

Production et mesure de champs magnétiques

Bibliographie

- ⚡ [Duffait CAPES] : R. DUFFAIT, *Expériences de physique - CAPES de sciences physiques*, Bréal (2011)
- ⚡ [Quaranta III] : D. AUBERT, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome III : L'électronique*, Pierron (2004)
- ⚡ [Quaranta IV] : J.-M. DONNINI et L. QUARANTA, *Dictionnaire de physique expérimentale, Tome IV : Électricité et applications*, Pierron (2004)

1 Production d'un champ magnétique par un aimant permanent

⚡ [Quaranta IV] à « Ferromagnétisme »

Les matériaux ferromagnétiques durs ont la capacité de conserver un champ magnétique rémanent B_r en l'absence d'excitation magnétique extérieure. Ils sont utilisés pour produire des aimants permanents.

Observer la direction des lignes de champs produites par des aimants permanents P63 de différentes géométries (aimant en fer droit, aimant en fer en U et aimant en néodyme par exemple) en les posant sur la plaquette P63.5 composée de petites boussoles (il est possible de projeter cette expérience en posant la plaquette sur un rétroprojecteur). Mesurer l'ordre de grandeur du champ magnétique rémanent B_r de chaque aimant avec un teslamètre (P64.34 par exemple). Comme le champ est vectoriel, la mesure doit être réalisée en plaçant l'extrémité de la sonde perpendiculairement au champ \vec{B} . On obtient typiquement des champs de 10 à 100 mT pour ces aimants.

Les aimants permanents ont de nombreuses applications : disque dur, haut-parleur, moteur... Le champ magnétique produit par un aimant peut être intense, mais il est difficile de le faire varier. On préférera dans ce cas le générer avec une bobine.

2 Production d'un champ magnétique par une bobine

⚡ [Quaranta IV] à « Magnétostatique », [Duffait CAPES] p.89-90

2.1 Bobine plate

D'après la loi de Biot et Savart, une bobine plate constituée de N spires de rayon R et parcourue par un courant I produit sur son axe x un champ magnétique :

$$B(x) = \frac{\mu_0 N I}{2R} \left(1 + \frac{x^2}{R^2} \right)^{-3/2}$$

Relier l'une des deux bobines de Helmholtz du dispositif P64.18 à un générateur de courant continu (P53.13 par exemple), et éloigner l'autre bobine pour le moment. Alimenter le circuit avec une intensité $I = 5$ A, on la mesure à l'aide d'un ampèremètre en série (attention à ne pas dépasser 7 A), il faut vérifier qu'elle ne varie pas au cours de l'expérience. Pour mesurer le champ magnétique sur l'axe de la bobine, on utilise le teslamètre P64.35 car la sonde peut se fixer sur l'axe du dispositif. Régler la mesure sur B_x , calibre sur 20 mT, et réaliser la mise à zéro loin de la bobine.

Mesurer le champ B en différentes positions x sur l'axe, tracer $B(x)$ sur Regressi, puis l'ajuster selon un modèle :

$$B(x) = a \times \left(1 + (x - b)^2 / R^2 \right)^{-3/2}$$

avec $R = 6,5$ cm (le paramètre b permet de prendre en compte un éventuel décalage de l'origine). Sachant que $N = 95$ spires, remonter à $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m.

La modélisation est en bon accord avec les valeurs expérimentales car la bobine est plate, ce ne serait pas le cas pour un solénoïde étendu. Le champ produit est maximal au centre de la bobine, mais il décroît rapidement en s'éloignant. Pour obtenir un champ quasi-constant, il faut alimenter les deux bobines.

2.2 Bobines de Helmholtz

Le dispositif des bobines de Helmholtz est constitué de deux bobines identiques de même rayon R , de même axe, distantes de R et parcourues par la même intensité I de manière à obtenir les deux champs magnétiques dans le même sens. Le champ résultant entre les deux bobines est alors quasi-constant et vaut :

$$B(|x| \leq R) \approx \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{\mu_0 N I}{R}$$

Espacer les deux bobines de Helmholtz de $R = 6,5$ cm, puis les alimenter toutes les deux en série avec le générateur, de manière à obtenir les deux champs magnétiques dans le même sens (alimenter les bobines l'une après l'autre pour vérifier).

