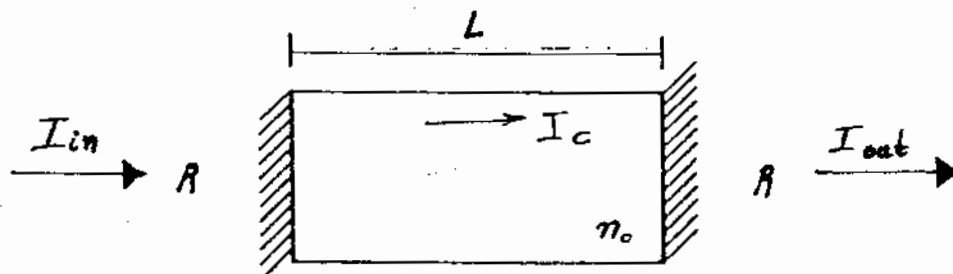


ΟΠΤΙΚΗ ΔΙΣΤΑΘΜΙΑ

Κάτω από τον γενικό τίτλο της Οπτικής Δισταθμίας (ΟΔΣ) περιλαμβάνεται ένας μεγάλος αριθμός στατικών και δυναμικών φαινομένων των οποίων το κοινό χαρακτηριστικό είναι ότι αναφέρονται σε οπτικά συστήματα τα οποία για την ίδια τιμή εισερχόμενης φωτεινής έντασης (I_{in}) παρουσιάζουν δύο στάσιμες καταστάσεις διαπερατότητας ($T = I_{out} / I_{in}$). Η συμπεριφορά αυτή, όπως θα δούμε στη συνέχεια, είναι αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης δύο μηχανισμών, της οπτικής μη-γραμμικότητας και της οπτικής ανάδρασης, που αποτελούν απαραίτητες προϋποθέσεις για την παρατήρηση οπτικής δισταθμίας.

I.α. Οπτική ανάδραση - Κοιλότητα Fabry-Perot.

Ένα απλό οπτικό στοιχείο που διαθέτει μηχανισμό ανάδρασης είναι γνωστό με το όνομα κοιλότητα Fabry-Perot (F-P). Αποτελείται από δύο ανακλαστικές επιφάνειες παράλληλες μεταξύ τους και, κατά τη διάδοση μίας δέσμης σύμφωνου φωτός, η ανάδραση εξασφαλίζεται από τις πολλαπλές ανακλάσεις που συμβαίνουν στο χώρο μεταξύ των δύο επιφανειών.



Σχ.1

Ας θεωρήσουμε την πιο απλή περίπτωση κοιλότητας F-P που φαίνεται στο Σχ. 1, και αποτελείται από ένα υλικό πάχους L και δείκτη διάθλασης n_0 που περιορίζεται από δύο παράλληλες μεταξύ τους επιφάνειες. Η κάθε επιφάνεια χαρακτηρίζεται από ένα συντελεστή ανακλαστικότητας-πλάτους r και ένα συντελεστή διαπερατότητας-πλάτους t . Θα υπολογίσουμε την ένταση της δέσμης στο εσωτερικό (I_c) καθώς και την ένταση μετά την κοιλότητα (I_{out}) για την περίπτωση που μία εισερχόμενη δέσμη έντασης I_{in} πέφτει κάθετα στις επιφάνειες, υποθέτοντας ότι αυτές δεν έχουν απώλειες απορρόφησης ή σκέδασης και ότι το υλικό της κοιλότητας είναι μη απορροφητικό. Γι αυτή την απλή περίπτωση

$$r^2 = R = \frac{(n_0 - 1)^2}{(n_0 + 1)^2} = 1 - T = 1 - (t)^2 \quad (0)$$

Αν το φως της δέσμης είναι μονοχρωματικό με μήκος κύματος, στο κενό, λ τότε η διαφορά φάσης που δημιουργείται από μία πλήρη διαδρομή στο εσωτερικό της κοιλότητας είναι $\varphi = (4\pi n_0 L) / \lambda$. Αν υπολογίσουμε το συνολικό ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό (E_c) και μετά την οπτική κοιλότητα (E_{out}), σαν αποτέλεσμα πολλαπλών εσωτερικών ανακλάσεων έχουμε

$$E_c = E_{in} t (1 + r^2 e^{-i\phi} + r^4 e^{-2i\phi} + \dots) \quad (1)$$

$$E_{cut} = E_{in} t^2 (1 + r^2 e^{-i\phi} + r^4 e^{-2i\phi} + \dots) \quad (2)$$

Το άθροισμα της παρένθεσης είναι γεωμετρική σειρά με πρώτο όρο 1 και λόγο με απόλυτη τιμή $|r^2 e^{-i\phi}| = R^2 < 1$, και επομένως συγκλίνει στο $1/(1-r^2 e^{-i\phi})$. Οι αντίστοιχες εντάσεις λοιπόν υπολογίζονται

$$I_c = E_c^* E_c = E_0^2 t^2 \frac{1}{(1-r^2 e^{+i\phi})(1-r^2 e^{-i\phi})} \quad (3)$$

$$I_{cut} = E_{cut}^* E_{cut} = E_0^2 t^4 \frac{1}{(1-r^2 e^{+i\phi})(1-r^2 e^{-i\phi})} \quad (4)$$

