

**Problème I**

**I Présentation**

I.1  $1/\mathcal{O} = 1/m$  d'où  $p = \rho RT/m$ .

I.2  $dp/p - d\rho/\rho = dT/T \ll 1$ , donc  $dp/p$  et  $d\rho/\rho$  peuvent être  $\ll 1$  en même temps.

**II Explosion Adiabatique Homogène**

II.1.a  $d_t Y + d_t T/(T_b - T_o) = 0$ , donc  $Y + T/(T_b - T_o) = H = \text{cst} = T_b/(T_b - T_o)$ .

II.1.b  $T = (T_b - T_o)(H - Y)$ , donc  $d_t Y = -BY \exp\left(-\frac{E}{R(T_b - T_o)(H - Y)}\right) = \Phi(Y)$ .

II.1.c  $\Omega = [0,1]$  ;  $\Phi$  est  $C^\infty$  ;  $Y(0) = 1$  et  $\Phi(1) = -B \exp(-E/RT_o) < 0$  donc dirigé vers l'intérieur de  $\Omega$ . D'autre part,  $|\Phi(Y_1) - \Phi(Y_2)| < B |Y_1 - Y_2|$  donc Lipschitz. Donc il existe une unique solution maximale  $C^\infty$  sur  $[0, t_{\max}[$ . Enfin,  $d_t Y < 0$ , donc strictement décroissante. Si  $t_{\max}$  est fini,  $Y(t)$  tend vers  $\mu = 0$  ou  $1$  (la frontière de  $\Omega$ ) soit ici  $0$  puisque  $Y$  décroît à partir de  $1$ . Or, comme  $Y_1(t) = 0$  qqsoit  $t$  est aussi solution, et que  $Y(t_{\max}) = Y_1(t_{\max}) = 0$ , on aurait  $Y(t) = 0$  qqsoit  $t$  d'où contradiction. Donc  $t_{\max} = \infty$ . Si il existe  $t_1$  tq  $Y(t_1) = 0$ , alors  $Y(t_1) = Y_1(t_1) = 0$  et  $Y(t) = 0$  qqsoit  $t$  d'où contradiction. Enfin  $Y > 0$ .

II.1.d  $d_t T > 0$  et  $T = (T_b - T_o)(H - Y) < (T_b - T_o)H = T_b$ .

II.1.e Si  $Y(t)$  tendait vers  $Y_2 > 0$  qd  $t$  tend vers  $\infty$ , on aurait  $d_t Y$  qui tendrait vers  $\Phi(Y_2) \neq 0$  d'où contradiction.

II.1.f A vos crayons !

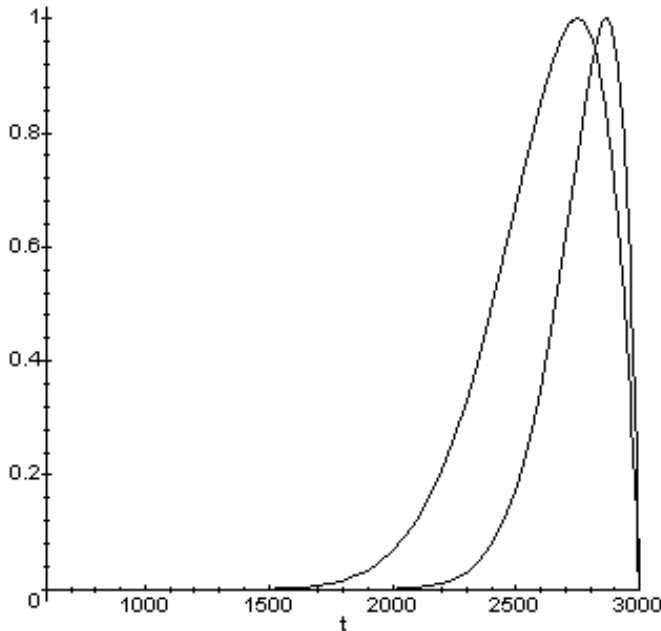
II.1.g

$$d_t T = B(T_b - T) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = \Lambda(T).$$

II.1.g si  $\beta = 50$  :  $T_{\max} = 2748$  et  $\Lambda_{\max} = 0,00457B$  ; si  $\beta = 100$  :  $T_{\max} = 2863$  et  $\Lambda_{\max} = 1,08 \cdot 10^6 B$  ;  
Si  $T = 1000$  :  $\Lambda = 4,09 \cdot 10^{-8}$  ou  $1,6 \cdot 10^{-16}$  ;

si  $T = 2400$  :  $\Lambda = 0,489$  ou  $0,0768$ .

