CONCOURS BLANC PHYSIQUE – 11/05/26 – 1h30 - CORRECTION
LES CHEVEUX DE PÉLÉ *D'après Concours Agro-Véto BCPST 2026*

I. Solidification des cheveux de Pélé

I.A. Étape de refroidissement

Q 1. Flux thermique ϕ algébriquement reçu par le cylindre, <u>d'après la loi de Newton</u> : 1

$\phi = h \cdot S_{tot} \cdot (T_a - T)$ avec les notations de l'énoncé. 1

Q 2. # Aire de la surface latérale du cylindre : $S_{lat} = 2\pi RL$ 1

Aire de la surface de la section droite du cylindre : $S = \pi R^2$ 1

Rapport entre l'aire de la surface latérale S_{lat} et l'aire de la section droite du cylindre S :

$\frac{S_{lat}}{S} = \frac{2\pi RL}{\pi R^2} \quad \Rightarrow \quad \frac{S_{lat}}{S} = \frac{2L}{R}$ 1

AN□: $\frac{S_{lat}}{S} = \frac{2\times 1\cdot 10^{-2}}{0{,}56\cdot 10^{-3}} \quad \Rightarrow \quad \frac{S_{lat}}{S} = 36$ 1

Or, on peut écrire la surface totale du cylindre : $S_{tot} = S_{lat} + 2S$ 1

On a montré : $S_{lat} > 10 \times 2S$, 1

alors $S_{lat} + 2S \simeq S_{lat}$ 1

Le résultat établi à la question précédente devient :

$$\phi \simeq h \cdot S_{lat} \cdot (T_a - T) \simeq h \cdot 2\pi \cdot R \cdot L \cdot (T_a - T)$$ 1

Q 3. Système : { cylindre de lave liquide de volume V_0 } 1

On suppose la pression atmosphérique constante au cours de la transformation étudiée. 1

On applique <u>le premier principe de la thermodynamique</u> à ce système <u>fermé</u> subissant une transformation infinitésimale (entre deux instants proches t et $t + dt$) , <u>monobare</u> (puisque en contact avec l'atmosphère) entre deux états d'équilibre mécanique avec l'extérieur : 3

$dH + dE_m = \delta W' + \delta Q$ 1

avec : ▪ dH : variation élémentaire d'enthalpie du système (*)

Le système en phase condensée subit une variation de température : $dH = \rho \cdot V_0 \cdot c \cdot dT$ 2

▪ dE_m : variation élémentaire d'énergie mécanique du système ; (*)

faute d'information relative à cette grandeur, on suppose le système macroscopiquement au repos : $dE_m = 0$ 2

▪ $\delta W'$: travail utile algébriquement reçu par le système ; (*)

aucun travail autre que celui des forces pressantes ici : $\delta W' = 0$ 2

▪ δQ : énergie thermique algébriquement reçue par le système : (*)

par définition du flux thermique reçu : $\delta Q = \phi \cdot dt$ 2

(*) définition des termes en français 2

RMQ : l'étude peut être faite entièrement avec le 1er principe de la thermodynamique pour un système fermé subissant une transformation élémentaire quelconque : $dU + dE_m = \delta W + \delta Q$

avec δW le travail algébriquement reçu par le système au cours de la transformation

tel que $\delta W = -P_{ext} \cdot dV$ car seules forces pressantes s'exercent sur le système et $\delta W = 0$ car le système en phase condensée subit une transformation isochore.

Le bilan devient : $\rho \cdot V_0 \cdot c \cdot dT = \phi \cdot dt$

Le système est supposé cylindrique de rayon R et longueur L donc de volume : $V_0 = \pi \cdot R^2 \cdot L$ 1

Et d'après l'expression de ϕ établie à la question précédente :

$\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot L \cdot c \cdot dT = h \cdot 2\pi \cdot R \cdot L \cdot (T_a - T) \cdot dt$ *Calculs explicités :*

$\Rightarrow \quad \frac{\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot L \cdot c}{h \cdot 2\pi \cdot R \cdot L} \cdot \frac{dT}{dt} = T_a - T$ 2