Αλλά

$$\frac{1}{(1-r^2 e^{+i\phi})(1-r^2 e^{-i\phi})} = \frac{1}{1+R^2-2R \cos \phi} =$$

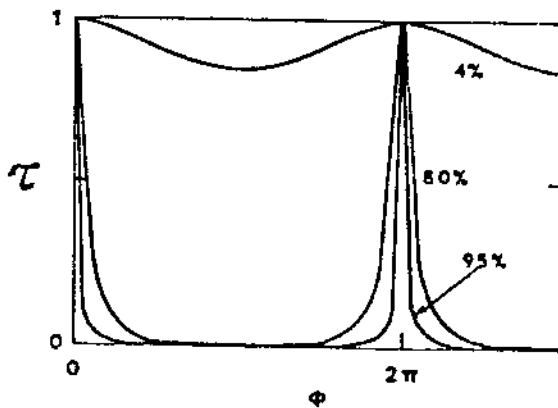
$$= \frac{1}{(1-R)^2 + 2R(1-\cos \phi)} = \frac{1}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\phi}{2}}$$

Επομένως

$$I_c = \frac{I_0 T}{(1-R)^2} \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (5)$$

$$I_{cut} = \frac{I_0 T^2}{(1-R)^2} \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (6)$$

όπου $F = 4R/(1-R)^2$, και $\phi = 4\pi n_0 L / \lambda$ (7.α, β)



Σχ. 2

Παρατηρούμε ότι, ανάλογα με την διαφορά φάσης που προκαλεί μία πλήρης διαδρομή στο εσωτερικό της κοιλότητας, τόσο η ένταση φωτός στο εσωτερικό όσο και η διερχόμενη ένταση μεταβάλλονται με περιοδικό τρόπο. Όσο μεγαλύτερη τιμή έχει ο παράγοντας "λεπτότητας" F , ($R \gg T$), τόσο πιο έντονες και ακριβέστερα ορισμένες είναι αυτές οι διακυμάνσεις. Για παράδειγμα, δίνουμε στο Σχ. 2 την διαπερατότητα έντασης σαν συνάρτηση της φάσης ϕ για τρεις διαφορετικές τιμές της ανακλαστικότητας R . Αν λοιπόν εξασφαλίσουμε, με κατάλληλες διηλεκτρικές επιστρώσεις, αρκετά υψηλή ανακλαστικότητα R στις δύο επιφάνειες, τότε, για να μεταβάλλουμε τη διαπερατότητα της κοιλότητας πρέπει να επέμβουμε

στη φάση $\varphi=4\pi n_0 L/\lambda$. Για σταθερή μονοχρωματική πηγή αυτό μπορεί να γίνει με μεταβολή του οπτικού δρόμου $n_0 L$. Αυτό σημαίνει ότι μία κοιλότητα με σταθερά γεωμετρικά χαρακτηριστικά ($L=\text{σταθ.}$) πρέπει να είναι κατασκευασμένη από ένα μη-γραμμικό οπτικό υλικό.

I.β. Οπτική μη-γραμμικότητα.

Λέμε ότι ένα υλικό είναι γραμμικό όταν η ένταση του φωτός που ανακλάται στη διαχωριστική του επιφάνεια καθώς και εκείνη που διέρχεται από ένα μοναδιαίο πάχος αυτού του υλικού μεταβάλλεται γραμμικά με την εισερχόμενη ένταση. Οι αντίστοιχοι σταθεροί συντελεστές αναλογίας είναι οι συντελεστές ανακλαστικότητας, R , και διαπερατότητας, T . Αυτό σημαίνει ότι τόσο ο δείκτης διάθλασης (n) όσο και η σταθερά απορρόφησης (α) δεν εξαρτώνται από την ένταση του φωτός. Αν, με την αύξηση της φωτεινής ισχύος, τα χαρακτηριστικά αυτά μεταβάλλονται, τότε λέμε ότι αυτά τα μη-γραμμικά οπτικά υλικά χαρακτηρίζονται από μη-γραμμικότητα διασποράς ($n=n_0+n_2 I_c$), ή, αντίστοιχα, απορροφητική μη-γραμμικότητα ($\alpha=\alpha_0+\alpha_2 I_c$).

