Concours Enginius

Épreuve de PHYSIQUE

Session 2023

Informations sur le sujet de l'épreuve

Durée de l'épreuve :	45 minutes
Épreuve notée sur :	20 points
Document(s) autorisé(s) :	☐ oui ☒ non
Calculatrice autorisée :	☐ oui ☒ non

Remarques

Le sujet est constitué de deux exercices et un problème indépendants.

Pour chaque question de l'épreuve, veuillez noircir (comme ceci ■) la (les) bonne(s) réponse(s) sur la feuille de réponse ci-jointe.

Des points négatifs seront affectés aux mauvaises réponses.

Uniquement les feuilles de réponses correctement remplies seront corrigées.

Début du sujet sur la page suivante

Exercice 1
Génération du deuxième harmonique dans un milieu non linéaire

Soit $t \geqslant 0$ le paramètre temporel. On note par $(\vec{e}_x\,;\,\vec{e}_y\,;\,\vec{e}_z)$ une base orthonormée directe.

Une onde progressive, monochromatique, de pulsation $\omega \in \mathbb{R}^+$, se propage dans un milieu matériel non chargé.

Sous l'action du champ électrique $\overrightarrow{E}$ de l'onde, les charges liées du milieu sont animées de *petits* mouvements devant les distances caractéristiques du milieu.

On admet que le milieu se comporte comme le vide muni d'une densité surfacique de courant $\vec{j}$ parallèle à $\overrightarrow{E}$. On notera par ε_0 la permittivité diélectrique du vide et par μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

Dans ce problème on fera usage systématiquement de la notation réelle pour représenter les ondes monochromatiques.

Question 1 L'équation de propagation du champ électrique est donnée par

A $\Delta\vec{E} - \varepsilon_0\mu_0 \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \dfrac{\partial \vec{j}}{\partial t}$

B $\Delta\vec{E} - \dfrac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \varepsilon_0\mu_0 \dfrac{\partial \vec{j}}{\partial t}$

C $\Delta\vec{E} - \varepsilon_0\mu_0 \dfrac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \dfrac{\partial \vec{j}}{\partial t}$

D $\Delta\vec{E} - \varepsilon_0\mu_0 \dfrac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \dfrac{\partial \vec{j}}{\partial t}$

Question 2 Soit $\alpha \in \mathbb{R}$. On suppose le milieu support de la propagation comme étant linéaire de sorte que $\vec{j} = \dfrac{\partial}{\partial t}\left(\alpha\overrightarrow{E}\right)$. On cherche le champ électrique sous la forme $\overrightarrow{E} = E(x\,;\,t)\,\vec{e}_z$. L'équation aux dérivées partielles vérifiée par $E(x\,;\,t)$ est

A $\dfrac{\partial^2 E}{\partial x^2} = (\alpha + \varepsilon_0\mu_0)\dfrac{\partial^2 E}{\partial t^2}$

B $\dfrac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu_0\,(\alpha + \varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E}{\partial t^2}$

C $\dfrac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\,(\mu_0\alpha + \varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E}{\partial t^2}$

D $\dfrac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \varepsilon_0\,(\alpha + \mu_0)\dfrac{\partial^2 E}{\partial t^2}$

Question 3 Soit E_0 une constante réelle. Une solution à l'équation aux dérivées partielles précédente qui est vérifiée par $E(x\,;\,t)$ et qui représente une **O**nde **P**lane **P**rogressive **M**onochromatique polarisée **R**ectilignement de pulsation ω se propageant dans la direction des x positifs croissants est

