

CH.27 : MAGNETOSTATIQUE

Plan (Cliquez sur le titre pour accéder au paragraphe)

- I. ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR DES COURANTS 1
 - I.1. INTERACTION MAGNETIQUE 1
 - I.2. FORCE DE LORENTZ 2
 - I.3. FORCE DE LAPLACE 2
- II. LES EQUATIONS LOCALES DE LA MAGNETOSTATIQUE 2
 - II.1. CONSERVATION DE LA CHARGE 2
 - II.2. EQUATION RELATIVE AU FLUX DE B 3
 - II.3. EQUATION RELATIVE A LA CIRCULATION DE B 3
- III. NOTION DE POTENTIEL-VECTEUR 4
 - III.1. DEFINITION 4
 - III.2. INDETERMINATION DE A 4
 - III.3. EQUATION DE POISSON DE LA MAGNETOSTATIQUE 4
- IV. EXPRESSION GENERALE DU CHAMP MAGNETOSTATIQUE 4
 - IV.1. EXPRESSION GENERALE DU POTENTIEL-VECTEUR 4
 - IV.2. LOI DE BIOT ET SAVART 5
- V. METHODES DE CALCUL D'UN CHAMP MAGNETOSTATIQUE 5
 - V.1. ETUDE DES INVARIANCES ET SYMETRIES 5
 - V.2. CHOIX D'UN THEOREME 6
- VI. NOTION DE DIPOLE MAGNETIQUE 7
 - VI.1. MOMENT DIPOLAIRE MAGNETIQUE 7
 - VI.2. POTENTIEL-VECTEUR D'UN DIPOLE MAGNETIQUE 7
 - VI.2.1. Définition d'un dipôle magnétique 7
 - VI.2.2. Potentiel-vecteur d'un dipôle magnétique. 7
 - VI.3. CHAMP MAGNETIQUE A GRANDE DISTANCE DU DIPOLE 7
 - VI.3.1. Composantes du champ 7
 - VI.3.2. Lignes de champ 8
 - VI.4. ACTIONS SUBIES PAR UN DIPOLE MAGNETIQUE 8
 - VI.4.1. Champ magnétique extérieur uniforme 8
 - VI.4.2. Champ extérieur non-uniforme 9

I. ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE SUR DES COURANTS

I.1. INTERACTION MAGNETIQUE

L'interaction magnétique peut toujours être décrite comme l'action d'un courant permanent (qui ne dépend pas du temps) sur un autre courant permanent ; pour Ampère (1775-1836), le fonctionnement des aimants pouvait s'interpréter par la présence de courants microscopiques dans les matériaux aimantés (« courants ampériens ») : l'étude de ces milieux montre que cette conception n'est pas si éloignée des idées actuelles, où l'on peut assimiler le mouvement des électrons autour du noyau à des boucles de courant.

COURS

 I.2. FORCE DE LORENTZ

De manière générale, considérons une particule de charge q , de vitesse \vec{v} par rapport à un référentiel (R) où règne un champ électromagnétique (ensemble de 2 champs vectoriels $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{B}(\vec{r}, t)$ respectivement champ électrique et champ magnétique) ; le champ électromagnétique est accessible à l'expérience par son action sur cette particule, action donnée par la **loi de Lorentz** :

$$\boxed{\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})} \quad \text{où } \vec{B} \text{ est en Tesla (T)}$$

Rq : \vec{B} est défini à partir de la force et de la vitesse par un produit vectoriel, dont le résultat dépend d'une convention d'orientation des rotations dans l'espace (rappelons que ça n'est pas le cas pour \vec{E}) ; on dira que \vec{B} est un « **pseudo-vecteur** » ou « **vecteur axial** ». Nous verrons plus loin que les règles de symétrie s'appliquant à \vec{B} n'obéissent pas au **Principe de Curie** (chapitre 26).

