

Centrale PC 2 2015

IA.1) a) En confondant comme le suggère l'énoncé les 2 fils d'axe z, nous sommes dans cette répartition de courants de la figure 3 : le plan (O, P, x, y) est un plan de symétrie pour les courants donc $\vec{B}(P) \perp (\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ c'est-à-dire $\vec{B}(P) \parallel \vec{e}_z$
P est un point de l'axe Ox donc

IA.1) b) les plans (Ox, z) et (Oy, z) sont d'antisymétrie pour $\vec{B}(P) \parallel \vec{e}_z$
IA.2) a) Symétries : z est l'axe de symétrie par I donc

$\vec{B}(P)$ est perpendiculaire à ce plan $(\parallel \vec{u}_\theta)$

Invariance : le courant I est invariant selon z et θ donc B dépend de r

Ainsi $\vec{B}(P) = B(r) \vec{u}_\theta$

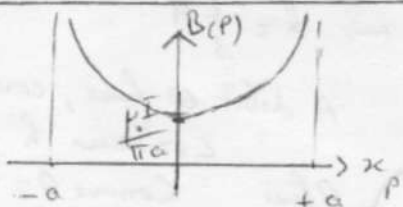
Th. d'Ampère : contour cercle d'axe Az passant par P orienté selon $\vec{u}_\theta$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = +\mu_0 I \quad \text{si I ds le sens de } \vec{u}_\theta$$

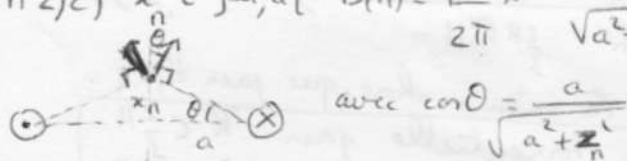
$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 I \rightarrow \vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \vec{u}_\theta$$

IA.2) b) On a 2 portions de fils considérées comme infinies. Le th. de superposition donne

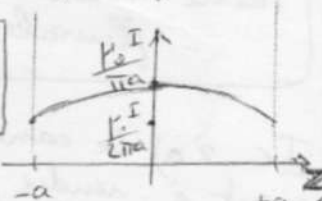
$$\vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\frac{1}{(a-x_p)^2} + \frac{1}{(a+x_p)^2} \right] \vec{u}_z$$



$$IA.2) c) x \in]-a, a[\quad \vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \times \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{a^2 + z_n^2}} \vec{u}_z$$



$$d'oi \quad \vec{B}(P) = \frac{\mu_0 I a}{\pi (a^2 + z_n^2)} \vec{u}_z$$



$$IA.2) d) \frac{\Delta B}{B(0)} = \frac{B(R) - B(a)}{B(0)} = \frac{B(R)}{B(0)} - 1$$

$$\frac{\Delta B}{B(0)} = \frac{R^2}{a^2 - R^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{a-R} + \frac{1}{a+R} \right) - 1$$

On sait que $\frac{\Delta B}{B(0)} \leq 0,1$ d'où $\frac{R^2}{a^2 - R^2} \leq 0,1$

$$\text{soit } R^2 \leq 0,1(a^2 - R^2) \text{ c'est-à-dire } \boxed{\frac{a}{R} \geq \sqrt{11}}$$

$$IA.3) a) Q = \int_0^R \sigma(r) 2\pi r dr$$

$$Q = \int_0^R \sigma_0 \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^4\right) 2\pi r dr = \sigma_0 2\pi \left[\frac{R^2}{2} - \frac{1}{6} \frac{R^6}{R^4} \right]$$

$$\boxed{Q = \frac{\sigma_0 \pi R^2}{2}}$$

IA.3) b) si e apparaît sur une ligne $\perp$ à $\vec{v}$ et à $\vec{B}$, alors comme $\vec{v} \parallel \vec{u}_y$ et $\vec{B} \parallel \vec{u}_z$, e apparaît le long de AB

$$IA.3) c) e \sim \frac{\Phi}{t} \quad (\text{La Faraday } e = -\frac{\partial \Phi}{\partial t})$$

$$e \sim \frac{BS}{t} \sim \frac{BL^2}{t} \Rightarrow \boxed{e \sim \frac{BQ}{L}}$$

$$\text{On } Q \sim \frac{L^3}{t} \quad \text{donc } \boxed{m=n=1 \text{ et } F \sim \frac{1}{L}}$$

$$IA.3) e = \frac{16 \mu_0 I}{3\pi R \pi a_{\min}} Q \quad \text{avec } a_{\min} = \sqrt{11} R$$

$$e = \frac{16,4 \pi \times 10^{-7} \times 10 \times 20 \times 10^{-3}}{3\pi^2 \times 0,1^2 \sqrt{11}} = \underline{41 \mu V}$$

non mesurable au voltmètre d'où nécessité d'un amplificateur.