A $E(x\,;\,t) = E_0\cos\left(\omega t - kx - \dfrac{3\pi}{4}\right)$

B $E(x\,;\,t) = E_0\cos\left(\omega t + kx\right)$

C $E(x\,;\,t) = E_0\cos\left(\omega\left(t + kx\right)\right)$

D $E(x\,;\,t) = E_0\cos\left(\omega t - kx\right)$

Question 4 La relation de dispersion est

A $k = \omega\mu_0\left(\alpha + \varepsilon_0\right)$

B $k = \omega\left(1 + \mu_0\left(\alpha + \varepsilon_0\right)\right)$

C $k^2 = \omega^2\mu_0^2\left(\alpha + \varepsilon_0\right)^2$

D $k^2 = \omega^2\mu_0\left(\alpha + \varepsilon_0\right)$

Question 5 Le milieu support de la propagation est en fait non linéaire. On admet que la propagation d'une onde de pulsation ω engendre une onde à la pulsation 2ω. On étudie le cas où ces ondes sont polarisées suivant la direction support de $\vec{e}_z$ et se propageant dans la direction des x positifs croissants.
Soient α_1 et α_2 deux grandeurs réelles constantes différentes. Soit β une quantité réelle constante. On appelle $\overrightarrow{E_1} = E_1(x\,;\,t)\,\vec{e}_z$ et $\overrightarrow{E_2} = E_2(x\,;\,t)\,\vec{e}_z$ les champs électriques respectivement aux pulsations ω et 2ω. La densité surfacique de courant $\vec{j}$ s'écrit alors (avec L pour linéaire et NL pour non linéaire) :

$$\vec{j} = \vec{j}_L + \vec{j}_{NL}$$

avec :

$$\vec{j}_L = \frac{\partial}{\partial t}\left(\alpha_1\overrightarrow{E_1} + \alpha_2\overrightarrow{E_2}\right) \text{ et } \vec{j}_{NL} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\beta\left|\left|\overrightarrow{E_1} + \overrightarrow{E_2}\right|\right|^2\right)\vec{e}_z$$

En outre, on admet que $|\beta E_1| << \alpha_1$ et $|\beta E_1| << \alpha_2$. De plus, l'amplitude de l'onde de pulsation 2ω est faible devant celle de pulsation ω. L'équation aux dérivées partielles vérifiée par E_1 et E_2 est

A $\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\left[(\alpha_1+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + (\alpha_2+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2}\right] - 2\mu_0\beta\left[\left(\dfrac{\partial E_1}{\partial t}\right)^2 + E_1\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2}\right] = 0$

B $\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\left[(\alpha_1+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + (\alpha_2+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2}\right] - 2\mu_0\beta\left[\left(\dfrac{\partial E_1}{\partial t}\right)^2 + E_1^2\left(\dfrac{\partial E_1}{\partial t}\right)^2\right] = 0$

C $\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\left[(\alpha_1+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + (\alpha_2+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2}\right] - 2\mu_0\beta^2\left[\left(\dfrac{\partial E_1}{\partial t}\right)^2 + E_1\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2}\right] = 0$

D $\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\left[(\alpha_1+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + (\alpha_2+\varepsilon_0)\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2}\right] - 2\mu_0\beta\left[\left(\dfrac{\partial E_1}{\partial t}\right)^2 + E_1^2\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial t^2}\right] = 0$

Question 6 On commence par négliger les termes en βE_1 et en E_2 afin de retrouver une équation linéaire. Le champ électrique correspondant est donné par $\overrightarrow{E_1} = E_{10}\cos(\omega t - k_1 x)\,\vec{e}_z$. Dans cette expression E_{10} est une constante réelle et k_1 est la norme euclidienne du vecteur d'onde correspondant à cette solution du premier ordre. L'expression de k_1 est

A $k_1 = \omega\mu_0\,(\alpha_1+\varepsilon_0)$

B $k_1 = \omega\sqrt{\mu_0\,(\alpha_2+\varepsilon_0)}$

C $k_1 = -\omega\mu_0\,(\alpha_1+\varepsilon_0)$

D $k_1 = \pm\omega\sqrt{\mu_0\,(\alpha_1+\varepsilon_0)}$

Question 7 On cherche ensuite E_2 comme solution de l'équation obtenue, à la **Question 5**, quand on remplace E_1 par la solution au premier ordre. L'expression de E_2 satisfait à l'équation aux dérivées partielles

A $\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\,(\alpha_2+\varepsilon_0)\,\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} = -2\mu_0\beta^2\omega^2E_{10}^2\cos(2\omega t - k_1 x)$

