- *On veillera à une présentation et une rédaction claires et soignées des copies. Il convient en particulier de rappeler avec précision les références des questions abordées.*
- *Si, au cours de l'épreuve, un candidat repère ce qui lui semble être une erreur d'énoncé, il le signale sur sa copie et poursuit sa composition en indiquant clairement les raisons des initiatives qu'il est amené à prendre.*
- *Toutes les réponses devront être très soigneusement justifiées.*
- *Si un résultat donné par l'énoncé est non démontré, il peut néanmoins être admis pour les questions suivantes. Ainsi, les diverses parties du problème sont relativement indépendantes entre elles.*

Onde ou particule,
le photon défie toujours l'intuition

Un des plus grands succès de la physique du 19ème siècle a été, suite aux travaux de Young et Fresnel, la compréhension de la nature ondulatoire de la lumière, puis son identification à la propagation d'ondes électromagnétiques par Maxwell. Cependant, dès la fin de ce siècle, une série de mystères expérimentaux vinrent mettre à bas l'élégant édifice de la physique classique laissant la place aux théories quantique et relativiste. Ces deux révolutions ont pour point commun d'avoir vu le jour suite à des mesures optiques inexpliquées : l'expérience de Michelson et Morley dans le cas de la relativité, et l'effet photoélectrique et le spectre du corps noir pour la mécanique quantique.

En 1900, Max Planck, émet l'hypothèse que les ondes électromagnétiques transportent l'énergie par paquets, appelés quanta d'énergie. En 1905, Albert Einstein assimile ces quanta à des particules, de masse nulle et non chargées, appelées photons, qui se propagent à la vitesse de la lumière. Aujourd'hui, les progrès technologiques nous permettent d'observer des photons uniques, qui nous prouvent sans ambiguïté aucune l'existence directe de ces particules.

Dans ce problème, nous aborderons quelques aspects relatifs au comportement d'un photon associé à une onde électromagnétique.

Les différentes parties de ce problème sont largement indépendantes.

Données :

- Constante de Planck : $h = 6{,}626.10^{-34}\,J.s$.
- Constante de Planck réduite : $\hbar = \dfrac{h}{2\pi} = 1{,}05.10^{-34}\,SI$.
- Masse de l'électron : $m_e = 0{,}91.10^{-30}\,kg$.
- Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}\,H.m^{-1}$.
- Vitesse de la lumière dans le vide : $c = 3{,}00.10^{8}\,m.s^{-1}$.
- $1eV = 1{,}602.10^{-19}\,J$.
- Relations vectorielles : $\overrightarrow{rot}\left(\overrightarrow{rot}(\vec{u})\right) = \overrightarrow{grad}\left(div(\vec{u})\right) - \Delta\vec{u}$, $div\left(\overrightarrow{rot}(\vec{u})\right) = 0$, $div\left(\overrightarrow{grad}(\Phi)\right) = \Delta\phi$ et $\vec{a}\wedge\left(\vec{b}\wedge\vec{c}\right) = \left(\vec{a}.\vec{c}\right)\vec{b} - \left(\vec{a}.\vec{b}\right)\vec{c}$.

1. Onde électromagnétique dans le vide

Dans un milieu dont les propriétés électriques et magnétiques sont assimilées à celles du vide, les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ sont reliés aux densités volumiques de charges ρ et de courants électriques $\vec{j}$ par les équations de Maxwell :

$$div(\vec{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \;;\; \overrightarrow{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \;;\; div(\vec{B}) = 0 \;;\; \overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0\left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right),$$

ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide.

On rappelle que les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont reliés aux potentiels scalaire V et vecteur $\vec{A}$ par les expressions : $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ et $\vec{B} = \overrightarrow{rot}(\vec{A})$.

On associe au milieu le référentiel $R(O,x,y,z)$ auquel on associe la base cartésienne orthonormée $(\vec{e}_x,\vec{e}_y,\vec{e}_z)$. On repère un point M de l'espace par ses coordonnées cartésiennes x, y et z à l'instant t.

1.1. Établir l'équation de la conservation de la charge électrique.

1.2. Établir les équations (dites équations de Poisson) liants les potentiels V et $\vec{A}$ aux sources ρ et $\vec{j}$. On rappelle la condition de jauge de Lorentz : $div\vec{A} + \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0$.

On suppose dans la suite de cette partie le milieu non chargé et non conducteur.

