

# Electromagnétisme Chap.7 – Magnétostatique – Théorème d’Ampère – Dipôles magnétiques

## 1. Particularisation des équations de Maxwell en statique

- 1.1. (*Rappels*) Forces de Lorentz – Force de Laplace
- 1.2. Equations de M.T. et M.A. en régime stationnaire
- 1.3. Les différentes modélisations possibles de la répartition du courant

## 2. Topographie du champ magnétostatique

- 2.1. Le champ magnétique est à flux conservatif
- 2.2. Les lignes de champ s’enroulent autour des courants : règle de la main droite

## 3. Conséquences des symétries et invariances sur le champ magnétostatique

- 3.1. Invariance, symétrie et antisymétrie plane d’une distribution de courant
- 3.2. Propriétés du champ magnétostatique vis-à-vis des (anti)symétries planes

## 4. Circulation du champ magnétostatique – Théorème d’Ampère

- 4.1. (*Rappel*) Orientation d’une surface s’appuyant sur un contour fermé orienté
- 4.2. Enoncé du Théorème d’Ampère

## 5. Exemples de calculs du champ à l’aide du Théorème d’Ampère

- 5.1. Méthodes pour calculer le champ magnétostatique en tout point de l’espace
- 5.2. Champ créé par un fil rectiligne infini
- 5.3. Cylindre rectiligne infiniment long parcouru par un courant volumique uniforme
- 5.4. Champ créé par un solénoïde infini
- 5.5. Champ créé par une bobine torique

## 6. (HProgramme culturel) Expressions intégrales du champ magnétostatique

## 7. Dipôle magnétique

- 7.1. Définition du moment magnétique d’une boucle de courant (rappel)
- 7.2. Moment magnétique atomique : rapport gyromagnétique
- 7.3. Moment magnétique atomique : magnéton de Bohr
- 7.4. Caractéristiques d’un aimant
- 7.5. Actions subies par un dipôle soumis à un champ magnétique extérieur
- 7.6. Expérience de Stern et Gerlach (1922) : quantification du moment cinétique

**Intro :** L’expérience montre qu’un courant électrique *génère une force magnétique*, qui s’exerce sur une particule chargée en mouvement au voisinage du dispositif où circule le courant (force de Lorentz). Cette force s’exprime en fonction d’un champ vectoriel : *le champ magnétique*. Ce champ magnétique peut aussi être généré par un aimant.

Le *courant* électrique est donc la source d’un champ *magnétique*, au même titre que la *charge* électrique est la source d’un champ *électrique*. Si les courants sont permanents (indépendants du temps), le champ est également indépendant du temps, il est alors qualifié de *magnétostatique*.

L’objectif est alors de calculer le champ magnétique créé par une distribution de courant. Dans les cas simples au programme, on utilisera la méthode du *Théorème d’Ampère*, analogue à celle du Théorème de Gauss pour le champ électrostatique.

On revient en dernier lieu sur la notion de dipôle magnétique, utile pour comprendre certaines propriétés de la matière, à l’échelle macro (aimant) comme à l’échelle micro (atomes).

# 1. Particularisation des équations de Maxwell en statique

## 1.1. (*Rappels*) Forces de Lorentz – Force de Laplace

On rappelle ici que la définition du champ magnétique est donnée à partir de la force associée : la force de Lorentz (sa composante magnétique) qui s'applique à une particule chargée en mouvement. On rappelle que la force magnétique ne travaille pas et ne fait que courber la trajectoire des particules chargées.

On ne confondra pas la force de Lorentz avec *la force de Laplace* qui ne s'applique pas aux mêmes types de systèmes.

*Un conducteur traversé par un courant est soumis, en présence d'un champ magnétique, à la force de Laplace.*

*Un volume élémentaire  $d\tau$  est soumis à la force élémentaire :*

$$\overline{dF} = \vec{j}d\tau \wedge \vec{B}$$

*Une portion  $d\ell$  d'un circuit filiforme est soumise à la force élémentaire :*

$$\overline{dF} = I d\vec{\ell} \wedge \vec{B}$$

Pour avoir la force de Laplace totale appliquée à un morceau de conducteur, il suffit alors d'intégrer selon le volume du conducteur (modélisation volumique), ou selon la longueur de circuit considéré (modélisation linéique, circuits filiformes).

Remarque : On notera que la force de Laplace est la résultante des forces électrique et magnétique appliquées au conducteur tout entier : forces appliquées aux porteurs de charge mobiles + celles appliquées aux ions du réseau.

## 1.2. Equations de M.T. et M.A. en régime stationnaire

- ❖ Rappeler les équations de Maxwell-Thomson et de Maxwell-Ampère, et les particulariser au cas stationnaire
- ❖ Montrer que la seule source de champ magnétique est la densité de courant

## 1.3. Les différentes modélisations possibles de la répartition du courant

La modélisation continue la plus générale de la répartition du courant est la *distribution volumique*  $\vec{j}(\mathbf{M})$ . C'est celle qui apparaît dans les équations de Maxwell (modélisation 3D).

