Coefficient de couplage en fonction du désalignement pour différentes formes de coupleurs magnétiques. La forme est identique côté émetteur et récepteur

Nous constatons que les bobines de forme circulaire et rectangulaire correspondent au meilleur compromis alliant fort coefficient de couplage à un comportement en fonction du désaxement satisfaisant.

2.5.5 - Facteur de dimensionnement de l'électronique de puissance et pertes dans les convertisseurs

Le facteur de dimensionnement d'un convertisseur est une donnée fondamentale permettant de définir le calibre maximal des composants à semi-conducteur à mettre en œuvre pour convertir un niveau de puissance défini. Nous le définirons comme le rapport de puissance apparente commutée par l'interrupteur ($S_{interrupteur}$) à la puissance convertie :

$$Fd = \frac{S_{interrupteur}}{P_{convertie}} = \frac{\hat{u}_{interrupteur} \times \hat{i}_{interrupteur}}{P_{convertie}}$$

Pour le convertisseur DC-AC de notre système de transfert d'énergie, ce facteur de dimensionnement se met sous la forme :

$$Fd = \frac{u_{1dc} \times \hat{i}_1}{\frac{\hat{u}_{1(1)}}{\sqrt{2}} \times \frac{\hat{i}_1}{\sqrt{2}} \times \cos \varphi_1} = \frac{u_{1dc} \times \hat{i}_1}{\frac{4}{\pi\sqrt{2}} u_{1dc} \times \frac{\hat{i}_1}{\sqrt{2}} \times \cos \varphi_1} = \frac{\pi}{2 \cos \varphi_1}$$

où \hat{i}_1 et $\hat{u}_{1(1)}$ sont respectivement l'amplitude du courant sinusoïdal et l'amplitude du fondamental de la tension en sortie du convertisseur ; φ_1 représente le déphasage entre ces deux grandeurs sinusoïdales.

Pour une puissance convertie définie, il faut réduire le facteur de dimensionnement pour réduire le calibre des composants à semi-conducteur à mettre en œuvre dans le système. Il est clair, ici que le minimum de Fd est atteint lorsque $\cos \varphi_1 = 1$ et donc lorsque les tension et courant fournis par le convertisseur DC-AC sont en phase (ce qui est le cas si nous fonctionnons en particulier à $\omega = \omega_0$).

Un autre intérêt de fonctionner avec un déphasage $\varphi_1 = 0$ réside dans la quasi-annulation des pertes par commutation des interrupteurs.

Ces pertes apparaissent lors des commutations à l'amorçage et au blocage du fait du croisement des tensions commutées pendant ces phases de fonctionnement très courtes (quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes selon la technologie des composants de puissance employée).

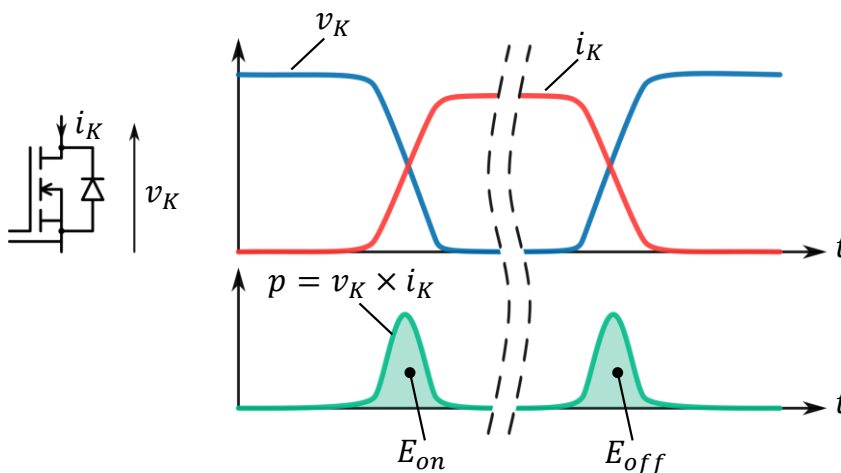


Figure 26 : Illustration des pertes à la commutation d'un interrupteur à semi-conducteur

Les énergies perdues par commutation notées E_{on} et E_{off} sont des fonctions de la tension et du courant commutés mais également de la température de la puce. La puissance dissipée lors des commutations peut alors s'exprimer comme :

$$P_{commutation} = (E_{on} + E_{off}) \times f$$

avec f la fréquence de découpage du convertisseur DC-AC.

Dans l'application visée, les puissances mises en jeu dans le transfert peuvent atteindre plusieurs dizaines de kW, les courants et tensions circulant dans le convertisseur sont donc importants et la fréquence de fonctionnement est élevée ($f_{nom} = 85$ kHz). Les pertes par commutation peuvent donc très rapidement devenir prohibitives.

Dans le mode de fonctionnement particulier $\varphi_1 = 0$, le courant commuté est nul, les pertes par commutation sont donc considérablement réduites. Les pertes totales dans les composants à semi-conducteur sont alors essentiellement dues aux pertes par conduction et à celles dans les commandes des composants.

Remarque : Dans un système de recharge par induction fonctionnant à $\varphi_1 = 0$, les pertes sont majoritairement liées aux pertes dans le coupleur magnétique et les capacités de compensation (2/3 des pertes environ). Il s'agit donc d'optimiser le système sur ce point.

2.5.6 - Efficacité énergétique du transfert d'énergie

Pour les raisons évoquées précédemment, nous nous plaçons dans le mode de fonctionnement $\varphi_1 = 0$ et en particulier à $\omega = \omega_0$.