Τα πρώτα θεωρητικά μοντέλα και οι πρώτες πειραματικές προσπάθειες έγιναν προς την κατεύθυνση της απορροφητικής μη γραμμικότητας στις αρχές της δεκαετίας του '70. Συγκεκριμένα κατά τους Szoke et al [1] η παρουσία ενός κορεσίμου απορροφητικού υλικού στο εσωτερικό μίας κοιλότητας F-P θάπρεπε να δώσει διασταθμία για μία ένταση κορεσμού I_s . Τόσο όμως οι προσπάθειες των ιδίων, σε αέριο SF_6 με laser CO_2 ($10.6 \mu m$), όσο και οι μετρήσεις άλλων ομάδων [2,3] με παλμικά laser σε οργανικά διαλύματα, ενώ έδειξαν αρκετά έντονες μη-γραμμικότητες, δεν έδωσαν τα αναμενόμενα φαινόμενα διασταθμίας και υστέρησης. Τώρα πλέον γνωρίζουμε [4] ότι η επίτευξη ΟΔΣ με απορροφητική μη-γραμμικότητα είναι αρκετά δύσκολο εγχείρημα, ενώ η πρώτη επιτυχής παρατήρηση ΟΔΣ από τους Gibbs et al [5] οφείλεται σε μη-γραμμικότητα διασποράς, και το αντίστοιχο οπτικό στοιχείο ήταν μία κυψέλιδα μήκους 2 cm με ατμούς Na , πίεσης $10^{-4}-10^{-5}$ Torr στο εσωτερικό ενός αντηχείου F-P μήκους 11 cm, με καθρέπτες ανακλαστικότητας 90%. Το φως προερχόταν από ένα μονοχρωματικό laser βαφής 50 mW.

I.γ. Μη-γραμμικότητα διασποράς + κοιλότητα F-P.

Η, με οποιοδήποτε ενδιάμεσο μηχανισμό, γραμμική εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ένταση του φωτός

$$n(I_c) = n_0 + n_2 I_c \quad (8)$$

σε συνδυασμό με τη μορφή του συντελεστή συνολικής διαπερατότητας ενός F-P

$$\tau = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\varphi/2)} \quad (9)$$

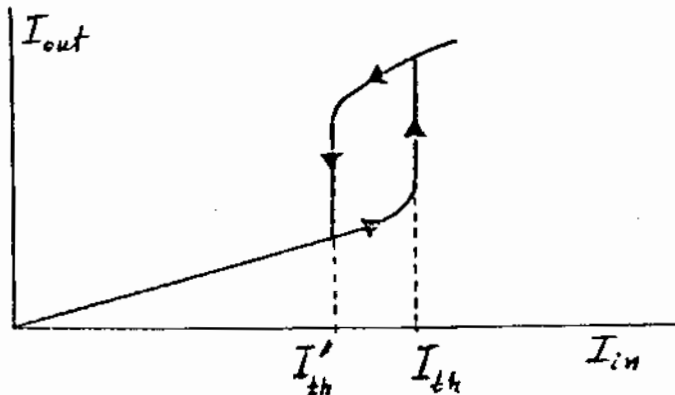
εξασφαλίζουν τις απαραίτητες προϋποθέσεις για την παρατήρηση οπτικής διασταθμίας και βρόχου υστέρησης. Η διαδικασία μπορεί να περιγραφεί ποιοτικά ως εξής. Ας υποθέσουμε ότι για μηδενική ένταση εισερχόμενου φωτός η κοιλότητα F-P είναι εκτός συντονισμού

$$\phi_0 = \frac{4\pi n_0 L}{\lambda} = 2\pi N - \theta \quad (10)$$

Όταν αρχίσουμε να αυξάνουμε την ένταση, η φάση, για μία πλήρη διαδρομή, μεταβάλλεται σύμφωνα με τη σχέση

$$\Phi(I_c) = 4\pi n_0 \frac{L}{\lambda} + 4\pi n_2 \frac{L}{\lambda} I_c \quad (11)$$

Με την αύξηση του I_{in} αυξάνει και το I_c έτσι ώστε ο όρος $(4\pi n_2 L/\lambda)I_c$ πλησιάζει την τιμή θ . Επομένως η κοιλότητα πλησιάζει την κατάσταση συντονισμού οπότε μετά από μία τιμή I_{th} αρχίζει μία ενισχυτική διαδικασία κατά την οποία αύξηση της Φ δημιουργεί αύξηση του I_c και τανάπαλιν, οπότε η κοιλότητα περνάει από την κατάσταση χαμηλής διαπερατότητας στην κατάσταση υψηλής διαπερατότητας.



