

SÉRIE D'EXERCICES N° 10B

Ce document comporte 4 pages.

ONDES ET ÉLECTROMAGNÉTISME

A : Rayonnement et propagation d'ondes (ENS Lyon, M')

A.I- Onde rayonnée par une particule en mouvement non relativiste

Une particule P de charge q , mobile, se déplaçant dans le vide à la vitesse $\vec{v}(t)$ non relativiste, crée en M le potentiel vecteur $\vec{A}(M, t) = \frac{\mu_0 q \vec{v}(t - r/c)}{4\pi r}$ où $v = \|\vec{v}\| \ll c$ et $r = \|\vec{PM}\|$; $c = 3,00 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est la célérité de la lumière dans le vide et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ est la perméabilité du vide.

1. Exprimer le champ magnétique au point M à la date t . Quelle forme prend ce résultat lorsque le point M se trouve à grande distance? On précisera ce qu'on entend par « grande distance ». On exprimera le résultat en fonction de l'accélération du mouvement de la particule chargée. La dépendance du résultat en fonction de r était-elle prévisible?

2. Dans les mêmes approximations, déterminer le champ électrique de l'onde.

3. En choisissant un axe z suivant la direction de l'accélération \vec{a}_p de la particule P , en déduire la puissance dP rayonnée dans l'angle solide $d\Omega$ autour d'une direction repérée par les angles θ et φ des coordonnées sphériques.

Tracer, en coordonnées polaires dans le plan $\varphi = 0$, la courbe donnant $\frac{dP}{d\Omega} = f(\theta)$.

4. Quelle est la puissance totale rayonnée dans tout l'espace?

5. Montrer que, si le mouvement de la particule est périodique, l'énergie dissipée par rayonnement peut s'interpréter comme le travail d'une force de frottement que l'on déterminera.

A.II- Interaction d'une onde électromagnétique avec un électron

On considère un électron, de masse $m = 9,10 \times 10^{-31} \text{ kg}$, de charge $-e = -1,60 \times 10^{-19} \text{ C}$, lié à un atome, repéré par un vecteur position \vec{r} , l'origine étant prise au niveau du noyau. Il est soumis aux actions suivantes :

- force de liaison $\vec{F}_1 = -m\omega_0^2 \vec{r}$ (justifiée par un modèle quantique; ω_0 est de l'ordre de $10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$;
- force de frottement $\vec{F}_2 = -m\Gamma \vec{v}$, rendant compte des collisions interatomiques; Γ est de l'ordre de $10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$;

- force de rayonnement de freinage $\vec{F}_3 = \frac{\mu_0 e^2}{6\pi c} \frac{d\vec{a}_p}{dt}$.

On suppose par ailleurs que l'électron reste toujours non relativiste.

1. L'électron est de plus soumis à une onde électromagnétique plane monochromatique, progressive suivant l'axe x et polarisée rectilignement suivant z , dont le champ électrique est de la forme $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left[i \left(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t \right) \right]$.

Montrer que l'on peut pratiquement restreindre l'effet de l'onde sur l'électron à l'effet du seul champ électrique.

2. Déterminer le mouvement forcé de l'électron soumis à l'onde électromagnétique.

3. Quel est le champ électromagnétique diffusé en un point M situé à grande distance de l'électron? On introduira le vecteur d'onde \vec{k}_r de l'onde diffusée, ainsi que $\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_r$. Commenter.

4. Déterminer la puissance dP_1 diffusée dans l'angle solide $d\Omega$ autour d'une direction faisant un angle θ avec \vec{E} .

5. Montrer que la valeur moyenne de cette puissance se met sous la forme $dP_1 = f(\omega) \frac{\mu_0 e^4}{32\pi^2 c m^2} \sin^2 \theta \|\vec{E}_0\|^2 d\Omega$.

Le modèle utilisé ne donne de bons résultats que si l'on restreint l'étude aux longueurs d'onde grandes devant la longueur d'onde Compton de l'électron, définie par $\lambda_C = h/mc$, où $h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ est la constante de Planck.

