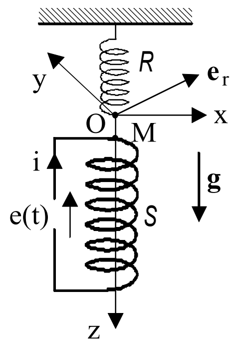
ICNA - SESSION 2002
ÉPREUVE OPTIONNELLE DE PHYSIQUE
ÉNONCÉ

Questions faisant partie d'un même exercice.

[1,2,3,4,5,6] [7,8,9,10,11,12] [13,14,15,16,17,18,19] [20,21,22,23,24,25] [26,27,28,29,30,31,32] [33,34,35,36,37,38,39,40]

1. Un solénoïde S, d'axe vertical Oz, est constitué de N spires jointives coaxiales, de même rayon a, réparties sur une longueur ℓ. On désigne respectivement par R, L et m la résistance, l'inductance propre et la masse de la bobine.



Le système S suspendu en M à un ressort R, dont l'une des extrémités est fixe, dont la raideur est k et dont la masse est négligeable, est astreint à sa déplacer suivant son axe Oz dans une région de l'espace où règne un champ magnétique radial $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_r$ de norme B constante. On désigne par f le coefficient de proportionnalité à la vitesse de la force de frottement visqueux à laquelle le système est également soumis.

Le circuit est alimenté par un générateur de force électromotrice $e(t) = E_0 \cos(\omega t)$, d'amplitude E_0 et de pulsation ω. On note i la valeur instantanée du courant qui traverse la bobine.

Exprimer la résultante $\mathbf{F}_L$ des forces de Laplace qui s'exerce sur la bobine.

a) $\mathbf{F}_L = 2\pi aNiB\mathbf{e}_z$ b) $\mathbf{F}_L = Bi\ell\mathbf{e}_z$ c) $\mathbf{F}_L = BiN\ell\mathbf{e}_z$ d) $\mathbf{F}_L = \pi NiB\mathbf{e}_z$

2. On désigne par z le déplacement de la bobine par rapport à la position d'équilibre qu'elle prend lorsqu'elle n'est parcourue par aucun courant.

Écrire l'équation différentielle qui régit le mouvement du solénoïde lorsqu'il est parcouru par un courant d'intensité i.

a) $m\dfrac{d^2z}{dt^2} + f\dfrac{dz}{dt} + kz = Bi\ell + mg$ b) $m\dfrac{d^2z}{dt^2} + f\dfrac{dz}{dt} + kz = BiN\ell$

c) $m\dfrac{d^2z}{dt^2} + f\dfrac{dz}{dt} + kz = 2\pi aNiB$ d) $m\dfrac{d^2z}{dt^2} + f\dfrac{dz}{dt} + kz = \pi NiB + mg$

3. Écrire l'équation différentielle à laquelle obéit le courant i dans la bobine quand le circuit se déplace dans le champ magnétique avec la vitesse $\dfrac{dz}{dt}$.

a) $L\dfrac{di}{dt} + Ri + NaB\dfrac{dz}{dt} = E_0\cos(\omega t)$ b) $L\dfrac{di}{dt} + Ri + 2\pi NaB\dfrac{dz}{dt} = E_0\cos(\omega t)$

c) $L\dfrac{di}{dt} + Ri + \pi NaiB\dfrac{dz}{dt} = E_0\cos(\omega t)$ d) $L\dfrac{di}{dt} + Ri + i\ell B\dfrac{dz}{dt} = E_0\cos(\omega t)$

4. On suppose que le régime forcé sinusoïdal est établi et l'on désigne par $\underline{I}$ l'amplitude complexe du courant dans la bobine. Montrer que l'on peut écrire : $E_0 = \left[\left(R + \alpha(\omega)\right) + j\omega\left(L + \beta(\omega)\right)\right]\underline{I}$.

