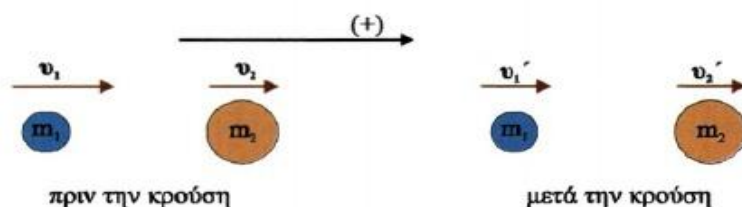


ΤΥΠΟΛΟΓΙΟ ΦΥΣΙΚΗΣ Γ' ΛΥΚΕΙΟΥ - ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ

ΚΡΟΥΣΕΙΣ

(τα **bold** γράμματα αντιστοιχούν σε διανυσματικά μεγέθη και γράφονται με το διάνυσμα)

Μετωπική (ή κεντρική) κρούση:



(Α.Δ.Ο.): $p_{ολπριν} = p_{ολμετά} \xRightarrow{p=mv} m_1 u_1 + m_2 u_2 = m_1 u_1' + m_2 u_2'$

Αν η κρούση είναι **ελαστική**: $K_{ολπριν} = K_{ολμετά} \xRightarrow{K=\frac{1}{2}mv^2} \frac{1}{2}m_1 u_1^2 + \frac{1}{2}m_2 u_2^2 = \frac{1}{2}m_1 u_1'^2 + \frac{1}{2}m_2 u_2'^2$

Αν η κρούση είναι **ανελαστική**:

$K_{ολπριν} = K_{ολμετά} + Q \xRightarrow{K=\frac{1}{2}mv^2} \frac{1}{2}m_1 u_1^2 + \frac{1}{2}m_2 u_2^2 = \frac{1}{2}m_1 u_1'^2 + \frac{1}{2}m_2 u_2'^2 + Q$ (Q: θερμότητα)

Αν η κρούση **κεντρική ελαστική**, οι ταχύτητες των σφαιρών **μετά** την κρούση:

$$u_1' = \frac{2m_2}{m_1 + m_2} u_2 + \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} u_1$$

$$u_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} u_1 + \frac{m_2 - m_1}{m_1 + m_2} u_2$$

Στους τύπους, οι τιμές των ταχυτήτων u_1 και u_2 των δύο σφαιρών πριν την κρούση αντικαθίστανται **αλγεβρικά** (δηλαδή με θετικό ή αρνητικό πρόσημο, ανάλογα με τη φορά των ταχυτήτων πριν την κρούση και την ορισθείσα θετική φορά στο σχήμα. Αν οι σφαίρες έχουν **ίσες μάζες**: $u_1' = u_2$ και $u_2' = u_1$

Αν η κρούση **κεντρική ελαστική** και η Σ_2 αρχικά ακίνητη ($u_2=0$) πριν την κρούση:

$$u_1' = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} u_1$$

$$u_2' = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} u_1$$

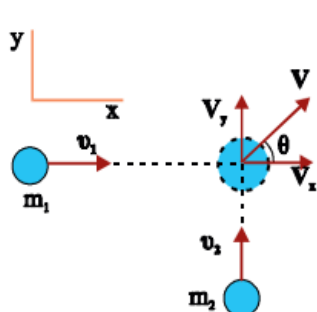
Παρατηρήσεις:

1) Αν $m_1 = m_2$ προκύπτει $u_1' = 0$ και $u_2' = u_1$

2) Αν $m_1 \ll m_2$ προκύπτει $u_1' = -u_1$ και $u_2' = 0$

3) Αν $m_1 \gg m_2$ προκύπτει $u_1' = u_1$ και $u_2' = 2u_1$

Αν η κρούση είναι **πλάγια** μπορούμε να εφαρμόσουμε την Α.Δ.Ο σε άξονες $x'x$ και $y'y$:



$$\begin{aligned} p_x^{\text{πρην}} &= p_x^{\text{μετά}} & m_1 v_1 &= (m_1 + m_2) V_x \\ p_y^{\text{πρην}} &= p_y^{\text{μετά}} & m_2 v_2 &= (m_1 + m_2) V_y \end{aligned} \quad \text{ή}$$

Αλλιώς εφαρμόζουμε την Α.Δ.Ο σε διανυσματική μορφή:

$$\mathbf{p}_{\text{ολπριν}} = \mathbf{p}_{\text{ολμετά}} \xrightarrow{p=mv} m_1 v_1 = \sqrt{(m_1 v_1')^2 + (m_2 v_2')^2}$$

ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ

ΑΠΛΗ ΑΡΜΟΝΙΚΗ ΤΑΛΑΝΤΩΣΗ

Χρονικές εξισώσεις: $x = A \sin(\omega t + \phi_0)$

x : απομάκρυνση από τη Θ.Ι.

$v = \omega A \cos(\omega t + \phi_0)$

v : ταχύτητα

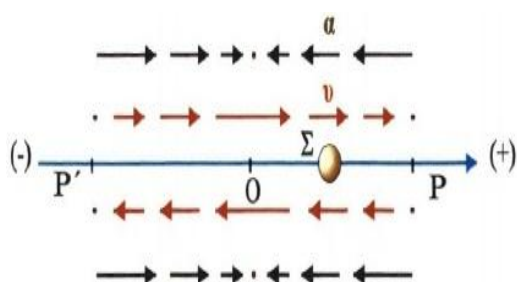
$a = -\omega^2 A \sin(\omega t + \phi_0)$

a : επιτάχυνση

Όταν περνά το σώμα από τη θέση ισορροπίας έχει $v_{\max} = \omega A$

Όταν περνά το σώμα από τις ακραίες θέσεις έχει: $a_{\max} = \omega^2 \cdot A$

Η επιτάχυνση είναι ανάλογη με την απομάκρυνση: $a = -\omega^2 \cdot x$



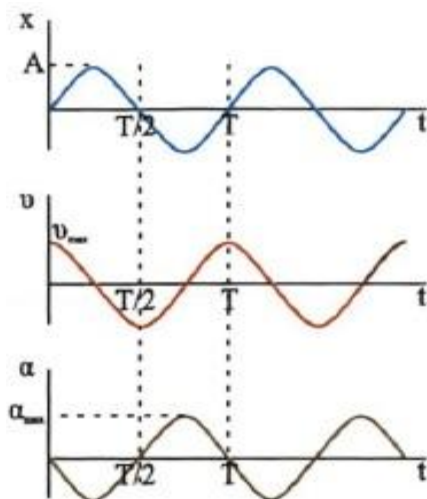
Παρατηρήσεις:

Όταν το σώμα πλησιάζει στη θέση ισορροπίας το μέτρο της v αυξάνει, ενώ της a ελαττώνεται.

Η επιτάχυνση έχει **αντίθετη φορά** από την απομάκρυνση και έχει φορά προς τη Θ.Ι.

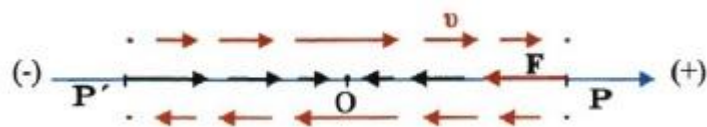
Στην περίπτωση που για $t_0=0$ είναι $x=0$ και $v>0$ ή $\phi_0 = 0$

Στην περίπτωση που για $t_0=0$ είναι $x=+A$ ($v=0$) ή $\phi_0=\pi/2$



ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΜΕ $\phi_0=0$

ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΤΗΣ Α.Α.Τ.



Ικανή και αναγκαία συνθήκη για να εκτελεί ένα σώμα Α.Α.Τ: $\Sigma F = -D \cdot x$

Περίοδος στην Α.Α.Τ: $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{D}}$

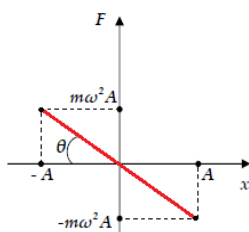
Γωνιακή συχνότητα: $\omega = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{D}{m}}$

Για το σύστημα μάζα-ελατήριο η σταθερά επαναφοράς $D = k = m\omega^2$ (για να αλλάξει το D πρέπει να αλλάξουμε το ελατήριο με άλλο, διαφορετικής σταθεράς k)

Η συνισταμένη δύναμη (δύναμη επαναφοράς) έχει φορά **αντίθετη** από την απομάκρυνση, άρα έχει πάντα **φορά προς τη θέση ισορροπίας**.

Σε ασκήσεις με ελατήριο, η **δύναμη ελατηρίου**: $F_{ελ} = k\Delta L$ (όπου ΔL η παραμόρφωση από το **φυσικό μήκος** του ελατηρίου)

Η δύναμη επαναφοράς $\Sigma F = -kx$ (όπου x η απομάκρυνση από τη **θέση ισορροπίας**).



Στο διάγραμμα: $\epsilon\phi\theta = \frac{m\omega^2 A}{A} = m\omega^2 = D$

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΔΥΝΑΜΗΣ
ΕΠΑΝΑΦΟΡΑΣ-
ΑΠΟΜΑΚΡΥΝΣΗΣ

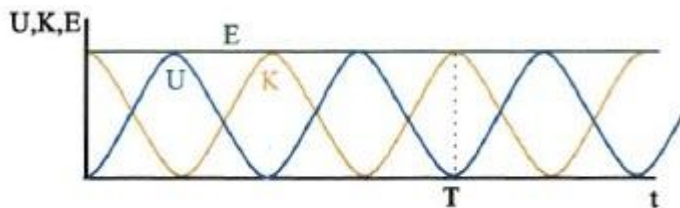
ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΣΤΗΝ Α.Α.Τ

Κινητική ενέργεια: $K = \frac{1}{2}mv^2 = E\sigma\upsilon\nu^2(\omega t + \varphi_0)$

Δυναμική ενέργεια: $U = \frac{1}{2}Dx^2 = E\eta\mu^2(\omega t + \varphi_0)$

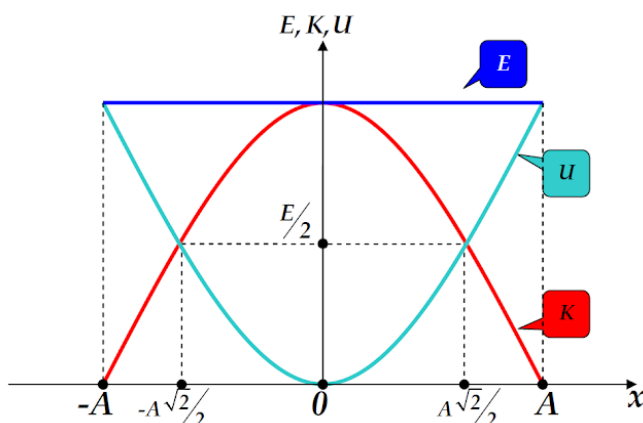
Ενέργεια ταλάντωσης: $E = \frac{1}{2}DA^2$

Διάγραμμα ενέργειας – χρόνου (αν $\varphi_0 = 0$):



Αν $\varphi_0 = \pi/2$ οι καμπύλες για τη δυναμική και την κινητική ενέργεια στο σχήμα είναι αντίστροφα (Για $t_0 = 0$ είναι $U = E$ και $K = 0$)

Διάγραμμα ενέργειας – απομάκρυνσης:



$$K = U \Rightarrow E - U = U \Rightarrow E = 2U \\ \Rightarrow \frac{1}{2}DA^2 = 2\frac{1}{2}Dx^2 \Rightarrow x = \pm A\frac{\sqrt{2}}{2}$$

Η δυναμική ενέργεια ταλάντωσης γίνεται ίση με την κινητική **4 φορές** στη διάρκεια μίας περιόδου.

Η μορφή των καμπυλών και οι τιμές στο διάγραμμα **δεν** επηρεάζονται από την αρχική φάση.

Η ενέργεια ταλάντωσης ισούται με τη μέγιστη κινητική στη θέση ισορροπίας και με τη μέγιστη δυναμική στις ακραίες θέσεις.

Η ενέργεια E καθορίζει το πλάτος ταλάντωσης A .

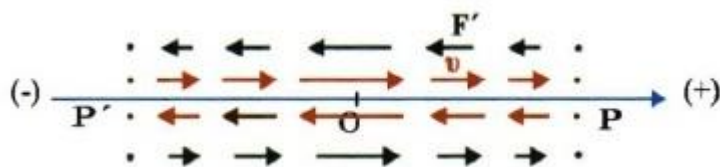
Αν δεν υπάρχουνε τριβές $E = K + U = \text{σταθερή}$.

$$E = K + U \Rightarrow \frac{1}{2}DA^2 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}Dx^2 \xrightarrow{D=m\omega^2} |v| = \omega\sqrt{A^2 - x^2}$$

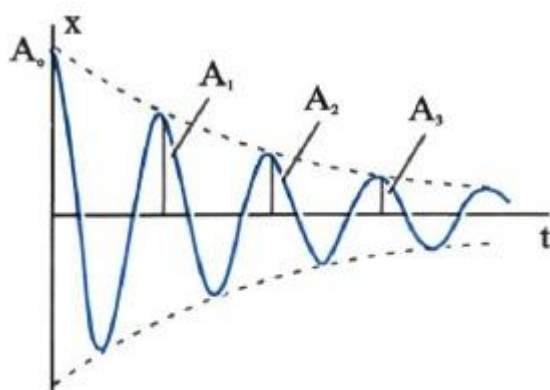
Η τελευταία σχέση μας δίνει το μέτρο της ταχύτητας v σε συνάρτηση με την απομάκρυνση x

ΦΘΙΝΟΥΣΑ ΤΑΛΑΝΤΩΣΗ

Σε μία φθίνουσα ταλάντωση η αρχική ενέργεια (E_0) μετατρέπεται **σταδιακά** σε θερμική.