La puissance fournie à la charge est définie par :

$$P_2 = R_{eq} I_{2eff}^2$$

À $\omega = \omega_0$ les courants sont liés par la relation suivante :

$$R_{eq} I_{2eff} = M \omega_0 \frac{Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma} I_{1eff}$$

Qui peut également se mettre sous la forme :

$$I_{2eff} = I_{1eff} k \gamma \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \frac{Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma}$$

La puissance dissipée dans la bobine côté émetteur est égale à :

$$P_{1pertes} = R_1 I_{1eff}^2 = R_1 \frac{1}{k^2 \gamma^2} \frac{L_2}{L_1} \left(\frac{1 + Q_2/\gamma}{Q_2/\gamma} \right)^2 I_{2eff}^2$$

La puissance dissipée dans la bobine côté récepteur est égale à :

$$P_{2pertes} = R_2 I_{2eff}^2$$

Le rapport des pertes totales à la puissance transmise est donc égal à :

$$\lambda = \frac{R_2}{R_{eq}} + \frac{R}{R_{eq}} \frac{1}{k^2 \gamma^2} \frac{L_2}{L_1} \left(\frac{1 + Q_2/\gamma}{Q_2/\gamma} \right)^2 = \frac{\gamma}{Q_2} + \frac{1}{k^2 Q_1 \gamma} \left(\frac{1 + Q_2/\gamma}{Q_2/\gamma} \right)^2$$

Le rendement énergétique est donné par :

$$\eta = \frac{P_2}{P_2 + P_{1pertes} + P_{2pertes}} = \frac{1}{1 + \lambda}$$

Il faut donc minimiser λ pour maximiser le rendement de transfert. La valeur optimale de γ est donc :

$$\gamma_{opt} = \frac{Q_2}{\sqrt{1 + k^2 Q_1 Q_2}}$$

Si le système est bien dimensionné (nous verrons plus loin ce que cela signifie), nous avons $k\sqrt{Q_1 Q_2} \gg 1$. Et donc :

$$\gamma_{opt} \approx \frac{1}{k} \sqrt{\frac{Q_2}{Q_1}}$$

Si les bobines émettrices et réceptrices sont identiques ($Q_1 = Q_2$), $\gamma_{opt} = 1/k$. Dans ce cas, le rendement maximal est donné par :

$$\eta_{max} = \frac{1}{1 + \lambda_{opt}} \approx \frac{1}{1 + \frac{2}{k\sqrt{Q_1 Q_2}}}$$

Il est donc clair que l'augmentation du rendement énergétique du transfert d'énergie dépend du produit $k\sqrt{Q_1 Q_2}$ qu'il faudra donc rendre le plus élevé possible. Ainsi, on définit le facteur de mérite d'un dispositif de transfert d'énergie par induction par :

$$FOM = k\sqrt{Q_1 Q_2}$$

Pour cette raison, on recherchera des bobines à fort coefficient de qualité (forte inductance et faible résistance série et des coefficients de couplage les plus élevés possibles.

Remarque : pour limiter la résistance des bobinages à la fréquence de fonctionnement, on utilise du fil de Litz pour les conducteurs des bobines.

Remarque : pour maximiser le rendement énergétique au point de fonctionnement nominal, il est judicieux de dimensionner le système de façon à ce que le point de fonctionnement optimal soit atteint pour ce régime de fonctionnement. Il s'agit donc d'adapter les éléments du coupleur de manière que $\gamma = \gamma_{opt}$ et donc $L_2 \omega_0 = \gamma_{opt} R_{eq}$.

Remarque : la norme impose un rendement énergétique minimum de l'ordre de 80%, ce qui implique un coefficient de couplage minimum de l'ordre de 10% pour des facteurs de qualité des bobines de l'ordre d'une centaine.

2.5.7 - Contrôle du transfert d'énergie

Partant des équations définies précédemment, nous pouvons définir le gain en tension de la structure :

$$\underline{u}_{2(1)} = jk\sqrt{L_2/L_1} \frac{Q_1 \frac{\omega}{\omega_0} \frac{Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma}}{\frac{Z_t}{R_1} \left(1 + j \frac{Q_2}{1 + Q_2/\gamma} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right)} \underline{u}_{1(1)}$$

La figure suivante montre la forme du gain en tension $\underline{u}_{2(1)}/(\sqrt{L_2/L_1} \underline{u}_{1(1)})$ en fonction de $w = \omega/\omega_0$ pour différentes valeurs de γ et en considérant toujours un facteur de qualité identique pour les deux bobines du coupleur ($Q_1 = Q_2 = 100$) et un coefficient de couplage $k = 0,3$.

