

Stratégie de concours :

- 1) J'ai fait la lecture rapide complète; ai repéré 1 question ouverte avec beaucoup de doc. (les seuls que je ne lis, est tout de suite)
J'ai également repéré 67 de questions de cours (ouf) variées $\rightarrow$ dipôle électrique, mécanique (oscillations), e.m, laser, optique
- 2) Compte-tenu du nombre de questions, je calcule 3 questions / 15 minutes c'est chaud! Cela veut dire qu'il faut déjà bien faire le cours et passer peu de temps quand on ne sait pas du tout.
- 3) Voici le timing (je me l'indique sur une feuille à part) au fur et à mesure des questions que je traite

de 1 à 9 :	30'
10 à 14 :	30' mais pas 12 : au bout de 5' je n'arrive pas
15 à 20 :	15' mais je siche sur 15 ; je décide de ne pas m'y attarder mais je note "pas fait"
21 à 25 :	30' mais 24 pas sûr
26 :	je décide d' <u>emblée</u> de passer donc je ne lis aucun document
27 à 35 :	30' mais 33 et 34 pas faites
36 :	15'
37 à 47 :	30' mais 41 non faite et 42 avec résultat aberrant

Total : 3 heures
- 4) Je décide de revenir aux questions laissées en suspens, dans l'ordre
 - 12 : je vois bien qu'il faudrait une énergie en $\frac{1}{x^6}$ mais je bloque sur $\frac{dE_1}{dx}$ qui semble aboutir à $\frac{1}{x^4}$
je me dis qu'il faut trouver un facteur $\frac{1}{x^2}$ en plus.
Je finis par penser que p_1 n'est pas constant mais dépend du champ puisque $\vec{p}$ induit et là ça se débloque.
 - 15 : je raconte ce que je sais mais sans satisfaction (cette question n'a pas b7 de poids de tout façon)
 - 24 : Alas là je crois détiener mais tant pis, j'écris ce que je pense avec le cours que je connais notamment en optique (là aussi cette question n'a pas b7 de poids)
 - 33 et 34 : Je m'interroge sur $\vec{F}_{\text{Lorentz}}$; veulent-ils ou non $\vec{F}_{\text{magn}}$?
Alas que l'énoncé précise "magnétisme négligé".
Je vois bien que $\langle \vec{F}_{\text{el}} \rangle \approx 0$ et que $\vec{F}_{\text{mg}}$ en $\vec{v} \wedge \vec{B}$ a une chance de présenter une moyenne non nulle de par le produit v.B puisque $\vec{v}$ et $\vec{B}$ oscillent.

mais j'ai suis confrontée à une bête erreur de calcul du déphasage, eh oui, j'avais d'abord écrit $\varphi = 0$ ou $-\pi$ de $\tan \varphi \rightarrow \infty$. Ça me donnait du v_B en sinus donc $\langle \sin \cos \rangle = 0$ rate ! Et quand j'ai vu l'erreur, que $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ alors là aussi ça a débloqué la situation. C'est dit j'ai me suis énermée sur cette question.

- 42 J'avais commencé par faire des dérivées $\frac{\partial I}{\partial r}$ $\frac{\partial I}{\partial z}$
 Je suis donc revenue sur le principe de simplification man
 Y a-t-il moyen de s'en sortir sans dériver ? Oui si on se rappelle le lien entre E_p et I et qu'on cherche de manière simple comment I est man.
- 44 J'en avais assez de chercher mais en visualisant (toujours le principe de simplification man, de toute façon plus le temps de faire autrement) j'ai repensé à la taille de l'atome qu'ils font calculer. C'est peut-être la réponse...

Là j'ai terminé les 4 heures.

J'ai totalement ignoré la question écrite 26.

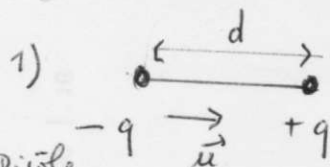
Je l'ai donc cherché hors du timing.

Je ne sais pas ce qu'ils attendent.

J'essaie quelque chose mais sans conviction. J'écris quand même mon raisonnement (limite hasardeux, certes, mais si jamais il y a un petit charia de judicieux ----)

En tout cas j'en conclus que j'ai vraiment bien fait de passer cette question, stratégiquement parlant.

