

Sources du champ électromagnétique

Dans ce chapitre nous nous intéressons aux sources du champ électromagnétique. Les charges et les courants sont à l'origine de tous les effets électromagnétiques. On peut schématiquement séparer les deux aspects, en tout cas en régime statique :

- les champs électriques sont créés par des charges, et agissent sur des charges ;
- les champs magnétiques sont créés par des courants (charges en mouvement), et agissent sur des courants.

I Modélisation d'une distribution de charge électrique

I.1 La charge électrique

La charge est une grandeur caractéristique d'un système. C'est la somme des charges électriques des particules qui la constituent.

$$Q = \sum_{P_i \in \mathcal{D}} q_i$$

Unité : Une charge s'exprime en

On note e la charge élémentaire.

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Propriétés :

- La charge électrique est une grandeur algébrique.
- La charge électrique est **quantifiée** : $q = Ze$ avec $Z \in \mathbb{Z}$.
- La charge électrique se conserve (pas de création).
- La charge électrique est invariante par tout changement de référentiel.

I.2 Densité volumique de charge

À l'échelle macroscopique, les charges mises en jeu (charge accumulée sur un condensateur, électrons en mouvement dans un conducteur ohmique) font intervenir un très grand nombre de particules chargées et une approche microscopique devient inappropriée. On utilise alors une approche mésoscopique. Pour un corps chargé en volume, on définit $\rho(M, t)$ la densité volumique de charge par :

$$\rho(M, t) = \frac{\delta q_M(t)}{d\tau_M}$$

$d\tau_M$ volume élémentaire au voisinage du point M , dans lequel sont présentes une grande quantité de particules chargées.

$\delta q_M(t)$ la charge contenue dans ce volume élémentaire.

Unité : Une densité volumique de charge s'exprime en

Remarque : pour un système contenant un seul type de charges de valeur q à densité volumique n^* :

$\rho = \dots\dots\dots$ Pour un ensemble de charges q_i à densité n_i^* :

ODG – Dans le cuivre, la densité d'électrons de conduction est $n^* = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$.

Dans les semi-conducteurs (Ge, Si, GaAs, etc), n^* est très variable : de 10^5 à 10^{25} m^{-3} selon le dopage ou la température.

Applications :

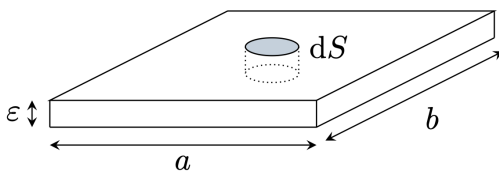
- 1 Une boule de rayon R est chargée uniformément en volume, avec une charge totale Q . Que vaut la densité volumique de charge ?
- 2 Soit un cylindre droit de rayon r_0 et de hauteur h portant une densité volumique de charge : $\rho(r) = \rho_0 \left(1 - \frac{r}{r_0}\right)$ avec $\rho_0 > 0$. Déterminer la charge Q portée par le cylindre.

Ordre de grandeur : Déterminer l'ordre de grandeur de la densité volumique de charge moyenne d'un neutron, d'un proton, d'un électron, d'un atome, d'un fil électrique.

I.3 Densité surfacique de charge

Toutes les distributions de charge sont fondamentalement volumiques, c'est-à-dire que les charges sont réparties dans l'espace. Il existe néanmoins des géométries particulières dans lesquelles une ou deux dimensions sont négligeables devant les autres ... ou des modélisations qui mènent à des distributions plus « radicales ».

Exemple :



.....

Pour une distribution de charge $\mathcal{D}$ présentant l'aspect d'une nappe chargée, on définit une densité surfacique de charge $\sigma(M, t)$ par :

$$\sigma(M, t) = \frac{\delta q_M(t)}{dS_M}$$

dS_M surface élémentaire au voisinage du point M .

$\delta q_M(t)$ la charge portée par dS_M à t .

Unité : Une densité surfacique de charge s'exprime en

Exemples : armatures d'un condensateur, ballon de baudruche frotté, film alimentaire...

Applications :

- 1 Déterminer la charge Q_0 portée par un cube d'arête a uniformément chargé en surface (σ_0).
- 2 Déterminer la charge Q_1 portée par une sphère de rayon R uniformément chargée en surface (σ_0).
- 3 Déterminer la charge Q_2 portée par un disque de rayon R chargée en surface avec la densité surfacique $\sigma(r) = \sigma_0 \frac{r^2}{R^2}$.