$\Rightarrow \quad \frac{\rho \cdot R \cdot c}{h \cdot 2} \cdot \frac{dT}{dt} + T = T_a$ <u>on obtient bien l'équation différentielle cherchée sur la température du système</u>. 1 (phrase)

Q 4. On identifie le temps caractéristique de l'évolution par analyse dimensionnelle de l'équation différentielle : 1

$\tau = \frac{\rho R c}{2h}$ 1

AN : $\tau = \frac{2{,}3 \cdot 10^3 \times 0{,}56 \cdot 10^{-3} \times 1{,}5 \cdot 10^3}{2 \times 100} \quad \Rightarrow \quad \tau = 9{,}7 s$ 1

Q 5. On a obtenu <u>une équation différentielle</u> linéaire, du premier ordre, à coefficients constants, avec second membre.

Les solutions sont de la forme : $T(t) = T_h(t) + T_p(t)$ 1

avec T_h : solution de l'équation homogène

et T_p : solution particulière de l'équation complète, 1

$T_h(t) = A \cdot \exp(-t/\tau)$, avec A une constante 1

T_p est de la même forme que le second membre, donc constante ici : 1

$T_p = T_a$ 1

Ainsi : $T(t) = A \cdot \exp(-t/\tau) + T_a$

On détermine la constante A grâce à la condition initiale :

$T(t = 0) = T_i$

Or $T(t = 0) = A + T_a$ 3

Par identification de ces deux expressions : $A = T_i - T_a$

La température du système s'écrit : $T(t) = (T_i - T_a) \cdot \exp(-t/\tau) + T_a$ 1

Q 6. La durée de refroidissement t_1 nécessaire pour passer de la température T_i jusqu'à la température T_s est telle que : $T(t_1) = T_s$. 1

Or, d'après la question précédente : $T(t_1) = (T_i - T_a) \cdot \exp(-t_1/\tau) + T_a$ 1

$\Rightarrow \quad (T_i - T_a) \cdot \exp(-t_1/\tau) + T_a = T_s \quad \Rightarrow \quad \exp(-t_1/\tau) = \frac{T_s - T_a}{T_i - T_a}$ *Calculs explicités : 1*

$\Rightarrow \quad t_1 = -\tau \cdot \ln\left(\frac{T_s - T_a}{T_i - T_a}\right) = \tau \cdot \ln\left(\frac{T_i - T_a}{T_s - T_a}\right)$ *Une des 2 expressions :* 1

AN : $t_i = 9{,}7 \times \ln\left(\frac{1450 - 40}{700 - 40}\right) \quad \Rightarrow \quad t_i = 7{,}4 s$ 1

TOT I.A. **47**

I.B. Étape de changement d'état

Q 7. Système : { cylindre de lave liquide de volume V_0 }

On applique à nouveau le <u>premier principe de la thermodynamique</u> à ce système <u>fermé</u> subissant une transformation finie (solidification totale) de durée t_2, <u>monobare</u> (puisque en contact avec l'atmosphère) entre deux états d'équilibre mécanique avec l'extérieur : 3

$\Delta H + \Delta E_m = W' + Q$ 1

Les notations sont analogues à celles précédemment définies, mais au cours d'une transformation finie. 1

avec : ▪ le système en phase condensée subissant une solidification totale : $\Delta H = \rho \cdot V_0 \cdot (-\ell_{fus})$ 2

▪ on suppose a nouveau : $\Delta E_m = 0$ 1

▪ de même que précédemment : $W' = 0$ 1

▪ le flux thermique reçu étant maintenu : $Q = \phi \cdot t_2$ 1

Le bilan devient : $\rho \cdot V_0 \cdot (-\ell_{fus}) = \phi \cdot t_2$

Avec les expressions précédemment établies de V_0 et ϕ :