En résumé : ce sujet a beaucoup de questions indépendantes
 on est arrêté nulle part et on a de quoi résoudre beaucoup de questions.



$$\vec{P} = q d \vec{u}$$

dipôle électrique

2) Ex H-Cl ou H₂O eau

Le moment dipolaire est de l'ordre du Debye ; or $1D = 1,6 \cdot 10^{-30} \text{ C.m}$

donc $P \sim 10^{-29} \text{ C.m}$

Pour l'eau ce doit être environ

$$P_{\text{eau}} \sim 1,5 D$$

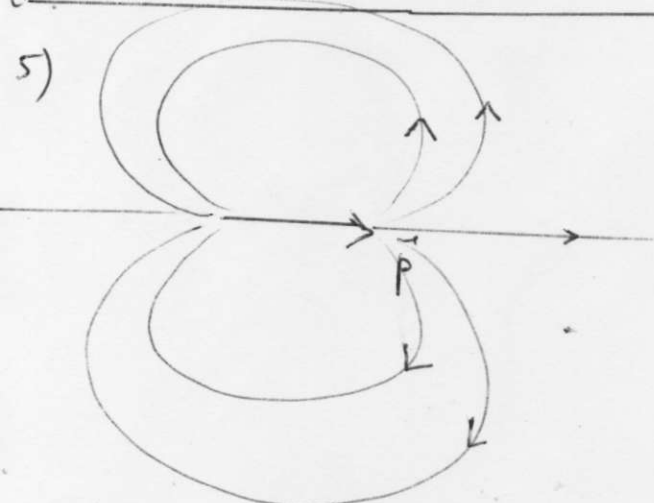
(à tout hasard, c'est entre 1 et 2 D)

3) Π se trouve à grande distance du dipôle si $0 \Pi \gg d$

$$4) V(\Pi) = \frac{\vec{P} \cdot \vec{O\Pi}}{4\pi\epsilon_0 \|\vec{O\Pi}\|^3} = \frac{P \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$\vec{E} = -\vec{\text{grad}} V = \begin{cases} -\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{2P \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{P \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \\ -\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0 \end{cases}$$

$$\vec{E} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3} [2\cos\theta \vec{u}_r + \sin\theta \vec{u}_\theta]$$



6) Le champ extérieur va déplacer les charges + mobiles dans le sens de $\vec{E}_{\text{ext}}$ et les charges - en sens opposé, créant ainsi un dipôle

$$\vec{P} \parallel \vec{E}_{\text{ext}} \text{ de m sens}$$

Il paraît normal que $\vec{P}$ n'est pas trop élevé, on sait dans le cadre d'une linéarité ; $\vec{P}$ proportionnel à $\vec{E}_{\text{ext}}$.

$$\text{Ainsi } \vec{P} = \alpha \epsilon_0 \vec{E}_{\text{ext}}$$

facteur de proportion

$$[\alpha] \sim \frac{[P]}{[\epsilon_0][E]} \sim \frac{[Q][L]}{[\epsilon_0][Q]} \sim (L)^3$$

d est un volume, en m³

Comme précisé précédemment $\vec{P}$ est dans le sens de $\vec{E}_{\text{ext}}$ donc $\alpha > 0$

7) L'électron ressent le champ $\vec{E}_{\text{proton}}$ du proton de l'atome H.

$$\vec{F} = -e \vec{E}_{\text{proton}}$$

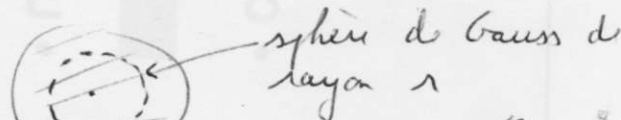
Déterminons $\vec{E}_{\text{proton}}$ par le théorème de Gauss

a) sphère uniformément chargée de charge totale e
Soit $\rho = \frac{e}{4\pi a^3}$ la densité volumique de charge.

Par symétrie (symétrie de révolution sphérique), $\vec{E}_{\text{proton}}$ est radial $\parallel \vec{u}_r$

L'invariance de la répartition selon θ et φ mène à $\vec{E}_{\text{proton}}(r)$

$$\vec{E}_{\text{proton}} = E_{\text{proton}}(r) \vec{u}_r$$



$$\text{Th de Gauss } \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$$

$$\text{soit } E_{\text{proton}}(r) 4\pi r^2 = \frac{\rho 4\pi r^3}{\epsilon_0}$$

$$\rightarrow \vec{E}_{\text{proton}}(r) = \frac{p_1 \vec{u}_1}{3\epsilon_0} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{r}{a^3} \vec{u}_1$$

$$\text{donc } \boxed{\vec{F} = - \frac{e^2 r}{4\pi\epsilon_0 a^3} \vec{u}_1}$$

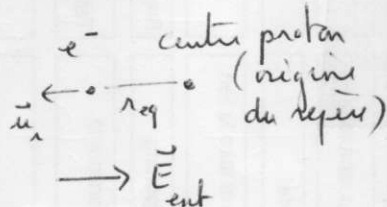
Cette force est linéaire (proportionnelle à r) et déplace l'e- en sens inverse de $\vec{E}_{\text{proton}}$.