Όταν η δύναμη απόσβεσης είναι της μορφής $F' = -bv$, το πλάτος ταλάντωσης ελαττώνεται **εκθετικά** με τον χρόνο: $A = A_0 e^{-\lambda t}$ και ο λόγος δύο διαδοχικών τιμών του πλάτους ανά περίοδο ($0, T, 2T, \dots$) παραμένει σταθερός.



$$\frac{A_0}{A_1} = \frac{A_1}{A_2} = \frac{A_2}{A_3} = \dots = \text{σταθ.}$$

Το ίδιο ισχύει και για τις διαδοχικές τιμές ενέργειας:

$$\frac{E_0}{E_1} = \frac{E_1}{E_2} = \frac{E_2}{E_3} = \dots = \text{σταθ.}$$

Η ενέργεια ταλάντωσης: $E = \frac{1}{2} D A^2 = \frac{1}{2} D (A_0 e^{-\lambda t})^2 = E_0 e^{-2\lambda t}$ (η E ελαττώνεται εκθετικά).

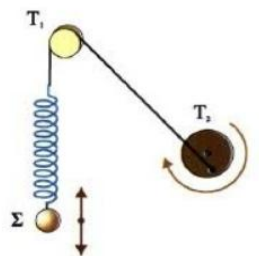
Το έργο της δύναμης απόσβεσης από $t_0=0$ έως κάποια χρονική στιγμή t που το πλάτος από A_0 έχει ελαττωθεί σε $A = A_0 e^{-\lambda t}$:

$W_{F'} = E - E_0 = \frac{1}{2} D (A^2 - A_0^2)$. Επειδή $A < A_0$ το έργο της δύναμης απόσβεσης είναι **πάντα αρνητικό** και ισούται κατά απόλυτη τιμή με τη θερμική ενέργεια ως απώλεια:

$$Q = |W_{F'}| = \frac{1}{2} D(A_o^2 - A^2)$$

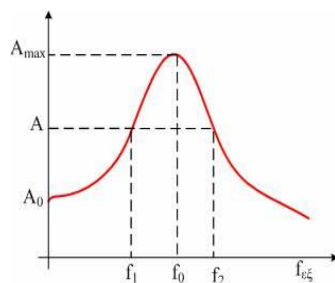
ΕΞΑΝΑΓΚΑΣΜΕΝΕΣ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ

Ιδιοσυχνότητα : $f_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$ είναι η συχνότητα της ελεύθερης και αμείωτης ταλάντωσης.



Η συχνότητα ταλάντωσης είναι η συχνότητα που επιβάλλει ο τροχός-διεγέρτης.

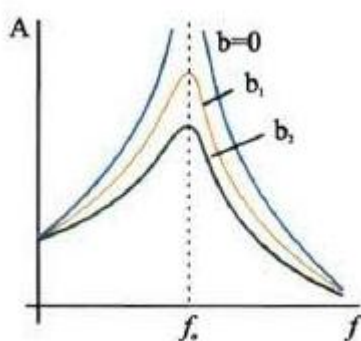
Το πλάτος ταλάντωσης αυξάνεται όσο ελαττώνεται η διαφορά $|f - f_o|$ και ελαττώνεται όσο η διαφορά $|f - f_o|$ αυξάνεται.



Όταν $f=f_o$ (συντονισμός), η ενέργεια μεταφέρεται από τον διεγέρτη στο ταλαντούμενο σύστημα **κατά τον βέλτιστο τρόπο**, με συνέπεια το πλάτος ταλάντωσης να είναι **μέγιστο** (A_{max}).

Παρατηρούμε ότι υπάρχουν δύο τιμές της συχνότητας εκατέρωθεν της f_o , για τις οποίες το πλάτος ταλάντωσης είναι το ίδιο.

Αύξηση της σταθεράς απόσβεσης b προκαλεί μείωση του μέγιστου πλάτους της εξαναγκασμένης ταλάντωσης :



Στο διάγραμμα $b_2 > b_1$. Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνει η σταθερά απόσβεσης b το A_{max} κατά τον συντονισμό ελαττώνεται.

Αν $b=0$ (πρακτικά αδύνατο) το πλάτος ταλάντωσης κατά τον συντονισμό θα έπρεπε να γίνεται άπειρο.

ΚΥΜΑΤΑ

Ταχύτητα διάδοσης κύματος: $v = \frac{x}{t}$

Θεμελιώδης νόμος της κυματικής: $v = \lambda \cdot f$

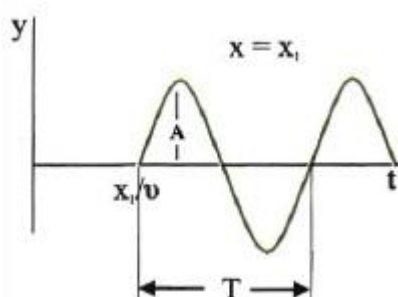
Εξίσωση αρμονικού κύματος: $y = A \eta \mu 2\pi (\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda})$

Αν το κύμα διαδίδεται προς την αρνητική κατεύθυνση: $y = A \eta \mu 2\pi (\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda})$

Εξίσωση ταχύτητας σημείου Σ: $v = \omega A \sigma \upsilon \nu 2\pi (\frac{t}{T} \pm \frac{x}{\lambda})$

Εξίσωση επιτάχυνσης σημείου Σ: $a = -\omega^2 A \eta \mu 2\pi (\frac{t}{T} \pm \frac{x}{\lambda})$

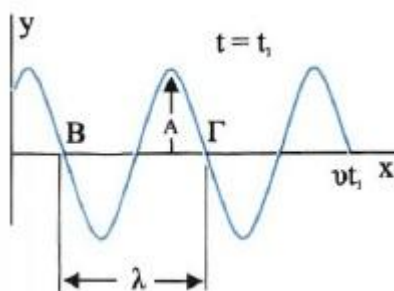
Γραφική παράσταση απομάκρυνσης (y) – χρόνου (t) για ένα σημείο του μέσου:



($t_1 = x_1/v$: χρόνος άφιξης του κύματος στο σημείο)

: $y = A \eta \mu [2\pi (\frac{t}{T} - \sigma \tau \alpha \theta)]$: εξίσωση ταλάντωσης

Στιγμιότυπο του κύματος (γραφική παράσταση απομάκρυνσης y συναρτήσει της απόστασης x των σημείων από την πηγή):



Εξίσωση που περιγράφει το στιγμιότυπο: $y = A \eta \mu [2\pi (\sigma \tau \alpha \theta - \frac{x}{\lambda})]$

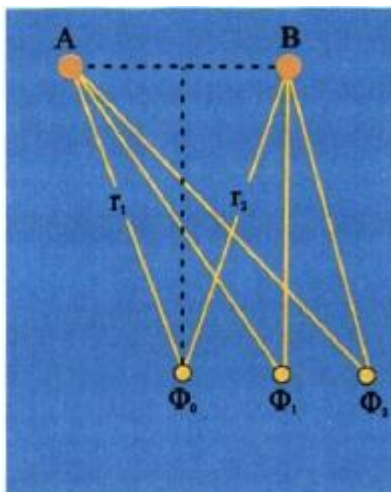
Παρατηρήσεις:

- 1) Όταν το κύμα αλλάζει μέσο διάδοσης, αλλάζει η ταχύτητα v και το μήκος κύματος λ , αλλά η **συχνότητα f παραμένει σταθερή**, αφού εξαρτάται από την πηγή.
- 2) Όταν μεταβάλλεται η συχνότητα f της πηγής, αλλάζει το μήκος κύματος, αλλά η **ταχύτητα διάδοσης v παραμένει σταθερή**, εφόσον το κύμα διαδίδεται στο ίδιο μέσο.
- 3) Διαφορά φάσης δύο σημείων $\Sigma_1(x_1)$ και $\Sigma_2(x_2)$ δίνεται από τον τύπο: $\Delta \phi = 2\pi \frac{\Delta x}{\lambda}$

ΣΥΜΒΟΛΗ

Εξισώσεις ταλάντωσης πηγών: $y_1 = A\eta\mu(\omega t)$ και $y_2 = A\eta\mu(\omega t)$ (σύγχρονες πηγές)

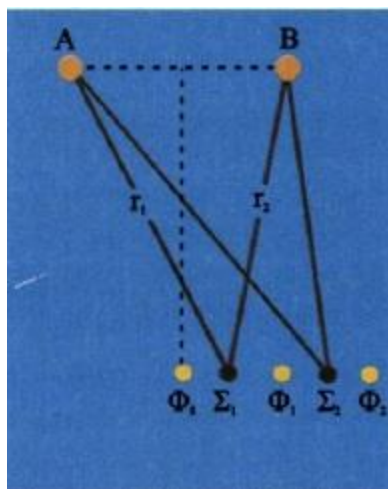
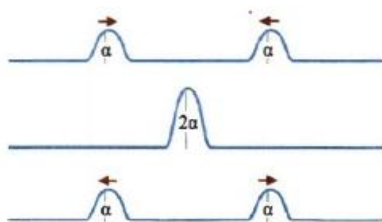
Εξισώσεις κυμάτων από τις δύο πηγές: $y_1 = A\eta\mu 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda})$ και $y_2 = A\eta\mu 2\pi(\frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda})$



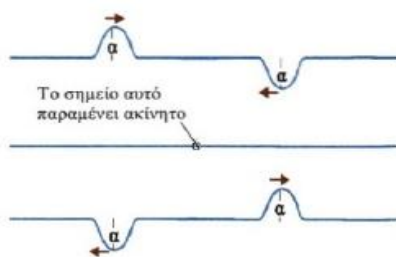
ΕΝΙΣΧΥΤΙΚΗ ΣΥΜΒΟΛΗ

Στα σημεία όπου παρατηρείται **ενίσχυση** ($A' = 2A$), η διαφορά των αποστάσεών τους από τις πηγές είναι **ακέραιο** πολλαπλάσιο του μήκους κύματος λ :

$$r_1 - r_2 = N\lambda \text{ όπου } N=0, \pm 1, \pm 2..$$



Στα σημεία όπου η διαφορά των αποστάσεών τους από τις δύο πηγές είναι **περιττό πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος ($\lambda/2$)**, παρατηρείται **απόσβεση** ($A' = 0$):
 $r_1 - r_2 = (2N+1)\lambda/2$ όπου $N=0, \pm 1, \pm 2...$

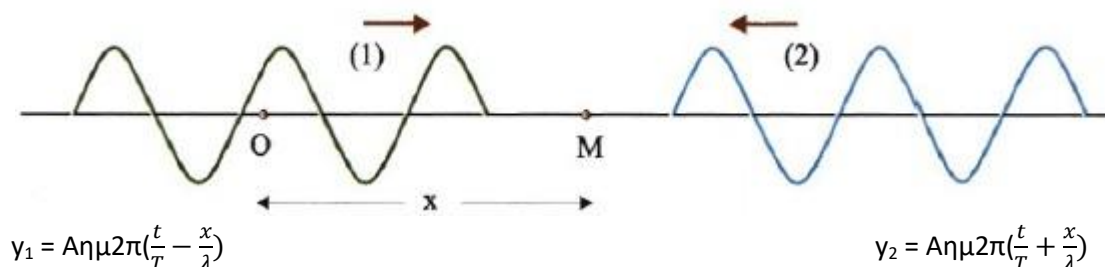


Παρατηρήσεις:

- 1) Όλα τα σημεία ενίσχυσης και απόσβεσης βρίσκονται πάνω σε **υπερβολές**, αφού για αυτά ισχύει: $r_1 - r_2 = \text{σταθ}$. Οι υπερβολές αυτές λέγονται **κροσσοί συμβολής**.
- 2) Αλλαγή στη συχνότητα των συμβαλλόντων κυμάτων προκαλεί μεταβολή στο μήκος κύματος λ αυτών, με ενδεχόμενη (όχι βέβαια) μεταβολή στο πλάτος ταλάντωσης ενός σημείου λόγω της συμβολής.

ΣΤΑΣΙΜΟ ΚΥΜΑ

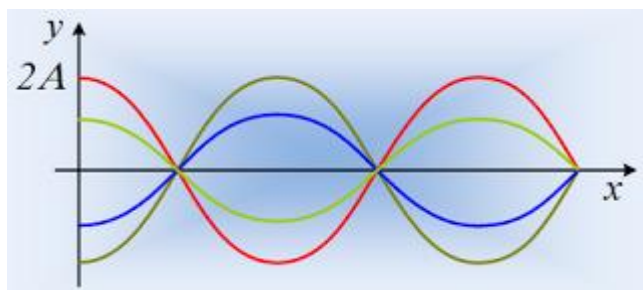
Αποτέλεσμα της συμβολής δύο κυμάτων με ίδιο πλάτος, ίδιο μήκος κύματος και συχνότητας, που διαδίδονται στο ίδιο ελαστικό μέσο, σε αντίθετες κατευθύνσεις:



Εξίσωση στάσιμου κύματος με κοιλία στο O ($x=0$): $y = 2A\sigma\upsilon\nu\frac{2\pi x}{\lambda}\eta\mu\frac{2\pi t}{T}$

Πλάτος ταλάντωσης σημείου: $|A'_x| = 2A\left|\sigma\upsilon\nu\frac{2\pi x}{\lambda}\right|$

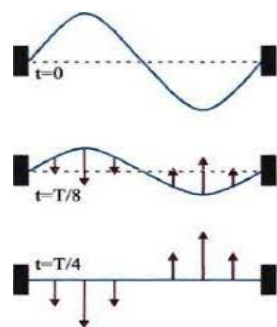
Τα σημεία με $A' = 2A$ ονομάζονται **κοιλίες** ενώ τα σημεία με $A' = 0$ ονομάζονται **δεσμοί**.



