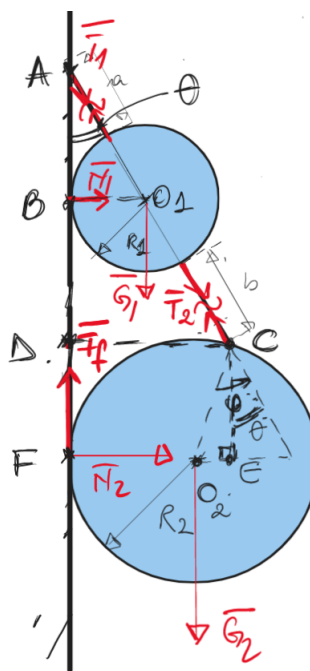


Be a Feynman - Andrei Opincă

bareme

November 2022

1 Decoratiuni...nerealiste



Scriem ecuația pentru echilibrul corpului 1:

$$\vec{T}_1 + \vec{T}_2 + \vec{G}_1 + \vec{N}_1 = 0$$

Dacă ne alegem drept pol de rotație pe O_1 , niciuna din aceste forțe nu face moment de rotație față de acesta. Prin urmare, nu poate exista frecare cu peretele în cazul globului 1, întrucât ar introduce un moment de rotație.

În cazul globului 2, ecuațiile de echilibru se scriu:

$$\vec{T}_2 + \vec{G}_2 + \vec{N}_2 + \vec{F}_f = 0$$

unde, descompunând după direcțiile principale x și y:

$$\begin{aligned} T_2 \cos \theta + F_f &= m_2 g \\ N_2 &= T_2 \sin \theta - (1) \end{aligned}$$

și:

$$\begin{aligned} M_{\vec{T}_2} + M_{\vec{G}_2} + M_{\vec{N}_2} + M_{\vec{F}_f} &= 0 \implies M_{\vec{T}_2} + M_{\vec{F}_f} = 0 \implies R_2 T_2 \sin \phi = R_2 F_f \\ \implies F_f &= T_2 \sin \phi - (2) \end{aligned}$$

Comparând (1) și (2) se obține $\mu = \frac{\sin \phi}{\sin \theta} (*)$.

Problema constă acum în găsirea unghiurilor ϕ și θ . Cu notațiile de pe desen, $\sin \theta = \frac{R_1}{a+R_1}$, iar $\cos(\phi - \theta) = \frac{CE}{OC} = \frac{CE}{R_2} - (3)$.

Luăm reperul cartezian centrat în punctul A, direcțiile principale din figură. Bila 2 este un cerc centrat în $O_2(x_2, y_2)$ de ecuație $(x-x_2)^2 + (y-y_2)^2 = R_2^2 - (4)$. Evident, $x_2 = R_2$. În cazul punctului $C(L \sin \theta, L \cos \theta)$, unde $L = a + 2R_1 + b$ (cele două fire fiind "în prelungire") avem conform (4):

$$(L \sin \theta - R_2)^2 + (L \cos \theta - y_2)^2 = R_2^2 \implies y_2^2 - 2L \cos \theta y_2 + L^2 - 2LR_2 \sin \theta = 0$$

, care este o ecuație de gradul 2 în y_2 cu soluțiile:

$$y_2 = L \cos \theta \pm \sqrt{L \sin \theta (2R_2 - L \sin \theta)} - (5)$$

În primul rând, soluția cu minus este inadmisibilă, deoarece ar însemna că globul 2 are centrul deasupra punctului C.

În al doilea rând, se observă că numai bilele cu raza $R_2 > \frac{L \sin \theta}{2}$ pot fi (geometric) atârinate într-o așa manieră cum a fost descrisă mai sus, relație adevărată pentru datele furnizate (în realitate, inegalitatea pe care trebuie să o satisfacă raza R_2 este mai tare, deoarece firul b nu poate trece prin glob).