8) L'électron subit alors une résultante $\vec{F} = e \vec{E}_{\text{ext}}$ qui à l'équilibre doit être nulle.

$$\text{Ainsi } - \frac{e^2 r}{4\pi\epsilon_0 a^3} \vec{u}_1 - e \vec{E}_{\text{ext}} = \vec{0}$$

$$\text{et } \boxed{r \vec{u}_1 = - \frac{\vec{E}_{\text{ext}} 4\pi\epsilon_0 a^3}{e}}$$

9) Schéma



on a donc un dipôle et son moment dipolaire $\vec{p} = e r_{eq} (-\vec{u}_1)$

$$\text{soit } \vec{p} = 4\pi\epsilon_0 a^3 \vec{E}_{\text{ext}} = \alpha \vec{E}_{\text{ext}}$$

$$\text{d'où } \boxed{\alpha = 4\pi\epsilon_0 a^3} \quad \text{rq: } \alpha \text{ est bien homogène à un volume}$$

10) Un atome 1 de Rubidium peut créer un champ $\vec{E}_1$ inhomogène qui sera considéré par un atome 2 de Rubidium comme champ extérieur. Ainsi l'atome 2 va induire un moment dipolaire $\vec{p}_2$. Et vice versa.

11) Enoncé: $E_{p_1} = -\vec{p}_2 \cdot \vec{E}_1$ énergie potentielle du dipôle $\vec{p}_2$ dans le champ extérieur $\vec{E}_1$ qu'il subit.
 Déf. $\vec{F}_{1/2} = -dE_{p_1}$ où $d\vec{r}_2$ est le déplacement de $\vec{p}_2 / \vec{p}_1$
 $= + \vec{p}_2 \cdot \vec{E}_1$

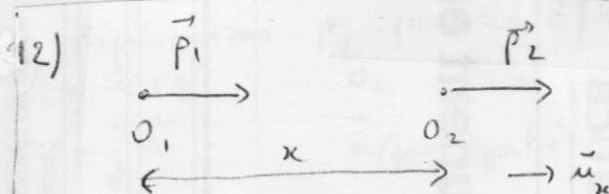
Etant donné le schéma de fig 2, les forces, les moments dipolaires, les

champs $\vec{E}$ sont tous $\parallel \vec{u}_x$ (2)
 Donc le déplacement aussi (en supposant aucune vitesse initiale non $\parallel \vec{u}_x$)
 alors $\vec{F}_{1/2} \cdot d\vec{r}_2 = F_{1/2} \cdot dx_2$

$$\text{et } F_{1/2} = p_2 \frac{dE_1}{dx}$$

$$\text{donc } \boxed{\vec{F}_{1/2} = p_2 \cdot \frac{dE_1}{dx} \vec{u}_x} \quad (\text{OK})$$

Dans l'énoncé, ils écrivent $\frac{dE_1}{dx}$;
 $x = x_2$ est bien l'abscisse au niveau de p_2 .



$$\vec{F}_{1/2} = p_2 \frac{dE_1}{dx} \vec{u}_x$$

On E_1 est le champ créé par p_1 en O_2

$$\text{d'où } \vec{E}_1 = \frac{p_1 \cdot 2}{4\pi\epsilon_0 x^3} \vec{u}_x$$

Mais p_1 est induit par E_2 champ créé par p_2 en O_1 .

$$\vec{p}_1 = \alpha \epsilon_0 \vec{E}_2 \quad \text{avec } \vec{E}_2 = \frac{p_2 \cdot 2 \cos \pi}{4\pi\epsilon_0 x^3} \vec{u}_x = -\vec{u}_x$$

$$\text{soit } \vec{p}_1 = \alpha \epsilon_0 \frac{p_2 \cdot 2}{4\pi\epsilon_0 x^3} \vec{u}_x \quad (\vec{u}_x \text{ sens que } \vec{p}_2)$$

$$\text{Ainsi } E_1 = \frac{\alpha \epsilon_0 p_2 \cdot 2}{4\pi\epsilon_0 x^3} \cdot \frac{2}{4\pi\epsilon_0 x^3} \quad (\text{algébrique})$$