La dépendance en  $\beta$  (qui contient l'énergie d'activation  $E$ ) est claire, et la non linéarité aussi.



II.2.a

$$d_t \theta = B \left( \frac{T_b - T_o}{T_{FK}} - \theta \right) \exp\left(-\frac{\beta}{1 + \frac{T_{FK}}{T_o} \theta}\right) \quad \text{II.2.b}$$

$\frac{T_b - T_o}{T_{FK}} \gg 1$  et  $\frac{T_{FK}}{T_o} \theta \ll \theta$  donc, si  $\theta$  n'est pas trop grand

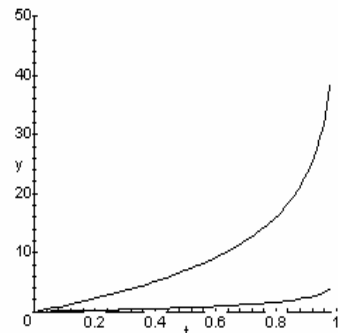
$$d_t \theta \approx B \frac{T_b - T_o}{T_{FK}} \exp\left(-\beta \left(1 - \frac{T_{FK}}{T_o} \theta\right)\right) \text{ soit}$$

$$d_t \theta \approx B \frac{T_b - T_o}{T_{FK}} \exp(-\beta) \exp(\theta) \text{ et } 1/\tau_1 = B \frac{T_b - T_o}{T_{FK}} \exp(-\beta).$$

II.2.c je ne vois pas.

II.2.d  $d\Theta/d\tau = \exp(\Theta)$  puis  $\exp(\Theta) = 1/(1-\tau)$

ou



## MODELISATION EN SCIENCES PHYSIQUES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR

$$\Theta(\tau) = -\ln(1-\tau).$$

II.2.e  $\Theta \rightarrow \infty$  qd  $\tau > 1$  : boum ! Avec la deuxième échelle, on voit que  $\Theta$  reste petit devant  $\beta$  presque jusqu'à  $\tau = 1$  ce qui justifie les approximations précédentes presque tout le temps.

$$\text{II.2.f } t_1/\tau_1 = 1 - e^{-5} = 0,993 \text{ et } (\tau_1 - t_1)/\tau = e^{-5} = 6,74 \cdot 10^{-3}.$$

II.3.a Voir ci-dessus. D'autre part,  $Y = (T_b - T)/(T_b - T_o) = 1 - [T_{FK}/(T_b - T_o)] \ln[1/(1 - t/\tau_1)]$  reste voisin de 1.

II.3.b  $d_t Y = -B \exp[-E/RT_o] \{1 - [\theta T_{FK}/(T_b - T_o)]\} \exp(\theta)$  dont la dérivée par rapport à  $\theta$  s'annule pour  $T = T_b - T_o/\beta$  très voisin de  $T_b$ .

II.3.c Au début,  $Y$  décroît très lentement et  $T$  augmente à peu près linéairement, puis, juste avant  $\tau_1$ ,  $Y$  chute brutalement et la température s'emballé.

II.3.d  $Y = (T_b - T)/(T_b - T_o)$  dc on a dans le plan de phase le segment de droite joignant les points  $(Y=1; T=T_o)$  et  $(Y=0; T=T_b)$ . Première étape :  $t < t_1$  ; le système reste pratiquement au point  $(Y=1; T=T_o)$ . Deuxième étape : entre  $t_1$  et  $\tau_1$  ; le système décrit très vite le segment ci-dessus. Troisième étape :  $t = \tau_1$  ; le système se trouve au point  $(Y=0; T=T_b)$ .

II.3.e La consommation de fuel est concentrée après  $t_1$ .