1.3. Déduire des équations de Maxwell, l'équation de propagation vérifiée par le champ électrique $\vec{E}$.

1.4. On considère une onde électromagnétique sinusoïdale de pulsation ω, de fréquence ν et de vecteur d'onde $\vec{k}$. Le champ électrique de cette onde au point M est, en notation complexe, $\underline{\vec{E}}(M,t) = E_0 \exp\left[i\omega(t - \frac{z}{c})\right]\vec{e}_x$ où E_0 est l'amplitude de ce champ et c la célérité de la lumière dans le vide.

1.4.1. Caractériser le champ électrique de cette onde en précisant la direction et le sens de propagation, la planéité, l'état de polarisation. Donner l'expression du vecteur d'onde $\vec{k}$. Quelle est l'unité de l'amplitude E_0 ?

1.4.2. Montrer que cette onde vérifie l'équation de propagation déterminée à la question **1.3** à condition que c, ε_0 et μ_0 soient reliés par une relation que l'on déterminera.

1.4.3. Déterminer l'expression du champ magnétique $\underline{\vec{B}}(M,t)$ de cette onde.

1.4.4. Les ondes électromagnétiques transportent de l'énergie.

1.4.4.1. Déterminer l'expression du vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ de l'onde envisagée au point M à l'instant t. Quelle est la signification physique de ce vecteur ? Donner son unité. En déduire sa valeur moyenne $<\vec{\Pi}>$ au cours du temps. Commenter la direction et le sens de $<\vec{\Pi}>$.

1.4.4.2. Calculer l'énergie moyenne $<dW>$ qui traverse une surface d'aire S dont la normale est orientée selon le vecteur $\vec{e}_z$ pendant le temps dt.

1.4.4.3. Déterminer la moyenne au cours du temps de la densité volumique $<u_{em}>$ d'énergie du champ électromagnétique $(\vec{E},\vec{B})$.

On considère un faisceau lumineux monochromatique de longueur d'onde dans le vide λ, cylindrique, se propageant dans le vide. La lumière peut être décrite comme un flux de photons de densité volumique moyenne n se propageant à la vitesse c. Un photon d'énergie ε possède une impulsion, ou quantité de mouvement, égale à $\vec{p}$.

1.4.4.4. L'impulsion $\vec{p}$ et l'énergie ε du photon sont données par les relations de de Broglie. Rappeler la loi de de Broglie donnant la longueur d'onde du rayonnement. En déduire le lien entre l'impulsion $\vec{p}$ et l'énergie ε d'un photon.

1.4.4.5. Exprimer la quantité de mouvement $\delta\vec{p}$ qui traverse la surface d'aire S dont la normale est orientée selon le vecteur $\vec{e}_z$ pendant le temps dt.

1.4.4.6. Monter que le résultat de la question précédente est en accord avec la définition de l'impulsion volumique du champ définie par $\vec{g} = \varepsilon_0 \vec{E} \wedge \vec{B}$ associée au champ électromagnétique $\left(\vec{E},\vec{B}\right)$.

1.4.4.7. Le faisceau est homogène de sorte que le nombre n de photons contenus par unité de volume du faisceau a une même valeur en tout point. On appelle intensité I du faisceau, l'énergie transmise par le faisceau par unité de temps et par unité de surface perpendiculaire à la direction de propagation. Calculer I en fonction de n, ν, c et h. Établir la relation entre I et l'énergie $< u_{em} >$ contenue par unité de volume du faisceau.

1.4.4.8. L'intensité I d'un faisceau lumineux est $I = 10^3 W.m^{-2}$. La longueur d'onde de la lumière dans le vide est $\lambda = 632{,}8 nm$. Calculer numériquement n et l'amplitude E_0 de l'onde plane progressive associée à cette lumière.

2. Mise en évidence du caractère corpusculaire du photon

Au début du 20ème siècle, le rayonnement du corps noir, l'effet photoélectrique et l'effet Compton ont été considérés comme des preuves du comportement corpusculaire de la lumière. Cette partie étudie ces trois phénomènes, leurs explications traditionnelles en terme de photon.

2.1. Le corps noir et la catastrophe ultraviolette

La théorie classique du corps noir, élaborée à la fin du 19ème siècle, s'appuie essentiellement sur les équations de Maxwell. Kirchhoff avait établi que la densité volumique d'énergie $u_\nu(\nu,T)$ par unité de fréquence devait être une fonction universelle de la fréquence ν de l'onde émise et de la température T du corps. L'énergie électromagnétique par unité de volume, dans la bande de fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$ est : $du = u_\nu(\nu,T)d\nu$.