Si la zone de l'espace où circule le courant possède une dimension très petite devant les deux autres, on peut considérer que le courant circule sur une surface (modélisation 2D) : on parle de *distribution surfacique de courant*  $\vec{j}_S$ . C'est celle qui apparaît dans les relations de passage (hors programme).

Si la zone de l'espace où s'écoule le courant possède deux dimensions très petites devant la troisième, on peut considérer que le courant s'écoule le long d'une ligne : on parle de *distribution linéique de courant*  $I$ . C'est la modélisation que l'on a toujours utilisée en électrocinétique.

# 2. Topographie du champ magnétostatique

## 2.1. Le champ magnétique est à flux conservatif

*Evasement des tubes de champ = Affaiblissement du champ*

*D'après Maxwell-Thomson, le champ magnétique est à flux conservatif.  
L'évasement d'un tube de champ reflète alors la diminution de la norme du champ.*

## 2.2. Les lignes de champ s'enroulent autour des courants : règle de la main droite

Contrairement au champ électrique, le champ magnétique *n'est pas* irrotationnel. On ne peut donc pas définir de potentiel scalaire associé. En régime stationnaire, son rotationnel est même directement relié aux courants qui lui donnent naissance. Cela implique deux conséquences topographiques importantes :

*Le champ magnétostatique tend à s'enrouler autour des lignes de courant qui le génèrent.  
Le sens et la direction du champ se retrouvent grâce à la **règle de la main droite** (ou règle du tire-bouchon)*

On remarque que cette règle associe une direction à un sens de rotation. C'est la même qui permet d'orienter de manière cohérente un contour fermé et les surfaces qui s'appuie dessus (cf. Théorème de Stokes).

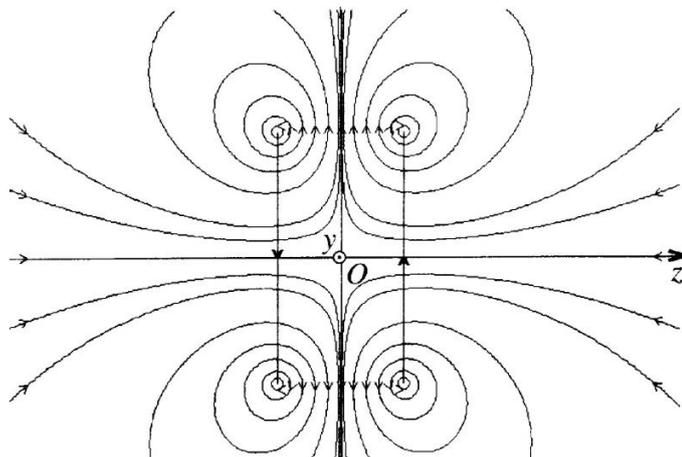
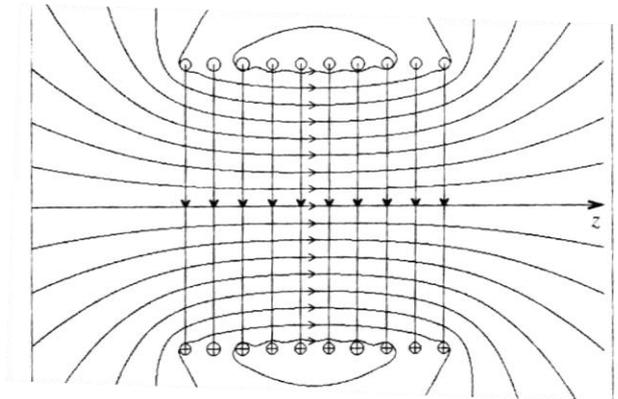
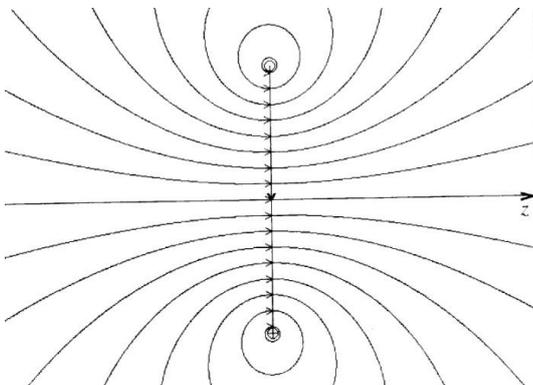
**Attention** : il s'agit d'aligner son pouce avec un élément de courant, et la main donne la direction et le sens du champ magnétique créé par cet élément de courant.

Dans le cas d'une bobine parcourue par un courant, enrouler sa main dans le sens de courant permet de placer son pouce dans la direction et le sens du champ *intérieur*, mais c'est un faux ami.