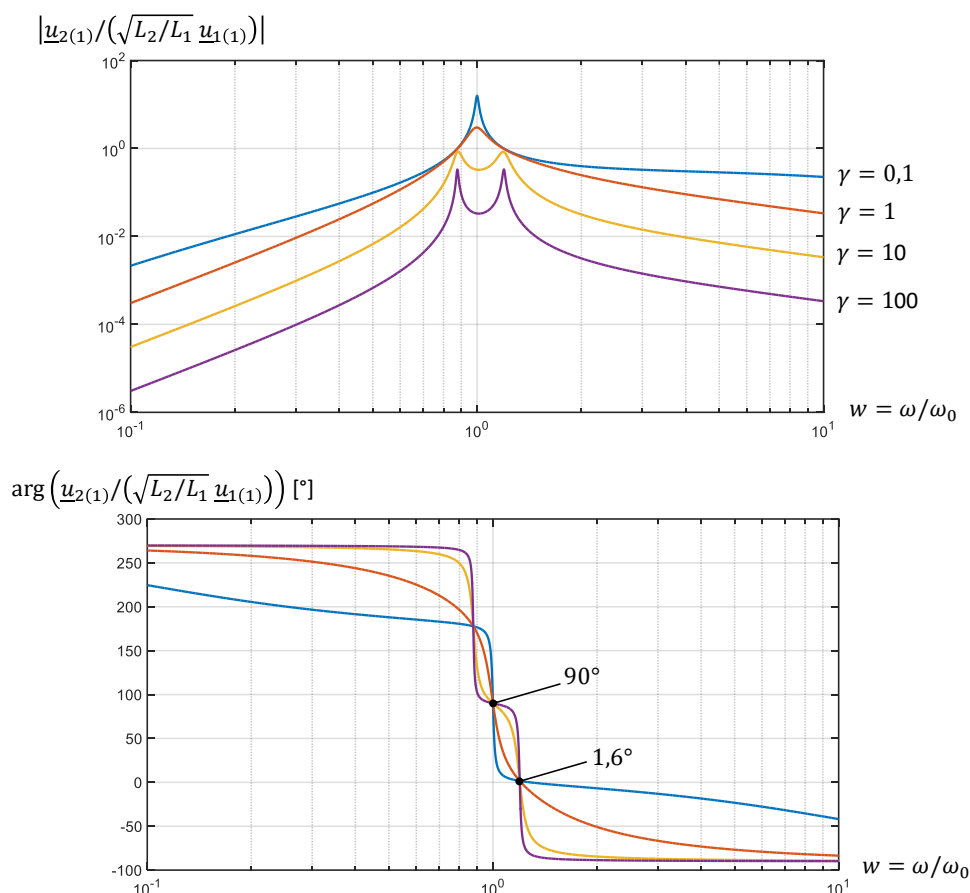


Figure 27 : Caractéristiques de transfert en tension en fonction de la pulsation

Trois points de fonctionnement peuvent intéresser le concepteur. L'un de ces points est celui majoritairement employé dans les dispositifs de transfert d'énergie par induction. Il s'agit du point correspondant à la fréquence de résonance principale du système ($\omega = \omega_0$ soit $w = 1$ sur les graphiques) pour lequel les tensions primaires et secondaires sont en quadrature de phase et en phase avec leurs courants respectifs i_1 et i_2 .

Les deux autres points correspondent également à des points de fonctionnement pour lesquels les tensions $u_{1(1)}$ et $u_{2(1)}$ peuvent, dans certaines conditions, être en phase avec respectivement i_1 et i_2 . Ces points correspondent aux points de rebroussement de l'impédance \underline{Z}_t vus précédemment. Nous constatons que le déphasage entre les tensions peut alors être beaucoup plus faible. Notons toutefois que ces points de fonctionnement n'existent qu'à partir de certaines valeurs de γ et donc de R_{eq} . Ces points de fonctionnement sont utilisés dans [16] et [20] pour développer une méthode de transfert d'énergie par induction nommée « recopie de tension ». Nous ne développerons pas cette méthode dans cet article.

2.5.7.1 - Fonctionnement à $\omega = \omega_0$

Le diagramme de Fresnel pour ce mode de fonctionnement est donné ci-après :

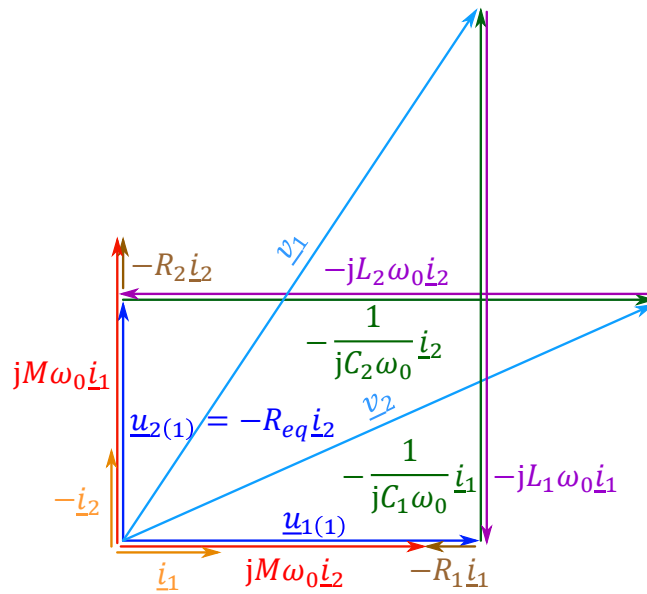


Figure 28 : Diagramme de Fresnel des grandeurs à la fréquence de résonance

Nous retrouvons ici que les tensions et courants dans l'ensemble bobines-condensateurs de compensation côté émetteur ($u_{1(1)}, i_1$) et récepteur ($u_{2(1)}, -i_2$) sont respectivement en phase et que ces tensions sont en quadrature de phase.

Nous constatons également que les tensions aux bornes du coupleur magnétique (v_1, v_2) et des capacités de compensation sont bien plus importantes que les tensions en entrée et en sortie du système ($u_{1(1)}, u_{2(1)}$). Les tensions aux bornes des capacités de compensation peuvent, en effet, être approchées par les expressions suivantes :

$$\hat{v}_{c_2} \approx \frac{1}{k} \hat{u}_{1(1)} \sqrt{L_2/L_1}$$

$$\hat{v}_{c_1} \approx \frac{1}{k} \hat{u}_{2(1)} \sqrt{L_1/L_2}$$

Le facteur de multiplication des tensions est donc inversement proportionnel au coefficient de couplage (de 10% à 30%). Le facteur de surtension est donc très important. Il est d'ailleurs encore plus important pour les tensions aux bornes des bobines du coupleur magnétique.