Ordre de grandeur : Déterminer l'ordre de grandeur de la densité surfacique de charge moyenne d'un condensateur de capacité C , surface S , distance e entre plaques, soumis à une tension U . On donne $C = \epsilon_0 S/e$ avec $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$.

I.4 Densité linéique de charge

Pour une distribution de charge $\mathcal{D}$ présentant l'aspect d'une courbe, on définit une densité linéique de charge $\lambda(M, t)$ par :

$$\lambda(M, t) = \frac{\delta q_M(t)}{d\ell_M}$$

$d\ell_M$ longueur élémentaire au voisinage du point M .

$\delta q_M(t)$ la charge portée par $d\ell_M$ à t .

Unité : Une densité linéique de charge s'exprime en

Exemple : un cheveu frotté...

I.5 Charge ponctuelle

Lorsque la distribution de charge occupe, au voisinage d'un point M un volume de taille caractéristique négligeable devant les distances d'observation, la distribution de charge est assimilée à une charge ponctuelle Q au point M .

II Courant électrique

II.1 Définitions, vecteur densité de courant électrique

Définition du courant électrique :

Définition de l'intensité du courant électrique :

Soit une surface orientée $\vec{S}$.

L'intensité du courant électrique notée I à travers $\vec{S}$ est la charge (algébrique) qui traverse cette surface par unité de temps (homogène à un "débit" de charge) :

$$I = \frac{\delta q}{dt}$$

Unité : I est en

Remarque : On écrit souvent en électrocinétique que $I = \frac{dq}{dt}$. Pourquoi ce changement de notation ? tout simplement parce que l'on ne parle pas de la même chose. Pour un condensateur, q est la charge accumulée sur l'armature. Si celle-ci varie, c'est du fait de l'apport de charges via le fil connecté à cette armature :

On a alors, par un bilan simple : $dq = \delta q_e = I dt$, d'où la relation bien connue (mais pas si triviale!).

Approche micro/mésoscopique :

.....

$$\overrightarrow{j_{\text{elec}}}(M, t) = \rho_{\text{cond}}(M, t) \overrightarrow{v}(M, t)$$

— Dans un métal : porteurs de charge =

charge portée :

On note ρ_{el} densité volumique de charge due aux électrons libres,

— Dans les électrolytes :

.....

II.2 Intensité traversant une surface

Soit $\mathcal{S}$ une surface orientée,

$$I_{\mathcal{S}}(t) = \frac{\delta q}{dt} = \iint_{M \in \mathcal{S}} \vec{j}_{\text{elec}}(M, t) \cdot d\vec{S}_M$$

Applications : On considère un cylindre d'axe Oz et de rayon R . On note I l'intensité du courant parcourant ce cylindre. Déterminer l'expression de I :

- 1 si $\vec{j}_{\text{elec}}(M) = j_0 \vec{u}_z$;
- 2 si $\vec{j}_{\text{elec}}(M) = j_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \vec{u}_z$.

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

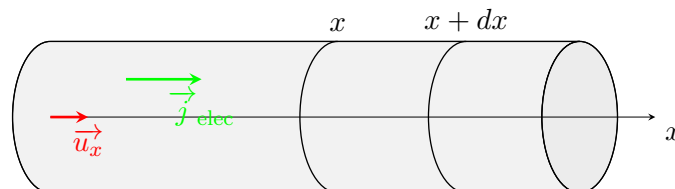
III Conservation de la charge

III.1 Cas unidimensionnel

On considère un courant unidimensionnel (par exemple dans un fil cylindrique) d'axe Ox , de section S . Le problème (donc toutes les grandeurs) ne dépend que de x . Le vecteur densité de courant thermique (algébrique) est dirigé selon Ox également, et ne dépend donc que de x .

Hypothèses : Problème unidimensionnel d'axe Ox

- $\rho(M, t) = \rho(x, t)$ densité volumique de charge
- $\vec{j}_{\text{elec}}(M, t) = j_{e,x}(x, t) \vec{u}_x$



Système :

Terme de variation :

.....

.....