IB.1) a) L'incompressibilité mène à un débit volumique constant d'où $D_1 = v_1 h B = v_2 (h-H) B$ si on considère v_2 uniforme dans la partie divergente ; ceci donne $v_2 = v_1 \frac{h}{h-H} = v_1 \frac{H}{h-H}$
 $\boxed{v_2 \gg v_1}$ puisque $H \gg h-H$

IB.1) b) Les hypothèses irrotationnel, stationnaire, incompressible, et parfait sont mentionnées : on peut appliquer le th. de Bernoulli en tout point du fluide, entre Π_1 et Π_2 :

$$p_0 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g h = p_0 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g (H+z)$$

sein du fluide de la section de la pelle est p_0 par hyp "la pression au sein du fluide de la section de la pelle est p_0 "

d'où en négligeant v_1^2 devant $v_2^2(z)$

$$\boxed{v_2^2(z) = 2g(h-H-z)}$$

IB2 $Q = \int_{h-H}^{h-H} v_2(z) B dz = \sqrt{2g} B \int_{h-H}^{h-H} (h-H-z)^{\frac{1}{2}} dz$

$$Q = \sqrt{2g} B \left[-\frac{2}{3} (h-H-z)^{\frac{3}{2}} \right]_{h-H}^{h-H} = \frac{2}{3} \sqrt{2g} B (h-H)^{\frac{3}{2}}$$

On a bien $\boxed{Q = A(h-H)^{\frac{3}{2}}}$ avec $\boxed{A = \frac{2}{3} \sqrt{2g} B}$

IB3) L'aller-retour de l'onde sur le chemin onde surface eau donne: $\boxed{2(h_s - h) = c \Delta t}$

Il faut adapter la valeur de c en fonction de la t° (modèle du CP:

$c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{\pi}}$) Il faut donc connaître la t° d'où le capteur de t° .

Si les eaux sont très chargées en masses d'est possible que la réflexion se fasse mal et que l'onde soit absorbée ds l'eau

IC1a) Les hyp. parfait stationnaires vides tunnel incompressible permettent d'appliquer l'éth Bernoulli en tout point du fluide

Prendons 2 points de la surface, on aura

$$p_0 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 + \rho g h_1 = p_0 + \frac{1}{2} \rho v_2^2 + \rho g h_2 = \text{cte}$$

Comme p_1 et p_2 sont constantes cela mène aussi à

$$\boxed{h_1(x) + \frac{v_1^2(x)}{2g} = \text{cte}}$$

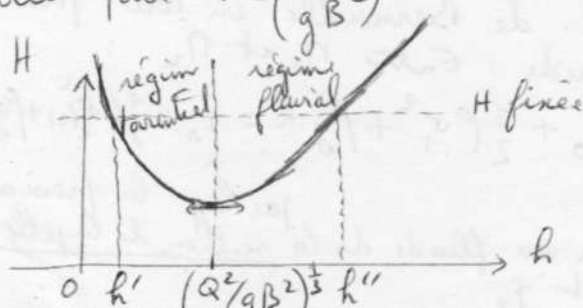
cà d $\boxed{H(x) = \text{cte}}$

IC1b) $D_s \equiv Q = v(x) B h(x)$

d'où $\boxed{H(x) \equiv h(x) + \frac{v_1^2(x)}{2g} = h(x) + \frac{Q^2}{2g B^2 h^3(x)}}$

Par? $\frac{dH}{dh} = 1 - \frac{Q^2}{g B^2 h^3}$

où par $h = \left(\frac{Q^2}{g B^2} \right)^{\frac{1}{3}}$



A charge spécifique H donnée on a 2 valeurs h' et h'' de part et d'autre de $\frac{Q^2}{g B^2}$