Exprimer $\alpha(\omega)$.

a) $\alpha(\omega) = f\dfrac{(2\pi NaB\omega)^2}{\left(k - m\omega^2\right)^2 + f^2\omega^2}$ b) $\alpha(\omega) = f\dfrac{(NaB\omega)^2}{\left(k - m\omega^2\right)^2 + f^2\omega^2}$

c) $\alpha(\omega) = f\dfrac{(N\ell B\omega)^2}{(k-m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$ d) $\alpha(\omega) = f\dfrac{(\pi NaB\omega)^2}{(k-m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$

5. Exprimer $\beta(\omega)$.

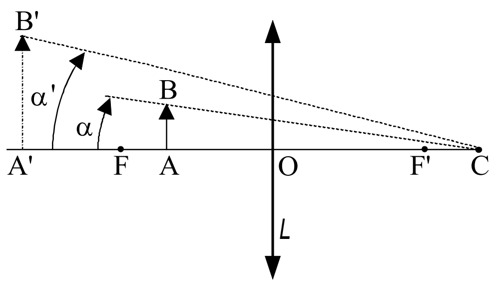
a) $\beta(\omega) = \dfrac{(NaB)^2(k-m\omega^2)}{(k-m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$ b) $\beta(\omega) = \dfrac{(N\ell B)^2(k-m\omega^2)}{(k-m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$

c) $\beta(\omega) = \dfrac{(2\pi NaB)^2(k-m\omega^2)}{(k-m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$ d) $\beta(\omega) = \dfrac{(\pi N\ell B)^2(k-m\omega^2)}{(k-m\omega^2)^2 + f^2\omega^2}$

6. On désigne par ω_1 la valeur de ω pour laquelle on a $\alpha(\omega_1) = \omega_1\beta(\omega_1)$ et par ω_2 la valeur de ω pour laquelle on a $\alpha(\omega_2) = -\omega_2\beta(\omega_2)$. Donner l'expression de $\omega_2 - \omega_1$.

a) $\omega_2 - \omega_1 = \dfrac{f}{m}$ b) $\omega_2 - \omega_1 = \dfrac{k}{m}$ c) $\omega_2 - \omega_1 = \dfrac{kf}{m}$ d) $\omega_2 - \omega_1 = \dfrac{m}{kf}$

7. Une lentille mince convergente $\mathcal{L}$ de distance focale image $f' = 20\text{cm}$ est utilisée comme une loupe par un observateur dont la vision est normale. On désigne par $a = \overline{F'C}$ la distance qui sépare le foyer image de la lentille du centre optique C de l'œil. On appelle $d = \overline{A'C}$ la distance de vision lorsque l'observateur utilise la loupe (*figure ci-contre*). Pour cet observateur, $d_m < d < \infty$ avec $d_m = 20$ cm.



Lorsque l'observateur regarde l'objet AB à travers la loupe, il voit son image A'B' sous l'angle α'. Lorsqu'il enlève la loupe sans changer la distance de l'objet à son œil, il voit l'objet AB sous l'angle α. Exprimer la quantité $G_t = \dfrac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}$ en fonction de d, a et f'.

a) $G_t = \dfrac{d+a}{2f'}$ b) $G_t = \dfrac{d-a}{f'}$ c) $G_t = \dfrac{f'}{d+2a}$ d) $G_t = \dfrac{f'+a}{d}$

8. On définit le grossissement G de la loupe par le rapport $G = \dfrac{\alpha'}{\alpha}$. On supposera les angles suffisamment petits pour que l'on puisse confondre le sinus et la tangente d'un angle avec sa valeur exprimée en radian.
Exprimer G en fonction de a, d et f'.

a) $G = \dfrac{f'(d-a) - f'^2}{d^2}$ b) $G = \dfrac{a(d-a) + f'^2}{f'^2}$

c) $G = \dfrac{(f'+a)(d+a)}{f'd}$ d) $G = \dfrac{(2f'+a)(d-a) - f'^2}{f'd}$

9. Le centre optique de l'œil est placé au foyer image de la loupe. Quelle est la valeur de d donnant un grossissement maximum ?
a) d = 53 cm b) d = 20 cm c) d = 35 cm d) $d = \infty$

10. Que vaut alors ce grossissement G_1 ?
a) $G_1 = 2{,}0$ b) $G_1 = 1{,}0$ c) $G_1 = 5{,}1$ d) $G_1 = 3{,}5$

11. Le centre optique de l'œil est placé à 2 cm du centre optique de la loupe et, suivant la position de l'objet, il accommode de l'infini jusqu'à sa distance minimale de vision distincte d_m.