2.1.1. Montrer que l'équation aux dimensions de $u_\nu(\nu,T)$ est $\left[u_\nu(\nu,T)\right] = ML^{-1}T^{-1}$.

2.1.2. L'étude menée par Rayleigh et Jeans les a conduit à une relation entre la densité $u_\nu^{RJ} = u_\nu(\nu,T)$ d'un corps noir à la température T et la fréquence ν de l'onde émise. On rappelle qu'en thermodynamique classique, à tout degré de liberté d'un système à la température T correspond une énergie moyenne de l'ordre de k_BT où k_B est la constante de Boltzmann. Montrer par une analyse dimensionnelle, que u_ν^{RJ} est nécessairement de la forme : $u_\nu^{RJ} = Ac^\alpha \nu^\beta (k_BT)^\gamma$, où c est la vitesse de la lumière et A une constante numérique inconnue. Calculer les exposants α, β, et γ.

2.1.3. Montrer que l'expression précédente donnant u_ν^{RJ} est physiquement absurde en évaluant l'énergie volumique totale : $u^{RJ}(T) = \int_0^{+\infty} u_\nu^{RJ}(\nu,T)d\nu$. La difficulté provient-elle des hautes ou des basses fréquences ?

2.1.4. La loi de Rayleigh et Jeans a conduit Ehrenfest à parler de «catastrophe ultraviolette». En quoi consiste cette « catastrophe » ?

2.1.5. En 1896, Wien précisa que $u_\nu(\nu,T)$ devait être de la forme générale :

$u_\nu(\nu,T) = u_\nu^{RJ}(\nu,T) f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ où $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ est une fonction universelle. Cette fonction a pour rôle d'éliminer la difficulté liée à la «catastrophe ultraviolette». Calculer les limites de la fonction $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ à l'origine et à l'infini.

2.1.6. Wien proposait une formule approchée d'origine expérimentale : $u_\nu^W(\nu,T) = B\nu^3 e^{-\frac{a\nu}{T}}$, où a et B sont des constantes. Montrer que ceci implique pour $\nu \to +\infty$, $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ est proportionnelle à $\nu e^{-\frac{a\nu}{T}}$.

2.1.7. En 1900, Max Planck émet l'hypothèse que les ondes électromagnétiques transportent l'énergie par paquets, appelés quanta d'énergie. Il trouva la fonction $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ en cherchant à raccorder les formules de Rayleigh-Jeans et de Wien : $f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \dfrac{\frac{h\nu}{k_BT}}{e^{\frac{h\nu}{k_BT}} - 1}$. Montrer qu'on retrouve bien les limites ci-dessus pour les hautes ($\nu >> \nu_q$) et basses ($\nu << \nu_q$) fréquences. Exprimer ν_q.

2.1.8. En quoi l'hypothèse de Planck est-elle révolutionnaire ?

2.2. L'effet photoélectrique : l'existence du photon

En 1905, Einstein introduit l'hypothèse selon laquelle un champ électromagnétique de fréquence ν est quantifié sous la forme de grains discrets qui portent chacun une énergie $h\nu$. Ces grains furent plus tard appelés photons par le chimiste Gilbert Lewis en 1926. Cette hypothèse va permettre d'expliquer très simplement l'effet photoélectrique observé par Hertz en 1887. Cet effet, décrit dans le dispositif de la figure 1, consiste en l'émission d'électrons par des métaux convenablement éclairés par une irradiation lumineuse. La cellule photoélectrique est une ampoule où règne un vide poussé, à l'intérieur de laquelle il y a une cathode et une anode métalliques. On impose une

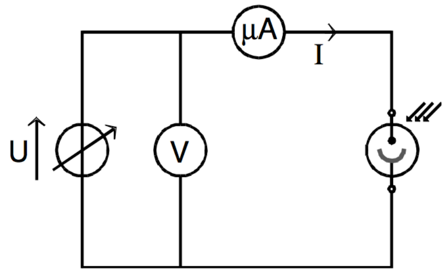

figure 1

différence de potentiel U et on mesure l'intensité I du courant traversant le circuit. La cathode éclairée par un faisceau lumineux monochromatique de fréquence ν, reçoit une puissance lumineuse incidente moyenne P.

La figure 2, donne l'allure de la caractéristique obtenue pour la puissance P . U_0 est appelé le potentiel d'arrêt.

