

Université Claude Bernard – Lyon I

**TRAVAUX PRATIQUES DE PHYSIQUE
ONDULATOIRE**

L2, UE : Electromagnétisme I

Table des matières

Introduction Généralepage 3

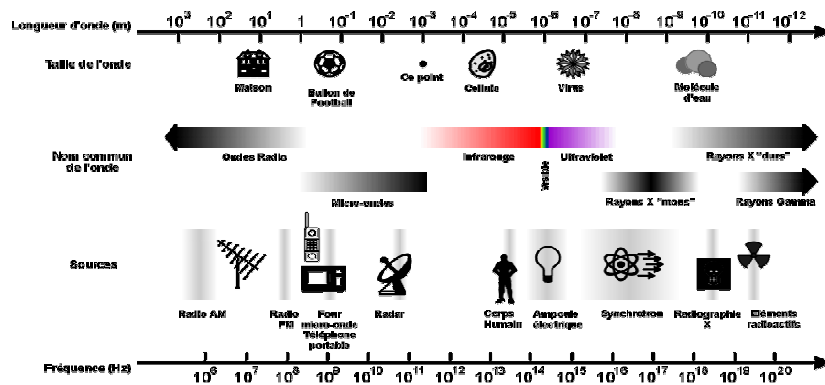
TP 1 : Etude des phénomènes ondulatoires : corde de Melde et ondes ultrasonores
..... page 5

TP2 : Etat de polarisation d'une onde
..... page 17

TP 3 : Expériences sur le magnétisme et l'induction
..... page 29

Introduction générale

Les ondes interviennent dans de très nombreux domaines de la physique classique (mécanique des fluides, optique, électromagnétisme) mais aussi en physique quantique, au travers de la fonction d'onde, et en relativité générale avec les ondes gravitationnelles! De là à dire que les ondes sont partout, il n'y a qu'un pas...



Présentation des ondes électromagnétiques sur une large plage de longueurs d'onde.

Le but des expériences que vous allez réaliser est de vous familiariser avec les caractéristiques principales des ondes (longueur d'onde, fréquence, polarisation...). Nous étudierons en particulier le cas des *ondes planes progressives monochromatiques* (oppm) qui seront décrites par:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0) \vec{e}$$

où E_0 est l'amplitude de l'onde et \vec{e} son vecteur polarisation. L'argument du cosinus correspond à la phase $\varphi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0$, où \vec{k} est le vecteur d'onde, de norme $k = 2\pi/\lambda$ et orienté selon la direction de propagation, et $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ la pulsation de l'onde. Ainsi, λ et T représentent respectivement la périodicité spatiale et temporelle de l'onde.

Nous aborderons au cours de ces séances de nombreux phénomènes comme la formation d'ondes stationnaires par réflexion sur une surface, l'obtention de battements avec des ondes de périodicités différentes, la production et l'analyse de différentes polarisations (linéaires, elliptiques ou circulaires).

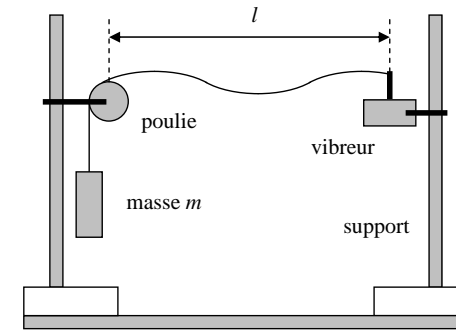
Le dernier TP sera consacré au magnétisme et à l'induction. On s'intéressera aussi à la chute libre d'un aimant et notamment au freinage de sa chute en créant des courants de Foucault.

TP 1 : Etude des phénomènes ondulatoires : corde de Melde et ondes ultrasonores

Ce TP vise à vous faire étudier des phénomènes ondulatoires dans des systèmes variés (ondes mécaniques et acoustiques). Il est divisé en deux parties. La première concerne la mise en résonance d'une corde excitée par un vibreur pour en étudier les modes propres. La seconde partie concerne les ondes ultrasonores (étude d'ondes propagatives et stationnaires).

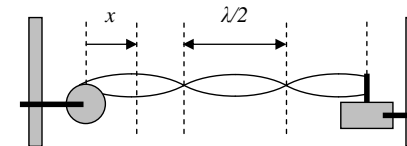
1^{ère} partie : Corde de Melde : phénomène de résonance

Nous étudierons le phénomène de résonance à l'aide d'un dispositif simple, connu sous le nom de corde de Melde. Il est constitué d'une corde de longueur l tendue entre une poulie et un vibreur, à l'aide d'une masse m . Le vibreur génère une onde correspondant au déplacement vertical de corde. Il est alimenté par un générateur basse-fréquence permettant de fixer la fréquence de l'onde. L'onde se propage du vibreur vers la poulie où elle subit une réflexion totale. La corde est donc soumise à deux ondes, l'une se propageant du vibreur vers la poulie et l'autre (réfléchi) de la poulie vers le vibreur.



Lorsque l'on impose une réflexion totale à une onde propagative monochromatique il se forme une onde dite stationnaire présentant des nœuds (amplitude nulle) et des ventres (amplitude maximale) de vibration. Cette appellation d'onde stationnaire vient du fait que ces nœuds et ces ventres de vibrations ne se déplacent pas en fonction du temps. Ceci peut se montrer en calculant la somme de l'onde incidente et réfléchi

$$\vec{u}_1 = u_0 \cos(\omega t + kx)\vec{e} \quad \text{et} \quad \vec{u}_2 = u_0 \cos(\omega t - kx + \pi)\vec{e},$$



L'axe x étant orienté de gauche à droite. Le déphasage de π vient de la condition aux limites appliquée au niveau de la poulie, assurant que l'amplitude de déplacement y est nulle.

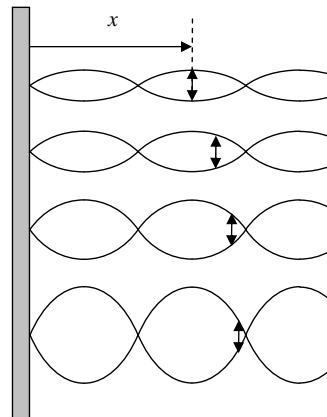
Montrer que l'onde résultante est donnée par

$$\vec{u} = 2u_0 \sin(kx)\sin(\omega t)\vec{e}.$$

Quel que soit le temps t , l'amplitude de l'onde est donc nulle aux positions données par $x_n = n\lambda/2$ avec n entier.