Pour un courant $I = 5$ A, mesurer le champ B en différentes positions x . Constater qu'il est à peu près constant entre les deux bobines, puis le comparer à sa valeur théorique pour remonter à μ_0 .

Les bobines de Helmholtz permettent de produire un champ constant, mais elle peuvent aussi permettre d'obtenir un gradient de champ constant.

2.3 Bobines en configuration anti-Helmholtz

En inversant le sens du courant pour l'une des bobines de Helmholtz, on obtient des bobines en configuration « anti-Helmholtz ». Le champ résultant entre les deux bobines est alors à gradient constant et vaut :

$$B(|x| \leq R) \approx \frac{48}{25\sqrt{5}} \frac{\mu_0 N I}{R^2} x$$

Inverser les branchements de l'une des bobines de Helmholtz pour passer en configuration anti-Helmholtz. Pour un courant $I = 5$ A, mesurer le champ $B(x)$ pour différentes positions x . Constater qu'il évolue linéairement entre les deux bobines, puis calculer son gradient et remonter à μ_0 .

Le champ magnétique produit par une bobine est facilement contrôlable, mais son amplitude est faible (environ 0,1 T au maximum). Pour obtenir des champs intenses et contrôlés, nous allons coupler les champs produits par des bobines aux propriétés des matériaux ferromagnétiques : c'est le principe de l'électroaimant.

3 Production d'un champ magnétique par un électroaimant

☞ [Quaranta IV] à « Électroaimant »

3.1 Principe

Le principe d'un électroaimant est illustré en figure 1.1. Il est constitué d'un circuit magnétique de longueur L , ouvert au niveau d'un entrefer d'épaisseur e , et enlacé par une ou plusieurs bobines comprenant au total N spires alimentées par un courant I .

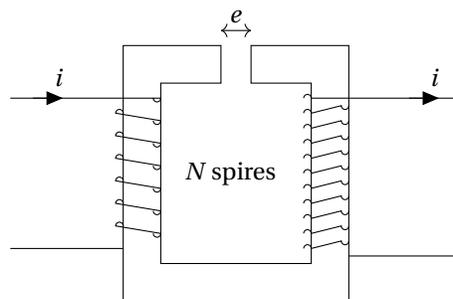


FIGURE 1.1 – Principe d'un électroaimant.

Le circuit, composé d'un matériau ferromagnétique (fer doux le plus souvent), permet d'obtenir un champ magnétique intense et de le canaliser le long du circuit. Le fer doux présente l'avantage d'avoir une hystérésis magnétique faible, et il peut

être feuilleté (assemblage de fines plaques les unes sur les autres) pour réduire l'apparition de courant de Foucault lorsqu'il est alimenté en courant alternatif.

En faisant l'approximation que le champ magnétique B est constant et continu dans le fer et l'entrefer, on a :

$$B = \mu_0 \mu_r H_{\text{fer}} = \mu_0 H_{\text{entrefer}}$$

Or en appliquant le théorème d'Ampère le long d'une ligne de champ, on obtient :

$$H_{\text{fer}}L + H_{\text{entrefer}}e = NI$$

On en déduit :

$$B = \frac{\mu_0 NI}{e + \frac{L}{\mu_r}}$$

La perméabilité relative μ_r du fer doux est généralement très grande (de 10^2 à 10^4). On peut alors considérer que $e \gg L/\mu_r$ pour un entrefer d'épaisseur supérieure à quelques millimètres, d'où un champ magnétique :

$$B \approx \frac{\mu_0 NI}{e}$$

Sur la plupart des électroaimants, il est possible de changer la forme des pièces de l'entrefer. On préférera utiliser des pièces plates (cylindriques) pour obtenir un champ uniforme sur toute la surface, et des pièces tronconiques (trunks de cônes) pour obtenir un champ plus intense mais non-uniforme.