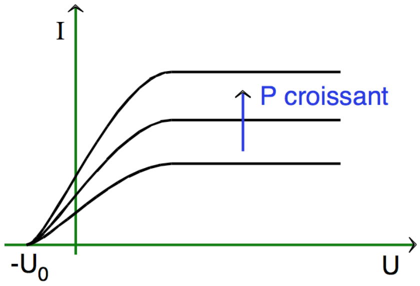

figure 2

2.2.1. Commenter l'allure de la caractéristique $I(U)$.

2.2.2. Expérimentalement, on constate que l'effet photoélectrique ne se produit que si la fréquence ν est supérieure à une fréquence minimale ν_0 du rayonnement incident. On appelle travail d'extraction du métal W_{ext} l'énergie minimale à fournir pour arracher un électron. Exprimer W_{ext} en fonction de ν_0.

2.2.3. On suppose $\nu > \nu_0$. Donner l'expression de l'énergie cinétique d'un électron émis en fonction de ν et ν_0.

2.2.4. Le métal formant la cathode de la cellule photoélectrique est caractérisé par un travail d'extraction $W_{ext} = 2{,}25eV$. On l'éclaire par deux radiations lumineuses monochromatiques différentes de longueurs d'ondes respectives $\lambda = 490nm$ et $\lambda = 660nm$. La puissance $P = 9{,}0.10^{-7}W$ de ces deux sources de rayonnement est la même.

2.2.4.1. Quelle est la fréquence minimale ν_0 pour que les photons envoyés sur la cathode puissent extraire des électrons par effet photoélectrique ? Les deux radiations permettent-elles l'émission d'électrons ?

2.2.4.2. Calculer l'énergie cinétique des électrons émis lorsqu'ils quittent la cathode.

2.2.4.3. Calculer le nombre N de photons arrivant sur la cathode par unité de temps pour la radiation permettant l'émission d'électrons.

2.2.4.4. On suppose qu'un photon donne toujours un électron et que tous les électrons émis par la cathode sont collectés grâce à l'anode chargée positivement. Sachant que le courant électrique est défini comme étant la charge électrique traversant la zone entre la cathode et l'anode par seconde, calculer l'intensité I (en valeur absolue) du courant électrique, appelé « courant de saturation » de la cellule. Exprimer ce courant I en fonction de P, λ et des constantes nécessaires.

2.2.4.5. Tracer l'allure du courant de saturation en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident, pour une même puissance.

2.2.4.6. Le courant de saturation mesuré est $I = 4{,}0.10^{-8}A$, lorsque la cathode reçoit la puissance lumineuse $P = 9{,}0.10^{-7}W$. On définit le rendement quantique R_q de la cellule photoélectrique comme le rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre de photons reçus. Calculer R_q.

2.2.5. Expliquer clairement quel aspect de l'effet photoélectrique est en contradiction avec une théorie purement ondulatoire de la lumière, et pourquoi l'introduction de la notion de photon résout le problème.

2.3. L'effet Compton : la confirmation du photon

En 1923, A.H. Compton met en évidence expérimentalement la nature

corpusculaire des rayonnements électromagnétiques, et en particulier l'existence d'un quantum d'énergie « photons » et d'une quantité de mouvement bien définis.
Dans son expérience de diffusion schématisée ci-dessous (figure 3), Compton bombarde une mince feuille de graphite avec un faisceau de rayons X durs (longueur d'onde caractéristique $\lambda \approx 1pm$ à $1nm$). Derrière cette cible, il place un détecteur de rayons X qu'il peut faire tourner d'un angle θ par rapport à la direction des rayons incidents. Compton constate alors que des électrons sont arrachés de la cible et que les rayons X incidents sont diffusés dans toutes les directions avec une longueur d'onde λ', fonction de l'angle θ, différente de la longueur d'onde incidente λ. Avec une approche relativiste, Compton obtient la relation, conforme aux données expérimentales : $\lambda' = \lambda + \lambda_C(1-\cos\theta)$, où λ_C est une constante que l'on déterminera par la suite.

2.3.1. Expliquer pourquoi la physique classique ne peut pas justifier de tels résultats expérimentaux.

2.3.2. Quel est l'intérêt de réaliser cette expérience avec des rayons X ?

2.3.3. Comment évolue l'énergie d'un photon dans cette expérience ? Que peut-on dire qualitativement du signe de $\Delta\lambda = \lambda - \lambda'$, appelé décalage Compton ?

Dans le cadre d'un modèle théorique de collision relativiste élastique, Compton adopte le modèle suivant : un photon incident constituant le faisceau incident de rayons X de longueur d'onde λ frappe un électron libre du bloc de graphite au repos dans le référentiel galiléen d'étude.