II.3.f  $1/\tau_1$  varie comme  $\beta \exp(-\beta)$ , dc, pour  $\beta > 1$ , le temps d'induction augmente (et tend vers l'infini) qd  $\beta$  augmente.

II.3.g  $T_{FK} = 12$  ;  $\theta = 5$  pour  $t/\tau_1 = 0,993$  et alors  $Y = 1 - \theta/200 \approx 1$  ; le taux de réaction est max pour  $T = 3000 - 12$  et  $\theta = 199$  soit  $t/\tau_1 = 1 - \exp(-199) \approx 1$ .

## III- Traitement des Pertes Thermiques.

III.1.a  $|\Delta d_t Y| \leq B |\Delta Y|$  et  $|\Delta d_t T| \leq (T_b - T_o) B |\Delta Y| + |\Delta Y|/\tau_p$  dc Lipschitz.

III.1.b  $d_t \Gamma = \exp(t/\tau_p) [d_t T + (T - T_o)/\tau_p] = (T_b - T_o) B \exp(-E/RT) Y > 0$ , dc  $\Gamma$  augmente en partant de 0 et  $T > T_o$ .

$$\text{III.1.c } d_t [Y + T/(T_b - T_o)] = -\frac{1}{\tau_p} \left( \frac{T - T_o}{T_b - T_o} \right) < 0 \text{ dc } H < T_b/(T_b - T_o).$$

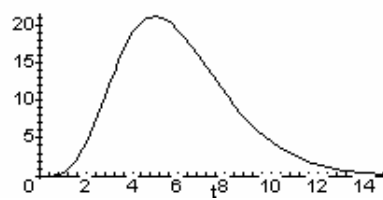
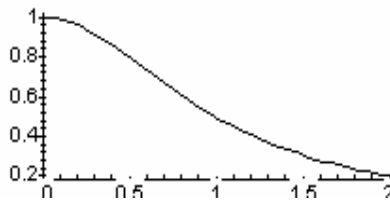
III.1.d  $Y > 0$  dc  $T < T_b - Y(T_b - T_o) < T_b$ .

III.1.e Ici  $\partial \Omega$  est la frontière du rectangle  $T \in [T_o/2, 2T_b]$  et  $Y \in [0, 1]$ . Or  $T_o < T < T_b$  ; dc, si  $t_{\max}$  est fini,  $Y$  tend vers 0 et  $T$  tend vers  $T^* \in [T_o, T_b]$  (seul point possible de la frontière puisque  $d_t Y < 0$ ). Mais le système admet des solutions avec  $Y_1 = 0$  : il reste alors  $d_t T = -\frac{1}{\tau_p} (T - T_o)$  d'où  $T_1 - T_o = A \exp(-t/\tau_p)$  et il suffit de choisir  $A$  tq

$T^* - T_o = A \exp(-t_{\max}/\tau_p)$  pour que la solution  $(Y_1, T_1)$  passe par le même point que la solution  $(Y, T)$  à l'instant  $t_{\max}$ , ce qui est impossible car  $Y$  n'est pas nul au début. Dc  $t_{\max} = +\infty$ . Enfin  $Y > 0$ , car s'il existe  $t_1$  tq  $Y(t_1) = 0$  etc....

III.1.f Si  $Y$  tend vers  $Y_2 \neq 0$  cela entraîne  $d_t Y$  tend vers 0 d'où contradiction avec (III.1). Dc  $Y$  tend vers 0 et (III.2) devient alors équivalente à  $d_t T = -\frac{1}{\tau_p} (T - T_o)$  d'où  $T - T_o = A \exp(-t/\tau_p)$  qui tend vers 0.

III.1.g



$$\text{III.1.h } d_t Y = -\left( \frac{T_{FK}}{T_b - T_o} \right) Y \cdot \exp(\theta) \quad \text{et} \quad d_t \theta = Y \cdot \exp(\theta) - \left( \frac{\tau_1}{\tau_p} \right) \theta.$$

III.2.a  $T_{FK} \ll (T_b - T_o)$  dc, si  $\theta$  n'est pas trop grand,  $d_t Y$  reste très faible et  $Y \approx 1$ , d'où  $d_t \theta \approx \exp(\theta) - \left( \frac{\tau_1}{\tau_p} \right) \theta$ .