.....

.....

Terme d'échange :

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

Bilan : il y a conservation de la charge

Équation de conservation de la charge à 1D :

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial j_{e, x}(x, t)}{\partial x} = 0$$

III.2 Généralisation

Équation locale de conservation de la charge en 3D :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{\text{elec}} = 0}$$

Rappels, en l'absence de terme de production :

- Conservation de particules : $\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_N = 0$
- Conservation de l'énergie $\mu c \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{th} = 0$
- Conservation de la masse $\frac{\partial \mu}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_m = 0$

Important : Rappelons que $\vec{j}_{elec}(M, t) = \rho_{e, \ell}(M, t) \vec{v}(M, t)$, avec $\rho_{e, \ell} \neq \rho$ a priori. Sous cette forme, l'équation de conservation de la charge fait intervenir les deux densités volumiques de charges définies plus haut : celle globale, et celle ne concernant que les charges libres.

III.3 Régime stationnaire

Par définition, en régime stationnaire $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ donc l'équation de conservation de la charge se résume à

$$\operatorname{div} \vec{j}_{elec} = 0$$

Cela signifie que le vecteur densité de courant est à flux conservatif. En effet, à travers une surface fermée et orientée vers l'extérieur S , en utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky,

$$\oint_S \vec{j}_e \cdot \vec{dS} = \iiint_V \operatorname{div} \vec{j}_e \, d\tau = 0$$

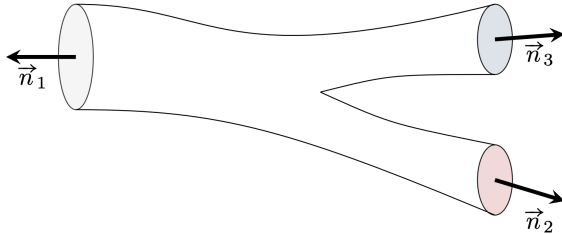
Le courant électrique total à travers une surface fermée est nul, quelle que soit la surface fermée.

On peut en déduire deux applications dans des cas particuliers importants :

- le long d'une branche d'un réseau électrique : on considère un tube de courant et la surface fermée constituée de la surface latérale du fil S_L orientée vers l'extérieur et de deux sections S_1 et S_2 , orientées dans le sens du courant.

Conséquence : En régime stationnaire, le courant est le même à travers toute section d'une branche d'un réseau.

- à un nœud :



Conséquence : Loi des nœuds

En régime stationnaire, la somme algébrique des courants entrant en un nœud est nulle.

IV Conducteur ohmique

Les charges électriques libres d'un milieu soumis à un champ électrique $\vec{E}$ sont mises en mouvement. Expérimentalement, dans un conducteur électrique, on observe que la densité de courant $\vec{j}_{\text{elec}}$ est proportionnelle à $\vec{E}$ dans la plupart des situations.

IV.1 Modèle de Drude

En 1900, Paul Drude propose un modèle pour la conduction électrique dans les métaux, basée sur une approche mécanique et statistique du mouvement des électrons.

On considère ici des porteurs de charge (généralement des électrons, s'il s'agit d'un métal), dont le mouvement est dû à l'agitation thermique (mouvement brownien, aléatoire) et à une éventuelle force extérieure (en générale la force de Lorentz due à un champ électrique).

Notons $\vec{u}$ la vitesse instantanée d'un électron et $\vec{v} = \langle \vec{u} \rangle$ la vitesse moyenne des électrons, qui correspond en fait à la vitesse moyenne (dans le temps) pour un électron.

Le mouvement aléatoire de l'électron, d'origine thermique, se traduit par un mouvement rectiligne entre 2 chocs, à la suite desquels l'électron libre repart avec une vitesse d'orientation et de norme aléatoires. Ces chocs ne sont dus que très rarement aux rencontres avec des électrons ou avec les ions du réseau cristallin mais surtout à la présence d'atomes étrangers ou à des défauts d'empilement géométrique (appelés dislocations).

