

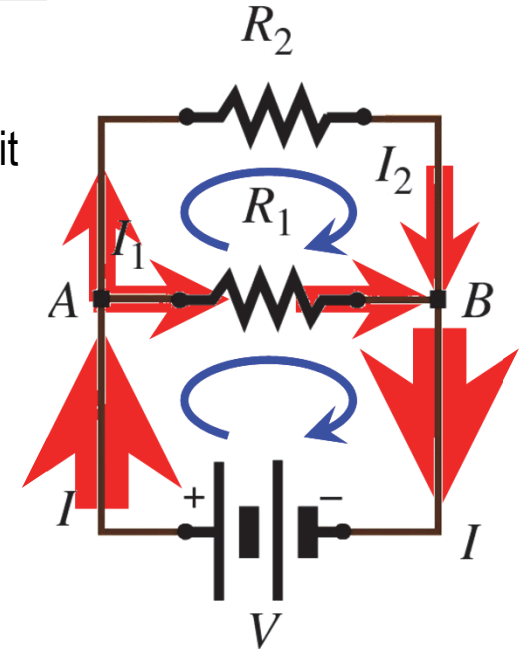
ÉLECTROCINÉTIQUE II – Résumé

Un circuit contient au moins une boucle d'éléments en série.

Les lois de Kirchhoff permettent de calculer les propriétés d'un circuit (I , V , P , ...):

Lois des mailles : $\sum_{\text{Maille}} V_i = 0$

Lois des nœuds : $\sum_{\text{Entrant}} I_i = \sum_{\text{Sortant}} I_j$



Les deux manières principales d'insérer des éléments dans un circuit électrique sont en **série** et en **parallèle**. Tout montage de deux ou plus éléments du même type peut être remplacé par un élément équivalent dont on calcule la caractéristique de la manière suivante :

Condensateurs

Résistances

En série : $\frac{1}{C_e} = \sum \frac{1}{C_i}$

$$R_e = \sum R_i$$

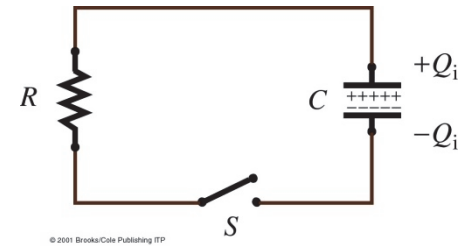
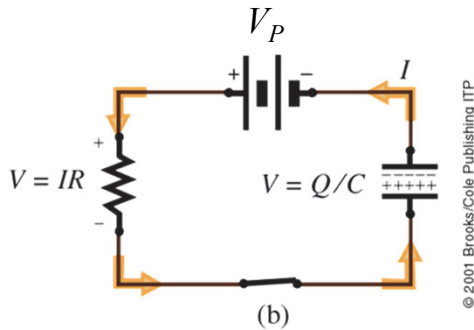
En parallèle : $C_e = \sum C_i$

$$\frac{1}{R_e} = \sum \frac{1}{R_i}$$

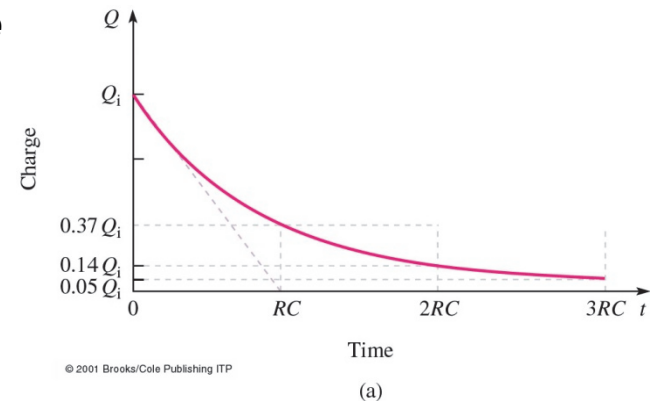
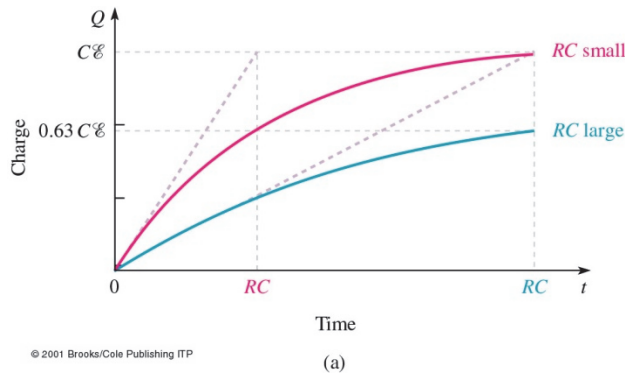
ÉLECTROCINÉTIQUE II – Résumé

Les circuits RC : Un circuit RC comporte au moins une résistance et un condensateur en série. L'effet du condensateur est d'introduire un temps caractéristique $\tau = RC$ pour le changement des paramètres V et I .

Charge : $Q(t) = CV_P(1 - e^{-t/RC})$ Décharge : $\frac{dQ}{dt} = -\frac{1}{RC}Q \rightarrow Q(t) = Q_i e^{-t/RC}$



Q augmente (charge) ou diminue (décharge) de 63% sur chaque intervalle de temps $\tau = RC$.



MAGNÉTISME I

Phénoménologie

Magnétisme atomique et magnétisme électrodynamique

Loi d'Ampère

Force de Lorentz

Force de Laplace

Moment magnétique

Kane chapitre 19

Hecht chapitre 21

Introduction

Toute charge électrique est source d'un **champ électrique**. Dans le cours d'aujourd'hui, nous verrons que ces **charges en mouvement** produisent aussi un **champ magnétique**.

On découvrira que ces deux champs sont des manifestations d'un même phénomène: **l'électromagnétisme**. Il faudra attendre la fin du 19ème siècle pour que l'électromagnétisme soit décrit de manière formelle.



Cependant l'étrange pouvoir de la **Pierre d'aimant** de se plaquer aux outils de fer est connu depuis l'antiquité. La première étude est celle de Thalès vers 590 av. J.-C., et les Chinois sont crédités d'avoir conçu les premières boussoles.



Les propriétés magnétiques de ces **aimants** dits **permanents**, constitués de différents matériaux ferromagnétiques résultent d'une **propriété quantique des électrons**: le **spin**.

Par contre, la **génération de champs magnétiques par un courant électrique** est plus simple à comprendre. Après une brève introduction aux matériaux magnétiques, ce cours traitera principalement des aspects électrodynamiques du magnétisme.

Pôles magnétiques

La plupart des aimants présentent deux pôles où la force magnétique est clairement la plus intense. La configuration à deux pôles la plus simple est une tige aimantée; elle est appelée **dipôle**. En général, il est possible qu'un aimant ait un nombre plus grand de pôles, mais toujours en multiple de deux.

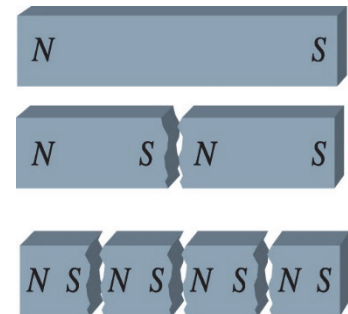
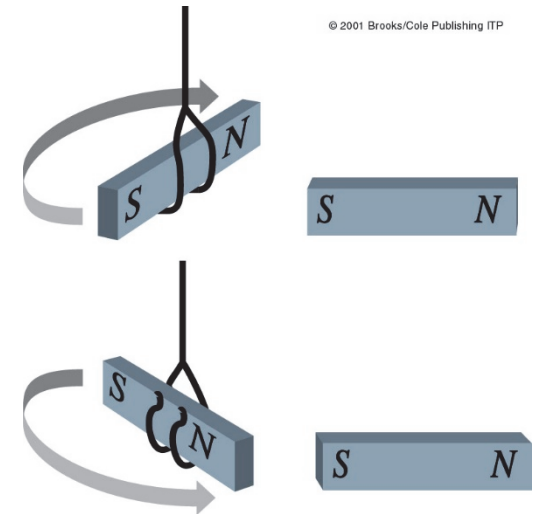
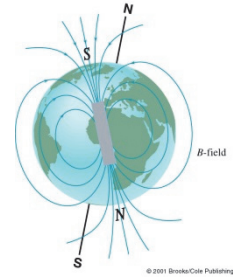
► PÔLE NORD – PÔLE SUD:

Dans le champ magnétique de la terre, un des pôles d'un aimant a tendance à s'orienter vers le nord géographique; on l'appelle le pôle Nord.

Le pôle opposé est appelé pôle Sud.

En approchant deux tiges aimantées on remarque que des pôles identiques se repoussent et des pôles différents s'attirent.

- Quand on partage un aimant permanent en deux, on obtient deux aimants permanents plus petits de même type
- On peut répéter cette opération de nombreuses fois pour obtenir chaque fois deux aimants plus petits de même nature



Pôles magnétiques

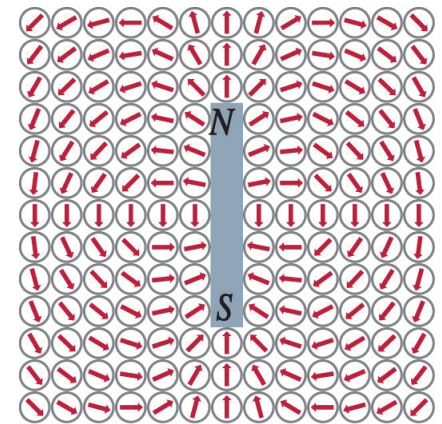
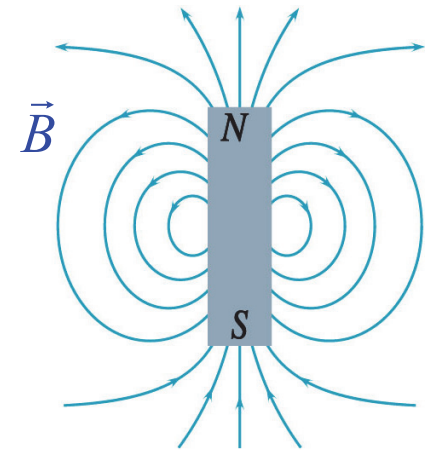
L'**attraction** ou la **répulsion magnétique** est une **action à distance**, au même titre que la force électrique et la force gravitationnelle.