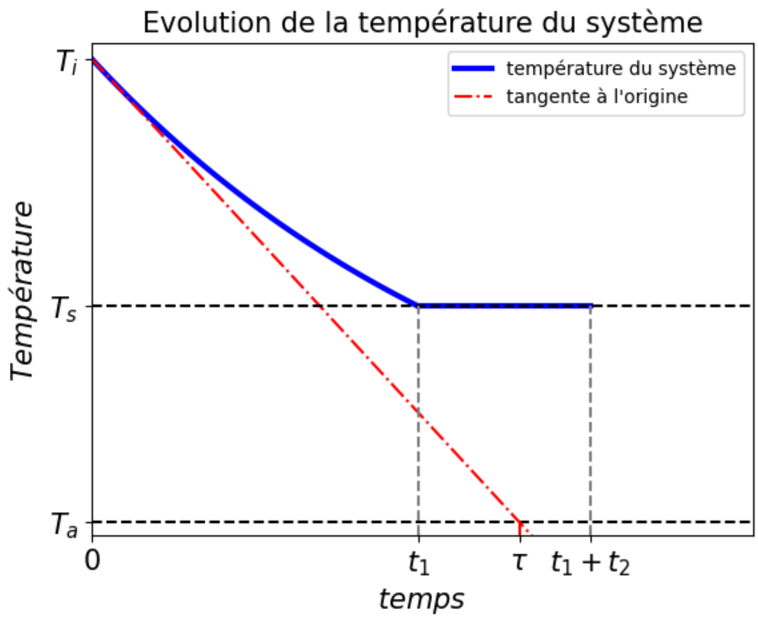
$\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot L \cdot (-\ell_{fus}) = h \cdot 2\pi \cdot R \cdot L \cdot (T_a - T_s) \cdot t_2$

Calculs explicités : 2

$\Rightarrow \quad t_2 = \frac{\rho \cdot R \cdot \ell_{fus}}{2 \cdot h \cdot (T_s - T_a)}$ 1

AN□: $\quad t_2 = \frac{2{,}3 \cdot 10^3 \times 0{,}56 \cdot 10^{-3} \times 4{,}0 \cdot 10^5}{2 \cdot 100 \cdot (700 - 40)} \quad \Rightarrow \quad t_2 = 3{,}9 s$ 1

Q 8. Allure de la température T en fonction du temps t dans l'intervalle $[0; t_{tot}]$.



Axes légendés : 1

abscisses : 0, t1, tau, t2 : 1

ordonnées : Ta, Ts, Ti : 1

tangente initiale lien avec tau : 1

allure de la courbe : 2

TOT I.B. **20**

I.C. Résultats et discussion sur le modèle

Q 9. D_{th} s'exprime en $m^2 \cdot s^{-1}$, 1

La longueur est sur laquelle l'énergie thermique a diffusé pour atteindre le cendre du cylindre est le rayon du cylindre : R 1

Pour obtenir une formule homogène, on peut écrire : $\tau_{diff} = \frac{R^2}{D_{th}}$ 1

AN : $\tau_{diff} = \frac{(0{,}56 \cdot 10^{-3})^2}{3 \cdot 10^{-6}} \quad \Rightarrow \quad \tau_{diff} = 0{,}10 s$ 1

Conclusion : $\tau_{diff} < \frac{\tau}{10}$: on peut donc négliger le temps caractéristique de diffusion devant le temps caractéristique du refroidissement du système, 2

ce qui valide l'hypothèse d'une température homogène du système au cours de cette étude. 1

Q 10. Dans cette partie, plusieurs hypothèses ont été réalisées, qu'il convient de discuter.

* On a supposé deux transformations successives : refroidissement de la lave puis changement d'état : si le système est homogène en température (comme discuté ci-avant), l'étude des deux transformations successives est vraisemblable.
* On suppose la géométrie cylindrique du système : il est indiqué en introduction du sujet que cette géométrie dépend en réalité de la viscosité de la lave et du vent, il y a ici une approximation simplificatrice discutable.
* le flux thermique a été calculé en négligeant les surfaces des bases du cylindre
* les flux thermiques considérés sont uniquement de nature conducto-convective, compte tenu de la température initiale du système, un flux thermique par rayonnement pourrait également être considéré.
* lors du bilan thermique, le système a été considéré macroscopiquement au repos ce qui semble être une approximation très discutable puisque le système est éjecté lors de cette transformation !
* différentes grandeurs sont considérées constantes lors de cette étude, ce qui est discutable :
  - la température de l'air, fixée à 40°C, est sans doute variable selon que le système est très proche ou plus éloigné du lieu de l'éruption.
  - La masse volumique ainsi que la capacité thermique massique de la lave ont été considérées constantes, mais elles dépendent de la température qui varie fortement au cours de cette transformation