 I.3. FORCE DE LAPLACE

Considérons un tronçon de circuit filiforme de longueur élémentaire $d\vec{l}$, vecteur dont le sens définit l'orientation positive de l'intensité i qui parcourt le fil, ce tronçon étant placé dans un champ magnétostatique \vec{B} ; le tronçon de circuit est alors soumis à une force résultante, appelée **force de Laplace**, dont l'expression est :

$$\boxed{d\vec{F}_{Lap} = i d\vec{l} \wedge \vec{B}}$$

Rq1 : l'origine de cette force est la force de Lorentz qui s'applique aux porteurs de charge contenus dans le fil ; lors des « chocs » avec les ions du réseau cristallin, cette force est transmise au fil lui-même (la force de Laplace apparaît comme la forme « macroscopique » de la force de Lorentz). Ainsi, en appelant S la section du fil, on a :

$$i d\vec{l} = (\vec{j} \cdot \vec{S}) d\vec{l} = \vec{j} (\vec{S} \cdot d\vec{l}) = \vec{j} d\tau$$

où $d\tau$ est le volume du tronçon de fil considéré et \vec{j} est supposé uniforme sur S

$$\vec{j} = \rho_{mobile} \vec{v} \quad \text{et} \quad dq = \rho_{mobile} d\tau \quad (= \text{charge élémentaire mobile du tronçon}) \Rightarrow d\vec{F}_{Lap} = dq \vec{v} \wedge \vec{B}$$

(cf. force de Lorentz, avec $\vec{E} = \vec{0}$, s'appliquant aux charges mobiles contenues dans $d\tau$).

Rq2 : cependant, lorsqu'on exprime la puissance de la force de Lorentz purement magnétique, on constate qu'elle est nulle (« un champ magnétique ne travaille pas »), à cause du produit mixte en \vec{v} ; par ailleurs, la force de Laplace « travaille » (heureusement pour les alternateurs et les machines à courant continu !). Il n'y a là qu'un paradoxe apparent, car, dans un bilan complet, il faut prendre en compte la puissance $P_{\text{électrique}}$ du générateur qui fait circuler le courant i (cf. chapitre 28 sur l'induction).

 II. LES EQUATIONS LOCALES DE LA MAGNETOSTATIQUE

 II.1. CONSERVATION DE LA CHARGE

Soit (S) une surface fermée, fixe dans le référentiel d'étude, (= « **surface de contrôle** »), orientée vers l'extérieur et soit (V) le volume délimité par (S) (= « **volume de contrôle** ») ; on note $q(t)$ la charge totale contenue dans (V) à l'instant t , $\vec{j}(\vec{r}, t)$ sera la densité de courant et $\rho(\vec{r}, t)$ la densité volumique de charge.

COURS

On fait un **bilan de charge** en s'intéressant à la variation temporelle de $q(t)$, soit dq/dt ; de manière générale, les deux causes en sont :

- un terme de **TRANSFERT** à travers la surface de contrôle : ici, il s'agit du courant i algébriquement **rentrant**.
- un terme éventuel de **PRODUCTION** locale (> 0 ou < 0) : ici, ce terme est nul, conformément au Principe de conservation de la charge, qui n'a jamais été invalidé (même lorsque l'on crée des particules à partir d'énergie pure, la charge algébrique totale de ces particules reste nulle, puisque l'énergie initiale est non chargée).

On a donc :

$$dq/dt = i_{\text{rentrant}} = -i_{\text{sortant}} = -\oiint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = -\iiint_V (\text{div} \vec{j}) d\tau$$

(par application du **théorème de Green-Ostrogradski**, avec i_{sortant} car le théorème impose un $d\vec{S}$ sortant).

Par ailleurs :

$$q(t) = \iiint_V \rho(\vec{r}, t) d\tau \Rightarrow dq/dt = \iiint_V (\partial \rho / \partial t) d\tau = -\iiint_V (\text{div} \vec{j}) d\tau$$

L'égalité précédente étant vraie $\forall (V)$, aussi petit que l'on veut, il vient la relation :

$$\boxed{\text{div} \vec{j} + \partial \rho / \partial t = 0}$$

C'est la relation **LOCALE** de conservation de la charge.

Rq1 : nous avons pu permuter l'ordre des opérations (dérivation temporelle et intégration spatiale) car ces deux opérations sont linéaires et les variables de temps et d'espace sont **indépendantes** ; sous l'intégrale d'espace, il faut utiliser un « ∂ » puisque ρ dépend à priori de \vec{r} ET de t .