En l'absence de champ électrique, le mouvement des électrons libres du conducteur est totalement aléatoire dans le référentiel $\mathcal{R}$ lié au réseau, et donc nul en moyenne :

$$\vec{v} = \langle \vec{u} \rangle = \vec{0} \quad \text{si} \quad \vec{F}_{ext} = \vec{0}.$$

Sous l'action d'une force uniforme $\vec{F}_{ext}$, il se produit une "dérive" à l'origine du courant électrique :

$$\vec{v} = \langle \vec{u} \rangle \neq \vec{0} \quad \text{si} \quad \vec{F}_{ext} \neq \vec{0}.$$

On note τ le temps moyen entre deux collisions.

Une étude statistique montrerait que l'effet des chocs aléatoires se traduit, au niveau de la vitesse d'ensemble $\vec{v}$, comme une force de frottement fluide $\vec{f} = -m\alpha\vec{v}$.

Dimension de α :

Le seul temps caractéristique du problème est τ . Or plus τ est faible, plus il y a de chocs ; et donc plus il y a de "frottement". Il est donc naturel de poser, à une constante multiplicative près, $\alpha = 1/\tau$ (en fait, l'étude statistique des chocs montrerait que la constante vaut bien 1).

IV.2 La loi d'Ohm locale

On étudie le mouvement d'un électron (charge $q = -e$, masse m) dans un fil soumis à un champ électrostatique uniforme $\vec{E}$. L'action de l'agitation thermique et des défauts du réseau cristallin est modélisée par une force de frottement fluide linéaire en vitesse : force phénoménologique $\vec{f} = -\frac{m}{\tau}\vec{v}$. Le poids est négligé.

Référentiel :

Système :

BdF :

PFD :

→ Champ constant : $\vec{E} = \vec{E}_0$. On a alors :

.....

→ Champ sinusoïdal de direction constante : $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$. On s'intéresse uniquement au régime sinusoïdal permanent et on travaille en complexes :

.....

Si le champ électrique varie lentement, ie si :

.....

Conclusion

Dans le modèle de Drude de la conduction ohmique, si la seule force extérieure est la force électrique $\vec{F}_e = q\vec{E}$ avec $\vec{E}$ constant ou lentement variable, la vitesse des porteurs de charge est, en régime permanent (pour $t \gg \tau$) proportionnelle à $\vec{E}$:

$$\vec{v}_0 = \frac{q\tau}{m} \vec{E}$$

Densité de courant dans le modèle de Drude

Si n^* est la densité volumique de porteurs de charge libre (nombre de porteurs par m^3), et q leur charge, on peut écrire :

.....

.....

.....

Dans un conducteur ohmique la densité volumique de courant électrique est proportionnelle au champ $\vec{E}$:

$$\vec{j}_{\text{elec}} = \gamma \vec{E} \quad \text{Loi d'Ohm locale}$$

γ : conductivité électrique en S.m^{-1} .

Cette loi n'est valable que dans les régimes lentement variables.

Interprétation : $\gamma = \frac{n^* q^2 \tau}{m}$. Le courant est d'autant plus fort que n^* grand (beaucoup de porteurs de charge), τ grand (force de dissipation faible), et m petite (plus facile à déplacer).

AN : Pour le cuivre $\gamma_{\text{Cu}} = 5,9 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$, $n^* = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$, $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, calculer τ .

.....

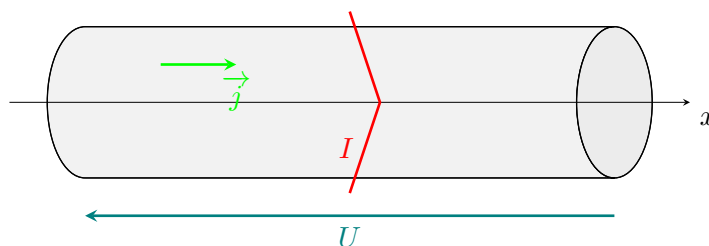
Déterminer l'ordre de grandeur de la vitesse limite, pour un champ électrique de norme 10 V.m^{-1} .

.....

IV.3 Résistance électrique

On considère une portion de conducteur filiforme, modélisée par un cylindre de section S et de longueur ℓ . Il est parcouru par un courant supposé unidimensionnel et uniforme, de densité volumique $\vec{j}$.

Le courant est dû à une tension U entre les extrémités. Cette tension, ou différence de potentiel peut se relier simplement, en régime (quasi-)stationnaire, au champ électrique (relation qui sera établie, de manière plus générale dans le Chapitre EM2, et vue -rapidement- dans le cours de PCSI), et que l'on admet ici : $E = \frac{U}{\ell}$, le champ $\vec{E}$ étant orienté dans le sens des potentiels décroissants.