III.2.b  $t \ll \tau_1$  et faible consommation.

III.2.c  $\gamma = \tau_1/\tau_p$ . Les deux courbes sont tangentes si  $\exp(\theta) = \gamma \theta$  et  $\exp(\theta) = \gamma$ , soit  $\theta_{cr} = 1$  et  $\gamma_{cr} = e$ .

**MODELISATION EN SCIENCES PHYSIQUES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR**

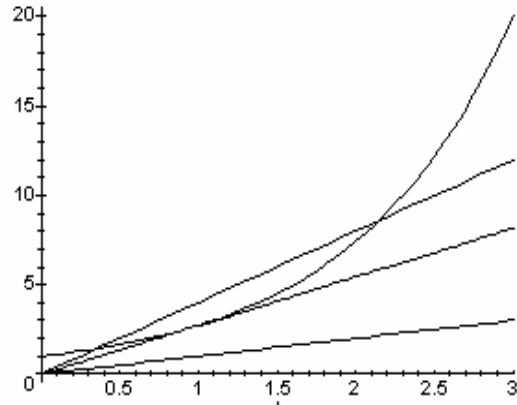
III.2.d  $T_{cr} = T_o + T_{FK}$ .

III.2.e Si  $\gamma < e$  (faibles pertes thermiques),  $d_t \theta$  reste positif et T augmente d'où explosion thermique (en part. si  $\gamma$  tend vers 0, on retrouve le II).

Si  $\gamma > e$  (fortes pertes thermiques),  $d_t \theta$  s'annule pour  $\theta_1 < 1$  et T reste inférieure à  $T_{cr}$  (pas d'explosion thermique) (en part. si  $\gamma$  tend vers l'infini,  $\theta_1$  tend vers 0 et T reste égal à  $T_o$ ).

Pour le cas  $\gamma = e$ , voir ci-dessous.

III.2.f Si  $\gamma > e$ , soient  $\theta_1 < \theta_2$  les deux points d'intersection. En partant de  $\theta_1$ , si  $\theta$  augmente (resp. diminue)  $d_t \theta$  devient négatif (resp. positif) et  $\theta$  revient vers  $\theta_1$ , dc stable. En partant de  $\theta_2$  on a les conclusions inverses, dc instable. Enfin, si  $\gamma = e$ , c'est stable si  $\theta$  diminue et instable si  $\theta$  augmente, dc globalement instable et en pratique le cas critique conduira à une explosion thermique.



III.3.a et III.3.b Déjà vu.

III.3.c  $\exp(\theta) > \gamma \theta$  dc on peut écrire

$$d\tau = \frac{d\theta}{e^\theta - \gamma\theta} \text{ puis } \tau_1 \approx \int_0^\infty \frac{d\theta}{e^\theta - \gamma\theta} \text{ en remplaçant la}$$

borne supérieure  $\theta_b = (T_b - T_o)/T_{FK} \gg 1$  par l'infini car la fonction  $\frac{1}{e^\theta - \gamma\theta}$  tend vers 0 très rapidement.

III.3.c(bis)  $\theta$  restant voisin de  $\theta_{cr}$  tout en tendant vers l'infini (?) on trouve :

$$\tau_1 \approx \int_{-1}^\infty \frac{d\chi}{e^{1+\chi} - e(1-\xi)(1+\chi)} = \frac{1}{e} \int_{-1}^\infty \frac{d\chi}{e^\chi - (1-\xi)(1+\chi)} \approx \frac{1}{e} \int_{-1}^\infty \frac{d\chi}{\xi + \chi\xi + \chi^2/2} \text{ et comme}$$

$$\xi + \chi\xi + \chi^2/2 = \xi + (\chi + \xi)^2/2 - \xi^2/2 \approx \xi + (\chi + \xi)^2/2 \text{ (mouais), il vient : } \tau_1 \approx \frac{1}{e} \int_{-1}^\infty \frac{d\chi}{\xi + \left(\frac{\chi + \xi}{\sqrt{2}}\right)^2} \text{ puis}$$

