Corrigé

Concours commun Mines-Ponts-Télécom

SECONDE EPREUVE DE PHYSIQUE - FILIERE MP

Document rédigé par Paul Roux, Saint-Etienne (paul.roux@prepas.org)

SECOUSSES

Première partie : Secousses en Mécanique

☐ 1 - L'analyse dimensionnelle permet d'identifier $m\ \alpha\ t$ à une force donc $\alpha\ t$ à une accélération ; $\boxed{\alpha \text{ se mesure en m.s}^{-3}}$; c'est une secousse.

☐ 2 - La vitesse de glissement demandée s'écrit $\mathbf{u}_g = \mathbf{v}_{\text{assiette}} - \mathbf{v}_{\text{nappe}}$ donc en projection sur $\mathbf{i}$, $\boxed{u_g = v_{\text{assiette}} - v_{\text{nappe}} < 0 \text{ lorsque } t > 0}$ puisque l'assiette glisse sur la nappe. Par contre, à l'instant $t = 0^+$, les vitesses restent égales à leur valeur à $t = 0^-$ soit zéro puisque les forces exercées sur la nappe et l'assiette sont finies : $v(t=0^+) - v(t=0^-) = \int_{t=0^-}^{t=0^+} a\ dt = 0$. On peut donc écrire $\boxed{u_g = v_{\text{assiette}} - v_{\text{nappe}} = 0 \text{ lorsque } t = 0^+}$.

☐ 3 - Ecrivons dans R_g le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'assiette, en projection sur $\mathbf{i}$; compte tenu du sens de la vitesse de glissement et la force normale d'appui ayant pour valeur $N = M\ g$ (en l'absence de mouvement vertical de l'assiette), on peut écrire $\boxed{M\frac{d^2x_a}{dt^2} = fMg}$ et l'accélération demandée est constante et vaut $f\ g$. On en déduit immédiatement $\boxed{x_a = \frac{gft^2}{2}}$, compte tenu des conditions initiales $x_a(0) = 0$ et $\dot{x}_a(t) = 0$.

☐ 4 - De même, on écrit l'équation du mouvement du centre de la nappe, sans glissement sur la table et compte tenu du principe des actions réciproques : $m\frac{d^2x_n}{dt^2} = -fMg + m\alpha t$ qui s'intègre successivement en $\frac{dx_n}{dt} = -f\frac{M}{m}gt + \frac{\alpha t^2}{2}$ et $\boxed{x_n = -\frac{fMg}{2m}t^2 + \frac{\alpha}{6}t^3}$.

☐ 5 - La durée du contact correspond au passage de $x_n - x_a$ de la valeur zéro à $R - r$; on aura donc $\boxed{x_n(\tau) - x_a(\tau) = R - r = -\frac{fg}{2}\left(\frac{M}{m} - 1\right)\tau^2 + \frac{\alpha}{6}\tau^3}$. Cependant, comme le déplacement de l'assiette est négligeable, on peut écrire $\boxed{-\frac{fMg}{2m}\tau^2 + \frac{\alpha}{6}\tau^3 >> \frac{fg}{2}\tau^2}$ soit $\boxed{\alpha = \frac{6(R-r)}{\tau^3}}$ ou, numériquement, $\boxed{\alpha = 1200 \text{ m.s}^{-3}}$. En fin d'expérience, la force à développer est $m\ \alpha\ \tau = 600$N soit la force égale au poids d'une masse de 600kg ; $\boxed{\text{un enfant ne peut y arriver}}$, et un adulte sans doute pas pendant très longtemps.

□ 6 - Les équations du mouvement s'écrivent, pour la nappe $\boxed{-T + m\alpha t = m\dfrac{d^2x_n}{dt^2}}$ et pour l'assiette $\boxed{T = M\dfrac{d^2x_a}{dt^2}}$. L'élimination de T entre ces équations (avec $x_n = x_a$) montre que $m\alpha t = (m+M)\dfrac{d^2x_n}{dt^2}$ d'où on déduit $T = \dfrac{mM}{M+m}\alpha t$ et la durée de cette première phase est égale au temps t_1 au bout duquel $T = fMg$; on a donc $\boxed{t_1 = \dfrac{M+m}{\alpha m}fg}$. Tant que $t < t_1$, on peut écrire $\dfrac{d^2x_a}{dt^2} = \dfrac{m}{m+M}\alpha t$, $\dfrac{dx_a}{dt} = \dfrac{m}{m+M}\dfrac{\alpha t^2}{2}$ et $x_a = \dfrac{m}{m+M}\dfrac{\alpha t^3}{6}$ d'où on tire par substitution $\boxed{\left(\dfrac{dx_a}{dt}\right)_{t=t_1} = \left(\dfrac{dx_n}{dt}\right)_{t=t_1} = \dfrac{M+m}{2\alpha m}f^2g^2}$ et $\boxed{x_a(t_1) = x_n(t_1) = \dfrac{(M+m)^2}{\alpha^2m^2}\dfrac{f^3g^3}{6}}$.