Enfin, on suppose la loi d'Ohm locale valable :

Exprimons alors le courant I à travers une section du conducteur :

.....

.....

.....

.....

Pour un conducteur ohmique cylindrique de section S et de longueur ℓ :

$$R = \frac{\ell}{\gamma S}$$

Remarque : L'expression de R est à connaître. Elle s'interprète facilement :

- plus le matériau est conducteur, plus le courant passe facilement ;
- plus la section est grande, plus le courant passe facilement ;
- plus la longueur résistive est grande, moins le courant passe facilement.

AN : pour un fil de TP d'un mètre :

IV.4 Aspect énergétique

a Rappels

Soit une particule de charge q , de vitesse $\vec{v}(M, t)_{\mathcal{R}}$ par rapport au référentiel d'étude $\mathcal{R}$, placée à l'instant t au point M où règnent un champ électrique $\vec{E}(M, t)$ et un champ magnétique $\vec{B}(M, t)$. Alors elle subit la force de Lorentz, ou force électromagnétique :

$$\vec{F}_{\mathcal{L}}(M, t) = q \left(\vec{E}(M, t) + \vec{v}(M, t)_{\mathcal{R}} \wedge \vec{B}(M, t) \right)$$

Remarque : On appelle en général force électrique la composante $\vec{F}_e(M, t) = q\vec{E}(M, t)$ et force magnétique la composante $\vec{F}_m(M, t) = q\vec{v}(M, t)_{\mathcal{R}} \wedge \vec{B}(M, t)$.

Important : Dans les problèmes faisant intervenir des particules chargées (électron, proton...), l'interaction gravitationnelle (poids) est presque systématiquement négligeable.

b Densité volumique de force de Lorentz

Résultante des forces de Lorentz s'exerçant sur les porteurs de charge dans un volume $d\tau$:

.....

.....

Pour un volume $d\tau$ contenant des charges, ces dernières subissent une force élémentaire :

$$d\vec{F}_{\mathcal{L}}(M, t) = (\rho(M, t)\vec{E}(M, t) + \underbrace{\rho_{e,\ell}(M, t)}_{\substack{\text{seules les} \\ \text{charges libres} \\ \text{ont une vitesse} \\ \text{non nulle}}} \vec{v}(M, t)_{\mathcal{R}} \wedge \vec{B}(M, t))d\tau$$

A l'échelle mésoscopique la force de Lorentz est décrite par une densité volumique de force :

$$f_L = \rho \vec{E} + \vec{j} \wedge \vec{B}$$

c Puissance dans un conducteur

Soit un volume élémentaire $d\tau_M$, où l'on trouve des charges (densité volumique $\rho(M)$) dont certaines sont mobiles (densité volumique $\rho_{e,\ell}(M)$), de vitesse $\vec{v}(M, t)_{\mathcal{R}}$, ce qui donne naissance à un courant de densité volumique $\vec{j}_{elec}(M, t) = \rho_{e,\ell}(M, t)\vec{v}(M, t)_{\mathcal{R}}$.

En présence de champs $\vec{E}(M, t)$ et $\vec{B}(M, t)$, les charges subissent :

Si on ne s'intéresse qu'aux charges mobiles en mouvement, elles reçoivent une puissance :

.....

.....

Conclusion

Dans un volume élémentaire $d\tau_M$, les charges mobiles reçoivent de la part du champ électromagnétique, via la force de Lorentz, une puissance :

$$d\mathcal{P}_{em}(M, t) = \underbrace{\mathcal{P}_{V,em}(M, t)}_{\substack{\text{densité volumique} \\ \text{de puissance}}} d\tau_M = \left(\vec{j}_{elec}(M, t) \cdot \vec{E}(M, t) \right) d\tau_M$$

Seul le champ électrique contribue, le champ magnétique n'apporte aucune puissance. $\mathcal{P}_{V,em}$ = densité volumique de puissance reçue par les porteurs de charge :

$$\mathcal{P}_V = \vec{j}_{elec} \cdot \vec{E}$$

Pour un conducteur ohmique :

$$\mathcal{P}_V = \gamma \vec{E}^2(M) = \frac{\vec{j}_{elec}^2(M)}{\gamma} > 0$$

C'est une puissance reçue par les porteurs, et dissipée par les frottements (la vitesse des porteurs reste constante dans notre modèle), sous forme de chaleur.

