

CCP 2002
PSI I corrigé

A.1. $p_{IN} = p_{EXT} + \Delta p$. A.N. $p_{INT,20} = 3 \text{ bars}$.

$$A.2. p_{INT} = \frac{nRT}{V} = \frac{p_{INT,20} T}{T_{20}}$$

$$a) p_{INT,10} = 3 \cdot \frac{283}{293} = 2,9 \text{ bars donc } \underline{\Delta p_{10} = 1,9 \text{ bars}}$$

$$b) p_{INT,40} = 3 \cdot \frac{313}{293} = 3,2 \text{ bars donc } \underline{\Delta p_{40} = 2,2 \text{ bars}}$$

A.3. En notant S la surface de contact entre le pneu et le sol, la force exercée par les quatre roues sur le sol est $F = 4 p_{INT} \cdot S$. L'équilibre de la voiture sur le sol horizontal se traduit par $Mg - F = 0$ d'où

$$\boxed{S = \frac{Mg}{4p_{INT}}} \quad \text{A.N. } S = \frac{1440 \cdot 10}{4 \cdot 3 \cdot 10^5} = \underline{120 \text{ cm}^2}$$

A.4. L'aquaplaning étant dû à la couche qui se forme au centre de la surface de contact par l'eau qui ne peut être correctement évacuée, ce phénomène apparaîtra d'autant moins que cette surface est petite (les pneu larges sont plus sujets aux phénomènes que les pneu étroits). Or la pression du gaz augmente lorsque la température augmente donc, d'après la question précédente, la surface de contact diminue et l'aquaplaning disparaît. On peut songer à surgonfler légèrement les pneus pour éviter l'aquaplaning.

B.1. La pression la plus faible dans la pompe est obtenue lorsque le clapet CP s'ouvre alors qu'il est en LL'. On a alors une quantité n_L de gaz enfermée et une pression $\frac{n_L RT}{V_m} = P_0$ dans la

pompe. Si l'on tire le piston, la pression à gauche de CP diminue et devient inférieure à P_0 donc le clapet se ferme. La pression dans la pompe est alors minimale lorsque le piston est en NN'. La quantité de gaz n'ayant pas changé, on a alors

$$P_L = \frac{n_L RT}{V_M} \quad \text{soit } \boxed{P_L = P_0 \frac{V_m}{V_M}}$$

Le clapet CR ne peut s'ouvrir que si la pression est plus faible dans la pompe que dans l'enceinte. On ne peut donc obtenir dans l'enceinte une pression inférieure à P_L soit $P_0/20$.

B.2. Le clapet CP étant fermé lors du déplacement de LL' vers NN', la quantité de gaz ne change pas. Elle vaut donc $n_1 = \frac{P_0 V + V_m \zeta}{RT}$. Lorsque l'on a tiré le piston jusqu'en NN', la pression

$$\text{dans la pompe et l'enceinte est donc } P_1 = \frac{n_1 RT}{V + V_m \zeta} \quad \text{soit } \boxed{P_1 = P_0 \frac{V + V_m \zeta}{V + V_m \zeta}}$$

Lorsque le piston passe de NN' à LL', la pression dans la pompe au contact à gauche du piston augmente de F_{OP}/S (où F_{OP} est la force exercée par l'opérateur et S la section du piston). Cette perturbation se propage à la vitesse du son vers l'enceinte avant que l'équilibre mécanique soit réalisé. Il y a donc un instant tel que la pression est plus grande à droite du clapet CR qu'à gauche. Alors le clapet CR se ferme. Compte-tenu de la valeur de la vitesse du son, on peut considérer que cela se produit pratiquement dès que le mouvement du piston commence. La pression dans l'enceinte reste donc égale

à P_1 alors que dans la pompe elle augmente. La quantité de gaz dans la pompe étant $n_{POMPE} = \frac{P_1 V_M}{RT}$,

la pression y vaut $P_{POMPE} = \frac{n_{POMPE} RT}{V_{POMPE}} = P_1 \frac{V_M}{V_{POMPE}}$. Le clapet CP reste fermé tant que cette pression

est inférieure à P_0 . Il s'ouvre lorsque V_{POMPE} vaut $V_M \frac{P_1}{P_0}$, volume qui est certainement plus grand que

$V_M \frac{P_L}{P_O} = v_m$. Le clapet CP s'ouvre donc avant de revenir en LL' tant que la pression dans l'enceinte n'a pas atteint la valeur minimale P_L .