3.2 Caractéristique $B = f(e)$

Visser les pièces plates cylindriques (dans la boîte P66.10) de chaque côté de l'entrefer de l'électroaimant P66.30.

Comme l'épaisseur de l'entrefer e est difficile à mesurer directement, il est plus simple de mesurer la distance e' entre les carcasses des deux bobines, puis de soustraire la largeur e_0 des pièces plates.

Rapprocher les deux bobines jusqu'à ce que les pièces plates soient en contact, puis mesurer au pied à coulisse la largeur e_0 entre les carcasses. Écarter ensuite l'entrefer de quelques centimètres.

Régler le zéro du teslamètre P64.34 loin de l'électroaimant avant de commencer les mesures : appuyer sur MENU, sélectionner Utilities avec le bouton NEXT, puis Null, et appuyer sur RESET. Placer l'extrémité de la sonde dans l'entrefer perpendiculairement au champ.

- ⊗ L'électroaimant P66.30 est ancien et mal isolé, il faut éviter de le toucher lorsqu'il est alimenté !

Alimenter les deux bobines de l'électroaimant en série avec l'alimentation P53.8. Pour les branchements, observer les fils sortant des bobines (bobine de gauche : borne jaune en haut et borne verte ; bobine de droite : borne jaune en bas et borne noire). On applique l'alimentation entre la borne verte et la borne jaune en bas, et on relie entre elles la borne jaune en haut et la borne noire, afin de produire des champs magnétiques dans le même sens.

Ajouter un ampèremètre dans le circuit pour mesurer l'intensité I .

Pour remonter au champ magnétique B dans l'entrefer, il est conseillé de toujours moyenner deux mesures au teslamètre : celle donnée avec la sonde dans un sens, et celle donnée après l'avoir retournée de 180° . Cela permet de compenser les problèmes d'alignement des soudures de la sonde (nous reviendrons sur ce point à la fin de ce TP).

Alimenter les bobines avec une intensité $I = 3$ A. Mesurer le champ B pour différentes largeurs de l'entrefer e comprises entre 2 et 7 cm (moyenner la mesure avant et après avoir retourné la sonde de 180°).

- ⊗ Ne jamais éteindre brutalement le générateur de l'électroaimant : l'inductance des bobines étant importante, une variation brutale d'intensité provoque une surtension qui risque de l'endommager. Il faut réduire progressivement l'intensité jusqu'à zéro avant de l'arrêter.

Tracer B en fonction de $1/e$ et constater la linéarité. On peut tenter de remonter au nombre de spires N de l'électroaimant par régression linéaire (1300 spires environ, nous n'avons pas accès à sa valeur constructeur).

Pour des petites valeurs de e , l'approximation $e \gg L/\mu_r$ n'est plus valable, le champ tend alors vers une constante et s'éloigne de la linéarité en fonction de $1/e$. Nous ne pouvons pas observer cet effet à cause de la taille de la sonde.

3.3 Caractéristique $B = f(I)$

Comme tout matériau ferromagnétique, le circuit de l'électroaimant est soumis à une hystérésis. Celle-ci est faible car il est en fer doux, mais elle reste visible. Pour éviter cet effet et rester sur la même branche du cycle d'hystérésis, nous allons tracer la caractéristique $B = f(I)$ de l'électroaimant avec des intensités toujours croissantes.

Fixer la largeur de l'entrefer à $e = 2$ cm. Pour des intensités I **croissantes** allant de 1 à 8 A, mesurer le champ B (en moyennant les mesures réalisées dans les deux sens avec la sonde). Attention à ne pas réduire l'intensité durant toute la série de mesure, pour rester sur la même branche du cycle d'hystérésis.

