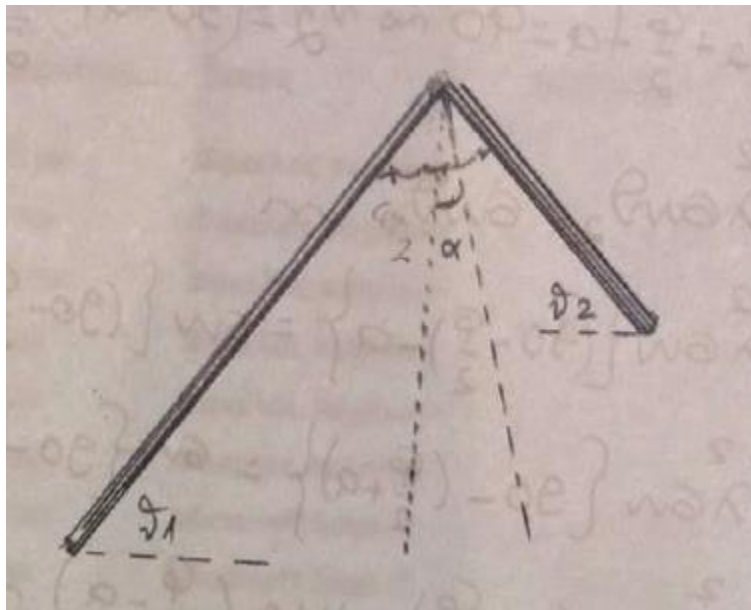


## ΘΕΜΑ Γ1



Ισχύει ότι:

$$w_1 + w_2 = w_0$$

$$\frac{w_1}{w_2} = \lambda$$

Από την επίλυση του συστήματος προκύπτει:

$$(\lambda + 1)w_2 = w_0 \Rightarrow w_2 = \frac{w_0}{(\lambda + 1)}$$

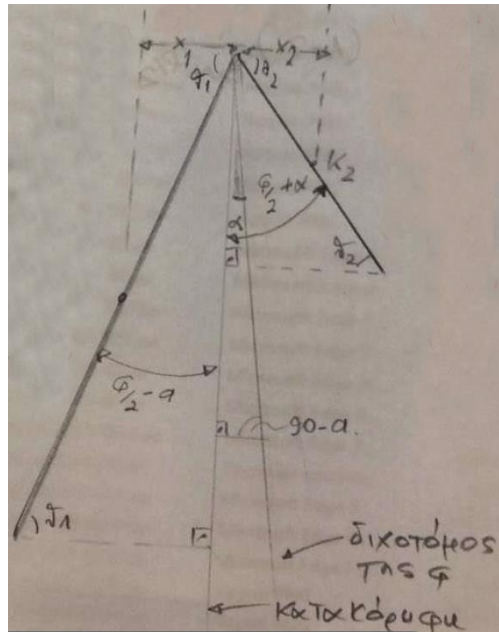
$$w_1 = \frac{(\lambda w_0)}{(\lambda + 1)}$$

Έστω  $\alpha$  η γωνία ανάμεσα στη διχοτόμο και την κατακόρυφη.

Για τις γωνίες ισχύει ότι:

$$\theta_1 + \frac{\varphi}{2} - \alpha = 90^\circ \Rightarrow \theta_1 = 90^\circ + \alpha - \frac{\varphi}{2}$$

$$\theta_2 + \frac{\varphi}{2} + \alpha = 90^\circ \Rightarrow \theta_2 = 90^\circ - \alpha - \frac{\varphi}{2}$$



Επίσης

$$w_1 x_1 = w_2 x_2 \Rightarrow w_1 \left( \frac{l_1}{2} \right) \sigma\upsilon\nu\theta_1 = w_2 \left( \frac{l_2}{2} \right) \sigma\upsilon\nu\theta_2$$