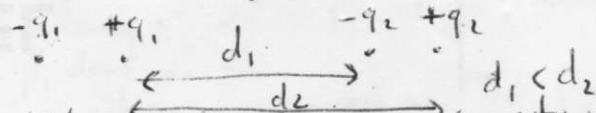
$$E_1 = \frac{\alpha p_2}{\pi \times 4\pi\epsilon_0 x^6} \rightarrow \frac{dE_1}{dx} = \frac{\alpha p_2}{\pi \times 4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{6}{x^7} \right)$$

$$\boxed{\vec{F}_{1/2} = - \frac{6\alpha p_2^2}{\pi \times 4\pi\epsilon_0 x^7} \vec{u}_x} \quad K = - \frac{3\alpha p_2^2}{2\pi^2 \epsilon_0}$$

Force en $1/x^7$ (OK)

$$\boxed{K < 0}$$

13) $K < 0 \Rightarrow$ cette force est attractive



La distance entre charges opposées est + petite que celle entre charges de m même signes

$$14) dE_{p1/2} = -F_{1/2} \cdot dx \vec{u}_n = -\frac{K}{x^7} dx$$

$$\rightarrow E_{p1/2} = \frac{1}{6} \frac{K}{x^6} \quad \text{à une constante près} \quad K < 0$$

$$\text{on peut donc bien écrire } E_p = -\frac{A}{x^6} \quad \text{où } A > 0$$

15) Je ne vois pas trop la réponse subite.
Face centrale en $\frac{1}{x} \Rightarrow$ ellipse

Bohr $\Rightarrow E_m$ varie lors d'émission ou absorption

ou E_m varie selon l'éloignement

Pour que $E_m = \text{cte}$, il faut $r = \text{cte}$

Cette réponse suffit. Elle, je ne sais pas.

16) TNC à l'e-/centre

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}_0$$

$$\frac{d(m_e \vec{r} \wedge \vec{v})}{dt} = \vec{O} \wedge \vec{f} \quad \text{ou } \vec{f} \parallel \vec{O} \text{ (centrale)}$$

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{0} \quad \text{donc } \boxed{\vec{L} = \text{cte}}$$

17) Semi-quantique parce que le moment cinétique est quantifié
Semi-classique car la trajectoire de l'e- est circulaire

$$18) \text{ PFD : } m_e \left(\frac{v^2}{r} \right) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$\text{Bohr : } L = n\hbar$$

$$\text{Moment cinétique } L = m_e r v$$

$$\text{Éliminons } v^2 = \frac{e^2}{m_e 4\pi\epsilon_0 r}$$

$$\text{d'où } L = m_e \left(\frac{e^2}{m_e 4\pi\epsilon_0 r} \right)^{\frac{1}{2}} r = n\hbar$$

$$\rightarrow r = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e^2} \frac{m_e 4\pi\epsilon_0}{e^2} = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2}$$

On a bien $r_n = n^2 a_0$ avec

$$a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2}$$

évalue $a_0 = 52,92 \text{ pm}$

$$19) E_n = E_n + E_{pm} = \frac{1}{2} m_e v_n^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}$$

$$E_n = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}$$

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n^2 a_0} = -\frac{E_1}{n^2}$$

$$\text{où } \boxed{E_1 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 a_0}}$$

$$\text{AN : } E_1 = \frac{1,602 \times 10^{-19} \times 1}{8\pi \cdot 8,85 \times 10^{-12} \times 52,92 \times 10^{-12} \times 1,602 \times 10^{-19}} \quad \text{en eV}$$

$$E_1 = 13,6 \text{ eV} \quad (\text{valeur connue})$$

20) L'e- arrache de l'atome lui confère le niveau $n \rightarrow \infty$ d'où une énergie nulle

Pour passer de $-E_1$ à 0 c'est d'en arrachant l'e- ou en ionisant l'atome, il faut lui apporter cette énergie E_1 .
 E_1 s'appelle donc "énergie d'ionisation"

21)

$$\boxed{r_{100} = 100^2 a_0}$$

$$\text{AN } r_{100} = 52,92 \times 10^{-8} \text{ m}$$

$$22) E_{100} = -\frac{E_1}{100^2}$$

$$E_{100} = -\frac{E_1}{100^2} \quad n=100$$

$$E_{100} + E_1 = \frac{hc}{\lambda}$$

$$-E_1 \quad n=1$$

$$\boxed{\lambda = \frac{hc}{E_{100} + E_1}}$$

$$\text{AN } \lambda = \frac{6,626 \times 10^{-34} \times 2,998 \times 10^8}{13,6 \times 1,602 \times 10^{-19} \left(-\frac{1}{100^2} + 1 \right)}$$

$$\lambda = 0,9 \times 10^{-7} \text{ m} \approx 9 \times 10^{-8} \text{ m} \quad \text{négligeable} \quad \text{UV proche visible}$$

3) Le noyau contient 11 protons
comme le nombre d'électrons.
Si 10 électrons restent très proches
du noyau, cela revient à une
charge centrale ~ 1 proton.
On a donc affaire (presque) à 1
- (celui de valence, libre) dans le
champ d'1 proton. Les niveaux
d'énergie de ce système sont très
voisins de ceux de H.