Αν σε μία χορδή μήκους L για $x=0$ έχουμε **κοιλία** και για $x=L$ έχουμε **δεσμό**, το μήκος της χορδής: $L = \frac{\lambda}{4} + (N - 1)\frac{\lambda}{2}$, όπου N το πλήθος των δεσμών (ή των κοιλιών) στη χορδή.

Π.χ. στο σχήμα είναι $L = \frac{\lambda}{4} + (3 - 1)\frac{\lambda}{2} = \frac{5\lambda}{4}$

Αν σε μία χορδή μήκους L είναι και τα δύο άκρα της **ακλόνητα στερεωμένα (δεσμοί)**, το μήκος της χορδής: $L = N\frac{\lambda}{2}$, όπου N το πλήθος των **κοιλιών** που σχηματίζονται στη χορδή.



Π.χ. στο διπλανό σχήμα παρατηρούμε ότι υπάρχουν 3 δεσμοί (οι δύο στα άκρα και ένας στο μέσο της χορδής). Οι **κοιλίες** είναι δύο (στην κορυφή κάθε **ατράκτου**). Συνεπώς είναι $N=2$, άρα το μήκος της χορδής: $L = 2\frac{\lambda}{2} = 2\frac{v}{2f} = \frac{v}{f}$

Παρατήρηση: Για να μπορούμε να εφαρμόσουμε στην περίπτωση αυτή την εξίσωση του στάσιμου κύματος ορίζουμε μία κοιλία ως σημείο με $x=0$ και μετράμε τις αποστάσεις των σημείων από αυτήν.

Ταλάντωση ενός σημείου (Σ) του μέσου στο οποίο δημιουργείται στάσιμο κύμα:

Εξίσωση απομάκρυνσης: $y_{\Sigma} = 2A \sin \frac{2\pi x_{\Sigma}}{\lambda} \eta \mu \frac{2\pi t}{T}$

Εξίσωση ταχύτητας: $v_{\Sigma} = \omega 2A \sin \frac{2\pi x_{\Sigma}}{\lambda} \sigma \upsilon \nu \frac{2\pi t}{T}$

Εξίσωση επιτάχυνσης: $a_{\Sigma} = -\omega^2 2A \sin \frac{2\pi x_{\Sigma}}{\lambda} \eta \mu \frac{2\pi t}{T}$

Θέσεις **δεσμών**: $x_{\Delta} = (2k + 1) \frac{\lambda}{4}$, όπου $k=0,1,2,\dots$

Θέσεις **κοιλιών**: $x_K = k \frac{\lambda}{2}$, όπου $k=0,1,2,\dots$

Παρατηρήσεις:

- 1) Αν σε μία άσκηση μας δίνει την απομάκρυνση y_{Σ} ενός σημείου Σ από τη θέση ισορροπίας του, μπορούμε να εφαρμόσουμε ΑΔΕΤ για την Α.Α.Τ του σημείου για να βρούμε το μέτρο της ταχύτητας ταλάντωσής του:

$$E = K + U \Rightarrow \frac{1}{2} D A'^2 = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} D y^2 \xrightarrow{D=m\omega^2} |v| = \omega \sqrt{A'^2 - y^2}$$

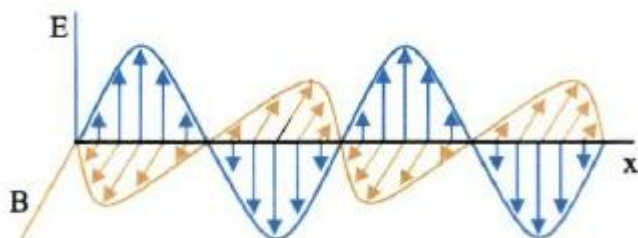
Όπου το πλάτος ταλάντωσης του σημείου: $|A'_{\Sigma}| = 2A \left| \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right|$

- 2) Στο **στάσιμο κύμα** όλα τα σημεία διέρχονται **ταυτόχρονα** από τη θέση ισορροπίας και φτάνουν **ταυτόχρονα** στις θέσεις μέγιστης απομάκρυνσής τους ($y = \pm A'$), πλην των **δεσμών**, οι οποίοι μένουν **διαρκώς** στις θέσεις ισορροπίας τους.
- 3) Στο στάσιμο κύμα συμβαίνει περιοδική μετατροπή της δυναμικής ενέργειας των σημείων της χορδής σε κινητική και αντίστροφα. Ως εκ τούτου το στάσιμο κύμα δεν είναι κύμα, αλλά μία ιδιόμορφη ταλάντωση των σημείων του μέσου.
- 4) Στο στάσιμο κύμα τα σημεία **ανάμεσα σε δύο διαδοχικούς δεσμούς** έχουν **διαφορά φάσης $\Delta\phi=0$** , ενώ σημεία **εκατέρωθεν του ίδιου δεσμού που απέχουν μεταξύ τους απόσταση $d < \lambda/2$** παρουσιάζουν **διαφορά φάσης $\Delta\phi=\pi$**

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Η αιτία δημιουργίας του ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι η επιταχυνόμενη κίνηση των ηλεκτρικών φορτίων.

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μεταφέρουν στον χώρο ενέργεια **ηλεκτρικού** και **μαγνητικού** πεδίου. Διαδίδονται και στο κενό με την ταχύτητα του φωτός ($c = 3 \cdot 10^8$ m/s).



$$E = E_{\max} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

$$B = B_{\max} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

Εξίσωση **ηλεκτρικού** πεδίου Η/Μ κύματος (E σε V/m)

Εξίσωση **μαγνητικού** πεδίου Η/Μ κύματος (B σε T)

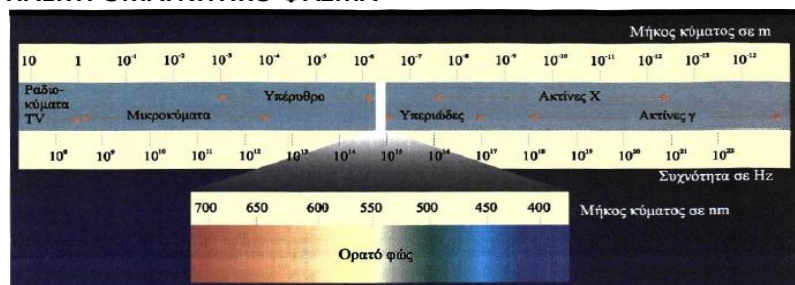
Σε κάθε μέσο : $\frac{E}{B} = v$, όπου v η ταχύτητα διάδοσης του φωτός στο υλικό μέσο ($v < c$)

Στο κενό: $\frac{E}{B} = c$, όπου c η ταχύτητα του φωτός στο κενό.

Παρατηρήσεις:

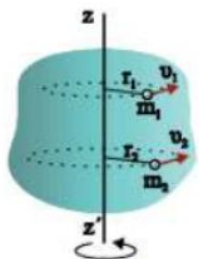
- 1) Κοντά στην κεραία εκπομπής Η/Μ κύματος, το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο παρουσιάζουν διαφορά φάσης $\pi/2$ (όταν το ένα είναι μέγιστο, το άλλο είναι μηδέν)
Σε μεγάλη απόσταση από την κεραία , τα δύο πεδία είναι **συμφασικά**.
- 2) Τα Η/Μ κύματα είναι **εγκάρσια** και ισχύει για αυτά **$c = \lambda \cdot f$** (στο κενό)

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΦΑΣΜΑ



ΡΑΔΙΟΚΥΜΑΤΑ (RW) $\lambda \uparrow$
 ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΑ (MW)
 ΥΠΕΡΥΘΡΕΣ (IR)
 ΟΡΑΤΟ (VIS)
 ΥΠΕΡΙΩΔΕΣ (U.V.)
 ΑΚΤΙΝΕΣ X (X RAYS)
 ΑΚΤΙΝΕΣ γ

Α) ΣΤΡΟΦΙΚΗ ΚΙΝΗΣΗ ΣΤΕΡΕΟΥ



Το στερεό μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από στοιχειώδη τμήματα με μάζες $m_1, m_2, \dots$. Κάθε μάζα εκτελεί κυκλική κίνηση γύρω από τον άξονα περιστροφής.

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} : \text{γωνιακή ταχύτητα (σε } \frac{\text{rad}}{\text{s}})$$

$$v = \omega \cdot r : \text{γραμμική ταχύτητα (σε } \frac{\text{m}}{\text{s}})$$

$$a_k = \frac{v^2}{r} = \omega^2 r : \text{κεντρομόλος επιτάχυνση}$$

✓ Όλα τα σημεία του σώματος έχουν την ίδια **γωνιακή** ταχύτητα

✓ Η γραμμική ταχύτητα καθώς και η κεντρομόλος επιτάχυνση είναι ανάλογη με την απόσταση του σημείου από τον άξονα περιστροφής.

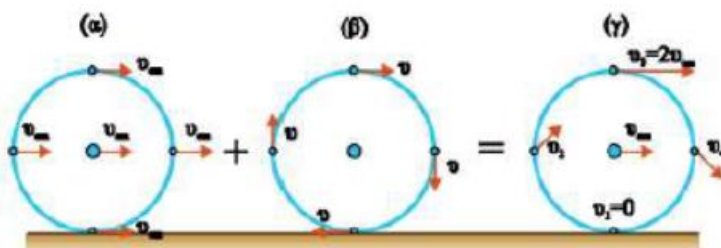
ΕΠΙΤΑΧΥΝΟΜΕΝΗ / ΕΠΙΒΡΑΔΥΝΟΜΕΝΗ ΣΤΡΟΦΙΚΗ

ΜΕΓΕΘΟΣ	
ΓΩΝΙΑΚΗ ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗ ($\alpha_{γων}$)	$\alpha_{γων} = \frac{\Delta\omega}{\Delta t} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{t_2 - t_1}$
ΓΩΝΙΑΚΗ ΤΑΧΥΤΗΤΑ (ω)	$\omega = \omega_0 + \alpha_{γων}t$ ή $\omega = \omega_0 - \alpha_{γων}t$
ΓΩΝΙΑΚΗ ΜΕΤΑΤΟΠΙΣΗ	$\Delta\theta = \omega_0 t + \frac{1}{2}\alpha_{γων}t^2$ ή $\Delta\theta = \omega_0 t - \frac{1}{2}\alpha_{γων}t^2$

$$\text{Αριθμός περιστροφών: } N = \frac{\Delta\theta}{2\pi}$$

ΣΥΝΘΕΤΗ ΚΙΝΗΣΗ ΣΤΕΡΕΟΥ

ΚΥΛΙΣΗ ΤΡΟΧΟΥ (ΧΩΡΙΣ ΟΛΙΣΘΗΣΗ)



- ✓ Όλα τα σημεία του τροχού έχουν την v_{cm} λόγω μεταφορικής κίνησης
- ✓ Εκτός από το κέντρο μάζας (cm) του τροχού, όλα τα υπόλοιπα σημεία έχουν και γραμμική ταχύτητα ($v_{\pi} = \omega r$) λόγω περιστροφής.
- ✓ Για τα σημεία της περιφέρειας του τροχού είναι $r = R$ άρα για τα σημεία αυτά: $v_{\pi} = \omega R = v_{cm}$
- ✓ Το σημείο επαφής του τροχού με το δρόμο είναι στιγμιαία ακίνητο. Αυτό σημαίνει ότι η συνισταμένη ταχύτητά του είναι ίση με μηδέν.

ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΚΥΛΙΣΗΣ (Κ.Χ.Ο)
1) $x_{cm} = R \cdot \theta$
2) $v_{cm} = \omega \cdot R$
3) $a_{cm} = a_{γων} R$
4) $T_s < T_{s,max}$ ή $T_s < \mu_s \cdot N$

(Στο σημείο επαφής με το δρόμο, η τριβή είναι **στατική**)

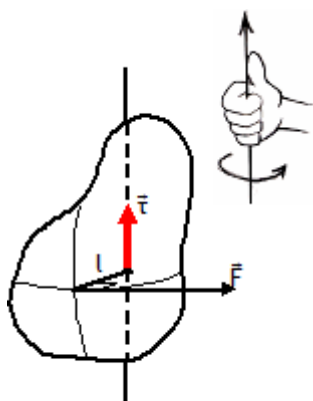
- ✓ Για κάθε σημείο Σ του τροχού, η (συνισταμένη) ταχύτητά του είναι το διανυσματικό άθροισμα της v_{cm} και της v_{π}

Το μέτρο της: $v_{\Sigma} = \sqrt{v_{cm}^2 + v_{\pi}^2 + 2v_{cm}v_{\pi}\cos\phi}$, όπου ϕ η γωνία ανάμεσα στη v_{cm} λόγω μεταφορικής κίνησης και τη v_{π} λόγω στροφικής κίνησης.