(h', v') et (h'', v'') sont tels que par choix énoncé $h' < h''$, d'où, du fait que $h + \frac{v^2}{2g} = \text{cte}$, $v' > v''$

Ainsi v' correspondra au régime torrentiel et v'' au régime fluvial (OK)

IC1c) on a trouvé que $\boxed{h_c = \left(\frac{Q^2}{g B^2} \right)^{\frac{1}{3}}}$ (ou par l'homogénéité)

on a alors $\boxed{v(h_c) = \frac{Q}{B h_c} = \left(\frac{Q g}{B} \right)^{\frac{1}{3}}$ (ou par l'homogénéité)

Alors $H_c \equiv h_c + \frac{v_c^2}{2g} = \left(\frac{Q^2}{g B^2} \right)^{\frac{1}{3}} + \left(\frac{Q g}{B} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{1}{2g}$

$\boxed{H_c = \frac{3}{2} \left(\frac{Q^2}{g B^2} \right)^{\frac{1}{3}}}$ ou encore $\boxed{H_c = \frac{3}{2} h_c}$

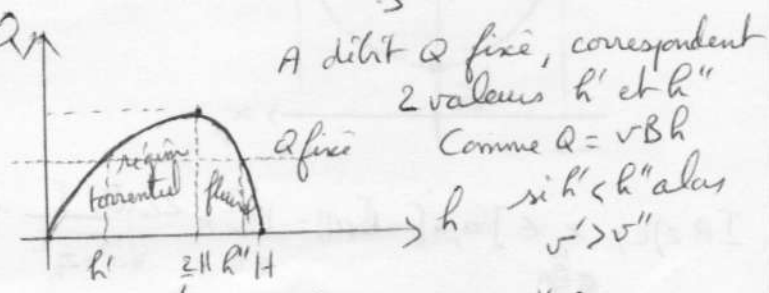
Au voisinage des régime critique, on passe facilement du régime torrentiel au régime fluvial d'où l'apparition d'oscillations ou ondulations importantes de la surface libre.

IC1d) A H fixée, $Q = (H - h_c) 2g B^2 h_c^2$

Q varie donc comme $(H - h) h^2$

Par? $\frac{dQ}{dh} = 0 \Leftrightarrow -h^2 + 2h(H - h) = 0$
 $\Leftrightarrow h = \frac{2}{3} H$

Q



A délit Q fixé, correspondent 2 valeurs h' et h''

Comme $Q = v B h$ si $h' < h''$ alors $v' > v''$

c'est la même chose que par $H(h)$.

Partie torrentielle par $h < \frac{2}{3} H$
 fluviale par $h > \frac{2}{3} H$

IC2a) Le canal d'approche sur probable ment à rendre le régime stationnaire car il est très long.

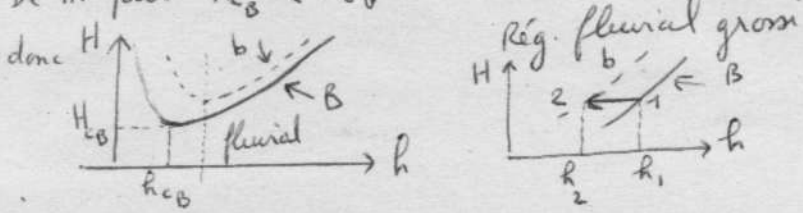
IC2b) $\boxed{Q = v_1 B h_1 = v_2(x) B h_2(x)}$

IC2c)

IC 2c) Jaugeur nageur $\Rightarrow$ rég. fluviat turbulent (cinématique)

On $R_c = \left(\frac{Q^2}{gB^3}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{Q^2}{g b^3}\right)^{\frac{1}{3}} = R_{c0}$

De m par $H_{c0} < H_{cB}$ car $H_c = \frac{3}{2} h_c$



Le graphe montre que à H charge spécifique Cste on passe de H_B à H_b "horizontalement" et on observe donc que $h_2 < h_1$

Comme le débit $Q = h_1 v_1 B = h_2 v_2 b$ et que $h_1 > h_2$ mais aussi $B > b$ donc $h_1 B_1 > h_2 b$, alors $v_1 < v_2$

$H = Cste = h + \frac{v^2}{2g} \Rightarrow h_1 + \frac{v_1^2}{2g} = h_2 + \frac{v_2^2}{2g}$
 si $v_1 \ll v_2$ alors $v_2 \approx \sqrt{2g(h_1 - h_2)}$
 et $Q = h_2 v_2 b = h_2 b \sqrt{2g(h_1 - h_2)}$

IC 2d) Jaugeur déniage $\Rightarrow$ on passe du régime fluviat au torrentiel ds le convergent. donc on pass par le régime critique.