B.3. On peut écrire $P_1 = P_O \frac{P + v_m}{b + V_M} = P_O \frac{V}{b + V_M} + P_O \frac{v_m}{b + V_M}$ d'où

$$P_1 = b.P_O + a.P_L$$

B.4. Le clapet CP reste ouvert jusqu'à ce que le piston soit en LL'. La pression dans la pompe est donc égale à P_O et le volume v_m . Lorsque le piston se déplace vers NN', la pression dans la pompe diminue suivant la relation $P_{POMPE} = P_O \frac{V_m}{V_{POMPE}}$ et le clapet CP se ferme. CR s'ouvre lorsque

$P_{POMPE} = P_1$ soit pour le volume $V_{POMPE,2} = V_m \frac{P_O}{P_1}$ ou encore $V_{POMPE,2} = V_m \frac{V + V_M}{V + V_m}$.

La quantité de gaz enfermée lorsque CP est fermé en LL' et CR ouvert est $n_2 = \frac{P_1 V}{RT} + \frac{P_O V_m}{RT}$.

La pression P_2 est obtenue lorsque le piston est en NN' soit $P_2 = \frac{n_2 RT}{V + V_M} = \frac{P_1 V}{V + V_M} + \frac{P_O V_m}{V + V_M} =$

$P_1.b + P_O \frac{V_m}{V_M}.a$ soit $P_2 = b.P_1 + a.P_L$.

B.5. On a $P_2 = b(b.P_O + a.P_L) + a.P_L = b^2.P_O + (b + 1).a.P_L$.

De même on trouve $P_3 = b.P_2 + a.P_L = b^3.P_O + (b^2 + b + 1).a.P_L$.

On postule l'expression, après q coups de pompe : $P_q = b^q P_O + (1 + b + b^2 + \dots + b^{q-1})a.P_L$. Alors, au coup de pompe suivant, on obtient $P_{q+1} = b.P_q + a.P_L = b^{q+1}.P_O + (1 + b + b^2 + \dots + b^q)a.P_L$ et comme l'expression est vérifiée pour $q = 1$, elle est vérifiée par récurrence soit :

$$P_q = b^q P_O + (1 + b + b^2 + \dots + b^{q-1}).a.P_L$$

B.6. Comme on sait que $\sum_{i=0}^{q-1} b^i = \frac{1 - b^q}{1 - b}$, on peut écrire $P_q = b^q P_O + \frac{1 - b^q}{1 - b}.a.P_L$.

B.7. L'expression précédente peut s'écrire $P_q(1 - b) = b^q[(1 - b).P_O - a.P_L] + a.P_L$ d'où

$b^q = \frac{P_q(1 - b) - a.P_L}{(1 - b).P_O - a.P_L}$ soit, puisque $1 - b = a$, $b^q = \frac{P_q - P_L}{P_O - P_L}$. On en déduit

$$q = \frac{\ln \frac{P_q - P_L}{P_O - P_L}}{\ln b}$$

A.N. Avec $b = 20/21$, on trouve successivement $q = 48$; $q = 95$; $q = 142$.

B.8. Comme précédemment, on a $(P + \Delta P)(V + V_M) = PV + P_O V_m$ (avec $\Delta P < 0$) soit $(P + \Delta P) = P.b + P_L.a$ d'où $\Delta P = P(b - 1) + P_L.a$. On obtient $\frac{\Delta P}{P - P_L} = -a$.

B.9. La relation entre ΔP et P est linéaire. Pour dq coups de pompe, on a donc $\frac{dP}{P - P_L} = -a.dq$ qui s'intègre entre P_O et P_q en $\ln \frac{P_q - P_L}{P_O - P_L} = -a.q$ d'où $\frac{P_q - P_L}{P_O - P_L} = e^{-a.q}$.

Remarque : ΔP est négatif donc la condition du passage à la limite est plutôt $|\Delta P| \ll P$.

B.10. On a $q = -\frac{1}{a} \ln \frac{P - P_L}{P_0 - P_L}$. Avec $a = 1/21$ on trouve successivement $q = 49$; $q = 97$; $q = 146$.