À la pulsation de résonance $\omega = \omega_0$, le module du gain en tension est donné par :

$$\underline{u}_{2(1)} = \frac{jkQ_1Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma + k^2Q_1Q_2} \sqrt{L_2/L_1} \underline{u}_{1(1)}$$

Pour obtenir une efficacité énergétique maximale, il faut, comme nous l'avons vu précédemment, que $\gamma = \gamma_{opt} = Q_2/\sqrt{1 + k^2Q_1Q_2}$

Ce qui nous donne :

$$\underline{u}_{2(1)} = j \frac{jkQ_1\sqrt{1 + k^2Q_1Q_2}}{1 + \sqrt{1 + k^2Q_1Q_2} + k^2Q_1Q_2} \sqrt{L_2/L_1} \underline{u}_{1(1)}$$

Pour $k^2Q_1Q_2 \gg 1$

$$\underline{u}_{2(1)} \approx j\sqrt{Q_1/Q_2}\sqrt{L_2/L_1} \underline{u}_{1(1)}$$

Ceci signifie (si $Q_1 = Q_2$) que le ratio des valeurs efficaces des tensions au niveau du récepteur et de l'émetteur doit être égal à la racine carrée de l'inductance secondaire sur l'inductance primaire et ainsi, pour la même géométrie des bobines côté émetteur et récepteur, au rapport des nombres de spires secondaire sur primaire. Nous retrouvons ici une caractéristique classique d'un transformateur, hormis le fait que les tensions soient en quadrature de phase.

Le contrôle optimal au sens de l'efficacité énergétique d'un système de transfert d'énergie par induction consiste à maintenir la tension secondaire à la valeur définie par l'équation précédente. C'est le rôle du convertisseur DC-DC placé côté récepteur.

Toutefois, il peut être nécessaire de régler la puissance transférée, en particulier dans le cas d'une charge de batterie. La puissance pour $\omega = \omega_0$ a pour expression :

$$P_2 = \frac{Q_1}{\gamma} \cdot \frac{k^2 Q_1 Q_2}{(1 + Q_2/\gamma + k^2 Q_1 Q_2)^2} \cdot \frac{\hat{u}_{1(1)}^2}{2R_1}$$

Notons que la puissance présente un maximum pour :

$$\gamma_{maxi} = \frac{Q_2}{Q_1 Q_2 k^2 + 1}$$

Elle est égale en ce point à :

$$P_{2maxi} = \frac{Q_1}{Q_2} \cdot \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + k^2 Q_1 Q_2} \cdot \frac{\hat{u}_{1(1)}^2}{8R_1}$$

Pour bien comprendre les stratégies à mettre en œuvre pour contrôler le transfert d'énergie, il est intéressant de se référer aux caractéristiques de plusieurs grandeurs du système. Les grandeurs d'intérêt sont les puissances d'entrée et de sortie (P_1 , P_2), le rendement énergétique de conversion η et les tension et courant côté récepteur ($\hat{u}_{2(1)}$, \hat{i}_2). L'ensemble de ces caractéristiques pour $\omega = \omega_0$ sont regroupées ci-dessous. Elles sont représentées en fonction de γ en considérant toujours un facteur de qualité identique pour les deux bobines du coupleur ($Q_1 = Q_2 = 100$) et pour des coefficients de couplage $k = \{0,02, 0,1, 0,2, 0,3\}$.

Les expressions de ces différentes grandeurs sont :

$$P_1 = \frac{1 + Q_2/\gamma}{1 + Q_2/\gamma + k^2 Q_1 Q_2} \cdot \frac{\hat{u}_{1(1)}^2}{2R_1}$$

$$\hat{u}_{2(1)} = \frac{1}{\gamma k} \cdot \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + Q_2/\gamma + k^2 Q_1 Q_2} \cdot \sqrt{L_2/L_1} \hat{u}_{1(1)}$$

$$\hat{i}_2 = \frac{1}{k} \cdot \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + Q_2/\gamma + k^2 Q_1 Q_2} \cdot \frac{\hat{u}_{1(1)}}{\sqrt{L_1 L_2 \omega_0}}$$

$$\eta = \frac{Q_1}{\gamma + Q_2} \cdot \frac{k^2 Q_1 Q_2}{1 + Q_2/\gamma + k^2 Q_1 Q_2}$$