$$\tau_1 \approx \frac{\sqrt{2}}{e} \int_{(-1+\xi)/\sqrt{2}}^\infty \frac{du}{\xi + u^2} \approx \frac{\sqrt{2}}{e\sqrt{\xi}} \left[ \arctan\left(\frac{u}{\sqrt{\xi}}\right) \right]_{-1/\sqrt{2}}^\infty = \frac{\sqrt{2}}{e\sqrt{\xi}} \left[ \frac{\pi}{2} - \arctan\left(-\frac{1}{\sqrt{2\xi}}\right) \right] \approx \frac{\pi\sqrt{2}}{e\sqrt{\xi}}. \text{ Donc}$$

$\tau_1$  tend vers l'infini comme  $1/\sqrt{\xi}$  quand  $\xi$  tend vers 0.

III.3.d pas d'idée.

III.4 pas traité.

**IV Le Cas Inhomogène : Diffusion**

IV.1.a  $\partial_t \bar{Y} - D \partial_{zz} \bar{Y} + [\partial_t \bar{T} - D \partial_{zz} \bar{T}]/(T_b - T_o) = 0$  d'où

$$d_t \bar{Y} - D/2L \int_0^{2L} \partial_{zz} \bar{Y} dz + [d_t \bar{T} - D/2L \int_0^{2L} \partial_{zz} \bar{T} dz]/(T_b - T_o) = 0 \text{ puis } d_t \bar{Y} - (D/2L)[\partial_z \bar{Y}(t, 2L) -$$

$\partial_z \bar{Y}(t, 0)] + [d_t \bar{T} - (D/2L)[\partial_z \bar{T}(t, 2L) - \partial_z \bar{T}(t, 0)]/(T_b - T_o) = 0$  et comme  $\partial_z \bar{Y}(t, 2L) = \partial_z \bar{Y}(t, 0)$  et que la fonction  $T(t, z)$  est symétrique par rapport à  $z=L$ , il reste  $d_t \bar{Y} + [d_t \bar{T} - (D/L)[\partial_z \bar{T}(t, 2L)]/(T_b - T_o) = 0$ .

IV.1.b  $d_t \bar{Y} + d_t \bar{T}/(T_b - T_o) = (D/L)[\partial_z \bar{T}(t, 2L)]/(T_b - T_o) < 0$  car  $T(t, z)$  est concave dc  $\bar{Y} + \bar{T}/(T_b - T_o) < 1 + T_o/(T_b - T_o) = T_b/(T_b - T_o)$ . Il est raisonnable de considérer que  $Y$  tend vers 0 partout d'où, à l'infini,  $\bar{T} < T_b$ .

IV.1.c On retrouve, en moyenne, le  $T < T_b$  du III.

IV.2  $\partial_t \theta - D \partial_{zz} \theta \approx (Y/\tau_1) \exp(\theta)$  si  $\theta$  suffisamment petit, puis  $\partial_t \theta - (D\tau_1/L^2) \partial_{\xi\xi} \theta \approx \exp(\theta)$  si  $Y \approx 1$ , d'où  $\lambda = L^2/(D\tau_1)$ .

**CORRIGE**

**X-CACHAN PSI 2004**

**MODELISATION EN SCIENCES PHYSIQUES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR**

IV.3 En régime stationnaire il rest :  $\partial_{\xi\xi}\theta \approx -\lambda \exp(\theta)$ , d'où  $\partial_{\xi}\theta \partial_{\xi\xi}\theta \approx -\lambda \partial_{\xi}\theta \exp(\theta)$  puis  $(\partial_{\xi}\theta)^2 = 2\lambda[\exp(\theta(1)) - \exp(\theta(\xi))] = 2\lambda\Phi^2(\xi)$  et  $\partial_{\xi}\theta = \sqrt{2\lambda}\Phi(\xi)$  si  $\xi < 1$  ou  $-\sqrt{2\lambda}\Phi(\xi)$  si  $\xi > 1$ . A l'aide de  $2\Phi(\xi)\partial_{\xi}\Phi(\xi) = -\partial_{\xi}\theta \cdot \exp(\theta(\xi)) = -\partial_{\xi}\theta[\exp(\theta(1)) - \Phi^2(\xi)]$ , on obtient, en posant  $a^2 = \exp(\theta(1))$  :