Continuând, se găsește:

$$CE = y_2 - y_C = \sqrt{L \sin \theta (2R_2 - L \sin \theta)}$$

așadar, conform (3),

$$\cos(\phi - \theta) = \frac{\sqrt{L \sin \theta (2R_2 - L \sin \theta)}}{R_2} = \frac{\sqrt{3}}{2}$$

în cazul în care $L = a + 2R_1 + b = 30 \text{ cm}$, $R_2 = 10 \text{ cm}$, $\sin \theta = 1/2$. Deci, $\phi - \frac{\pi}{6} = \frac{\pi}{6}$, iar $\phi = \frac{\pi}{3}$.

Coeficientul de frecare este $\mu = \frac{\sin \phi}{\sin \theta} = \sqrt{3} = 1.73$.

2 Ciocniri în câmp gravitațional

a) Metoda I.

Conservarea energiei în sistemul de referință atașat corpului 1 dă:

$$-\frac{\gamma m_1 m_2}{d} = \frac{\mu v^2}{2} - \frac{\gamma m_1 m_2}{r}$$

, unde v este viteza relativă la distanța r dintre corpuri, iar $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ este masa redusă a sistemului. De aici se calculează viteza ca funcție de parametrul de poziție r :

$$v(r) = \sqrt{2\gamma(m_1 + m_2)(\frac{1}{r} - \frac{1}{d})}$$

Împărțim traiectoria corpului 2 în N segmente de lungime $\Delta d = \frac{d}{N}$, pe care viteza sa relativă este practic constantă $v(i\Delta d)$.

Timpul scurs până la ciocnire se scrie ca suma timpilor de pe aceste segmente de traiectorie:

$$\tau = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\Delta d}{v(i\Delta d)} = \frac{d}{\sqrt{2\gamma(m_1 + m_2)}} \sum_{i=0}^{N-1} \frac{1}{N\sqrt{(\frac{1}{i\Delta d} - \frac{1}{d})}} = \frac{d\sqrt{d}}{\sqrt{2\gamma(m_1 + m_2)}} \sum_{i=0}^{N-1} \frac{1}{N\sqrt{(\frac{N}{i} - 1)}},$$

unde recunoaștem imediat seria menționată, deci:

$$\tau = \frac{\pi d\sqrt{d}}{2\sqrt{2\gamma(m_1 + m_2)}} \approx 78,48s$$

Metoda II.

Problema poate fi tratată ca un exemplu de "two-body problem". Astfel, în sistemul de referință al corpului 1, el este fixat în focarul unei "elipse" de semiaxă mică $b = 0$, semiaxă mare $a = d$ și excentricitate $e = \sqrt{1 - b^2/a^2} = 1$.

Din legea a treia a lui Kepler, cubul semiaxei mari e direct proporțional cu pătratul perioadei de revoluție astfel:

$$T^2 = \frac{4\pi^2}{\gamma(m_1 + m_2)} a^3$$

Timpul parcurs până la ciocnire este de fapt o pătrime din perioada de "revoluție" a corpului 2 pe această traiectorie:

$$\tau = \frac{T}{4} = \frac{\pi d\sqrt{d}}{2\sqrt{2\gamma(m_1 + m_2)}}$$

b) Deoarece Luna și Pământul pornesc din practic aceeași poziție, problema este una de rezonanță orbitală. În timp ce Pământul face n orbite cu perioada T_0 în jurul Soarelui, Luna face m orbite eliptice cu perioada T . La întâlnire avem $nT_0 = mT \implies \frac{n}{m} = \frac{T}{T_0}$. Valorile întregi pentru care ecuația e satisfăcută și raportul lor e ireductibil ne vor da momentul primei întâlniri.