Le but de cette première partie de TP est de mettre en évidence des phénomènes de résonance que l'on observe lorsque l'on impose à cette onde stationnaire une seconde condition aux limites. Pour comprendre qualitativement l'origine de ces phénomènes, considérons par exemple que l'on fixe l'amplitude de l'onde en un point situé à l'abscisse x , lui donnant la valeur a_0 . Si ce point se trouve au niveau d'un ventre de vibration, l'amplitude maximale de l'onde sera a_0 . Si l'on déplace ce point vers un nœud de vibration, l'amplitude maximale sera de plus en plus grande comme le montre la figure (on peut retrouver ce résultat en écrivant que $2u_0 = a_0 / \sin(kx)$). Cette amplitude diverge même

lorsque le point se trouve au niveau d'un nœud: il y a alors résonance. Au cours de ce TP, nous maintiendrons le vibreur à des positions fixes et nous ferons varier la fréquence du vibreur, et donc la longueur d'onde, pour mettre la corde en résonance. Ces résonances seront caractérisées par une amplitude d'oscillation maximale.



1- Mise en évidence des résonances

1.1- Fréquences de résonance

Nous nous proposons ici de mettre en évidence des résonances de vibration, pour une longueur de corde et une masse données, en faisant varier la fréquence du générateur basse-fréquence.

Pour cela, accrocher une masse de 100g sur la corde (attention : le porte-masses pèse lui-même 50 g) et régler la distance entre le vibreur et la poulie de sorte que la masse se trouve approximativement à mi-hauteur entre la table et la poulie. Noter la longueur l de la corde entre le vibreur et la poulie comme indiquée sur le schéma ($l \sim 70$ cm). Faire varier la fréquence d'excitation à l'aide du GBF entre 20 et 200 Hz. Qu'observe-t-on? Relever les fréquences de résonances.

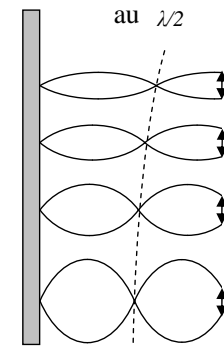
n	1	2	3	4	5
f_n (Hz)					

Comment évoluent les fréquences en fonction de n ?

1.2- Longueurs d'onde de résonance

Le but ici est de déterminer l'origine de ce phénomène de résonance en suivant un raisonnement proche de celui développé en introduction. Pour cela, repérer les nœuds de vibration correspondant à la deuxième résonance ($n = 2$) et suivre leur déplacement lorsque l'on fait varier la fréquence autour de la fréquence de résonance. A quel moment l'amplitude de la corde passe par un maximum? En déduire les conditions d'obtention des résonances.

Remarque: à la résonance, le déplacement niveau du point d'abscisse $x = l$ est petit devant celui d'un ventre de vibration. On se retrouve alors dans une configuration très proche de celle d'une cavité où l'amplitude de vibration serait nulle aux deux extrémités (en $x = 0$ et $x = l$). Cependant, dans le cas d'une cavité, seules des valeurs discrètes de la longueur d'onde (et donc de la fréquence) seraient permises aboutissant à un phénomène de quantification, phénomène que l'on observe par exemple dans les instruments à cordes.



Déduire de ce qui précède le lien entre la longueur l de la corde et la longueur d'onde λ_n observée pour la n ème résonance. En déduire les longueurs d'onde λ_n et les reporter dans le tableau suivant:

n	1	2	3	4	5
λ_n (m)					

Quelles sont les sources possibles d'incertitudes sur la mesure de λ_n ? A partir de la relation entre la longueur d'onde λ_n et la longueur de la corde l , déterminer comment évoluent l'incertitude $\Delta\lambda_n$ et l'incertitude relative $\Delta\lambda_n/\lambda_n$ en fonction de n . Conclure sur la précision des mesures.

2- Modification des conditions de résonance

2.1- Influence de la tension sur la célérité de l'onde

Comme nous l'avons vu précédemment, la célérité des ondes dans une corde inextensible et sans raideur est donnée par:

$$c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

On se propose d'étudier ici l'influence de la masse m , et donc de la tension T du fil sur la célérité de l'onde. **Déterminer les fréquences correspondant à la première résonance ($n = 1$) pour les masses suivantes:**

m (g)	50	100	150	200	250	300
f_1 (Hz)						

Comment évolue la fréquence en fonction de la tension? Quelle analogie faire avec les instruments à corde?

Tracer f^2 en fonction de m . La relation est-elle linéaire? Si oui quelle est la pente de la droite obtenue? Remonter à la masse linéique de la corde et comparer à la valeur mesurée par pesage (cf ci-dessous).

Rappel : $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ et $\mu = 0.39 \text{ g.m}^{-1}$.

2^{ème} partie : ondes ultrasonores

Au cours de cette seconde partie de TP, nous nous intéresserons à des ondes ultrasonores qui sont, tout comme les ondes sonores, des ondes mécaniques se propageant dans un fluide (air, eau, etc). Elles correspondent à un mouvement oscillant des molécules formant le milieu. Ces ondes peuvent être décrites par deux grandeurs: le déplacement des molécules et la surpression (différence entre la pression et la pression à l'équilibre). Le déplacement s'écrit, pour une onde plane progressive monochromatique,

$$\vec{u} = u_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0) \vec{e}$$

où u_0 est l'amplitude du déplacement et \vec{e} la direction du vecteur déplacement. Dans le cas de fluides parfaits, ce vecteur déplacement est toujours colinéaire à la direction de propagation donnée par le vecteur d'onde \vec{k} . Par conséquent, les ondes ultrasonores sont des ondes longitudinales ($\vec{k} // \vec{e}$).

Dans les expériences que nous réaliserons, l'aspect vectoriel du déplacement n'interviendra pas (l'étude des effets de polarisation étant faite dans le TP2), si bien que nous pourrions nous concentrer sur le caractère ondulatoire des phénomènes. Nous commencerons ainsi par étudier le lien entre la longueur d'onde et la période du signal, correspondant à la vitesse de phase que nous comparerons à la vitesse de propagation du son d'un gaz parfait. Dans un second temps, nous aborderons la superposition d'ondes ultrasonores : superposition d'ondes se propageant en sens inverses, donnant lieu à la formation d'ondes stationnaires.