ΤΥΠΟΛΟΓΙΟ ΣΥΝΘΕΤΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ

ΜΕΤΑΦΟΡΙΚΗ ΚΙΝΗΣΗ	ΣΤΡΟΦΙΚΗ ΚΙΝΗΣΗ
$a_{cm} = \frac{dv_{cm}}{dt}$	$a_{γων} = \frac{d\omega}{dt}$
$v = v_o + a_{cm}t$	$\omega = \omega_o + a_{γων}t$
$\Delta x = v_o t + \frac{1}{2} a_{cm} t^2$	$\Delta \theta = \omega_o t + \frac{1}{2} a_{γων} t^2$
Δx : μετατόπιση ($\Delta x = R \Delta \theta = N \cdot 2\pi R$)	$\Delta \theta$: γωνιακή μετατόπιση
v_{cm} : ταχύτητα του cm (ίδια για όλα τα σημεία λόγω μεταφορικής κίνησης)	ω : γωνιακή ταχύτητα (ίδια για όλο το στερεό λόγω περιστροφής)

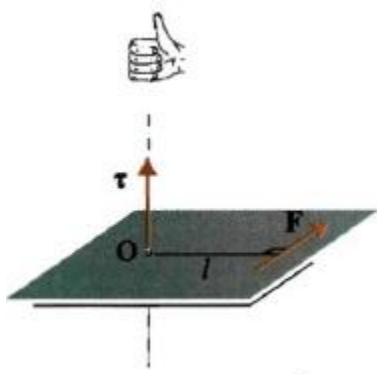
ΡΟΠΗ ΔΥΝΑΜΗΣ



Ροπή της δύναμης F , ως προς τον **άξονα** περιστροφής ονομάζεται το διανυσματικό μέγεθος που έχει μέτρο ίσο με το γινόμενο του μέτρου της δύναμης επί την κάθετη απόσταση l της δύναμης από τον άξονα περιστροφής (μοχλοβραχίονας).

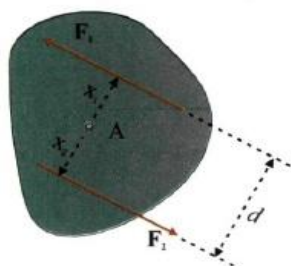
$$\tau = F \cdot l$$

Μονάδα μέτρησης της ροπής στο S.I. το $1\text{N} \cdot \text{m}$



Ροπή δύναμης F ως προς σημείο **O** ονομάζουμε το διανυσματικό μέγεθος που έχει μέτρο ίσο με το γινόμενο του μέτρου της δύναμης επί την απόσταση της από το σημείο O, διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο που ορίζεται από τη δύναμη και το σημείο O και φορά που δίνεται από τον κανόνα του δεξιού χεριού.

Τύπος ροπής: $\tau = F \cdot l$



Δύο δυνάμεις αποτελούν **ζεύγος δυνάμεων** όταν έχουν ίσα μέτρα, παράλληλες διευθύνσεις και αντίθετες φορές.

Αποδεικνύεται ότι η ροπή ζεύγους: $\tau = F \cdot d$

Η ροπή ζεύγους είναι **ανεξάρτητη** από το σημείο ως προς το οποίο την υπολογίζουμε.

Αν σε ένα **αρχικά ακίνητο** στερεό ενεργήσει ζεύγος δυνάμεων, θα πραγματοποιήσει **μόνο στροφική** κίνηση, αφού $\Sigma F = 0$ και $\Sigma \tau \neq 0$

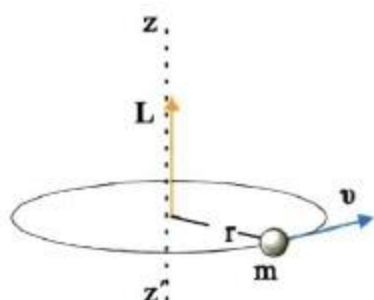
ΙΣΟΡΡΟΠΙΑ ΣΤΕΡΕΟΥ

Για να ισορροπεί ένα αρχικά ακίνητο στερεό σώμα στο οποίο ασκούνται πολλές ομοεπίπεδες δυνάμεις θα πρέπει πρώτον η συνισταμένη δύναμη να είναι μηδέν

$$\Sigma \mathbf{F} = 0 \text{ ή } \Sigma F_x = 0 \text{ και } \Sigma F_y = 0$$

και δεύτερον το αλγεβρικό άθροισμα των ροπών ως προς οποιοδήποτε σημείο να είναι μηδέν : $\Sigma \tau = 0$

ΣΤΡΟΦΟΡΜΗ



Ονομάζουμε στροφορμή του υλικού σημείου ως προς ένα άξονα $z'z$ που διέρχεται από το κέντρο της κυκλικής τροχιάς και είναι κάθετος στο επίπεδο της το διανυσματικό μέγεθος που έχει μέτρο:

$$L = mvr = m(\omega r)r = m\omega r^2$$

Μονάδα μέτρησης στροφορμής στο S.I. : $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$

Αρχή διατήρησης της Στροφορμής: Αν σε ένα σώμα ή σε ένα σύστημα σωμάτων, η συνισταμένη εξωτερική ροπή είναι ίση με μηδέν, η στροφορμή του σώματος (ή του συστήματος) παραμένει σταθερή.

Χαρακτηριστικό παράδειγμα: Το σφαιρίδιο του σχήματος, μάζας m , διαγράφει οριζόντιο κύκλο ακτίνας $K\Sigma = R$ με γωνιακή ταχύτητα ω δεμένο στο άκρο αβαρούς μη εκτατού νήματος, το οποίο περνάει από κατακόρυφο σωλήνα ΚΛ. Στο άκρο Μ του νήματος ασκείται κατάλληλη δύναμη F , ώστε αυτό να κινηθεί χωρίς τριβή διαμέσου του σωλήνα μέχρι η ακτίνα περιστροφής του σφαιριδίου μάζας m να γίνει $K\Sigma' = R/2$

Σε όλη τη διάρκεια της μεταβολής της ακτίνας της κυκλικής τροχιάς, θεωρούμε ότι το σφαιρίδιο κινείται εκτελώντας κυκλική κίνηση στο οριζόντιο επίπεδο χωρίς τριβές. Το έργο της δύναμης F για τη μετακίνηση του σφαιριδίου μάζας m θα είναι ίσο με:

A) $\frac{1}{2}m\omega R^2$ B) $\frac{3}{2}m\omega R^2$ Γ) $\frac{3}{2}m\omega R^2$

ΛΥΣΗ

$$R_2 = \frac{R}{2}$$

Αρχή Διατήρησης Στροφορμής

$$L_1 = L_2 \Leftrightarrow$$

$$m \cdot u_0 \cdot R = m \cdot u_2 \cdot R_2 \Leftrightarrow$$

$$u_2 = 2 \cdot u_0$$

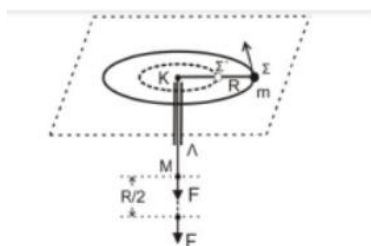
Θεώρημα Μεταβολής της Κινητικής Ενέργειας

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot u^2 - \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_0^2 = W_F \Leftrightarrow$$

$$W_F = \frac{1}{2} \cdot m \cdot 4 \cdot u_0^2 - \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_0^2 \Leftrightarrow$$

$$W_F = \frac{3}{2} \cdot m (\omega_0 \cdot R)^2 \Leftrightarrow$$

$$W_F = \frac{3}{2} m \cdot \omega_0^2 \cdot R^2$$

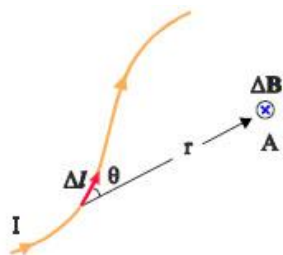


ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

Νόμος Biot – Savart:

Αν ένας αγωγός διαρρέεται από ρεύμα έντασης I , ένα πολύ μικρό τμήμα του, μήκους Δl , δημιουργεί σε ένα σημείο A που απέχει απόσταση r από το τμήμα Δl μαγνητικό πεδίο ΔB μέτρου:

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l}{4\pi r^2} \eta \mu \theta$$



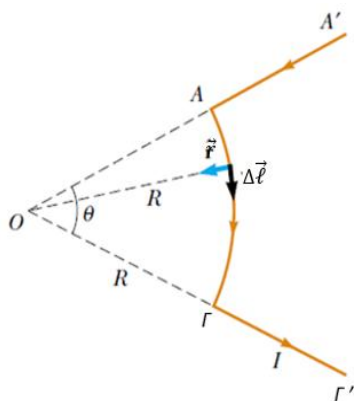
ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΝΟΜΟΥ BIOT-SAVART

Το σύρμα Α'ΑΓΓ' του παρακάτω σχήματος διαρρέεται από ρεύμα έντασης I και αποτελείται από δύο ευθύγραμμα τμήματα ΑΑ', ΓΓ' και ένα κυκλικό τόξο ΑΓ ακτίνας R . Το τόξο ΑΓ αντιστοιχεί σε επίκεντρη γωνία θ ακτινίων, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Τα βέλη στο σύρμα δείχνουν την φορά του ρεύματος. Θεωρώντας ως δεδομένο την μαγνητική διαπερατότητα του κενού μ_0 , το μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί το σύρμα στο σημείο O έχει μέτρο

$$(\alpha) \quad B_O = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \theta$$

$$(\beta) \quad B_O = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \theta$$

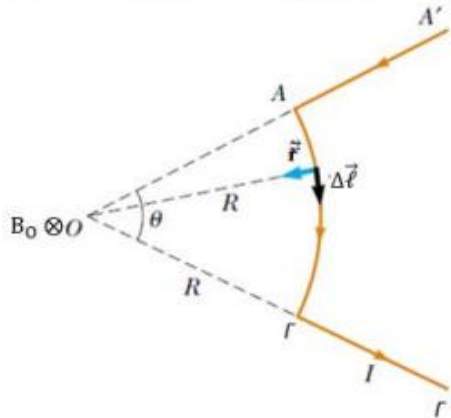
$$(\gamma) \quad B_O = \frac{\mu_0 I}{\pi R} \theta$$



$$B = \sum \Delta B = \sum \frac{\mu_0 I \Delta \ell}{4\pi R^2} \eta \mu \varphi$$

Η γωνία φ είναι η γωνία που σχηματίζουν τα διανύσματα $\Delta \vec{\ell}$ και $\vec{r}$. Τα ευθύγραμμα τμήματα $A'A$ και $\Gamma\Gamma'$ δεν συνεισφέρουν στο μαγνητικό πεδίο στο σημείο O γιατί τα διανύσματα $\Delta \vec{\ell}$ και $\vec{r}$ είναι παράλληλα, οπότε η γωνία φ είναι $\varphi = 0$. Κάθε στοιχειώδες μήκος $\Delta \ell$ κατά μήκος του σύρματος $A\Gamma$ βρίσκεται στην ίδια απόσταση R από το O . Το ρεύμα σε καθένα από αυτά τα τμήματα συνεισφέρει ένα στοιχειώδες μαγνητικό πεδίο ΔB που είναι κάθετο στην σελίδα και με κατεύθυνση προς αυτή. Επιπλέον, σε κάθε σημείο στο τόξο $A\Gamma$, τα διανύσματα $\Delta \vec{\ell}$ και $\vec{r}$ είναι κάθετα, οπότε $\eta \mu \varphi = 1$. Συνεπώς

$$B_O = \sum \Delta B = \sum \frac{\mu_0 I \Delta \ell}{4\pi R^2} \eta \mu \varphi = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \sum \Delta \ell = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} \ell_{A\Gamma}$$



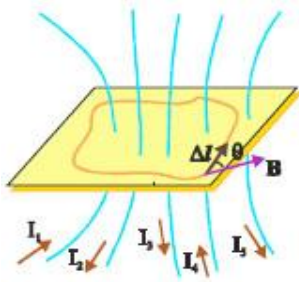
Το μήκος του τόξου $A\Gamma$ συνδέεται με την επίκεντρη γωνία θ μέσω της σχέσης $\ell_{A\Gamma} = R \cdot \theta$. Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση έχουμε

$$B_O = \frac{\mu_0 I}{4\pi R^2} R \theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \theta$$

ΝΟΜΟΣ AMPERE : Κατά μήκος μιας κλειστής διαδρομής το άθροισμα των γινομένων $B \Delta l$ συνθ ισούται με $\mu_0 I_{\text{εγκ}}$, όπου $I_{\text{εγκ}}$, το αλγεβρικό άθροισμα των ρευμάτων που διέρχονται από την επιφάνεια η οποία περιβάλλεται από την κλειστή αυτή διαδρομή.

$$\sum B \Delta l \cos \theta = \mu_0 I_{\text{εγκ}}$$

Παράδειγμα:

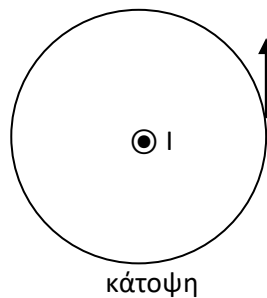
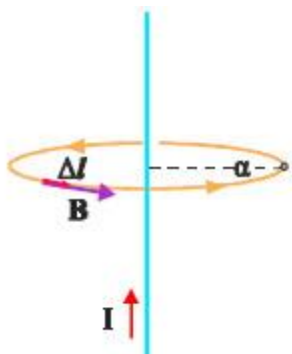


Τα ρεύματα I_1, I_4 έχουν φορά που συμφωνεί με τη θετική φορά διαγραφής της κλειστής γραμμής που τα περιβάλλει, ενώ τα I_2, I_3 έχουν αντίθετη φορά. Συνεπώς :

$$\sum B \Delta l \cos \theta = \mu_0 (I_1 + I_4 - I_2 - I_3)$$

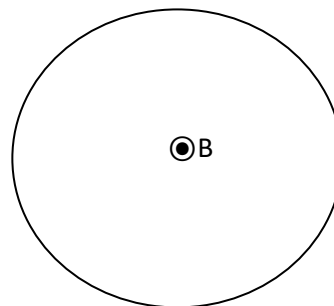
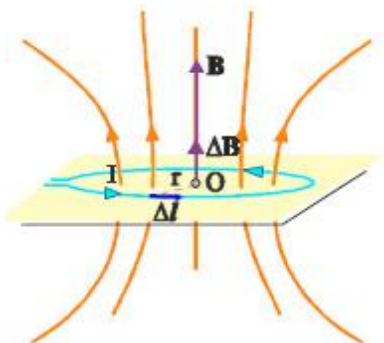
Το ρεύμα I_5 δεν είναι έγκλειστο από τον βρόχο, ωστόσο η ένταση B του μαγνητικού πεδίου **οφείλεται και σε αυτό**.

Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός απείρου μήκους: $B = \frac{\mu_0 2I}{4\pi a}$



κάτοψη

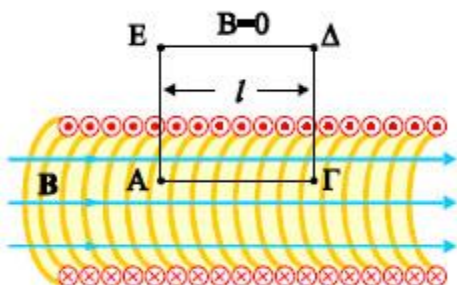
Κυκλικός ρευματοφόρος αγωγός: $B = \frac{\mu_0 2\pi I}{4\pi r}$



κάτοψη

Για κυκλικό πλαίσιο που αποτελείται από N σπείρες: $B = N \frac{\mu_0 2\pi I}{4\pi r}$

Σωληνοειδές: $B = \mu_0 \frac{NI}{l} = \mu_0 nI$



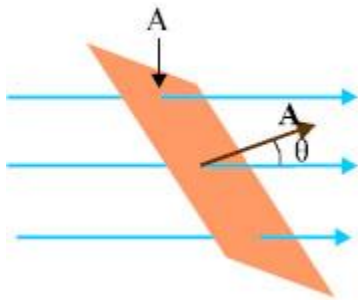
Στο εσωτερικό του σωληνοειδούς, το πεδίο είναι ομογενές.

Στα άκρα του σωληνοειδούς η ένταση είναι:

$$B' = \frac{B}{2} = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{NI}{l}$$

ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΡΟΗ

Είναι το φυσικό **μονόμετρο** μέγεθος που εκφράζει το πλήθος των μαγνητικών γραμμών που διέρχονται από μία επιφάνεια που βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο:



Τύπος μαγνητικής ροής: $\Phi = BA \sin \theta$

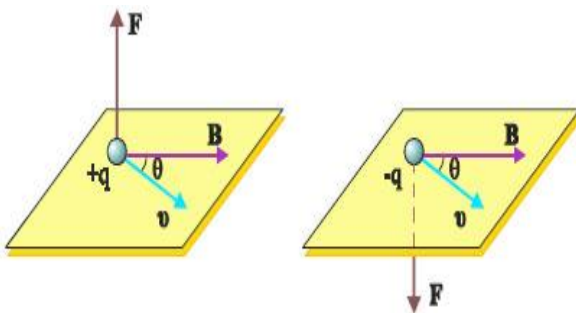
Μονάδα μαγνητικής ροής στο S.I. : $1 \text{ Wb} = 1 \text{ T} \cdot \text{m}^2$

Η μαγνητική ροή είναι **μέγιστη** όταν η επιφάνεια είναι **κάθετη** στις μαγνητικές γραμμές: $\Phi_{\max} = BA$ και είναι **ίση με μηδέν** όταν η επιφάνεια είναι **παράλληλη** στις μαγνητικές γραμμές.

Από μία **κλειστή επιφάνεια** που βρίσκεται εντός **ομογενούς** μαγνητικού πεδίου, η μαγνητική ροή είναι ίση με μηδέν, αφού όσες γραμμές εισέρχονται τόσες εξέρχονται.

ΔΥΝΑΜΗ LORENZ

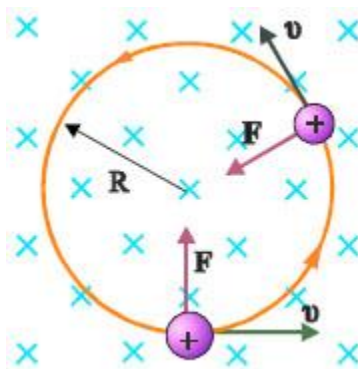
Είναι η δύναμη που ασκεί το μαγνητικό πεδίο σε **κινούμενο** ηλεκτρικό φορτίο.



Τύπος: $F_{\text{LOR}} = Bv|q|\sin \theta$

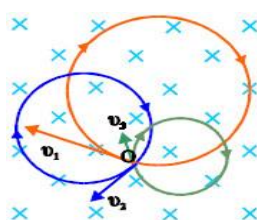
Η δύναμη Lorentz είναι **μέγιστη** και ίση με: $F_{\text{LOR}} = Bv|q|$, όταν η ταχύτητα είναι **κάθετη** ($\theta=90^\circ$) στις δυναμικές γραμμές και ίση με **μηδέν**, όταν το φορτίο κινείται **παράλληλα** στις δυναμικές γραμμές ($\theta=0^\circ$ ή $\theta=180^\circ$)

Όταν το φορτίο q εκτοξεύεται με ταχύτητα u κάθετη στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου, πραγματοποιεί **ομαλή κυκλική** κίνηση με περίοδο T και ακτίνα R :



$$R = \frac{mv}{B|q|} \quad \text{και} \quad T = \frac{2\pi m}{B|q|}$$

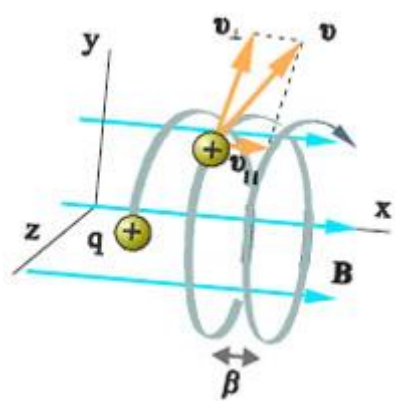
Η ακτίνα R είναι ανάλογη με το μέτρο της ταχύτητας u του σωματιδίου, αλλά η περίοδος T είναι **ανεξάρτητη** της ταχύτητας του σωματιδίου. Αυτό σημαίνει πως ηλεκτρόνια που εκτοξεύονται με διαφορετικού μέτρου ταχύτητες μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο κάθετα στις δυναμικές του γραμμές, επιστρέφουν **ταυτόχρονα** στο σημείο εκτόξευσης, διαγράφοντας κύκλους διαφορετικών ακτινών.



ΕΛΙΚΟΕΙΔΗΣ ΚΙΝΗΣΗ:

Αν το σωματίδιο με μάζα m και φορτίο q εκτοξεύεται με ταχύτητα u_0 η οποία σχηματίζει γωνία θ ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) μέσα στο μαγνητικό πεδίο, τότε διαγράφει μία **ελικοειδή** τροχιά, αφού κατά μήκος των δυναμικών γραμμών έχει ταχύτητα $v_\pi = v \sin \varphi$ ενώ κάθετα στις δυναμικές γραμμές έχει $v_\kappa = v \eta \mu \varphi$, εξ' αιτίας της οποίας δέχεται δύναμη **Lorenz**, ίση με:

$$F_{LOR} = Bv|v_\pi|q = Bu|q|\eta \mu \varphi$$



Ακτίνα τροχιάς: $R = \frac{mv\eta \mu \varphi}{B|q|}$

Περίοδος κίνησης: $T = \frac{2\pi m}{B|q|}$

Η σταθερή απόσταση που διανύει το σωματίδιο στον χρόνο μίας περιφοράς ονομάζεται **βήμα της έλικας** και συμβολίζεται με το γράμμα β .

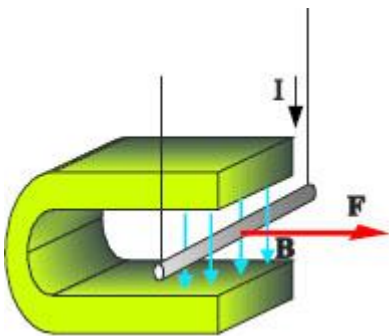
$$\beta = v \sin \varphi T = v \sin \varphi \frac{2\pi m}{B|q|}$$

Αν ζητηθεί ο αριθμός περιφορών (άρα και βημάτων) που πραγματοποιεί το σωματίδιο μέχρι να διανύσει απόσταση d κατά μήκος των δυναμικών γραμμών:

$$d = N\beta \Rightarrow N = \frac{d}{\beta} = \frac{dB|q|}{2\pi mv \sin \varphi}$$

ΔΥΝΑΜΗ LAPLACE

Είναι η δύναμη που ασκεί το μαγνητικό πεδίο σε **ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό**, μήκους l , ο οποίος είναι τοποθετημένος μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης B , και διαρρέεται από ρεύμα έντασης I .

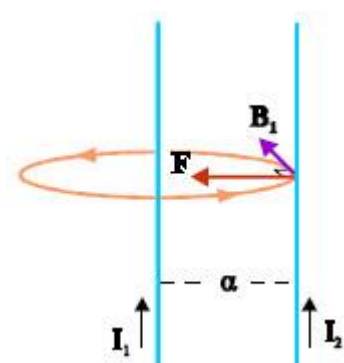


Παρατηρήσεις:

- 1) Όταν ο αγωγός είναι **παράλληλος** με τις δυναμικές γραμμές τότε $\phi = 0^\circ$ ή $\phi = 180^\circ$
- 2) Όταν ο αγωγός είναι τοποθετημένος **κάθετα** στις δυναμικές γραμμές τότε: $F_L = BIl$
- 3) Ο αγωγός, η ένταση B και η δύναμη F_L , σχηματίζουν **τρισορθογώνιο σύστημα**, δηλαδή είναι ανά δύο κάθετα μεταξύ τους.



ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΠΑΡΑΛΛΗΛΩΝ ΡΕΥΜΑΤΟΦΟΡΩΝ ΑΓΩΓΩΝ



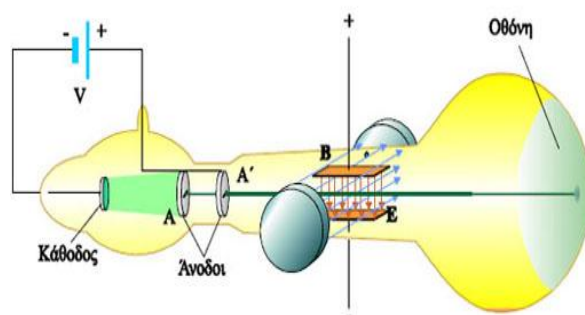
Οι δύο αγωγοί του σχήματος **αλληλεπιδρούν** με δυνάμεις ίσων μέτρων και αντίθετης κατεύθυνσης.

$$F_{1,2} = F_{2,1} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} l$$

Ομόρροπα ρεύματα – δυνάμεις ελκτικές

Αντίρροπα ρεύματα – δυνάμεις απωστικές

ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΟΥ ΛΟΓΟΥ e/m ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΟΥ (THOMSON)



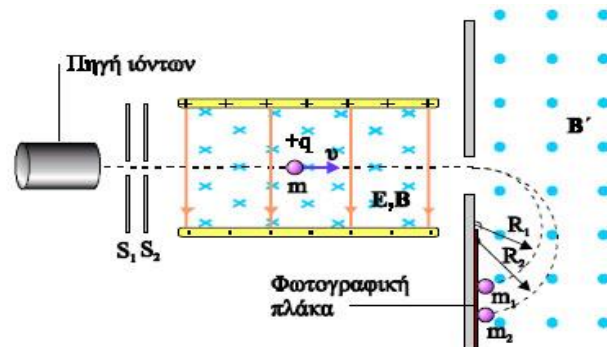
$$\frac{1}{2} m v^2 = V e \quad \text{ή} \quad v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (1)$$

Για τα ηλεκτρόνια που διέρχονται από το σύνθετο πεδίο ανάμεσα στις παράλληλες οριζόντιες πλάκες είναι:

$$\Sigma F = 0 \Rightarrow F_{\eta\lambda} = F_{LOR} \Rightarrow E|q| = Bv|q|$$

$\Rightarrow v = \frac{E}{B} \Rightarrow \frac{e}{m} = \frac{E^2}{2VB^2}$. Ο λόγος $\frac{e}{m}$ λέγεται **ειδικό φορτίο** του ηλεκτρονίου. Η μέτρησή του από τον **Thomson** απέδειξε πειραματικά την ύπαρξη του ηλεκτρονίου.

ΦΑΣΜΑΤΟΓΡΑΦΟΣ ΜΑΖΑΣ



Διάταξη που χρησιμεύει για τον **διαχωρισμό ιόντων**.

Για τα ιόντα που εξέρχονται από το σύνθετο πεδίο η ταχύτητα:

$$v = \frac{E}{B}$$

Στη συνέχεια, τα ιόντα εισέρχονται με την ταχύτητά τους κάθετη στις δυναμικές γραμμές του ομογενούς

μαγνητικού πεδίου, όπου γίνεται ο διαχωρισμός τους, αφού **λόγω διαφορετικού ειδικού φορτίου**, διαγράφουν τροχιές διαφορετικών ακτίνων και αφήνουν ίχνη στη φωτογραφική πλάκα. Στην παρακάτω άσκηση υπολογίζουμε τον αριθμό των νετρονίων που υπάρχουν επιπλέον σε ένα ιόν σε σχέση με ένα άλλο, ίδιου φορτίου q :

Δεν αποκλίνουν τα ιόντα στα οποία

$$F_{\text{HA}} = F_{\text{M}} \text{ επομένως } Ee = B_1 e v, \text{ άρα } v = \frac{E}{B_1} \quad (1)$$

γ) Η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς που θα διαγράψει ένα ιόν όταν εισέλθει σε μαγνητικό πεδίο B_2 κάθετα στις δυναμικές γραμμές είναι

$$R = \frac{m v}{B e}$$

Η σχέση αυτή γίνεται, από την (1), $R = \frac{m E}{B_1 B_2 e}$

Εφόσον στη φωτογραφική πλάκα δημιουργούνται δύο στίγματα, οι μάζες των ιόντων διαφέρουν, άρα τα ιόντα χλωρίου αποτελούνται από δύο ισότοπα.