Αντικαθιστώντας τα  $w_1, w_2$ :

$$\frac{\lambda w_0}{\lambda + 1} l_1 \sigma\upsilon\nu\theta_1 = \frac{w_0}{\lambda + 1} l_2 \sigma\upsilon\nu\theta_2 \Rightarrow$$

$$\lambda^2 \sigma\upsilon\nu\theta_1 = \sigma\upsilon\nu\theta_2 \Rightarrow$$

$$\lambda^2 \sigma\upsilon\nu \left\{ 90^\circ - \left( \frac{\varphi}{2} - \alpha \right) \right\} = \sigma\upsilon\nu \left\{ 90^\circ - \left( \frac{\varphi}{2} + \alpha \right) \right\}$$

$$\lambda^2 \eta\mu \left( \frac{\varphi}{2} - \alpha \right) = \eta\mu \left( \frac{\varphi}{2} + \alpha \right) \Rightarrow$$

$$\lambda^2 \left\{ \eta\mu \left( \frac{\varphi}{2} \right) \sigma\upsilon\nu\alpha - \eta\mu\alpha \sigma\upsilon\nu \left( \frac{\varphi}{2} \right) \right\} = \eta\mu \left( \frac{\varphi}{2} \right) \sigma\upsilon\nu\alpha + \eta\mu\alpha \sigma\upsilon\nu \left( \frac{\varphi}{2} \right) \Rightarrow$$

(Τριγωνομετρικές ταυτότητες:  $\sigma\upsilon\nu(90^\circ - A) = \eta\mu A$  και  $\eta\mu(A \pm B) = \eta\mu A \sigma\upsilon\nu B \pm \eta\mu B \sigma\upsilon\nu A$ )

$$(\lambda^2 - 1) \eta\mu \left( \frac{\varphi}{2} \right) \sigma\upsilon\nu\alpha = (\lambda^2 + 1) \eta\mu\alpha \sigma\upsilon\nu \left( \frac{\varphi}{2} \right) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (\lambda^2 - 1) \varepsilon\varphi \left( \frac{\varphi}{2} \right) = (\lambda^2 + 1) \varepsilon\varphi\alpha$$

$$\Rightarrow \varepsilon\varphi\alpha = \frac{\lambda^2 - 1}{\lambda^2 + 1} \varepsilon\varphi \left( \frac{\varphi}{2} \right)$$

B)

**2. Μοχλοβραχίονες των Δυνάμεων** Το σύστημα κρέμεται από την κορυφή (σημείο O). Τα δύο σκέλη σχηματίζουν την ίδια γωνία  $\theta$  με την οριζόντια διεύθυνση.

Το κέντρο βάρους του μεγάλου σκέλους βρίσκεται στο μέσο του, δηλαδή σε απόσταση  $\frac{l_2}{2}$  από την κορυφή. Ο οριζόντιος μοχλοβραχίονάς του ως προς το O είναι:

$$d_2 = \left(\frac{l_2}{2}\right) \sigma\upsilon\nu\theta$$

Το κέντρο βάρους του μικρού σκέλους βρίσκεται σε απόσταση  $l_1/2$  από την κορυφή. Ο οριζόντιος μοχλοβραχίονάς του είναι:

$$d_1 = \left(\frac{l_1}{2}\right) \sigma\upsilon\nu\theta$$

Το βαρίδι  $w_1$  είναι αναρτημένο στο άκρο του μικρού σκέλους, άρα ο μοχλοβραχίονάς του είναι:

$$D_1 = l_1 \sigma\upsilon\nu\theta$$

### 3. Ισοροπία Ροπών

Για να ισορροπεί το σύστημα, η συνολική ροπή ως προς το σημείο O πρέπει να είναι μηδέν. Θεωρούμε θετική τη ροπή που τείνει να περιστρέψει το σύστημα προς την πλευρά του μεγάλου σκέλους:

$$\tau_{w_{o2}} - \tau_{w_{o1}} - \tau_{w_1} = 0$$
$$w_{o2} \left(\frac{l_2}{2 \cos\theta}\right) - w_{o1} \left(\frac{l_1}{2 \cos\theta}\right) - w_1 (l_1 \cos\theta) = 0$$