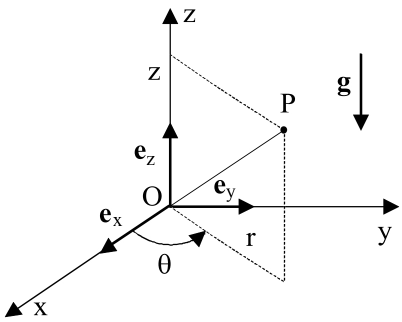
Calculer la variation $\Delta G = G(\infty) - G(d_m)$ du grossissement.

a) $\Delta G = 2$ b) $\Delta G = 50.10^{-2}$ c) $\Delta G = 10^{-2}$ d) $\Delta G = 10^{-1}$

12. Le centre optique de l'oeil est place à 40 cm du centre optique de la loupe. Quelle est la valeur maximale G_2 du grossissement ?

a) $G_2 = 1{,}1$ b) $G_2 = 1{,}5$ c) $G_2 = 3{,}0$ d) $G_2 = 2{,}5$

13. On considère l'écoulement incompressible tourbillonnaire en régime stationnaire d'un fluide parfait homogène, de masse volumique ρ, soumis à l'action du champ de pesanteur $\mathbf{g} = -g\,\mathbf{e}_z$. Un point P du fluide est repéré dans le repère $\mathcal{R}$(Oxyz) par les coordonnées cylindriques (r,θ,z) définies sur le schéma de la figure ci-contre. Le vecteur tourbillon ω relié au champ des vitesses **v** du fluide par la relation $\boldsymbol{\omega} = \frac{1}{2}\mathbf{rot}\,\mathbf{v}$ a une valeur uniforme $\boldsymbol{\omega} = \omega\mathbf{e}_z$ en tout point situé à l'intérieur d'un cylindre infini d'axe Oz et de rayon a et une valeur nulle partout ailleurs.



Les considérations sur les propriétés de symétrie des vecteurs polaires et axiaux permettent de conclure que :

a) Le vecteur **v** est radial. b) Le vecteur **v** est orthoradial.
c) v ne dépend que de r et z. d) v ne dépend que de r.

14. Déterminer le champ des vitesses en tout point P(r,z) correspondant à r < a.

a) $\mathbf{v} = r\omega\mathbf{e}_\theta$ b) $\mathbf{v} = r\omega\mathbf{e}_r$ c) $\mathbf{v} = -2r\omega\mathbf{e}_\theta$ d) $\mathbf{v} = -2r\omega\mathbf{e}_r$

15. Déterminer le champ des vitesses en tout en tout point P(r,z) correspondant à r > a.

a) $\mathbf{v} = \frac{a^2\omega}{r}\mathbf{e}_r$ b) $\mathbf{v} = \frac{r^2\omega}{a}\mathbf{e}_\theta$ c) $\mathbf{v} = \frac{r^2\omega}{2a}\mathbf{e}_r$ d) $\mathbf{v} = \frac{a^2\omega}{r}\mathbf{e}_\theta$

16. La pression en tout point de la surface libre du fluide est la pression atmosphérique p_0. Le plan xOy du repère $\mathcal{R}$(Oxyz) est tangent à la surface libre du fluide qui se trouve à grande distance de l'axe Oz $(r \to \infty)$.

Déterminer le champ de pression dans le fluide pour r > a.