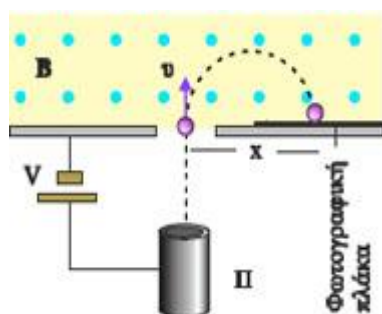
δ) Έστω m_1 και m_2 οι μάζες των δύο ισωτόπων. Η απόσταση d των δύο στιγμάτων στη φωτογραφική πλάκα είναι:

$$d = 2R_1 - 2R_2 = \frac{2E}{B_1 B_2 e} (m_1 - m_2)$$

$$\text{άρα } \Delta m = \frac{d B_1 B_2 e}{2E} = 3,2 \times 10^{-27} \text{ Kg}$$

Τα δύο ισότοπα διαφέρουν κατά $N = \frac{\Delta m}{m_n}$

Μία απλουστευμένη μορφή του φασματογράφου μάζας είναι η παρακάτω:



Στη διάταξη αυτή, μετρώντας πειραματικά τη **διάμετρο (x)** του ημικυκλίου που διαγράφει το σωματίδιο εντός του Ο.Μ.Π. και γνωρίζοντας τις τιμές της τάσης V που επιτάχυνε τα ιόντα που παράχθηκαν από την πηγή ιόντων Π , καθώς και την ένταση B του πεδίου, μπορούμε να υπολογίσουμε τη **μάζα m** του ιόντος. Συνεπώς η διάταξη αυτή λειτουργεί ως **ζυγαριά ιόντων**.

Εφαρμόζουμε το θεώρημα έργου - ενέργειας για την κίνηση ενός ιόντος μέσα στο ηλεκτρικό πεδίο

$$W = \Delta K \text{ επομένως } Vq = \frac{1}{2} m v^2 \quad (1)$$

Η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς του ιόντος μέσα στο μαγνητικό πεδίο

$$\text{είναι } R = \frac{m v}{B q} \text{ άρα } v = \frac{R B q}{m}$$

$$\text{Αντικαθιστώντας στην (1) } Vq = \frac{1}{2} m \left(\frac{R B q}{m} \right)^2$$

$$\text{άρα } m = \frac{R^2 B^2 q}{2V} \text{ ή } m = \frac{x^2 B^2 q}{8V} = 3,368 \times 10^{-25} \text{ Kg}$$

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΑΓΩΓΗ

Νόμος του Faraday: Όταν μεταβάλλεται η μαγνητική ροή που διέρχεται από ένα πλαίσιο, επάγεται σ' αυτό ηλεκτρεγερτική δύναμη (ΗΕΔ) που δίνεται από τη σχέση:

$$E_{\varepsilon\pi} = N \frac{|\Delta\Phi|}{\Delta t}$$

Όπου N ο αριθμός των σπειρών του πλαισίου και Δt το χρονικό διάστημα μέσα στο οποίο μεταβάλλεται η μαγνητική ροή από το πλαίσιο.

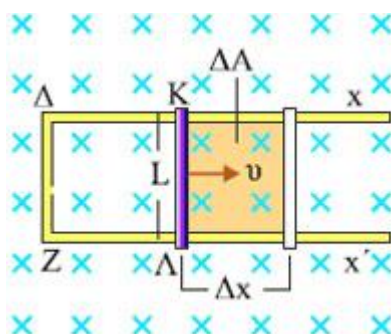
Επαγωγικό ρεύμα: $I_{\varepsilon\pi} = \frac{E_{\varepsilon\pi}}{R} = N \frac{|\Delta\Phi|}{R\Delta t}$

Επαγωγικό φορτίο: $q = I\Delta t = N \frac{|\Delta\Phi|}{R\Delta t} \Delta t = N \frac{|\Delta\Phi|}{R}$

Από την τελευταία σχέση παρατηρούμε ότι το **επαγωγικό φορτίο** είναι **ανεξάρτητο** της χρονικής διάρκειας μεταβολής της μαγνητικής ροής.

Μεταφορική κίνηση ράβδου σε Ο.Μ.Π:

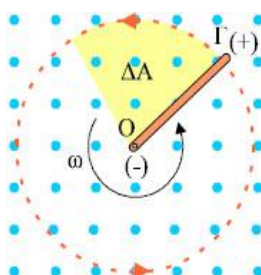
Αν ένας ευθύγραμμος αγωγός κινείται με ταχύτητα u , μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε ο αγωγός, η ταχύτητα και το μαγνητικό πεδίο να είναι κάθετα ανά δύο μεταξύ τους, στον αγωγό αναπτύσσεται ηλεκτρεγερτική δύναμη από επαγωγή, η οποία δίνεται από τη σχέση: $E_{\varepsilon\pi} = Bvl$



Η δύναμη **Lorenz** που ασκεί το μαγνητικό πεδίο στα **ελεύθερα ηλεκτρόνια** του μεταλλικού αγωγού ΚΛ του σχήματος, ωθεί τα ηλεκτρόνια στο άκρο Λ το οποίο φορτίζεται αρνητικά, ενώ το άνω άκρο Κ φορτίζεται θετικά. Η ράβδος ΚΛ λειτουργεί ως πηγή ΗΕΔ.

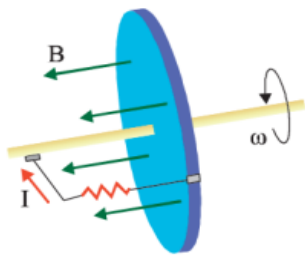
Στροφική κίνηση ράβδου σε Ο.Μ.Π:

Η δύναμη **Lorenz** που ασκεί το μαγνητικό πεδίο στα **ελεύθερα ηλεκτρόνια** του μεταλλικού αγωγού ΚΛ του σχήματος, ωθεί τα ηλεκτρόνια στο άκρο Ο το οποίο φορτίζεται αρνητικά, ενώ το άνω άκρο Γ φορτίζεται θετικά. Η ράβδος ΚΛ λειτουργεί ως πηγή ΗΕΔ.



$$E_{\varepsilon\pi} = \frac{|\Delta\Phi|}{\Delta t} = \frac{B\Delta A}{\Delta t} = \frac{B\pi l^2}{T} \xrightarrow{T=\frac{2\pi}{\omega}} E_{\varepsilon\pi} = \frac{B\omega l^2}{2}$$

Στροφική κίνηση δίσκου σε Ο.Μ.Π:



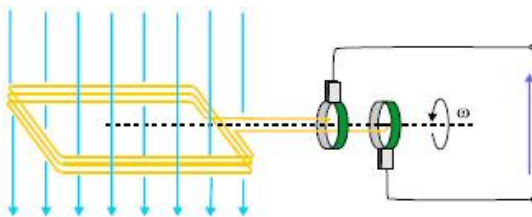
$$E_{επ} = \frac{B\omega r^2}{2}$$

Όπου r : ακτίνα του δίσκου.

ω : γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του δίσκου.

B : ένταση του ομογενούς μαγνητικού πεδίου.

ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟ ΡΕΥΜΑ

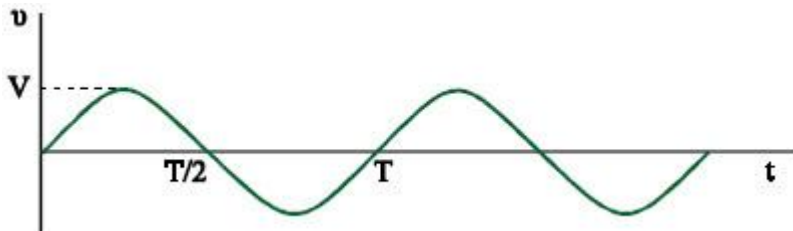


Η μαγνητική ροή από κάθε σπείρα του πλαισίου: $\Phi = BA \sin(\omega t)$

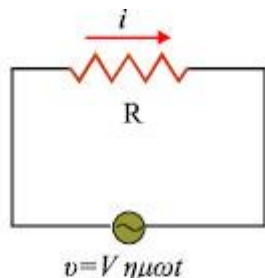
Η ΗΕΔ από επαγωγή στα άκρα του πλαισίου:

$$E_{επ} = -N \frac{d\Phi}{dt} = N\omega BA \cos(\omega t)$$

Στιγμιαία τάση: $v = V \eta \mu(\omega t)$, όπου $V = N\omega BA$ το πλάτος της εναλλασσόμενης τάσης



Αν συνδέσουμε τα άκρα του πλαισίου με αντιστάτη αντίστασης R :



Τα ηλεκτρόνια στο κύκλωμα ταλαντώνονται και η κίνησή τους αποτελεί το **εναλλασσόμενο ρεύμα** έντασης $i = I \eta \mu(\omega t)$ που διαρρέει το κύκλωμα.

Το πλάτος της τάσης: $I = \frac{V}{R}$ είναι η μέγιστη τιμή του ρεύματος που διαρρέει το κύκλωμα.

Σχ. 5.20 Στα άκρα του αντιστάτη R εφαρμόζεται εναλλασσόμενη τάση. Το σύμβολο  παριστάνει μια γεννήτρια εναλλασσόμενης τάσης (εναλλάκτης).

Τα μεγέθη τάση και ένταση είναι **συμφασικά** , δηλαδή ταυτόχρονα μηδενίζονται και ταυτόχρονα παίρνουν μέγιστη τιμή. Στο δίκτυο της ΔΕΗ: $V = 220\sqrt{2}V$, $f = 50Hz$

Ενεργός ένταση ενός εναλλασσομένου ρεύματος ονομάζεται η ένταση ενός συνεχούς ρεύματος το οποίο προκαλεί το ίδιο θερμικό αποτέλεσμα με το εναλλασσόμενο ρεύμα, όταν διαρρέει τον ίδιο αντιστάτη, στον ίδιο χρόνο.

Τύπος: $I_{\varepsilon\nu} = \frac{I}{\sqrt{2}}$

Ενεργός τάση: είναι η τάση που όταν εφαρμόζεται στα άκρα ενός αντιστάτη δημιουργεί ρεύμα έντασης ίσης με την ενεργό ένταση.

Τύπος: $V_{\varepsilon\nu} = \frac{V}{\sqrt{2}}$

Μέση ισχύς P ονομάζεται το πηλίκο της ενέργειας που μεταφέρει το ηλεκτρικό ρεύμα στο κύκλωμα σε χρόνο μιας περιόδου προς το χρόνο αυτόν.

Τύπος ορισμού: $P = \frac{W}{T}$

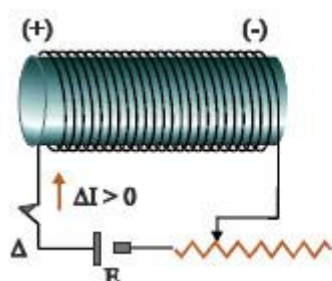
Αποδεικνύεται ότι: $P = V_{\varepsilon\nu} I_{\varepsilon\nu}$ ————— $\begin{cases} P = I_{\varepsilon\nu}^2 R \\ P = \frac{V_{\varepsilon\nu}^2}{R} \end{cases}$

Στιγμιαία ισχύς: $p = vi = V I \eta \mu^2(\omega t) = p_{\max} \eta \mu^2(\omega t)$

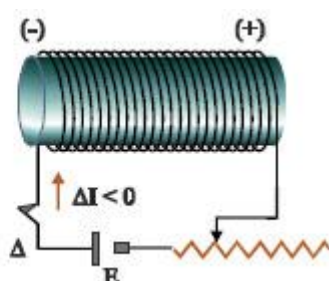
Η μέση ισχύς: $P = V_{\varepsilon\nu} I_{\varepsilon\nu} \Rightarrow P = \frac{V}{\sqrt{2}} \frac{I}{\sqrt{2}} = \frac{VI}{2} = \frac{p_{\max}}{2}$

ΑΥΤΕΠΑΓΩΓΗ

Είναι το φαινόμενο κατά το οποίο το πηνίο αντιδρά στη μεταβολή της έντασης του ρεύματος. Η ΗΕΔ από αυτεπαγωγή: $E_{\text{ΑΥΤ}} = -L \frac{di}{dt}$, όπου L ο **συντελεστής αυτεπαγωγής** του πηνίου.



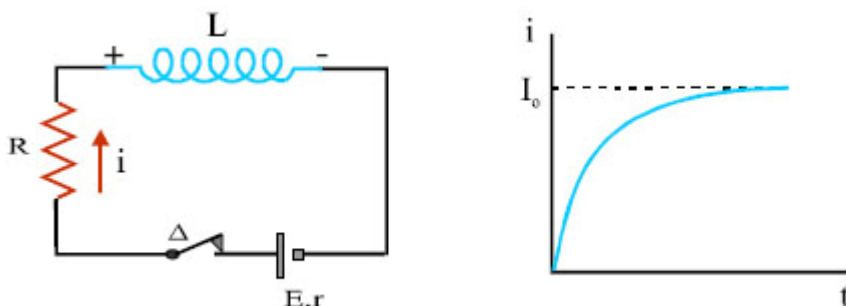
Το πηνίο αντιδρά στην αύξηση της έντασης i ($\Delta i > 0$)



Το πηνίο αντιδρά στην ελάττωση της έντασης i ($\Delta i < 0$)

ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΑΥΤΕΠΑΓΩΓΗΣ ΣΕ ΚΥΚΛΩΜΑ ΜΕ ΙΔΑΝΙΚΟ ΠΗΝΙΟ ΚΑΙ ΑΝΤΙΣΤΑΤΗ

Α) Κύκλωμα με ιδανικό πηνίο πηγή με ΗΕΔ E και εσωτερική αντίσταση r – κλείσιμο διακόπτη Δ .