□ 7 - Il suffit de reprendre les équation établies plus haut en changeant les conditions initiales ; on a vu $M\dfrac{d^2x_a}{dt^2} = fMg$ donc $\boxed{x_a = \dfrac{fg}{2}(t-t_1)^2 + \left(\dfrac{dx_a}{dt}\right)_{t_1}(t-t_1) + x_a(t_1)}$ qu'on peut écrire $\boxed{x_a = \dfrac{fg}{2}(t-t_1)^2 + \dfrac{M+m}{2\alpha m}f^2g^2(t-t_1) + \dfrac{(M+m)^2f^3g^3}{6\alpha^2m^2}}$. De même $m\dfrac{d^2x_n}{dt^2} = -fMg + m\alpha t$ et $\boxed{x_n = \dfrac{\alpha}{6}(t-t_1)^3 - \dfrac{fMg}{2m}(t-t_1)^2 + \dfrac{M+m}{2\alpha m}f^2g^2(t-t_1) + \dfrac{(M+m)^2f^3g^3}{6\alpha^2m^2}}$.

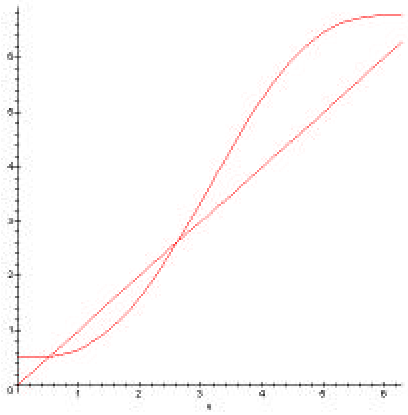
□ 8 - On écrit encore $x_n - x_a = R - r$ donc $\boxed{R - r = \dfrac{\alpha}{6}(t_c-t_1)^3 - \dfrac{fMg}{2m}(t_c-t_1)^2\left(\dfrac{M}{m}-1\right)}$; toutefois, si on néglige encore le déplacement de l'assiette devant celui de la nappe, on peut affirmer que $\dfrac{\alpha}{6}(t_c-t_1)^3 - \dfrac{fMg}{2m}(t_c-t_1)^2 >> \dfrac{fg}{2}(t_c-t_1)^2$ ce qui permet de réduire l'équation demandée à $\boxed{6(R-r) = \alpha(t_c-t_1)^3}$ et, numériquement, $\boxed{\alpha = 1200\,\mathrm{m.s^{-3}}}$ comme précédemment. On a alors pour durée de la première phase $\boxed{t_1 = 0{,}015\,\mathrm{s}}$.

□ 9 - Si on tire *lentement*, la masse m reste pratiquement en équilibre à chaque instant ; elle reçoit alors du ressort du bas la force $T_2 = F$ et du ressort du haut la tension T_1 ; son équilibre impose que $T_1 = F + mg > F$. Au contraire, si on tire *rapidement*, la masse m ne bouge pratiquement pas et la tension du ressort supérieur reste égale à sa valeur initiale, quelle que soit F.
En tirant lentement, le ressort R_1 se brise d'abord ; en tirant rapidement, c'est le ressort R_2.