A.I : Si $r \gg \lambda_{\max}$, $\vec{B}(M, t) \simeq \frac{\mu_0 q}{4\pi r c} \vec{a}(t - r/c) \wedge \vec{e}_r$; dilution géométrique de la puissance rayonnée. $\vec{E}(M, t) \simeq \frac{\mu_0 q}{4\pi r} (\vec{a}(t - r/c) \wedge \vec{e}_r) \wedge \vec{e}_r$.
 $dP \simeq \frac{\mu_0 q^2 a_p^2}{16\pi^2 c} \sin^2 \theta d\Omega$. $P = \frac{\mu_0 q^2 a_p^2}{6\pi c}$. $\vec{f} = \frac{\mu_0 q^2}{6\pi c} \frac{d^2 \vec{v}}{dt^2}$.

□ 6. Quelle est l'allure de la fonction $f(\omega)$? On distinguera plusieurs domaines, $\omega \ll \omega_0$ et $\omega \gg \omega_0$.

A.III– Diffusion par un atome

On considère maintenant un atome neutre de la forme A_ZX soumis à l'action d'une onde électromagnétique plane progressive monochromatique.

□ 1. Comparer les ordres de grandeur des puissances électromagnétiques diffusées par le noyau et par un électron. On rappelle que la masse d'un nucléon est de l'ordre de $m_n = 1\,800 \times m$.

On repère la position des électrons par les vecteurs \vec{r}_p , p variant de 1 à Z ; l'origine est choisie au voisinage de l'atome. Les électrons sont soumis aux mêmes forces que dans la partie II et à l'action d'une onde électromagnétique plane progressive suivant l'axe x , polarisée rectilignement suivant l'axe z ; on considère que chaque électron est soumis à cette onde en négligeant d'éventuelles diffusions multiples.

□ 2. Quelle est l'amplitude de l'onde électromagnétique diffusée à grande distance de l'atome par un électron dans la direction repérée par le vecteur unitaire \vec{u} ? Ici aussi, on introduira le vecteur $\vec{K} = \vec{k}_i - \vec{k}_r$.

□ 3. Vérifier que les champs rayonnés par les différents électrons sont à peu près colinéaires ; en déduire l'amplitude du champ magnétique de l'onde électromagnétique diffusée par l'atome dans la direction de \vec{u} repéré par l'angle θ .

□ 4. Déterminer la puissance dP_Z rayonnée dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction de \vec{u} . Les détecteurs sont sensibles à la valeur moyenne de cette puissance. Montrer qu'elle se met sous la forme $\frac{dP_Z}{d\Omega} = \frac{dP_1}{d\Omega} \left\langle |S(\vec{K})|^2 \right\rangle$ où $S(\vec{K})$ est appelé facteur de structure de l'atome.

□ 5. On note a l'amplitude des mouvements des électrons et λ la longueur d'onde de l'onde incidente. On envisage deux cas limites, $\lambda \gg a$ et $\lambda \ll a$. Que devient dans chacun de ces cas l'expression de $\frac{dP_Z}{d\Omega}$? Le résultat est-il valable pour tout \vec{u} ?

On parle de diffusion cohérente ou incohérente ; à la vue des résultats précédents, identifier les deux cas en justifiant votre réponse.

A.IV– Diffusion par un ensemble d'atomes

On envisage un ensemble de N atomes de la forme A_ZX repérés par des vecteurs position \vec{R}_n , leurs électrons étant à leur tour quant à eux repérés par un vecteur position \vec{r}_{np} par rapport au noyau n .

□ 1. En utilisant les questions précédentes, quelle est la forme de la puissance rayonnée à grande distance de la répartition d'atomes dans la direction définie par le vecteur unitaire \vec{u} repéré par l'angle θ ?

Quel est le facteur de structure obtenu ?

□ 2. On se place dans le cas $\lambda \gg \|\vec{r}_{np}\|$. Montrer que la puissance moyenne diffusée dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction définie par le vecteur unitaire \vec{u} se met sous la forme $\frac{dP_N}{d\Omega} = Z^2 \frac{dP_1}{d\Omega} \left\langle |S_N(\vec{K})|^2 \right\rangle$, le facteur de structure se mettant sous la forme $S_N(\vec{K}) = \sum_n \exp(i\vec{K} \cdot \vec{R}_n)$.