Considérons des arguments similaires à ceux invoqués pour le champ gravitationnel et le champ électrique:

- **chaque aimant est source d'un champ magnétique \vec{B}** dans l'espace qui l'entoure.
- il existe un champ magnétique dans une région de l'espace si un objet approprié, placé là, subit une force magnétique.

L'objet approprié pour le **champ gravitationnel** est une **masse**. Pour le **champ électrique**, c'est une **charge**.

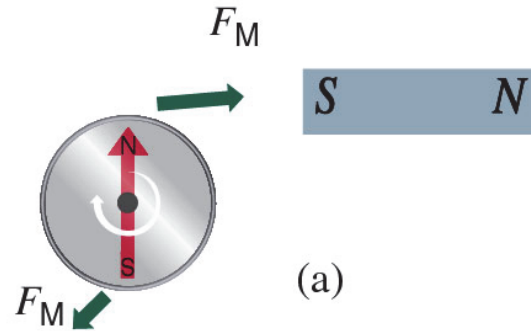
Nous allons sonder le **champ magnétique** avec un **dipôle magnétique**, c'est-à-dire une **petite boussole test**. Le pôle Nord de la boussole est attiré par le pôle Sud de l'aimant source, son pôle Sud est attiré par le pôle Nord.



© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

Force magnétique et champ magnétique

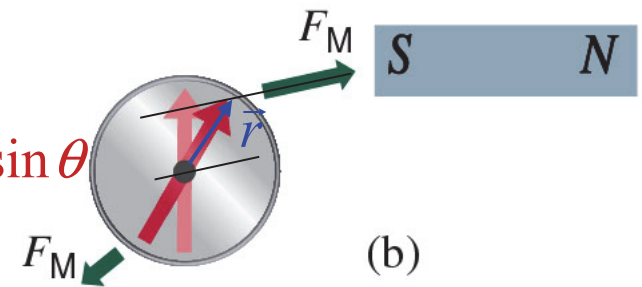
- Le champ magnétique exerce une force proportionnelle à sa norme et qui diminue avec la distance sur la boussole d'essai.



(a)

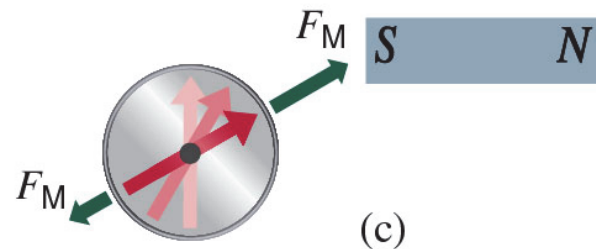
- Le moment $\vec{\tau}$ associé à cette force aligne la boussole dans la direction du champ.

$$|\vec{\tau}| = |\vec{r} \times \vec{F}_M| = rF_M \sin \theta$$



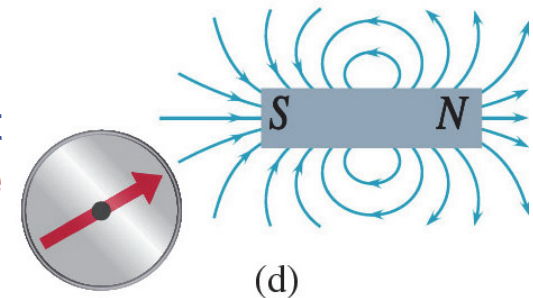
(b)

© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP



(c)

- Une aiguille aimantée, libre de tourner, s'aligne tangentiellment aux lignes du champ. Dans cette position, le moment de force magnétique est nul.

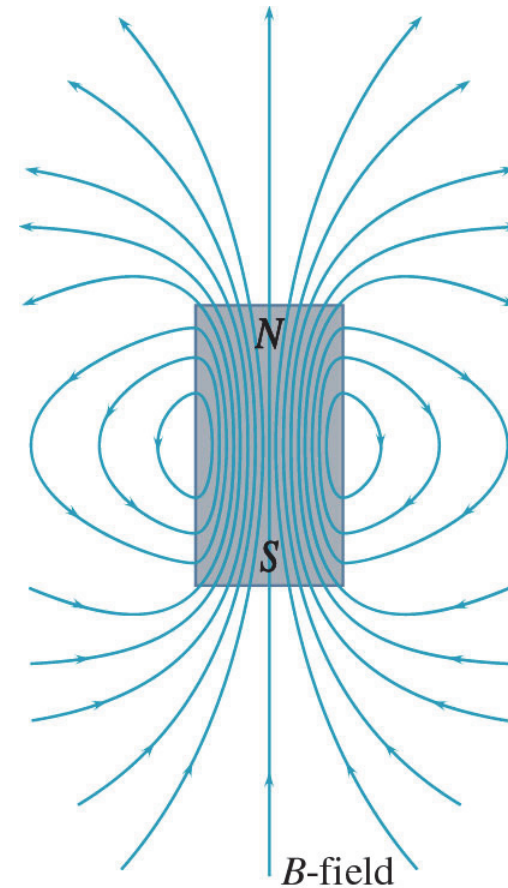


(d)

Lignes de champ magnétiques

Les lignes de champ magnétique:

- ▶ vont du pôle Nord vers le pôle Sud d'un aimant.
- ▶ ne se croisent jamais.
- ▶ ne peuvent commencer ou aboutir qu'en des endroits où il y a de la matière aimantée.
- ▶ n'ont **ni sources ni puits** à l'extérieur de l'aimant, contrairement au champ électrique et gravitationnel. Par conséquent, une ligne de champ magnétique forme toujours une **boucle fermée**.



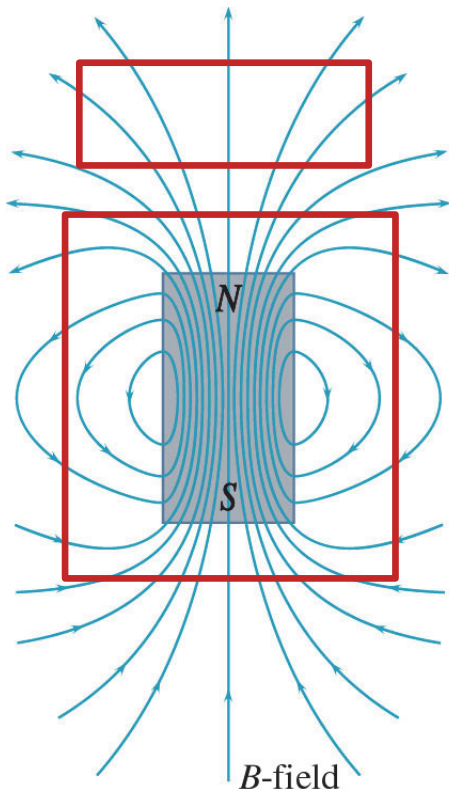
© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

RAPPEL : La densité des lignes de champ magnétique (concentration) est proportionnelle à la norme du champ.

Flux de B sur une surface fermée

Les lignes du champ magnétique forment des chemins fermés

La conséquence la plus importante est que le flux $\Phi_B = \oint_A \vec{B} \cdot d\vec{A}$ à travers une surface fermée est toujours nul, peu importe si la surface inclut ou pas l'aimant.



Donc, il est toujours vrai que

$$\Phi_B = \oint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$

Ceci est très différent de ce qu'on a appris pour le flux du champ électrique:

$$\Phi_E = \oint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \sum_i \frac{q_i}{\epsilon_0}$$

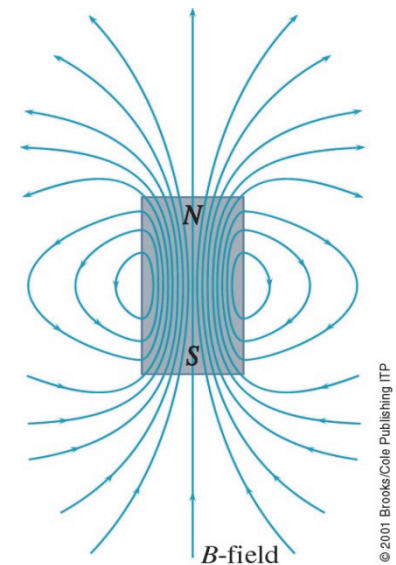
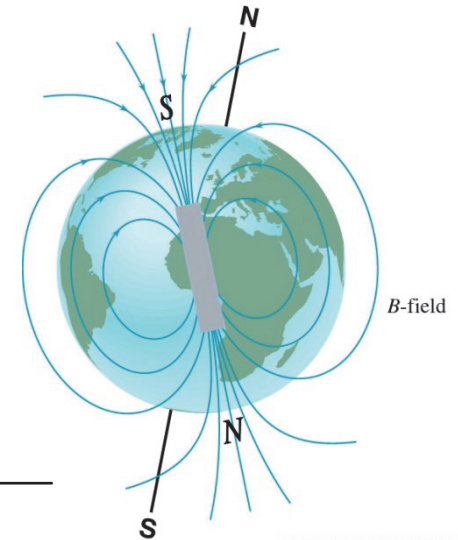
(théorème de Gauss)

Intensité du champ magnétique

- L'unité SI du champ magnétique est le Tesla [T]. La relation de cette unité avec les autres unités SI sera discutée dans le cadre des électroaimants.
- 1 Gauss = 10^{-4} Tesla