Σχ. 3

Την στιγμή κατά την οποία η $\tau = \tau(\Phi)$ περνάει από το σημείο μεγίστου η οπτική κοιλότητα αρχίζει να λειτουργεί με αρνητική ανάδραση, οπότε η κατάσταση υψηλής διαπερατότητας παραμένει σταθερή, ορίζοντας τη δεύτερη στάθμη της οπτικής διαταθμίας. Αν αρχίσουμε τώρα να ελαττώνουμε τη φωτεινή ένταση I_{in} , επειδή η κοιλότητα βρίσκεται σε συντονισμό, μπορεί να συγκρατήσει περισσότερο φως στο εσωτερικό της, παραμένοντας μ' αυτό τον τρόπο σε κατάσταση υψηλής διαπερατότητας και για $I_{in} < I_{th}$. Μόνο όταν πέσουμε σε τιμές χαμηλότερες από ένα δεύτερο κατώφλι I'_th (Σχ.3), η κοιλότητα αποσυντονίζεται με ένα αντίστοιχο πολλαπλασιαστικό φαινόμενο, επιστρέφοντας στην κατάσταση χαμηλής διαπερατότητας. Αυτή η υστέρηση αποτελεί ακριβώς την αρχή της οπτικής διαταθμίας.

Ένα περισσότερο ποσοτικό επιχείρημα, που περιγράφει τα φαινόμενα διαταθμίας και υστέρησης, μπορούμε να πάρουμε αν χρησιμοποιήσουμε για την διαπερατότητα, εκτός από τη μορφή που δίνει η σχέση (9), και μία άλλη μορφή που προκύπτει από την απαλειφή του όρου της φάσης από τις (5) και (6),

$$\tau = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{I_c}{I_{in}} (1 - R) \quad (12)$$

όπου το I_c σαν συνάρτηση της φάσης μπορεί να γραφεί (βλ. σχέση (11)),

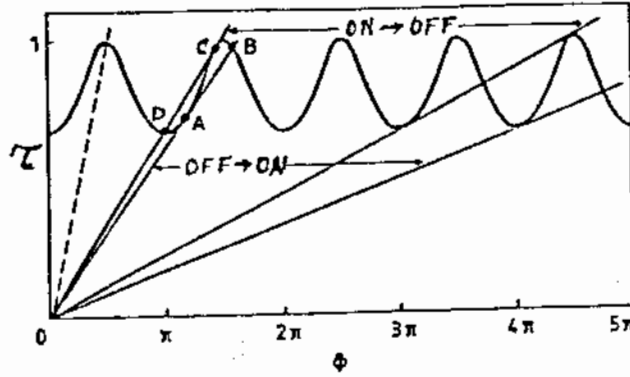
$$I_c = \frac{\lambda}{4\pi n_2 L} (\Phi - \Phi_0) \quad (13)$$

οπότε η (12) γίνεται

$$\tau = \frac{(1-R) \cdot \lambda}{4\pi n_2 L I_{in}} (\Phi - \Phi_0) \quad (14)$$

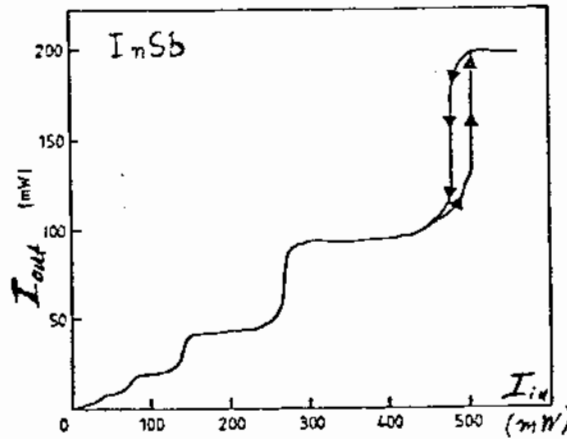
Για συγκεκριμένο I_{in} , οι (12) και (14) συναληθεύουν μόνο για ορισμένες τιμές της I_c , οι οποίες προσδιορίζονται από τη γραφική

επίλυση αυτού του συστήματος.



Σχ.4

Στο Σχ.4 η περιοδική συνάρτηση είναι η παράσταση της (12) ενώ η (14) αναπαριστάται με ευθείες των οποίων η κλίση είναι αντιστρόφως ανάλογη της ισχύος εισόδου.