24) Si on raisonne "bêtement"
par la taille de l'atome
(très gros ne passera pas)
si $n \uparrow$, $r_n \uparrow$ donc finit par
ne plus pouvoir passer.

Si on raisonne comme par un réseau
optique, avec la dualité onde-corpuscule
 $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
 E_1 correspond à $\lambda_1 = \frac{hc}{E_1} = 9 \cdot 10^{-8} \text{ m}$
 E_{100} correspond à $\lambda_{100} = 100^2 \lambda_1 = 9 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
 $\lambda_{100} \gg 2 \mu\text{m}$ donc non transmis, comme
en optique.

25) Reprenons l'estimation suivante:
transmission acceptable au-delà de 50%
Le graphe nous donne $n^2 < 2000$
Si on imagine un modèle simple
de taille, très gros ne passe pas
on remarque que pour passer il
faut que $r_n < 2 \mu\text{m}$.

$$\text{or } r_n = n^2 a_0$$

$$\text{soit } n^2 < \frac{2}{a_0} = \frac{2}{52 \cdot 10^{-12}} \approx 10^{10}$$

$$\text{(calcul } n < 2 \cdot 10^5)$$

Or le graphe montre une transmis-
sion de 50% pour $n^2 \sim 1700$
soit $n \sim 40$ ce qui n'est
pas du tout le même ordre de grandeur.

26) $P = \alpha \epsilon_0 E$ mais on ne
donne pas E intérieur. Il faut donc
s'en abstenir et penser à la définition
 $\vec{p} = -e \vec{d}$ où $\vec{d}$

Si $l = n$ $\vec{d}$ prend toutes les directions
ce qui confère en moyenne $\vec{p} = \vec{0}$
Par contre quand $l \leq n-1$, la moyenne
de $\vec{d}$ ne sera pas nulle
clairement, par symétrie
 $\langle \vec{p} \rangle = -e \langle \vec{d} \rangle // -\vec{u}$



Choisissons (arbitrairement) $l = n-1$
pour ne pas rentrer dans des phénomènes
hors coulombiens, alors l'excentricité

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{(n-1)n}{n^2}} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

$$\text{et } c = \epsilon a = \frac{a}{\sqrt{n}}$$

On peut admettre que $\langle \vec{d} \rangle \approx 2c \vec{u}_n$
intuitivement au regard du schéma
ci-dessus.
D'ailleurs, c'est bien ce qu'on obtien-
drait si $\epsilon = 1$ puisque l'ellipse
se réduirait au segment FF').
D'où $\langle p \rangle \approx e \frac{2a}{\sqrt{n}}$

Prendons $n = 5$ (comme vaguement
proposé dans le doc 1)
 $\langle p \rangle = \frac{1,6 \times 2 \times 53 \times 10^{-12}}{\sqrt{5}} \text{ C.m}$

$$\langle p \rangle = 7,5 \cdot 10^{-13} \text{ C.m} \quad \text{pour } n = 5$$

c'est un peu de débrouillardise
je l'avoue!

Centrale PC1 20

27) $\cos(\omega t - k z)$ décrit cosinus
la propagation est très rapide -
Par cela il faut que l'amplitude
de vibration de l'électron soit très
petite par rapport à la longueur d'onde

28) Onde électromagnétique dans le
vide $\vec{B} = \frac{\vec{u}_z \wedge \vec{E}}{c}$ ($\vec{u}_z$ direction
de propagation)

$$\Rightarrow \vec{B} = \frac{\vec{u}_z \wedge E_0 \cos \omega t \vec{u}_x}{c} = \frac{E_0 \cos \omega t \vec{u}_y}{c}$$