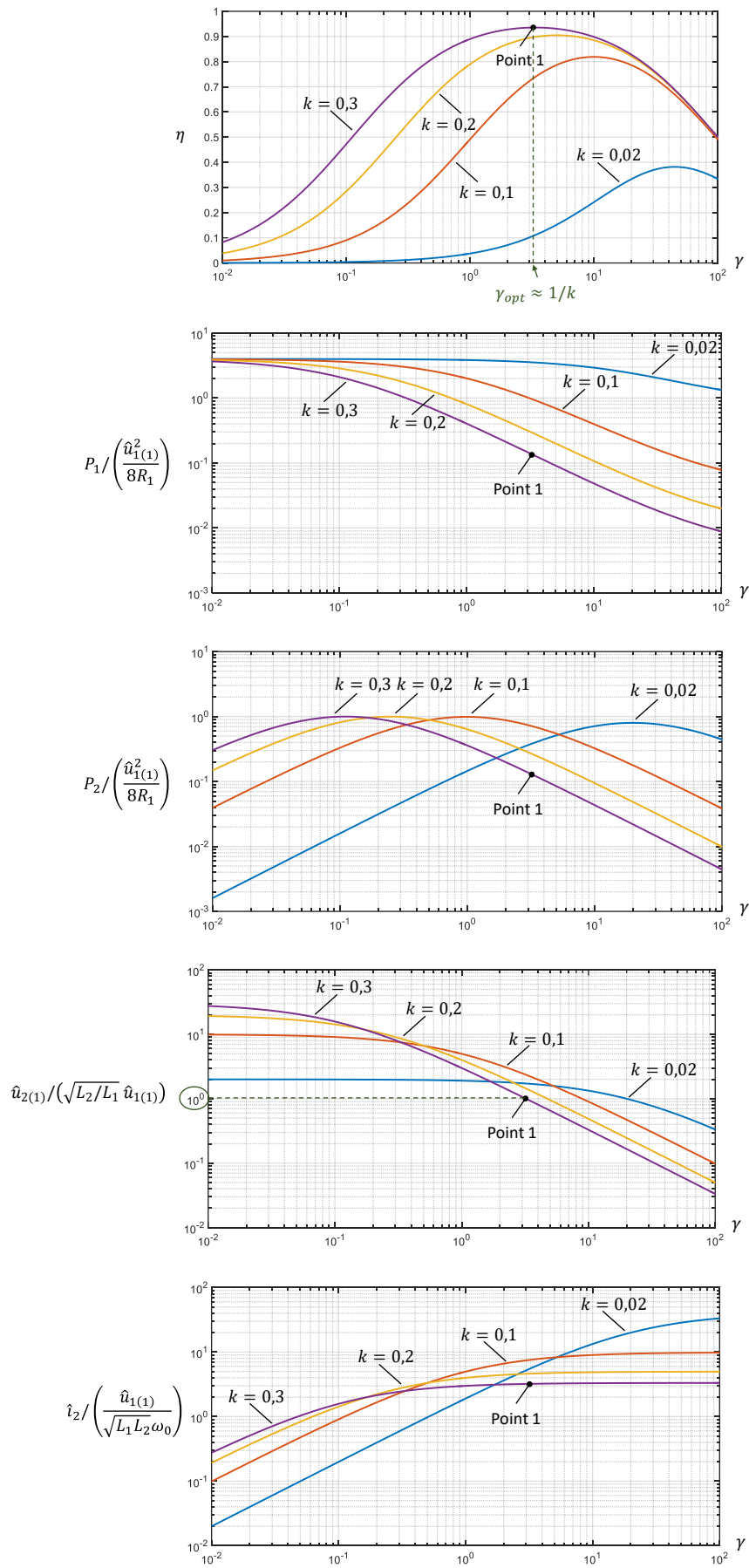


Figure 29 : Caractéristiques principales d'un système de transfert d'énergie par induction à la fréquence de résonance

Nous constatons que le rendement énergétique se dégrade quand le couplage diminue. Notons également que le maximum d'efficacité énergétique est bien atteint, comme calculé précédemment, pour $\gamma_{opt} \approx 1/k$ (car $Q_1 = Q_2$). Ce maximum se déplace vers les γ plus élevés quand le couplage k diminue.

Pour le dimensionnement du système de transfert d'énergie, il est souhaitable de se mettre à l'optimum d'efficacité pour le couplage le plus élevé (voir point 1 sur les courbes). On peut alors noter que l'amplitude de la tension secondaire $\hat{u}_{2(1)}$ est égale à $\sqrt{L_2/L_1} \hat{u}_{1(1)}$. De plus, dans cette zone à rendement maximum, il est notable que le système se comporte comme une source de courant i_2 sinusoïdale dont l'amplitude est pilotée par la tension primaire $\hat{u}_{1(1)}$ et donc par u_{1dc} (γ et donc R_{eq} variant autour de leurs valeurs optimales). Nous voyons également que l'amplitude de ce courant augmente quand le couplage diminue.

La démarche pour positionner le point 1 est la suivante :

- Partant de la puissance nominale P_{2nom} côté récepteur et de la tension nominale souhaitée u_{2dcnom} , la résistance équivalente nominale R_{eqnom}

$$R_{eqnom} = \frac{8 u_{2dcnom}^2}{\pi^2 P_{2nom}}$$

- Les inductances côté récepteur et émetteur sont calculées (elles permettront de définir le nombre de spires des deux bobines)

$$\gamma = \frac{L_2 \omega_0}{R_{eq}} \Rightarrow L_2 = \frac{R_{eqnom} \gamma_{opt}}{\omega_0} \approx \frac{R_{eqnom}}{\omega_0 k_{nom}}$$

$$\hat{u}_{2(1)} = \sqrt{L_2/L_1} \hat{u}_{1(1)} \Rightarrow L_1 = L_2 \frac{u_{1dcnom}^2}{u_{2dcnom}^2}$$

À titre d'illustration de l'utilisation des caractéristiques précédentes nous allons étudier deux stratégies de commande. Nous allons voir successivement :

- Le réglage de la puissance P_2 à coefficient de couplage fixé $k = cte$
- Le maintien de la puissance P_2 à couplage variable

2.5.7.2 - Réglage de la puissance P_2 à coefficient de couplage fixé

Pour varier la puissance P_2 à coefficient de couplage fixé, il existe deux possibilités :