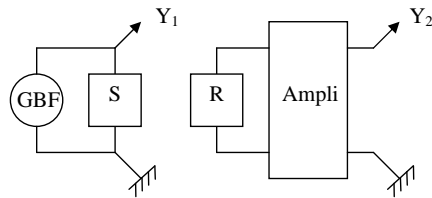
3- Onde plane progressive monochromatique

3.1- Fréquence, longueur d'onde

La première caractéristique des ondes que nous allons mettre en évidence est le lien entre la périodicité spatiale (longueur d'onde λ) et temporelle (période T) correspondant à la vitesse de phase de l'onde. Pour cela on utilise une source d'ultrasons alimentée par un générateur délivrant un signal sinusoïdal de 40 kHz.

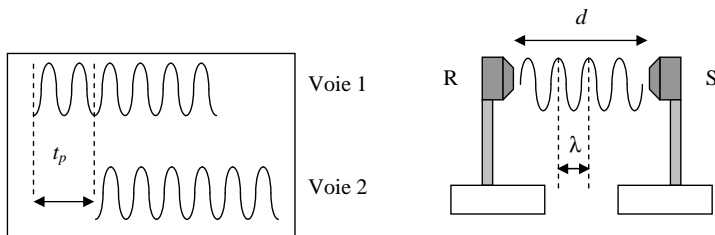
Le choix d'une fréquence proche de 40 kHz est important car la bande passante des sources (S) et des récepteurs (R) ultra-son est très étroite.

Le vérifier en faisant varier la fréquence autour de 40 kHz, puis se placer au maximum de la résonance pour optimiser le signal reçu par le récepteur R.



La première observation que l'on peut faire est que le signal détecté par le récepteur (voie 2) présente la même périodicité temporelle T que le signal émis (voie 1). La deuxième est que lorsque l'on déplace le récepteur, les deux tensions (voies 1 et 2) se déphasent. On peut comprendre ceci de deux manières:

- les deux signaux sont en phase lorsque le temps de propagation t_p entre la source et le récepteur est un multiple de la période T du signal,
- les deux signaux sont en phase lorsque la distance d entre la source et le récepteur est un multiple de la longueur d'onde λ .



Relever à l'aide du repère gradué une suite de positions du détecteur pour lesquelles les signaux sont en phase:

n	0	1	2	3	4	5
x_n (cm)						

On pourrait alors calculer la longueur d'onde de deux manières différentes:

- en soustrayant deux valeurs successives de x : $\lambda = x_n - x_{n-1}$,
- en soustrayant la valeur x_0 à la valeur x_n :

$$\lambda = \frac{x_n - x_0}{n}$$

Déterminer la relation entre les incertitudes $\Delta\lambda$ et Δx dans les deux cas. Quelle est la méthode la plus précise? Estimer l'incertitude Δx sur une position x_n et remplir le tableau suivant.

n	1	2	3	4	5
$\lambda = \frac{x_n - x_0}{n}$ (cm)					
$\Delta\lambda = \dots\dots\dots$ (cm)					

3.2- Vitesse de propagation

Le rapport entre la périodicité spatiale λ et la périodicité temporelle T correspond à la vitesse de phase des ondes: $\lambda = v_\phi \cdot T$. **En utilisant la mesure de λ la plus précise, déterminer cette vitesse ainsi que l'incertitude correspondante Δv_ϕ .**

Dans le cas des gaz parfaits, la vitesse de propagation d'une onde sonore est donnée par la formule suivante (hypothèse d'évolution adiabatique):

$$c(\theta) = \sqrt{\frac{\gamma R \theta}{M}} = \sqrt{\frac{p_0 \gamma}{\rho_0}} \sqrt{\frac{\theta}{\theta_0}}$$

avec, dans le cas de l'air à température et pression ambiantes:

$$\begin{aligned} \theta_0 &= 273 \text{ K} & \rho_0 &= 1,293 \text{ kg / m}^3 \\ p_0 &= 101330 \text{ Pa} & \gamma &= 1,4 \end{aligned}$$

Calculer la vitesse du son dans ces conditions de température ($\theta \sim 20\text{-}22^\circ\text{C}$) et de pression et la comparer aux valeurs déterminées expérimentalement.

4- Superposition d'ondes

4.1- Ondes contra-propagatives: formation d'ondes stationnaires

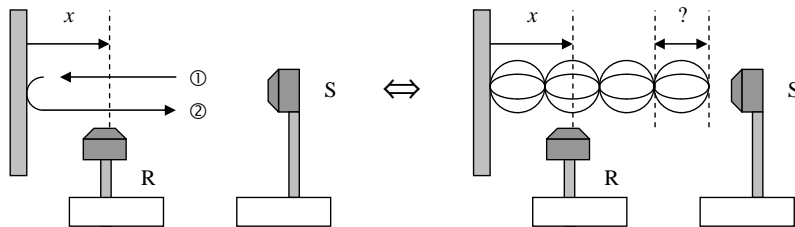
Nous allons utiliser ici la réflexion des ondes ultrasonores sur une plaque (qui joue le rôle de miroir) pour obtenir des ondes se propageant en sens inverses (sens 1 et 2). L'onde résultante est alors stationnaire et présente en fonction de la distance x par rapport à la plaque des nœuds (minimum d'amplitude) et des ventres (maximum d'amplitude) de vibration. Ceci est caractéristique d'un phénomène d'interférence.

Pourquoi la position des nœuds ne dépend-elle pas du temps? Quelle est leur périodicité spatiale?

Pour répondre à ces questions, il suffit de calculer la somme de l'onde incidente $\vec{u}_1 = u_0 \cos(\omega t + kx)\vec{e}_x$ et réfléchie $\vec{u}_2 = u_0 \cos(\omega t - kx + \pi)\vec{e}_x$, l'axe x étant orienté de gauche à droite. Le terme π assure que le déplacement au niveau du miroir est nul. **Démontrer que l'onde résultante est donnée par $\vec{u} = -2u_0 \sin(kx)\sin(\omega t)\vec{e}_x$.** Quel que soit le temps t , l'amplitude de l'onde est nulle aux positions données par:

$$x_n = n \cdot \frac{\lambda}{2}$$

avec n entier. La périodicité des nœuds et des ventres est donc de $\lambda/2$.



Pour ne pas perturber l'onde incidente sur le miroir et "sonder" l'onde stationnaire, placer le récepteur R sur un support horizontal (voir figure ci-dessus). L'acquisition de l'amplitude d'oscillation $\sin(kx)$ en fonction de la position se fait à l'aide d'une carte d'acquisition et d'un logiciel informatique (demander à l'enseignant son fonctionnement).