### Similarités et différences avec le champ électrostatique :

- Similarité : deux lignes de champ ne peuvent pas se couper, sauf en un point de champ nul, ou en un point où le champ n'est pas défini (ex : nappe de courant, ligne de courant)
- Différence : les lignes de champ s'enroulent autour des sources (au lieu d'en diverger ou d'y converger)

### Quelques exemples de cartes de champ



### 3. Conséquences des symétries et invariances sur le champ magnétostatique

#### 3.1. Invariance, symétrie et antisymétrie plane d'une distribution de courant

Une distribution de courant peut être invariante par translation selon un axe, ou par rotation autour d'un axe

Une distribution de courant possède un *plan de symétrie*, si tout point  $P$  de la distribution a une image  $P'$  appartenant à la distribution, et si  $\vec{j}(P') = \text{sym}[\vec{j}(P)]$ .

Une distribution de courant possède un *plan d'antisymétrie*, si tout point  $P$  de la distribution a une image  $P'$  appartenant à la distribution, et si  $\vec{j}(P') = -\text{sym}[\vec{j}(P)]$ .

#### 3.2. Propriétés du champ magnétostatique vis-à-vis des (anti)symétries planes

De manière similaire au champ électrostatique, le champ magnétostatique possède les mêmes invariances que la distribution de courant qui le génère. Repérer ces invariances permet de préciser la *dépendance du champ avec les coordonnées du point M où on le calcule*.

Concernant les symétries et antisymétries planes, les propriétés du champ magnétostatique sont *inversées* par rapport à celle du champ électrostatique. On qualifie le champ magnétique de *vecteur axial* (ou pseudo-vecteur).

##### Propriété du champ $\vec{B}$ vis-à-vis des plans de symétrie $\Pi$

$$M' = \text{sym}_{\Pi}[M] \Rightarrow \vec{B}(M') = -\text{sym}_{\Pi}[\vec{B}(M)]$$

##### Corollaire

$$M \in \Pi \Rightarrow \vec{B}(M) \text{ est orthogonal au plan de symétrie } \Pi$$

##### Propriété du champ $\vec{B}$ vis-à-vis des plans d'antisymétrie $\Pi_a$

$$M' = \text{sym}_{\Pi_a}[M] \Rightarrow \vec{B}(M') = \text{sym}_{\Pi_a}[\vec{B}(M)]$$

##### Corollaire

$$M \in \Pi_a \Rightarrow \vec{B}(M) \text{ appartient au plan d'antisymétrie } \Pi_a$$

On constatera la validité de ces affirmations sur les trois cartes de champ données précédemment. On admettra leur généralisation à des distributions quelconques.

### 4. Circulation du champ magnétostatique – Théorème d'Ampère

#### 4.1. (Rappel) Orientation d'une surface s'appuyant sur un contour fermé orienté

On sait orienter une surface et un contour fermé. Lorsque l'on considère une surface (ouverte) s'appuyant sur un contour fermé, on choisit conventionnellement *d'associer les orientations du contour et de la surface*.

*L'orientation d'une surface (ouverte) s'appuyant sur un contour fermé est conventionnellement associée à l'orientation du contour par la règle de la main droite (ou du tire-bouchon).*

## 4.2. Énoncé du Théorème d'Ampère

### Théorème d'Ampère

La **circulation** du champ magnétostatique sur un **contour fermé orienté**  $\Gamma$  est reliée à l'**intensité totale**  $\sum I_{\text{enlacé}}$  traversant toute **surface orientée** s'appuyant sur le contour :

$$\oint_{M \in \Gamma} \vec{B}(M) \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \sum I_{\text{enlacé}}$$

Dans cette formule les intensités  $I_{\text{enlacé}}$  sont **orientées dans le même sens que la surface**. Pour les **intensités orientées dans le sens inverse**, il faut **ajouter un signe -** au terme correspondant.

La constante  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$  est la **perméabilité du vide**.

❖ Démontrer ce théorème à partir de l'équation de M.A. et du théorème de Stokes

#### Commentaires :

- avant d'appliquer le Théorème d'Ampère, il faut repérer un contour, l'orienter, puis repérer une surface s'appuyant sur le contour, et l'orienter grâce à la règle de la main droite
- le choix de la surface n'a pas d'influence sur le décompte des « intensités enlacées par le contour ». On choisira toujours la surface la plus simple
- S'il existe des courants volumiques enlacés par le contour, l'intensité « enlacée » correspondante s'écrit :

$$I_{\text{enlacé}} = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$$

où  $S$  est la surface considérée s'appuyant sur le contour (orientée selon la règle de la main droite)

Le Théorème d'Ampère est au champ magnétostatique ce que le Théorème de Gauss est au champ électrostatique : un outil puissant pour déterminer le champ créé par des distributions hautement symétriques.

## **5. Exemples de calculs du champ à l'aide du Théorème d'Ampère**

### 5.1. Méthodes pour calculer le champ magnétostatique en tout point de l'espace

On cherchera généralement à déterminer l'expression du champ magnétostatique en un point  $M$  quelconque de l'espace où il est défini.