Rq2 : en **REGIME PERMANENT**, il vient :

$$\boxed{\text{div} \vec{j} = 0} \quad \vec{j} \text{ est alors à } \mathbf{FLUX CONSERVATIF}$$

II.2. EQUATION RELATIVE AU FLUX DE B

L'expérience montre que le flux de \vec{B} à travers une surface fermée (S) quelconque est nul :

$$\boxed{\forall (S), \oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \Leftrightarrow \text{div} \vec{B} = 0 \Leftrightarrow \vec{B} \text{ est à } \mathbf{FLUX CONSERVATIF}}$$

II.3. EQUATION RELATIVE A LA CIRCULATION DE B

Historiquement, l'expérience avait permis d'établir le « **théorème d'Ampère** » ; en désignant par I_e l'intensité totale des courants permanents « **enlacés** » par un contour (C), la circulation de \vec{B} le long de (C) est donnée par :

$$\boxed{\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_e \Leftrightarrow \overline{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}}$$

avec : $I = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S}$ où (S) est une surface orientée s'appuyant sur (C)

Rq1 : l'équivalence précédente est obtenue grâce au théorème de **Stokes-Ampère**.

COURS

Rq2 : (S) est orientée à partir de l'orientation de (C) (règle du **tire-bouchon**, par exemple) : une intensité I sera comptée **positivement** si elle traverse (S) dans le **même sens** que sa normale, **négativement** dans le cas **contraire**.

Rq3 : en appliquant l'opérateur « div » à l'équation locale précédente, on retrouve $\text{div} \vec{j} = 0$, relation vraie pour les régimes permanents ; ceci montre que le théorème d'Ampère n'est valable, à priori, qu'en régime stationnaire : l'un des grands mérites de J-C Maxwell (1831-1879) est d'avoir su « compléter » l'équation $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ (cf. chapitre 29).

III. NOTION DE POTENTIEL-VECTEUR

III.1. DEFINITION

La relation $\text{div} \vec{B} = 0$ montre qu'il est toujours possible de trouver un champ vectoriel \vec{A} , appelé « **potentiel-vecteur de \vec{B}** », tel que :

$$\boxed{\vec{B} = \text{rot} \vec{A}} \quad \text{où } \vec{A} \text{ s'exprime en Tesla-mètre (T.m)}$$

III.2. INDETERMINATION DE \vec{A}

On sait que : $\text{rot}(\text{grad}) = \vec{0} \Rightarrow \vec{A}$ n'est défini qu'à un **gradient près**.

($\vec{A}' = \vec{A} + \text{grad} f$, où f est une fonction scalaire quelconque, est aussi un potentiel-vecteur de \vec{B})

Pour simplifier les calculs, et selon les situations, on peut être amené à choisir une condition supplémentaire satisfaite par \vec{A} , dite « **condition de JAUGE** » .

En magnétostatique, une « bonne » condition de jauge est :

$$\boxed{\text{div} \vec{A} = 0}$$

III.3. EQUATION DE POISSON DE LA MAGNETOSTATIQUE

Nous allons procéder comme en électrostatique en introduisant le potentiel-vecteur dans $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \Rightarrow \text{rot}(\text{rot} \vec{A}) = \mu_0 \vec{j} = \text{grad}(\text{div} \vec{A}) - \Delta \vec{A} = -\Delta \vec{A}$ avec la jauge: $\text{div} \vec{A} = 0$; on a alors :

$$\boxed{\Delta \vec{A} + \mu_0 \vec{j} = \vec{0}}$$

IV. EXPRESSION GENERALE DU CHAMP MAGNETOSTATIQUE

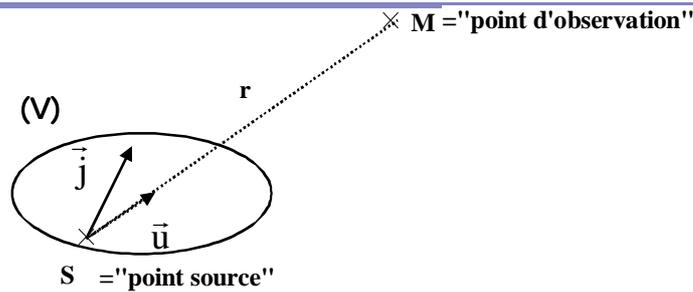
IV.1. EXPRESSION GENERALE DU POTENTIEL-VECTEUR

L'équation de Poisson vectorielle ci-dessus nous donne trois équations scalaires du type :

$\Delta A_x + \mu_0 j_x = 0$ (cf. $\Delta V + \rho / \epsilon_0 = 0$, en électrostatique) .