Tracer la courbe $B = f(I)$. Observer la linéarité aux faibles intensités, puis le début de la saturation du matériau ferromagnétique (au-delà de 5 A environ). Modéliser la courbe $B = f(I)$ par un polynôme d'ordre 3 (ou plus) et noter ses coefficients, ils nous serviront d'étalonnage de l'électroaimant pour la suite de ce TP.

Les électroaimants permettent de produire des champs magnétiques très intenses, pouvant atteindre plusieurs dizaines de teslas. Ils sont utilisés dans beaucoup d'applications : moteur, relais électromécanique, RMN, sustentation magnétique...

4 Mesure de champs magnétiques

Le teslamètre commercial utilisé précédemment est une sonde à effet Hall. Nous allons étudier son fonctionnement dans cette partie, puis nous étudierons le principe du fluxmètre.

4.1 La sonde à effet Hall

⚡ [Quaranta IV] à « Champ magnétique » et « Conduction », [Quaranta III] à « Semi-conducteur »

4.1.1 Principe

Tension de Hall Considérons une plaque constituée d'un matériau métallique ou semi-conducteur, de dimensions $\{l_x, l_y, l_z\}$, parcourue par un courant i dans la direction \vec{e}_x , comme représenté sur la figure 1.2.

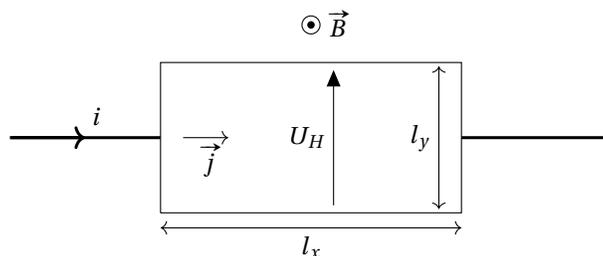


FIGURE 1.2 – Principe de l'effet Hall.

Lorsque la plaque est soumise à un champ magnétique uniforme $\vec{B} = B \vec{e}_z$, les porteurs de charges (électrons et/ou trous) de charge q qui se déplacent à la vitesse $\vec{v} = v \vec{e}_x$ subissent une force de Lorentz :

$$\vec{F}_L = q \vec{v} \wedge \vec{B} = -qvB \vec{e}_y$$

Ils s'accumulent alors sur une face de normale \vec{e}_y et engendrent un champ électrique $\vec{E}_H = E_H \vec{e}_y$, dit champ de Hall. Notons n la densité de porteurs de charge, la densité de courant s'exprime :

$$\vec{j} = nq \vec{v} = \frac{i}{l_y l_z} \vec{e}_x$$

D'où :

$$\vec{F}_L = -\frac{iB}{nl_y l_z} \vec{e}_y$$

En régime permanent, la force exercée par le champ électrique sur les porteurs compense la force de Lorentz, soit :

$$q \vec{E}_H + \vec{F}_L = \vec{0}$$

On déduit l'expression du champ de Hall :

$$E_H = \frac{iB}{nql_y l_z}$$

La différence de potentiel entre les deux faces dans la direction y est appelée tension de Hall, elle s'exprime :

$$U_H = \int_0^{l_y} E_H dy = \frac{iB}{nql_z} = R_H \frac{iB}{l_z}$$

avec $R_H = \frac{1}{nq}$ la constante de Hall.

En connaissant les propriétés géométriques et électroniques de la plaque, on peut donc remonter au champ magnétique B à partir de la mesure de la tension de Hall U_H . C'est le principe de la sonde à effet Hall.

Intérêt des semi-conducteurs La tension de Hall est inversement proportionnelle à la densité de porteurs de charge du matériau. Dans le cas d'un métal, cette densité est importante, de l'ordre de 10^{29} m^{-3} , ce qui rend la mesure de la tension de Hall difficile. C'est pour cette raison que la plupart des sondes à effet Hall sont constituées de matériaux semi-conducteurs, pour lesquels la densité de porteurs de charge est de l'ordre de 10^{21} m^{-3} . La tension de Hall est alors plus facile à mesurer.