#### Méthode théorème d'Ampère (la seule au programme)

1. Repérer les **invariances** de la distribution de courant, source du champ, pour déterminer la **dépendance du champ par rapport aux coordonnées du point M**. Il faut définir au préalable un système de coordonnées approprié aux symétries de la distribution de courant.
2. Repérer les **symétries** (ou antisymétries) planes de la distribution de courant, source du champ, pour déterminer la **direction du champ magnétique au point M**. Ces plans doivent contenir le point M.
3. Définir un « **contour d'Ampère** », passant par le point M, et sur lequel le champ est **tangent et uniforme** (si possible), ou éventuellement **orthogonal au contour sur une partie**. Il faut généralement distinguer plusieurs cas, selon la région de l'espace où se situe le point  $M$  (à l'intérieur / à l'extérieur de la distribution par ex.)
4. Appliquer alors le **Théorème d'Ampère**. Grâce aux étapes précédentes, le calcul de la circulation est généralement très simple si la distribution de courant est « hautement symétrique ».

## 5.2. Champ créé par un fil rectiligne infini

- ❖ Appliquer le Théorème d'Ampère pour déterminer le champ créé par un fil rectiligne infini.
- ❖ Exprimer le déplacement élémentaire dans le système de coordonnées cylindriques (inutile ci-dessus)

## 5.3. Cylindre rectiligne infiniment long parcouru par un courant volumique uniforme

- ❖ Déterminer le champ créé en tout point de l'espace.

## 5.4. Champ créé par un solénoïde infini

Le solénoïde est caractérisé par sa « densité linéique de spires » : le nombre de spires par mètre  $n$ . On négligera les espaces entre les fils et on admet que le champ est nul à l'extérieur du solénoïde.

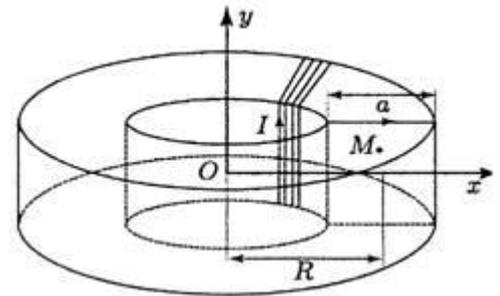
- ❖ Visualiser l'animation suivante, en faisant varier la longueur du solénoïde (option « tracé »), et observer l'évolution des lignes de champ en-dehors du solénoïde : <http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/electri/solenoid.html>
- ❖ Quel argument permet de supposer que le champ est nul à l'extérieur quand la longueur est infinie ?
- ❖ Déterminer le champ en tout point intérieur au solénoïde
- ❖ Exprimer le déplacement élémentaire dans le système de coordonnées cylindriques (inutile ci-dessus)

## 5.5. Champ créé par une bobine torique

Un tore est une forme géométrique symétrique par rapport à un axe (Oy), et définie de la manière suivante. Un contour est dessiné dans le plan contenant l'axe (Oy). Sa rotation complète autour de (Oy) engendre un tore.

Si le contour est un cercle, le tore obtenu est à section circulaire. Si le contour est un rectangle, le tore obtenu est à section rectangulaire.

On considère la bobine torique ci-contre, constituée par un ensemble de spires carrées jointives parcourues par un courant  $I$ , chacune étant enroulée selon une section du tore.



- ❖ Exprimer le champ créé en tout point de l'espace, en fonction de  $I$  et du nombre total de spires  $N$

## 6. (HProgramme culturel) Expressions intégrales du champ magnétostatique

Comme pour le champ électrostatique, il existe des expressions intégrales reliant directement le champ magnétique à la distribution de courant qui lui donne naissance. C'est la *loi de Biot et Savart*.

Modélisation 3D puis 1D ( $\vec{dl}$  est alors une portion élémentaire du fil) :

$$\vec{B}(M) = \int_{P \in D} \frac{\mu_0 \vec{j} d\tau \wedge \vec{u}_{PM}}{4\pi PM^2}$$
$$\vec{B}(M) = \int_{P \in D} \frac{\mu_0 I d\vec{l} \wedge \vec{u}_{PM}}{4\pi PM^2}$$

Cette formule est particulièrement utile pour déterminer numériquement par ordinateur les champs créés par des distributions de courant quelconques.

## 7. Dipôle magnétique

### 7.1. Définition du moment magnétique d'une boucle de courant (rappel)

L'expérience montre qu'un aimant droit et une spire, observés à grande distance, génèrent des lignes de champ magnétiques similaires. Cela suggère que la matière aimantée possède en son sein de « petites boucles de courant ». On peut penser bien-sûr aux électrons en orbite autour du noyau atomique, bien que ce ne soit pas la seule origine du magnétisme de la matière (cf. spins).

On peut remarquer aussi que les lignes de champ magnétiques créées par une spire plane observée à grande distance sont similaires aux lignes de champ électrostatiques générées par le dipôle électrostatique. Il est donc intéressant d'introduire une notion analogue en magnétisme : le dipôle magnétique. Et la grandeur qui le caractérise complètement : le moment (dipolaire) magnétique.