Μόλις κλείσουμε τον διακόπτη Δ , η πηγή προκαλεί ρεύμα στο κύκλωμα, το οποίο για $t_0=0$ έχει μηδενική τιμή, εξ' αιτίας της ΗΕΔ από αυτεπαγωγή στο πηνίο, η οποία θα έχει πολικότητα ώστε να αντιστέκεται στην αύξηση της έντασης του ρεύματος.

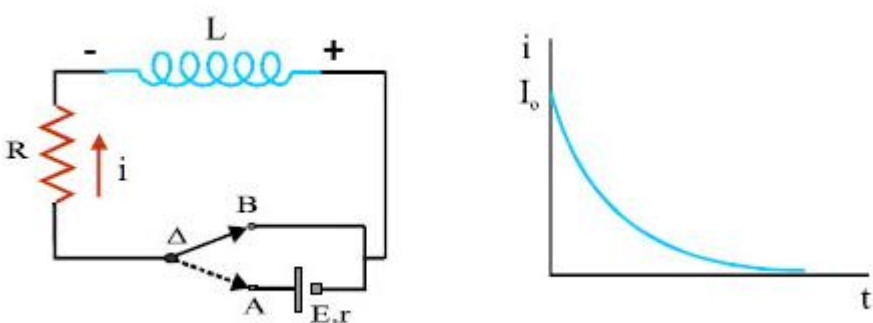
Μέχρι το ρεύμα να πάρει μία μέγιστη (σταθερή) τιμή, σύμφωνα με τον 2^ο κανόνα του Kirchhoff :

$$E - iR - ir - |E_{AYT}| = 0 \xrightarrow{V_L = E_{AYT}} i = \frac{E - |E_{AYT}|}{R + r}$$

Όπως δείχνει το διάγραμμα, η ένταση του ρεύματος αυξάνει **σταδιακά**, μέχρι το ρεύμα να αποκατασταθεί, δηλαδή να πάρει μία μέγιστη και σταθερή τιμή $I_0 = \frac{E}{R+r} = \text{σταθερή}$

Όταν το ρεύμα σταθεροποιηθεί, το πηνίο έχει τη μέγιστη αποταμιευμένη ενέργεια, η οποία δίνεται από τον τύπο: $U_{B,max} = \frac{1}{2}LI_0^2$

Β) Κύκλωμα με πηγή με ΗΕΔ E , εσωτερική αντίσταση r , ιδανικό πηνίο, αντιστάτη R και μεταγωγό μ που μπορεί να αποσυνδέει την πηγή από το υπόλοιπο κύκλωμα.



Στο παραπάνω κύκλωμα όταν ο μεταγωγός βρίσκεται αρχικά στη θέση Α, το ρεύμα είναι αρχικά σταθερό και ίσο με: $I_0 = \frac{E}{R} = \text{σταθερή}$

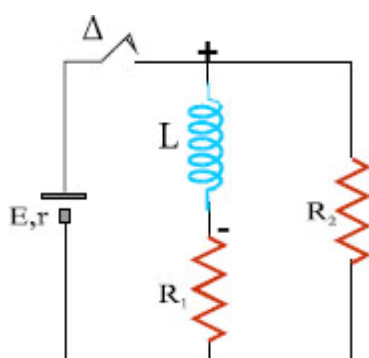
Αν μετακινήσουμε τον μεταγωγό στη θέση Β , η ΗΕΔ από αυτεπαγωγή στο πηνίο θα έχει πολικότητα τέτοια ώστε να αντιδρά το πηνίο στην ελάττωση της έντασης I του ρεύματος. Το πηνίο συμπεριφέρεται **ως πηγή** με αποτέλεσμα να καθυστερεί την ελάττωση της έντασης , μέχρι τελικά να μηδενιστεί.

Για όσο χρόνο το πηνίο λειτουργεί ως πηγή: $i = \frac{|E_{AYT}|}{R}$

Η αρχική αποταμιευμένη ενέργεια στο πηνίο **σταδιακά** μετατρέπεται σε **θερμική** στον αντιστάτη R , έως ότου μηδενιστεί το ρεύμα στο κύκλωμα, όπως φαίνεται στο διάγραμμα.

Από την Α.Δ.Ε : $Q_R = \frac{1}{2}LI_0^2 = \frac{1}{2}L\left(\frac{E}{R}\right)^2 = \frac{LE^2}{2R^2}$

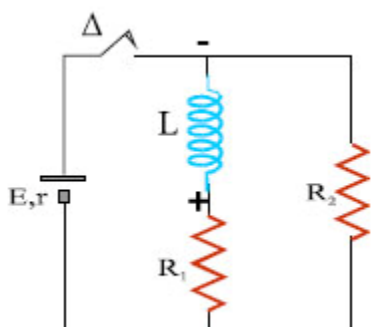
Γ) Σύνθετο κύκλωμα με ιδανικό πηνίο και ιδανική πηγή με ΗΕΔ E :



Στο κύκλωμα, μόλις κλείσει ο Δ ($t_0=0$) , στον κλάδο που περιλαμβάνει το πηνίο, η ένταση του ρεύματος **για $t_0=0$** είναι ίση με **μηδέν** , λόγω της ΗΕΔ από αυτεπαγωγή στα άκρα του πηνίου. Ο κλάδος που περιλαμβάνει την αντίσταση R_2 , διαρρέεται από ρεύμα: $I_2 = \frac{E}{R_2} = \text{σταθερό}$. Το ρεύμα στον κλάδο του πηνίου αυξάνει **σταδιακά** , μέχρι να πάρει μία μέγιστη **σταθερή** τιμή: $I_1 = \frac{E}{R_1} = \text{σταθερό}$.

Αν στη συνέχεια **ανοίξει** ο διακόπτης Δ , τότε στα άκρα του πηνίου αναπτύσσεται ΗΕΔ από αυτεπαγωγή , η οποία έχει πολικότητα ώστε να αντιδρά στην **ελάττωση** της έντασης του ρεύματος. Μέχρι να μηδενιστεί το ρεύμα, το **πηνίο** λειτουργεί ως **πηγή**. Από τον 2^ο

κανόνα του Kirchhoff: $|E_{AYT}| - iR_1 - iR_2 = 0 \Rightarrow i = \frac{|E_{AYT}|}{R_1+R_2}$



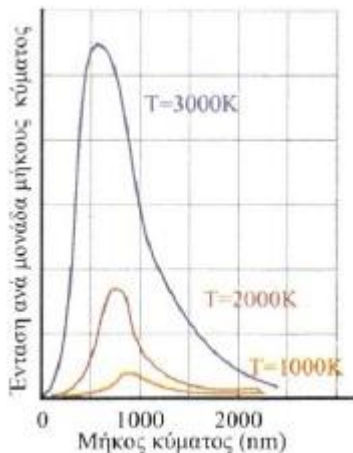
Μέχρι να μηδενιστεί το ρεύμα στο κύκλωμα, η αρχική αποταμιευμένη ενέργεια στο μαγνητικό πεδίο του πηνίου θα μετατραπεί σταδιακά σε **θερμική** στις αντιστάσεις R_1 και R_2 .

Από την Α.Δ.Ε : $Q_{R_{ολ}} = \frac{1}{2}LI_1^2 = \frac{1}{2}L\left(\frac{E}{R_1}\right)^2 = \frac{LE^2}{2R_1^2}$

ΜΕΛΑΝ ΣΩΜΑ

Μέλαν σώμα στη φυσική θεωρείται το σώμα που απορροφά την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που προσπίπτει σ' αυτό, σε όλο το φάσμα της (όλες τις συχνότητες).

Το μέλαν σώμα μπορεί να εκπέμπει ακτινοβολία σε **όλο το φάσμα**, ωστόσο η μέγιστη ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας παρατηρείται σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος $\lambda_{\max}$ (μήκος κύματος αιχμής).



Ανάμεσα στο μήκος κύματος $\lambda_{\max}$ και την απόλυτη θερμοκρασία (T) υπάρχει μία σχέση, γνωστή ως νόμος του Wien: $\lambda_{\max} \cdot T = \text{σταθερό}$

Η σχέση αυτή μας δείχνει πως όσο **μεγαλύτερη** είναι η απόλυτη θερμοκρασία του μέλανος σώματος, τόσο **μικρότερο** είναι το μήκος κύματος στο οποίο παρατηρείται η μέγιστη εκπομπή ακτινοβολίας.

Από το διάγραμμα, βλέπουμε πως **αύξηση** της θερμοκρασίας συνεπάγεται **μεγαλύτερη** ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας ανά μήκος κύματος.

ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ: Ο Ήλιος έχει επιφανειακή θερμοκρασία $T_1=5.800\text{K}$ και εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας του σε μήκος κύματος $\lambda_1=550\text{nm}$. Να υπολογίσετε το αντίστοιχο μήκος κύματος αιχμής για το άστρο Spica A, το οποίο έχει επιφανειακή θερμοκρασία $T_2=10.000\text{K}$.

ΛΥΣΗ: $\lambda_1 T_1 = \lambda_2 T_2 \Rightarrow 550\text{nm} \cdot 5800\text{K} = \lambda_2 \cdot 10.000\text{K} \Rightarrow \lambda_2 = 319\text{nm}$

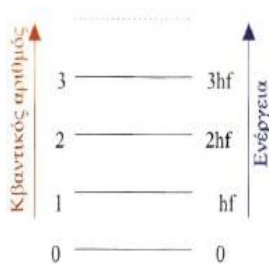
Ένταση ακτινοβολίας: $I = \frac{P}{\Delta A} = \frac{\Delta E}{\Delta A \Delta t}$

ΔE : ενέργεια ακτινοβολίας που προσπίπτει σε επιφάνεια **εμβαδού** ΔA σε χρονικό διάστημα Δt .

ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ: Η ενέργεια των ταλαντούμενων ατόμων δε μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή. Μπορεί να πάρει μόνο διακριτές (κβαντισμένες) τιμές. Οι τιμές της ενέργειας που μπορεί να έχει το ταλαντούμενο άτομο δίνονται από τη σχέση:

$$E_n = n h f$$

όπου n ένας θετικός ακέραιος αριθμός που ονομάζεται **κβαντικός αριθμός**, f η συχνότητα ταλάντωσης του ατόμου και h η σταθερά του Planck: $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$



Τα **άτομα** απορροφούν και εκπέμπουν ενέργεια όχι συνεχώς, αλλά πραγματοποιώντας ενεργειακά άλματα μεταξύ των ενεργειακών καταστάσεων που απεικονίζονται στο διπλανό διάγραμμα.

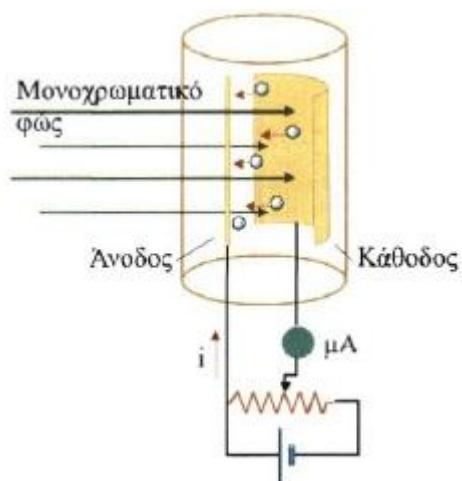
Αν ένα σύστημα μάζα – ελατήριο έχει μία αρχική ενέργεια E_0 και πραγματοποιεί φθίνουσα ταλάντωση με συχνότητα $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}$,

μέχρι να μετατραπεί ολόκληρη η ενέργειά του σε θερμική, θα εκπέμψει n κβάντα

$$\text{ενέργειας: } n = \frac{|E|}{hf} = \frac{E_o - 0}{hf} = \frac{\frac{1}{2}kA_o^2}{h\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}}$$

ΦΩΤΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ

Είναι το φαινόμενο κατά το οποίο εκπέμπονται ηλεκτρόνια από μέταλλο, όταν προσπίπτει σ' αυτό κατάλληλη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (φωτόνια)



Για το κάθε μέταλλο, υπάρχει ένα ελάχιστο ποσό ενέργειας που απαιτείται ώστε να εξαχθούν φωτοηλεκτρόνια από αυτό. Το ποσό αυτό λέγεται **έργο εξαγωγής (ϕ)** και συνήθως μετριέται σε ηλεκτρονιοβόλτ (eV)

$$(1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{J})$$

Η **συχνότητα κατωφλίου (f_o)** είναι η ελάχιστη τιμή της συχνότητας της ακτινοβολίας ώστε να εξέρχονται φωτοηλεκτρόνια από το μέταλλο: $f_o = \frac{\phi}{h}$

$$\text{Φωτοηλεκτρική εξίσωση (Einstein): } K_{max} = K_o = E_\phi - \phi = hf - \phi$$

Όπου K_e η κινητική ενέργεια του εξερχόμενου φωτοηλεκτρονίου.