- La première est la plus évidente, il s'agit de faire varier la tension d'entrée u_{1dc} et la tension de sortie u_{2dc} d'un même facteur. Remarquons que cette stratégie nécessite un convertisseur AC-DC réglable côté émetteur en plus du convertisseur DC-DC côté récepteur ainsi qu'un moyen de communication entre l'émetteur et le récepteur. L'avantage de cette méthode est de maintenir γ à sa valeur optimale. Le nouveau point de fonctionnement reste confondu avec le point 1.
- La seconde consiste à ne changer que la tension côté récepteur (u_{2dc} et donc $\hat{u}_{2(1)}$). Cette variation de tension provoque un changement de la valeur de γ qui se déplace sur une des caractéristiques à k fixé. La figure 30 montre un exemple de nouveau point de fonctionnement (Point 2) sur la courbe $k = k_{nom}$. Ce nouveau point de fonctionnement correspond à un rapport $\hat{u}_{2(1)}/(\sqrt{L_2/L_1} \hat{u}_{1(1)})$ passant de 1 à 0,4. Comme γ est modifié, les puissances P_1 et P_2 diminuent. Nous remarquons toutefois que le rendement énergétique de transfert diminue également ce qui est un inconvénient notable. Un avantage de cette

seconde méthode est par contre de ne pas requérir un convertisseur AC-DC réglable côté émetteur.

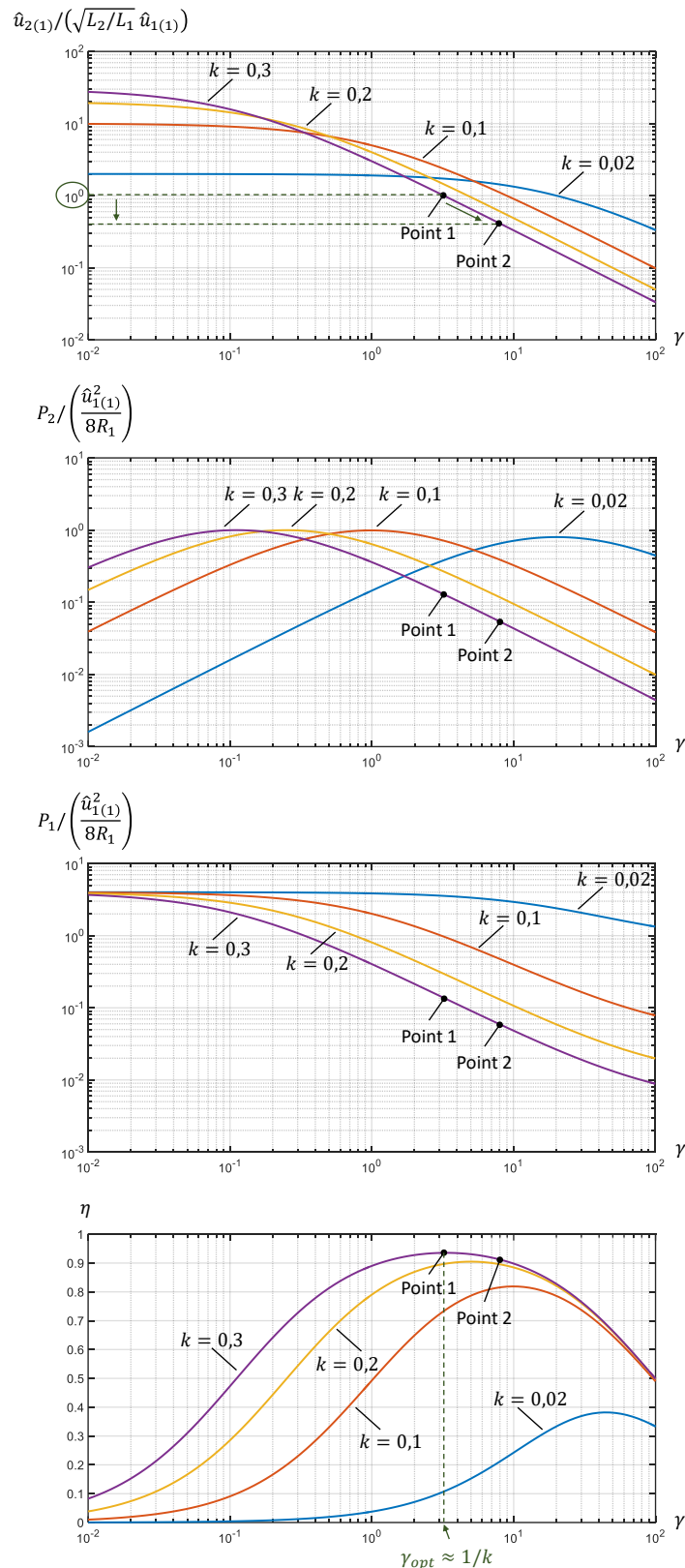


Figure 30 : Réglage de la puissance transférée par modification de la tension côté récepteur

2.5.7.3 - Maintien de la puissance P_2 à couplage variable

Là encore, nous pouvons procéder de deux façons :

- Tout d'abord en changeant uniquement la tension côté récepteur (u_{2dc} et donc $\hat{u}_{2(1)}$). Dans ce cas, la tension est réduite au fur et à mesure de la variation du coefficient de couplage

alors que le courant dans le récepteur augmente. Il faut donc veiller à surdimensionner la bobine côté récepteur pour qu'elle puisse le supporter. Là encore, nous remarquons que l'efficacité énergétique diminue fortement. Il faut donc veiller à arrêter le transfert pour les coefficients de couplage faibles.