Défaut d'alignement des soudures Lorsque l'on mesure un champ au teslamètre, si l'on mesure la tension de Hall entre deux points (deux soudures) qui ne sont pas parfaitement alignés selon l'axe y , on obtient une tension $U = U_H + U_{\text{ohm}}$ qui contient un terme résistif supplémentaire U_{ohm} . Pour s'affranchir de U_{ohm} , on tourne la sonde de 180° , ce qui inverse le sens du champ B et donc la tension U_H . La mesure entre les deux points donne alors $U = -U_H + U_{\text{ohm}}$. En moyennant les deux mesures (en valeur absolue), on retrouve U_H .

4.1.2 Sonde à effet Hall en germanium

Nous allons mesurer la tension de Hall aux bornes d'une plaquette en germanium dopé P.

On utilise le module P64.36 dans lequel on insère une plaquette en germanium P64.30.

- La soudure reliant la plaque de germanium au circuit est fragile, il faut donc manipuler la plaquette avec précaution et éviter de lui faire subir des chocs.

Alimenter les bornes à l'arrière du module sous 12 V exclusivement avec le générateur P64.37.

Si la diode correspondante au chauffage est allumée, il faut l'éteindre en appuyant sur le bouton à l'arrière du module.

L'intensité i dans le circuit est contrôlable à l'aide de la molette I_p , sa valeur s'affiche sur le module. On passe de l'affichage de l'intensité à celui de la température à l'aide du bouton $Display$.

Régler l'intensité sur $i \approx 50 \text{ mA}$ à l'aide de la molette.

Mesurer la tension de Hall U_H avec un voltmètre Fluke 187 P69.25. Elle doit être nulle lorsque le champ est nul, si ce n'est pas le cas on peut utiliser la molette $U_H \text{ Comp}$ pour régler le zéro.

Insérer la plaquette entre les pièces plates de l'entrefer de l'électroaimant P66.30, on conserve une épaisseur de l'entrefer $e = 2 \text{ cm}$. Il faut utiliser des câbles coudés pour mesurer la tension U_H si on ne veut pas être gêné par les bobines.

Pour des intensités I **croissantes** dans l'électroaimant allant de 1 à 8 A, mesurer la tension U_H . On compense les problèmes d'alignements des soudures en retournant la sonde pour chaque intensité et en réalisant la moyenne des deux mesures comme précédemment.

Tracer U_H en fonction de I , puis en fonction de B à l'aide des coefficients de la modélisation de la courbe d'étalonnage de l'électroaimant. On obtient une droite. En déduire la constante de Hall R_H du germanium (sachant que $l_z = 1 \text{ mm}$), puis sa densité de porteurs de charge n_{Ge} (de l'ordre de 7.10^{20} m^{-3} à température ambiante).

On peut également remonter à la mobilité μ des porteurs de charge à partir de la résistivité ρ de la plaque par la relation :

$$\mu = \frac{1}{\rho nq}$$

Retirer la plaque de germanium de l'électroaimant, puis mesurer sa résistance R_{Ge} à l'ohmmètre (entre la borne jaune et la borne blanche U_H du module).

Sachant que $l_x = 10 \text{ mm}$, $l_y = 20 \text{ mm}$ et $l_z = 1 \text{ mm}$, en déduire sa résistivité $\rho = R_{Ge} \frac{l_y l_z}{l_x}$ (de l'ordre de $3.10^{-2} \Omega.m$).

Remonter ensuite à la mobilité μ des porteurs de charge.

Les électrons sont les porteurs de charge majoritaires du germanium dopé, ils ont une mobilité tabulée $\mu \approx 0,38 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$.

4.1.3 Évolution avec la température (en seconde lecture)

Il est possible d'étudier l'évolution de la densité de porteurs de charge d'un semi-conducteur avec la température.