Par analogie avec la solution du potentiel coulombien en $1/r$, nous pourrions écrire :

$$A_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{j_x(S)}{r} d\tau : 1/\mu_0 \text{ jouant le rôle de } \epsilon_0, \text{ et } j_x \text{ celui de } \rho$$



nous obtenons ainsi :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\vec{j}(S)}{r} d\tau$$

IV.2. LOI DE BIOT ET SAVART

Remarquons tout d'abord que lorsque nous écrivons : $\overrightarrow{rot}(f\vec{A}) = (\overrightarrow{grad}f) \wedge \vec{A} + f\overrightarrow{rot}\vec{A}$, les dérivées partielles s'effectuent autour du point d'observation M ; en revanche, l'intégration sur le volume (V) se fait à M fixé.

Pour éviter une confusion, nous écrivons : $\vec{B}(M) = \overrightarrow{rot}_M \vec{A}$, pour décrire une opération relative à M. Rappelons une formule d'analyse vectorielle (qu'il n'est pas nécessaire de connaître) :

$$\overrightarrow{rot}(f\vec{A}) = (\overrightarrow{grad}f) \wedge \vec{A} + f\overrightarrow{rot}\vec{A}, \text{ où } f \text{ est une fonction scalaire et } \vec{A} \text{ un champ vectoriel}$$

Donc :

$$\vec{B}(M) = \overrightarrow{rot}_M \left\{ \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\vec{j}(S)}{r} d\tau \right\} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \overrightarrow{rot} \left[\frac{\vec{j}(S)}{r} \right] d\tau = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \left\{ \overrightarrow{grad}_M (1/r) \wedge \vec{j}(S) + (1/r) \overrightarrow{rot}_M \left[\frac{\vec{j}(S)}{r} \right] \right\} d\tau$$

Or : $\overrightarrow{rot}_M [\vec{j}(S)] = 0$ (dérivation en fonction de M d'une fonction de S, indépendante de M) et :

$$\overrightarrow{grad}_M (1/r) = -\frac{\vec{u}}{r^2} \quad (\vec{u} \text{ est orienté du point source VERS le point d'observation}) ; \text{ d'où :}$$

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \vec{j} \wedge \frac{\vec{u}}{r^2} d\tau$$

Pour les situations caractérisées par des « nappes » de courant (densité superficielle de courant \vec{j}_s en A/m) ou des circuits « filiformes » (intensité I), on substituera :

$\vec{j}_s dS$ ou $I d\vec{l}$ à $\vec{j} d\tau$ dans l'expression précédente ; pour les circuits filiformes :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C d\vec{l} \wedge \frac{\vec{u}}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C d\vec{l} \wedge \frac{\overrightarrow{PM}}{r^3} \quad \text{avec: } \overrightarrow{PM} = r\vec{u}$$

V. METHODES DE CALCUL D'UN CHAMP MAGNETOSTATIQUE

V.1. ETUDE DES INVARIANCES ET SYMETRIES

• **invariances** : * lorsqu'une distribution est invariante par **translation** selon une direction, le champ sera **indépendant de la variable associée à cette direction** (c'est souvent le cas pour les distributions « illimitées », comme la nappe de courants ou le fil rectiligne infini, mais pas systématique).

COURS

* la distribution peut aussi être invariante par **rotation** autour d'un axe : pour une répartition cylindrique, le champ sera en général indépendant de θ (pour une répartition sphérique et isotrope, le champ serait indépendant de θ et φ).

• **symétries** : * si une distribution de courants est **invariante** dans une symétrie, le champ magnétique qu'elle engendre est changé en **l'opposé de son symétrique** lors de cette symétrie (ex : dans une symétrie par rapport au plan contenant une spire, le champ est de même sens de part et d'autre de la spire, il est donc bien changé en l'opposé de son symétrique).

* si une distribution de courants est changée en **l'opposé de son symétrique** lors d'une symétrie (on parle alors « d'**anti-symétrie** »), le champ magnétique engendré est changé en son **symétrique** (ex: un plan diamétral, perpendiculaire au plan d'une spire, est plan d'anti-symétrie du courant I, les lignes du champ \vec{B} sont bien symétriques par rapport à ce plan).