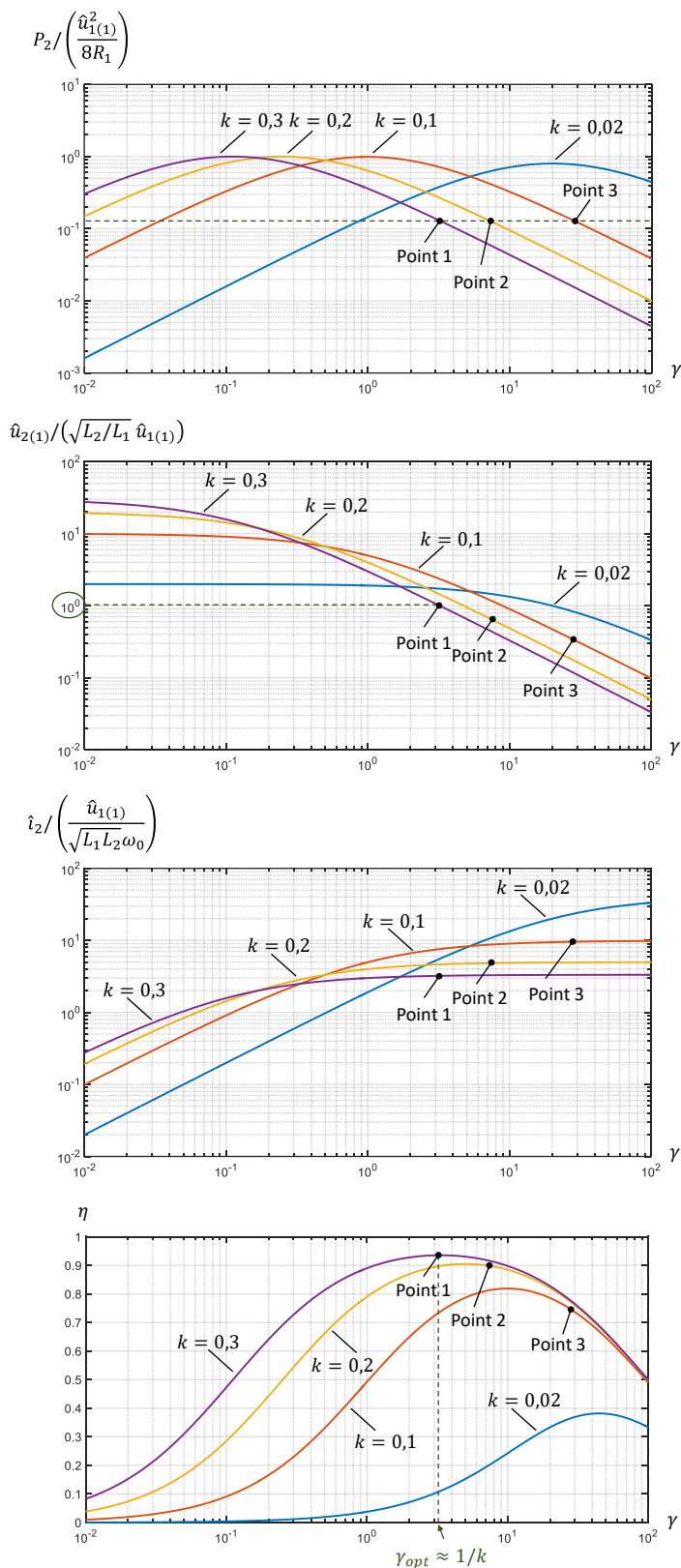


Figure 31 : Maintien de la puissance à couplage variable pour une tension côté émetteur constante

- L'autre solution consiste à maintenir les différents points de fonctionnement à l'optimum de l'efficacité énergétique quel que soit le coefficient de couplage. Nous constatons dans

cette configuration qu'il y a augmentation de la valeur $P_2 / \left(\frac{\hat{u}_{1(1)}^2}{8R_1} \right)$. Maintenir P_2 constant implique de faire croître $\hat{u}_{1(1)}$ et donc u_{1dc} . Le problème de cette solution réside dans les surtensions qu'elle génère aux bornes des capacités de compensation et des bobines. Sa mise en œuvre nécessite, là encore, un convertisseur DC-DC côté émetteur et une communication entre émetteur et récepteur. Notons également que malgré une baisse réduite de l'efficacité énergétique, celle-ci existe néanmoins. Il faut donc là encore arrêter le transfert d'énergie pour les faibles valeurs de couplage.

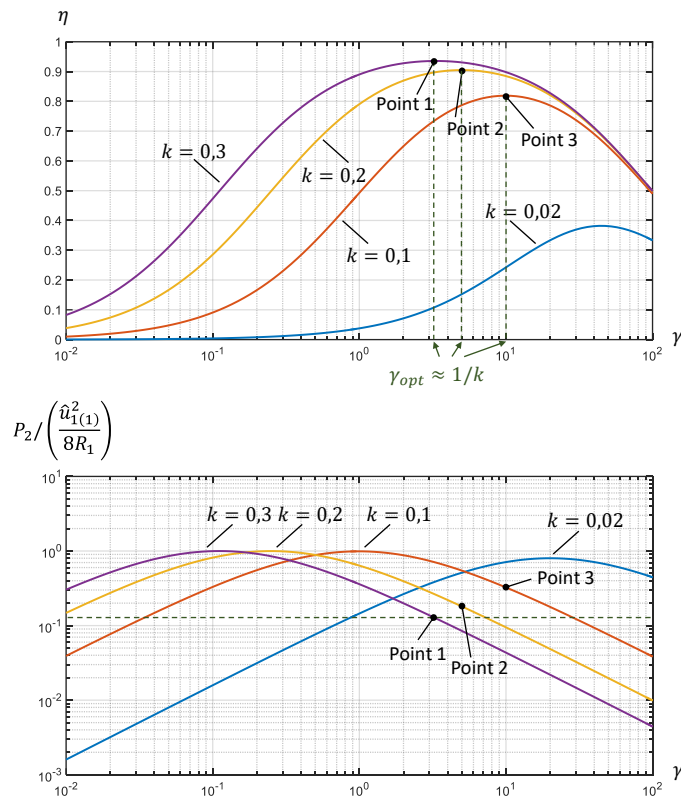


Figure 32 : Maintien de la puissance à couplage variable à efficacité énergétique maximale