B.11 Les deux méthodes de calculs conduisent aux mêmes ordres de grandeur (l'écart est de l'ordre de 2%). En notant $X = \frac{P - P_L}{P_0 - P_L}$, la relation trouvée en B.9 peut s'écrire $\ln(X) = -a \cdot q$ soit $\log(X) = \frac{-a \cdot q}{\log(10)}$. Pour $X = 0,01$, il vient $q = \frac{2 \cdot \log(10)}{a}$. En prenant $\log(10) = 2,3$, on obtient l'ordre de grandeur de $q \approx \frac{4,6}{a}$. (Avec la définition de a , on peut écrire encore $q \approx 4,6 \frac{V}{V_M}$: le nombre de coups de pompe nécessaire pour vider l'enceinte de volume V croît linéairement avec ce volume.)

B.12. On a $n = \frac{PV}{RT} = n_0 \frac{P}{P_0}$ car le volume et la température de l'enceinte ne changent pas. Au cours d'un seul coup de pompe, cette quantité varie de $\Delta n = n_0 \frac{\Delta P}{P_0}$ soit, en notant $\frac{dn}{dq}$ la quantité extraite par coup de pompe, $\frac{dn}{dq} = -a \cdot n_0 \cdot \frac{P - P_L}{P_0}$. Cette quantité tend vers zéro lorsque P tend vers P_L .

B.13. Lorsque la pression limite P'_L est atteinte dans l'enceinte, la quantité prélevée par coup de pompe $\frac{dn}{dq}$ et juste opposée à la quantité de gaz qui s'introduit dans l'enceinte à cause de la fuite soit $\frac{dn}{dq}$. On a donc $a \cdot n_0 \cdot \frac{P'_L - P_L}{P_0} = \frac{dn}{dq}$ d'où $P'_L = P_L + \frac{1}{a \cdot n_0} P_0 \frac{dn}{dq}$, soit, d'après B.1.,

$$P'_L = P_0 \frac{V_M}{V_M + V} + \frac{V_M}{n_0 + V_M} \frac{dn}{dq}$$

C.1. La conservation de la quantité de gaz dans l'enceinte s'écrit $P(V + \Sigma \delta) = P'V$ car T est constant. On en déduit $P' = P \frac{V_0 + \Sigma \delta}{V}$.

C.2. De même pour le gaz du ballon, $PV_0 = P'' sh$ d'où $P'' = P \frac{V_0}{sh}$.

C.3. La loi de l'hydrostatique dans le mercure s'écrit $P'' = P' + \rho gh$.

C.4. A partir de ce qui précède, on obtient $P \frac{V_0}{sh} = P \frac{V_0 + \Sigma \delta}{V} + \rho gh$ d'où

$$P = \frac{\rho gh}{\frac{V_0 + \Sigma \delta}{sh} - \frac{V_0 + \Sigma \delta}{V} - 1}$$

C.5. D'après $\Delta p = \rho g \Delta z$, une hauteur de 1 mm de mercure correspond à une différence de pression de $13,6 \times 10^3 \cdot 9,81 \cdot 10^{-3} = 133,4$ Pa ou, par définition, de 1 torr donc $[1 \text{ torr} = 133,4 \text{ Pa}]$.

C.6. Il suffit d'écrire $P = \frac{h}{\frac{V_0 + \Sigma \delta}{sh} - \frac{V_0 + \Sigma \delta}{V} - 1}$ avec h en mm.

C.7. D'après C.1., $\frac{P'-P}{P} = \frac{\delta \cdot \Sigma}{V}$ A.N. $\frac{P'-P}{P} = \frac{20 \cdot 10^{-2} \cdot 20 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 10^{-3}} = 10^{-3}$ soit $\frac{P'-P}{P} = 0,1 \%$

donc cette variation relative est bien inférieure à la précision souhaitée. On peut donc considérer $P' = P$ soit $\frac{\delta \cdot \Sigma}{V} \ll 1$.

C.8. Numériquement, puisque $h < H = 0,1$ m, on a $\frac{V_0}{sh} > \frac{100 \cdot 10^{-6}}{10^{-6} \cdot 0,1} = 10^3 \gg 1$.