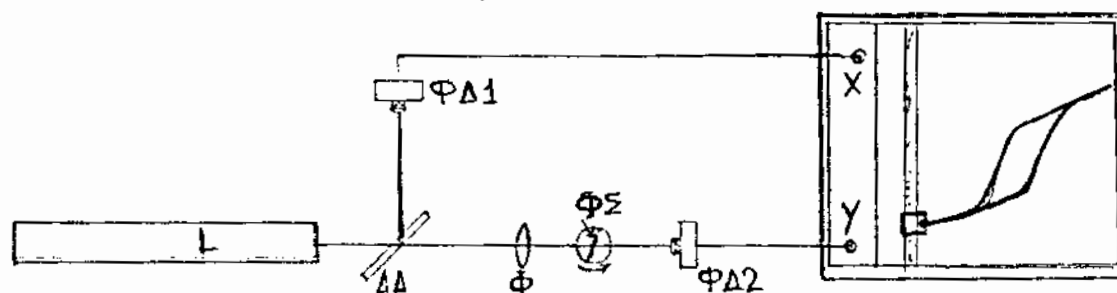


Σχ.5

Το σημείο τομής των δύο συναρτήσεων αποτελεί τη λύση του συστήματος και παρατηρούμε ότι μέχρι το A το σημείο αυτό μετακινείται ομαλά. Στο σημείο A η παραμικρή αύξηση του I_{in} προκαλεί μία απότομη μετακίνηση από το A στο B (μετάπτωση 0 - 1). Αν αρχίσουμε να ελαττώνουμε πάλι την I_{in} η διαπερατότητα μεταβάλλεται ομαλά μέχρι το C και στη συνέχεια, για μία μικρή ελάττωση του I_{in} , μετακινείται απότομα στο D (μετάπτωση 1 - 0). Η διαφορά κλίσεων των ευθειών AB και CD είναι ένα μέτρο της διαφοράς $I_{th} - I'_{th}$. Ένα άλλο στοιχείο που μπορούμε να παρατηρήσουμε είναι ότι αύξηση του I_{in} μεγαλύτερη από την περιοχή της πρώτης μετάπτωσης είναι δυνατό να οδηγήσει σε δισταθμία ανώτερης τάξης (πολυσταθμία), φαινόμενο που έχει παρατηρηθεί στο ημιαγώγιμο υλικό InSb [6], όπως βλέπουμε στο Σχ. 5.

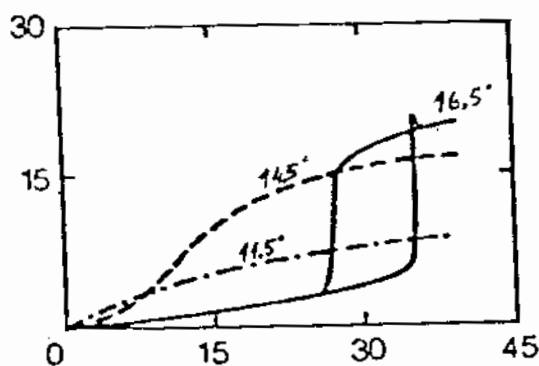
II. Οπτική δισταθμία επαγόμενη από laser συνεχούς λειτουργίας σε φίλτρο συμβολής ZnSe

Ένας από τους λόγους μεταβολής του δείκτη διάθλασης με την ένταση του φωτός είναι η θερμοκρασία που αναπτύσσεται τοπικά, από το φως που απορροφάται. Πρώτα πειράματα αυτού του είδους έγιναν το 1978-79, σε φίλτρα συμβολής ZnS, όπου και παρατηρήθηκαν μη αντιστρέψιμες αλλοιώσεις των φίλτρων. Το 1983 παρατηρήθηκε ΟΔΣ στο GeSe₂ και το 1984 σε ZnSe [7], που είναι και το υλικό με το οποίο παρουσιάστηκε η ΟΔΣ στο εργαστήριο του μαθήματος. Τα φίλτρα αυτά κατασκευάζονται με διαδοχικές επιστρώσεις υλικών χαμηλού δείκτη διάθλασης (ThF₄) και υψηλού δείκτη διάθλασης (ZnSe), που αποτελούν τα κάτοπτρα της κοιλότητας F-P και περιβάλλουν συμμετρικά ένα στρώμα υλικού υψηλού δείκτη διάθλασης που αποτελεί το εσωτερικό της κοιλότητας. Για φως μήκους κύματος $\lambda=514.5$ nm, το ZnSe έχει $n=2.72$ και $\Delta n/\Delta T=2.3 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$.



Σχ.6

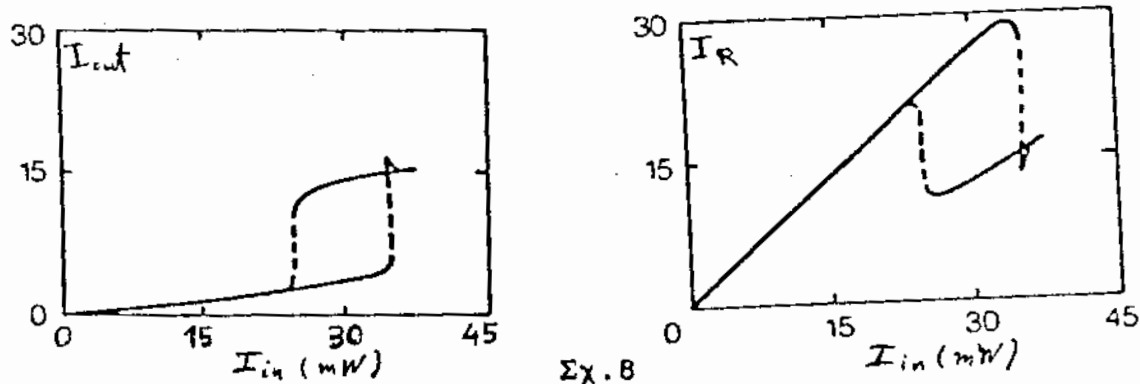
Μία απλή διάταξη για την παρατήρηση ΟΔΣ, που χρησιμοποιήθηκε στο εργαστήριο είναι αυτή που φαίνεται στο Σχ.6, όπου L είναι ένας laser ιόντων αργού με δυνατότητα μεταβολής της έντασης, ΔΔ ένας διαχωριστής δέσμης, Φ ο φακός εστίασης της δέσμης του laser πάνω στο υπό μελέτη φίλτρο συμβολής (ΦΣ) του ZnSe, και ΦΔ1, ΦΔ2 δύο φωτοδίοδοι των οποίων οι έξοδοι δίνουν ένα μέτρο των φωτεινών εντάσεων I_{in} και I_{out} αντίστοιχα, και οι οποίες οδηγούν τα κανάλια X και Y ενός καταγραφικού από το οποίο παίρνουμε κατ' ευθείαν το διάγραμμα της ΟΔΣ.