- ❖ En s'appuyant sur un schéma, rappeler la définition du moment magnétique d'une boucle de courant plane
- ❖ Dessiner l'aimant droit de manière à obtenir des lignes de champ similaires à celle de la boucle plane. En déduire l'orientation du moment magnétique de l'aimant droit.

### 7.2. Moment magnétique atomique : rapport gyromagnétique

- ❖ Dans le cadre du modèle planétaire classique de l'atome d'hydrogène, établir l'expression du moment cinétique de l'électron en fonction du rayon de son orbite circulaire et de sa vitesse (on rappellera comment montrer que le mouvement circulaire est nécessairement uniforme)
- ❖ L'électron sur son orbite est assimilable à une boucle de courant. Etablir l'expression du moment magnétique de l'électron en rotation.
- ❖ En déduire une relation entre moment magnétique et moment cinétique

#### **Définition du rapport gyromagnétique – Cas du moment orbital des électrons**

*A l'échelle des particules élémentaires, tout moment cinétique est associé à un moment magnétique :*

$$\vec{M} = \gamma \vec{L}$$

*Le coefficient de colinéarité entre les deux s'appelle le **rapport gyromagnétique**.*

*Dans le cas du moment cinétique orbital des électrons, ce rapport vaut  $\gamma = -\frac{e}{2m}$*

Il s'agit là du moment cinétique dit « orbital » de l'électron, par opposition à son moment cinétique « de spin », dont on parlera dans la dernière partie de ce chapitre (expérience de Stern et Gerlach).

Le moment magnétique de l'atome est la somme des moments magnétiques de ses constituants. Il est donc déterminé par les électrons, car les nucléons sont 2000 fois plus massifs que les électrons.

Remarque : Dans le cas du spin de l'électron, le rapport gyromagnétique est deux fois plus grand que dans le cas du moment cinétique orbital.

### 7.3. Moment magnétique atomique : magnéton de Bohr

On sait que le modèle classique précédent n'est pas valide. Les électrons en orbite autour du noyau rayonnent des ondes électromagnétiques (rayonnement synchrotron, lié à leur accélération radiale). Cette énergie perdue provoque la chute progressive des électrons sur le noyau... l'atome de ce modèle ne peut donc pas être stable, contrairement aux observations !

L'idée de Bohr a donc été de quantifier l'énergie des électrons : ceux-ci ne peuvent émettre ou absorber des rayonnements que pour passer d'une orbite à l'autre. C'est un modèle pré-quantique de l'atome, qui fonctionne plutôt bien pour l'atome d'hydrogène, mais pas pour les atomes poly-électroniques.

---

Hors programme : quantification du moment cinétique de l'électron (donc de son énergie) dans le modèle de Bohr

L'atome d'hydrogène est constitué d'un proton O de masse  $m_p$  et de charge  $+e$ , et d'un électron M de masse  $m_e$  et de charge  $-e$ , ayant un mouvement circulaire uniforme, de rayon  $r$  et de vitesse  $v$ , autour de O. On nomme  $\vec{e}_z$  l'axe vertical orthogonal au plan du mouvement. On notera que l'électron n'est soumis qu'à la force électrostatique exercée sur lui par le proton :

$$\vec{F} = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{e}_r$$

L'hypothèse de Bohr consiste à postuler que le moment cinétique de l'électron est quantifié :  $\vec{L}_O = n \cdot (h / 2\pi) \vec{e}_z$ , où  $n$  est entier et  $h$  est la constante de Planck. C'est le modèle de Bohr, qui constitue un modèle pré-quantique de l'atome.

Données :

$$h = 6,64 \cdot 10^{-34} \text{ J.s} ; e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} ; \epsilon_0 = 8,84 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} ; m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

0. Quelles sont les deux grandeurs conservées dans un mouvement à force centrale conservative ?

1. Grâce à la conservation du moment cinétique, établir une relation entre  $r$ ,  $v$ ,  $m$ ,  $n$ ,  $h$ .

2. Grâce à la RFD, déterminer une nouvelle relation entre  $r$  et  $v$ .

3. En déduire que  $r$  se met sous la forme  $n^2 r_0$ ; on calculera alors  $r_0$ .

4. Montrer que l'énergie mécanique de l'électron se met sous la forme :  $E_n = \frac{-13,6 \text{ eV}}{n^2}$

Ce modèle est intéressant ici car il permet de montrer que la quantification de l'énergie est liée à la quantification du moment cinétique orbital. Pour l'atome d'hydrogène, où  $\hbar \stackrel{\text{def}}{=} \frac{h}{2\pi}$  avec  $h$  la constante de Planck : :

$$E_n = \frac{-13,6 \text{ eV}}{n^2} \qquad L_n = n\hbar$$

On remarque à cette occasion que la **constante de Planck est homogène à un moment cinétique**.

---

On peut déduire du modèle de Bohr l'expression du quantum de moment magnétique : **le magnéton de Bohr** qui se note  $\mu_B$ .