Pour un conducteur ohmique filiforme comme envisagé plus haut, de volume $S\ell$, on peut donc écrire la puissance totale reçue :

.....

.....

.....

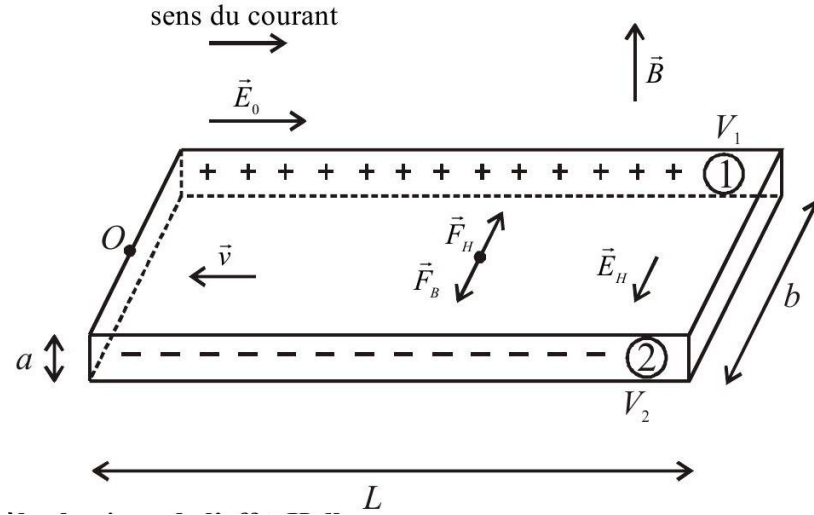
On retrouve ainsi la puissance dissipée par effet Joule dans une résistance.

Conclusion

Dans un conducteur ohmique, la puissance reçue par les porteurs de la part du champ électrique, toujours positive, est convertie en transfert thermique : c'est l'effet Joule. Pour un conducteur ohmique filiforme, la puissance reçue s'écrit : $P = RI^2 = \frac{U^2}{R}$

V Effet Hall

Extrait de Wikipdia : L'effet Hall « classique » a été découvert en 1879 par Edwin Herbert Hall, qui l'a énoncé comme suit : « un courant électrique traversant un matériau baignant dans un champ magnétique, engendre une tension perpendiculaire à ce dernier ».



V.1 Présentation du régime transitoire

On considère un ruban conducteur parcouru par un courant I dont les lignes de courant sont dans le sens $\vec{u}_z$. Le champ électrique responsable du courant électrique est noté $\vec{E}_0 = E_0 \vec{u}_z$. $\vec{E}_0$ est supposé constant. On note $\vec{v} = v \vec{u}_z$ la vitesse moyenne d'un électron.

En l'absence de champ magnétostatique

Modèle de Drude : le système étudié est l'électron de charge $q = -e$ dans le référentiel du conducteur immobile $\mathcal{R}$ galiléen.

Bilan des forces : force électrique $\vec{F}_e = e\vec{E}_0$ et force de frottement $-\alpha\vec{v}$ qui tient compte des interactions entre l'électron et le réseau.

En régime permanent, on a : $q\vec{E}_0 - \lambda\vec{v} = \vec{0}$

Le conducteur est orienté arbitrairement dans le sens $\vec{u}_z$. Le vecteur élément de surface est donc $d\vec{S} = dS \vec{u}_z$. L'intensité du courant électrique est : $I = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = jS = jab$. Or $\vec{j} = n^* q \vec{v}$. On en déduit $I = n^* q v a b$ avec n^* densité particulaire.

Il est important de bien interpréter les signes : $I > 0$. C'est cohérent puisque $v < 0$ et $q < 0$.

On applique un champ magnétostatique

Il apparaît donc sur l'électron une force supplémentaire : la force magnétique : $\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B}$. Les électrons vont donc être déviés sur la face n°2 et il y a donc un défaut d'électrons sur la face 1. Il apparaît donc une différence de potentiel entre la face n°1 et n°2 et donc apparition d'un champ électrique $\vec{E}_H$ appelé champ de Hall. Le champ de Hall est dirigé dans le sens des potentiels décroissants et donc dirigé de la face n°1 vers la face n°2.