Noter que l'on utilise ici une deuxième sortie de l'amplificateur permettant d'obtenir non pas la valeur instantanée $\sin(kx)\sin(\omega t)$ de l'onde comme précédemment, mais son amplitude $\sin(kx)$, comme le ferait un voltmètre avec un signal sinusoïdal.

On placera le récepteur au niveau de la plaque et on le ramènera progressivement vers la source de manière à observer plus d'une vingtaine de minima.

Relever quelques positions successives ($n = 0, 2, 4, 6, 8, 10, \dots$) pour lesquelles l'amplitude du signal est minimale. On choisira arbitrairement $n = 0$ pour le premier minimum.

n	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
x_n (cm)													

Tracer la position x en fonction de n . En déduire la longueur d'onde λ . La comparer avec les résultats obtenus par la méthode précédente.

TP2 : Etat de polarisation d'une onde

Préambule (à lire avant la séance de TP, car ces notions n'ont pas forcément été abordées en cours au moment de votre séance) :

Les ondes hyperfréquences que vous allez étudier sont des ondes électromagnétiques. Le tableau présenté dans l'introduction générale recense les différents types d'ondes électromagnétiques ainsi que leurs nominations en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence. Une onde électromagnétique (et par conséquent une onde hyperfréquence) est caractérisée par un champ électrique \vec{E} oscillant à une fréquence donnée. Dans le cas d'une onde plane progressive monochromatique, celui-ci peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{e}$$

où \vec{k} , appelé vecteur d'onde, définit la direction et le sens de propagation, ω est la pulsation de l'onde, \vec{e} la direction du champ et E_0 son amplitude.

Comme pour tout vecteur, on peut à tout instant définir la direction du champ électrique. Cette direction n'est pas forcément constante au cours du temps : le comportement de la direction du champ \vec{E} en fonction du temps définit ce qu'on appelle la polarisation. Dans le cas d'une onde plane progressive monochromatique dont le vecteur \vec{e} est constant, on parle de polarisation linéaire : le champ \vec{E} décrit une portion de droite dirigée suivant \vec{e} .

Dans le cas général, pour une onde électromagnétique dans le vide, les deux vecteurs \vec{e} et \vec{k} sont toujours orthogonaux. Les ondes électromagnétiques sont donc transverses ($\vec{k} \cdot \vec{e} = 0$) et le champ \vec{E} peut être décomposé en deux champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 dans une base de vecteurs orthonormés (\vec{e}_x, \vec{e}_y), perpendiculaires à la direction de propagation. Ces deux champs peuvent alors s'écrire :

$$\vec{E}_1 = E_{1,0} \cos(\omega t - kz) \vec{e}_x \quad \text{et} \quad \vec{E}_2 = E_{2,0} \cos(\omega t - kz + \varphi_0) \vec{e}_y,$$

où φ_0 exprime le déphasage entre ces deux ondes. Par construction, les champs \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont polarisés linéairement, l'un suivant \vec{e}_x et l'autre suivant \vec{e}_y .

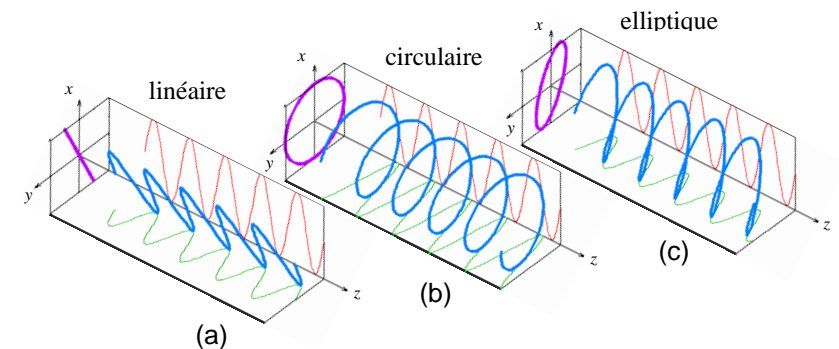
Suivant les valeurs de $E_{1,0}$, $E_{2,0}$ et φ_0 , on distingue trois différents cas :

- Si $\varphi_0 = 0$ [π], alors \vec{E} s'écrit sous la forme

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - k \cdot z) \vec{e}$$

avec $E_0 = \sqrt{E_{1,0}^2 + E_{2,0}^2}$ et \vec{e} est un vecteur constant : on retrouve donc ici une **polarisation linéaire** (la projection du champ \vec{E} dans le plan \vec{e}_x, \vec{e}_y décrit un segment de droite, cf fig. (a))

- Si $\varphi_0 = \pi/2$ [π] et $E_{1,0} = E_{2,0}$, l'amplitude du champ \vec{E} reste constante au cours du temps mais sa direction change. La projection du champ \vec{E} dans le plan \vec{e}_x, \vec{e}_y décrit un cercle, cf fig. (b) : on parle alors de **polarisation circulaire**. Suivant le sens de rotation du champ \vec{E} en fonction du temps, on parle de polarisation circulaire droite ou circulaire gauche.
- Enfin, dans les autres cas, la projection du champ \vec{E} dans le plan \vec{e}_x, \vec{e}_y décrit une ellipse : on parle alors de **polarisation elliptique**, cf fig. (c). Les axes et l'excentricité de l'ellipse dépendent de si φ_0 , $E_{1,0}$ et $E_{2,0}$.



Le but de ce TP est d'étudier l'état de polarisation d'une onde électromagnétique dans le vide et de voir comment manipuler cet état. Ainsi, après avoir déterminé les principales caractéristiques des ondes hyperfréquences (longueur d'onde, fréquence et polarisation), nous montrerons comment il est possible de sélectionner un état de polarisation donné, à l'aide d'une grille polarisante, et de produire l'ensemble des polarisations décrites ci-dessus à l'aide d'une "lame à retard de phase" (le déphasage φ_0 entre les deux polarisations orthogonales étant créé par la lame).

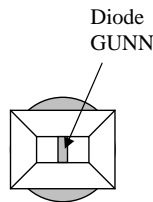
1- Caractéristiques de l'onde

1.1- Longueur d'onde et fréquence

Rappeler la relation qui existe entre la fréquence et la longueur d'onde pour une onde électromagnétique plane progressive monochromatique. En déduire la fréquence de l'onde à partir de la longueur d'onde indiquée sur l'émetteur.