En effet, à basse température le germanium a un comportement extrinsèque, sa densité de porteurs de charge est constante. À l'inverse, à haute température le germanium a un comportement intrinsèque, sa densité de porteurs de charge évolue alors telle que :

$$n_{Ge} \propto T^{3/2} e^{-\varepsilon_g/2k_B T} \approx e^{-\varepsilon_g/2k_B T}$$

avec ε_g l'énergie de gap du germanium.

Comme pour l'expérience précédente, placer la plaquette en germanium P64.30 dans l'entrefer de l'électroaimant, et régler l'intensité dans le circuit sur $i \approx 50$ mA. Fixer également l'intensité dans l'électroaimant ($I = 5$ A par exemple) pour fixer le champ magnétique B .

La température T de la plaque de germanium est mesurée grâce à une thermistance Pt 100 intégrée dans le boîtier.

Allumer le chauffage de la plaque à l'aide du bouton situé sur la face arrière du module (la diode s'allume).

Au cours du chauffage, mesurer la tension de Hall U_H pour plusieurs températures T (appuyer sur le bouton Display pour l'afficher), tout en veillant à ne pas dépasser 150°C environ.

Remonter ensuite à la densité de porteurs de charge n_{Ge} comme précédemment, puis tracer $\ln n_{Ge}$ en fonction de $1/T$. On retrouve les deux évolutions attendues : n_{Ge} est constant à basse température ($1/T$ grand) et évolue exponentiellement à haute température ($1/T$ petit). Réaliser une régression linéaire sur la partie décroissante de la courbe, le coefficient directeur étant $-\varepsilon_g/2k_B$, en déduire l'énergie de gap du germanium (on s'attend à $\varepsilon_g \approx 0,67$ eV).

4.1.4 Sonde à effet Hall en métal (en seconde lecture)

Il est également possible d'observer l'effet Hall dans les métaux, bien que les tensions de Hall soient beaucoup plus faibles que dans le cas des semi-conducteurs. Nous allons utiliser la plaquette en cuivre P64.32, mais on pourrait faire de même avec la plaquette en zinc P64.33.

Alimenter la sonde en cuivre P64.32 par un générateur permettant de délivrer des intensités importantes (P53.10 par exemple). On reliera le générateur aux bornes qui se trouvent aux extrémités droite et gauche de la plaquette avec des câbles non sécurisés. On mesure la tension de Hall entre la borne en haut à gauche et celle en bas à gauche. Cette tension étant très faible (de l'ordre du μV), il faut utiliser le voltmètre de précision Fluke 8846 P69.35, on réalise la mesure entre ses fiches HI et LO de gauche (bouton DCV), calibre sur 100 mV).

Placer la plaque de cuivre entre les pièces plates de l'entrefer de l'électroaimant P66.30, on conserve une épaisseur de l'entrefer $e = 2$ cm.

Délivrer une intensité $i = 15$ A dans la plaquette de cuivre. L'intensité maximale supportée par la plaquette est de 20 A, mais même sous 15 A les fils chauffent assez vite, il faut donc éviter de laisser la plaquette sous tension trop longtemps. Pour des intensités I **croissantes** dans l'électroaimant allant de 1 à 8 A, mesurer la tension U_H avec le voltmètre. Pour compenser les problèmes d'alignements des soudures, retourner la sonde à chaque changement d'intensité et réaliser la moyenne des deux mesures comme précédemment. Éteindre l'alimentation de la plaquette à la fin de la série de mesure. Tracer U_H en fonction de I , puis en fonction de B à l'aide des coefficients de la modélisation de la courbe d'étalonnage de l'électroaimant. En déduire la constante de Hall R_H du cuivre (sachant que $l_z = 18 \mu\text{m}$), et la comparer à la valeur tabulée $R_H \approx 7,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{C}$.