On rappelle que : $(\mathbf{v}.\mathbf{grad})\mathbf{v} = \mathbf{grad}\left(\frac{v^2}{2}\right) - \mathbf{v} \wedge \mathbf{rot}\,\mathbf{v}$.

a) $p(r,z) = p_0 - \rho g z - \rho\omega^2\left(\frac{r^4}{2a^2}\right)$ b) $p(r,z) = p_0 + \rho g z + \rho\omega^2\left(\frac{2r^4}{a^2}\right)$

c) $p(r,z) = \rho g z - \rho\omega^2\left(\frac{2a^4}{r^2}\right)$ d) $p(r,z) = p_0 - \rho g z - \rho\omega^2\left(\frac{a^4}{2r^2}\right)$

17. Déterminer le champ de pression dans le fluide pour r < a.

a) $p(r,z) = p_0 + \rho g z + \rho\omega^2\left(\frac{a^2 - r^2}{2}\right)$ b) $p(r,z) = p_0 - \rho g z - \rho\omega^2\left(\frac{2a^2 - r^2}{2}\right)$

c) $p(r,z) = \rho g z + \rho\omega^2\left(\frac{2a^2 + r^2}{2}\right)$ d) $p(r,z) = p_0 + \rho g z - \rho\omega^2\left(\frac{a^2 - r^2}{2}\right)$

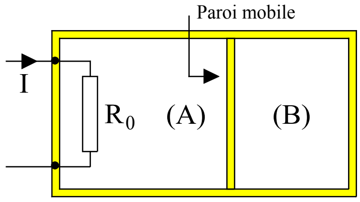
18. Exprimer la fonction z(r) représentant la surface libre du liquide pour r < a.

a) $z = \frac{\omega^2}{2g}(r^2 - 2a^2)$ b) $z = \frac{\omega^2}{2g}(2r^2 - a^2)$ c) $z = -\frac{2\omega^2}{g}(r^2 + a^2)$ d) $z = \frac{\omega^2}{2g}(2r^2 + a^2)$

19. Exprimer la fonction z(r) représentant la surface libre du liquide pour r > a.

a) $z = \dfrac{\omega^2 r^4}{2g a^2}$ b) $z = -\dfrac{4\omega^2 r^4}{g a^2}$ c) $z = \dfrac{3\omega^2 a^3}{2g r}$ d) $z = -\dfrac{\omega^2 a^4}{2g r^2}$

20. Un récipient à parois rigides et calorifugées contient deux gaz parfaits diatomiques séparés par une paroi intérieure adiabatique pouvant se déplacer sans frottement ; les volumes occupés par chaque gaz A et B peuvent donc varier (*figure ci-contre*).



Initialement, les paramètres pour chacun des gaz sont : $p_i = 10^5$ Pa, $T_i = 300$ K et $V_i = 1\ \ell$. Un générateur électrique fournit de l'énergie au gaz A par l'intermédiaire d'un conducteur ohmique, de résistance $R_0 = 10\ \Omega$, de capacité thermique négligeable, parcouru par un courant continu I = 1 A, pendant une durée t au bout de laquelle le volume du gaz A atteint la valeur $V_{Af} = 1{,}1\ \ell$.
L'état final de cette évolution supposée réversible est alors défini par les valeurs : V_{Af}, V_{Bf}, p_f, T_{Af} et T_{Bf}.
On donne : constante des gaz parfaits R = 8,31 SI et $\gamma = \dfrac{C_p}{C_V} = 1{,}4$ où C_p et C_V sont respectivement les capacités thermiques molaires à pression et volume constants des gaz considérés.
Calculer la pression finale p_f dans chacun des compartiments.

a) $p_f = 0{,}87.10^6$ Pa b) $p_f = 1{,}16.10^5$ Pa c) $p_f = 2{,}92.10^5$ Pa d) $p_f = 7{,}37.10^4$ Pa

21. Calculer la température finale T_{Bf} du gaz dans le compartiment B.
a) $T_{Bf} = 282$ K b) $T_{Bf} = 406$ K c) $T_{Bf} = 313$ K d) $T_{Bf} = 387$ K

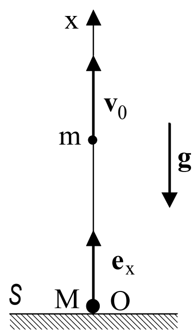
22. Calculer la température finale T_{Af} du gaz dans le compartiment A.
a) $T_{Af} = 383$ K b) $T_{Af} = 280$ K c) $T_{Af} = 418$ K d) $T_{Af} = 311$ K