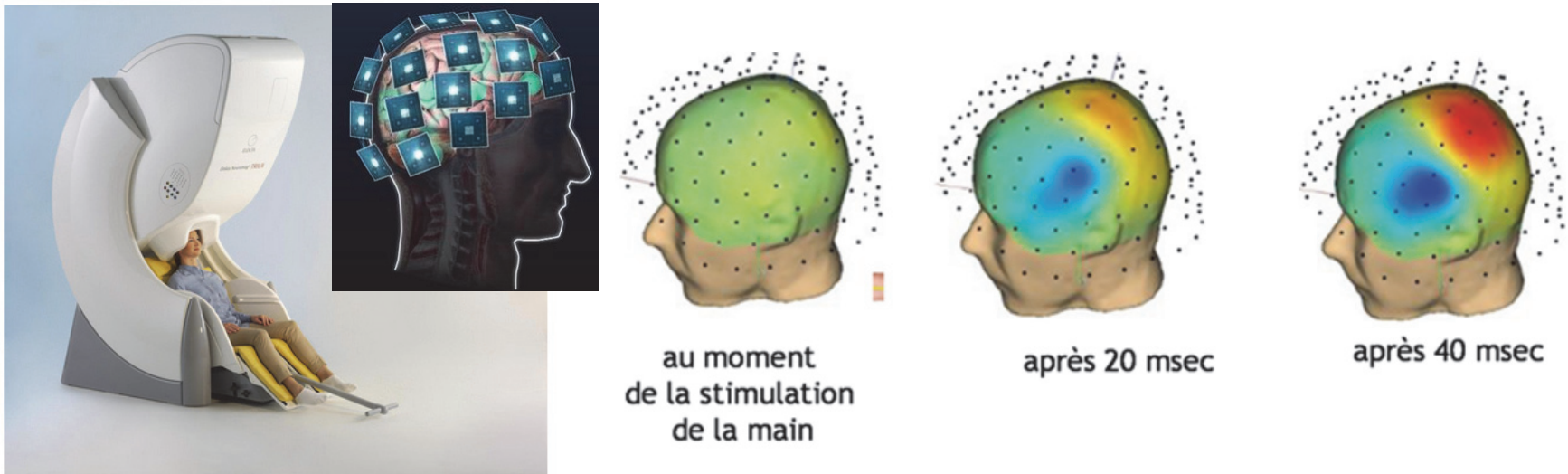
Quelques valeurs de champ magnétique typiques:

SOURCE DU CHAMP	INTENSITÉ [T]
Dans le cerveau humain	10^{-13}
Surface de la Terre	0.5×10^{-4}
Surface du Soleil	10^{-2}
Barreau aimanté	10^{-2}
Unité d'imagerie médicale IRM	3
Aimant conventionnel de fort champ	2
Aimant de laboratoire supraconducteur	32



Magnétoencéphalographie (MEG) et Magnétocardiographie (MCG)

Les courants ioniques dans le cerveau (ou le cœur) engendrent de faibles champs magnétiques (1 milliard de fois plus petits que le champ magnétique terrestre) que l'on arrive aujourd'hui à mesurer grâce à des détecteurs supraconducteurs à interférence quantique ultrasensibles: Les SQUID.



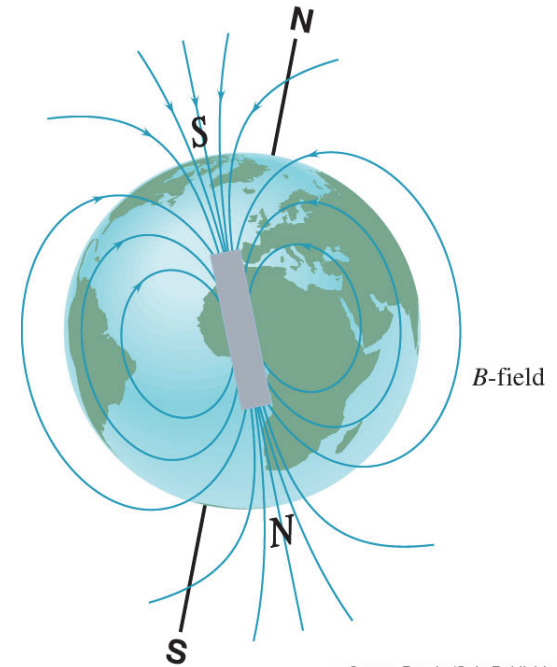
La MEG par SQUID est quasi instantanée (milliseconde), ce qui permet de suivre l'activité cérébrale en temps réel. Une application typique est l'étude de patients épileptiques.

Champ magnétique terrestre

La terre ressemble à un grand dipôle magnétique, avec un champ qui vaut $0.3 \times 10^{-4} \text{ T}$ à l'équateur.

L'axe magnétique n'est pas exactement aligné avec son axe de rotation, mais (en 2007) fait un angle de 11.5° . Une aiguille de boussole n'indique donc pas exactement le nord géographique (**Déviaton magnétique**).

Le champ magnétique de la Terre est **variable dans le temps**, à la fois en norme et en direction. Il s'est même complètement inversé environs 300 fois au cours des dernières 170 millions d'années, la dernière fois il y a $\sim 30'000$ ans.

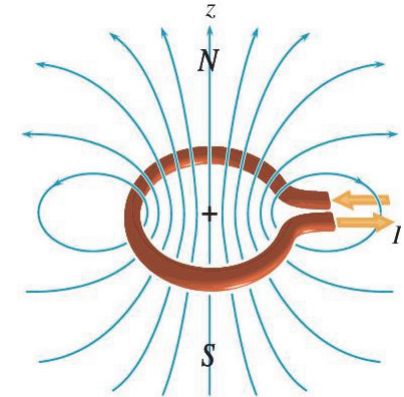


© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

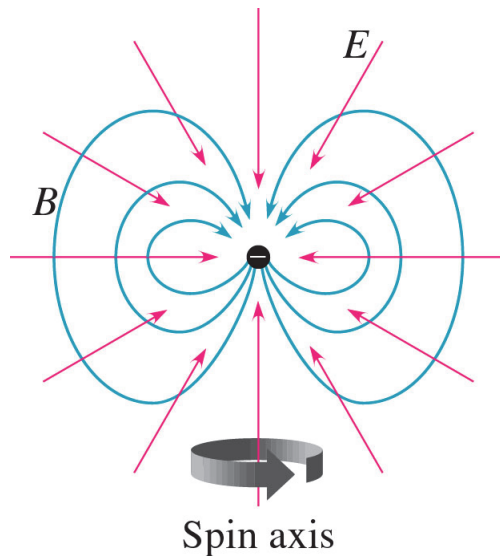
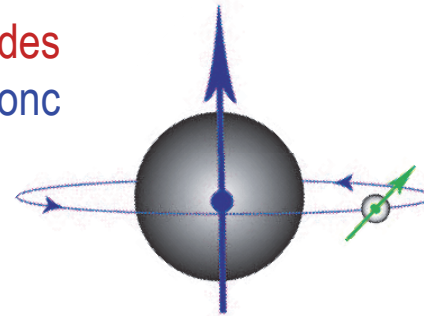
Dernière ironie de la convention : le **pôle magnétique Nord de la Terre** est en réalité le **pôle Sud de l'aimant équivalent**. Le pôle Nord de l'aiguille de la boussole s'oriente vers le Nord de la Terre.

Magnétisme à l'échelle atomique

Nous verrons que les **charges électriques en mouvement produisent un champ magnétique**. Par exemple, un courant dans un circuit circulaire fermé produit, à grandes distances, un champ magnétique identique à celui d'un dipôle magnétique.



Un tel courant est formé par le **mouvement des électrons autour du noyau**. Les atomes sont donc sources de champs magnétiques (faibles).



© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

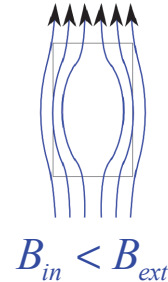
Les électrons eux-mêmes sont source de champs plus importants causés par une propriété quantique. L'électron possède un **moment cinétique intrinsèque, le spin**, auquel est associé un moment magnétique dipolaire intrinsèque. Ceci est un effet purement quantique qui défie l'intuition classique.

Magnétisme à l'échelle atomique

Les matériaux magnétiques sont classifiés en trois grandes catégories en fonction de leurs propriétés magnétiques atomiques:

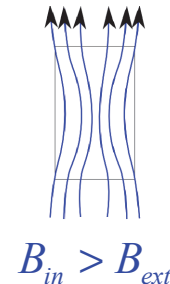
1. Diamagnétiques

Ce comportement est propre des composés dont les électrons sont couplés en paires de spins opposés (couches atomiques pleines). Dans un champ extérieur, ces matériaux sont conduits à créer un champ magnétique opposé au champ extérieur.



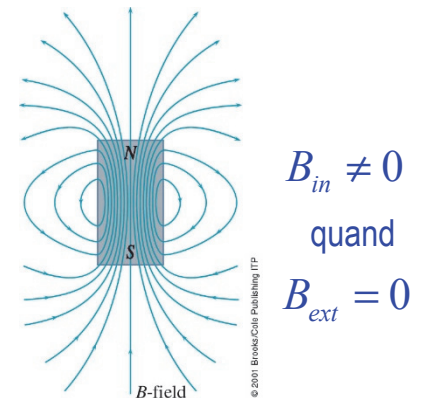
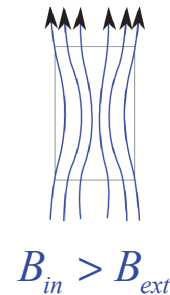
2. Paramagnétiques

Il existe des composés dont les électrons ne sont pas couplés en paires de spins opposés, p.ex. quand ils sont en nombre impair. Dans ce cas, l'atome présente un dipôle magnétique. Quand on place un tel composé dans un champ magnétique extérieur, ce dipôle magnétique des atomes s'aligne avec ce champ.



3. Ferromagnétiques

Ces matériaux ont souvent un grand nombre d'électrons impairs. Mais plus importante encore est la présence d'une interaction à longue distance qui aligne les moments magnétiques des atomes à grande échelle. Leurs dipôles de spins non compensés interagissent fortement entre eux, et se bloquent en orientation parallèle qui persiste même à température ambiante. Ces substances sont facilement aimantées et fortement attirées dans un champ magnétique extérieur.