Vecteur de Poynting : $\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$

$$\vec{R} = \frac{E_0^2 \cos^2 \omega t \vec{u}_z}{\mu_0 c} = \frac{E_0^2 \cos^2 \omega t \vec{u}_z}{\mu_0 c}$$

$$\langle \vec{R} \rangle = \frac{E_0^2 \vec{u}_z}{2\mu_0 c}$$

Puissance par unité de surface moyenne ou bien

$$\boxed{P_s = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}}$$

29) Travaillons en complexe :

$$E_0 \cos \omega t \rightarrow E_0 e^{j\omega t}$$

$$x_0 \cos(\omega t - \varphi) \rightarrow x_0 e^{j(\omega t - \varphi)}$$

$$\text{d'où } (-\omega^2 + j\gamma\omega + \omega_0^2)x_0 e^{-j\varphi} = -\frac{eE_0}{m_e}$$

$$\text{Modale : } \boxed{x_0 = \frac{eE_0}{m_e \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}}}$$

$$e^{-j\varphi} = \frac{-\frac{eE_0}{m_e x_0}}{(\omega_0^2 - \omega^2) + j\gamma\omega}$$

$$\text{ou } e^{j\varphi} = \frac{m_e x_0}{eE_0} \left[(\omega_0^2 - \omega^2) - j\gamma\omega \right]$$

$$\tan \varphi = \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad \text{avec } \sin \varphi < 0 \quad \text{donc } \varphi \in [-\pi; 0]$$

30) Il y a amortissement par le
terme $\gamma \frac{dx}{dt}$.

$$31) \text{ Reprenons } \ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0 \cos \omega t}{m_e}$$

qui provient du PFD : $m_e \ddot{x} = \vec{F}_{\text{force}}$

La force d'amortissement est donc $-\gamma \dot{x} m_e$

La puissance est $-m_e \gamma \dot{x}^2$

Avec $x = x_0 \cos(\omega t - \varphi)$

$$\dot{x} = -\omega x_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

$$\dot{x}^2 = \omega^2 x_0^2 \sin^2(\omega t - \varphi)$$

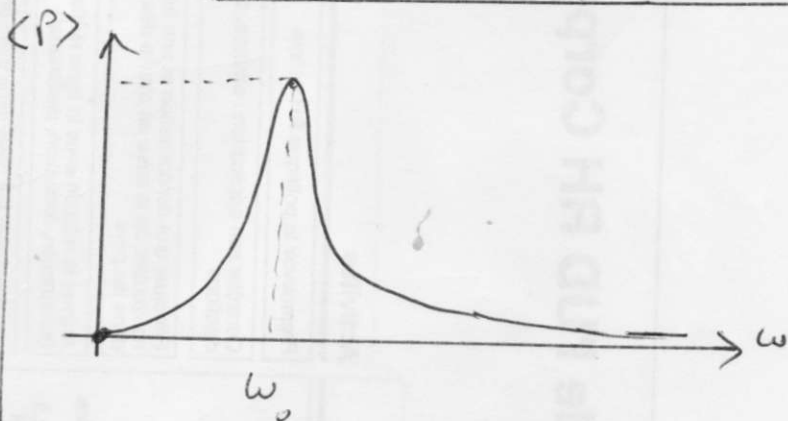
$$\langle \dot{x}^2 \rangle = \omega^2 x_0^2 \frac{1}{2}$$

$$\text{donc } P_{\text{amort}} = -m_e \gamma \frac{\omega^2 x_0^2}{2}$$

$$\text{et } P_{\text{absorb}} = -P_{\text{amort}} = \frac{m_e \gamma \omega^2 x_0^2}{2} = \langle P \rangle$$

$$\text{En reprenant } x_0^2 : \boxed{\langle P \rangle = \frac{\gamma e^2 E_0^2 \omega^2}{2 m_e ((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2)}}$$

$$\boxed{\langle P \rangle = \frac{\gamma e^2 E_0^2}{2 m_e} \frac{1}{\left(\left(\frac{\omega_0^2}{\omega} - \omega \right)^2 + \gamma^2 \right)}}$$



$$32) \text{ Pour } \omega = \omega_0 \quad x_0 = \frac{eE_0}{m_e \gamma \omega_0} \quad \text{et } \tan \varphi \rightarrow \infty$$

Comme $\varphi \in [-\pi, 0]$ cela donne $\varphi = -\frac{\pi}{2}$

$$\text{Pour } \omega_0 : \quad x = \frac{eE_0}{m_e \gamma \omega_0} \cos(\omega_0 t + \frac{\pi}{2})$$

$$\text{soit } \boxed{x = -\frac{eE_0}{m_e \gamma \omega_0} \sin \omega_0 t}$$

$$\boxed{v = \frac{dx}{dt} = -\frac{eE_0}{m_e \gamma} \cos \omega_0 t}$$

33) $F = -eE$ (on néglige $F_{\text{magnétique}}$)
 $\langle F \rangle = -e \langle E_0 \cos \omega_0 t \rangle = 0!$