Σχ.7

Ανάλογα με την αρχική γωνία πρόσπτωσης της δέσμης στο ΦΣ του ZnSe (άρα και με το βαθμό αποσυντονισμού της κοιλότητας F-P) έχουμε διαφορετικές χαρακτηριστικές $I_{out}=f(I_{in})$, τρεις από τις οποίες φαίνονται στο Σχ.7, για γωνίες πρόσπτωσης 11.5°, 14.5°, 16.5° [8]. Επίσης αν, αντί του διερχόμενου φωτός (Σχ.8α),

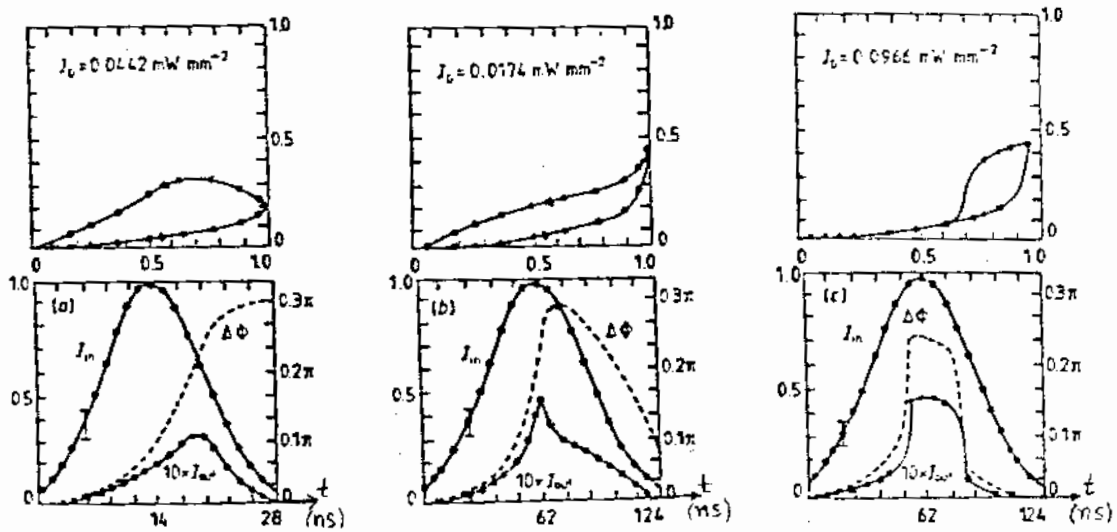
ΜΕΤΡΗΣΕΙ ΚΑΝΕΙΣ ΤΟ ΑΝΑΚΛΩΜΕΝΟ ΣΑΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΤΟΥ I_{in} ΕΧΕΙ ΕΝΑΝ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΟ ΒΡΟΧΟ ΥΣΤΕΡΗΣΗΣ (ΣΧ.8β), ΠΟΥ ΕΙΝΑΙ ΜΙΑ ΟΠΤΙΚΗ ΠΥΛΗ ΟΧΙ.



ΣΧ.8

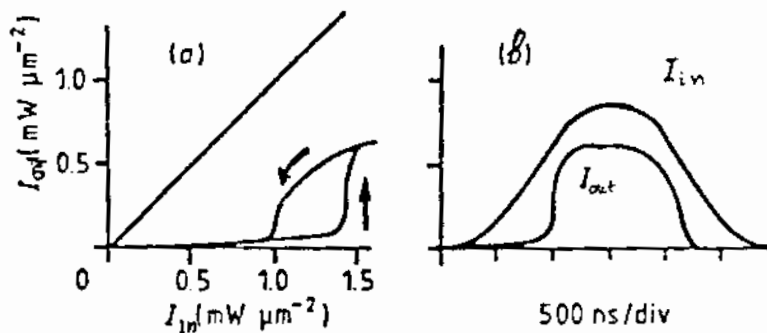
III. Δυναμική Οπτική Δισταθμία

Τα πρώτα πειράματα δυναμικής οπτικής δισταθμίας έγιναν στο τέλος της δεκαετίας του '70 [9]. Τα μη-γραμμικά οπτικά υλικά που χρησιμοποιήθηκαν ήταν οργανικά υγρά που παρουσίαζαν φαινόμενο Kerr, γραμμική απορρόφηση, και μη-γραμμικότητα διασποράς. Η ένταση εισόδου είχε μορφή παλμική με διάρκεια τ_p .