Courant continu et champ magnétique

Oersted, en 1820, avait remarqué par pur accident qu'un fil transportant un courant électrique avait une influence sur l'aiguille aimantée d'une boussole.

Biot et Savart montrèrent que cette action à distance pouvait s'expliquer par un champ magnétique \vec{B} induit par le courant I dont la norme B :

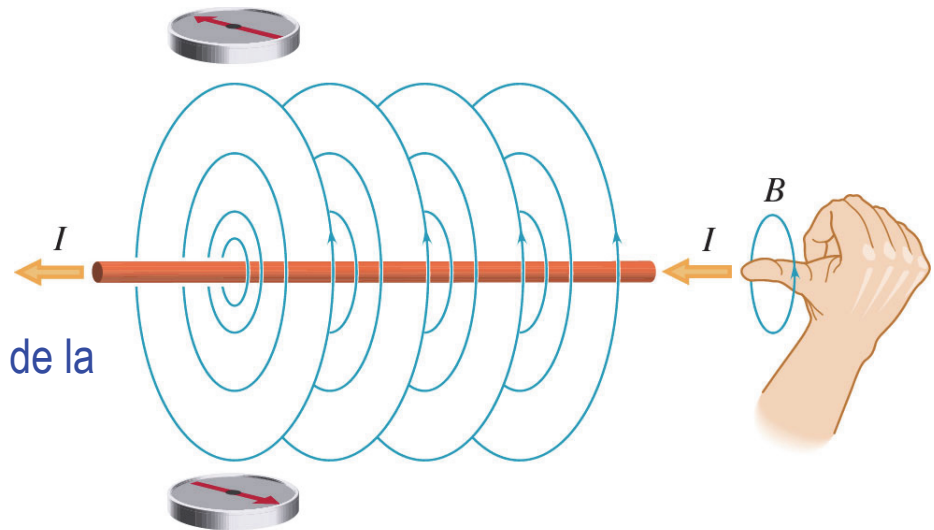
- ▶ est la même en tous points équidistants du conducteur.
- ▶ est proportionnelle au courant.
- ▶ diminue quand la distance au conducteur augmente.



Hans Christian Oersted
(1777 – 1851)

$$B \propto \frac{I}{r}$$

Le sens du champ \vec{B} est donné par la règle de la main droite (Ampère, 1820).



(b)

© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

La loi d'Ampère

Le champ magnétique créé par un flux de charges électriques peut se calculer de deux manières, soit en utilisant la loi de Biot-Savart, soit la loi d'Ampère. Nous étudions ici la seconde loi qui est plus facile à appliquer tant que le système a une géométrie simple.

La loi d'Ampère est purement empirique. Elle lie le champ magnétique au courant total de la même façon que la loi de Gauss lie le champ électrique à la charge totale.

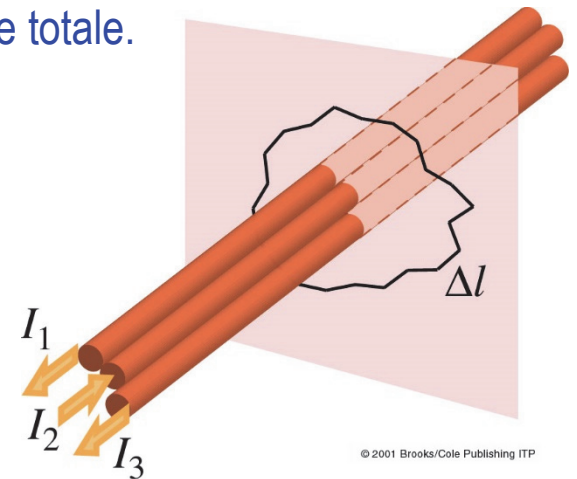
Selon la loi d'Ampère, si plusieurs conducteurs sont enfermés par un chemin on trouve que

$$\sum_{\text{chemin fermé}} \vec{B} \cdot \Delta \vec{l} = \mu_0 \sum I$$

où la somme porte sur tous les courants qui passent à l'intérieur du chemin.

Quand Δl tend vers des segments infinitésimaux, la somme se transforme en intégrale sur le chemin ampérien clos, et on obtient:

$$\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \sum_{\text{chemin fermé}} \vec{B} \cdot \Delta \vec{l} = \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum I$$



© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{\text{Tm}}{\text{A}}$$

Perméabilité (ou Permittivité) magnétique du vide

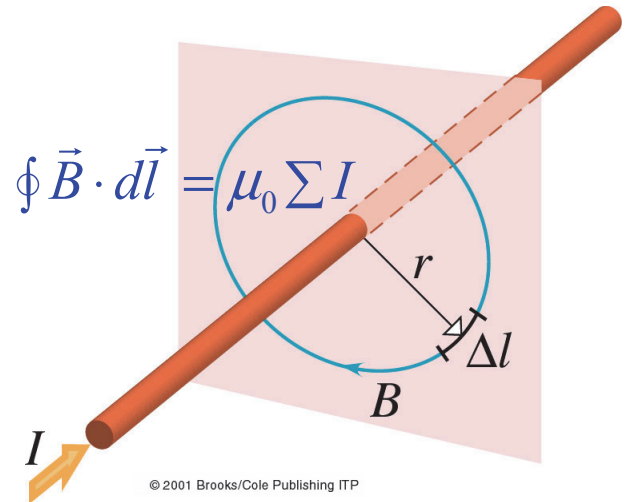
Pour d'autres milieu, il faudra prendre la valeur de la permittivité correspondante (tables)

La loi d'Ampère – Le fil rectiligne

CHAMP MAGNÉTIQUE D'UN LONG FIL RECTILIGNE

En choisissant le chemin ampérien, on a intérêt à ce que le champ \vec{B} remplisse au moins l'une des conditions suivantes:

- il est perpendiculaire au chemin ($B_{\parallel} = 0$).
- il est parallèle au chemin ($B_{\perp} = 0$).



EXEMPLE : Considérons un fil rectiligne transportant un courant I . Les lignes de champ sont circulaires dans le plan perpendiculaire au fil. Nous choisissons donc un chemin circulaire, centré sur le conducteur.

Dans ce cas, $B_{\parallel} = B$ est constant à une distance r donnée et : $\sum B_{\parallel} \Delta l = B \sum \Delta l = B (2\pi r)$

En appliquant la loi d'Ampère $\sum_{\text{chemin fermé}} \vec{B} \cdot \Delta \vec{l} = \mu_0 \sum I$ on trouve $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ qui correspond bien à la forme empirique obtenue par Biot et Savart en 1820.

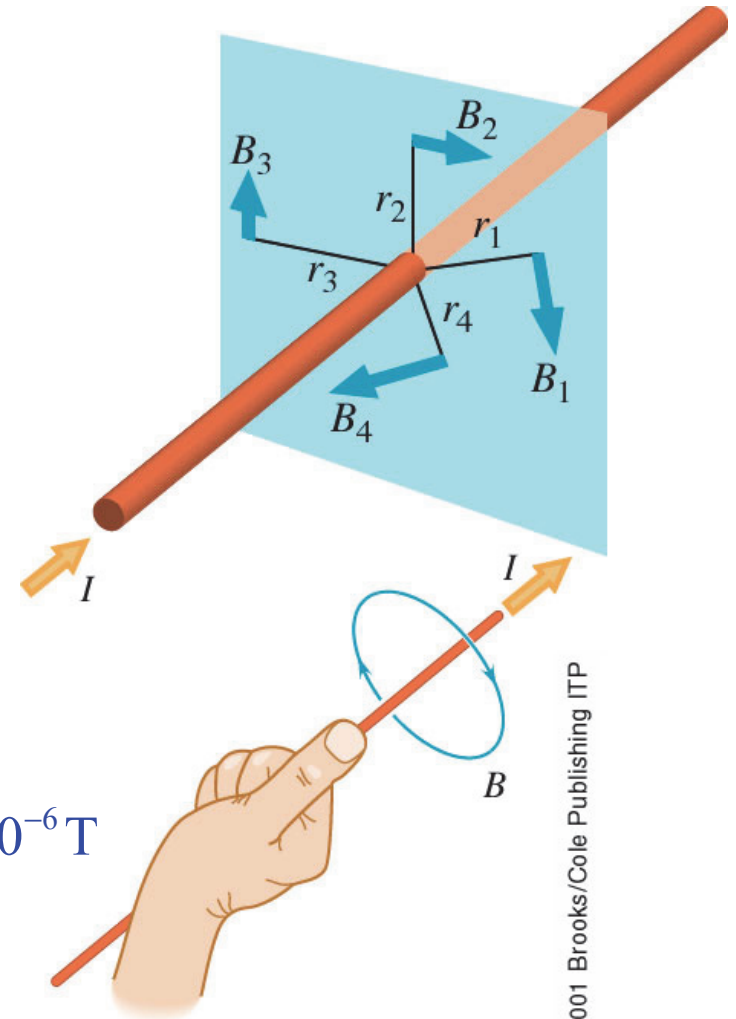
Champ magnétique d'une ligne de trolleybus

QUESTION : Soit une ligne d'alimentation d'un trolleybus à 10m au-dessus du sol. Elle est rectiligne et transporte un courant de 100A dans la direction de l'est. Décrivez le champ magnétique qu'elle produit et calculez sa valeur sous la ligne au niveau du sol. Comparez-le avec le champ magnétique terrestre.

SOLUTION : Si le courant va vers l'est, la direction du champ sous la ligne, selon la règle de la main droite, pointe vers le nord. La norme du champ, avec $\mu_{air} \approx \mu_0$, est:

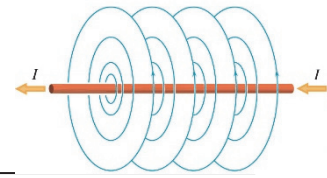
$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} = \frac{(4\pi \times 10^{-7} \text{ Tm/A})(100\text{A})}{2\pi(10\text{m})} = 2.0 \times 10^{-6} \text{ T}$$

Cette valeur correspond à 4% du champ terrestre.