1.2- Polarisation

L'émetteur utilisé dans ces expériences est une diode GUNN (diode d'arséniure de gallium : GaAs) se présentant sous la forme d'une petite tige cylindrique.¹ Une fois alimentée, cette diode permet de faire osciller des électrons selon la direction de la tige cylindrique, émettant ainsi une onde électromagnétique polarisée rectilignement dans la même direction. Cette diode est protégée par une plaque métallique, la diode étant orientée dans la direction donnée par le repère présent sur la plaque.



Repérer la position de cette diode et en déduire la direction de polarisation de l'onde émise par rapport à un axe vertical.

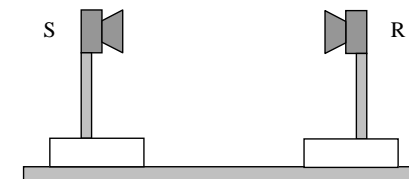
¹ La diode est placée au centre d'une cavité résonante couplée à un cornet permettant de transmettre l'onde de la cavité vers le milieu extérieur.

Le récepteur utilisé pour cette expérience est également constitué d'une diode GUNN. Dans ce cas, seule la composante du champ électrique incident parallèle à la direction de la tige cylindrique excitera de manière efficace les électrons. Ainsi, le courant hyperfréquence généré dans la diode GUNN est proportionnel à la composante du champ électrique selon la direction de la tige cylindrique. Ce courant est ensuite converti en un courant continu proportionnel au carré du courant hyperfréquence et donc au carré de la composante du champ électrique selon la direction de la diode.

La tension mesurée après le convertisseur courant-tension permet alors de vérifier qualitativement la loi de Malus (α est l'angle entre les diodes GUNN de l'émetteur et du récepteur):

$$\frac{U(\alpha)}{U(0)} = \frac{E^2(\alpha)}{E^2(0)} = \cos^2(\alpha)$$

Brancher un voltmètre à la sortie du convertisseur courant-tension. Disposer l'émetteur et le récepteur de part et d'autre de la table de sorte que l'émetteur et le récepteur soient parallèles et que la tension mesurée soit autour de 1V (au-delà de cette valeur, le courant continu n'est plus proportionnel au carré de l'amplitude du champ électrique). Relever la tension U indiquée par le voltmètre en position DC pour différents orientations α_R du récepteur par rapport à un axe vertical orienté vers le haut:



α_R	0	15	30	45
U (V)				
α_R	60	75	90	105
U (V)				
α_R	120	135	150	165
U (V)				

Tracer sur papier millimétré la tension U en fonction de l'angle α_R . Pour quel angle le signal est-il maximum (on notera α_0 cet angle)? Quelle est alors l'orientation du récepteur par rapport à l'émetteur? Quand obtient-on une valeur minimale de la tension?

Tracer la tension en fonction de $[\cos(\alpha_R - \alpha_0)]^2$. Expliquer pourquoi on obtient des valeurs différentes de tension pour des mêmes valeurs de $[\cos(\alpha_R - \alpha_0)]^2$. Quelle est la nature de la courbe obtenue? La loi de Malus est-elle bien vérifiée?

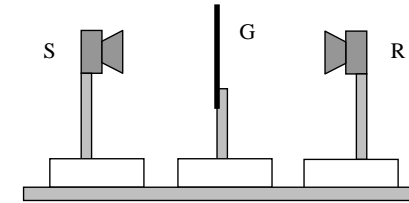
En conclusion, on peut remarquer que lorsque l'on a un signal nul sur le récepteur, la polarisation de l'onde incidente est forcément perpendiculaire au détecteur et donc la polarisation est une polarisation linéaire.

2- Modification de l'état de polarisation

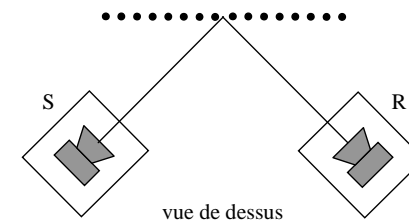
Nous avons vérifié dans la partie précédente que l'onde hyperfréquence émise par la diode GUNN est polarisée rectilignement selon la direction de la diode. Nous allons voir dans cette partie comment modifier la polarisation de cette onde et comment analyser la nature de la polarisation obtenue.

2.1- Grille polarisante

Une grille polarisante est constituée de barreaux métalliques parallèles dont la distance est inférieure à la longueur d'onde. Le vérifier en comparant la distance entre les barreaux et la valeur de la longueur d'onde obtenue précédemment. Intercaler la grille G entre l'émetteur et le récepteur de sorte qu'elle soit perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Comment évolue la tension mesurée? Faire tourner lentement le récepteur jusqu'à obtenir la valeur maximale de la tension. Comment est alors orientée la diode par rapport aux barreaux de la grille? En supposant que l'onde est polarisée linéairement après la grille (ce que l'on pourrait montrer en vérifiant la loi de Malus), comment est orienté le champ électrique transmis par la grille?



La question qui se pose alors est de savoir où est passée la composante du champ selon la direction des barreaux. Pour y répondre, utiliser la configuration suivante où la grille fait un angle de 45° avec la direction de propagation de l'onde. Déplacer le récepteur de manière à ce qu'il reçoive l'onde réfléchi par la grille. Faire pivoter lentement le récepteur autour de la verticale jusqu'à obtenir la valeur maximale de la tension. Comment est orienté le champ électrique? Conclure.



2.2- Lame à retard de phase

Une lame à retard de phase est un élément très utilisé en particulier en optique pour modifier la polarisation d'une onde sans pour autant modifier son intensité. Ainsi, il est possible de réaliser des mesures de contraintes ou d'orientation dans les matériaux avec une très grande précision à partir de ces lames à retard de phase.

Le principe d'une lame à retard de phase est de séparer une onde en deux composantes polarisées perpendiculairement rectilignement de même amplitude, avec un déphasage contrôlable entre les deux, avant de les recombiner (c'est à dire les additionner).