si  $\xi < 1$   $\partial_{\xi}\Phi(\xi) = -\sqrt{\frac{\lambda}{2}}[\exp(\theta(1)) - \Phi^2(\xi)]$  soit  $\frac{d\Phi}{a^2 - \Phi^2} = -\sqrt{\frac{\lambda}{2}} d\xi$  puis  $(1/a)\operatorname{argth}(\Phi/a) = -\sqrt{\frac{\lambda}{2}}(\xi-1)$  ;

si  $\xi > 1$   $\partial_{\xi}\Phi(\xi) = \sqrt{\frac{\lambda}{2}}[\exp(\theta(1)) - \Phi^2(\xi)]$  soit  $\frac{d\Phi}{a^2 - \Phi^2} = \sqrt{\frac{\lambda}{2}} d\xi$  puis  $(1/a)\operatorname{argth}(\Phi/a) = \sqrt{\frac{\lambda}{2}}(\xi-1)$ .

Donc  $\Phi/a = \operatorname{th}\left(a\sqrt{\frac{\lambda}{2}}|\xi-1|\right)$  puis  $\exp(\theta) = a^2 - a^2 \operatorname{th}^2\left(a\sqrt{\frac{\lambda}{2}}|\xi-1|\right)$  et  $\theta(\xi) = \ln \left[ \frac{a^2}{\operatorname{ch}^2\left(a\sqrt{\frac{\lambda}{2}}|\xi-1|\right)} \right]$ .

Pour  $\xi = 0$ , on a  $\theta(0) = 0$  d'où  $a^2 = \operatorname{ch}^2\left(a\sqrt{\frac{\lambda}{2}}\right)$  ou  $\sqrt{\frac{\lambda}{2}} = (1/a)\operatorname{argch}(a) = \Psi(\theta(1))$ .

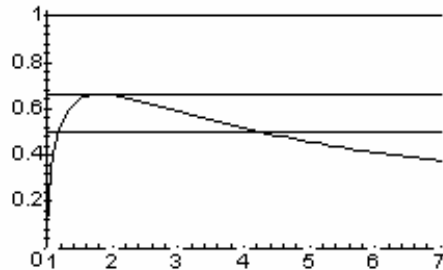
IV.4  $a > 1$ . Le max :  $a = 1,81$  et  $\Psi = 0,663$  d'où  $\lambda_{cr} = 0,878$ .

Si  $\lambda > \lambda_{cr}$ , pas d'intersection de explosion.

Si  $\lambda < \lambda_{cr}$ , deux intersections pour  $a_1$  et  $a_2 > a_1$ .

Si  $\lambda = \lambda_{cr}$ ,  $a_1 = a_2 = 1,81$ .

IV.5 Si  $\lambda < \lambda_{cr}$ ,  $a_1$  est stable et  $a_2$  instable.



**V Les Phénomènes Convectifs**

Pas traité.

**Problème II**

**II Ondes Progressives**

II.1.a  $c\phi' + D\phi'' = B\bar{\Psi}\phi$  et  $c\theta' + D\theta'' = -B\bar{\Psi}\theta$ .

II.1.b Par addition :  $cH' + DH'' = 0$  d'où  $cH + DH' = \text{cst} = cH(-\infty) + DH'(-\infty) = c$ , puis  $H = 1 + A \cdot \exp(-cy/D)$  et  $A = 0$  car  $H(-\infty) = 1$ . Dc  $H = \phi + \theta = c$ .

II.1.c  $c\theta' + D\theta'' = -B\bar{\Psi}(\theta)(1-\theta)$  d'où  $\Psi(\theta) = B\bar{\Psi}(\theta)(1-\theta) \geq 0$ .

II.2 S'il existe  $y$  tq  $\theta'(y) = 0$ , il reste  $D\theta''(y) = -\Psi \leq 0$ , dc ce ne peut être un minimum, mais pourquoi pas un maximum ?

II.3.a  $p = \theta'$  et  $p' = -cp - \psi(\theta)$ .