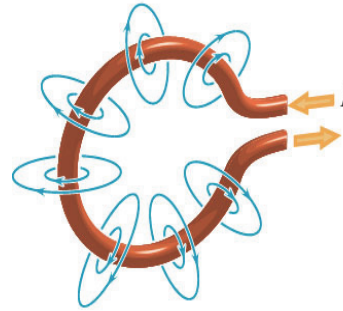


© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

Champ magnétique d'une spire circulaire



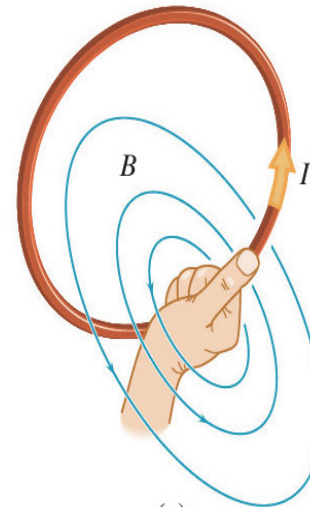
(a) Pour obtenir un champ B plus intense, Ampère eut l'idée ingénieuse de former une boucle avec un conducteur pour concentrer les lignes de champ.



(b) Les lignes de champ sont plus concentrées dans la boucle, et plus éparées à l'extérieur.

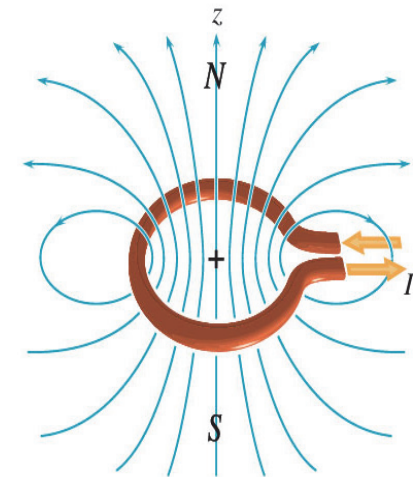
(a)

(c) La direction du champ B est donnée par la règle de la main droite.

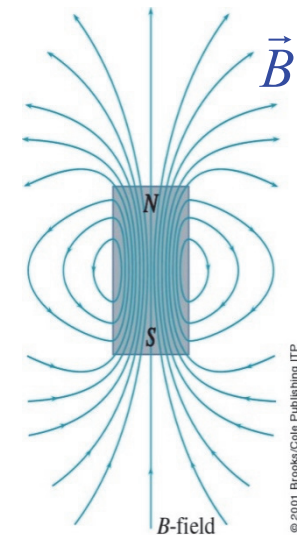


(c)

(d) Les lignes de champ d'une spire de courant rappellent celles d'une barre magnétique aimantée dans la direction z .



(b)



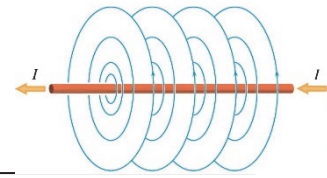
© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

Si on écrase la boucle, le champ magnétique B produit

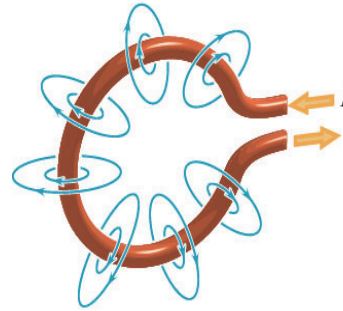
A. augmente

B. est nul

Champ magnétique d'une spire circulaire



(a) Pour obtenir un champ B plus intense, Ampère eut l'idée ingénieuse de former une boucle avec un conducteur pour concentrer les lignes de champ.

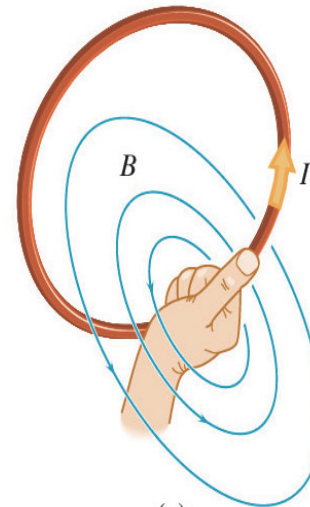


(b) Les lignes de champ sont plus concentrées dans la boucle, et plus éparsees à l'extérieur.

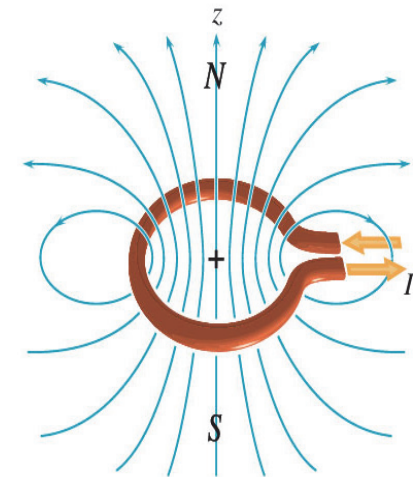
(a)

(c) La direction du champ B est donnée par la règle de la main droite.

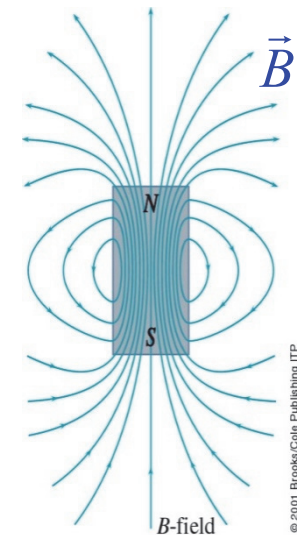
(d) Les lignes de champ d'une spire de courant rappellent celles d'une barre magnétique aimantée dans la direction z .



(c)



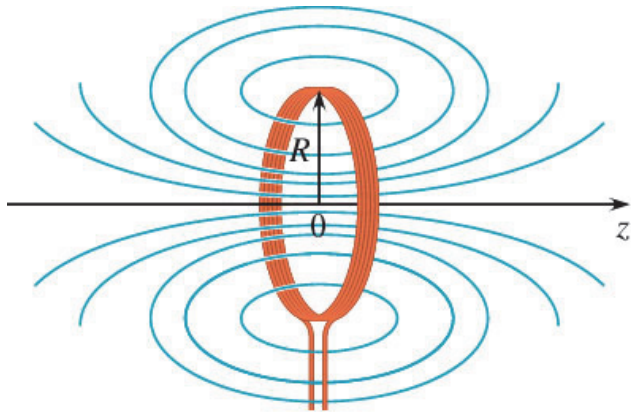
(b)



© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

Si on écrase la boucle, on a deux courants qui circulent en sens opposé à distance nulle l'un de l'autre, et aucun champ magnétique B n'est produit.

Champ magnétique d'une spire circulaire



(a)

Biot et Savart ont déterminé expérimentalement que le **champ magnétique au centre d'une spire** de courant :

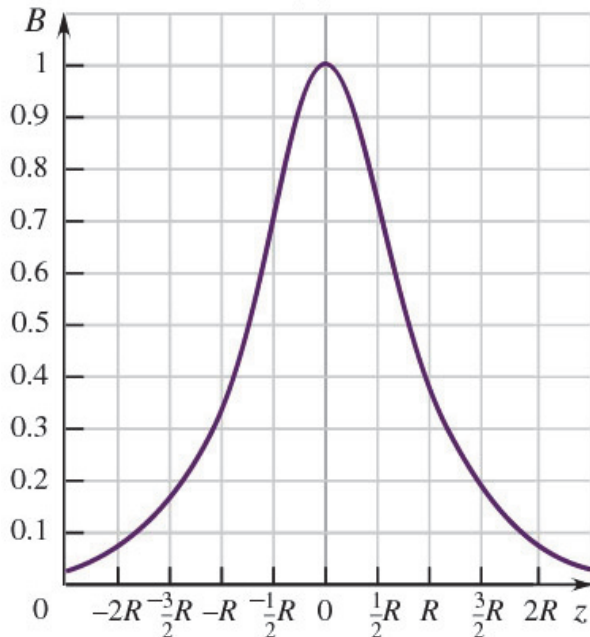
- ▶ est perpendiculaire au plan de la spire.
- ▶ a une amplitude proportionnelle au courant I .
- ▶ a une amplitude inversement proportionnelle au rayon R de la spire.

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

Superposer plusieurs spires identiques revient à additionner vectoriellement le champ de chaque spire. Le champ au centre d'une bobine formée de N spires serrées portant chacune le même courant I vaut:

$$B_z = N \frac{\mu_0 I}{2R}$$

Le champ le long de l'axe (z) décroît rapidement quand on s'éloigne du plan de la bobine. Une telle boucle se comporte comme un aimant dipolaire.