Du coup $H = H_c = \frac{3}{2} \left(\frac{Q^2}{g b^3}\right)^{\frac{1}{3}}$ d'après IC 1c) en adaptant la largeur b du convergent.

et $H_c =$ la valeur de H en amont
 $= h_1 + \frac{v_1^2}{2g} \approx h_1$ car on admet $v_1 \ll \sqrt{2gh_1}$

ainsi $h_1 \approx \frac{3}{2} \left(\frac{Q^2}{g b^3}\right)^{\frac{1}{3}}$

soit $Q = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{3}{2}} b \sqrt{g} h_1^{\frac{3}{2}}$ (OK)

AN: $\left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{3}{2}} = 0,544$ (OK avec incerté)

On cherche $b = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{Q}{\sqrt{g} h_1^{\frac{3}{2}}} = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{10^3}{3600 \sqrt{9,8} \cdot 0,5^{\frac{3}{2}}}$

$b = 46 \text{ cm}$ c'est bien supérieur à 10cm norme ISO 4359

si b trop petit (< 10cm) on aurait des effets de bord non négligeables

IC 2e) Avec un jaugeur déniage, on n'a besoin que de la valeur de h_1 et pas celle de h_2 obtenue par la sonde ultra-sonique.

II A1) Poids: $\rho_s \frac{4}{3} \pi r^3 g (-\vec{u}_z)$

Archimède: $\rho_e \frac{4}{3} \pi r^3 g \vec{u}_z$

Trainée: $-6\pi \eta r \vec{v} = +6\pi \eta r v \vec{u}_z$ $\vec{v}$ algébrique

II A2) vitesse limite qd $\Sigma F = 0$
 soit $(d-1) \rho_e \frac{4}{3} \pi r^3 g \cdot \frac{1}{6\pi \eta r} = - \frac{v_{\text{limite}}}{\text{algébrique}}$

$v_f = - \frac{2(d-1) r^2 g}{9 \nu}$ sédimentation si $v_f < 0$
 remante si $v_f > 0$

donc $\begin{cases} \text{sédimentation si } d > 1 \\ \text{remante si } d < 1 \end{cases}$

II B

Sable grossier	Fin	limon	Argile	Collaïdes
1 mm	100 µm	10 µm	1 µm	0,1 µm

AN pour le sable grossier
 $v_f = - \frac{2}{9} \frac{(2,65-1) 10^{-6}}{1 \times 10^{-6}} \cdot 9,8 = 3,59 \text{ ms}^{-1}$

alg. Quand r est multiplié par 10^{-1} , v_f est multipliée par 10^{-2} d'air

	Sable grossier	Fin	limon	Argile	Collaïdes
$ v_f $ m/s	3,6	36	360	3,6	$3,6 \cdot 10^{-2}$
t_c s	0,56	56	1h 30	155h	1 année et 300 jours

II C $Re = \frac{v_f d}{\nu} = \frac{v_f r}{\nu}$

AN pour le sable grossier
 $Re = \frac{3,6 \times 10^{-3}}{10^{-6}} \approx 3,6 \cdot 10^3 \gg 1$

	Sable grossier	Fin	limon	Argile	Collaïdes
Re	$3,6 \cdot 10^3$	36	$3,6 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-9}$

Modèle de la force de trainée inacceptable

Modèle de la force de trainée OK

On ne peut donc pas se fier à la valeur de v_f trouvée pour le sable grossier

II D Pour ne pas dépasser $2h$ il faut éliminer les collaïdes

$t_{\text{max}} = 2h = \frac{H}{v_f} \Rightarrow \frac{2(d-1) r^2 g}{9 \nu} = \frac{H}{t_{\text{max}}}$

$r_{\text{min}} = 3 \sqrt{\frac{\nu H}{t_{\text{max}} 2(d-1) g}} = 3 \sqrt{\frac{10^{-6} \cdot 2}{2 \cdot 3600 \times 1,65 \times 9,8 \times 2}}$