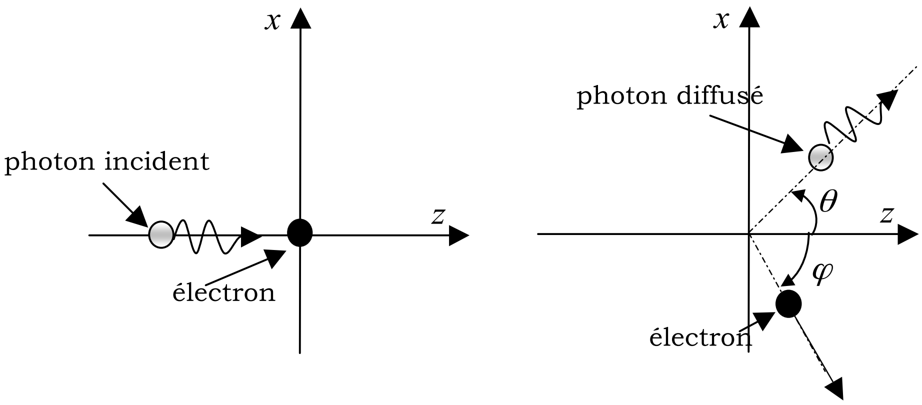

figure 3

On souhaite démontrer l'expression donnant le décalage Compton $\Delta\lambda = \lambda - \lambda'$.
Lors de la collision, le photon subit une diffusion d'un angle θ avec une longueur d'onde λ' , alors que l'électron de masse m_e initialement au repos dans le référentiel d'étude s'éloigne dans la direction φ avec une quantité de mouvement $\vec{p}_e$.

On note $\vec{p} = p\vec{e}_z$ et $\vec{p}\,' = p'\vec{u}$, avec $\vec{u} = \sin\theta\vec{e}_x + \cos\theta\vec{e}_z$, les quantités de mouvement, ε et ε' les énergies du photon respectivement avant et après la collision. De plus, l'électron étant considéré relativiste dans l'expérience, son énergie totale est donnée par $E_e = \sqrt{p_e^2c^2 + m_e^2c^4}$. Le système {photon + électron} est considéré isolé pendant la collision dans le référentiel d'étude.

2.3.4. Écrire la conservation de la quantité de mouvement du système {photon + électron} au cours du choc. Déduire une première équation entre λ, λ', θ et $p_e = \left\|\vec{p}_e\right\|$.

2.3.5. Exprimer la conservation de l'énergie totale du système {photon + électron} au cours du choc. Déduire une deuxième équation entre λ, λ' et $p_e = \left\|\vec{p}_e\right\|$.

2.3.6. Retrouver l'expression du décalage Compton $\Delta\lambda$ donné ci-dessus. Exprimer la quantité λ_C et calculer sa valeur numérique. À quel domaine spectral appartient λ_C ? Commenter.

2.3.7. Expliquer comment l'expérience de l'effet Compton a-t-elle conforté l'idée que le rayonnement est constitué de particules, les photons ?

3. Caractéristiques d'un photon

3.1. Propagation d'un photon de masse non nulle

Les équations de Maxwell rappelées ci-dessus sont compatibles avec toutes les expériences réalisées. On souhaite étendre la théorie électromagnétique au cas d'un photon de masse non nulle dans le vide. On conserve alors les équations de Maxwell indépendantes des sources et on modifie celles qui en dépendent comme suit :

$$div(\vec{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon_0} - \eta^2 V \ ; \ \overrightarrow{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \eta^2 \vec{A} \text{.}$$

Dans cette écriture, V et $\vec{A}$ sont les potentiels scalaire et vecteur et $\eta = \dfrac{m_\gamma c}{h}$ est un paramètre positif lié à la masse m_γ du photon $\left(m_\gamma > 0\right)$.

3.1.1. L'équation de conservation de la charge électrique est-elle satisfaite suite à la modification des équations de Maxwell ? Montrer alors que la condition de jauge de Lorentz est une nécessité (et non un choix) dans le cas d'un photon de masse non nulle pour vérifier l'équation de conservation de la charge.

3.1.2. Réécrire les équations de Poisson vérifiées par V et $\vec{A}$ en tenant compte de la modification des équations de Maxwell.

3.1.3. On suppose que les densités ρ et $\vec{j}$ sont nulles. On cherche les solutions des équations établies dans la question précédente sous la forme d'ondes planes monochromatiques de vecteur d'onde $\vec{k}$ et de pulsation ω : $\underline{\vec{A}}(\vec{r},t) = \underline{\vec{A}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$.