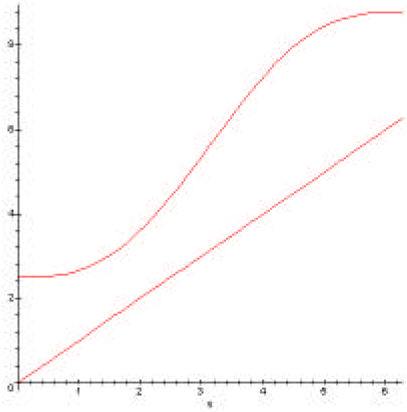
□ 10- Les ressorts étant sans masse, les forces exercées sur leurs deux extrémités sont égales entre elles et à la tension du ressort étudié. On a donc pour expression des forces exercées sur S la tension $\mathbf{T}_2 = m\,\alpha\,t\,\mathbf{i}$ ($\mathbf{x}$ dirige l'axe vertical descendant), le poids $m\,g\,\mathbf{i}$ et la tension $\mathbf{T}_1$ qu'on écrira $-\,k\,x_1\,\mathbf{i}$; on a donc $m\ddot{x}_1 = -kx_1 + m\alpha t + mg$ (équation linéaire) ; la solution générale de l'équation homogène est $x_1 = A\sin(\omega t + \varphi)$ et une solution particulière de l'équation complète est $x_1 = \frac{mg}{k} + \frac{m\alpha}{k}t$; en l'absence de forces infinies, la vitesse initiale est nulle ce qui fournit $\omega A\cos\varphi = -\frac{m\alpha}{k}$ et la position initiale impose A sin φ = 0 ; on peut choisir φ = 0 sans perte de généralité et on obtient bien $\boxed{x_1 = \frac{mg}{k} + \frac{m\alpha}{k}\left(t - \frac{\sin\omega t}{\omega}\right)}$.

☐ 11- La tension $T_2(u)$ vaut, on l'a vu, $m\,\alpha\,t$ que l'on écrira $\boxed{T_2(u) = \frac{m\alpha}{\omega}u}$. La tension T_1 est, elle, donnée (en module) par $T_1 = k\,x_1$ donc $\boxed{T_1(u) = \frac{m\alpha}{\omega}(\varepsilon + u - \sin u)}$.

☐ 12- On propose ci-après deux tracés (unité verticale arbitraire, pour ε faible puis élevé) :



ε = 0,5



ε = 2,5

Il y aura possibilité d'intersection si sin u = ε a au moins une solution, donc si $\boxed{\varepsilon \le 1}$.

☐ 13- Le ressort R_1 cassera en premier si la valeur T_r est atteinte pour T_1 alors que $T_1 > T_2$, donc avant la première intersection, lorsque $u = \arcsin\varepsilon$. La condition limite correspondante est donc $T_2(\arcsin\varepsilon) = T_r$ qui s'écrit $\boxed{\frac{T_r}{mg} = \frac{\arcsin\varepsilon}{\varepsilon}}$.

☐ 14- On a ici $\frac{T_r}{mg} = \frac{kx_r}{mg} = 1{,}16$ donc ε = 0,80 et $\boxed{\alpha_L = 176\text{m.s}^{-3}}$.

☐ 15- On devrait tenir compte, dans une modélisation plus réaliste, de la masse non nulle des ressorts et d'effets de non linéarité pour ceux-ci. La pris en compte de la masse des ressorts augmente la seule tension T_1 et le ressort R_1 cassera plus facilement, donc pour $\alpha < \alpha^*$ avec $\alpha^* < \alpha_L$ calculé ci-dessus.

Première partie : Secousses et Rayonnement

☐ 16- D'après l'énoncé, les effets radiatifs sont significatifs dès que $E_{\text{rad}} = E_0$ ou, en considérant une accélération constante a, dès que $\frac{2}{3}\frac{q^2 T}{4\pi\varepsilon_0 c^3}a^2 = ma^2T^2$ ou $\boxed{T = \tau = \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^3}}$.

☐ 17- Numériquement, $\boxed{\tau = 6{,}32\ 10^{-24}\text{s}}$; la distance parcourue par la lumière pendant cette durée est $\boxed{\tau\, c = 1{,}90\ 10^{-13}\text{m}}$.

☐ 18- Dans un mouvement circulaire uniforme, $\boxed{a = \omega_0^2 d}$ en lisant l'énoncé en termes de vitesse (et non fréquence) angulaire. On a aussi $\boxed{T = \frac{2\pi}{\omega_0}}$. Le critère de prise en compte des effets radiatifs est alors $m\omega_0^2 d^2 = \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}\frac{2\pi}{\omega_0}\omega_0^4 d^2 = m\tau\frac{2\pi}{\omega_0}\omega_0^4 d^2$ qui se simplifie selon $\boxed{\tau = \frac{1}{2\pi\omega_0} = \frac{T}{4\pi^2}}$ pratiquement comme dans le cas d'un mouvement linéaire.