D'après la question précédente, on peut écrire la relation approchée $P = \frac{S}{V_0} h^2$ à 10^{-3} près,

qui est bien de la forme $P = a \cdot h^2$ où $a = \frac{S}{V_0}$. (a n'a évidemment rien à voir avec le paramètre utilisé en B. une autre notation aurait été préférable).

A.N. $a = \frac{1}{100 \cdot 10^3}$ avec toutes les longueurs en mm donc $a = 10^{-5} \text{ torr} \cdot \text{mm}^{-2}$.

C.9. Avec $h = \sqrt{\frac{P}{a}}$, on trouve :

P (en torr)	10^{-1}	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}
h (en mm)	100	10	1	10^{-1}

C.10. On ne peut utiliser directement le tableau précédent qui suppose que le niveau de mercure se trouve en O dans le tube en contact avec l'enceinte. Or, une augmentation de pression dans l'enceinte entraîne une variation du niveau dans ce tube. Le volume (c'est-à-dire la hauteur h) et la pression P'' s'adaptent pour vérifier la loi de l'hydrostatique et la constance de la quantité de gaz enfermée en O'. La valeur de h change donc également.

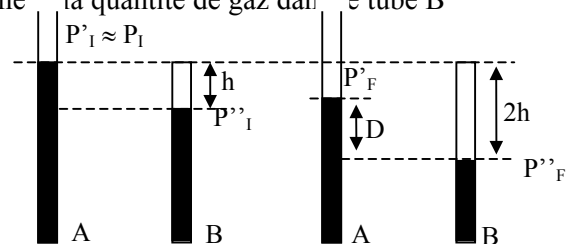
C.11. Pour mesurer la nouvelle valeur de la pression, il faut ramener le niveau du mercure en O. Pour cela, on déplace le réservoir relié au tube inférieur de l'appareil.

C.12. Si des vapeurs se condensent, le volume occupé au-dessus du mercure dans le tube de mesure, correspondant à une pression donnée, sera plus petit. Par ailleurs, il s'établira une variation de pression entre l'interface mercure-liquide et l'interface liquide-gaz, cette relation dépendant de la masse volumique du liquide.

C.13. Indiquons par I les valeurs des grandeurs dans le premier état et par F les valeurs des grandeurs dans le deuxième état. La transformation étant isotherme la quantité de gaz dans le tube B constante, on $P''_F = \frac{1}{2} P''_I$.

De même, on a $P'_F [V + \Sigma(2h - D)] = P_I \cdot V$

d'où $P'_F = \frac{P_I V}{V + \frac{2\Sigma h}{V} - \frac{\Sigma D}{V}} \approx P_I \left[1 - \frac{2\Sigma h}{V} + \frac{\Sigma D}{V} \right]$



La loi de l'hydrostatique s'écrit ici $P''_F = P'_F + \rho g D$ soit $\frac{1}{2} P''_I = P_I \left[1 - \frac{2\Sigma h}{V} + \frac{\Sigma D}{V} \right] + \rho g D$

puis $\frac{1}{2} P''_I + \rho g h = P_I \left[1 - \frac{2\Sigma h}{V} + \frac{\Sigma D}{V} \right] + \rho g D$.

On en déduit $D = \frac{P_I \left[1 + \frac{2\Sigma h}{V} \right] - \frac{1}{2} P''_I}{P_I \frac{\Sigma}{V} + \rho g}$.

Avec $P_1 = \frac{\rho g s}{V_0} h^2$ d'après C.8., il vient $D = \frac{\frac{s}{V_0} h^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{2 \sum h}{V} \right) + \frac{1}{2} h}{\frac{s}{V_0} h^2 \frac{\sum}{V} + 1}$ ou encore

$$D = \frac{\frac{1}{2} h \left(1 + \frac{sh}{V_0} \frac{\sum h}{V} \right)}{1 + \frac{sh}{V_0} \frac{\sum h}{V}}$$

On a $\frac{s \cdot h}{V_0} \leq 0,5 \times 10^{-3}$ et $\frac{\sum \cdot h}{V} \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$ au maximum pour $h = 5$ cm donc on peut écrire finalement $D = \frac{1}{2} h$

C.14. Le résultat ne dépend pas de P_1 . Il est possible d'effectuer la manipulation indiquée quelle que soit la pression dans l'enceinte. Si l'on ne constate pas que l'écart des niveaux n'est pas égal à la moitié du premier écart, c'est que celui-ci a été mal évalué.