ΣΧ.9

Στην περίπτωση που η διάρκεια παλμού τ_p είναι μεγαλύτερη από το χρόνο τ_R μίας πλήρους διαδρομής στην κοιλότητα, και αυτός είναι μεγαλύτερος από το χαρακτηριστικό χρόνο χαλάρωσης του υλικού τ_D ($\tau_p \gg \tau_R \gg \tau_D$) τότε έχουμε την σχεδόν στατική περίπτωση (ΣΧ.9.γ).

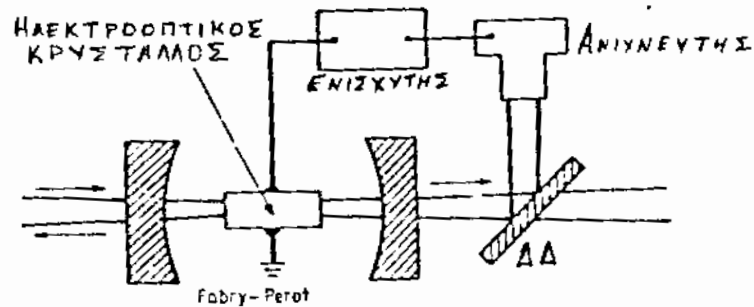


ΣΧ.10

Εκτός απ' αυτή την οριακή περίπτωση μελετώνται και οι περιπτώσεις της έντονα μεταβατικής ($t_D \gg t_P \gg t_R$) και ενδιάμεσα μεταβατικής ($t_P \gg t_D \gg t_R$) κατάστασης, που φαίνονται στα Σχ.9,α,β. Την ίδια εποχή μελετήθηκε η ΟΔΣ σε ημιαγώγιμα υλικά. Στην περίπτωση του GaAs [10] η ένταση εισόδου είχε παλμική μορφή διάρκειας 1μσε, και στα Σχ.10.α,β βλέπουμε το βρόχο υστέρησης και τη χρονική απόκριση του συστήματος, απ' όπου φαίνεται η μετατροπή του τριγωνικού παλμού εισόδου σε λογικό παλμό (0-1) στην έξοδο.

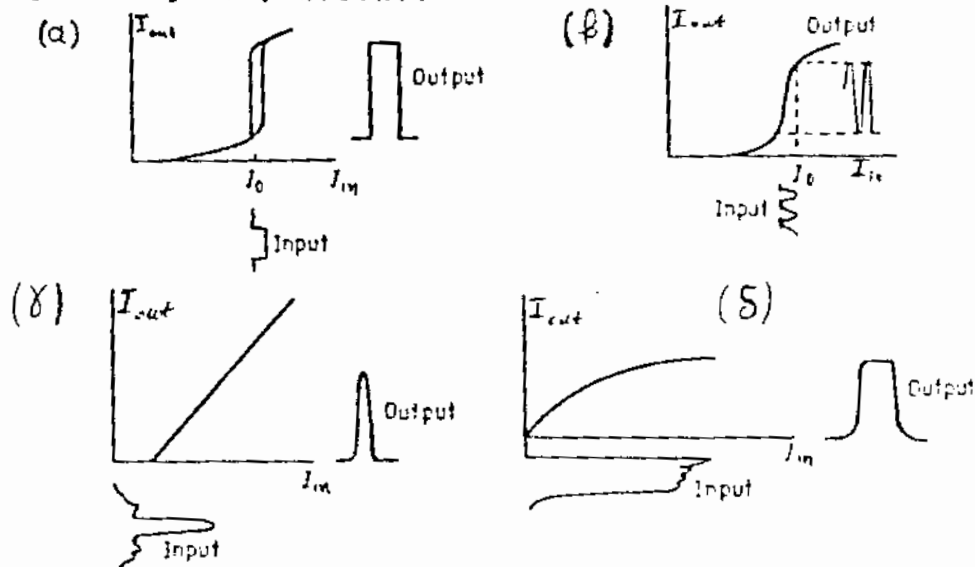
IV. Χρήση - Προοπτικές ΟΔΣ.

Στη μέχρι τώρα παρουσίαση της οπτικής διαταθμίας αναφερθήκαμε σε διατάξεις "εσωτερικής" ή "εξ ολοκλήρου οπτικής" διαταθμίας.