* en pratique, nous utiliserons souvent les règles suivantes (qui découlent des précédentes, elles-mêmes liées au caractère **pseudo-vectoriel** de \vec{B}) :

◆ si (P) est un plan de **symétrie** des courants, contenant le point M où l'on calcule le champ \vec{B} , ce dernier est **PERPENDICULAIRE** à (P) en M.

◆ si (P) est un plan **d'anti-symétrie** des sources et passant par M, \vec{B} **APPARTIENT** à (P).

V.2. CHOIX D'UN THEOREME

a) dans le cas général, on utilisera la loi de **BIOT et SAVART**

b) à partir de \vec{A} , puis : $\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A}$

Cette méthode est très **rarement utilisée** : a priori, il s'agit de la même idée que d'utiliser le potentiel scalaire V pour calculer le champ électrostatique \vec{E} ; mais V est une grandeur **scalaire**, donc plus facile à déterminer, contrairement à \vec{A} : de plus, un **rotationnel** est également plus compliqué (en général...) à calculer qu'un **gradient**.

c) dans les situations à **forte symétrie**, on appliquera le **THEOREME D'AMPERE** (cf. exercices).

d) on pensera également à la **continuité** éventuelle de \vec{B} :

- distribution **volumique** de courant : \vec{B} et \vec{A} sont **continus**.
- distribution **linéique** de courant : \vec{B} et \vec{A} **divergent** sur le fil.
- distribution **surfactive** de courant :
 - ◆ \vec{A} est **continu**

$$\boxed{\vec{B}_2 - \vec{B}_1 = \mu_0 (\vec{j}_s \wedge \vec{n}_{12})}$$

où \vec{B}_1 et \vec{B}_2 représentent le champ magnétique au voisinage d'une nappe de courant, \vec{n}_{12} un vecteur unitaire normal à la surface de séparation entre les milieux (1) et (2), orienté de (1) vers (2), \vec{j}_s la **densité de courant surfactive, en A/m**.

Rq : il faut bien se familiariser avec l'utilisation de \vec{j}_s au travers des exercices du chapitre (calcul de l'intensité i).

VI. NOTION DE DIPOLE MAGNETIQUE

VI.1. MOMENT DIPOLAIRE MAGNETIQUE

• pour un circuit **filiforme** et **plan**, on a : $\vec{m} = I\vec{S}$ (\vec{S} est la surface **orientée** du circuit)

• pour un circuit **non plan** :

$$\vec{m} = I \iint_S d\vec{S}$$

Rq : dans ce cas, il faut bien comprendre que la sommation porte sur le **vecteur** $d\vec{S}$; ainsi, lorsque l'on considère la surface latérale d'un cylindre de rayon R et de hauteur h, on a :

$$\iint_{S_{lat}} dS = 2\pi Rh \text{ mais: } \iint_{S_{lat}} d\vec{S} = \vec{0}.$$

VI.2. POTENTIEL-VECTEUR D'UN DIPOLE MAGNETIQUE

VI.2.1. Définition d'un dipôle magnétique

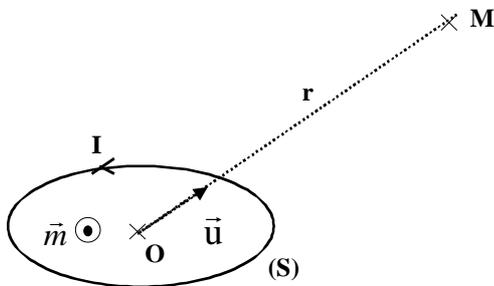
On appellera **DIPOLE MAGNETIQUE** toute distribution de courants permanents de moment magnétique non nul, dont les **dimensions** sont **petites** vis-à-vis de la **distance** à laquelle on calcule le champ qu'elle crée.

VI.2.2. Potentiel-vecteur d'un dipôle magnétique.

On considère la boucle de courant ci-dessous ; le potentiel-vecteur se calcule par :

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_S \frac{d\vec{l}}{PM} \quad \text{où P est un point « courant » de}$$

la spire (S), de moment \vec{m} .



Dans le cadre de l'**approximation dipolaire**, le

calcul donne, après simplifications et en posant $r=OM$, où O est un point quelconque de la spire :

$$\vec{A}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{m} \wedge \frac{\vec{u}}{r^2}$$

VI.3. CHAMP MAGNETIQUE A GRANDE DISTANCE DU DIPOLE

VI.3.1. Composantes du champ

Il est obtenu à partir de : $\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A}$, calcul que l'on doit mener en coordonnées sphériques, et qui n'a rien de trivial...