Διαιρούμε παντού με το  $\cos\theta$  (αφού η γωνία  $\theta$  είναι οξεία,  $\cos\theta \neq 0$ ):

$$\frac{(w_{o2} \cdot l_2)}{2} - \frac{(w_{o1} \cdot l_1)}{2} - w_1 \cdot l_1 = 0$$

Αντικαθιστούμε τα βάρη των σκελών συναρτήσει του  $w$  και το  $l_2$  συναρτήσει του  $l_1$  ( $l_2 = \lambda l_1$ ):

$$\frac{(\lambda w)}{(\lambda + 1)} \cdot \frac{(\lambda l_1)}{2} - \frac{w}{(\lambda + 1)} \cdot \frac{l_1}{2} - w_1 \cdot l_1 = 0$$

Απλοποιούμε το  $l_1$  και πολλαπλασιάζουμε όλη την εξίσωση με  $2(\lambda + 1)$ :

$$\lambda^2 w - w - 2(\lambda + 1)w_1 = 0$$

$$w(\lambda^2 - 1) = 2(\lambda + 1)w_1$$

Χρησιμοποιούμε την ταυτότητα  $\lambda^2 - 1 = (\lambda - 1)(\lambda + 1)$ :

$$w(\lambda - 1)(\lambda + 1) = 2(\lambda + 1)w_1$$

Επειδή  $\lambda > 1$  ο όρος  $(\lambda + 1)$  είναι διάφορος του μηδενός και απλοποιείται:

$$w(\lambda - 1) = 2w_1 \Rightarrow \frac{w_1}{w} = \frac{(\lambda - 1)}{2}$$

## ΘΕΜΑ Γ2

### A1)

Όταν ο διακόπτης δ είναι ανοικτός, το ρεύμα διαρρέει μόνο το δεξιό κύκλωμα (E, R<sub>2</sub>, L). Σε μόνιμη κατάσταση, το ιδανικό πηνίο συμπεριφέρεται ως βραχυκύκλωμα (V<sub>L</sub> = 0). Η αρχική ένταση του ρεύματος που διαρρέει το πηνίο είναι:

$$i_{L(0^-)} = \frac{E}{R_2} = \frac{E}{R}$$

Τη στιγμή που κλείνουμε τον διακόπτη, λόγω του φαινομένου της αυτεπαγωγής, η ένταση του ρεύματος στο πηνίο δεν μεταβάλλεται απότομα. Επομένως:

$$i_{L(0^+)} = i_{L(0^-)} = \frac{E}{R}$$

Έστω V<sub>KL</sub> η τάση στα άκρα του πηνίου εκείνη τη στιγμή. Εφαρμόζουμε τον 1ο κανόνα του Kirchhoff στον κόμβο σύνδεσης των κλάδων:

$$i_L = i_1 + i_2$$

Από τον 2ο κανόνα του Kirchhoff για τους δύο κλάδους (αριστερό και δεξιό αντίστοιχα) έχουμε:

$$E - i_1 R_1 - V_{KL} = 0 \Rightarrow i_1 = \frac{(E - V_{KL})}{2R} \text{ και } E - i_2 R_2 - V_{KL} = 0 \Rightarrow i_2 = \frac{(E - V_{KL})}{R}$$

Αντικαθιστούμε τα  $i_1, i_2$  στην εξίσωση του ρεύματος του πηνίου:

$$\frac{E}{R} = \frac{(E - V_{KL})}{2R} + \frac{(E - V_{KL})}{R}$$

Πολλαπλασιάζουμε όλη την εξίσωση με 2R για να απαλείψουμε τους παρονομαστές:

$$2E = (E - V_{KL}) + 2(E - V_{KL}) \Rightarrow$$

$$2E = 3E - 3V_{KL} \Rightarrow 3V_{KL} = E \Rightarrow V_{KL} = \frac{E}{3}$$

Η τάση στα άκρα ενός ιδανικού πηνίου VL συνδέεται με τον ρυθμό μεταβολής της έντασης του ρεύματος (di/dt) μέσω της σχέσης  $V_L = L * \left(\frac{di}{dt}\right)$