B $\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\,(\alpha_2+\varepsilon_0)\,\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} = -2\mu_0\beta^2\omega^2E_{10}^2\cos(2\,(\omega t - k_1 x))$

C $\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\,(\alpha_2+\varepsilon_0)\,\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} = -2\mu_0\beta^2\omega E_{10}^2\cos(2\,(\omega t - k_1 x))$

D $\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - \mu_0\,(\alpha_2+\varepsilon_0)\,\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} = -2\mu_0\beta\omega^2E_{10}^2\cos(2\,(\omega t - k_1 x))$

Question 8 On suppose que $E_2(0\,;\,t) = 0$. L'expression de E_2 est

[A] $E_2(x\,;\,t) = \dfrac{4\mu_0\beta\omega^2}{2k_1^2 - k_2^2}E_{10}^2\left[\cos\left(2\left(\omega t - k_1 x\right)\right) - \sin\left(2\omega t - k_2 x\right)\right]$

[B] $E_2(x\,;\,t) = \dfrac{2\mu_0\beta^2\omega^2}{2k_1^2 - k_2^2}E_{10}^2\left[\cos\left(2\left(\omega t - k_1 x\right)\right) - \cos\left(2\omega t - k_2 x\right)\right]$

[C] $E_2(x\,;\,t) = \dfrac{2\mu_0\beta\omega^2}{4k_1^2 - k_2^2}E_{10}^2\left[\cos\left(2\left(\omega t - k_1 x\right)\right) - \cos\left(2\omega t - k_2 x\right)\right]$

[D] $E_2(x\,;\,t) = \dfrac{2\mu_0\beta\omega^2}{4k_1^2 - k_2^2}E_{10}^2\left[\cos\left(2\left(\omega t - k_1 x\right)\right) - \cos\left(2\left(\omega t - k_2 x\right)\right)\right]$

Question 9 Soit n un nombre entier naturel. Le champ E_2 est maximal si

[A] $x = \dfrac{(2n+3)\pi}{|\,2k_2 + k_1\,|}$ [B] $x = \dfrac{(n+1)\pi}{|\,k_2 - k_1\,|}$ [C] $x = \dfrac{2n\pi}{|\,2k_2 + k_1\,|}$ [D] $x = \dfrac{(2n+1)\pi}{|\,k_2 - 2k_1\,|}$

Question 10 Soit n un nombre entier naturel. Le champ E_2 est maximal si

[A] $x = \dfrac{3n\pi}{2\,|\,2k_2 + k_1\,|}$ [B] $x = \dfrac{(2n+3)\pi}{|\,k_2 + 2k_1\,|}$ [C] $x = \dfrac{3n\pi}{2\,|\,k_2 - 2k_1\,|}$ [D] $x = \dfrac{2n\pi}{|\,k_2 - 2k_1\,|}$

Exercice 2

Interaction d'une onde électromagnétique avec une vapeur atomique

Dans cet exercice, on étudie l'interaction entre une **O**nde **P**lane **P**rogressive **M**onochromatique polarisée **R**ectilignement et une vapeur atomique de faible densité comportant $N = 5\times 10^{20}$ atomes par mètre cube.

Chaque atome de la vapeur comporte un seul électron mobile dans le potentiel créé par un centre, supposé (c'est-à-dire modélisé comme) rigide et immobile, constitué du noyau et des autres électrons de l'atome.

On note par $\vec{r}$ le vecteur position de l'électron mobile par rapport au centre géométrique de la structure centrale. Cette dernière exerce sur l'électron mobile une force $\vec{f}$ telle que :

$$\overrightarrow{f} = -m\omega_0^2\overrightarrow{r}$$

Dans cette formule, m est la masse de l'électron mobile acceptée à $m = 9\times 10^{-31}$ kg et ω_0 est la pulsation propre du mouvement de l'électron, prise à 10^{15} rad.s^{-1}.