3 – Bilan et conclusion

Le transfert d'énergie par induction électromagnétique est une idée ancienne déjà imaginée par Tesla en 1899 [18]. Si les principes sont connus depuis la fin du 19^{ème} siècle, sa mise en œuvre ne va pas sans poser de nombreux problèmes.

Les progrès réalisés à partir des années 1980 en électronique de puissance ont permis de relancer ces technologies. Depuis quelques dizaines d'années, elles suscitent un regain d'intérêt et sont développées et commercialisées pour réaliser la recharge, par exemple, de téléphones portables ou de brosses à dents électriques. Elles sont également utilisées avec succès dans des équipements médicaux implantables et permettent de recharger des équipements tels que des pacemakers et des cœurs artificiels. Dans ces applications, les puissances mises en jeu sont assez modestes.

Partant de cela, les constructeurs automobiles proposent d'utiliser ce type de système à des puissances bien plus importantes pour recharger les véhicules électriques. L'enjeu réside alors dans la nécessité de réaliser le transfert d'énergie avec un rendement énergétique correct tout en garantissant un niveau de rayonnement limité à proximité du dispositif afin d'assurer la sécurité des personnes situées dans le voisinage. Étudiée depuis une dizaine d'année, la technologie de recharge sans contact de véhicules en est encore à ses débuts et de nombreux travaux académiques et industriels ont été proposés et sont encore en cours sur le sujet.

Cet article donne les bases permettant de comprendre les difficultés associées à cette technologie et propose une démarche permettant de dimensionner un système de transfert d'énergie par induction.

Références :

[1]: <https://www.ademe.fr/expertises/mobilite-transport/chiffres-cles-observations/chiffres-cles>

[2]: Règlement (CE) du Parlement européen et du Conseil établissant des normes de performance en matière d'émissions pour les voitures particulières neuves dans le cadre de l'approche intégrée de la Communauté visant à réduire les émissions de CO₂ des véhicules légers, April 2009 : <https://data.consilium.europa.eu/doc/document/PE-6-2019-INIT/fr/pdf>

[3]: https://en.wikipedia.org/wiki/Magne_Charge

[4]: C. T. Rim and Chris Mi, Wireless Power Transfer for Electric Vehicles. 2017

[5]: <https://www.waseda.jp/top/en-news/49596>

[6]: A. Brecher and D. Arthur, "Review and Evaluation of Wireless Power Transfer (WPT) for Electric Transit Applications (FTA Report No. 0060)," no. 0060, pp. 1-61, 2014

[7]: http://witricity.com/wp-content/uploads/2017/12/DRIVE_11_20171201.pdf

[8]: <https://www.pluglesspower.com/gen2-tech-specs/>

[9]: U. C. Berkeley, "Roadway Powered Electric Vehicle Project Track Construction and Testing Program Phase 3D," *Traffic*, 1995

[10]: http://www.serpentine.ch/p_realisations/Realisations.html

[11]: C. B. Auvigne, "Electrical and Magnetical Modeling of Inductive Coupled Power Transfer Systems PAR," École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2015

[12]: K. Throngnumchai, A. Hanamura, Y. Naruse, and K. Takeda, "Design and evaluation of a wireless power transfer system with road embedded transmitter coils for dynamic charging of electric vehicles," *World Electr. Veh. J.*, vol. 6, no. 4, pp. 848-857, 2013

[13]: K. Throngnumchai, A. Hanamura, Y. Naruse, and K. Takeda, "Design and evaluation of a wireless power transfer system with road embedded transmitter coils for dynamic charging of electric vehicles," *World Electr. Veh. J.*, vol. 6, no. 4, pp. 848-857, 2013

[14]: <https://www.fabric-project.eu/>

[15]: https://olev.kaist.ac.kr/20120323/sub02/KAIST_OLEV_en.pdf

[16]: A. Caillierez, « Etude et mise en oeuvre du transfert de l'énergie électrique par induction : application à la route électrique pour véhicules en mouvement », Thèse Université Paris-Saclay, 2016

[17]: R. Bosshard, J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and I. Stevanović, "The η - α -Pareto front of inductive power transfer coils," in Proc. 38th IECON, 2012, pp. 4270-4277

[18]: https://en.wikipedia.org/wiki/Wireless_power_transfer

[19]: Karim Kadem, « Modélisation et optimisation d'un coupleur magnétique pour la recharge par induction dynamique des véhicules électriques », Thèse Université Paris-Saclay, 2020

[20]: Paul-Antoine Gori, « Transmission dynamique d'énergie par induction : application au véhicule électrique », Thèse Université Paris-Saclay, 2019

Ressource publiée sur Culture Sciences de l'Ingénieur : <https://eduscol.education.fr/sti/si-ens-paris-saclay>