Εξισώνοντας τις δύο εκφράσεις για την τάση, έχουμε:  $L * \left(\frac{di}{dt}\right) = \frac{E}{3} \Rightarrow \frac{di}{dt} = \frac{E}{3 * L}$

A2)

Πριν το κλείσιμο το κύκλωμα έχει μόνο την πηγή E, την R2 = R και το πηνίο. Το ρεύμα είναι σταθερό:  $I_{\pi\rho} = \frac{E}{R}$

Η ισχύς που δίνει η πηγή είναι:  $P_{\pi\rho} = E * I_{\pi\rho} = \frac{E^2}{R}$

Αμέσως μετά το κλείσιμο λόγω αυτεπαγωγής, το ρεύμα στο πηνίο παραμένει  $I_L = \frac{E}{R}$ . Όπως υπολογίσαμε πριν με τη μέθοδο των κόμβων, η τάση στο σημείο K (άκρο πηνίου) είναι  $V_K = \frac{E}{3}$ .

Για την πηγή 1 έχω ότι:  $I_1 = \frac{(E - V_K)}{R_1} = \frac{(E - \frac{E}{3})}{2R} = \frac{(\frac{2E}{3})}{2R} = \frac{E}{3R}$

Για την πηγή 2 έχω ότι:  $I_2 = \frac{(E - V_K)}{R_2} = \frac{(E - \frac{E}{3})}{R} = \frac{(\frac{2E}{3})}{R} = \frac{2E}{3R}$

Η συνολική ισχύς που προσφέρουν οι δύο πηγές μαζί είναι το άθροισμα της επιμέρους ισχύος έκαστης:

$$P_{\mu\epsilon\tau} = E * I_1 + E * I_2 = E(I_1 + I_2)$$

$$P_{\mu\epsilon\tau} = E * \left(\frac{E}{3R} + \frac{2E}{3R}\right) = E * \frac{E}{R} = \frac{E^2}{R} = P_{\pi\rho\iota\nu}$$

A3)

Η ισχύς που καταναλώνεται ως θερμότητα είναι η ενέργεια που χάνεται ανά δευτερόλεπτο πάνω στους δύο αντιστάτες:

- Στον  $R_1$ :  $P_{R1} = I_1^2 * R_1 = \left(\frac{E}{3R}\right)^2 * 2R = \left(\frac{E^2}{9R^2}\right) * 2R = \frac{2E^2}{9R}$

- Στον  $R_2$ :  $P_{R2} = I_2^2 * R_2 = \left(\frac{2E}{3R}\right)^2 * R = \left(\frac{4E^2}{9R^2}\right) * R = \frac{4E^2}{9R}$

Επομένως η συνολική θερμική ισχύς δίνεται από την σχέση:  $P_{θερμ} = \frac{2E^2}{9R} + \frac{4E^2}{9R} = \frac{6E^2}{9R} = \frac{2E^2}{3R}$

Ο ρυθμός μεταβολής της ενέργειας του πηνίου δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dU_L}{dt} = P_L = V_L * I_L$$

Τη στιγμή  $t = 0$ :

$$\frac{dU_L}{dt} = \frac{E}{3} * \frac{E}{R} = \frac{E^2}{3R}$$

B)

Στην τελική κατάσταση, δηλαδή σε απειροστό χρόνο το ρεύμα είναι πάλι σταθερό, άρα  $V_L = 0$ . Αυτό σημαίνει ότι τα σημεία Κ και Λ είναι βραχυκυκλωμένα.