$r_{\text{min}} = 8 \text{ µm}$ qui est bien entre le limon et l'argile

II E 1) Trajectoire rectiligne $\begin{cases} \vec{v} = \vec{v}_{\text{eau}} \\ \vec{v}_p = \vec{v}_p \end{cases}$
 La traversée est selon x où la vitesse est v_{eau} donc $\Delta t = \frac{L}{v_{\text{eau}}}$

on calcule L à l'aide de $Q = v_{\text{eau}} L H$
 soit $Q = v_{\text{eau}} \frac{L}{6} H$

$$\text{d'où } \Delta t = \frac{L^2 H}{6 Q}$$

II E 2) $\Delta t < t_c(\text{min})$ 1 an sédiments

$$\text{soit } \frac{L^2 H}{6 Q} < 2 \text{ heures}$$

$$\text{d'où } L_{\min} = \sqrt{\frac{2 \times 3600 \times 6 Q}{H}}$$

$$\text{AN } L_{\min} = \sqrt{\frac{2 \times 3600 \times 6 \times 20 \times 10^{-3}}{2}}$$

$$L_{\min} = 21 \text{ m}$$

$$\text{III A 1) a) } \vec{j}_D = -D \frac{\partial n^*}{\partial z} \vec{e}_z$$

$$\text{III A 1) b) } \vec{j}_c = n^* \vec{v}_p \quad (\text{analogue électrique})$$

$$\vec{j}_{\text{el}} = \rho \vec{v}$$

$$\vec{j} = -D \frac{\partial n^*}{\partial z} \vec{e}_z + n^* \vec{v}_p$$

III 41 c) Bilan dans une tranche $[z; z+dz]$

$$dN = \underbrace{\delta N_{\text{entrant}}}_{\text{variation du nb particules}} - \underbrace{\delta N_{\text{sortant}}}_{\text{ce qui sort en } z+dz} \text{ pendant } dt$$

$$d[n^* S dz] = j(z) S dt - j(z+dz) S dt$$

$$S dz \frac{\partial n^*}{\partial t} dt = S dt \left(-\frac{\partial j}{\partial z} \right) dz$$

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial z} = D \frac{\partial^2 n^*}{\partial z^2} - \frac{\partial n^*}{\partial z} v_p \quad \text{algébrique}$$

Or $\vec{v}_p$ est dirigé vers le bas donc
 $v_{\text{algébrique}} = -|\vec{v}_p|$

$$\text{et } \frac{\partial n^*}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n^*}{\partial z^2} + |\vec{v}_p| \frac{\partial n^*}{\partial z} \quad (\text{OK})$$

$$\text{III A 2 a) stationnaire } \Rightarrow \frac{\partial n^*}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

$$\text{et } D \frac{\partial^2 n^*}{\partial z^2} + |\vec{v}_p| \frac{\partial n^*}{\partial z} = 0$$

$$\text{soit en intégrant } D \frac{\partial n^*}{\partial z} = -|\vec{v}_p| n^* + C_1$$

$$\text{en intégrant encore } \int \frac{D \partial n^*}{C_1 - |\vec{v}_p| n^*} = \int dz$$

$$- \frac{D}{|\vec{v}_p|} \ln(C_1 - |\vec{v}_p| n^*) = z + C_2$$

ce qu'on peut mettre sous la forme :

$$n^* = A + B e^{-\frac{|\vec{v}_p|}{D} z} \quad \text{avec A et B constantes}$$

on obtient une longueur caractéristique

$$\lambda = \frac{D}{|\vec{v}_p|}$$

En $z=0$, il n'y a pas de flux total puisque le sol est imperméable.

