

ΣΥΖΕΥΓΜΕΝΕΣ ΤΑΛΑΝΤΩΣΕΙΣ

Αρχικά σχεδιάζουμε τις δυνάμεις που ασκούνται σε κάθε σώμα και εφαρμόζουμε τον 2^ο νόμο του Newton για το κάθε σώμα ξεχωριστά, έτσι ώστε να προκύψουν οι διαφορικές εξισώσεις κίνησης του συστήματος.

Ιδιοσυχνότητες Κανονικών Τρόπων Ταλάντωσης

Θέτουμε $x_1 = Ae^{i\omega t}$ με $\ddot{x}_1 = -A\omega^2 e^{i\omega t}$
 Θέτουμε $x_2 = Be^{i\omega t}$ με $\ddot{x}_2 = -B\omega^2 e^{i\omega t}$

Και αντικαθιστώ στις διαφορικές εξισώσεις κίνησης σχηματίζοντας το ομογενές σύστημα της μορφής [κατι · A + κατι · B = 0]
 Οι μη μηδενικές λύσεις του ομογενούς συστήματος λαμβάνονται με μηδενισμό της οριζουσας των συντελεστών A και B απ' όπου προκύπτουν οι ιδιοσυχνότητες ω_1 και ω_2

Λόγοι των Πλατών

Αντικαθιστούμε την κάθε ιδιοσυχνότητα που έχουμε βρει σε μία από τις εξισώσεις των πλατών [κατι · A + κατι · B = 0]

Απομακρύνσεις $x_1(t)$ και $x_2(t)$

$x_1(t) = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$
 $x_2(t) = B_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + B_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$

Από τις σχέσεις των λόγων των πλατών, αντικαθιστούμε τα B_1 & B_2 συναρτήσει των A_1 & A_2 στην $x_2(t)$

Εξαναγκασμένες Ταλαντώσεις με Εξωτερική Δύναμη της Μορφής
 $F(t) = f_0 \frac{\cos(\omega t)}{\sin(\omega t)}$

Όταν σε κάποιο σώμα του συστήματος ασκείται μια εξωτερική δύναμη, τότε κατά την διαδικασία σχεδιασμού των δυνάμεων, συνηθίζουμε και την εξωτερική δύναμη μόνο στο σώμα που ασκείται. Έπειτα εφαρμόζουμε τον 2^ο νόμο του Newton για το κάθε σώμα ξεχωριστά, έτσι ώστε να προκύψουν οι διαφορικές εξισώσεις κίνησης του συστήματος.

Απομακρύνσεις $x_1(t)$ και $x_2(t)$

Η μερική λύση του συστήματος των διαφορικών εξισώσεων (Εξαναγκασμένες Μετατοπίσεις x_1 & x_2) καθορίζονται απ' τη μορφή της εξωτερικής δύναμης, δηλαδή:

$x_1(t) = A \sin(\omega t) + B \cos(\omega t)$
 $x_2(t) = \Gamma \sin(\omega t) + \Delta \cos(\omega t)$

Με $\ddot{x}_1(t) = -\omega^2 [A \sin(\omega t) + B \cos(\omega t)] = -\omega^2 x_1(t)$
 $\ddot{x}_2(t) = -\omega^2 [\Gamma \sin(\omega t) + \Delta \cos(\omega t)] = -\omega^2 x_2(t)$

Αντικαθιστούμε τα \ddot{x}_1 & \ddot{x}_2 στις διαφορικές εξισώσεις κίνησης και προκύπτουν δύο εξισώσεις ως προς x_1 & x_2 από τις οποίες υπολογίζουμε τα x_1 & x_2

Εξισώσεις Maxwell στο Κενό

$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$
 $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Όταν έχω το \vec{E} και ζητάω το \vec{B} : $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

Όταν έχω το \vec{B} και ζητάω το \vec{E} : $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Χαρακτηριστικά Μεγέθη Η/Μ Κυμάτων

Διάνυσμα Poynting: $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}$ (W/m²) με $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$

Ένταση Ακτινοβολίας: $I = \langle |\vec{S}| \rangle = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E^2$

Μέση χρονική τιμή: $\langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt$

$\langle \sin(kx \pm \omega t) \rangle = \langle \cos(kx \pm \omega t) \rangle = \langle \sin(\omega t) \rangle = \langle \cos(\omega t) \rangle = 0$