En outre l'électron mobile est soumis à l'équivalent d'une force de frottement due à son environnement électrique. Cette force s'exprime comme :

$$\vec{f_f} = -m\gamma\overrightarrow{v}$$

Dans cette relation $\overrightarrow{v}$ est le vecteur vitesse de l'électron mobile et γ est une constante réelle qui vaut 5×10^9 rad.s^{-1}.

On notera par $\overrightarrow{E}$ le champ électrique ressenti par l'électron mobile et nous noterons par $\overrightarrow{B}$ le champ magnétique qui agit sur cet électron mobile.

La vapeur atomique est supposée être non magnétique.

On donne la charge élémentaire $e = 1{,}6\times 10^{-19}$ C et la permittivité diélectrique du vide $\varepsilon_0 = \dfrac{1}{36\pi}$ U.S.I.

Par l'hypothèse, la vitesse de l'électron est suffisamment faible devant la célérité de la lumière dans le vide c pour être dans le cadre théorique de la Mécanique classique newtonienne.

Le référentiel d'étude utilisé sera supposé être galiléen le temps du mouvement de l'électron mobile considéré.

Soit $t \geqslant 0$ le paramètre temporel. On note par $(\overrightarrow{e}_x\,;\ \overrightarrow{e}_y\,;\ \overrightarrow{e}_z)$ une base orthonormée directe.

Question 11 La Relation Fondamentale de la Dynamique appliquée à l'électron mobile est

A $m\dfrac{d^2\,\vec{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2\vec{r} - m\gamma\vec{v} - e\left(\overrightarrow{E} + \vec{r}\wedge\overrightarrow{B}\right)$

B $\dfrac{d^2\,\vec{r}}{dt^2} = -\omega_0^2\vec{r} - \gamma\vec{v} - \dfrac{e}{m}\left(\overrightarrow{E} + \vec{v}\wedge\overrightarrow{B}\right)$

C $\dfrac{d^2\,\vec{r}}{dt^2} = -\omega_0^2\vec{r} - \gamma\vec{v} - \dfrac{e}{m}\left(\dfrac{\partial\,\overrightarrow{E}}{\partial t} + \vec{v}\wedge\overrightarrow{B}\right)$

D $\dfrac{d^2\,\vec{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2\vec{r} - m\gamma\vec{v} - e\left(\overrightarrow{E} + \vec{v}\wedge\overrightarrow{B}\right)$

Question 12 On assimile la vitesse de phase v_φ de l'onde électromagnétique considérée à la célérité c de la lumière dans le vide, donc $v_\varphi \simeq c$. De fait, pour l'onde électromagnétique plane considérée, on a la relation (structurelle) $\left|\left|\overrightarrow{B}\right|\right| = \dfrac{1}{c}\left|\left|\overrightarrow{E}\right|\right|$.
Cela implique que la force magnétique est, en norme, négligeable devant la norme de la force électrique. On adoptera la notation complexe suivante

$$\overrightarrow{E} = \overrightarrow{E_0}\,e^{ß(\omega t - kz)}\,\vec{e}_x$$

Dans cette expression on a $ß^2 = -1$, le terme ω est la pulsation de l'**O**nde **P**lane **P**rogressive **M**onochromatique polarisée **R**ectilignement considérée.
La notation k désigne la norme euclidienne du vecteur d'onde $\vec{k}$ associé. La quantité E_0 est une constante réelle strictement positive. En régime stationnaire, le vecteur position $\vec{r}$ a pour expression

A $\vec{r} = \dfrac{-eE_0}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

B $\vec{r} = \dfrac{-eE_0}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma^2\omega^2)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

C $\vec{r} = \dfrac{eE_0}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

D $\vec{r} = \dfrac{-eE_0}{m\,(\omega^2 - \omega_0^2 + ß\,\gamma\omega)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

Question 13 On note par $\vec{P}$ le vecteur de polarisation électrique de la vapeur atomique support de la propagation de l'onde électromagnétique considérée. On a la relation suivante

A $\Delta\overrightarrow{E} - \varepsilon_0\mu_0\dfrac{\partial^2\,\vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0\dfrac{\partial^2\,\vec{P}}{\partial t^2} - \dfrac{1}{\varepsilon_0}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\left(\mathrm{div}(\vec{P})\right)$