Formellement, on additionne donc deux ondes polarisées rectilignement perpendiculairement ($\vec{e}_1, \vec{e}_2 = 0$) et se propageant dans la même direction, avec un certain déphasage:

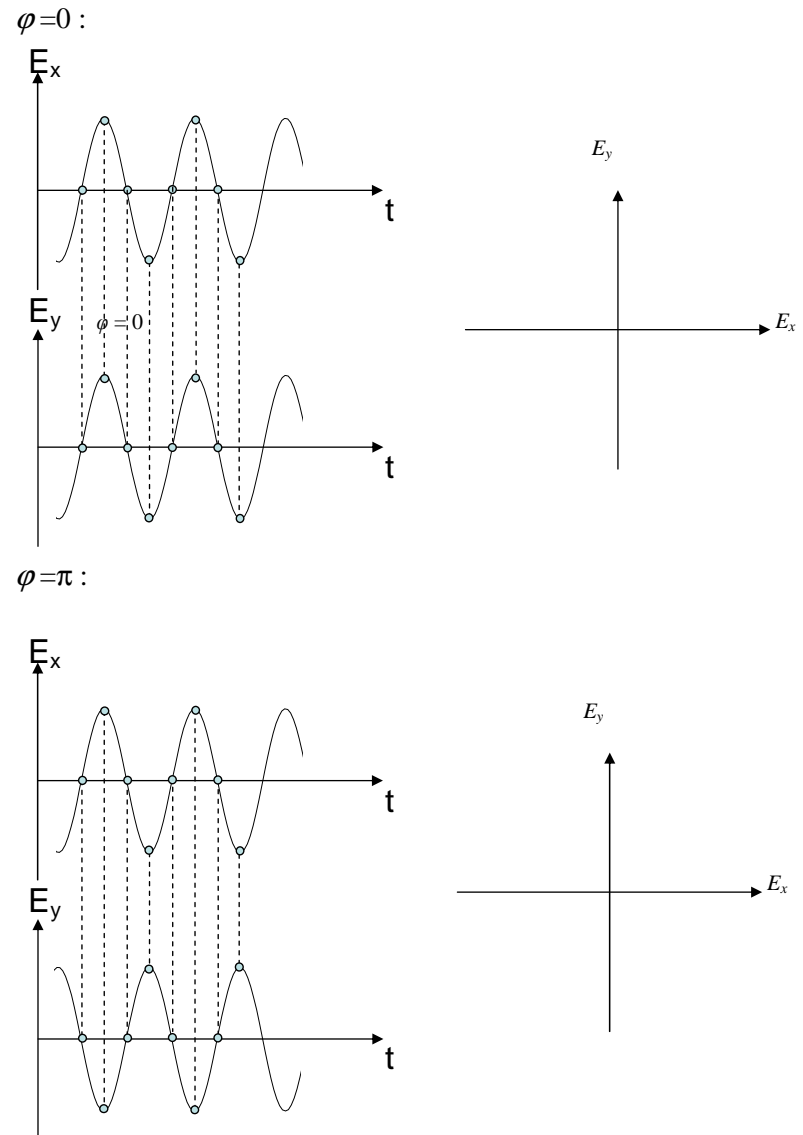
$$\vec{E}_1 = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_1 \quad \text{et} \quad \vec{E}_2 = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi) \vec{e}_2$$

Comme indiqué dans l'introduction, l'onde résultante peut être polarisée:

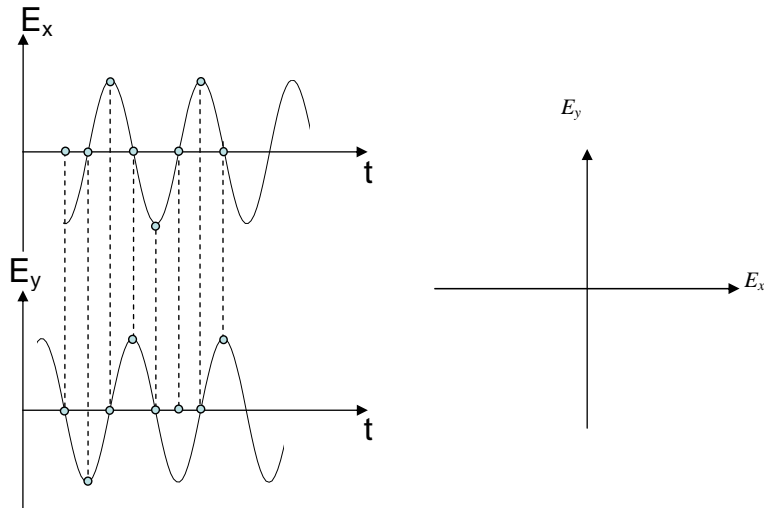
- rectilignement si $\varphi = \dots \dots \dots [\pi]$
- circulairement si $\varphi = \dots \dots \dots [\pi]$
- elliptiquement dans les autres cas.

Pour mieux comprendre la nature de l'onde en fonction de la valeur de φ , on se place à une position z fixée et on observe l'évolution temporelle du champ dans le plan (x,y) , perpendiculaire à la direction de propagation.

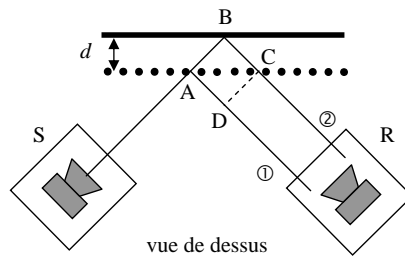
Reporter dans les graphiques de droite l'amplitude du champ selon x et selon y pour les points repérés en noir. Compléter ensuite par un trait continu la trajectoire de l'extrémité du champ E en fonction du temps et indiquer le sens de parcours par une flèche. Conclure sur la nature de la polarisation.



$$\varphi = \pi/2 :$$



Nous allons à présent reproduire le comportement des lames à retard de phase, extrêmement utiles en optique par exemple, à l'aide de la grille polarisante et d'une plaque métallique parallèles. L'émetteur et le récepteur sont placés sur deux bras perpendiculaires faisant un angle de 45° avec le plan du miroir et de la grille.



L'émetteur étant tourné de 45° par rapport à la verticale, la composante horizontale et la composante verticale de l'onde incidente ont la même amplitude. En se basant sur l'étude précédente, quelles sont respectivement les directions de polarisation de l'onde réfléchi (1) et transmise (2) par la grille au point A?