2 points par idée pertinente explicitée,

max : 4

TOT I.C. **11**

TOT I. **78**

II. Mécanique : transport des cheveux de Pélé

II.A. Vent et frottements négligés

Q 11. Système={cylindre de lave indéformable modélisé par un point matériel M}
Référentiel terrestre supposé galiléen
Repère cartésien $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y)$ (vecteurs unitaires portés par les axes définis dans l'énoncé). 1
L'origine des temps est prise au moment de l'éjection du système.

(D'après l'énoncé, les forces de frottement sont négligées.)

Le système est donc soumis uniquement à son poids $\vec{P}$=$m \cdot \vec{g}$=-$m \cdot g \cdot \vec{u}_y$ 2

D'après le principe fondamental de la dynamique (PFD), pour un système fermé étudié dans un référentiel galiléen : 1 *(attribué si cond° précisées)*

$$m \cdot \vec{a} = \sum \vec{F}_{ext} \Leftrightarrow m \cdot \vec{a} = \vec{P} \Leftrightarrow m \cdot \vec{a} = -m \cdot g \cdot \vec{u}_y$$

$$\vec{a} = -g \cdot \vec{u}_y$$ 1

(Le vecteur accélération du système est un vecteur constant.)

Par définition, l'accélération est la dérivée seconde de la position :

$$\vec{a} = \frac{d^2\overrightarrow{OM}}{dt^2} = \ddot{x} \cdot \vec{u}_x + \ddot{y} \cdot \vec{u}_y$$ 1

On obtient donc les deux équations différentielles vérifiées par les coordonnées $x(t)$ et $y(t)$: 2

$$\ddot{x} = 0 \; et \; \ddot{y} = -g$$

Pour obtenir les équations horaires x(t) et y(t), on intègre deux fois entre 0 et t.

Première intégration : 1

$$\vec{v}\begin{cases} \dot{x} = C_1 \\ \dot{y} = -g \cdot t + C_2 \\ C_1 \, et \, C_2 \, deux \, ctes \, d'intégration \end{cases} \quad \text{Pour} \quad t=0, \quad \vec{v}_0 \begin{cases} v_{0,x} = v_0 \cos\alpha \\ v_{0,y} = v_0 \sin\alpha \end{cases}$$ 1 + 1

$$\Rightarrow \vec{v}\begin{cases} \dot{x} = v_0 \cos\alpha \\ \dot{y}(t) = -g \cdot t + v_0 \sin\alpha \end{cases} \quad \text{En notant } \left\|\vec{v}_0\right\| = v_0$$ 1

Deuxième intégration :

$$\overrightarrow{OM}\begin{cases} x = v_0 \cos\alpha \cdot t + C_3 \\ y = -\frac{1}{2} g \cdot t^2 + v_0 \sin\alpha \cdot t + C_4 \\ C_3 \, et \, C_4 \, deux \, ctes \, d'intégration \end{cases} \quad \text{Pour } t=0, \overrightarrow{OM}_0 \begin{cases} x(t=0) = 0 \\ y(t=0) = 0 \end{cases}$$ 1 + 1

$$\Rightarrow \overrightarrow{OM}\begin{cases} x(t) = v_0 \cos\alpha \cdot t \, (I) \\ y(t) = -\frac{1}{2} g \cdot t^2 + v_0 \sin\alpha \cdot t \, (II) \end{cases}$$ 1