B $\Delta\overrightarrow{E} - \varepsilon_0\mu_0\dfrac{\partial\,\vec{E}}{\partial t} = \mu_0\dfrac{\partial\,\vec{P}}{\partial t} - \dfrac{1}{\varepsilon_0}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\left(\mathrm{div}(\vec{P})\right)$

C $\Delta\overrightarrow{E} - \varepsilon_0\mu_0\dfrac{\partial^2\,\vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0\dfrac{\partial^2\,\vec{P}}{\partial t^2} - \dfrac{1}{\mu_0}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\left(\overrightarrow{\mathrm{rot}}(\vec{P})\right)$

D $\Delta\overrightarrow{E} - \varepsilon_0\mu_0\dfrac{\partial^2\,\vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0\varepsilon_0\dfrac{\partial\,\vec{P}}{\partial t} - \dfrac{1}{\varepsilon_0}\overrightarrow{\mathrm{grad}}\left(\mathrm{div}(\vec{P})\right)$

Question 14 On note par $\vec{\lambda}$ le moment dipolaire induit par l'onde électromagnétique entre l'électron mobile et sa structure centrale. En régime stationnaire, l'expression du moment dipolaire induit $\vec{\lambda}$ est

A $\vec{\lambda} = \dfrac{e^2E_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

B $\vec{\lambda} = \dfrac{e^2E_0^2}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

C $\vec{\lambda} = \dfrac{e^2E_0^2}{m\,(\omega^2 - \omega_0^2 + ß\,\gamma\omega)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

D $\vec{\lambda} = \dfrac{e^2E_0}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega)}\,e^{ß(\omega t-kz)}\,\vec{e}_x$

Question 15 On pose $\Omega = \sqrt{\dfrac{Ne^2}{m\varepsilon_0}}$. Cette quantité est la pulsation caractéristique de la vapeur atomique. La relation de dispersion est

- A $k^2 = \dfrac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \dfrac{\Omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega}\right)$
- B $k^2 = \dfrac{\Omega^2}{c^2}\left(1 + \dfrac{\Omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega}\right)$
- C $k^2 = \dfrac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \dfrac{\Omega}{\omega_0 - \omega + ß\,\gamma\omega}\right)$
- D $k^2 = \dfrac{\omega^2}{c^2}\left(1 + \dfrac{2\Omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + ß\,\gamma\omega}\right)$

Question 16 L'indice optique complexe est $n(\omega) = \dfrac{kc}{\omega} = n_0(\omega) + ß\,\alpha(\omega)$. Le terme $n_0(\omega)$ est l'indice (de réfraction) optique réel de la vapeur atomique et $\alpha(\omega)$ est l'indice d'absorption de l'onde électromagnétique par la vapeur atomique.
Comme la vapeur atomique est un milieu qualifié de " peu dense " cela implique que les effets d'absorption sont relativement faibles. Ceci se traduit par le fait que la partie imaginaire de $n(\omega)$ est beaucoup plus faible que la partie réelle. L'expression de $n_0^2(\omega)$ est

- A $n_0^2(\omega) = 1 + \dfrac{m\Omega^2\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$
- B $n_0^2(\omega) = 1 + \dfrac{\Omega^2\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$
- C $n_0^2(\omega) = 1 + \dfrac{\Omega^2\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$
- D $n_0^2(\omega) = 1 + \dfrac{\Omega^2\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}{\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2\omega^2}$

Question 17 L'expression de $n_0(\omega)\alpha(\omega)$ est

- A $n_0(\omega)\alpha(\omega) = \dfrac{\gamma^2\omega^2\Omega^2}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$
- B $n_0(\omega)\alpha(\omega) = \dfrac{\Omega^2}{2}\dfrac{\gamma\omega}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$
- C $n_0(\omega)\alpha(\omega) = \dfrac{\Omega}{4}\dfrac{\gamma\omega}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$
- D $n_0(\omega)\alpha(\omega) = \dfrac{\gamma\omega\Omega}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2\omega^2}$