Je pense qu'il faut tenir compte dans cette question de $F_{\text{mag}} = -e \vec{v} \wedge \vec{B}$ car

$$\vec{F}_{\text{mag}} = -e \vec{v} \wedge \vec{B} = + \frac{e^2 E_0 \cos \omega_0 t}{m_e \gamma} \wedge \frac{E_0}{c} \vec{u}_y$$

$$\vec{F}_{\text{mag}} = \frac{e^2 E_0^2}{m_e \gamma c} \cos \omega_0 t \vec{u}_y$$

$$\langle \vec{F}_{\text{mag}} \rangle = \frac{e^2 E_0^2}{2 m_e \gamma c} \vec{u}_y$$

puisque $I = \frac{E_0^2}{2 \rho_0 c}$ ou en 28)

34) $\langle \vec{F}_{\text{mag}} \rangle = \frac{e^2 \rho_0 I}{m_e \gamma} \vec{u}_y$ // $\vec{u}_y$

rq mais si on compare à $\langle P \rangle$ de 31)
 $\langle P_{\omega_0} \rangle = \frac{\gamma^2 E_0^2}{2 m_e \gamma^2} \text{ et } \langle \vec{F}_{\text{mag}} \rangle = \langle P_{\omega_0} \rangle$

35) probém origine e^-

$$\vec{P} = e x (-\vec{u}_x)$$

$$\vec{P} = + \frac{e^2 E_0 \cos \omega t}{m_e \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}} \vec{u}_x$$

$$\sqrt{(\omega_0 - \omega)(\omega_0 + \omega)^2 + \gamma^2 \omega^2} \approx \sqrt{\Delta^2 (\omega_0 + \omega)^2} \quad \gamma \ll \omega_0$$

$$\approx \Delta (\omega_0 + \omega)$$

$$\Rightarrow \vec{P} = + \frac{e^2 E_0 \cos \omega t}{m_e \Delta (\omega_0 + \omega)} \vec{u}_x$$

Avec $\vec{P} = \alpha \vec{\Sigma} \vec{E}$ on déduit

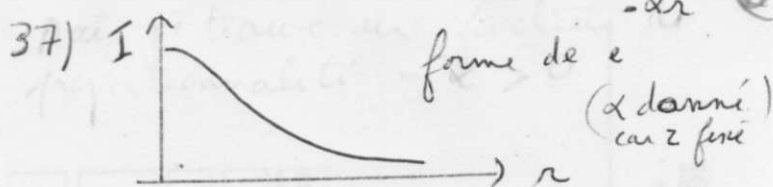
$$\alpha = \frac{e^2}{m_e \gamma \Delta (\omega_0 + \omega)} \quad \times 0$$

36) $E_p = -\vec{P} \cdot \vec{E} = -\alpha \vec{\Sigma} E^2$

$$\langle E_p \rangle = -\alpha \vec{\Sigma} \langle E^2 \rangle = -\alpha \vec{\Sigma} \frac{E_0^2}{2}$$

On I du laser est proportionnel à E_0^2

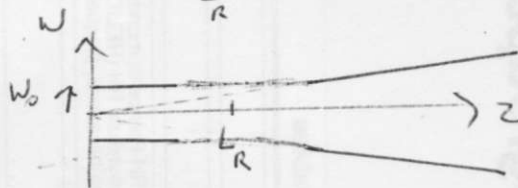
donc $\langle E_p \rangle$ proportionnel à I
 la $\vec{P}$ de proportion est $-\alpha < 0$



38) W s'appelle le waist (largeur).
 $W(z)$ représente la largeur du faisceau laser. Elle augmente avec z à partir de la divergence du faisceau.

39) $W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{L_R^2}}$

$W(z) \sim W_0$ pour $z \ll L_R$ constant
 $W(z) \sim W_0 \frac{z}{L_R}$ pour $z \gg L_R$ linéaire



40) Enoncé: $L_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \Rightarrow \frac{\lambda}{\pi W_0^2} = \frac{W_0}{L_R}$

$\frac{\lambda}{\pi W_0^2}$ représente la pente du faisceau laser dans sa partie divergente.

Cette pente est en général très faible; c'est donc aussi l'angle de divergence.

Diffraction par un trou de dimension W_0 .
 L'angle de la tache centrale diffractée est de l'ordre de $\frac{\lambda}{W_0}$.

Les ordres de grandeurs sont similaires. On peut associer la divergence du laser à de l'auto-diffraction.

41) La longueur de Rayleigh correspond à la distance où le faisceau demeure cylindrique.

42) On a vu que l'énergie potentielle était égale à l'intensité laser à un facteur près négatif (cf 36).