Κάθε κλάδος διαρρέεται από ρεύμα:

- $I_{1,τελ} = \frac{E}{R_1} = \frac{E}{2R}$

- $I_{2,τελ} = \frac{E}{R_2} = \frac{E}{R}$

Το συνολικό ρεύμα που περνά από το πηνίο είναι:

$$I_{τελ} = I_1 + I_2 = \frac{E}{2R} + \frac{E}{R} = \frac{3E}{2R}$$

### ΘΕΜΑ Γ3

Η ένταση του ρεύματος που δημιουργείται από ένα σωματίδιο που περιφέρεται σε κύκλο ακτίνας  $R$  με ταχύτητα  $u$  δίνεται από τη σχέση:

$$I = \frac{Q_{total}}{T} = \frac{n \cdot q}{\frac{2\pi R}{u}} = \frac{n \cdot q \cdot u}{2\pi R}$$

Η ταχύτητα προκύπτει ανάλογη της έντασης:  $u = \frac{2\pi R}{n \cdot q} \cdot I$

Έτσι η αρχική ταχύτητα θα είναι:  $u_o = \frac{2\pi R}{n \cdot q} \cdot I_o$

Η μεταβολή της μαγνητικής ροής δημιουργεί, σύμφωνα με τον νόμο του Faraday, μια επαγωγική τάση κατά μήκος της τροχιάς:

$$E_{\varepsilon\pi} = \left| \frac{d\Phi}{dt} \right| = A$$

Αυτή η τάση αντιστοιχεί σε ένα επαγωγικό ηλεκτρικό πεδίο  $E$  που επιταχύνει τα σωματίδια. Το έργο  $W$  που προσφέρει το πεδίο σε κάθε σωματίδιο ανά περιστροφή είναι  $W_{rot} = q \cdot E_{\varepsilon\pi} = q \cdot A$

Για  $N$  περιστροφές, το συνολικό έργο θα είναι:  $W_{total} = N \cdot q \cdot A$

Εφαρμόζουμε ΘΜΚΕ:

$$K_{\tau\epsilon\lambda} - K_{\alpha\rho\chi} = W$$

$$\frac{1}{2}mu^2 - \frac{1}{2}mu_o^2 = N \cdot q \cdot A$$

$$u^2 = u_o^2 + \frac{2 \cdot N \cdot q \cdot A}{m}$$

Αντικαθιστώντας τις ταχύτητες έχουμε:

$$\left( \frac{2\pi R}{n \cdot q} \cdot I \right)^2 = \left( \frac{2\pi R}{n \cdot q} \cdot I_o \right)^2 + \frac{2 \cdot N \cdot q \cdot A}{m}$$

$$I^2 = I_o^2 + \left( \frac{n \cdot q}{2\pi R} \right)^2 \cdot \frac{2 \cdot N \cdot q \cdot A}{m}$$

$$I = \sqrt{I_o^2 + \frac{n^2 \cdot q^2}{4\pi^2 R^2} \cdot \frac{2 \cdot N \cdot q \cdot A}{m}} \rightarrow I = \sqrt{I_o^2 + \frac{n^2 \cdot q^3 \cdot N \cdot A}{2\pi^2 R^2 m}}$$

#### ΘΕΜΑ Γ4

α) Κάθε κύλινδρος εκτελεί σύνθετη κίνηση (μεταφορική και στροφική). Εφόσον κυλιέται χωρίς να ολισθαίνει στο έδαφος, η ταχύτητα του σημείου επαφής με το έδαφος είναι μηδέν, ενώ η ταχύτητα του κέντρου μάζας είναι:

$$u_{cm} = \omega R$$

Το ανώτερο σημείο του κυλίνδρου, το οποίο βρίσκεται σε επαφή με το πλοίο, έχει ταχύτητα ως προς το έδαφος ίση με το άθροισμα της μεταφορικής και της γραμμικής ταχύτητας λόγω περιστροφής:

$$u_{up} = u_{cm} + \omega R = u + u = 2u$$

Επειδή το πλοίο δεν ολισθαίνει ως προς τον κύλινδρο, η ταχύτητα του πλοίου θα είναι ίση με την ταχύτητα των κυλίνδρων

$$u_{\text{πλοίου}} = 2u$$

β) Η επαφή του πλοίου με έναν κύλινδρο ξεκινάει από το μπροστινό μέρος του πλοίου και τελειώνει όταν το πίσω μέρος του πλοίου προσπεράσει τον κύλινδρο.