Din conservarea energiei (pentru Lună):

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{\gamma mM}{R} = -\frac{\gamma mM}{2a},$$

unde m este masa Lunii, M este masa Soarelui, R este distanța inițială Lună-Soare ($\approx 1AU$) a este semiaxa mare a elipsei pe care va orbita luna. Termenul de interacție gravitațională cu pământul este mult mai mic, deci a fost omis, asemenea energiei cinetice inițiale a Lunii (fiind mult mai mică decât cea imprimată). Atunci:

$$a = -\frac{\gamma M}{v^2 - 2\frac{\gamma M}{R}}$$

Cu datele furnizate găsim $a \approx 4AU$. Din legea a treia a lui Kepler, $T/T_0 = (\frac{a}{R})^{3/2}$, deci $\frac{n}{m} = 8$, deci prima întâlnire are loc după 8 ani. So long, Moon.

3 Mi-a crescut tensiunea

a) Mecanismul de funcționare este următorul. Considerăm următorul segment de circuit:

Curentul circulă de la potențialul mai mare la potențialul mai mic. Atunci, dioda se va activa când sursa alternativă ajunge la potențialul negativ $-V_m$ (deoarece, la potențialul pozitiv $+V_m$, dioda nu permite trecerea curentului) încărcând condensatorul C_0 până la tensiunea $U_0 = V_m - V_d$, unde $-V_d = V_A$.

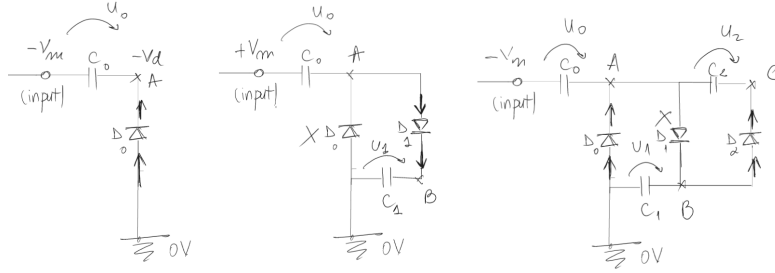


Figure 1: în ordine, fazele de funcționare

În următoarea fază de funcționare, semnalul trece instantaneu la amplitudinea pozitivă $+V_m$. Dioda D_0 este reverse-biased, așadar ea este blocată. Prin dioda D_1 trece curent electric, permițând încărcarea condensatorului C_1 la tensiunea U_1 . La momentul schimbării semnului semnalului, potențialele de pe armăturile condensatorului C_0 se schimbă de așa natură încât să conserve sarcina de pe acesta, deci tensiunea U_0 este aceeași.

Scriind tensiunea între input și pământ: $0 - V_m = U_0 - V_d - U_1 \implies U_1 = 2V_m - 2V_d$,

Raționamentul este similar pentru a următoarea fază de funcționare, când semnalul devine iarăși negativ și ajunge la celula a doua. Din aceleași considerente de conservare a sarcinii în starea tranzitorie, tensiunea de pe C_1 rămâne

constantă. Dioda D_1 este blocată, diodele D_0, D_2 se deblochează, iar condensatorul C_2 se încarcă la tensiunea U_2 . Scriind tensiunea între input și pământ: $0 + V_m = U_0 + U_2 + V_d - U_1 \implies U_2 = 2V_m - 2V_d$.

Următoarea iterare dă tensiunea de pe condensatorul C_3 : $0 - V_m = U_0 + U_2 - V_d - U_3 - U_1 \implies U_3 = 2V_m - 2V_d$. Inductiv, toți condensatorii, mai puțin C_0 , se vor încărca la această tensiune. Scriem deci $V_o = U_1 + U_3 + U_5 = 6(V_m - V_d) = 595.8V$