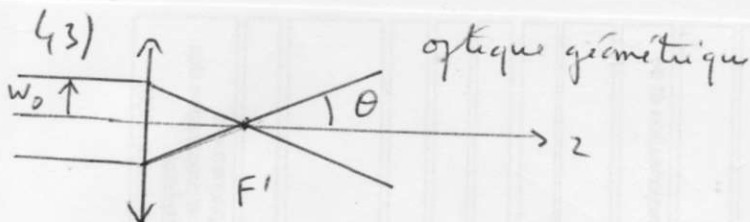
Donc E_p est minimale si I est maximale. Vu la courbe $I(r)$ en 37) on a I_{max} en $r=0$.

Alors $I(0, z) = I_0 \left(\frac{W_0}{W(z)} \right)^2 e^0 = I_0 \left(\frac{W_0}{W(z)} \right)^2$

$I(0, z) \uparrow$ si $W(z) \downarrow$ Le min de $W(z)$ est en $z=0$. La position d'équilibre de l'atome

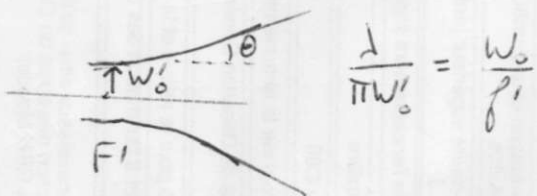
est donc sur l'axe du faisceau au moment où le faisceau est le plus mince.

Cette position doit être stable car E_p est minimale.



Le faisceau diverge de θ tel que $\tan \theta = \frac{w_0}{f'}$

Cela doit correspondre à la pente signalée par la divergence en 40)



Dans le plan focal, le rayon w'_0 du faisceau est tel que $w'_0 = \frac{\lambda f'}{\pi w_0}$

Le diamètre $2w'_0 = \frac{2\lambda f'}{\pi w_0}$

AN $\frac{2w'_0}{\pi} = \frac{2 \times 850}{\pi} = 541 \text{ nm}$

44) On a vu que le rayon de l'atome de Rydberg était de 530 nm (cf 21) pour $n = 100$.

C'est donc difficile d'en placer 2 ; celui-ci débord déjà tout seul.

E_p ne dépend pas de n selon une loi simple en n^α .

45) Se placer à très basse T° pour éviter l'agitation thermique
Se placer à très basse pression pour éviter les collisions

46) Question 14 : $E_p = -\frac{A}{n^6}$ ou $-\frac{A}{d^6}$

Echelle log log : $\log E_p = \text{cte} - 6 \log d$

Calculons la pente de la courbe (bleu-vert par ex) $\frac{\log 12 - \log 0,1}{\log 5,6 - \log 14} \approx -5,2$

Ce n'est pas si mal, assez proche de -6
Les résultats de ces courbes sont plutôt en accord avec $E_p = -\frac{A}{n^6}$.

47) Pour $\frac{U}{h}$ tel que $\log \frac{U}{h} = 10$

Courbe bleue $d_b = 3,2 \text{ pm}$

rouge $d_r = 6,2 \text{ pm}$

vert $d_v = 9,8 \text{ pm}$

Supposons une loi $E_p = \frac{n^\alpha}{d^6}$

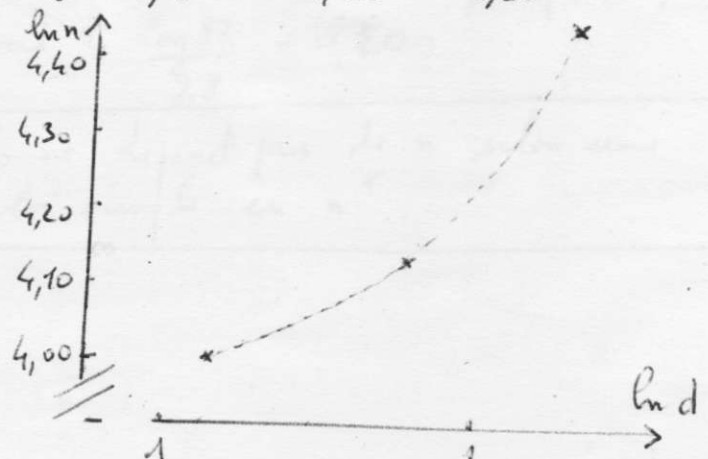
On aurait $\log E_p = \alpha \log n - 6 \log d$

ou bien $\ln E_p = \alpha \ln n - 6 \ln d$

à U constant $\ln n = \frac{6 \ln d}{\alpha} + \frac{\ln E_p}{\alpha}$

soit une droite affine pour $\ln n$ en fonction de $\ln d$

n	53	62	82
$\ln n$	4,00	4,13	4,41
$d \text{ (pm)}$	3,2	6,2	9,8
$\ln d$	1,16	1,82	2,28



Tendance non linéaire.