Στη διάταξη του σχήματος, τα ηλεκτρόνια αφού εξαχθούν από την κάθοδο με κινητική ενέργεια K_o , επιταχύνονται από την τάση (V) μεταξύ καθόδου-ανόδου. Για να υπολογίσουμε την κινητική ενέργεια με την οποία τα e φτάνουν στην άνοδο, εφαρμόζουμε το ΘΜΚΕ:

$$K - K_o = (-|e|)(-V) \Rightarrow K = K_o + eV. \text{ Προφανώς ισχύει: } K > K_o$$

Αν αντιστρέψουμε την τάση V μεταξύ καθόδου – ανόδου, τότε το ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσα στην κάθοδο και την άνοδο **επιβραδύνουν** τα ηλεκτρόνια. Αν αυξάνουμε κατά απόλυτη τιμή την τάση, υπάρχει μία συγκεκριμένη τιμή της τάσης, για την οποία τα ηλεκτρόνια φτάνουν στην άνοδο με **μηδενική κινητική ενέργεια**. Η τάση αυτή λέγεται **τάση αποκοπής** και συμβολίζεται με V_o .

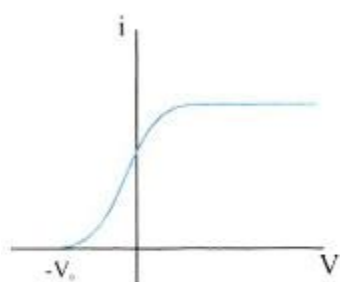
$$\text{Απόδειξη τύπου για τη } V_o: K - K_o = (-|e|)(+V) \xrightarrow{K=0} 0 - K_o = -|e|V \Rightarrow K_o = |e|V \quad (1)$$

$$\text{Όμως: } K_o = hf - \phi \quad (2)$$

$$\text{Από τις (1) και (2) προκύπτει: } V_o = \frac{h}{|e|}f - \frac{\phi}{|e|}$$

Από την τελευταία σχέση προκύπτει ότι η τάση αποκοπής V_o εξαρτάται από τη συχνότητα f της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, αλλά και από το έργο εξαγωγής ϕ , το οποίο είναι χαρακτηριστικό του μετάλλου της καθόδου.

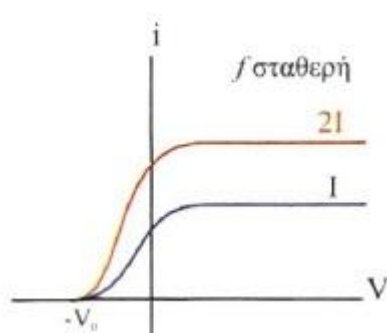
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΕΝΤΑΣΗΣΗΣ ΦΩΤΟΡΕΥΜΑΤΟΣ – ΤΑΣΗΣ V ΜΕΤΑΞΥ ΑΝΟΔΟΥ-ΚΑΘΟΔΟΥ



Παρατηρήσεις :

1) Για $V=0$ υπάρχει ροή ηλεκτρονίων στην άνοδο , αφού $i>0$

2) Για $V<-V_0$ είναι $i=0$, γεγονός που σημαίνει ότι το φωτόρευμα μηδενίζεται.



3) Όσο **αυξάνει** η ένταση I της προσπίπτουσας ακτινοβολίας στην κάθοδο, **αυξάνει** ο αριθμός των εξερχόμενων φωτοηλεκτρονίων που συνιστούν το φωτόρευμα που μετρά το αμπερόμετρο, το οποίο

δίνεται από τη σχέση : $i = \frac{q}{t} = \frac{N|e|}{t}$

4) Η **μέγιστη** κινητική ενέργεια των εξερχόμενων φωτοηλεκτρονίων από την κάθοδο, για ένα συγκεκριμένο μέταλλο, είναι **ανεξάρτητη** της έντασης

της προσπίπτουσας ακτινοβολίας , αλλά εξαρτάται από τη **συχνότητά της**: $K_{\max} = K_0 = hf - \phi$

ΟΡΜΗ ΦΩΤΟΝΙΟΥ: $p = \frac{h}{\lambda}$

ΥΛΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ: Κάθε σωματίδιο σύμφωνα με τον de Broglie αντιστοιχεί σε μήκος κύματος λ , το οποίο δίνεται από τη σχέση: $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}$

ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ COMPTON:

Το φαινόμενο Compton απέδειξε την ύπαρξη φωτονίων. Σύμφωνα με αυτό, αν δέσμη ακτινών X προσπέσει σε μεταλλική επιφάνεια , ένα μέρος του φωτός σκεδάζεται, ενώ ταυτόχρονα εκπέμπονται από την επιφάνεια ηλεκτρόνια.

Σύμφωνα με τον Compton, το μήκος κύματος λ' της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας είναι **μεγαλύτερο** από το αντίστοιχο της προσπίπτουσας , γεγονός που ήταν αδύνατο να εξηγηθεί με την κλασσική H/M θεωρία

Τύπος Compton: $\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\phi)$, όπου ϕ η γωνία ανάμεσα στην προσπίπτουσα και τη σκεδαζόμενη ακτινοβολία, m η μάζα του ηλεκτρονίου και c η ταχύτητα του φωτός.

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ ΣΤΟ COMPTON

- 1) Το φαινόμενο Compton απέδειξε την ύπαρξη φωτονίων.
- 2) Το μήκος κύματος Compton : $\lambda_c = \frac{h}{mc}$
- 3) Η μεταβολή του μήκους κύματος του σκεδαζόμενου φωτονίου σε σχέση με το αρχικό εξαρτάται από τη γωνία σκέδασης ϕ και είναι **ανεξάρτητη** από το αρχικό μήκος κύματος λ .

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\phi) = \lambda_c (1 - \cos\phi) \quad (1)$$

- 4) Η κινητική ενέργεια του ανακρουόμενου ηλεκτρονίου υπολογίζεται από την ΑΔΕ:

$$K_e = E_\phi - E_{\phi'} = hf - hf' = hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = hc \left(\frac{\lambda' - \lambda}{\lambda\lambda'} \right) = \frac{hc\Delta\lambda}{\lambda(\lambda + \Delta\lambda)}$$

Η τελευταία σχέση δείχνει ότι η κινητική ενέργεια (K_e) του ανακρουόμενου ηλεκτρονίου (K_e) **εξαρτάται** από το μήκος κύματος του αρχικού φωτονίου. Συγκεκριμένα, όσο αυξάνει το λ , η K_e ελαττώνεται. Π.χ. αν εκτελέσουμε διαδοχικά το ίδιο πείραμα με ακτίνες Χ και ακτίνες γ ($\lambda_X > \lambda_\gamma$), για την ίδια γωνία σκέδασης (ϕ), το ανακρουόμενο ηλεκτρόνιο στην περίπτωση των ακτίνων γ θα έχει μεγαλύτερη K_e .

- 5) Η μεγαλύτερη μεταβολή του μήκους κύματος του σκεδαζόμενου φωτονίου σε σχέση με το αρχικό, προκύπτει για $\phi=180^\circ$ ($\cos 180^\circ = -1$) και από την (1):

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\frac{h}{mc} = 2\lambda_c$$

- 6) Το ποσοστό μεταβολής του μήκους κύματος: $\Pi(\%) = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} 100\% = \frac{\lambda_c(1 - \cos\phi)}{\lambda} 100\%$

ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΑΣ

1. Δεν είναι δυνατόν να μετρήσουμε ταυτόχρονα και τη θέση και την ορμή ενός σωματιδίου με απερίοριστη ακρίβεια.

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{h}{2\pi}$$

2. Η αβεβαιότητα στη μέτρηση της ενέργειας μιας κατάστασης ενός συστήματος είναι αντίστροφα ανάλογη με τον χρόνο που το σύστημα παραμένει σ' αυτή την κατάσταση.

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}$$

Κατά τις αποδιεγέρσεις των ηλεκτρονίων στα άτομο του υδρογόνου, προκύπτουν φασματικές γραμμές που έχουν εύρος συχνότητας Δf το οποίο προκύπτει από την παραπάνω σχέση:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \xrightarrow{\Delta E = h\Delta f} h\Delta f \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \Rightarrow \Delta f \geq \frac{1}{2\pi\Delta t}$$

ΚΥΜΑΤΟΣΥΝΑΡΤΗΣΗ

Για κάποιο συγκεκριμένο σημείο, ορισμένη χρονική στιγμή η κυματοσυνάρτηση θα έχει μια συγκεκριμένη τιμή. Ο Max Born πρότεινε να ερμηνεύσουμε το τετράγωνο του μέτρου της κυματοσυνάρτησης σαν την πιθανότητα θέσης ανά μονάδα όγκου. Δηλαδή, αν ορίσουμε έναν στοιχειώδη όγκο dV γύρω από ένα συγκεκριμένο σημείο (x,y,z) το γινόμενο $|\Psi|^2 dV$ δίνει την πιθανότητα να βρίσκεται το σωματίο μέσα στον όγκο dV στη δεδομένη χρονική στιγμή.

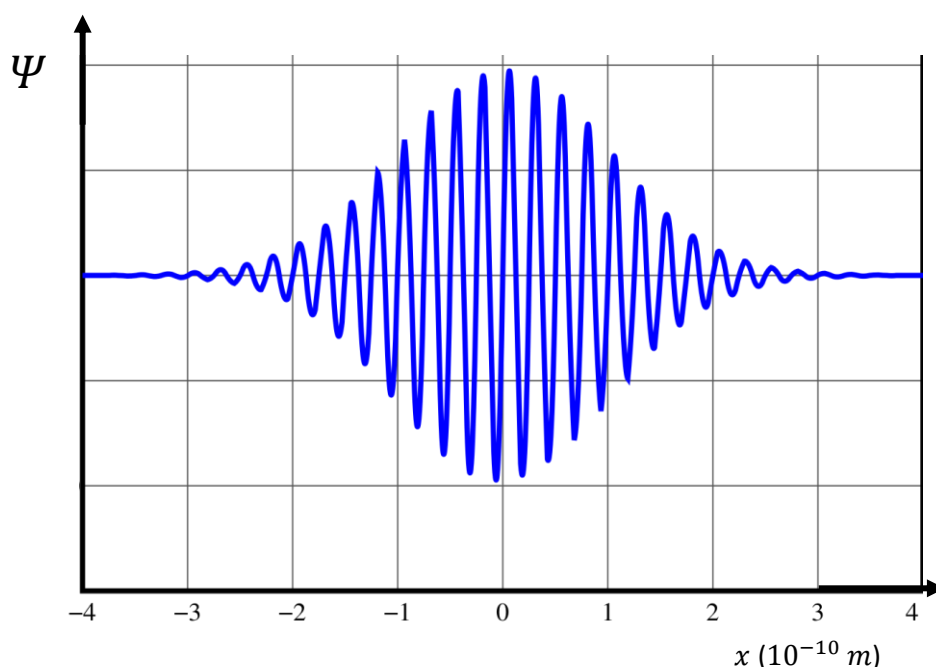
Αν χωρίσουμε το σύνολο του χώρου σε στοιχειώδεις όγκους dV και σε κάθε σημείο του χώρου βρούμε την τιμή της Ψ για κάποια χρονική στιγμή το άθροισμα των $|\Psi|^2 dV$ πρέπει να είναι ίσο με τη μονάδα:

$$\sum |\Psi|^2 dV = 1$$

ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ (ΘΕΜΑ #26922 ΤΗΣ Τ.Θ.Δ.Δ)

ΘΕΜΑ 2

2.1. Το διάγραμμα δείχνει τη γραφική παράσταση κυματοσυνάρτησης η οποία αντιστοιχεί σε υποατομικό σωματίδιο, σε συνάρτηση με τη θέση του. Η ελάχιστη αβεβαιότητα στην ορμή του σωματιδίου προσεγγίζεται καλύτερα από την τιμή



(α) $1,5 \times 10^{-25} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$, (β) $7,0 \times 10^{-10} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$, (γ) $1,0 \times 10^{-34} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$

2.1.A. Να επιλέξετε την ορθή πρόταση.

Μονάδες 4

2.1.B. Να αιτιολογήσετε την επιλογή σας.

ΛΥΣΗ

ΘΕΜΑ 2

2.1.

2.1.A. Σωστή απάντηση η (α)

Μονάδες 4

2.1.B.

Από το διάγραμμα φαίνεται πως η κυματοσυνάρτηση έχει μη μηδενικές τιμές μεταξύ, περίπου, των θέσεων $-3,5 \times 10^{-10} \text{ m}$ και $3,5 \times 10^{-10} \text{ m}$. Αυτό αντιστοιχεί σε αβεβαιότητα στη θέση περίπου $\Delta x \approx 7,0 \times 10^{-10} \text{ m}$ (θα μπορούσε κανείς να θεωρήσει αβεβαιότητα θέσης το $3,5 \times 10^{-10} \text{ m}$, αλλά αυτό δεν αλλάζει την απάντηση). (4 μονάδες)

Χρησιμοποιώντας την αρχή της αβεβαιότητας (4 μονάδες)

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar$$

$$(7,0 \times 10^{-10} \text{ m}) \Delta p \geq \frac{6,63 \times 10^{-34}}{2\pi} \text{ Js}$$

$$\Delta p \geq 1,5 \times 10^{-25} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

Μονάδες 8

--

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ: ΒΙΒΛΙΟ ΦΥΣΙΚΗΣ Γ' ΛΥΚΕΙΟΥ Β ΚΑΙ Γ' ΤΕΥΧΟΣ

ΒΙΒΛΙΟ ΛΥΣΕΩΝ ΣΧΟΛΙΚΟΥ ΒΙΒΛΙΟΥ Β' ΤΕΥΧΟΣ

ΤΡΑΠΕΖΑ ΘΕΜΑΤΩΝ ΔΙΑΒΑΘΜΙΣΜΕΝΗΣ ΔΥΣΚΟΛΙΑΣ