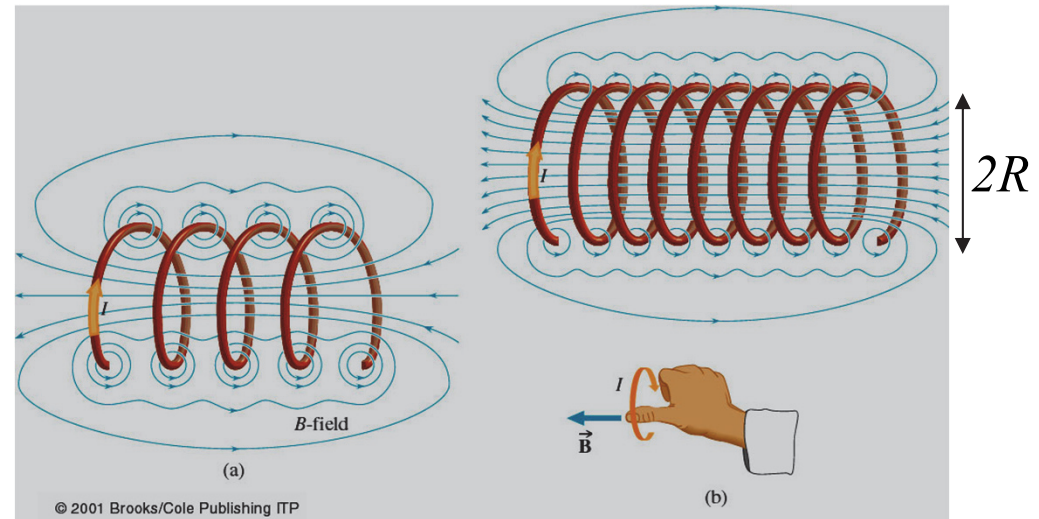


(b)

© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

Champ magnétique d'un solénoïde ($\sigma\omega\lambda\eta\nu = \text{tube}$)

Quand on enroule un conducteur sur un long cylindre on obtient **un solénoïde**. Son champ est celui d'une séquence de spires enchaînées. La direction du champ est donnée par la règle de la main droite.



Le champ à l'intérieur du solénoïde est intense et assez uniforme, surtout proche de son axe. Les solénoïdes se retrouvent dans de nombreuses applications: sonneries électriques, haut-parleurs etc.

Le champ à l'extérieur de la bobine tend vers zéro pour $L \gg R$.

Le champ B à l'intérieur d'un solénoïde est proportionnel au courant I . Il doit augmenter avec le nombre de spires. Mais ce qui importe vraiment est le nombre de spires par unité de longueur, n , car 10 spires enroulées sur 10 cm produisent un champ plus faible que 20 spires enroulées sur 10 cm.

La loi d'Ampère – Champ magnétique d'un long solénoïde

Pour calculer le champ d'un **long solénoïde** ($L \gg R$), nous devons choisir un **chemin ampérien** dont les segments sont ou parallèles, ou perpendiculaires à \vec{B} .

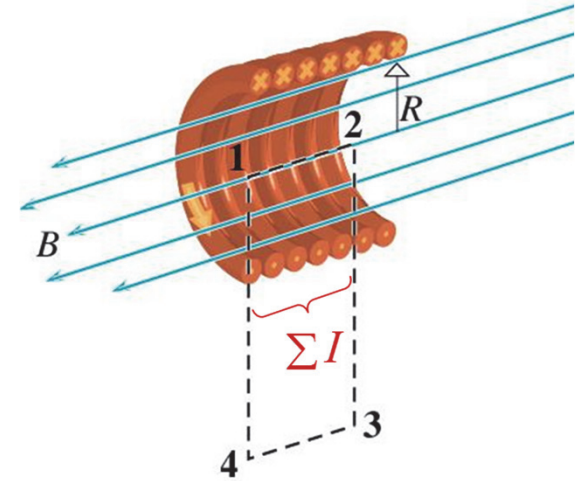
Considérons le chemin 12341: les segments axiaux 12 et 34 sont parallèles au champ et de longueur $l_{12}=l_{34}$; les segments radiaux 23 et 41 sont perpendiculaires au champ et ne contribuent pas, quelle que soit leur longueur. La loi d'Ampère s'écrit alors:

$$\sum B_{\parallel} \Delta l = B_{\parallel} l_{12} + B_{\parallel}^{ext} l_{34} = \mu_0 \sum I$$

Le long du côté extérieur, 34, le champ B_{\parallel}^{ext} est nul si le solénoïde est infiniment long (pour un solénoïde de longueur finie, le champ est faible, parallèle à l'axe et décroît comme $1/r$). Il ne reste que la contribution $B_{\parallel} l_{12}$, où le champ est constant et parallèle au chemin.

Reste à calculer le courant inclus dans le chemin clos. Si le solénoïde contient n spires par unité de longueur, le nombre de spires enfermées est $N=n l_{12}$. Chaque spire est parcourue par un courant I et **la loi d'Ampère** donne:

$$\sum B_{\parallel} \Delta l = \mu_0 I \rightarrow B_{\parallel} l_{12} = \mu_0 N I \text{ et donc } \boxed{B_{\parallel} = \mu_0 n I \text{ avec } n = N/l_{12}}$$



La force magnétique – Force de Lorentz

- ▶ Le champ magnétique est causé par des particules chargées en mouvement
- ▶ Les aimants s'attirent mutuellement

Alors, une force magnétique \vec{F}_M doit s'exercer sur une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique.

Cette force est appelée **force de Lorentz** :

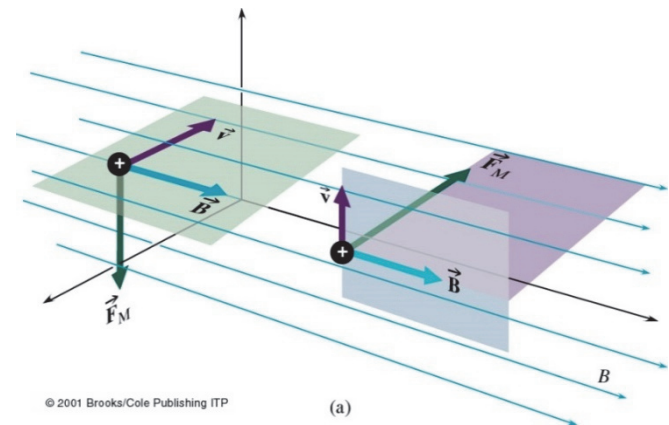
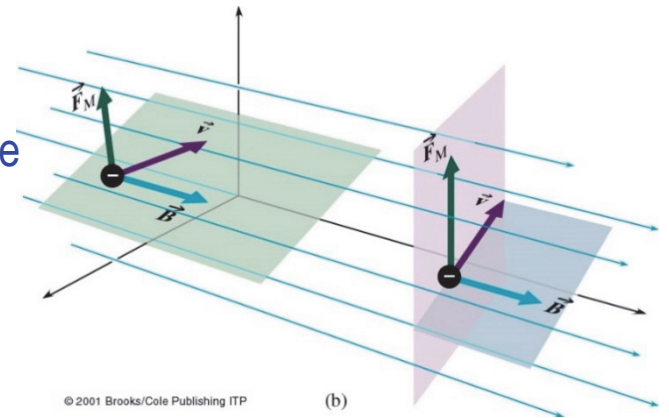
- ▶ proportionnelle au champ \vec{B} et à la vitesse \vec{v} de la particule chargée.
- ▶ perpendiculaire au plan défini par les vecteurs \vec{B} et \vec{v} .
- ▶ le sens dépend du signe de la charge.

La **force de Lorentz** s'écrit:

$$\vec{F}_M = q\vec{v} \times \vec{B} \quad ; \quad F_M = qvB \sin \theta$$

où θ est l'angle entre \vec{v} et \vec{B} .

La force est nulle quand $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 180^\circ$, i.e. quand la charge se déplace parallèlement au champ magnétique.



La force magnétique – Force de Lorentz

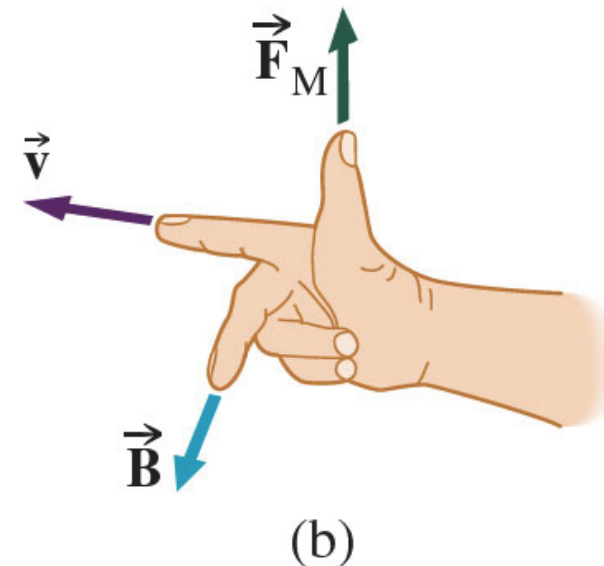
La loi de Lorentz stipule: $\vec{F}_M = q\vec{v} \times \vec{B}$; $F_M = qvB \sin \theta$

Cette équation ne contient pas de constante de proportionnalité, elle est en fait une **définition du champ magnétique** lui-même: un champ de 1 T agissant sur une charge de 1 C qui se déplace à 1m/s perpendiculairement au champ exerce une force de 1 N.

La direction de la force, si la charge est positive, est déterminée par la règle de la main droite: si l'index pointe dans la direction de \vec{v} et vous le faites tourner par un petit angle vers \vec{B} , le pouce indique la direction de \vec{F}_M .

La force de Lorentz est toujours perpendiculaire à la trajectoire de la particule:

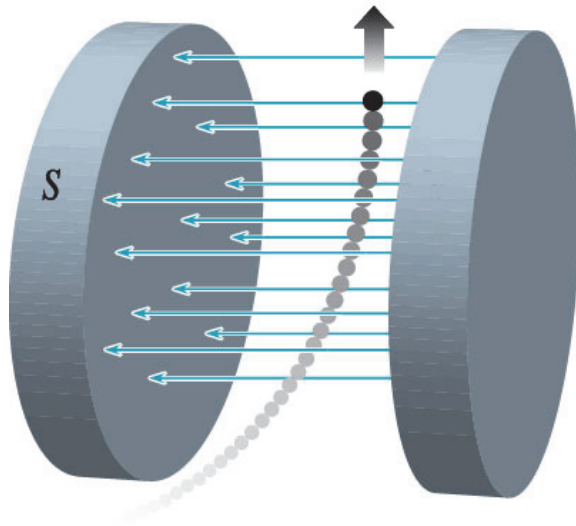
- Elle n'a pas de composante dans la direction de \vec{v}
⇒ Elle **peut changer sa direction, mais pas sa norme**.
- Elle **n'effectue aucun travail**, et l'énergie de la particule reste constante sous l'action du champ magnétique.