Η σχετική ταχύτητα του πλοίου ως προς το κέντρο του κυλίνδρου θα είναι:

$$u_{rel} = u_{\text{πλοίου}} - u_{cm} = 2u - u = u$$

Ο χρόνος που απαιτείται για να περάσει ολόκληρο το μήκος  $d$  του πλοίου πάνω από τον κύλινδρο είναι:

$$t = \frac{d}{u_{rel}} = \frac{d}{u}$$

Κατά τη διάρκεια αυτού του χρόνου, η μετατόπιση του πλοίου ως προς το έδαφος είναι:

$$\Delta x = u_{\text{πλοίου}} \cdot t = 2u \cdot \frac{d}{u} = 2d$$

γ) Η κίνηση του πλοίου καθορίζεται αποκλειστικά από τη γεωμετρία και τη μετάδοση της κίνησης από τους κυλίνδρους. Εφόσον όλοι οι κύλινδροι κυλίνουν με την ίδια ταχύτητα και καθένας χωριστά ωθεί το πλοίο με την ίδια ταχύτητα  $2u$ , η συνολική ταχύτητα και η μετατόπιση του πλοίου δεν αλλάζουν αν χρησιμοποιήσουμε περισσότερους κυλίνδρους. Το πλήθος των κυλίνδρων επηρεάζει μόνο την κατανομή του βάρους και την πίεση που ασκείται στο δάπεδο.

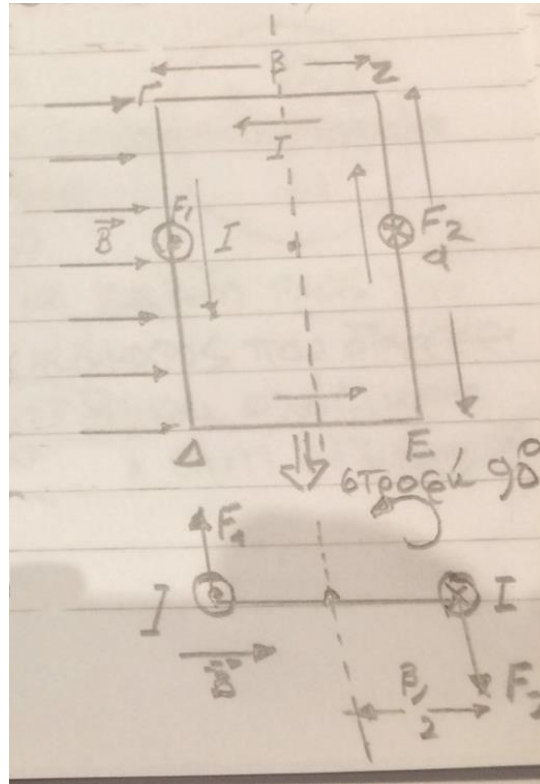
#### ΘΕΜΑ Γ5

α) Στους αγωγούς του πλαισίου ασκείται ηλεκτρομαγνητική δύναμη:

$$F_{\Gamma\Delta} = B I a = F_1 \text{ και } F_{EZ} = B I a = F_2$$

ενώ  $F_{\Delta E} = F_{Z\Gamma} = 0$ .

β) Το ζεύγος των δυνάμεων  $F_1$  και  $F_2$  δημιουργεί μηχανική ροπή με μοχλοβραχίονα την πλευρά  $\beta$  που έχει μέτρο:  $\tau = F_1 \cdot \frac{\beta}{2} + F_2 \cdot \frac{\beta}{2} = (F_1 + F_2) \cdot \frac{\beta}{2} = 2 \cdot B \cdot I \cdot \alpha \cdot \frac{\beta}{2} \Rightarrow \tau = B \cdot I \cdot (\alpha \cdot \beta) \Rightarrow \tau = B \cdot I \cdot A$  (1) όπου  $A = \alpha \cdot \beta$  η επιφάνεια του βρόχου.