A.V– Cas particulier d'un ensemble d'atomes répartis de manière aléatoire.

On considère les atomes d'un gaz sous faible pression, à température ambiante ; le libre parcours moyen des molécules est de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ tandis que la longueur d'onde de l'onde incidente se trouve dans le domaine visible.

□ 1. Quelle est la forme de la puissance rayonnée dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction repérée par le vecteur unitaire \vec{u} ? On suppose $\vec{K} \neq 0$.

□ 2. Quelle est sa dépendance en fonction de ω ? Quel est le phénomène physique que l'on retrouve ici ?

A.II : $|\vec{B}| = \frac{\|\vec{E}\|}{v_\varphi}$ et $\|\vec{v}\| \ll v_\varphi$, où $v_\varphi \simeq c$. $\vec{v} = \frac{e\vec{E}}{im\omega_0} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\xi}$, avec $\xi = \xi_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_1^2}\right)$, $\xi_0 = \frac{\Gamma}{\omega_0} \sim 10^{-2}$ et $\omega_1 = \sqrt{\frac{6\pi m c \Gamma}{\mu_0 e^2}} \sim 4 \times 10^{18} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$.
 $\vec{E}_r = -\frac{\mu_0 e^2}{4\pi m r} E_0 F(\omega) \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}) \exp\left[i\left(\vec{k}_r \cdot \vec{OM} - \omega t\right)\right] \sin \theta \vec{e}_\varphi$ avec $F(\omega) = \frac{\omega/\omega_0}{\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega + i\xi}$ (analogie avec Huygens et Fresnel, plus polarisation). $f(\omega) = \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + \xi^2}$. $\lambda \gg \lambda_C$ donc $\omega \ll \frac{2\pi c}{\lambda_C} \sim 8 \times 10^{20} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ et $\omega \ll \omega_1$ donc $\xi \simeq \xi_0$; filtre passe-bande, résonance à ω_0 , facteur de qualité $Q = 1/\xi \sim 100$.

A.III : $P \propto 1/m^2$. $\vec{E}_p = -\frac{\mu_0 e^2 E_0}{4\pi m r} \sin \theta \vec{e}_\varphi F(\omega) \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}_p)$. $\vec{E} = -\frac{\mu_0 e^2 E_0}{4\pi m r} \sin \theta \vec{e}_\varphi F(\omega) \sum_{p=1}^Z \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}_p)$. $S(\vec{K}) = \sum_{p=1}^Z \exp(i\vec{K} \cdot \vec{r}_p)$. Si $\lambda \gg a$, $S(\vec{K}) \simeq Z$ (diffusion cohérente spatialement). Si $\lambda \ll a$, (incohérence spatiale), $|S(\vec{K})|^2 = Z$, addition des éclaircissements (sauf dans la direction de l'onde incidente).

A.IV : $S(\vec{K}) = \sum_{n,p} \exp\left(i\vec{K} \cdot \left(\vec{R}_n + \vec{r}_{np}\right)\right)$. Diffusion cohérente sans déphasage notable, $S_N(\vec{K}) = \sum_n \exp\left(i\vec{K} \cdot \vec{R}_n\right)$.

A.V : Diffusion incohérente, $\frac{dP_Z}{d\Omega} = N \frac{dP_1}{d\Omega}$. Diffusion résonante par une vapeur atomique.

A.VI– Cas d'un ensemble d'atomes répartis sur une structure cristalline.

Nous envisageons le cas d'une structure cubique simple : les atomes sont répartis aux nœuds du réseau, points de coordonnées $\vec{R} = l\vec{a} + m\vec{b} + n\vec{c}$; l, m, n sont des entiers variant tous trois de 0 à $N - 1$. Les atomes sont considérés comme fixes (température nulle). On admettra que la puissance moyenne diffusée dans un angle solide $d\Omega$ autour d'une direction repérée par un vecteur \vec{u} comporte le terme $\frac{dP_N}{d\Omega}$ trouvé ci-dessus, auquel nous restreignons l'étude.