4.2 Le fluxmètre

↗ [Quaranta IV] à « Fluxmètre », [Duffait CAPES] p.85-87

4.2.1 Principe

Un fluxmètre est sensible aux variations de flux magnétique $\Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$ à travers sa surface. Il est constitué d'une bobine plate de N spires de section S . Lorsque le fluxmètre passe d'une région où le champ magnétique est nul à une région où règne un champ magnétique uniforme \vec{B} (normal à $d\vec{S}$), il subit une variation de flux :

$$\Delta\Phi = BNS$$

Or d'après la loi de Faraday, cette variation génère une force électromotrice :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt}$$

En intégrant cette tension aux bornes de la bobine sur un temps τ , on remonte au champ :

$$B = \frac{\Delta\Phi}{NS} = -\frac{1}{NS} \int_0^\tau e dt$$

Plusieurs moyens sont possibles pour intégrer cette tension :

- mécaniquement : en utilisant un fluxmètre à aiguille, qui est un galvanomètre sans couple de rappel (nous ne l'étudierons pas),
- électroniquement : à l'aide d'un montage intégrateur,
- numériquement : en intégrant le signal sur un ordinateur ou un oscilloscope.

4.2.2 Intégration électronique

En reliant la tension e aux bornes du fluxmètre à un montage intégrateur RC à AO, on mesure une tension U en sortie de l'intégrateur :

$$U = -\frac{1}{RC} \int_0^\tau e dt = \frac{BNS}{RC}$$

Expérimentalement, la dérive de cette tension en sortie de l'intégrateur peut rendre la mesure délicate. Celle-ci provient de l'intégration de la tension d'offset et du courant de dépolarisation de l'AO. Pour la réduire, on utilisera le boîtier intégrateur P42.45, plutôt que de réaliser le circuit soi-même. On veillera également à décharger le condensateur **avant chaque mesure** en appuyant sur le bouton RAZ du boîtier.

Relier les bornes d'une bobine plate de 400 spires P50.8 à l'entrée DC d'un boîtier intégrateur P42.45, réglé sur OFF avec $R_{int} = 100 \text{ k}\Omega$ et alimenté par un boîtier P42.39. Mesurer la tension en sortie U avec un voltmètre.

On conserve une largeur de l'entrefer $e = 2 \text{ cm}$ entre les pièces plates de l'électroaimant P66.30.

Pour des intensités I **croissantes** dans l'électroaimant allant de 1 A à 8 A : éloigner la bobine de l'électroaimant, appuyer brièvement sur le bouton RAZ du boîtier pour décharger le condensateur, puis amener la bobine dans l'entrefer et mesurer la tension U .

Déduire le champ B à partir de U (sachant que $NS = 0,4 \text{ m}^2$ pour P50.8), puis tracer la caractéristique $B(I)$ de l'électroaimant. On retrouve la courbe d'étalonnage réalisée précédemment au teslamètre.

Contrairement au teslamètre qui réalise une mesure locale du champ B , le fluxmètre réalise une mesure de flux, c'est-à-dire une mesure intégrée du champ. Pour remonter au champ, nous faisons l'hypothèse que celui-ci est uniforme à travers la surface de la bobine. Cette approximation est raisonnable ici car nous utilisons des pièces plates dans l'entrefer, mais ce ne serait pas le cas avec des pièces tronconiques ou en utilisant une bobine de diamètre important.

4.2.3 Intégration numérique (en seconde lecture)

Il est possible d'intégrer numériquement la tension aux bornes de la bobine à l'aide de Latis-Pro.

Relier les bornes de la bobine plate P50.8 à une carte d'acquisition. Recommencer l'expérience précédente mais cette fois en acquérant la tension e sous Latis-Pro. Pour chaque mesure, lui soustraire sa valeur moyenne, puis l'intégrer pour remonter à $\int_0^\tau e dt$. Retrouver la caractéristique $B(I)$ de l'électroaimant.

Parmi les différents dispositifs de mesure de champ magnétique, la sonde à effet Hall est le plus utilisé aujourd'hui. Elle est peu encombrante et permet de réaliser une mesure locale du champ. Néanmoins, le fluxmètre réalisant une mesure intégrée, il s'avère utile pour mesurer un champ magnétique à l'intérieur d'un matériau.