☐ 19- L'équation proposée énonce que la puissance totale dissipée par la force de réaction (freinage de rayonnement ou Bremsstrahlung) est égale à la puissance totale rayonnée dans le même intervalle de temps : $\boxed{\int_{t_1}^{t_1}\mathbf{F}_{\text{rad}}\cdot\mathbf{v}dt = -\int_{t_1}^{t_1}P(t)dt}$. Le signe – signale une force de freinage, l'énergie rayonnée étant perdue par la particule qui rayonne cette énergie sous forme de champ électromagnétique.

☐ 20- L'intégration par parties mène à $\int_{t_1}^{t_2}\mathbf{a}(t)\cdot\frac{d\mathbf{v}}{dt}dt = [\mathbf{a}(t)\cdot\mathbf{v}(t)]_{t_1}^{t_2} - \int_{t_1}^{t_2}\dot{\mathbf{a}}(t)\cdot\mathbf{v}(t)dt$ donc encore à $\boxed{\int_{t_1}^{t_2}\mathbf{F}_{rad}\cdot\mathbf{v}dt = -\frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}[\mathbf{a}(t)\cdot\mathbf{v}(t)]_{t_1}^{t_2} + \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}\int_{t_1}^{t_2}\dot{a}(t)\cdot\mathbf{v}(t)dt}$.

☐ 21- L'hypothèse de SCHOTT revient à considérer par exemple que le produit scalaire $\mathbf{a}\cdot\mathbf{v}$ est quasi-périodique, et qu'on ne considère les effets radiatifs que sur des durées moyennées sur un nombre entier de périodes ; on en déduit que $\int_{t_1}^{t_2}\mathbf{F}_{rad}\cdot\mathbf{v}dt \approx \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}\int_{t_1}^{t_2}\dot{a}(t)\cdot\mathbf{v}(t)dt$; en considérant que ce résultat est vrai pour « presque » tous les couples (t_1, t_2) on obtient la formule d'ABRAHAM-LORENTZ : $\boxed{\mathbf{F}_{rad} = \frac{2}{3}\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 c^3}\frac{d\mathbf{a}}{dt} = m\tau\frac{d\mathbf{a}}{dt}}$.

☐ 22- Pour une particule non chargée, on retrouve évidemment $\tau = 0$ donc $\boxed{m\mathbf{a} = \mathbf{F}_{\text{ext}}}$, c'est-à-dire l'équation de NEWTON.

☐ 23- En l'absence de toute force extérieure, l'équation du mouvement devient $\frac{d\mathbf{a}}{dt} = \frac{1}{\tau}\mathbf{a}$ qui s'intègre en $\boxed{\mathbf{a}(t) = \mathbf{a}(0)\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)}$. On en déduit $\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(0) + \tau\mathbf{a}(0)\left[\exp\left(\frac{t}{\tau}\right) - 1\right]$ donc

$\mathbf{a}(t)\cdot\mathbf{v}(t)=\mathbf{a}(0)\cdot\mathbf{v}(0)e^{\frac{t}{\tau}}+\tau a^2(0)\left[e^{2\frac{t}{\tau}}-e^{\frac{\tau}{\tau}}\right]$ qui n'est évidemment pas constant ; en l'absence de toute périodicité même partielle, l'hypothèse de SCHOTT n'est bien sûr pas vérifiée.

□ 24- On a $\frac{d\mathbf{a}}{dt}=\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\left[\frac{d\mathbf{A}}{dt}+\frac{1}{\tau}\mathbf{a}\right]$ et [3] devient $\frac{\mathbf{F}_{\text{ext}}}{m}=-\tau\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\frac{d\mathbf{A}}{dt}$ qu'on écrira encore $\frac{d\mathbf{A}}{dt}=-\frac{1}{\tau}\frac{\mathbf{F}_{\text{ext}}(t)}{m}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ qui s'intègre selon $\mathbf{A}(t)=-\frac{1}{m\tau}\int_{t_0}^{t}\mathbf{F}_{\text{ext}}(u)\exp\left(-\frac{u}{\tau}\right)du$ d'où encore $\boxed{m\mathbf{a}(t)=\frac{1}{\tau}\int_t^{t_0}\mathbf{F}_{\text{ext}}(u)\exp\left(-\frac{u-t}{\tau}\right)du}$ comme demandé.