4 Transmisie neideală a presiunii și Combustia Hidrogenului

a) Din teoria cineto-moleculară, ciocnirile dintre moleculele gazului și un perete determină presiunea resimțită de acesta. Facem următoarele notații: $m_1, n_1 v_{01}, p_1$ - masa, nr. de particule în unitatea de volum, viteza termică, presiunea parțială în starea de echilibru a hidrogenului și m_2, n_2, v_{02}, p_2 - asemenea pentru oxigen. În starea de echilibru a pistonului, presiunea totală este egală cu p_0 , și avem temperatură izotropă în sistem. Componentele vitezei termice după axele sistemului sunt egale. În particular este relevantă viteza termică pe direcția perpendiculară pe piston: $v_1 = \frac{v_{01}}{\sqrt{3}}$.

$$\frac{m_1 v_{01}^2}{2} = \frac{3kT}{2} \implies m_1 v_1^2 = kT \implies p_1 = n_1 kT = n_1 m_1 v_1^2$$

- presiunea parțială a hidrogenului. Similar, $p_2 = n_2 kT = n_2 m_2 v_2^2$ este presiunea parțială a oxigenului, iar presiunea resimțită de piston este $p_0 = p_1 + p_2 = n_1 m_1 v_1^2 + n_2 m_2 v_2^2$.

În momentul în care se imprimă pistonului viteza $u \ll v_{1,2}$, presiunea resimțită de piston la înaintarea în gaz devine $p' = p'_1 + p'_2 = n_1 m_1 (v_1 + u)^2 + n_2 m_2 (v_2 + u)^2$

Efectuând aproximațiile $(v_{1,2} + u)^2 \approx v_{1,2}^2 (1 + \frac{2u}{v_{1,2}})$, presiunea p' devine:

$$p' = n_1 m_1 v_1^2 + n_2 m_2 v_2^2 + 2u(n_1 m_1 v_1 + n_2 m_2 v_2) = p_0 + \Delta p,$$

unde $\Delta p = 2u(n_1 m_1 v_1 + n_2 m_2 v_2)$. Termenii necunoscuți se deduc ușor:

$$n_1 = \frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} n = \frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} \frac{p_0}{kT},$$

unde $\nu_{1,2}$ sunt numerele de moli pentru hidrogen, respectiv oxigen. Analog pentru n_2 .

$$v_1 = \sqrt{\frac{kT}{m_1}}.$$

Analog pentru v_2 .

$$m_1 v_1^2 = kT \implies m_1 v_1 = \sqrt{m_1 kT}.$$

Analog pentru m_2v_2 . Înlocuind:

$$\Delta p = 2u \left(\frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} \frac{p_0}{kT} \sqrt{m_1 kT} + \frac{\nu_2}{\nu_1 + \nu_2} \frac{p_0}{kT} \sqrt{m_2 kT} \right)$$

$$\Delta p = 2u \left(\frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} \sqrt{\frac{m_1}{kT}} + \frac{\nu_2}{\nu_1 + \nu_2} \sqrt{\frac{m_2}{kT}} \right) p_0$$

Sau, poate mai intuitiv:

$$\Delta p = 2p_0 \left(\frac{\nu_1}{\nu_1 + \nu_2} \frac{u}{v_1} + \frac{\nu_2}{\nu_1 + \nu_2} \frac{u}{v_2} \right)$$

Răspuns final: $\Delta p \approx 2955.47 Pa$

b) Reacția chimică este $2H_{2(g)} + O_{2(g)} \longrightarrow 2H_2O_{(g)} + Q$ stoechiometric (numerele de moli sunt cele menționate în enunț; vor ieși $\nu=2$ mol apă).

Bilanțul energetic între starea inițială și starea imediat anterioară reacției chimice:

$$E + U_1 + U_2 = U'_1 + U'_2 - (1),$$

unde cu E am notat energia pistonului, iar cu U_1, U'_1 am notat energiile interne pentru hidrogen; similar pentru oxigen. $U_1 = \nu_1 C_V T \approx 12,17 kJ$; $U_2 \approx 6,08 kJ$

Avem $U_{1,2} = \nu_{1,2} C_V T$ și $U'_{1,2} = \nu_{1,2} C_V T_{1,2}$, cu $C_V = \frac{5R}{2}$. $T_{1,2}$ sunt temperaturile celor două gaze imediat înaintea reacției.