Trajectoire d'une particule libre chargée dans un champ \vec{B}

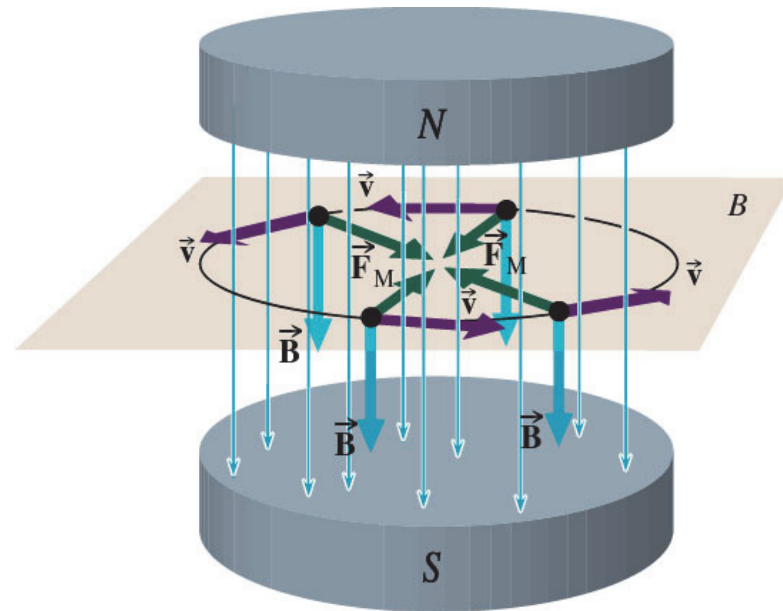
Considérons une particule de charge positive q qui pénètre dans un champ magnétique \vec{B} avec une vitesse $\vec{v} \perp \vec{B}$. La force magnétique étant toujours perpendiculaire à \vec{B} , la particule ne subit aucune accélération dans la direction du champ; elle reste donc dans un plan perpendiculaire à \vec{B} . Par contre, la particule subit une accélération centripète, perpendiculaire à sa vitesse. Elle décrit un cercle complet.

(En réalité, les particules chargées accélérées émettent de l'énergie par radiation et décrivent une spirale en s'approchant du centre.)



(a)

© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

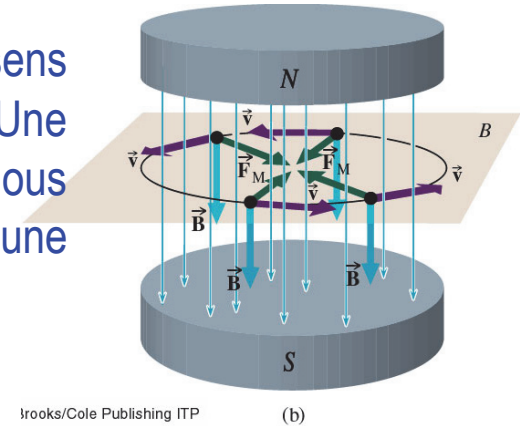


(b)

Anneaux de stockage

Une particule de charge positive q décrit un cercle dans le sens inverse des aiguilles d'une montre dans le champ ci-contre. Une particule de charge négative décrirait un cercle en sens opposé. Nous savons qu'un corps qui se déplace sur un cercle de rayon R subit une accélération centripète :

$$a_c = \frac{v^2}{R}$$



Cette accélération résulte de l'action de la force de Lorentz qui est partout perpendiculaire au vecteur vitesse:

$$F_{Lorentz} = qvB \sin \theta = qvB = \frac{mv^2}{R} \rightarrow R = \frac{mv}{qB}$$

Pour une charge q donnée, la trajectoire est définie par la quantité de mouvement mv et le champ B . Si la particule est accélérée longitudinalement, par un champ électrique par exemple, le rayon du cercle augmente. Si on augmente B proportionnellement, la particule reste sur un cercle de rayon constant.

C'est le principe utilisé dans les accélérateurs et anneaux de stockage de particules, comme LHC au CERN.

Force magnétique sur un fil conducteur rectiligne – Force de Laplace

Les charges électriques subissent une force lorsqu'elles se déplacent dans un champ magnétique. C'est vrai aussi bien pour des charges évoluant dans le vide que celles qui forment un courant dans un conducteur.

Quand elles se déplacent dans un conducteur, les charges transmettent cette force au conducteur.

Le nombre de porteurs de charges mobiles dans un segment de fil de longueur l et de section A est $N=nAl$.

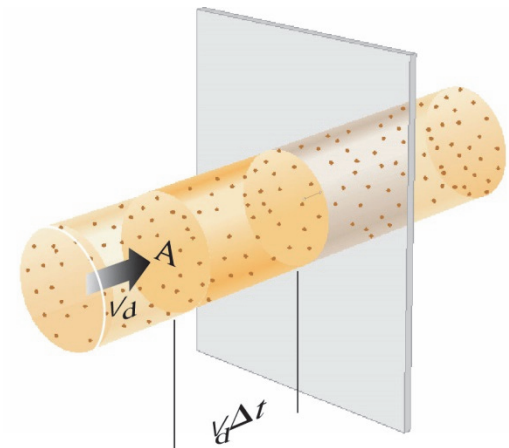
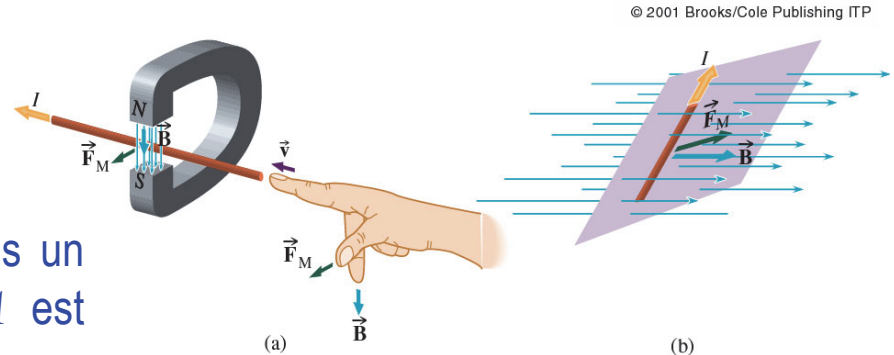
Ces charges dérivent à une vitesse v_d et ressentent une force égale à :

$$F_M = F_{\text{Lorentz}}^{\text{charge}} \cdot N^{\text{charges}} \rightarrow F_M = q_e v_d B \sin \theta \cdot (nAl)$$

Mais avec $I = q_e n A v_d$ on obtient $F_M = IlB \sin \theta$

ou vectoriellement:

$$\vec{F}_M = I \vec{l} \times \vec{B} \quad \text{C'est la Force de Laplace}$$



Force magnétique sur un fil conducteur rectiligne – Force de Laplace

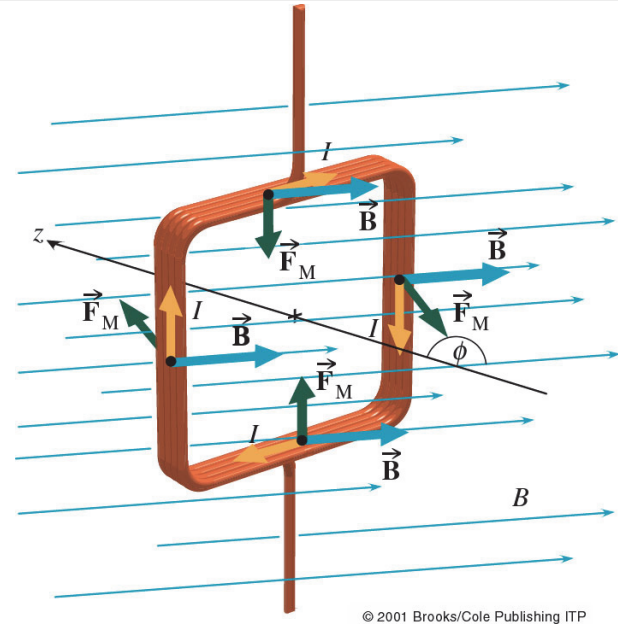
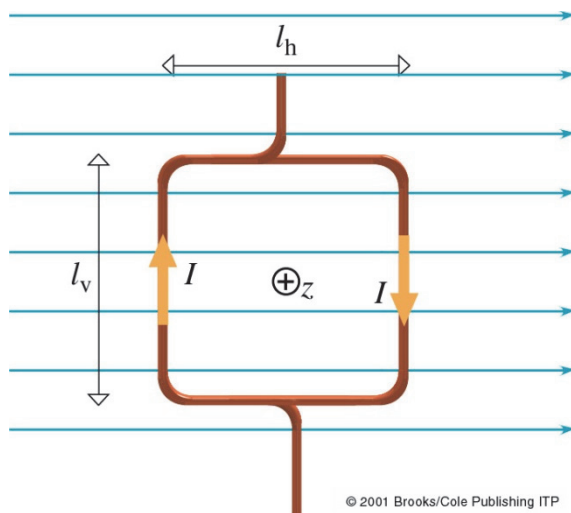


Moment de force sur une spire

Considérons une bobine rectangulaire légère parcourue par un courant I . Nous supposons qu'elle soit dans un plan vertical et libre de tourner autour d'un axe vertical.

Soient l_h et l_v les longueurs respectives de ses côtés horizontaux et verticaux.

Si elle est placée dans un champ magnétique B horizontal et uniforme, les forces sur les côtés horizontaux sont opposées et parallèles à l'axe; elles n'ont donc aucun effet sur sa rotation.



Par contre, les forces sur les segments verticaux agissent à une certaine distance de cet axe et produisent un moment de force qui tend à faire tourner la bobine et à l'aligner dans une position perpendiculaire au champ. La bobine est un dipôle magnétique avec le pôle Nord dans une direction $+z$, le pôle Sud dans la direction opposée $-z$.