Comme le montre la figure, les deux ondes (1 et 2) ne parcourent pas la même distance. On parle alors de différence de marche δ entre les deux ondes ($\delta = AB + BC - AD$). **Quelle est la relation entre cette différence de marche et la distance d séparant la grille et le miroir?**

La périodicité spatiale de l'onde électromagnétique étant donnée par la longueur d'onde λ , le déphasage φ entre l'onde 2 et l'onde 1 s'écrit simplement:

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

Ainsi, la différence de marche δ introduit un retard de l'onde 2 par rapport à l'onde 1 (elle parcourt une plus grande distance) et donc un déphasage (d'où le nom de lame à retard de phase). **Aux vues de l'exercice précédent, pour quelles valeurs du déphasage φ et donc de la différence de marche δ l'onde sera polarisée linéairement? Quelle sera alors la direction de polarisation? Faire un schéma pour expliquer. En déduire les distances d correspondantes entre la plaque et la grille.**

On se propose ici d'étudier l'évolution du signal reçu pour les deux positions particulières du récepteur (dont l'orientation est repérée par $\alpha_R = \pm 45^\circ$ par rapport à la verticale) correspondant aux deux directions de polarisation discutée précédemment.

Faire l'acquisition à l'ordinateur, pour ces deux orientations du récepteur, de la tension mesurée aux bornes du voltmètre en fonction de la distance séparant la grille et la plaque (la grille est reliée au capteur de position). Expliquer pourquoi une courbe passe par un maximum lorsque l'autre passe par un minimum (proche de zéro). Repérer alors sur le graphique les positions correspondant à des ondes polarisées linéairement et déterminer la direction du champ électrique. Quelle est la différence de phase $\Delta\varphi$ entre deux minima successifs? A partir des positions de la grille correspondant à ces minima, mesurer Δd puis calculer $\Delta\delta$ et en déduire la longueur d'onde. Comparer la valeur obtenue avec celle indiquée sur l'émetteur.

Pour certaines valeurs particulières de la distance grille-miroir, les deux courbes se croisent. La tension lue est donc indépendante de l'orientation du détecteur.

Le vérifier en réalisant l'acquisition de la tension en fonction de la distance grille-miroir pour différentes orientations du récepteur. Quelle type de polarisation peut donner la même réponse quelque soit l'orientation du récepteur ? En déduire la nature de la polarisation de l'onde.

TP 3 : Expériences sur le magnétisme et l'induction

Ce TP a pour but de vous faire découvrir les phénomènes liés aux champs magnétiques à travers des expériences illustrant le champ magnétique créé par un courant et les phénomènes d'induction (loi de Faraday et courants de Foucault).

Dans un premier temps, nous allons mettre en évidence le lien entre le courant traversant un solénoïde et le champ magnétique alors créé par ce courant. Dans la seconde partie du TP, nous allons cette fois mettre en évidence l'action du champ magnétique sur un circuit, en particulier lorsque le flux magnétique circule à travers un circuit. Finalement, dans la troisième partie, nous utiliserons les deux premières parties pour réaliser d'abord une étude de la chute libre d'un aimant puis mettre en évidence l'existence de courant de Foucault provoquant le freinage de la chute de l'aimant.

1- Expérience d'Oersted. Lien entre courant et champ magnétique

L'étude des propriétés des champs magnétiques remonte à l'antiquité (Thalès). Les mouvements au sein du noyau liquide métallique créent un champ magnétique terrestre permanent orienté du Nord au Sud de l'ordre de 10^{-5} Tesla. Lorsqu'un aimant (dipôle magnétique) est plongé dans ce champ magnétique terrestre, ce dernier va subir un couple de force proportionnel et va s'orienter selon les lignes du champ magnétique. Il est donc possible de déterminer l'orientation du champ magnétique terrestre grâce à une aiguille aimantée : c'est le principe de la boussole utilisée depuis plus de 26 siècles.

L'étude du magnétisme remonte à l'antiquité avec les premières observations de Thalès sur l'aimantation des oxydes de fer. Cependant, pendant longtemps, il n'existait aucun lien entre le champ électrique et magnétique. Ce n'est qu'en 1820 que Ørsted observa pour la première fois qu'un fil électrique parcouru par un courant pouvait faire dévier l'orientation d'une boussole. Nous allons reproduire l'équivalent de cette expérience.

Principe de l'expérience

On dispose d'une boussole se composant d'un cadran gradué et d'une aiguille aimantée pouvant se déplacer librement. On va placer un circuit électrique comportant un rhéostat (pouvant faire varier le courant) et une bobine composée de multiples spires.

Manipulations

Dans un premier temps, en l'absence de courant, vérifier que l'aiguille s'oriente naturellement dans une direction privilégiée. Pourquoi ? On notera θ_0 l'angle correspondant à cette orientation naturelle.

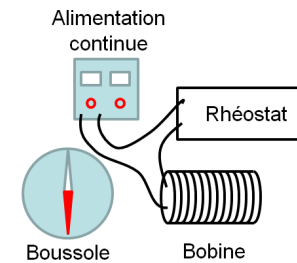


Fig. 1.a Montage pour l'expérience d'Oersted

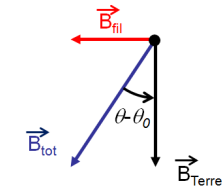


Fig. 1.b Résultante du champ magnétique tenant compte du champ créé par la bobine et du champ terrestre

Dans un second temps, on va placer perpendiculairement à cette direction une bobine dans lequel on va faire passer un courant dont on contrôlera la valeur grâce à un rhéostat (cf. montage fig. 1). Que se passe-t-il lorsqu'un courant passe dans la bobine ? En déduire qu'un courant peut créer un champ magnétique. Que se passe-t-il si le sens du courant est changé ?

Relever la direction de l'aiguille pour différentes valeurs du courant I (on prendra des mesures régulières de I). En supposant que le champ créé par la bobine est perpendiculaire à celui de la Terre, donner l'expression de B_{fil} en fonction de B_{Terre} et $\tan(\theta - \theta_0)$.

En traçant $\tan(\theta - \theta_0)$ en fonction du courant I (lu sur l'alimentation), conclure sur la dépendance du champ magnétique avec le courant.

I									
$\theta - \theta_0$									
$\tan(\theta - \theta_0)$									

2- Champ créé par une spire. Phénomène d'induction

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence qu'un courant circulant dans une bobine crée un champ magnétique. Nous allons vérifier si la réciproque est vraie en reproduisant l'expérience de Faraday.

Principe de l'expérience

Pour vérifier cette hypothèse, nous allons créer un champ magnétique grâce un enroulement de spires et observer si le champ magnétique issu par ce premier enroulement crée un courant dans un second enroulement.