Il est remarquable de constater une **analogie** formelle avec le champ électrique créé par un dipôle électrostatique ; en effet, avec θ = angle compté de \vec{m} vers \vec{u} , il vient :

COURS

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2m \cos \theta}{r^3}$$

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m \sin \theta}{r^3}$$

$$B_\varphi = 0$$

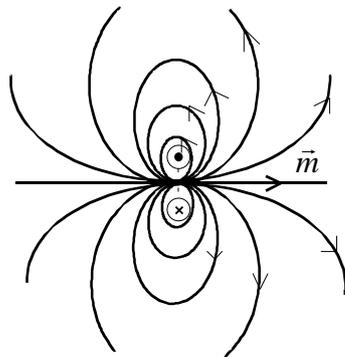
Rq : l'analogie est donnée par : $\vec{B} \Leftrightarrow \vec{E} \quad \vec{m} \Leftrightarrow \vec{p} \quad \mu_0 \Leftrightarrow 1/\epsilon_0$

 VI.3.2. Lignes de champ

- **Equation** : Pour les déterminer, on écrit que \vec{B} et $d\vec{l}$ (déplacement élémentaire le long d'une ligne de champ) sont **COLINEAIRES** ; ainsi, dans le plan $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$, on a :

$$r = K \sin^2 \theta \quad \text{où K est une constante}$$

- **Tracé** :



= spire parcourue par un courant I

- **Rq** : à **grande distance**, les lignes de champ d'un dipôle magnétostatique sont donc **les mêmes** que celles d'un dipôle électrostatique ; en revanche, à **courte distance**, les lignes de \vec{B} « s'enroulent » (« **tourbillonnent** ») autour de sa source (le courant I), alors que les lignes du champ \vec{E} « **divergent** » à partir de ses sources (les charges électriques).

 VI.4. ACTIONS SUBIES PAR UN DIPOLE MAGNETIQUE

 VI.4.1. Champ magnétique extérieur uniforme

- énergie potentielle :

$$E_p = -\vec{m} \cdot \vec{B}_{ext}$$

- force résultante :

$$\vec{F}_{ext} = \vec{0}$$

- couple subi :

$$\vec{\Gamma}_{ext} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext}$$

Rq1 : on retrouve des expressions analogues à celles vues pour le dipôle électrostatique.

Rq2 : ces actions tendent donc à **minimiser** l'énergie potentielle et à **annuler** le couple ; la tendance est donc à **l'alignement du dipôle et du champ magnétique extérieur** (dans le même sens).

COURS

 VI.4.2. Champ extérieur non-uniforme

On se limitera à une situation où \vec{B}_{ext} est « **quasi-uniforme** » sur l'étendue du dipôle ; en clair, il faut qu'une distance caractéristique des variations spatiales de \vec{B}_{ext} soit très supérieure aux dimensions du dipôle (par exemple, si \vec{B}_{ext} est une fonction sinusoïdale de l'espace, cette distance typique serait la **période spatiale** λ).

Un calcul, à partir d'un développement limité au premier ordre de \vec{B}_{ext} (assez compliqué...), montre que :

- E_p et $\vec{\Gamma}_{ext}$ ont la **même expression** que précédemment.

- il apparaît une résultante de forces non nulle :
$$\vec{F}_{ext} = (\vec{m} \cdot \overrightarrow{grad}) \vec{B}_{ext}$$

(expression analogue à celle donnée pour un dipôle électrostatique)

Rq1 : cette fois, la notation \vec{B}_{ext} est ambiguë : en quel point le champ est-il calculé ? En fait, à l'ordre d'approximation auquel on travaille, c'est un point **quelconque** du dipôle (le « centre » si l'on veut...s'il y en a un !).

Rq2 : l'action principale reste le couple, dont l'effet est l'**alignement** de \vec{m} avec \vec{B}_{ext} ; \vec{F}_{ext} est une action secondaire, dont l'effet est **d'entraîner le dipôle vers les régions de champ plus intense** (un gradient est orienté selon le sens croissant de la fonction à laquelle il s'applique).