- 1. Que vaut le facteur de structure ?
- 2. Cas particulier : \vec{K} étant colinéaire au vecteur \vec{c} , faire un schéma des orientations relatives de \vec{k}_i, \vec{k}_r et \vec{c} .
- 3. Quelle est la largeur angulaire du maximum d'intensité diffractée autour de la direction faisant l'angle θ avec les plans normaux à \vec{c} ?

A.VII– Cas d'un ensemble d'atomes répartis sur une structure cristalline à température non nulle.

Le vecteur position d'un atome est maintenant $\vec{R}_n(t) = \vec{R}_{n0} + \vec{q}_n(t)$; les vecteurs déplacement $\vec{q}_n(t)$ dus à l'agitation thermique sont du même ordre de grandeur et très petits devant λ , mais on admettra pour simplifier qu'ils ne sont pas corrélés entre eux.

- 1. Donner un développement limité à l'ordre 2 du facteur de structure $S_N(\vec{K})$. Que peut-on dire de la contribution du terme d'ordre 1 à la puissance diffusée ? Quelle est la contribution du terme d'ordre 2 ?
- 2. Montrer que la largeur angulaire des directions correspondant à des maxima d'intensité est inchangée.

B : Ondes magnétohydrodynamiques (E3A, PC)**B.I– Étude générale du problème**

On étudie un fluide conducteur, de conductivité γ . Dans tout le problème, on fera l'approximation classique des bons conducteurs. Dans ce fluide, on notera, en un point \vec{r} et à l'instant t , $\vec{E}(\vec{r}, t)$ le champ électrique, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ le champ magnétique, $\vec{j}(\vec{r}, t)$ la densité volumique de courant (liée au déplacement des électrons libres du fluide conducteur) et $\vec{V}(\vec{r}, t)$ la vitesse de déplacement du fluide lui-même, relativement à un référentiel galiléen.

- 1. Exprimer, en présence d'effets d'induction de Lorentz, la loi d'Ohm locale reliant $\vec{j}(\vec{r}, t)$, γ , $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{V}(\vec{r}, t)$ et $\vec{B}(\vec{r}, t)$. En déduire la forme prise par l'équation de Maxwell-Ampère.
- 2. On note encore $\rho(\vec{r}, t)$ la masse volumique du fluide conducteur. Exprimer, en fonction de $\rho(\vec{r}, t)$ et $\vec{V}(\vec{r}, t)$, la loi locale de conservation de la masse du fluide.
- 3. Ici et dans la suite, on fera l'hypothèse que le fluide est un conducteur parfait : $\gamma \rightarrow \infty$. Écrire alors la forme simplifiée de l'équation de Maxwell-Faraday.
- 4. Exprimer la densité volumique de forces de Laplace subies par le conducteur, en fonction de $\vec{B}(\vec{r}, t)$ et μ_0 seulement.

$P(\vec{r}, t)$ désignant la pression dans le fluide, on admet l'équation d'Euler, forme particulière du principe fondamental de la dynamique appliqué au fluide, $\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{\vec{V}^2}{2} \right) + (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{V}) \wedge \vec{V} \right] = -\overrightarrow{\text{grad}} P + \frac{1}{\mu_0} (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B}) \wedge \vec{B}$.

Un état d'équilibre du fluide est caractérisé par $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0$, $\vec{V}(\vec{r}, t) = \vec{0}$, $\rho(\vec{r}, t) = \rho_0$ et $P(\vec{r}, t) = P_0$ tandis que les ondes étudiées vérifient $\vec{B}(\vec{r}, t) - \vec{B}_0 = \vec{b}_1(\vec{r}, t)$ avec $\|\vec{b}_1\| \ll \|\vec{B}_0\|$, $\rho(\vec{r}, t) - \rho_0 = \rho_1(\vec{r}, t)$ avec $|\rho_1| \ll |\rho_0|$ et $P(\vec{r}, t) - P_0 = P_1(\vec{r}, t)$ avec $|P_1| \ll |P_0|$, où chacune des grandeurs $\vec{b}_1, \vec{V}, \rho_1, P_1$ est une onde plane progressive monochromatique, proportionnelle à une exponentielle commune de propagation, qu'on notera $\exp \left[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \right]$.