Manipulations

Premier montage :

Vous disposez d'une bobine à multiple spires possédant différents enroulements mis bout à bout. En faisant passer un courant dans un premier enroulement (entrées A et B), on observera l'existence (ou non) d'un courant dans l'autre enroulement (entrées C et D). Réaliser le montage de la figure 2. Observe-t-on un courant dans la seconde bobine lorsque la première bobine est alimentée ? Conclure sur cette expérience.

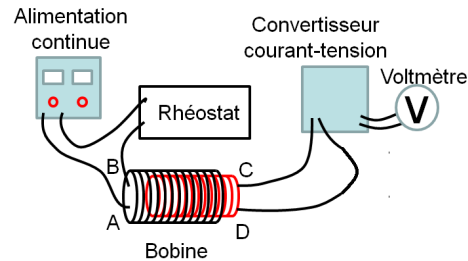


Fig. 2 Montage de l'expérience de Faraday

Que se passe-t-il au moment où l'on change la valeur du courant grâce au rhéostat ? Interpréter ce résultat grâce à la loi de Faraday.

$$e = - \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

Second montage : on remplace le générateur continu par un générateur basse fréquence. En entrée, on utilisera une fonction créneaux de fréquence

proche de 10 Hz. Pour observer le signal, on dispose d'une carte d'acquisition fonctionnant avec le logiciel Latis Pro². Vous connecterez entre la voie EA0 et EA4 le signal provenant du GBF grâce à un "T" (signal créneaux) et entre la voie EA1 et EA5 le signal en sortie du convertisseur courant tension. Sélectionner les voies à acquérir en cliquant dessus en cochant l'option différentielle. Paramétrer l'acquisition avec 10000 échantillons sur un temps total de 500 ms. RQ : on prendra soin de faire en sorte que les masses du GBF et du convertisseur courant-tension soient reliées respectivement aux points A et D.

Lancer l'acquisition (touche F10) et dessiner le signal observé. Ce résultat est-il cohérent avec la loi de Faraday ? Modifier le signal en utilisant un signal triangulaire ou un signal sinusoïdal. La loi de Faraday est-elle toujours vérifiée ?

3- Chute libre d'un aimant. Courants de Foucault

D'après la loi de Faraday, une variation du flux magnétique à travers un circuit va créer un courant. Nous allons profiter de cette propriété pour observer la chute libre d'un aimant dans l'air et dans un tuyau conducteur. Le montage expérimental est représenté sur la figure 3. Six bobines de fils de cuivre ont été placées sur un tube en plexiglas et vont permettre de détecter le passage d'un aimant. En effet, lorsqu'un aimant traverse une bobine, le flux du champ magnétique à travers celle-ci va changer au cours du temps ce qui va créer d'après la loi de Faraday un courant que l'on va pouvoir enregistrer.

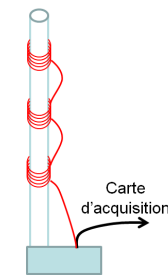


Fig. 3 Montage pour la chute libre de l'aimant

L'expérience est donc la suivante : on laisse l'aimant chuter sans vitesse initiale à travers un tube comportant 6 enroulements de spires reliés en série et la carte d'acquisition informatique va enregistrer les passages de l'aimant à travers les différentes spires. On utilisera un temps d'acquisition total de 2 s avec 20000 points sur les entrées EA0 et EA4 (mode différentiel). On réglera le calibre (clic droit sur la voie choisie) entre -200mV et +200mV pour obtenir les signaux les moins bruités.

² Vous disposez d'un tutoriel au logiciel Latis Pro accessible sur l'ordinateur

Première expérience : Etude de la chute libre.

Enregistrer le signal créé par la chute libre de l'aimant. Quelle est la forme du signal observé lors du passage de l'aimant ? Pourquoi le signal change-t-il de signe ? Que se passe-t-il si on change le sens de l'aimant sur l'enregistrement (réaliser l'expérience) ?

Grâce au réticule (obtenu avec un clic droit sur le graphique), relever les différents temps de passage t de l'aimant (intersection avec l'axe des abscisses) ainsi que la distance z parcourue par l'aimant sachant que les enroulements sont distants de 20 cm. Rentrer ces valeurs dans le tableur du logiciel Latis pro en créant les variables t et z (pensez au tutoriel !). Puis, dans une nouvelle fenêtre graphique, tracer z en fonction de t . Pour cela, faites glisser d'abord la variable correspondant à z puis la variable correspondant à t dans la même fenêtre mais précisément sur l'axe des abscisses. Pour vérifier la validité du mouvement, on utilisera une courbe de modélisation parabolique. Que vaut théoriquement la valeur du paramètre quadratique a_2 ? Vérifier la valeur de ce facteur après modélisation.

Sur le graphique représentant l'enregistrement de la chute, comment évoluent les maxima au cours de la chute ? Quel type de courbe permet de relier les différents maxima observés ? En déduire que le courant observé est proportionnel à la vitesse de passage de l'aimant.

Seconde expérience : Existence de courants de Foucault.

On va maintenant placer un tube conducteur (cuivre) autour du tube en plexiglas. Réaliser cette opération et enregistrer la chute de l'aimant. Qu'observez-vous ? Relever dans le tableur les valeurs de t correspondant aux différentes hauteurs z et tracer $z(t)$. Que peut-on dire de la vitesse à la fin de l'enregistrement ?

Pour expliquer ce phénomène il faut se rappeler de la loi de Faraday : puisque le tuyau est conducteur, il existe à travers chaque section du conducteur un flux du champ \mathbf{B} qui varie avec la chute de l'aimant. Donc des courants vont se créer dans le tube, appelés courants de Foucault. Puisqu'il existe des courants dans le tube, ces courants vont créer un champ magnétique qui va s'opposer à cette variation de flux : c'est la loi de Lenz.

Dans cette expérience, puisque le champ \mathbf{B} induit s'oppose à celui de l'aimant, ce dernier est freiné lors de sa chute. D'après les deux parties précédentes, connaissant le lien entre les courants induits et la vitesse de l'aimant d'une part et le lien entre le courant et le champ \mathbf{B} induit d'autre part,

déduire que la force s'appliquant sur l'aimant est une force de frottement visqueux (c'est-à-dire proportionnelle à la vitesse). Conclure sur l'équation du mouvement de l'aimant et les observations réalisées.

S'il vous reste du temps, réaliser la même expérience avec un tuyau de matériau différent, de taille différente ou un tuyau dont la section a été coupé dans sa longueur ou en changeant l'aimant utilisé.