3.1.3.1. Montrer, en utilisant la condition de jauge de Lorentz, que le potentiel scalaire est donné par : $\underline{V}(\vec{r},t) = \underline{V}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$. On donnera l'expression de $\underline{V}_0$ en fonction de c, ω, $\vec{k}$, $\underline{\vec{A}}_0$.

3.1.3.2. On cherche l'expression du champ électromagnétique sous la forme : $\underline{\vec{E}}(\vec{r},t) = \underline{\vec{E}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$ et $\underline{\vec{B}}(\vec{r},t) = \underline{\vec{B}}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$. Déterminer l'expression des amplitudes $\underline{\vec{E}}_0$ et $\underline{\vec{B}}_0$ du champ électromagnétique en fonction de c, ω, $\vec{k}$, $\underline{\vec{A}}_0$.

3.1.3.3. Déterminer la relation de dispersion entre ω, k et η. La mettre sous la forme $\omega^2 = c^2k^2 + \omega_c^2$ et donner l'expression de ω_c. Exprimer, dans le cas de l'existence d'ondes progressives, les vitesses de phase v_φ et de groupe v_g de ces ondes en fonction de c, k et η.

3.1.3.4. On étudie la lumière émise par une étoile située à une distance L du point d'observation terrestre. On associe cette lumière à deux photons (1) et (2) de longueurs d'onde respectives λ_1 et λ_2. Ces deux photons sont émis au même instant par l'étoile supposée ponctuelle. On suppose les deux hypothèses $\eta\lambda_1 << 1$ et $\eta\lambda_2 << 1$ vérifiées. Sachant que la vitesse du photon qui transporte l'énergie (signal détecté) s'identifie à la vitesse de groupe, calculer l'écart $\Delta t = t_2 - t_1$ des temps de parcours des deux photons entre l'étoile et le point d'observation. On se limitera au premier ordre en η^2. En déduire la masse m_γ en fonction de Δt et des autres données.

3.1.3.5. L'expérience montre que $\Delta t \leq 10^{-3} s$ pour $\lambda_1 = 400 nm$, $\lambda_2 = 800 nm$ et $L = 10^3$ année-lumière. Donner une limite supérieure de la masse du photon $m_{\gamma l}$ et la comparer à m_e, masse de l'électron. On donne : année lumière : $1 a.l = 9{,}46.10^{15} m$.

3.2. Polarisation et photon

On modélise un atome par un électron élastiquement lié à son noyau. L'électron de masse m_e est soumis à une onde électromagnétique dont le champ électrique en notation complexe a pour expression : $\underline{\vec{E}} = E_0(\vec{e}_x + i\vec{e}_y)e^{i(\omega t - kz)}$. Les forces considérées agissant sur l'électron sont :

- Une force de rappel vers le noyau : $-m_e\omega_0^2\vec{r}$, où ω_0 est la pulsation propre d'absorption d'un photon avec l'atome et $\vec{r} = \overrightarrow{OM}$ le vecteur position de l'électron dans le référentiel $R(O,\vec{e}_x,\vec{e}_y,\vec{e}_z,t)$.
- Une force de frottement : $-\dfrac{m_e}{\tau}\dfrac{d\vec{r}}{dt}$, où τ est le temps d'interaction d'un photon avec l'atome.
- La force de Lorentz due à $\vec{E}$.

On considère le noyau de l'atome immobile en O dans le référentiel galiléen (R).

3.2.1. Préciser l'état de polarisation de l'onde électromagnétique considérée.

3.2.2. Quelle est l'origine de la force de rappel ?

3.2.3. Justifier que l'on peut négliger la force due au champ magnétique ?

3.2.4. Montrer qu'en régime forcé, $\underline{\vec{r}} = \underline{\alpha}\underline{\vec{E}}$, où $\underline{\alpha}$ est une constante que l'on exprimera à l'aide des données du problème.

3.2.5. Établir l'expression de la puissance moyenne $< P >$ cédée à l'atome par l'onde.

3.2.6. Calculer, au centre O de l'atome, le moment moyen de la force exercée par l'onde sur l'atome. Le mettre sous la forme : $< \vec{M} > = \hbar\gamma\vec{e}_z$ et donner l'expression de γ.

3.2.7. En déduire que, de point de vue corpusculaire, cela revient à dire que le photon a un moment cinétique $\vec{L}_\gamma = \hbar\vec{e}_z$ qu'il cède à l'atome qui l'absorbe.