□ 25- Faisons dans l'équation [4] le changement de variable $u-t=\tau w$; on obtient alors $m\mathbf{a}(t)=\int_0^{\frac{t_0-t}{\tau}}\mathbf{F}_{\text{ext}}(t+\tau w)\exp(-w)dw$ et l'équation de DIRAC-PLASS revient à choisir pour instant t_0 tel que $\mathbf{a}=0$ un moment suffisamment lointain de l'instant t considéré, c'est-à-dire à supposer qu'au bout d'une durée supérieure à un grand nombre de fois τ, l'accélération est nulle : $t_0-t>>\tau\Rightarrow\mathbf{a}(t_0)=\mathbf{0}$. Il vient alors $\boxed{m\mathbf{a}(t)=\int_0^{\infty}\mathbf{F}_{\text{ext}}(t+\tau u)\exp(-u)du}$.

□ 26- Si on choisit $\mathbf{F}_{\text{ext}}=0$ pour $t<0$ et $\mathbf{F}_{\text{ext}}=\mathbf{F}_0$ (constante) pour $t\geq 0$, l'expression de DIRAC-PLASS devient, pour $t<0$, $\mathbf{a}(t)=\frac{\mathbf{F}_0}{m}\int_{-\frac{t}{\tau}}^{\infty}\exp(-u)du$ car pour tout $-t/\tau<u$, $t+\tau u$ est positif ; on en déduit donc $\boxed{\mathbf{a}(t<0)=\frac{\mathbf{F}_0}{m}\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)}$; cette préaccélération est maximale en $t=0$.

□ 27- L'accélération initiale dans la forme [4] vaut $\boxed{\mathbf{a}(0)=\frac{1}{m\tau}\int_0^{t_0}\mathbf{F}_{\text{ext}}(u)\exp\left(-\frac{u}{\tau}\right)du}$.

□ 28- [4] s'écrit $\mathbf{a}(t)=\frac{1}{m\tau}\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\int_t^{t_0}\mathbf{F}_{\text{ext}}(u)\exp\left(-\frac{u}{\tau}\right)du$ et on obtient l'expression demandée $\boxed{\mathbf{a}(t)=\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\left[\mathbf{a}(0)-\frac{1}{m\tau}\int_0^{t}\mathbf{F}_{\text{ext}}(u)\exp\left(-\frac{u}{\tau}\right)du\right]}$. Lorsque $t\to\infty$, $\mathbf{a}(t)$ tend vers zéro si le terme entre crochets tend vers zéro plus vite que $\exp(-t/\tau)$ lorsque $t\to\infty$. Considérons par exemple le cas d'une force extérieure constante ; l'intégrale qui figure dans ce terme entre crochets s'écrit $\mathbf{F}_{\text{ext}}\int_0^{t}\exp\left(-\frac{u}{\tau}\right)du=\mathbf{F}_{\text{ext}}\tau\left(1-\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$ et, pour $t\to\infty$, elle va effectivement décroître comme il est souhaité. Ce sera encore plus vrai si $\mathbf{F}_{\text{ext}}$ décroît un tant soit peu lorsque $t\to\infty$. L'expression obtenue n'est donc pas nécessairement incompatible avec $\lim_{t\to\infty}\mathbf{a}(t)=\mathbf{0}$.

□ 29- Ecrivons de même la loi de NEWTON sous la forme $m[\mathbf{v}(t)-\mathbf{v}(0)]=\int_0^t \mathbf{F}_{\text{ext}}\,du$ en remarquant que $m[\mathbf{v}(\infty)-\mathbf{v}(0)]=\int_0^\infty \mathbf{F}_{\text{ext}}\,du$; la différence de ces deux expressions, compte tenu que $\mathbf{v}(\infty)$ = **O**, s'écrit bien $\boxed{m\mathbf{v}(t)=-\int_t^\infty \mathbf{F}_{\text{ext}}(u)du}$.