D.1. Le volume d'air qui entre dans l'enceinte est égal à sh donc $v_f = v_0 - sh$

D.2. D'après la loi de l'hydrostatique $P_0 = P_f + \rho g h'$. L'erreur relative sur la pression est donc $\frac{|\Delta P|}{P_0} \leq \frac{\rho g h'}{P_0} \approx \frac{10^3 \cdot 10 \cdot 10^{-1}}{10^5} = 10^{-2}$ soit 1%. Pour des mesures à 2% près, on peut confondre P_f et P_0 .

D.3. Dans le modèle du gaz parfait, on a $n_0 = \frac{P_0 \cdot v_0}{RT}$ et $n_f = \frac{P_f \cdot v_f}{RT} \approx \frac{P_0 \cdot v_f}{RT}$. La quantité de gaz admis dans l'enceinte est donc $n = n_0 - n_f \approx \frac{P_0 \cdot (v_0 - v_f)}{RT}$. D'après D.1., il reste $n \approx \frac{P_0 \cdot s \cdot h}{RT}$.

D.4. La transformation étant isotherme, il vient $n = \frac{P \cdot V}{RT}$ d'où $V = \frac{P_0}{P} \cdot s \cdot h$.

D.5. Par définition du débit volumique moyen, $D = \frac{V}{t}$ donc $D = \frac{P_0}{P} \cdot \frac{s \cdot h}{t}$.

D.6.A.N. $D = \frac{10^5}{10^{-1}} \cdot \frac{10^{-4} \cdot 10^{-1}}{100} = 0,1 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ou $100 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$.

E.1. Lors du déplacement de x_0 à x_f , le clapet CP est ouvert donc la pression est la même de part et d'autre du piston : le travail fourni par l'opérateur est donc nul.

Lors du déplacement de x_f à x_0 , le piston est soumis à la force totale (projetée sur \vec{u}_x) :

$$P \cdot S - P_0 \cdot S + F_{OP}$$

La transformation étant réversible, l'accélération du piston est nulle donc la force exercée par l'opérateur est $F_{OP} = (P_0 - P)S$ dans le sens du déplacement. Il fournit le travail élémentaire $\delta W = [P_0 - P(x)] \cdot S \cdot dx$.

Dans le modèle du gaz parfait, $P(x) = \frac{nRT}{V} = \frac{nRT}{S \cdot x}$ pour la quantité de gaz n enfermée dans la pompe, le clapet est fermé. Cette quantité ne varie pas et la transformation est isotherme, il vient donc

$$W = \int_{x_f}^{x_0} \frac{nRT}{S \cdot x} \cdot S \cdot dx = P_0 \cdot S \cdot (x_0 - x_f) - nRT \ln \left(\frac{x_0}{x_f} \right) = P_0 \cdot V_0 \cdot \left(1 - \frac{V_f}{V_0} \right) - nRT \ln \left(\frac{V_0}{V_f} \right)$$

Comme $P_0 V_f = nRT = P_f V_0$ d'après l'équation d'état, il vient finalement

$$W = P_0 V_0 \ln \frac{P_f}{P_0} + n R T \ln \frac{P_0}{P_f}$$

E.2. A.N. Avec $\frac{P_0}{P_f} = 20$, on obtient $W = P_0 V_0 \left[\frac{1}{20} - \frac{1}{20} \ln 20 \right] = 0,8 P_0 V_0$.

W est fourni par l'opérateur qui s'oppose à la pression $P_0 > P$. On obtient une valeur positive car l'opérateur *fournit effectivement* ce travail au piston.

E.3. Le premier principe appliqué au n moles de gaz s'écrit $U_2 - U_1 = W_G + Q$.

Dans le modèle du gaz parfait, U ne dépend que de T donc $U_2 - U_1 = 0$ puisque la transformation est isotherme.

Par ailleurs, $\delta W_G = -P_{EXT} \cdot \delta V = -P(x) \delta V$ car il y a uniformité de la pression du système en tous ses points puisque la transformation est réversible. D'où $W_G = \int_{x_f}^{x_i} \frac{nRT}{S \cdot x} S \cdot dx$

$$= -nRT \ln \frac{P_f}{P_0} = P_0 V_0 \ln \frac{P_0}{P_f}$$

On vérifie que ce travail est négatif puisqu'il correspond à un travail *effectivement fourni* par le gaz pendant sa détente. De plus, il est différent du travail fourni par l'opérateur.