23. Calculer τ.
a) $\tau = 17$ s b) $\tau = 5$ s c) $\tau = 12$ s d) $\tau = 8$ s

24. Calculer le travail W_B reçu par le gaz du compartiment B.
a) $W_B = 17$ J b) $W_B = 23$ J c) $W_B = 11$ J d) $W_B = -5$ J

25. Calculer la variation d'entropie du gaz dans le compartiment A.
a) $\Delta S_A = 3{,}72 J.K^{-1}$ b) $\Delta S_A = 0{,}23 J.K^{-1}$ c) $\Delta S_A = 12{,}45 J.K^{-1}$ d) $\Delta S_A = 337{,}25 J.K^{-1}$

26. Deux masses ponctuelles m et M sont reliées par un fil élastique de raideur k et de masse négligeable, dont la longueur à tension nulle est ℓ.



Les deux masses sont disposées sur une même verticale, la masse M reposant sur un support S. A l'instant t = 0, la masse m est lancée vers le haut avec une vitesse initiale $\mathbf{v}_0 = v_0 \mathbf{e}_x$ depuis une position initiale $x_0 = \ell$ (*figure ci-contre*).
On suppose dans un premier temps que v_0 est telle que la masse M ne décolle jamais du support S. On pose $\omega^2 = \dfrac{k}{m}$.
L'équation horaire du mouvement de la masse m peut se mettre sous la forme : $x = A\cos(\omega t + \varphi) + B$.
Exprimer A et $\tan\varphi$.

a) $A = \sqrt{\dfrac{g^2}{\omega^2} - \dfrac{v_0^2}{\omega^2}}$ et $\tan\varphi = -2\dfrac{v_0\omega}{g}$ b) $A = \sqrt{\dfrac{g}{\omega} - \dfrac{v_0}{\omega}}$ et $\tan\varphi = -\dfrac{v_0\omega}{2g}$

c) $A = \sqrt{\dfrac{g^2}{\omega^4} + \dfrac{v_0^2}{\omega^2}}$ et $\tan\varphi = -\dfrac{v_0\omega}{g}$ d) $A = \sqrt{\dfrac{2g}{\omega^2} + \dfrac{v_0}{\omega}}$ et $\tan\varphi = \dfrac{g}{v_0\omega}$

27. Exprimer B.

a) $B = \ell + \frac{g}{\omega^2}$ b) $B = 2\ell - \frac{g}{2\omega^2}$ c) $B = \ell + \frac{2g}{\omega^2}$ d) $B = \ell - \frac{g}{\omega^2}$

28. Calculer la vitesse $\mathbf{v}_1$ de la masse m quand elle repasse par l'ordonnée $x = \ell$.

a) $\mathbf{v}_1 = -\mathbf{v}_0$ b) $\mathbf{v}_1 = -2\mathbf{v}_0$ c) $\mathbf{v}_1 = -\frac{1}{2}\mathbf{v}_0$ d) $\mathbf{v}_1 = -\frac{2}{3}\mathbf{v}_0$

29. Calculer la vitesse $\mathbf{v}_2$ de la masse m quand elle arrive sur le support en x = 0.

a) $\mathbf{v}_2 = -\mathbf{v}_0\sqrt{\frac{g\ell}{v_0^2}+1}$ b) $\mathbf{v}_2 = -\mathbf{v}_0\sqrt{2\frac{g\ell}{v_0^2}+1}$ c) $\mathbf{v}_2 = -2\mathbf{v}_0\sqrt{\frac{g\ell}{v_0^2}+1}$ d) $\mathbf{v}_2 = -\mathbf{v}_0\sqrt{\frac{g\ell}{v_0^2}+2}$

30. Calculer la vitesse initiale limite $\mathbf{v}_\ell$ que doit avoir la masse m pour que la masse M puisse juste décoller du support. On pose $\Omega^2 = \frac{k}{M}$.

