

Fait par : Mr. SOUKTANI Mohamed Amine

2.1.7	Pour $h\nu \ll k_B T$; $\lim_{\nu \rightarrow 0} f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{h\nu/k_B T}{h\nu/k_B T} = 1$ (car $e^x \approx 1 + x$ quand $x \rightarrow 0$) Pour $h\nu \gg k_B T$; $e^{h\nu/k_B T} \gg 1$ et donc $\lim_{\nu \rightarrow +\infty} f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{h\nu}{k_B T} e^{-h\nu/k_B T} \rightarrow 0$ $\nu_0 = \frac{k_B T}{h}$ On retrouve bien le résultat de la question 2.1.5
2.1.8	L'hypothèse de Planck permet de corriger le problème de la catastrophe ultraviolette en hautes fréquences
2.2.1	- Les courants de saturation i_{max} sont proportionnels aux puissances lumineuses, ces valeurs de saturations correspondent aux cas où tous les électrons arrachés à la cathode se retrouvent à l'anode. - Même pour $-U_0 < U < 0$ il y a passage d'un courant i. - Pour $U < -U_0$ (DDP trop négative) : on n'observe aucun courant.
2.2.2	Pour $\nu = \nu_0$; $W_{ext} = h\nu_0$
2.2.3	Pour $\nu > \nu_0$; $E_c = h\nu - W_{ext} = h(\nu - \nu_0)$ L'énergie cinétique augmente avec la fréquence de la radiation lumineuse.
2.2.4.1	$\nu_0 = \frac{W_{ext}}{h} = 5,43 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ $\nu_1 = \frac{c}{\lambda_1} = 6,12 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ pour $\lambda_1 = 490 \text{ nm}$ $\nu_2 = \frac{c}{\lambda_2} = 4,54 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ pour $\lambda_2 = 660 \text{ nm}$ $\nu_1 > \nu_0$ et $\nu_2 < \nu_0$; la seule radiation qui permet l'émission de l'électron est celle de fréquence $\nu > \nu_0$ c'est-à-dire la radiation de longueur d'onde $\lambda_1 = 490 \text{ nm}$.
2.2.4.2	L'énergie cinétique des électrons émis lorsqu'ils quittent la cathode est : $E_c = h(\nu - \nu_0) = h(\nu_1 - \nu_0)$ A.N. $E_c = 4,57 \cdot 10^{-20} \text{ J} = 0,28 \text{ eV}$
2.2.4.3	N : nombre de photons/seconde $P = Nh\nu_1$ $N = \frac{P}{h\nu_1} = 22 \cdot 10^{11} \text{ photons/seconde}$
2.2.4.4	$I = Ne$ avec N = nombre de photons/seconde = nombre d'électrons/seconde $I = 35,24 \cdot 10^{-8} \text{ A}$ De plus ; $I = Ne = \frac{P}{h\nu} e = \frac{P e}{h c} \lambda$
2.2.4.5	Pour une puissance donnée le courbe représentant I en fonction de λ est linéaire

	Figure 1: I en fonction de λ(nm)
2.2.4.6	Le rendement est : $R_q = \frac{N_{\text{electrons emis}}}{N_{\text{photons recus}}} = \frac{I/e}{P/h\nu}$ A.N. : $R_q = 11,25\%$
2.2.5	En dessous d'une fréquence seuil ν_0, il n'y a pas d'effet photoélectrique quelque soit l'intensité de la lumière incidente. Si on ne tient pas compte du photon, la fréquence ν n'a aucun rôle et aucune importance dans la description de l'effet photoélectrique, il suffit seulement que l'intensité lumineuse soit suffisante pour qu'on puisse arracher l'électron.
2.3.1	Dans le cadre de la mécanique classique, lorsqu'un rayonnement interagit avec les électrons atomiques, ces derniers oscillent avec la même fréquence. De plus ces électrons oscillants peuvent émettre aussi un rayonnement, de même fréquence que celle de leur mouvement, et donc de même fréquence que l'onde incidente. Or d'après les résultats expérimentaux de Compton, en envoyant des rayons X de longueur d'onde λ sur une cible de graphite, on constate que le rayonnement diffusé est de longueur d'onde λ'. Ce qui explique alors que la physique classique ne permet pas de justifier les résultats expérimentaux de Compton.
2.3.2	Plus la fréquence est grande, plus l'énergie est élevée et plus l'aspect corpusculaire est à prendre en compte, il sera donc très utile de travailler avec les rayons X.
2.3.3	Au cours de la collision l'énergie est conservée, l'électron acquiert une énergie plus grande après le choc qu'avant le choc (sous forme d'énergie cinétique). Le photon diffusé doit avoir alors une énergie plus faible que le photon incident. $E' < E \quad (h\nu' < h\nu) \rightarrow \nu' < \nu$; Ce qui entraîne $\lambda' > \lambda$ Donc : $\Delta\lambda = \lambda - \lambda' < 0$