Sur l'électron, il apparaît donc une 4^{ème} force : $q\vec{E}_H$. Au début du régime transitoire, $\|q\vec{E}_H\| < \|q\vec{v} \wedge \vec{B}\|$. Cette 4^{ème} force est de plus en plus importante. Il y a donc de moins en moins de particules déviées et à un moment, on est en régime permanent avec $(q\vec{E}_0 - \lambda\vec{v}) + (q\vec{E}_H + q\vec{v} \wedge \vec{B}) = \vec{0}$. Les deux premières forces sont suivant $\vec{u}_z$ et les deux dernières suivant $\vec{u}_y$. On a donc $q\vec{E}_0 - \lambda\vec{v} = \vec{0}$ et $q\vec{E}_H + q\vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{0}$

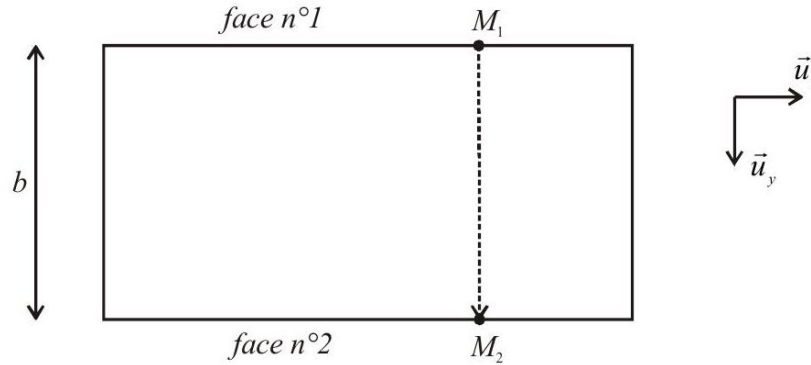
La formule fondamentale de l'effet Hall est donc : $\vec{E}_H + \vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{0}$.

On a donc une relation entre le champ de Hall et le champ magnétique :

$$\vec{E}_H = -\vec{v} \wedge \vec{B} = -v\vec{u}_z \wedge B\vec{u}_x = -vB\vec{u}_y$$

V.2 Régime permanent

Le calcul de la différence de potentiel entre deux points M_1 et M_2 bien placés permet d'avoir accès au champ magnétique.



Soient deux points M_1 et M_2 tels que $z_1 = z_2$. Si M_1 n'est pas en face de M_2 , alors la différence de potentiel n'est pas proportionnelle au champ magnétique.

Le champ électrique résultant est : $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_H = E_0\vec{u}_z + E_H\vec{u}_y$.

Pour calculer la différence de potentiel $V_1 - V_2$, la méthode est d'écrire $dV = -\vec{E} \cdot d\vec{OM}$ ($\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V)$) et d'intégrer entre M_1 et M_2 . On a $dV = -\vec{E} \cdot d\vec{OM} = -(E_0\vec{u}_z + E_H\vec{u}_y) \cdot dy\vec{u}_y = -E_H dy$.

On intègre entre M_1 et M_2 : $\int_1^2 dV = V_2 - V_1 = -\int_1^2 E_H dy = -E_H b$.

La tension de Hall est : $U_H = V_1 - V_2 = E_H b = -vBb$. Il reste à exprimer v en fonction de I .

$$U_H = -\frac{I}{n^*qa} B b = -\frac{1}{n^*q} \frac{IB}{a}.$$

On a donc : $U_H = -R_H \frac{IB}{a}$ = tension de Hall avec $R_H = \frac{1}{n^*q}$ = constante de Hall.

Application numérique : pour $I = 10$ A ; $B = 1$ T ; $a = 0,1$ mm. On trouve $U_H = 10$ μ V.

La tension de Hall est très faible. L'effet est beaucoup plus intense dans les semi-conducteurs. Ce sont des milieux où la densité particulaire est 10^6 fois plus faible.

On utilise en TP des sondes à effet Hall pour mesurer des champs magnétiques.

V.3 Interprétation de la force de Laplace

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....