Q11 15

Q 12. On cherche à établir l'équation de trajectoire sous la forme $y(x)$. A partir de l'expression (I), on exprime le temps : $t = \frac{x}{v_0 \cos\alpha}$. On injecte dans (II), on obtient : 2

$$y(x) = -\frac{1}{2} g \cdot \left(\frac{x}{v_0 \cos\alpha}\right)^2 + v_0 \sin\alpha \cdot \frac{x}{v_0 \cos\alpha} \Leftrightarrow y(x) = -\frac{1}{2} g \cdot \left(\frac{x}{v_0 \cos\alpha}\right)^2 + \tan\alpha \cdot x \, (III)$$

Q12 2

Q 13. D’après l’énoncé, la portée du tir D est la distance horizontale parcourue par le cylindre depuis son point de départ jusqu’au point où il retrouve son altitude initiale : 1

$$D=x_D-x_0 \text{ or } x_0=0 \Longrightarrow D=x_D$$

On cherche alors x_D tel que $y(x_D)=0$. 1

D’après la l’expression (III) :

$$y(x_D)=0=-\frac{1}{2}g\cdot\left(\frac{x_D}{v_0\cos\alpha}\right)^2+\tan\alpha\cdot x_D \Leftrightarrow x_D\left(-\frac{1}{2}g\cdot\frac{x_D}{v_0^2\cos^2\alpha}+\tan\alpha\right)=0$$ 1

Cette équation <u>admet deux solutions</u> : $x_D=0 \; ou \; -\frac{1}{2}g\cdot\frac{x_D}{v_0^2\cos^2\alpha}+\tan\alpha=0$ 1

<u>On rejette la solution</u> $x_D=0$, qui correspond au lieu d’éjection. 1

$$\frac{1}{2}g\cdot\frac{x_D}{v_0^2\cos^2\alpha}=\tan\alpha \Leftrightarrow \frac{1}{2}g\cdot\frac{x_D}{v_0^2\cos^2\alpha}=\frac{\sin\alpha}{\cos\alpha} \Leftrightarrow x_D=\frac{2v_0^2\cos\alpha\sin\alpha}{g}$$ 1

$$\Leftrightarrow x_D=\frac{v_0^2\sin2\alpha}{g}$$ 1

La portée D est <u>maximale</u> lorsque $\sin(2\alpha)$ atteint sa valeur maximale, <u>égale à</u> 1. On a alors $2\cdot\alpha=\frac{\pi}{2}$, soit $\alpha=\frac{\pi}{4}$. 2

A.N : $x_D=\frac{10^2\times1}{10}$ soit $x_D=10m$. 1

Cette distance est a priori <u>trop faible</u> pour représenter un risque sanitaire <u>significatif</u>. 1

Q13 **11**

Q 14. D’après l’énoncé, le temps de vol est la durée mise par le cylindre pour parvenir au point de même altitude que celle de départ.

$$\tau_{vol}=t_{vol}-t_0 \text{ où } t_0=0 \Longrightarrow \tau_{vol}=t_{vol}$$

où t_vol est l’instant pour lequel le système retrouve son altitude de départ.

On cherche alors τ_{vol} tel que $x(\tau_{vol})=x_D=\frac{v_0^2\sin2\alpha}{g}\;(IV)$ 1 + 1

En égalisant l’expression (I) et (IV), on obtient 1

$$\frac{v_0^2\sin2\alpha}{g}=v_0\cos\alpha\cdot\tau_{vol} \Leftrightarrow \quad \tau_{vol}=\frac{2v_0\sin\alpha}{g}$$ 1

A.N : $\tau_{vol}=\frac{2\times10\times\sin(\pi/4)}{10}=2\times\frac{\sqrt{2}}{2}=\sqrt{2}$ soit $\tau_{vol}\approx1{,}4s$ 1

1

Le temps de vol $(\tau_{vol}\approx1{,}4s)$ est inférieur aux temps de refroidissement ($t_1\approx9{,}7$ s) et de solidification ($t_2\approx3{,}9$ s), mais reste du même ordre de grandeur que ces derniers. 1

L'hypothèse de départ supposant le cylindre solidifié semble très discutable dans cette géométrie.