- 5. Montrer le système d'équations approchées :

$$\begin{aligned} \omega \rho_1 &= \rho_0 \vec{k} \cdot \vec{V} & \rho_0 \omega \vec{V} &= \vec{k} P_1 + \vec{B}_0 \wedge (\vec{k} \wedge \vec{b}_1) / \mu_0 \\ \omega \vec{b}_1 &= -\vec{k} \wedge (\vec{V} \wedge \vec{B}_0) & \rho_1 &= \rho_0 \chi P_1 \end{aligned}$$

A.VI : $S(\vec{K}) = \exp(i\Phi) \mathcal{N}_N(\vec{K} \cdot \vec{a}) \mathcal{N}_N(\vec{K} \cdot \vec{b}) \mathcal{N}_N(\vec{K} \cdot \vec{c})$ où $\mathcal{N}_N(u) = \frac{\sin(Nu/2)}{\sin(u/2)}$ et $\Phi = \frac{N}{2} \vec{K} \cdot (\vec{a} + \vec{b} + \vec{c})$. \vec{k}_i et \vec{k}_r sont symétriques par rapport aux plans réticulaires dirigés par \vec{a} et \vec{b} . $\Delta\theta = \frac{\lambda}{2Nc}$.

A.VII : $S(\vec{K}) = \left\langle \sum_n \exp \left(i\vec{K} \cdot \vec{R}_{n0} \right) \left[1 + i\vec{K} \cdot \vec{q}_n(t) - \frac{1}{2} (\vec{K} \cdot \vec{q}_n)^2 \right] \right\rangle$ où $\langle \vec{q}_n \rangle = \vec{0}$; la contribution du terme d'ordre 1 est nulle. $\left\langle (\vec{K} \cdot \vec{q}_n)^2 \right\rangle = K^2 \langle X^2 \rangle$ donc $S(\vec{K}) = \sum_n \exp \left(i\vec{K} \cdot \vec{R}_{n0} \right) \left[1 - \frac{1}{2} K^2 \langle X^2 \rangle \right]$ donc $|S(\vec{K}, T)|^2 = |S(\vec{K}, T = 0)|^2 \left[1 - K^2 \langle X^2 \rangle \right]$; diminution du facteur de structure, largeur inchangée.

où χ désigne la compressibilité du fluide étudié, dans les conditions de la propagation. χ sera considéré comme une constante, à l'ordre d'approximation étudié ici.

Dans chaque cas, on précisera l'origine physique de la relation écrite, et la nature de toutes les approximations effectuées.

B.II– Ondes hydrodynamiques

On étudie ici la propagation d'ondes de compression, en l'absence de tout effet électromagnétique : $\vec{B}_0 = \vec{0}$.

□ 1. Exprimer l'équation de dispersion et la vitesse de propagation V_s de ces ondes en fonction de χ et ρ_0 .

Le fluide étudié est un gaz, de masse molaire $M = 29 \times 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$, assimilé à un gaz parfait de rapport des capacités thermiques $\Gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,40$, dont la température et la pression au repos seront pris égaux à $T_0 = 273 \text{ K}$ et $p_0 = 1 \text{ bar}$. On rappelle la valeur de la constante molaire des gaz parfaits $R = 8,32 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$.

□ 2. L'onde étudiée correspond à un écoulement adiabatique réversible (isentropique). Calculer numériquement χ . Déterminer numériquement V_s . Justifier le nom de *vitesse du son* donné à cette grandeur.

B.III– Ondes magnétohydrodynamiques

On étudie la propagation d'ondes en présence du champ magnétique statique \vec{B}_0 .