Bilanțul energetic între stările imediat înainte și după reacție:

$$U'_1 + U'_2 - \nu_1 U_{1l} - \nu_2 U_{2l} = U - \nu U_l - (2),$$

unde am notat cu $U = \nu C'_V T_f$ (*) energia internă a vaporilor de apă ($C'_V = 3R$, gaz triatomic) ce ies din reacție și cu $U_{1l} = 433.58 kJ/mol$, $U_{2l} = 501.03 kJ/mol$, $U_l = 958.70 kJ/mol$ energiile totale de legătură pentru compuşii implicați. Acestea sunt luate cu semnul minus, deoarece ele trebuie contracarate pentru desfacerea moleculelor.

Este relevantă suma $U'_1 + U'_2 = \frac{5R}{2}(\nu_1 T_1 + \nu_2 T_2) - (3)$.

Din faptul că reacția are loc în condiții de presiune și volum constante deducem, înainte de reacție: $pV = (p_1 + p_2)V = \nu_1 RT_1 + \nu_2 RT_2$, respectiv $pV = \nu RT_f$, după reacție $\implies \nu_1 T_1 + \nu_2 T_2 = \nu T_f - (4)$.

Combinând (3), (4) și (*) iese imediat că $U'_1 + U'_2 = \frac{5U}{6}$, și substituim în relația (2) pentru a obține:

$$U = 6(\nu U_l - \nu_1 U_{1l} - \nu_2 U_{2l}) \approx 3295,26 kJ$$

Considerăm acum relația (1), de unde $E + U_1 + U_2 = \frac{5U}{6} \implies E = \frac{5U}{6} - U_1 - U_2 \approx 2727,79 kJ$, care corespunde unei viteze $v = \sqrt{\frac{2E}{M}} \approx 2335.72 m/s$. Not a chance. Câștigul net de energie este dat de bilanțul energiilor de legătură: $\approx 550 kJ$. Comparați cu problema următoare.

5 Fuziune controlată prin confinarea electromagnetică a plasmei

a) Ceea ce introduce presiune în sistem este constrictia filamentului de plasmă, datorată forței magnetice ce acționează asupra purtătorilor de sarcină. În cazul plasmei deuteriu-tritiu, ionii sunt mult mai puțin mobili decât electronii lor liberi, deci curentul electric este generat în mod semnificativ de electroni.

Fie $n = n_0$ densitatea electronilor în plasmă și v viteza lor de înaintare/drift (presupuse constante peste tot în plasmă). Notăm $-e$ sarcina electronului.

Să considerăm un domeniu Σ în interiorul plasmei, cu forma unui cilindru centrat pe axa filamentului, cu raza r și lungimea z . Intensitatea curentului electric ce trece prin Σ este sarcina totală care străbate secțiunea transversală a domeniului în unitatea de timp,

$$I(r) = \frac{eN(r)}{t} = \frac{enV_\Sigma}{t} = \frac{en\pi r^2 z}{t} = env\pi r^2 - (1),$$

orientat bineînțeles în sens opus curentului de electroni.

Câmpul magnetic generat de acest curent electric pe frontiera domeniului Σ este dat de legea lui Ampère:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r} \implies B(r) = \frac{\mu_0}{2} envr - (2),$$

orientat după regula mâinii drepte aplicată curentului $I(r)$.

Forța Lorentz care acționează asupra unui electron de pe frontiera domeniului Σ este

$$\vec{F}_L(r) = -e\vec{v} \times \vec{B}(r), F_L(r) = evB(r) = \frac{\mu_0}{2}(ev)^2 nr - (3)$$

orientată spre interiorul plasmei.