Deuxième méthode :

D'après l'équation (II) : $y(\tau_{vol}) = 0 = -\frac{1}{2}g \cdot \tau_{vol}{}^2 + v_0 \sin\alpha \cdot \tau_{vol}$

$\Longrightarrow \tau_{vol}\left(-\frac{1}{2}g \cdot \tau_{vol} + v_0 \sin\alpha\right) = 0$ l'équation admet 2 solutions : $\tau_{vol} = 0$ et $-\frac{1}{2}g \cdot \tau_{vol} + v_0 \sin\alpha = 0$

$\tau_{vol} = 0$, non acceptable car il correspond à l'instant d'éjection.

Alors $\boxed{\tau_{vol} = \frac{2v_0 \sin\alpha}{g}}$

Q14 **7**

TOT II.A. **35**

II.B. En présence de vent

Q 15. ligne 8 : $y_{new} = y + v_y * dt$

ligne 10 : $v_{new} = v_y + dt * \left(-g - k * v_y * np.\sqrt{\left((v_x - u)**2 + v_y**2\right)}\right)$ — 2

Q15 **2**

Q 16. La boucle permet de réitérer le calcul tant que la condition n'est pas satisfaite donc jusqu'à ce que y devienne négatif. — 1

Ce choix de condition n'est toutefois pas pertinent si l'on souhaite déterminer la distance à laquelle la lave atteint le sol, compte tenu du fait que les flancs du volcan ne sont pas horizontaux. — 1

Q16 **2**

Q 17. Les trajectoires du document 2 ont d'abord une allure balistique : le projectile monte légèrement puis redescend. Ensuite, elles tendent vers des droites de pentes négatives. — 2

Lorsque la vitesse du vent augmente, l'altitude maximale diminue tandis que la portée augmente. — 2

D'après l'énoncé, la masse du cylindre modélisant les « cheveux de Pélé » est très faible. Ainsi, la force exercée par le déplacement de l'air (force d'entraînement liée au vent) peut facilement l'entraîner et permettre son transport sur plusieurs kilomètres. — 1

La dispersion sur de grandes surfaces s'explique par le fait que les cheveux sont éjectés avec des angles et des vitesses initiales différents, et que le vent n'est pas uniforme : sa direction et sa vitesse varient dans l'espace et dans le temps. — 2

Q17 **7**

Q 18. Sur la figure 2, lorsque, $t \to +\infty$, on observe des trajectoires rectilignes avec des points régulièrement espacés : il s'agit donc d'un mouvement rectiligne uniforme, la vitesse tend donc vers une valeur limite, constante. — 1

On a donc :

$$\begin{cases} \dfrac{dv_x}{dt} = 0 \\ \dfrac{dv_y}{dt} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} 0\text{=-}k \cdot \left\|\vec{v}_\infty\text{-}\vec{u}\right\| \cdot \left(v_{x,\infty}\text{-}u\right) & (V) \\ 0\text{=-}g\text{-}k \cdot \left\|\vec{v}_\infty\text{-}\vec{u}\right\| \cdot v_{y,\infty} & (VI) \end{cases}$$ 1

avec $\vec{v}\text{-}\vec{u} = v_x \cdot \vec{u}_x + v_y \cdot \vec{u}_y\text{-}u \cdot \vec{u}_x \quad \Leftrightarrow \quad \vec{v}\text{-}\vec{u}=(v_x\text{-}u) \cdot \vec{u}_x + v_y \cdot \vec{u}_y$

d'où $\left\|\vec{v}\text{-}\vec{u}\right\|=\sqrt{(v_x\text{-}u)^2+v_y^2}$ 2

pour $t \to +\infty$, $\left\|\vec{v}_\infty\text{-}\vec{u}\right\|=\sqrt{\left(v_{x,\infty}\text{-}u\right)^2+v_{y,\infty}^2} \neq 0 (VII)$

L'équation (V) impose alors : $v_{x,\infty}=u (VIII)$ 1

En remplaçant dans (VII), on obtient : $\left\|\vec{v}_\infty\text{-}\vec{u}\right\|=|v_{y,\infty}|$