γ)

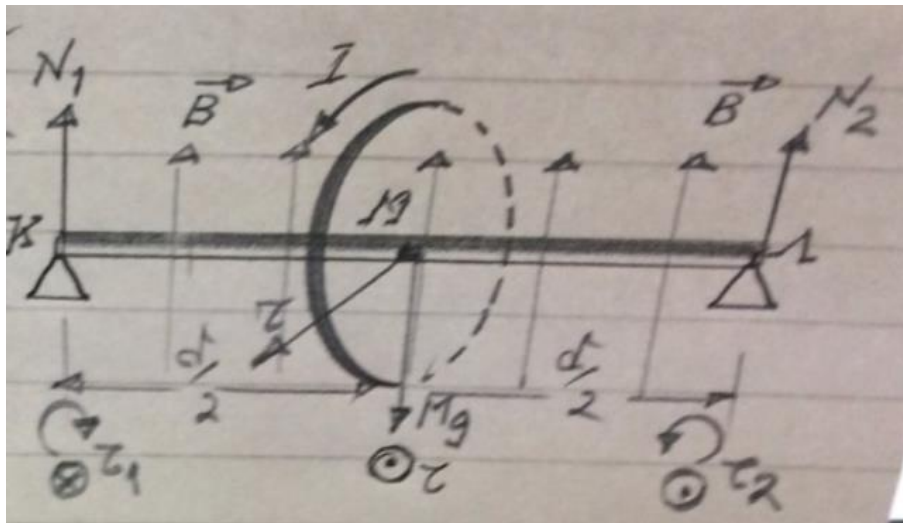
Γ1) Η επιφάνεια του κυκλικού βρόχου είναι  $A = \pi R^2$ , γενικεύοντας επομένως τη σχέση (1) βρίσκουμε ότι η ροπή που ασκείται στο βρόχο είναι  $\tau = B I A = \pi I B R^2$  (2) με κατεύθυνση  $\otimes$ , επομένως από το βρόχο ασκείται στη ράβδο ροπή ίσου μέτρου  $\tau = \pi I B R^2$  και κατεύθυνση  $\odot$ , οπότε από την ισορροπία της ράβδου έχουμε:

$$\begin{aligned} \tau + \tau_2 - \tau_1 &= 0 \Rightarrow \tau + N_2 \left( \frac{d}{2} \right) - N_1 \left( \frac{d}{2} \right) = 0 \Rightarrow N_1 - N_2 \\ &= \frac{(2\pi I B R^2)}{d} \quad (3) \text{ και } N_1 + N_2 = M g \quad (4) \end{aligned}$$

$$(3), (4) : N_1 = \frac{M g}{2} + \frac{\pi I B R^2}{d} \quad (5), N_2 = \frac{M g}{2} - \frac{\pi I B R^2}{d} \quad (6).$$

Επειδή  $N_2 < N_1$ , θα χαθεί πρώτα η επαφή της ράβδου στο άκρο  $\Lambda$ .

Γ2) Έστω  $I_{\min}$  η ελάχιστη ένταση του ρεύματος για να μη χάνεται η επαφή. Θέλουμε  $N_2 \geq 0 \Rightarrow$   
 (από την 6)  $\frac{Mg}{2} - \frac{\pi I B R^2}{d} \geq 0 \Rightarrow Mg d \geq 2\pi I B R^2 \Rightarrow I \leq \frac{Mgd}{2\pi B R^2} \Rightarrow I_{\max} = \frac{Mgd}{2\pi B R^2}$



### ΘΕΜΑ Γ6

1.

Η μορφή του γραφήματος θέσης-χρόνου είναι ημιτονοειδής. Επομένως η κίνηση χαρακτηρίζεται ως ΑΑΤ.

2.

Από το γράφημα βρίσκεται η περίοδος  $T=1s$ . Επομένως  $\omega=2\pi/T=2\pi \text{ rad}$

Το πλάτος είναι  $A = 0,04 \text{ m}$

Όταν είναι  $f=\phi$  είναι  $y=0,02 \text{ m}$ , οπότε από την εξίσωση της ΑΑΤ έχουμε:  $y=\eta\mu(\omega t + \phi_0) \rightarrow$

$-0,02=0,04\eta\mu(\phi_0) \rightarrow \eta\mu(\phi_0)=-1/2$ . Επειδή η ταχύτητα είναι θετική και  $v_{\max}\sigma\upsilon\nu(\phi_0)$  πρέπει  $\sigma\upsilon\nu(\phi_0)>0$  συνεπώς με  $\eta\mu\phi_0<0$  θα είναι  $\phi_0=11\pi/6 \text{ rad}$ . Τελικά έχω ότι  $y = 0,04 \cdot \eta\mu(2\pi t + 11\pi/6)$  (SI)

3.