$$\text{donc } j(z=0) = 0 \rightarrow \frac{D B}{\lambda} (A + B) = 0 \rightarrow A = 0$$

$$\text{d'où } n^*(z) = n_0^* e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad \text{compte-tenu de } n_0^* \text{ en } z=0$$

$$\text{III A 2 b) } \lambda = \frac{D}{|\vec{v}_p|} = \frac{k_B T}{6 \pi \eta r |\vec{v}_p|}$$

$$\text{d'où } n^*(z) = n_0^* e^{-\frac{6 \pi \eta r |\vec{v}_p|}{k_B T} z}$$

Sachant que $-6 \pi \eta r |\vec{v}_p|$ est la force de traînée, qui elle est constante en régime stationnaire puisque $v = v_p$
 l'énergie potentielle associée est telle que
 $dE_p = -\delta W = -(-6 \pi \eta r |\vec{v}_p|) dz$

$$\text{d'où } E_p = 6 \pi \eta r |\vec{v}_p| z = (m - m_{\text{eau déplacé}}) g z$$

$$\text{on a bien } n^*(z) = n_0^* e^{-\frac{E_p}{k_B T}}$$

$$\text{où } E_p \text{ est l'énergie potentielle de la force de traînée en régime stationnaire ou des poids apparent}$$

$$\text{III A 2 c) } \begin{array}{|c|c|c|c|} \hline r & 1 \mu\text{m} & 0,1 \mu\text{m} & 0,01 \mu\text{m} \\ \hline \lambda & 8 \times 10^{-2} \mu\text{m} & 80 \mu\text{m} & 8 \text{ cm} \\ \hline \end{array}$$

$$\text{Pour } r = 1 \mu\text{m} \quad \lambda = \frac{k_B T}{6 \pi \eta r |\vec{v}_p|} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \times 300}{6 \pi \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-6} \times 10^{-6} \times 3,6 \times 10^{-6}}$$

(on reprend la valeur de $|\vec{v}_p|$ calculée en II B)
 $\lambda = 0,08 \mu\text{m}$
 Quand le rayon est divisé par 10, $|\vec{v}_p|$ est divisé par 100 ; il y a donc un facteur 1000 qd
 $\lambda = 0,1 \mu\text{m}$ puis $0,01 \mu\text{m}$.

III A2c) n^* décroît exponentiellement avec z en diminuant donc avec l'altitude.
 n^* $\searrow$ d'autant + que λ est petit
 Sachant que la hauteur $H = 2m$, on peut dire qu'en haut des 2m, dans les 3 cas, il n'y a quasi plus de particules.
 Il y a bien eu sédimentation. Il faut donc la prendre en compte.

III B1) a) $x \equiv \frac{\text{volume propre des particules}}{\text{volume total d'eau boueuse}}$

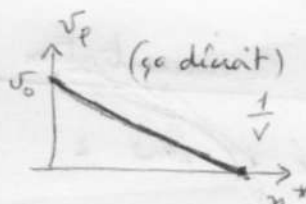
On $n^* = \frac{\text{nb particules solides}}{\text{volume total d'eau boueuse}}$

Sachant que $\text{nb particules} \times V = \text{volume propre particules}$, on obtient $x = n^* V$

Enoncé: $v_p = v_0 (1-x)^n \Rightarrow \left(\frac{v_p}{v_0}\right)^{\frac{1}{n}} = 1-x$

d'où $1 - \left(\frac{v_p}{v_0}\right)^{\frac{1}{n}} = n^* V$

càd $v_p = v_0 (1 - n^* V)^n$ ($n^* V < 1$)



III B1 b) v_0 est la vitesse limite à densité nulle (ou très faible) (ou très élevée)

$v_p \searrow$ si $n^* \nearrow$ à cause de la gêne créée par la très forte concentration des particules environnantes.

II B2) $\vec{j} = \vec{j}_c = +n^* \vec{v}_p$
 $-j(z,t) \vec{u}_z = -n^* |v_p| \vec{u}_z \rightarrow j(z,t) = n^* |v_p|$

$j(z,t) = n^*_{(z,t)} v_0 (1-x)^n = n^*_{(z,t)} v_0 (1 - n^*_{(z,t)} V)^n$

on reconnaît la fonction $y(1-y)^{5,1}$ à un facteur près: $j(z,t) = \frac{v_0}{V} (n^* V) (1 - n^* V)^{5,1}$

le max de $n^* V (1 - n^* V)^{5,1}$ est égal à 0,065

on $j_{\max} = \frac{v_0}{V} \times 0,065$

enti on $\frac{f(y)}{y} = (1-y)^n = \frac{v_p}{v_0}$ (OK)

III B3 a) (1) tangente: $n^* = 0$
 (3) gauche: $n^* = 0,8$ à $t+dt$

$z_0 + dz$	n_+	$v_F dt \downarrow$	$z_0 + dz$
z_0		$v_F dt \downarrow$	z_0
$z_0 - dz$	n_-	$v_F dt \downarrow$	$z_0 - dz$