- ❖ En utilisant le rapport gyromagnétique classique, donner l'expression du magnéton de Bohr
- ❖ La retrouver (à une constante près) par analyse dimensionnelle en supposant les grandeurs suivantes impliquées :  $e$ ,  $m$ ,  $h$
- ❖ Faire l'application numérique

#### 7.4. Caractéristiques d'un aimant

Le magnétisme de la matière a principalement deux origines : les moments magnétiques orbitaux des électrons des atomes, et leur moment magnétique de spin. Généralement l'agitation thermique est suffisamment forte pour que les moments magnétiques des différents atomes soient orientés aléatoirement de manière désordonnée. Le moment magnétique global d'un morceau macroscopique de matière est donc nul.

Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, ces moments peuvent s'orienter dans la direction du champ (cf. fin du chapitre) et la matière s'aimante : ce sont les matériaux paramagnétiques.

Il existe aussi des matériaux dont les moments magnétiques « tendent à contrer » le champ extérieur (il y a d'ailleurs un lien ici avec la loi de Lenz) : ce sont les matériaux diamagnétiques.

Il existe encore d'autres types de matériaux, qui possèdent un moment magnétique global même en l'absence de champ extérieur (aimants permanents). Les plus classiques sont les ferromagnétiques. Il existe une « interaction » à l'échelle microscopique entre les moments magnétiques, qui les fait s'aligner les uns avec les autres.

- ❖ La densité volumique d'atome dans la matière est de l'ordre de  $10^{29} \text{ m}^{-3}$ . Estimer l'ordre de grandeur du moment magnétique volumique maximal d'un aimant permanent, en supposant que chaque atome possède un moment magnétique égal au magnéton de Bohr.

## 7.5. Actions subies par un dipôle soumis à un champ magnétique extérieur

NB : ce n'est pas au programme, mais il est possible de déterminer le champ magnétique créé par un dipôle magnétique dans le cadre de l'approximation dipolaire (cas « dipôle actif »). L'expression est d'ailleurs analogue à celle du champ créé par un dipôle électrostatique. Conformément au programme, on se limite au cas « dipôle passif ».

Dans un champ magnétostatique extérieur **non uniforme**  $\vec{B}_{ext}$  et dans le cadre de **l'approximation dipolaire** :

- Le couple magnétique exercé sur le dipôle **tend à aligner le dipôle dans la même direction et le même sens que le champ** :

$$\vec{\Gamma} = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}_{ext}$$

- L'énergie potentielle  $U_{dip}$  du dipôle soumis au champ extérieur s'écrit :

$$U_{dip} = -\vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{B}_{ext}$$

- La résultante des forces est **non nulle**, le dipôle se déplace vers les zones de champ fort :

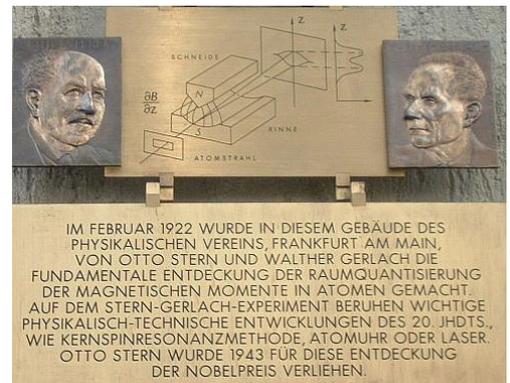
$$\vec{F} = (\vec{\mathcal{M}} \cdot \text{grad}) \vec{B}_{ext}$$