Continuăm prin a extinde domeniul Σ cu un subdomeniu Σ' ce îl înfășoară, având grosimea Δr foarte mică. În acest subdomeniu avem $N(r) = nV_{\Sigma'} = n2\pi r\Delta rz$ electroni. Electronii din acest subdomeniu simt aceeași forță Lorentz, deci se poate calcula presiunea exercitată de aceștia pe frontiera domeniului Σ :

$$\Delta p = \frac{\Delta N(r)F_L(r)}{A_\Sigma} = \frac{\mu_0}{2}(nev)^2 r\Delta r$$

Însumând după toate subdomeniile ($\sum r\Delta r = \frac{R^2}{2}$) obținem presiunea care acționează asupra filamentului de plasmă:

$$p = \frac{\mu_0}{4}(nev)^2 R^2$$

Dar, cum $B(R) = \frac{\mu_0 I(R)}{2\pi R}$ și aplicând (2) pentru $r=R$, avem:

$$p = \frac{B^2(R)}{\mu_0} = \frac{\mu_0 I(R)^2}{4\pi^2 R^2} - (4),$$

presiunea exercitată asupra filamentului de plasmă de către câmpul magnetic.

Se folosește acum legea gazului ideal aplicată întregii plasmă,

$$p = (n + n_0)kT = 2n_0kT,$$

de unde din (4) se află intensitatea curentului ce trebuie trecut prin plasmă:

$$I = I(R) = 2\pi R \sqrt{\frac{2n_0kT}{\mu_0}}.$$

Cu datele furnizate ajungem la o intensitate a curentului electric de 930935A, sau 930,94kA.

b) Conform datelor din enunț, frecvența de coliziune în unitatea de volum se poate scrie:

$$Z = \sqrt{8\pi k} n_D^a n_T^b (r_D + r_T)^c T^d \mu^e,$$

de unde deducem explicit pentru unitățile de măsură:

$$m^{-3}s^{-1} = \left(\frac{kgm^2s^{-2}}{K}\right)^{1/2} m^{c-3(a+b)} K^d kg^e$$

De unde obținem sistemul de ecuații:

$$\frac{1}{2} + e = 0 \implies e = -\frac{1}{2}$$

$$c - 3(a + b) + 1 = -3$$

$$-\frac{1}{2} + d = 0 \implies d = -\frac{1}{2}$$

Ne așteptăm, bineînțeles, ca $a = b = 1$, deci $c = 2$.

Se obține, pentru frecvența de coliziune:

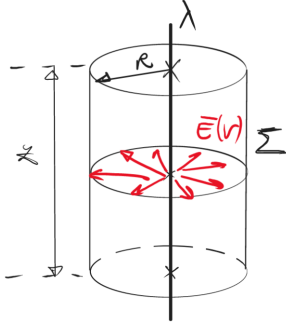
$$\nu = ZV = \sqrt{\frac{8\pi kT}{\mu}} V n_D n_T (r_D + r_T)^2,$$

Deci în total se obține o energie de:

$$E = \nu \tau * 17.6eV \approx 87.21MeV.$$

6 Capcana de sarcini

a) Pentru a afla câmpul electric creat de sarcina liniară λ considerăm un domeniu închis Σ în formă de cilindru cu rază r și lungime z (vezi schema de mai jos). Deoarece firul este infinit de lung, tot din argumente de simetrie reiese



o distribuție radială a câmpului electric, $E(r)$, perpendicular pe fir. Sarcina închisă în acest domeniu este $q = z\lambda$, deci, aplicând teorema lui Gauss:

$$2\pi r z E(r) = \frac{z\lambda}{\epsilon_0}$$

Suprafețele perpendiculare pe fir din domeniul Σ nu contribuie la fluxul electric, deoarece nu sunt străpunse de linii de câmp.