II.3.b Je prendrai  $p < 0$  en conformité avec la figure 2.

$dp/dy = (dp/d\theta)(d\theta/dy)$  d'où  $p dp = -cp - \psi$ .

II.3.c On a en fait :  $p \approx \alpha(\theta-1)$  et  $\psi \approx \gamma(\theta-1)$ , d'où, pour  $\theta \neq 1$ ,  $\alpha^2 + c\alpha + \gamma = 0$  dont la racine positive est  $\alpha = \frac{\sqrt{c^2 - 4\gamma} - c}{2}$  ( $\gamma < 0$ ) d'où  $d\alpha/dc = (1/2) \left[ \frac{c}{\sqrt{c^2 - 4\gamma}} - 1 \right] < 0$ , dc quand  $c$  augmente la

courbe  $p(\theta)$ , voisine de sa tangente en  $\theta = 1$ , se rapproche de l'axe horizontal (en passant par le point  $(1,0)$ ). On peut donc dire que la solution est une fonction croissante de  $c$ , pour un  $\theta$  fixé.

Si  $c = 0$ , il reste :  $p(dp/d\theta) = -\psi$ , d'où, en intégrant entre  $\theta$  et 1 :  $p^2(\theta)/2 = \int_{\theta}^1 \psi(x)dx$  et en particulier

$p^2(\eta) = 2 \int_{\eta}^1 \psi(x)dx = 2 \int_0^1 \psi(x)dx = 2I$  d'où  $p(\eta) = -\sqrt{2I}$ .

II.3.e Ici,  $dp/d\theta = -c$  d'où  $p = -c\theta$ , fonction décroissante de  $c$ .

**CORRIGE****X-CACHAN PSI 2004****MODELISATION EN SCIENCES PHYSIQUES ET SCIENCES DE L'INGENIEUR**

Pour  $c = 0$ , la solution se compose d'un segment OA horizontal joignant les points  $O(0,0)$  et  $A(\eta,0)$  et d'un arc de courbe monotone croissant EF joignant les points  $E(\eta, -\sqrt{2I})$  et  $F(1,0)$ .

Quand  $c$  augmente, le segment OA reste rectiligne mais le point A « descend » et en même temps le point E « monte ». Il existe donc une seule valeur  $c_0$  de  $c$  pour laquelle les points A et E se rencontrent : la courbe intégrale est alors continue.

**III Vitesse et Limite  $\eta \rightarrow 1$ .**

II.1.a On a au point de rencontre des deux parties de la courbe :  $-c_0\eta = p_0(\eta)$ .

III.1.b  $p_0(\eta) \geq -\sqrt{2I}$  d'où  $c_0 \leq \sqrt{2I}/\eta$ .

III.1.c Sur  $[\eta,1]$  on a  $0 > p_0(\theta) \geq \bar{p}(\theta)$  d'où  $d\underline{p}/d\theta = -c_0 - \psi/\bar{p} \leq -c_0 - \psi/p_0 = dp_0/d\theta$  puis, par intégration entre  $\theta$  et 1 :  $\underline{p}(\theta) \geq p_0(\theta)$ . D'autre part,  $d\underline{p}/d\theta = -c_0 - \psi/\bar{p} = -c_0 + d\bar{p}/d\theta$ , d'où par intégration entre  $\eta$  et 1 :  $\underline{p}(\eta) = c_0(1-\eta) + \bar{p}(\eta)$ .

III.1.d Enfin,  $c_0 = -p_0(\eta)/\eta \geq -\underline{p}(\eta)/\eta = \sqrt{2I}/\eta - c_0(1-\eta)/\eta$  ce qui achève l'encadrement.

III.2 Si  $\eta \rightarrow 1$ ,  $c_0 \rightarrow \sqrt{2I}$  et la courbe dans le plan de phase devient : le segment OA avec  $A \approx (1, -\sqrt{2I})$  suivi du segment quasi vertical AF.

La réaction est concentrée au voisinage du point  $y = c_0 t$ , où  $\theta$  (resp. Y) passe brutalement de 1 (resp. 0) à 0 (resp. 1).