a) $\mathbf{v}_\ell = \frac{g}{\Omega^2}\sqrt{\Omega^2 + 2\omega^2}\,\mathbf{e}_x$ b) $\mathbf{v}_\ell = \frac{2g}{\Omega^2}\sqrt{\Omega^2 + \omega^2}\,\mathbf{e}_x$

c) $\mathbf{v}_\ell = \frac{g}{\Omega^2}\sqrt{2\Omega^2 + \omega^2}\,\mathbf{e}_x$ d) $\mathbf{v}_\ell = \frac{g}{2\Omega^2}\sqrt{2\Omega^2 + 2\omega^2}\,\mathbf{e}_x$

31. Si $v_0 \geq v_\ell$, l'instant t_1 où la masse M décolle du support se déduit de la relation :

a) $\cos(\omega t_1 + \varphi) = \frac{g}{A}\left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{\Omega^2}\right)$ b) $\cos(\omega t_1 + \varphi) = \frac{g}{A}\left(\frac{1}{2\omega^2} + \frac{1}{\Omega^2}\right)$

c) $\cos(\omega t_1 + \varphi) = \frac{g}{A}\left(\frac{1}{\omega^2} + \frac{1}{\Omega^2}\right)$ d) $\cos(\omega t_1 + \varphi) = \frac{g}{A}\left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{2\Omega^2}\right)$

32. On se place maintenant dans le cas où la masse M peut décoller du support et l'on désigne par X son ordonnée. Montrer qu'à partir de l'instant t_1 où la masse M décolle et tant qu'elle est en l'air et que le fil reste tendu, les équations différentielles qui régissent le mouvement des deux masses s'écrivent :

a) $\frac{d^2x}{dt^2} = -g - \omega^2(x - X - \ell)$ et $\frac{d^2X}{dt^2} = -g + \Omega^2(x - X - \ell)$

b) $\frac{d^2x}{dt^2} = -g + \omega^2(x - X - \ell)$ et $\frac{d^2X}{dt^2} = -g - \Omega^2(x - X - \ell)$

c) $\frac{d^2x}{dt^2} = -g + \omega^2(x + X - \ell)$ et $\frac{d^2X}{dt^2} = -g - \Omega^2(x + X - \ell)$

d) $\frac{d^2x}{dt^2} = -g - \omega^2(x - X + \ell)$ et $\frac{d^2X}{dt^2} = -g - \Omega^2(x - X + \ell)$

33. On étudie la propagation d'un champ électromagnétique sinusoïdal de pulsation ω dans un conducteur de conductivité γ qui occupe le demi espace limité par le plan P d'équation z = 0 et situé du côté positif de l'axe Oz d'un repère $\mathcal{R}$(Oxyz). Le conducteur est défini par les constantes ε_0 et μ_0 du vide ; on suppose que $\gamma >> \varepsilon_0\omega$ et que la charge volumique ρ = 0. On se restreint au cas où les champs électrique et magnétique ne dépendent que du temps et de la coordonnée z et se mettent, en notation complexe, sous les formes suivantes :

$$\underline{\mathbf{E}}(z,t) = \underline{\mathbf{E}}_0(z)\exp(i\omega t) \quad \text{et} \quad \underline{\mathbf{B}}(z,t) = \underline{\mathbf{B}}_0(z)\exp(i\omega t)$$

les vecteurs $\underline{\mathbf{E}}_0(z)$ et $\underline{\mathbf{B}}_0(z)$ ayant a priori des composantes complexes dans la base orthonormée $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ de $\mathcal{R}$(Oxyz).

Déduire des équations de Maxwell que l'amplitude complexe $\underline{\mathbf{B}}_0(z)$ du cham magnétique obéit à l'équation différentielle : $\Delta\underline{\mathbf{B}}_0(z) = \underline{A}\underline{\mathbf{B}}_0(z)$. Exprimer $\underline{A}$.

a) $\underline{A} = i\mu_0\gamma\omega$ b) $\underline{A} = -\mu_0\varepsilon_0\gamma\omega$ c) $\underline{A} = \frac{\mu_0\varepsilon_0}{\gamma\omega}$ d) $\underline{A} = -i\frac{\gamma\omega}{\mu_0\varepsilon_0}$