En reportant dans (VI) : $g\text{=-}k \cdot \left|v_{y,\infty}\right| \cdot v_{y,\infty} \Leftrightarrow \left|v_{y,\infty}\right| \cdot v_{y,\infty} = \text{-}\frac{g}{k} < 0$

Le <u>membre de droite étant négatif</u>, on en déduit que $v_{y,\infty} < 0$, ce qui est cohérent puisque la <u>vitesse verticale est dirigée vers le bas</u> (sens opposé à l'axe Oy). 3

On obtient finalement : $v_{y,\infty}\text{=-}\sqrt{\frac{g}{k}}$

On peut qualifier le régime de <u>permanent</u>. 1

Q18 **9**

Q 19. On cherche à déterminer l'expression de la pente de la trajectoire quant t devient suffisamment grand : c'est la pente de la tangente à la courbe en régime permanent.

La vitesse étant tangente à la trajectoire en tout point, elle est notamment tangente à la courbe en régime permanent 1

et la pente cherchée est : $a_\infty = \frac{v_{y,\infty}}{v_{x,\infty}} \quad \Rightarrow \quad a_\infty\text{=-}\sqrt{\frac{g}{k}} \cdot \frac{1}{u}$ 1 + 1

Autre méthode :

On cherche à déterminer l'expression de la <u>trajectoire en régime permanent</u>. Par définition, <u>la vitesse est la dérivée temporelle du vecteur position</u>. Pour obtenir les coordonnées $x_\infty(t)$ et $y_\infty(t)$, il suffit d'intégrer une fois les coordonnées de la vitesse, en prenant comme <u>origine des temps l'instant de début du régime permanent</u>.

On obtient donc :

$$\begin{cases} x_\infty(t) = u \cdot t + C_1 & (IX) \\ y_\infty(t) = \text{-}\sqrt{\dfrac{g}{k}} \cdot t + C_2 & (X) \end{cases}$$

D'après l'équation (IX), on a $t=\frac{x_\infty\text{-}C_1}{u}$.

En injectant dans l'équation (X), on obtient :

$$y_\infty(x_\infty) = -\sqrt{\frac{g}{k}} \cdot \frac{x_\infty - C_1}{u} + C_2 \quad soit \quad y_\infty(x_\infty) = -\sqrt{\frac{g}{k}} \cdot \frac{1}{u} x_\infty + \sqrt{\frac{g}{k}} \frac{C_1}{u} + C_2$$

Il s'agit une fonction affine de la forme $y_\infty = a_\infty \cdot x_\infty + b_\infty$

avec le coefficient directeur $a_\infty = -\sqrt{\frac{g}{k}} \cdot \frac{1}{u}$ qui est la pente de la trajectoire lorsque t devient grand.

Q19 3

Q 20. Pour déterminer la pente moyenne, on modélise sur la figure 3 du document 3 la ligne de crête par une droite décroissante. 1

On choisit deux points de cette droite : A(0 ; 2,5) et B(11,8 ; 0). 1

La pente moyenne vaut : $a_{moy} = \frac{y_B - y_A}{x_B - x_A}$ 1

A.N : $a_{moy} = \frac{0-2,5}{11,8-0}$ soit $a_{moy} \approx -0,21$ 1

Pour qu'un cheveu de Pélé soit transporté sur de grandes distances, il faut que la pente de la trajectoire soit plus faible en valeur absolue que la pente du flanc du volcan, c'est-à-dire : $|a_\infty| < |a_{moy}|$ 1

Donc la condition devient : $\sqrt{\frac{g}{k}} \cdot \frac{1}{u} < 0,21 \Leftrightarrow u > \frac{1}{0,21}\sqrt{\frac{g}{k}}$ 1

Soit : $u > \sqrt{\frac{10}{1}} \cdot \frac{1}{0,21}$ soit $u > 15 m \cdot s^{-1}$ 1

Q20 7

TOT II.B. 30

TOT II 65