Moment de force sur une spire



Moment de force sur une spire

Les forces sur les deux segments verticaux sont opposées et indépendantes de l'angle entre l'axe z et \vec{B} .

Pour chaque segment de N fils :

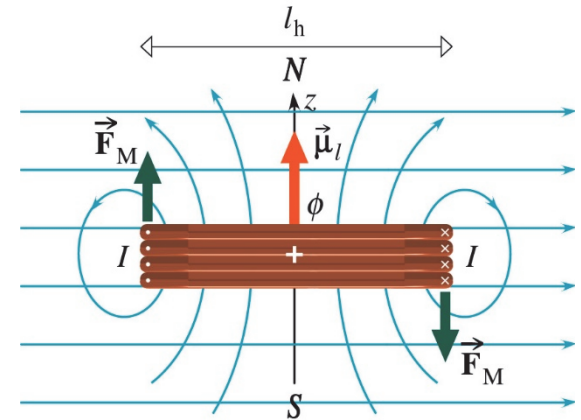
$$F_M = NIl_v B$$

Quand l'axe forme un angle ϕ avec le champ, le **bras de levier** pour chaque force, c'est-à-dire la distance normale entre la ligne d'action de la force et l'axe de rotation, est $\frac{1}{2}l_h \sin\phi$. Le **moment de chaque force** est alors $F_M \frac{1}{2}l_h \sin\phi$. Les deux moments s'additionnent pour un total de:

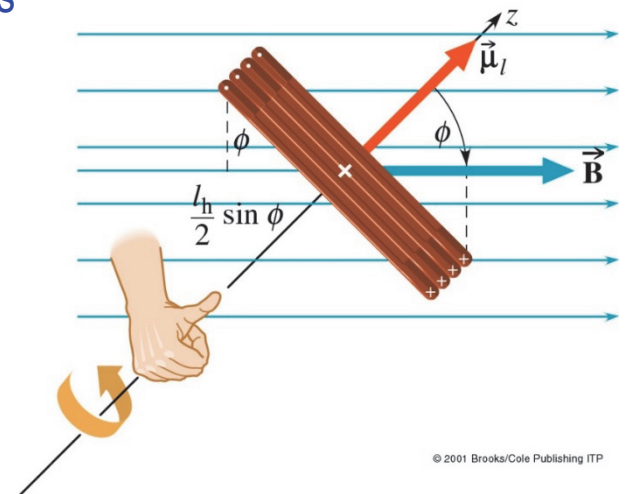
$$\tau = 2F_M \frac{1}{2}l_h \sin\phi = NI l_v l_h B \sin\phi$$

Comme $A = l_v l_h$ est la surface de la bobine:

$$\tau = NIAB \sin\phi$$



© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP



© 2001 Brooks/Cole Publishing ITP

Moment magnétique dipolaire

Le **moment magnétique dipolaire** $\vec{\mu}_M$ d'une spire est défini comme le vecteur normal au plan de la spire et de norme égale au produit IA . Pour la bobine de N tours, la norme du moment total est $\mu_M = NIA$.

Le sens du moment est défini selon la règle de la main droite: si les doigts sont orientés dans la direction du courant, le pouce pointe dans la direction du moment magnétique.

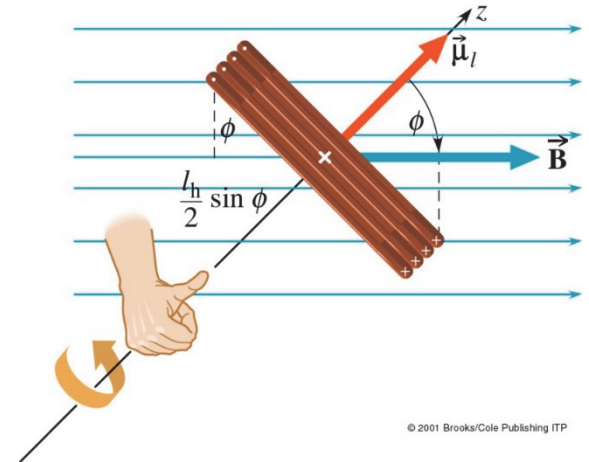
L'unité SI du moment magnétique dipolaire est [Am²].

On peut donc réécrire l'expression du moment de force exercé par le champ magnétique sur une spire de courant :

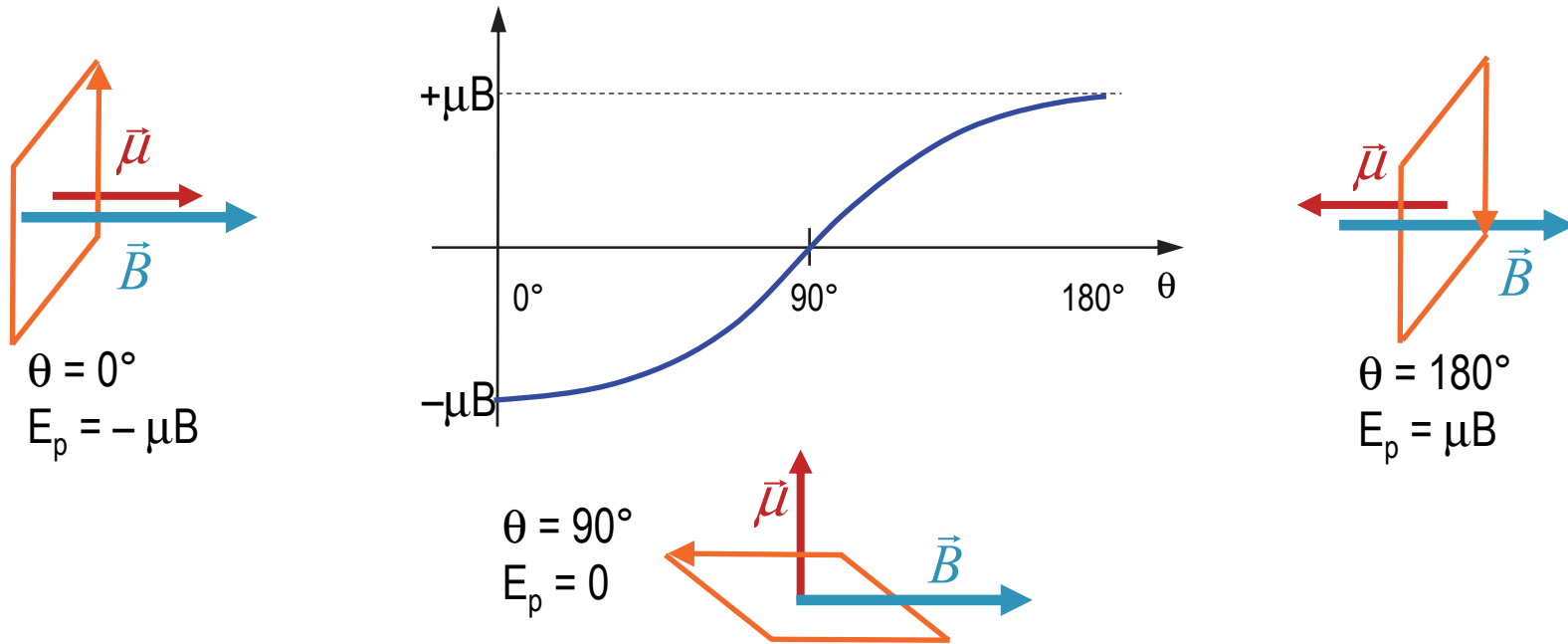
$$\tau = NIAB \sin \phi = \mu_M B \sin \phi \Rightarrow \boxed{\vec{\tau} = \vec{\mu}_M \times \vec{B}}$$

Le **moment magnétique** tend à s'aligner avec le champ magnétique.

Le moment de force magnétique est utilisé dans le moteur électrique pour convertir de l'énergie électrique en énergie cinétique de rotation.



Énergie potentielle d'un dipôle dans un champ magnétique \vec{B} externe



On fixe arbitrairement le zéro d'énergie potentielle lorsque le dipôle est perpendiculaire au champ magnétique ($\theta = 90^\circ$)

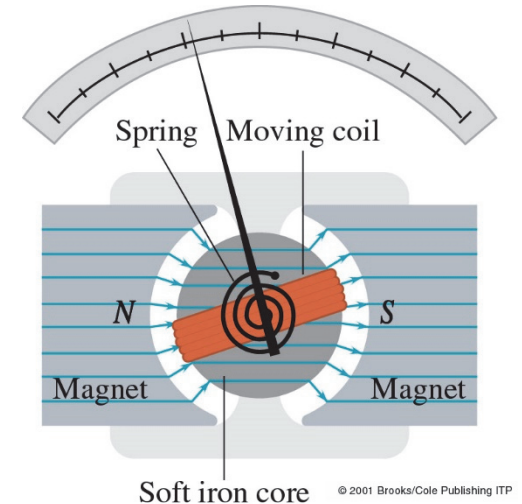
L'énergie potentielle du dipôle peut être écrite comme le **produit scalaire** de $\vec{\mu}$ avec \vec{B}

$$E_p = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos \theta$$

Le galvanomètre à cadre mobile

Si la bobine est suspendue à un fil de torsion ou à un ressort exerçant un couple de rappel proportionnel à ϕ , elle devient l'élément essentiel d'un **galvanomètre à cadre mobile**.

Si on insère un noyau cylindrique ferromagnétique dans la bobine et qu'on ajuste les pôles de l'aimant permanent fournissant le champ externe, les lignes de champ sont concentrées et presque radiales.



Par cet ajustement des pôles on cherche donc uniquement à se mettre dans la condition où $\phi = 90^\circ$ quelle que soit la position de la bobine, de sorte à maximiser τ . La rotation du cadran mesure alors le courant I dans la bobine, parce que:

$$\tau = NIAB \sin(90^\circ) = NIAB$$



PROCHAINE SÉANCE D'EXERCICES

Mardi 3 Février 13:15 – 15:00

Salles Müller et S1-S2