Atunci, avem:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi r \epsilon_0}$$

, așadar identificăm din indicație $a = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0}$, iar potențialul generat la distanța r va fi: $V(r) = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{r}{c}\right)$. Forța ce acționează asupra sarcinii Q la distanța r din partea acestui conductor este:

$$F(r) = QE(r) = \frac{Q\lambda}{2\pi r \epsilon_0}$$

Bila trebuie să ajungă cel puțin în mijlocul uneia dintre laturile pătratului pentru a părăsi perimetrul cuștii. Conservarea energiei dă:

$$\frac{mv^2}{2} - 4 \frac{Q\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{l\sqrt{2}}{2c} = -2 \frac{Q\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{l}{2c} - 2 \frac{Q\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{l\sqrt{5}}{2c},$$

de unde, simplificând l și c :

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{Q\lambda}{\pi\epsilon_0} \left(2 \ln \frac{\sqrt{2}}{2} - \ln \frac{1}{2} - \ln \frac{\sqrt{5}}{2} \right)$$

și aducând la o formă mai simplă:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{-Q\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{5}{4} \implies v = \sqrt{\frac{-Q\lambda}{\pi\epsilon_0 m} \ln \frac{5}{4}} \approx 8960.98/s.$$

b) Dat fiind faptul că curentul electric (care cauzează câmpul magnetic observat de bilă) este dat de mișcarea purtătorilor de sarcină prin conductori, bila

trebuie să se deplaseze cu aceeași viteză ca și aceștia, în sensul de curgere a curentului. Dacă luăm un segment de fir Δz :

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{\lambda \Delta z}{\Delta t} = \lambda v,$$

unde v este viteza conductorilor de sarcină $v = 1000m/s$.

7 Fire de păr Cappybara

Atârând un corp de masă m de oricare din fire avem:

$$mg = \sigma_1 \frac{\pi d^2}{4}$$

Unde, cu datele furnizate, găsim $\sigma_1 \approx 170MPa$ - efortul unitar la care firele de păr sunt supuse datorită greutatei. Acesta este identic pentru cele două fire, deoarece secțiunea transversală nu s-a modificat. Probabilitatea ruperii în acest punct este, din grafic, aproximativ 0.3 pentru firul vechi.

Pentru a găsi parametrul necunoscut σ_0, m apelăm la grafic. Substituind în distribuția Weibull $\sigma = \sigma_0$ și $V = V_0$:

$$P(V_0, \sigma_0) = 1 - e^{-1} \approx 0.63,$$

obținând din cele mai apropiate puncte cu diviziuni indicate valori pentru σ_0 în intervalul $(225MPa, 230MPa)$

Știind P și σ_0 se poate afla m :

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^m = -\ln(1 - P(V_0, \sigma)) \implies m = \frac{\ln(-\ln(1 - P(V_0, \sigma)))}{\ln(\frac{\sigma}{\sigma_0})}$$

Parametrul m trebuie estimat în jurul valorii obținute $\sigma = \sigma_1 = 170MPa$, cu $P(V_0, \sigma_1) \approx 0.3$ pentru o corelație cât mai bună între date. Alte valori pentru σ vor da valori diferite pentru parametrul m , deoarece m este funcție de σ .

$$m = \frac{\ln(-\ln(1 - P(V_0, \sigma_1)))}{\ln(\frac{\sigma_1}{\sigma_0})}.$$

Cu datele obținute pentru σ_0 se obține m în intervalul $(3.41, 3.67)$. Incertitudinea pentru m e cauzată de rezoluția diviziunilor, de corelația date experimentale-model teoretic, de alte surse de erori.

Probabilitatea de rupere a firului nou este:

$$P(V, \sigma_1) = 1 - e^{-\frac{V}{V_0}(\frac{\sigma_1}{\sigma_0})^m}.$$

Ținând cont de datele obținute și de $V/V_0 = 5$ se obțin rezultate în jurul valorii 0.83. Datorită incertitudinii în σ_0 și m , sunt acceptate valori între $(0.80, 0.86)$ pentru probabilitatea de rupere.