$\langle \sin^2(kx \pm \omega t) \rangle = \langle \cos^2(kx \pm \omega t) \rangle = \frac{1}{2}$ και $\langle C \rangle = C$

Δείκτης Διάθλασης: $n = c/v = ck/\omega$

ΜΗΧΑΝΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Κυματική Εξίσωση σε μια Διάσταση

$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$, v η ταχύτητα διάδοσης

Οδεύοντα Αρμονικά Κύματα

$y(x, t) = A \sin(kx \pm \omega t + \varphi)$ { + (Διάδοση στα αρνητικά x)
 - (Διάδοση στα θετικά x)

Χαρακτηριστικά Μεγέθη Κυμάτων

Εγκάρσια Ταχύτητα: $u_y = \frac{\partial y}{\partial t} = -\omega A \cos(kx \pm \omega t + \varphi)$
 $\omega A = u_{max}$

Εγκάρσια Επιτάχυνση: $\alpha_y = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\omega^2 A \cos(kx \pm \omega t + \varphi)$
 $\omega^2 A = \alpha_{max}$

Ταχύτητα Κύματος Χορδής: $u = \sqrt{\frac{T}{\mu}} = \sqrt{\frac{\text{Τάση της Χορδής}}{\text{Γραμμική Πυκνότητα Μαζας}}}$

Φασική Ταχύτητα: $u_p = \frac{\omega}{k}$ με $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ και $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$

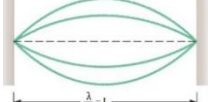
Ταχύτητα Ομάδας: $u_g = \frac{d\omega}{dk}$

Στάσιμα Κύματα

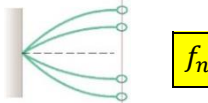
$y(x, t) = A \sin(kx + \omega t) + A \sin(kx - \omega t) = 2A \sin(kx) \cos(\omega t)$

ΣΤΑΣΙΜΑ ΚΥΜΑΤΑ ΧΟΡΔΗΣ

Πακτωμένη Χορδή


 $f_n = \frac{nv}{2L}$ n = 1,2,3, ... και $v = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$

Χορδή με ένα Ελεύθερο Άκρο


 $f_n = (2n - 1) \frac{v}{4L}$ n = 1,2,3, ... και $v = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$

ΗΧΗΤΙΚΟΙ ΣΩΛΗΝΕΣ

Αυλός με Ανοιχτά Άκρα

 $f_n = \frac{nv}{2L}$ n = 1,2, ...
 Όπου v είναι η ταχύτητα του ήχου στον αέρα

Αυλός με Κλειστό & Ανοιχτό Άκρο

 $f_n = (2n - 1) \frac{v}{4L}$ n = 1,2, ...

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Επίπεδα Οδεύοντα Αρμονικά

$\vec{E} = E_0 \cos(kz \pm \omega t) \hat{i}$ $\vec{E} = E_0 \frac{\sin(kz)}{\cos(kz)} \cdot \frac{\sin(\omega t)}{\cos(\omega t)} \hat{i}$
 $\vec{B} = B_0 \cos(kz \pm \omega t) \hat{j}$ $\vec{B} = B_0 \frac{\sin(kz)}{\cos(kz)} \cdot \frac{\sin(\omega t)}{\cos(\omega t)} \hat{j}$

Στάσιμα

Πόλωση Ηλεκτρομαγνητικών Κυμάτων

Εάν $\vec{E} = E_x \hat{i} + E_y \hat{j}$ τότε έχουμε:

1^ο Γραμμική Πόλωση όταν $\frac{E_y}{E_x} = \text{σταθερό}$ με $\theta = \tan^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right)$

2^ο Κυκλική Πόλωση όταν $E_x^2 + E_y^2 = \text{σταθερό}$

3^ο Ελλειπτική Πόλωση όταν $\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = 1$

Για τον 2^ο και 3^ο τύπο πόλωσης, ελέγχουμε πάντα την κατεύθυνση του \vec{E} για διαφορετικές τιμές του t με σκοπό να καθορίσουμε την φορά της πόλωσης (Δεξιόστροφη ή Αριστερόστροφη).

Παραδείγματος Χάριν $\vec{E}(0,0), \vec{E}(0,\pi/2\omega), \vec{E}(0,\pi/\omega) \dots$

Τύπος Euler για Μιγαδικό Πεδίο $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$