34. Montrer que $\underline{\mathbf{B}}(z,t)$ peut se mettre sous la forme : $\underline{\mathbf{B}}(z,t) = \underline{\mathbf{C}}_1 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right)\exp\left[i(\omega t - kz)\right]$, où $\underline{\mathbf{C}}_1$ est un vecteur constant pouvant avoir des composantes complexes. Exprimer δ.

a) $\delta = \sqrt{\frac{1}{2\mu_0\gamma\omega}}$ b) $\delta = \sqrt{\frac{\mu_0\varepsilon_0}{\gamma\omega}}$ c) $\delta = \sqrt{\frac{\gamma\omega}{2\mu_0\varepsilon_0}}$ d) $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}}$

35. Exprimer k.

a) $k = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}}$ b) $k = \sqrt{\frac{\mu_0\gamma\omega}{2}}$ c) $k = \sqrt{\frac{\gamma\omega}{2\mu_0\varepsilon_0}}$ d) $k = \sqrt{\frac{2\mu_0\varepsilon_0}{\gamma\omega}}$

36. Calculer δ pour $\omega = 2\pi.10^{10}\,\text{rad.s}^{-1}$.

On donne : $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi}.10^{-9}\,\text{SI}$, $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}\,\text{SI}$ et $\gamma = 0,625.10^8\,\Omega^{-1}.\text{m}^{-1}$.

a) $\delta = 0,64.10^{-6}\,\text{m}$ b) $\delta = 1,52.10^{-5}\,\text{m}$ c) $\delta = 3,73.10^{-4}\,\text{m}$ d) $\delta = 7,25.10^{-3}\,\text{m}$

37. On suppose $\underline{\mathbf{B}}(z,t)$ porté par Oy et l'on note B_0 la valeur de l'amplitude du champ en tout point M de P. Montrer que l'on peut mettre le champ électrique $\underline{\mathbf{E}}(z,t)$ sous la forme :

$$\underline{\mathbf{E}}(z,t) = E_0 \exp(i\varphi)\exp\left(-\frac{z}{\delta}\right)\exp\left[i(\omega t - kz)\right]\mathbf{e}_x$$

Donner l'expression de E_0.

a) $E_0 = \sqrt{\frac{\mu_0\gamma}{2\omega}}B_0$ b) $E_0 = \sqrt{\frac{\omega}{2\mu_0\gamma}}B_0$ c) $E_0 = \sqrt{\frac{\omega}{\mu_0\gamma}}B_0$ d) $E_0 = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\gamma}}B_0$

38. Exprimer φ.

a) $\varphi = \pi/2$ b) $\varphi = \pi/4$ c) $\varphi = \pi$ d) $\varphi = 0$

39. Calculer la valeur moyenne $\langle\phi\rangle$ sur une période du flux du vecteur de Poynting à travers une surface Σ appartenant au plan P.

a) $\langle\phi\rangle = \sqrt{\frac{2\mu_0^2\gamma}{\omega}}B_0^2\Sigma$ b) $\langle\phi\rangle = \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\mu_0\gamma}}B_0^2\Sigma$ c) $\langle\phi\rangle = \sqrt{\frac{\gamma\omega}{\mu_0\varepsilon_0}}B_0^2\Sigma$ d) $\langle\phi\rangle = \sqrt{\frac{\omega}{8\mu_0^3\gamma}}B_0^2\Sigma$

40. Calculer la puissance moyenne $\langle\mathcal{P}\rangle$ dissipée par effet Joule sur une période dans le volume du conducteur défini par le cylindre de section droite Σ et de longueur infinie.

a) $\langle\mathcal{P}\rangle = \sqrt{\frac{\omega}{8\mu_0^3\gamma}}B_0^2\Sigma$ b) $\langle\mathcal{P}\rangle = -\sqrt{\frac{2\mu_0^2\gamma}{\omega}}B_0^2\Sigma$ c) $\langle\mathcal{P}\rangle = \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\mu_0\gamma}}B_0^2\Sigma$ d) $\langle\mathcal{P}\rangle = \sqrt{\frac{2\omega}{\pi\mu_0^2\gamma}}B_0^2\Sigma$