D'après ce qui précède, il vient $Q = -W_G$ d'où $Q = P_0 V_0 \ln \frac{P_0}{P_f}$. On trouve

$Q = 0,15 P_0 V_0$. Cette échange thermique est positif donc *effectivement reçu* par le gaz pour compenser l'énergie interne perdue sous forme de travail.

E.4. Le deuxième principe appliqué au n moles de gaz s'écrit $S_2 - S_1 = \int_T^{T_2} \frac{\delta Q}{T} + S_{IRR}$ avec

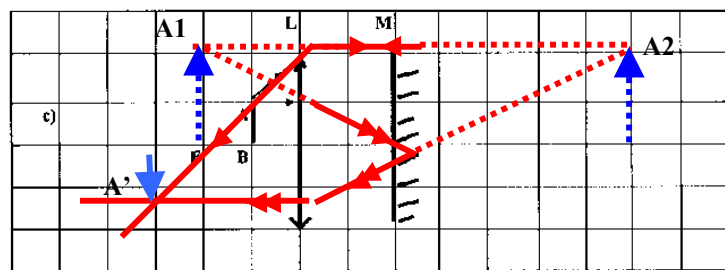
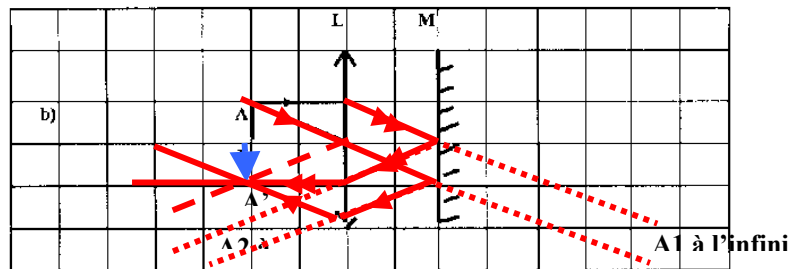
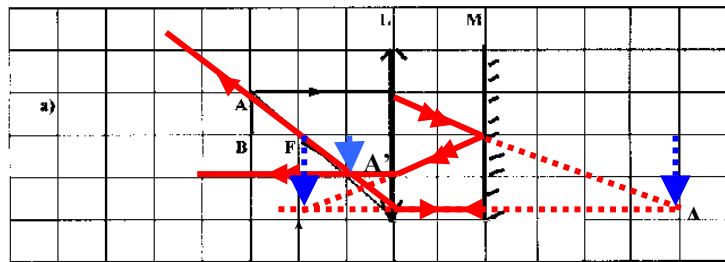
$S_{IRR} = 0$ car la transformation est réversible et $\int_T^{T_2} \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q}{T}$ car elle est isotherme. Avec les relations

précédentes, on trouve $S_2 - S_1 = nR \ln \frac{P_0}{P_f}$. Cette variation est proportionnelle à n car l'entropie est

une grandeur extensive. Elle est positive car elle se réduit au terme d'échange thermique, ici positif, mais le système n'est pas isolé.

MARCHE DE RAYONS LUMINEUX DANS DES SYSTEMES OPTIQUES SIMPLES

I.1.



I.2. Cas (a) : on a les images successives $B \xrightarrow{(L)} B_1 \xrightarrow{(M)} B_2 \xrightarrow{(-L)} B'$ donc $\frac{1}{OB_1} - \frac{1}{OB} = \frac{1}{f'}$

soit, numériquement $\frac{1}{OB_1} = \frac{1}{-3} + \frac{1}{2}$ d'où $\overline{OB_1} = 6$. Pour le miroir, on a donc $\overline{MB_1} = \overline{MO} + \overline{OB_1}$ soit numériquement $\overline{MB_1} = -2 + 6 = 4$. Alors, $\overline{MB_2} = -4$ soit $\overline{OB_2} = -2$. Pour le nouveau passage à travers (L) « à l'envers », il vient $\frac{1}{OB'} - \frac{1}{OB_2} = \frac{1}{-f'}$ soit $\frac{1}{OB'} = \frac{1}{-2} + \frac{1}{-2} = -1$. On a donc $\overline{OB'} = -1$.