□ 30- Il ne s'agit que d'une apparence ; on doit en fait tenir compte du fait que $\mathbf{v}(0)$ aussi semble déterminée par ces instants postérieurs à t ; or la loi de la Mécanique n'impose pas la donnée de $\mathbf{v}(t)$ mais seulement celle de $\mathbf{v}(t)$ – $\mathbf{v}(0)$; dans cette différence, les instants postérieurs à t disparaissent et il ne subsiste que l'intégrale $m[\mathbf{v}(t)-\mathbf{v}(0)]=\int_0^t \mathbf{F}_{\text{ext}}\,du$, conforme à la causalité. De la même façon, l'expression $m\mathbf{a}(t)=\int_0^\infty \mathbf{F}_{\text{ext}}(t+\tau u)\exp(-u)du$ semble non conforme à la causalité mais la prise en compte de la donnée de $\mathbf{a}(0)$ permet de réécrire l'accélération à l'instant t sous la forme $\mathbf{a}(t)=\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)\left[\mathbf{a}(0)-\frac{1}{m\tau}\int_0^t \mathbf{F}_{\text{ext}}(u)\exp\left(-\frac{u}{\tau}\right)du\right]$ qui ne dépend que de données antérieures à l'instant t ; une fois prises en compte les conditions initiales, les instants supérieurs à t n'ont pas d'influence sur $\mathbf{a}(t)$.

□ 31- Les hypothèses de l'énoncé permettent d'écrire $\mathbf{F}_{\text{ext}}(t+\tau u)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\frac{d^n\mathbf{F}_{\text{ext}}(t)}{dt^n}\tau^n u^n$ donc l'équation de DIRAC-PLASS prend la forme $m\mathbf{a}(t)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!}\frac{d^n\mathbf{F}_{\text{ext}}(t)}{dt^n}\tau^n\int_0^\infty u^n\exp(-u)du$ ou, au regard de l'indication de l'énoncé, $\boxed{m\mathbf{a}(t)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{d^n\mathbf{F}_{\text{ext}}(t)}{dt^n}\tau^n}$.

□ 32- On a ici affaire à une fonction qui n'est $\boxed{\text{pas dérivable}}$ (sauf au sens des distributions !) en t = 0. L'intégrale demandée s'écrit alors d'une part $m\int_{-\varepsilon}^{+\varepsilon}\mathbf{a}(t)dt=m[\mathbf{v}(\varepsilon)-\mathbf{v}(-\varepsilon)]=\Delta\mathbf{P}$ et d'autre part $\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon}\mathbf{F}_0dt+\tau(\mathbf{F}_0-\mathbf{0})+\sum_{n=2}^{\infty}\tau^n\left(\frac{d^{n-1}\mathbf{F}_{\text{ext}}(\varepsilon)}{dt^{n-1}}-\frac{d^{n-1}\mathbf{F}_{\text{ext}}(-\varepsilon)}{dt^{n-1}}\right)$; comme $\mathbf{F}_0$ est finie et que les diverses dérivées de la force d'ordre supérieur ou égal à 1 sont nulles pour $t < 0$ et $t > 0$, on en déduit $\boxed{\Delta\mathbf{P}=\tau\mathbf{F}_0}$.

□ 33- Nous considérons maintenant que $\mathbf{F}_{\text{ext}}$ garde la forme définie à la question précédente ; l'équation de DIRAC-PLASS a déjà été résolu à la question 25 pour $t < 0$ $\boxed{\mathbf{a}(t<0)=\frac{\mathbf{F}_0}{m}\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)}$; il reste à déterminer la solution pour $t > 0$ où on remarque alors que $t + \tau u$ est positif pour tout $u > 0$, ce qui permet d'écrire $\mathbf{a}(t>0)=\frac{\mathbf{F}_0}{m}\int_0^\infty \exp(-u)du$ donc $\boxed{\mathbf{a}(t>0)=\frac{\mathbf{F}_0}{m}}$.
La quantité de mouvement accumulée durant la phase de préaccélération peut alors s'écrire sous la forme $\int_{-\infty}^0 m\mathbf{a}dt=\mathbf{F}_0\int_{-\infty}^0\exp\left(\frac{t}{\tau}\right)dt=\tau\mathbf{F}_0$; on retrouve bien $\boxed{\Delta\mathbf{P}=\tau\mathbf{F}_0}$ comme ci-dessus.

La préaccélération ne correspond à rien d'autre qu'au résultat de l'application brusque d'une force extérieure discontinue, ce qui impose une accélération discontinue et une discontinuité de la quantité de mouvement.