Pdt d'él entre $j(n_+) S dt$ en $z_0 + dz$
 soit $j(n_-) S dt$ en $z_0 - dz$

La variation $dN = n_+^* S (dz + v_F dt) + n_-^* S (-dz - v_F dt) - n_+ S dz - n_- S dz$

soit $dN = (n_+^* - n_-^*) S v_F dt$

Bilan: $dN = \text{entrée} - \text{sortie} = (j(n_+) - j(n_-)) S dt$

$\rightarrow (n_+^* - n_-^*) |v_F| = j(n_+) - j(n_-)$

$\rightarrow |v_F| = \frac{j(n_+) - j(n_-)}{n_+^* - n_-^*}$ (avec $|v_F|$ compte vers le bas)

comme $\vec{u}_z$ est vers le haut, cela donne

$\vec{v}_F = -|v_F| \vec{u}_z = - \frac{j(n_+) - j(n_-)}{n_+^* - n_-^*} \vec{u}_z$ (OK)

On pourrait aussi dire uniquement par la zone n_+ entre t et $t+dt$

$j(n_+) S dt = v_F n_+^* dt \Rightarrow j(n_+) = n_+^* |v_F|$

$j(n_-) S dt = v_F n_-^* dt \Rightarrow j(n_-) = n_-^* |v_F|$

d'où la différence $j(n_+) - j(n_-) = (n_+^* - n_-^*) |v_F|$

III B3c) $n_+^* = 0$ en (1) $\Rightarrow y = 0 \Rightarrow f(y) = 0$
 $x = 0,1$ (c'est la y_2 de la caute)

on dit par $y_2 = 0,1$ $f(y) = 0,058$

donc $j_- = \frac{v_0}{V} \times 0,058$

d'où $\vec{v}_{12} = - \frac{0 - \frac{v_0}{V} \times 0,058}{0 - \frac{0,1}{V}} \vec{u}_z = -0,058 v_0 \vec{u}_z$

Pour (2/3) $y_2 = 0,1$ $y_3 = 0,8$ d'après III B3a

donc $f(y_1) = 0,058$ $f(y_3) = 0$

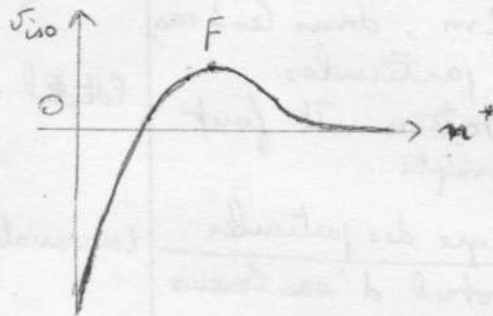
soit $j_+ = \frac{v_0}{V} \times 0,058$ $j_- = 0$

d'où $\vec{v}_{23} = - \frac{\frac{v_0}{V} \times 0,058 - 0}{\frac{0,1}{V} - \frac{0,8}{V}} \vec{u}_z = \frac{0,058 v_0}{0,7} \vec{u}_z$

$\vec{v}_{23} = 0,083 v_0 \vec{u}_z$ la frontière restante (normal)

III B4a) De $\vec{J}_F = - \frac{j(n^*) - j(n^*)}{n^* - n^*} \vec{u}_z$ on déduit $\boxed{\vec{J}_{iso} = - \frac{dj}{dn^*} \vec{u}_z}$

Comme $j = \frac{J_0}{V} f(y)$ avec $y = n^* V (=x)$ on déduit l'allure de $\vec{J}_{iso}$
C'est celle de $-f'(y)$



III B4b) si Vn^* varie linéairement de 0 à 0,8

A faible densité $n^* \vec{J}_{iso} < 0$ (normal que $\vec{J}_{iso}$ soit vers le bas (- $\vec{u}_z$)
Ces vitesses deviennent de + en + faibles en norme pour
devenir positives, le front remonte alors vers le haut
D'après la courbe $\vec{J}_{iso}(n^*)$ on voit que n^* varie
beaucoup pour un $\hat{m} \vec{J}_{iso}$ lors de la tangente horizontale
au point F

En F un front où la concentration varie brutalement se forme