Les grandissements transversaux vérifient : $\frac{\overline{B_1 A_1}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OB_1}}{\overline{OA}} = \frac{6}{-3} = -2$ par la lentille (L) puis $\overline{B_2 A_2} = \overline{B_1 A_1}$ par le miroir et enfin $\frac{\overline{B' A'}}{\overline{A_2 B_2}} = \frac{\overline{OB'}}{\overline{OA_2}} = \frac{-1}{-2}$ donc les coordonnées des images successives sont $A_1(6, -2)$, $A_2(-2, -2)$ et $A'(-1, -1)$ ce qui correspond bien au schéma obtenu ci-dessus.

I.3. Dans chaque cas, le miroir est placé dans le plan focal image de la lentille donc le rayon incident passant par A et parallèle à l'axe sort de la lentille en passant par le centre du miroir. Il est donc réfléchi symétriquement par rapport à l'axe optique et ressort de la lentille parallèlement à cet axe à une distance égale à la hauteur de l'objet. Le grandissement transversal est donc égal à -1 dans chacun des cas étudié.

I.4. Dans le cas (b), l'objet est placé dans le plan focal objet de la lentille, tous les rayons incidents passant par A sortent donc de la lentille parallèles entre eux. Quelle que soit la position du miroir le long de l'axe optique, ils sont réfléchis symétriquement et repartent parallèlement entre eux. (AUCP 2002 PSI I page 7/8)

trement dit, l'image A_1 est à l'infini donc l'image A_2 l'est aussi). Alors, leur image par la lentille traversée « à l'envers » est dans le plan focal, symétrique de A par rapport à l'axe optique.

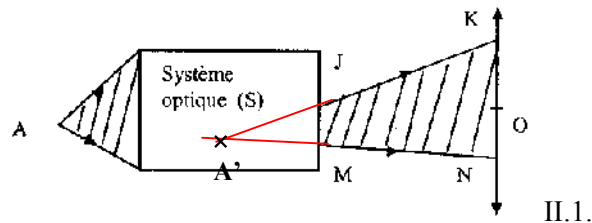
I.5. Si l'on incline le miroir, le rayon passant par B et parallèle à l'axe optique traverse la lentille sans être dévié mais il est réfléchi par le miroir dans une direction qui n'est plus l'axe optique. La position de B' n'est donc plus sur l'axe optique. La condition d'aplanétisme entraîne que B' est dans le plan focal objet de la lentille qui est le plan où se trouve l'image lorsque le miroir n'est pas incliné. Si l'on incline le miroir, l'image est donc translatée dans son plan, vers le haut ou vers le bas. Comme certains rayons ne traversent plus la lentille, l'image est moins lumineuse. Elle peut disparaître si la rotation du miroir est trop grande.

I.6. D'après ce que l'on a vu, tous les rayons passant par A sortent de la lentille parallèlement entre eux. L'ensemble objet AB et lentille L forme donc un collimateur.

I.7. Par la méthode d'autocollimation, on déplace la lentille portant un miroir par rapport à l'objet jusqu'à ce que l'image inversée de celui soit nette dans le plan de l'objet et de même taille. Alors la distance objet-lentille est égale à la distance focale.

D'autres méthodes de focométrie sont la méthode de Bessel et la méthode de Silbermann : on cherche la position de l'ensemble {objet, lentille (sans miroir), écran} telle que l'image nette sur l'écran a un grandissement de -1 . Les distance objet-lentille et lentille-écran sont alors égale à $2f$.

II.1.



II.2. Le faisceau est divergent.

II.3. La lentille L étant convergente, les rayons se rapprochent de l'axe optique mais le faisceau sortant de la lentille sera convergent ou divergent suivant la position de A' par rapport au foyer objet F de L.

II.4. A' est en avant de la lentille et forme donc un objet réel pour la lentille.

Si A' est en avant de F [cas (a) de la question I], son image par la lentille convergente est sur le segment Ox : elle est réelle.

Si A' est entre F et O [cas (c) de la question I], son image est sur $x'A'$: elle est virtuelle.

L'image est donc toujours en dehors du segment OA'.

II.5. On a les deux cas suivants :