## 7.6. Expérience de Stern et Gerlach (1922) : quantification du moment cinétique

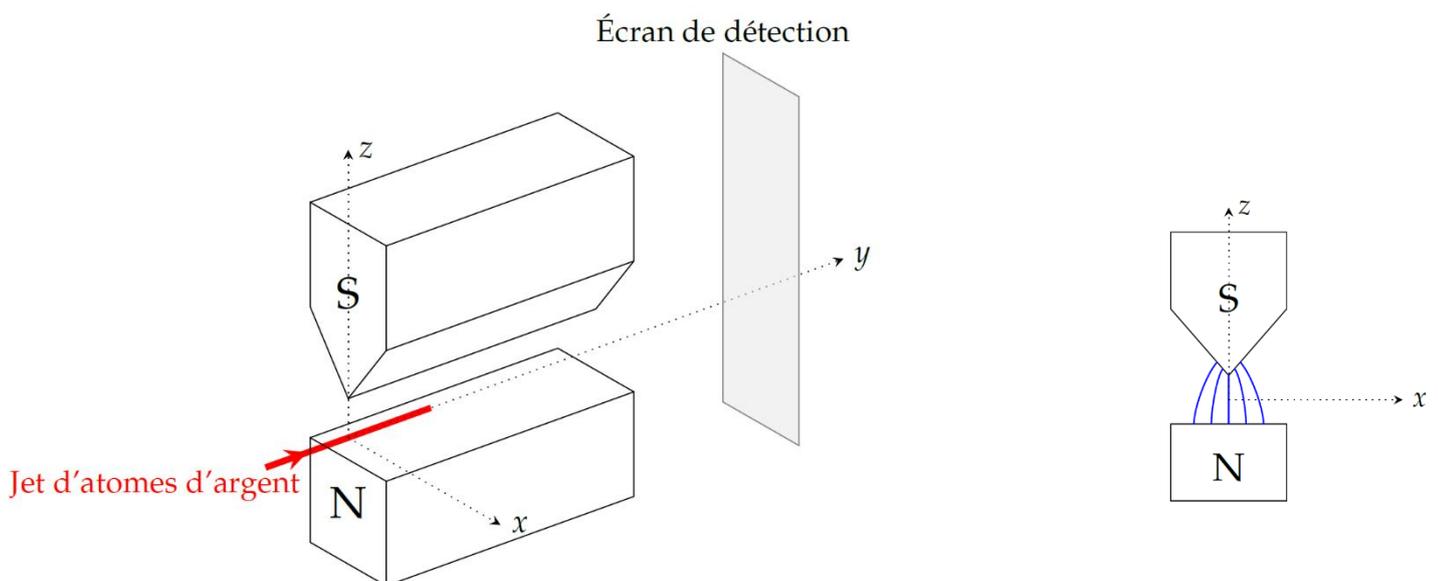
En 1922, Otto STERN et Walther GERLACH réalisent une expérience visant à mettre en évidence l'existence du moment cinétique de spin, ainsi que sa quantification.

La photo ci-contre représente une plaque commémorative de l'expérience portant l'effigie des deux physiciens au siège de la *Physikalische Verein* à [Francfort-sur-le-Main](#).

L'expérience consiste à faire pénétrer un jet d'atomes d'argent dans une zone de champ magnétique non-uniforme, et de mesurer leur déviation verticale.



Une version simplifiée du dispositif expérimental est représentée ci-dessous.



Un aimant de forme géométrique particulière est utilisé pour créer une zone de champ magnétique non-uniforme selon la verticale. L'écartement des lignes de champ (représentées sur la droite) indique que  $\frac{dB}{dz} > 0$  : la zone de fort champ se situe en haut de l'entrefer, proche du pôle Sud.

On peut montrer que les moments cinétiques orbitaux des électrons de l'atome d'argent se compensent tous : ainsi, un atome d'argent ne possède pas de moment magnétique orbital. La théorie classique prévoit donc que les atomes d'argent ne soient pas déviés par l'aimant.

Mais l'hypothèse d'un « moment cinétique intrinsèque » des électrons avaient été proposée. C'est un effet purement quantique, dont on peut en donner une image (fausse) classique : c'est un moment cinétique dû à la rotation des électrons sur eux-mêmes (cette image est fausse car l'électron est ponctuel et ne saurait donc tourner sur lui-même). C'est l'hypothèse du **moment cinétique de spin** de l'électron.

L'hypothèse prévoit en outre que la projection verticale de ce moment cinétique de spin est quantifiée : elle ne peut prendre que deux valeurs particulières.

Considérons donc chaque atome d'argent comme un petit aimant, représentant le moment magnétique  $\vec{\mu}$  associé au spin (total) de l'atome.

- En appliquant le TMC à l'atome, il est facile de montrer que la projection verticale  $\mu_z$  du moment magnétique reste constante lors de la traversée de l'entrefer de l'aimant.

- Dans le cas d'un spin non quantifié, la valeur initiale de  $\mu_z$  à l'entrée de la zone magnétique est aléatoire et peut prendre un continuum de valeur entre  $\|\vec{\mu}\|$  et  $-\|\vec{\mu}\|$ .

- Dans le cas d'un spin quantifié, la valeur mesurée de  $\mu_z$  vaut : soit  $\|\vec{\mu}\|$ , soit  $-\|\vec{\mu}\|$ .

- Lorsqu'un moment magnétique  $\vec{\mu}$  pénètre dans la zone magnétique, il subit une force verticale  $\vec{F} = \mu_z \frac{dB_z}{dz} \vec{e}_z$

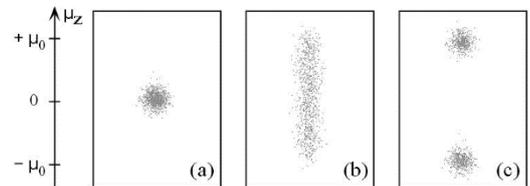
Conclusion :