□ 1. Montrer l'équation de propagation $-\omega^2 \vec{V} + V_s^2 \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{V}) - \vec{c}_A \wedge [\vec{k} \wedge (\vec{k} \wedge [\vec{V} \wedge \vec{c}_A])] = \vec{0}$, où on a choisi de poser $\vec{c}_A = f(\mu_0, \rho_0) \vec{B}_0$; on déterminera la fonction $f(\mu_0, \rho_0) > 0$ et l'unité de mesure de \vec{c}_A .

□ 2. Dans le cas où la propagation se fait parallèlement au champ magnétique statique \vec{B}_0 , et parallèlement à \vec{V} (onde longitudinale), déterminer l'équation de dispersion des ondes, et le vecteur \vec{b}_1 . Conclure.

□ 3. Dans le cas où la propagation se fait parallèlement au champ magnétique statique \vec{B}_0 , et perpendiculairement à \vec{V} (onde transverse), déterminer l'équation de dispersion des ondes (ondes magnétohydrodynamiques de ALFVÉN), et comparer les directions des vecteurs \vec{V} et \vec{b}_1 à un instant donné.

□ 4. Dans le cas où la propagation se fait perpendiculairement au champ magnétique statique \vec{B}_0 , déterminer l'équation de dispersion des ondes, et représenter sur un schéma la direction des vecteurs \vec{V} et \vec{b}_1 à un instant donné. Commenter.

La prise en compte des effets de viscosité pour une onde transverse se propageant parallèlement au champ magnétique statique \vec{B}_0 , on peut montrer l'équation de dispersion $\vec{k}^2 \vec{c}_A^2 = \omega^2 \left[1 - i \frac{\eta \vec{k}^2}{\rho_0 \omega^2} \right]$, où $\eta > 0$ est le coefficient de viscosité dynamique du fluide, qui a été négligé ci-dessus.

□ 5. Quels phénomènes physiques apparaîtront, conséquence de cette viscosité ? Comment les caractériser de façon quantitative ?

B.I : $\vec{j}(\vec{r}, t) = \gamma (\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{V}(\vec{r}, t) \wedge \vec{B}(\vec{r}, t))$ donc $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \gamma (\vec{E} + \vec{V} \wedge \vec{B})$. $\text{div}(\rho \vec{V}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$. $\text{rot}(\vec{V} \wedge \vec{B}) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \frac{d\vec{E}}{dt} = \frac{1}{\mu_0} (\text{rot} \vec{B}) \wedge \vec{B}$. Conservation de la masse, équation d'Euler, équation de Maxwell-Faraday, compressibilité du fluide.

B.II : Onde longitudinale, de vitesse $V_s = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi}}$. $\chi = \frac{1}{\Gamma p_0}$, $V_s = \sqrt{\frac{\Gamma R T_0}{M}} = 331 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ondes sonores.

B.III : $\mu_0 \rho_0 \omega^2 \chi \vec{V} = \mu_0 \vec{k} (\vec{k} \cdot \vec{V}) + \chi \vec{B}_0 \wedge (\vec{k} \wedge \vec{b}_1)$, $\vec{b}_1 = -\vec{k} \wedge (\vec{V} \wedge \vec{B}_0)$ donc $\vec{c}_A = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0 \rho_0}$ (vitesse). Si \vec{k} , \vec{B}_0 et \vec{V} colinéaires, $\omega^2 = k^2 V_s^2$ avec $\vec{b}_1 = \vec{0}$ (onde sonore sans couplage magnétique). Si $\vec{k} \parallel \vec{c}_A$ et $\vec{k} \perp \vec{V}$, $\omega^2 = k^2 c_A^2$ et $\vec{b}_1 = -\frac{1}{\omega} \vec{V} (\vec{k} \cdot \vec{B}_0)$, onde transverse magnétique et hydraulique, vitesse c_A . Si $\vec{k} \perp \vec{c}_A$, onde longitudinale ($\vec{V} \parallel \vec{k}$) et $\omega^2 = (V_s^2 + c_A^2) k^2$ avec $\vec{b}_1 = \frac{kV}{\omega} \vec{B}_0$. Absorption progressive sur une distance $\delta = \frac{2\rho_0 c_A^3}{\eta \omega}$.