2.3.4	- Avant la collision : $\begin{cases} \vec{p}_{electron} = \vec{0} \\ \vec{p}_{photon} = \frac{h\vartheta}{c} \vec{e}_z \end{cases}$ - Après la collision : $\begin{cases} \vec{p}_{electron} = ? \\ \vec{p}_{photon} = \frac{h\vartheta'}{c} \vec{e}_z \end{cases}$ Par la conservation de la quantité de mouvement on a : $\vec{p}_{electron} + \vec{p}_{photon} / \text{avant} = \vec{p}_{electron} + \vec{p}_{photon} / \text{après}$ $\frac{h\vartheta}{c} \vec{e}_z = \frac{h\vartheta'}{c} \vec{e}_z + \vec{p}_e$ $\ \vec{p}_e\ ^2 = \frac{h^2}{c^2} (\vartheta^2 + \vartheta'^2 - 2\vartheta\vartheta' \vec{e}_z \cdot \vec{u}) = \frac{h^2}{c^2} (\vartheta^2 + \vartheta'^2 - 2\vartheta\vartheta' \cos\theta)$ $\ \vec{p}_e\ ^2 = \frac{h^2}{c^2} \left(\frac{c^2}{\lambda^2} + \frac{c^2}{\lambda'^2} - 2 \frac{c^2}{\lambda\lambda'} \cos\theta \right)$ $p_e^2 c^2 = h^2 \left(\frac{c^2}{\lambda^2} + \frac{c^2}{\lambda'^2} - 2 \frac{c^2}{\lambda\lambda'} \cos\theta \right) : \text{Equation A}$
2.3.5	- Avant la collision : $\begin{cases} E_{electron} = m_e c^2 \\ E_{photon} = h\vartheta \end{cases}$ - Après la collision : $\begin{cases} E_{electron} = \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2} \\ E_{photon} = h\vartheta' \end{cases}$ Par la conservation de l'énergie : $m_e c^2 + h\vartheta = \sqrt{m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2} + h\vartheta'$ $(m_e c^2 + h\vartheta - h\vartheta')^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$ $m_e^2 c^4 + (h\vartheta - h\vartheta')^2 + 2m_e c^2 (h\vartheta - h\vartheta') = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$ $p_e^2 c^2 = h^2 (\vartheta^2 + \vartheta'^2 - 2\vartheta\vartheta') + 2m_e c^2 h (\vartheta - \vartheta')$ $p_e^2 c^2 = h^2 \left(\frac{c^2}{\lambda^2} + \frac{c^2}{\lambda'^2} - 2 \frac{c^2}{\lambda\lambda'} \right) + 2m_e c^2 h \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} \right) : \text{Equation B}$
2.3.6	En faisant l'égalité entre les deux équations A et B, on obtient : $h^2 \left(\frac{c^2}{\lambda^2} + \frac{c^2}{\lambda'^2} - 2 \frac{c^2}{\lambda\lambda'} \right) + 2m_e c^2 h \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} \right) = h^2 \left(\frac{c^2}{\lambda^2} + \frac{c^2}{\lambda'^2} - 2 \frac{c^2}{\lambda\lambda'} \cos\theta \right)$ $\frac{h^2}{\lambda\lambda'} (1 - \cos\theta) = m_e h \left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'} \right) = m_e h c \left(\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda\lambda'} \right)$ $\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = - \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta)$ Avec $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$ A.N. : $\lambda_c = 2,42 \text{ pm}$ Commentaire : $\lambda_c \in$ au domaine des rayons X et $\lambda' > \lambda$
2.3.7	Lors des chocs des photons X sur les électrons libres du graphite, les photons transfèrent une partie de l'énergie aux électrons (énergie des photons diminue), cela confirme que la lumière peut être considérée comme des grains de particules 'photons' d'énergie $h\vartheta$.
3.1.1	$\text{div} \vec{\text{rot}} \vec{B} = 0 = \mu_0 \text{div} \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \text{div} \vec{E} - \eta^2 \text{div} \vec{A}$ $\mu_0 \text{div} \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} - \eta^2 V \right) - \eta^2 \text{div} \vec{A} = 0$ $\text{div} \vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} - \eta^2 V \right) - \frac{\eta^2}{\mu_0} \text{div} \vec{A} = 0$