(a) Si le spin n'existe pas, le jet d'atome ne doit pas être dévié

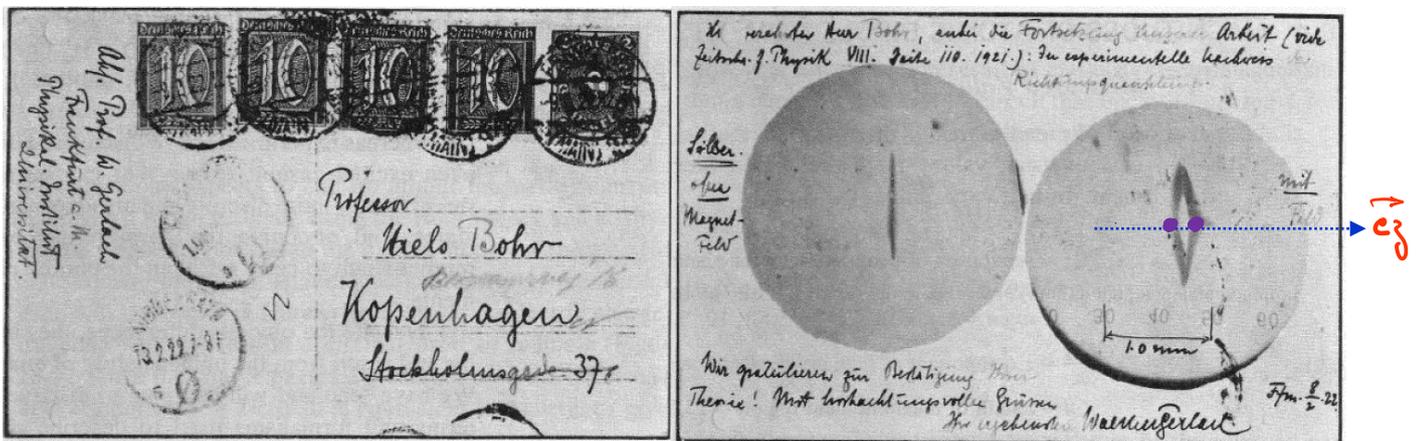
(b) S'il existe, mais qu'il n'est pas quantifié, la déviation verticale doit prendre un continuum de valeurs

(c) Si le spin existe et qu'il est quantifié, la déviation ne peut prendre que deux valeurs

Voici ci-contre une simulation du résultat de l'expérience dans les trois cas.



Voici ci-dessous le résultat de l'expérience, postée sous forme de carte postale par les deux physiciens à destination de Niels Bohr :



La partie « **Magnétostatique** » aborde l'étude du champ magnétique en régime stationnaire en prenant appui sur les équations locales : la loi de Biot et Savart ne figure pas au programme. L'objectif réside davantage dans l'étude des propriétés des champs magnétiques que dans leur calcul : les calculs de champ magnétique doivent donc se limiter à des situations d'intérêt pratique évident. Enfin, la notion de potentiel-vecteur est hors programme.

Notions et contenus	Capacités exigibles
<b>5.3. Magnétostatique</b>	
<b>5.3.1. Champ magnétostatique</b>	
Équations locales de la magnétostatique et formes intégrales : flux conservatif et théorème d'Ampère.	Choisir un contour fermé et une surface et les orienter pour appliquer le théorème d'Ampère.
Linéarité des équations.	Utiliser une méthode de superposition.
Propriétés de symétrie.	Exploiter les propriétés de symétrie des sources (rotation, symétrie plane) pour prévoir des propriétés du champ créé.

Propriétés topographiques.	Justifier qu'une carte de lignes de champ puisse ou non être celle d'un champ magnétostatique. Repérer, sur une carte de champ magnétostatique, d'éventuelles sources du champ et leur sens. Associer l'évolution de la norme d'un champ magnétique à l'évasement des tubes de champ.
<b>5.3.2. Exemples de champs magnétostatiques</b>	
Modèle du câble rectiligne infini.	Déterminer le champ créé par un câble rectiligne infini.
Solénoïde long sans effets de bords.	Établir et citer l'expression du champ à l'intérieur d'un solénoïde long, la nullité du champ extérieur étant admise.
Inductance propre. Densité volumique d'énergie magnétique.	Établir les expressions de l'inductance propre et de l'énergie d'une bobine modélisée par un solénoïde long. Associer l'énergie d'une bobine à une densité volumique d'énergie magnétique.
<b>5.3.3. Dipôles magnétostatiques</b>	
Moment magnétique d'une boucle de courant plane.	Relier le moment magnétique d'un atome d'hydrogène à son moment cinétique.
Rapport gyromagnétique de l'électron. Magnéton de Bohr.	Construire en ordre de grandeur le magnéton de Bohr par analyse dimensionnelle. Évaluer l'ordre de grandeur maximal du moment magnétique volumique d'un aimant permanent.
Actions subies par un dipôle magnétique placé dans un champ magnétostatique d'origine extérieure : résultante et moment.	Utiliser les expressions fournies de la résultante et du moment des actions subies par un dipôle magnétique placé dans un champ magnétostatique d'origine extérieure. Décrire l'expérience de Stern et Gerlach et expliquer ses enjeux.
Énergie potentielle d'un dipôle magnétique rigide placé dans un champ magnétostatique d'origine extérieure.	Utiliser l'expression fournie de l'énergie potentielle d'un dipôle rigide dans un champ magnétostatique d'origine extérieure. Prévoir qualitativement l'évolution d'un dipôle rigide dans un champ magnétostatique d'origine extérieure.