Σχ.11

Εκτός απ' αυτές υπάρχουν και οι λεγόμενες "υβριδικές" διατάξεις οπτικής διαταθμίας στις οποίες η μη-γραμμικότητα και/ή η οπτική ανάδραση εξασφαλίζονται ηλεκτρονικά. Μια τέτοια ηλεκτρο-οπτική διάταξη φαίνεται στο Σχ.11., και οφείλεται στους Smith και Turner [11]. Ένας διαχωριστής δέσμης ΔΔ στέλνει ένα ποσοστό της έντασης εξόδου σε έναν ανιχνευτή του οποίου το σήμα ενισχύεται και χρησιμοποιείται για τη μεταβολή της τάσης λειτουργίας ενός ηλεκτροοπτικού κρυστάλλου που βρίσκεται στο εσωτερικό της οπτικής κοιλότητας. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μεταβολή του δείκτη διάθλασης του υλικού, που σημαίνει μεταβολή της κατάστασης αποσυντονισμού της κοιλότητας, και συνεπώς των εντάσεων κοιλότητας και εξόδου, κ.ο.κ..



Σχ.12

Τέτοια υβριδικά κυκλώματα έχουν χρησιμοποιηθεί σαν οπτικοί

ενισχυτές. Άλλες χρήσεις των διατάξεων ΟΔΣ σαν "οπτικών τρανζίστορ" ή "transphasor", όπως λέγονται, φαίνονται στο Σχ.12, όπου, ανάλογα με το βαθμό αποσυντονισμού της οπτικής κοιλοτήτας, χρησιμοποιείται διαφορετική μορφή της χαρακτηριστικής καμπύλης λειτουργίας $I_{out}=f(I_{in})$. Στις περιπτώσεις α,β του Σχ.12, όπου έχουμε λειτουργία διευκρινιστή-ενισχυτή παλμών και διαφορικού ενισχυτή, η I_0 είναι μία ισχύς λειτουργίας κατ' αναλογία με την τάση πόλωσης των ηλεκτρικών τρανζίστορς. Στις περιπτώσεις γ,δ χρησιμοποιείται η μη-γραμμική συμπεριφορά για την αποκοπή ανεπιθύμητων διακυμάνσεων από τη βάση ή την κορυφή οπτικών παλμών. Διατάξεις ΟΔΣ αναμένεται να χρησιμοποιηθούν σαν συνιστώσες οπτικών ολοκληρωμένων κυκλωμάτων και οπτικών computers [12,13], όπου οι απαιτήσεις για τους χρόνους μετάβασης φτάνουν τα μερικά psec, και για την κατανάλωση ενέργειας τα μερικά pJ ανά λειτουργία. Οι δυνατότητες κατασκευής μικροσκοπικών οπτικών κοιλοτήτων κατεβάζουν τους χρόνους διαδρομών στο psec, οπότε απαιτούνται και αντίστοιχοι χρόνοι απόκρισης των μη-γραμμικών υλικών. Όπως έχει φανεί από τη μελέτη της δυναμικής ΟΔΣ στα ημιαγωγά υλικά GaAs και InSb το πρόβλημα της απόκρισης εντοπίζεται κυρίως στους χρόνους "αποδιέγερσης" (ON-OFF) (50-500 psec), αντίθετα με τους χρόνους διέγερσης (OFF-ON) που είναι πολύ πιο μικροί. Για την ελάττωση του χρόνου αποδιέγερσης προτείνονται διάφοροι μηχανισμοί [14], όπως η χρήση ηλεκτρικών πεδίων, η παγίδευση με χρήση άμορφων υλικών, η εξαναγκασμένη αποδιέγερση, και η διάχυση φορέων με επανασύνδεση

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1]. Szoke et all.-Applied Physics Letters, τομ.15, σ76(1969).
- [2]. Austin et all.-J. Optical Soc. Am., τομ.61, σ.650(1971).
- [3]. Spiller E.-J. Optical Soc. Am., τομ.61, σ.669(1971).
- [4]. Abraham et all.-Rep. Progr. Physics, τομ.45, σ.815(1982).
- [5]. Gibbs et all.-Phys. Rev. Lett., τομ.36, σ.1135(1976).
- [6]. Miller et all.-Appl. Phys. Lett., τομ.35, σ.658(1979).
- [7]. Smith et all.-Optics Communications, τομ.51, σ.357(1984).
- [8]. Chow et all.-J. Optical Soc. Am., τομ.3, σ.1535(1986).
- [9]. Bischofberger et all.-Phys. Rev., τομ.A19, σ.1169(1979).
- [10]. Gibbs et all.-Appl. Phys. Lett., τομ.35, σ.451(1979).
- [11]. Smith et all.-Appl. Phys. Lett., τομ.30, σ.280(1977).
- [12]. Smith et all.-J.Phys.Soc.Japan, τομ.49 Sup.A, σ.597(1980).
- [13]. Smith et all.-New Scientist, σ.554(1980).
- [14]. Βλέπε αναφορά [4], §8, §9.