Αντίστοιχα οι εξισώσεις της ταχύτητας και της επιτάχυνσης είναι:

$$v = \omega A \cdot \sigma\upsilon\nu(\omega t + \phi_0) = 0,08\pi \cdot \sigma\upsilon\nu(2\pi t + 11\pi/6) \text{ (SI) και}$$

$$a = -\omega^2 A \cdot \eta\mu(\omega t + \phi_0) = -0,16\pi^2 \cdot \eta\mu(2\pi t + 11\pi/6) \text{ (SI)}$$

Στα διαγράμματα παρατηρούμε ότι τη στιγμή  $t = 0$ :

- Η απομάκρυνση  $y$  ξεκινά από τα  $-0,02 \text{ m}$ .

- Η κλίση της  $y(t)$  είναι θετική (αφού  $u > 0$ ), άρα το σώμα κινείται προς τη θέση ισορροπίας.
- Η επιτάχυνση  $a$  έχει αντίθετο πρόσημο από την απομάκρυνση, επομένως ξεκινά από θετική τιμή.

Με τα κριτήρια αυτά επιλέγονται τα κατάλληλα διαγράμματα.

4.

Η γραφική παράσταση της επιτάχυνσης  $a$  σε συνάρτηση με την ταχύτητα  $u$  ( $a=f(u)$ ) για μια πλήρη περίοδο είναι μια έλλειψη. Αυτή η μορφή προκύπτει από τις εξισώσεις κίνησης.

$$u = \omega A \cdot \sigma\upsilon\nu(\omega t + \varphi_0) \rightarrow \sigma\upsilon\nu(\omega t + \varphi_0) = \frac{u}{\omega A}$$

$$a = -\omega^2 A \cdot \eta\mu(\omega t + \varphi_0) \rightarrow \eta\mu(\omega t + \varphi_0) = -\frac{a}{\omega^2 A}$$

Όμως,  $\eta\mu^2(\omega t + \varphi_0) + \sigma\upsilon\nu^2(\omega t + \varphi_0) = 1$ , άρα:

$$\left(\frac{u}{\omega A}\right)^2 + \left(\frac{a}{\omega^2 A}\right)^2 = 1$$

Πρόκειται για έλλειψη με μεγάλο ημιάξονα  $a_{max} = \omega^2 A = 1.58 \text{ m/s}^2$

και μικρό ημιάξονα  $u_{max} = \omega A = 0.25 \text{ m/s}$

Από την τιμή  $u_{max} = 0.25 \text{ m/s}$  του διαγράμματος τη στιγμή όπου  $a=0$  παίρνουμε:

$$u_{max} = \omega A \rightarrow \omega = \frac{u_{max}}{A} \rightarrow \frac{2\pi}{T} = \frac{u_{max}}{A} \rightarrow T = \frac{2\pi A}{u_{max}} = \frac{2\pi \cdot 0.04}{0.25} \rightarrow T = 1 \text{ s}$$

5.

Από την ευθεία μορφή του διαγράμματος  $M$ - $y$  όπου  $M$  το ζητούμενο μέγεθος προκύπτουν:

α) Τα μεγέθη  $M$  και  $y$  είναι ανάλογα:  $M = D_y$  ( $D$  συντελεστής)

β) Η κλίση του διαγράμματος είναι αρνητική επομένως  $M = -D_y$

Στην ΑΑΤ η εξίσωση  $\Sigma F = -D_y$  είναι ανάλογης μορφής επομένως το μέγεθος  $M$  είναι η συνισταμένη δύναμη και  $D$  η σταθερά της ΑΑΤ.