Question 18 Soit ω_1 la pulsation de l'onde électromagnétique qui rend maximal l'indice de réfraction réel $n_0(\omega)$. L'expression de $n_0(\omega_1)$ est approximativement donnée par

- A $n_0(\omega_1) \simeq \sqrt{1 + \left(\dfrac{\Omega}{\omega}\right)^2}$
- B $n_0(\omega_1) \simeq \sqrt{1 + \dfrac{\Omega^2}{2\gamma\omega}}$
- C $n_0(\omega_1) \simeq \sqrt{1 + \dfrac{\Omega}{\gamma^2\omega}}$
- D $n_0(\omega_1) \simeq \sqrt{1 + \dfrac{\Omega^2}{2\omega^2}}$

Question 19 Soit ω_2 la pulsation de l'onde électromagnétique qui rend minimal l'indice de réfraction réel $n_0(\omega)$. L'expression de $n_0(\omega_2)$ est approximativement donnée par

- A $n_0(\omega_2) \simeq \sqrt{1 - \left(\dfrac{\Omega}{\omega}\right)^2}$
- B $n_0(\omega_2) \simeq \sqrt{\dfrac{1 - \dfrac{\Omega}{\omega}}{1 + \dfrac{\Omega^2}{\gamma\omega}}}$
- C $n_0(\omega_2) \simeq \sqrt{1 - \dfrac{\Omega^2}{2\gamma\omega}}$
- D $n_0(\omega_2) \simeq \sqrt{1 - \dfrac{\Omega^2}{8\gamma\omega}}$

Question 20 Soit ω_3 la pulsation de l'onde électromagnétique qui rend maximal l'indice d'absorption $\alpha(\omega)$ de l'onde électromagnétique par la vapeur atomique. L'expression de $\alpha(\omega_3)$ est donnée par

- [A] $\alpha(\omega_3) = \sqrt{\dfrac{2\omega_0^2 + \gamma^2 + \sqrt{(2\omega_0^2 + \gamma^2)^2 + 6\omega_0^2}}{6}}$
- [C] $\alpha(\omega_3) = \sqrt{\dfrac{2\omega_0^2 + \gamma^2 + \sqrt{(2\omega_0^2 + \gamma^2)^2 + 12\omega_0^2}}{8}}$
- [B] $\alpha(\omega_3) = \sqrt{\dfrac{4\omega_0^2 - \gamma^2 + \sqrt{(4\omega_0^2 - \gamma^2)^2 + 6\omega_0^2}}{8}}$
- [D] $\alpha(\omega_3) = \sqrt{\dfrac{2\omega_0^2 - \gamma^2 + \sqrt{(2\omega_0^2 - \gamma^2)^2 + 12\omega_0^2}}{6}}$

FIN DU SUJET

Feuille de réponses de PHYSIQUE

Les réponses aux questions sont à donner exclusivement sur cette feuille : les réponses données sur les feuilles précédentes ne seront pas prises en compte.

0	0	0	0	0
1	1	1	1	1
2	2	2	2	2
3	3	3	3	3
4	4	4	4	4
5	5	5	5	5
6	6	6	6	6
7	7	7	7	7
8	8	8	8	8
9	9	9	9	9

Codez votre numéro de candidat ci-contre chiffre par chiffre en noircissant les cases (comme ceci ■), puis complétez l'encadré.

NOM - Prénom(s) : ....

Numéro de candidat : ....

Centre d'examen : ....

Question 1 : A B C D
Question 2 : A B C D
Question 3 : A B C D
Question 4 : A B C D
Question 5 : A B C D
Question 6 : A B C D
Question 7 : A B C D
Question 8 : A B C D
Question 9 : A B C D
Question 10 : A B C D
Question 11 : A B C D
Question 12 : A B C D
Question 13 : A B C D
Question 14 : A B C D
Question 15 : A B C D
Question 16 : A B C D
Question 17 : A B C D
Question 18 : A B C D
Question 19 : A B C D
Question 20 : A B C D