

ΦΥΣΙΚΗ ΤΩΝ LASER

1. ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ – ΤΟ ΠΡΩΤΟ LASER

Η λέξη LASER προέρχεται από τα αρχικά των αγγλικών λέξεων «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» που σημαίνουν Ενίσχυση Φωτός με Εξαναγκασμένη Εκπομπή Ακτινοβολίας. Έτσι, στον όρο LASER αντανακλάται ο κρίσιμος ρόλος των διαδικασιών της εξαναγκασμένης εκπομπής για τη παραγωγή και την ενίσχυση σύμφωνου φωτός. Για το λόγο αυτό μπορούμε να πούμε ότι η αρχή της ανάπτυξης των LASER έγινε το 1917 όταν ο Albert Einstein απέδειξε ότι πρέπει να υπάρχει η διαδικασία της εξαναγκασμένης εκπομπής.

Από τότε, οι εκτεταμένες θεωρητικές και πειραματικές μελέτες στις ΗΠΑ και τη πρώην Σοβιετική Ένωση είχαν σαν αποτέλεσμα τη κατασκευή του πρώτου LASER από τον Αμερικανό Φυσικό Theodore Maiman, το οποίο λειτούργησε στα μέσα του 1960. Το LASER αυτό αποτελείτο από μια μικρή ράβδο ρουβιδίου με μήκος 5 cm της οποίας τα πέρατα είχαν λειανθεί και επαργυρωθεί. Η ράβδος αυτή είχε τοποθετηθεί στον άξονα ενός ελικοειδούς σωλήνα ηλεκτρικής εκκένωσης ο οποίος μπορούσε να δώσει φωτεινή ακτινοβολία με μεγάλη ισχύ και με μήκος κύματος στη περιοχή του πράσινου. Όταν η ελικοειδής αυτή λάμπα φωτοβόλυνε περιοδικά από το ένα άκρο της ράβδου ρουβιδίου, που έφερε μικρή οπή, γινόταν παλμική εκπομπή ακτινοβολίας LASER με μήκος κύματος στη περιοχή του κόκκινου.

Το επόμενο βήμα έγινε πάλι μέσα στο 1960 από τους Javan Bernett και Herriott με την επίδειξη του πρώτου LASER αερίου, (He-Ne LASER). Το 1961 πολλοί τύποι LASER, στερεών και αερίων, άρχισαν να μελετώνται και να κατασκευάζονται ενώ την ίδια εποχή έγινε και η επίδειξη του πρώτου LASER ημιαγωγών.

Η αλματώδης ανάπτυξη των LASER στο διάστημα που μεσολάβησε από το 1960 μέχρι και σήμερα είχε σαν αποτέλεσμα την ανάπτυξη πολλών άλλων τεχνολογιών καθώς και τη μελέτη πολλών φαινομένων έτσι ώστε τα LASER σήμερα να αποτελούν ένα από τα σημαντικότερα εργαλεία της επιστήμης, της τεχνολογίας και της βιομηχανίας.

2. ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ ΚΑΙ ΕΚΠΟΜΠΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ

2.1 Ο Νόμος του Plank για την Ακτινοβολία.

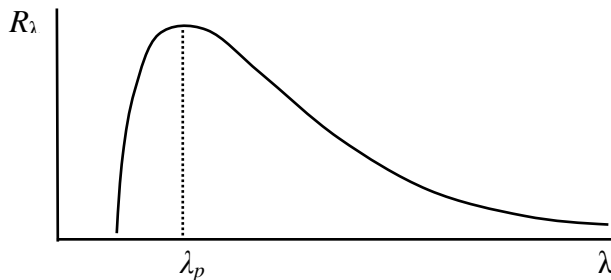
Σύμφωνα με τη θεωρία της κλασικής Φυσικής η ακτινοβολία είναι μια μορφή ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας η οποία παράγεται εξαιτίας διαφόρων αιτιών και διαδίδεται όπως ακριβώς διαδίδονται τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Σε πολλές περιπτώσεις, τα αίτια αυτά έχουν σχέση μόνο με τη θερμοκρασία του ακτινοβολούντος σώματος και ως εκτούτου η ακτινοβολία αυτή λέγεται και θερμική. Για το λόγο αυτό, θα ασχοληθούμε με τη μελέτη της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από τον όγκο ενός πυρακτωμένου σώματος.

Η πιο σημαντική πληροφορία για την ακτινοβολία προέρχεται κυρίως από το φάσμα αυτής, δηλαδή από τη κατανομή της ενέργειας που εκπέμπεται σε συνάρτηση του μήκους κύματος. Ένα τέτοιο φάσμα φαίνεται στο σχεδιάγραμμα του ΣΧΗΜΑΤΟΣ 1, όπου στον οριζόντιο άξονα είναι το μήκος κύματος λ και στο κάθετο άξονα είναι η ισχύς R_λ που εκπέμπεται ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα μήκους κύματος. Η παράμετρος R_λ

λέγεται φασματική αφετική ικανότητα και ορίζεται έτσι ώστε η ποσότητα $R_\lambda \cdot d\lambda$ να είναι ίση με το ρυθμό που εκπέμπεται η ενέργεια ανά μονάδα επιφανείας. Από τον ορισμό της φασματικής αφετικής ικανότητας προκύπτει ο ρυθμός της ολικής ενέργειας που εκπέμπεται ανά μονάδα επιφανείας, ο οποίος ονομάζεται απλά αφετική ικανότητα R της ακτινοβολούσας πηγής και ισούται με:

$$R = \int R_\lambda d\lambda \quad (1)$$

Η ποσότητα R αντιστοιχεί στον ακτινοβολισμό E_e ή στο φωτισμό E_v που παρέχει η ακτινοβολία.



ΣΧΗΜΑ 1

Από το ολοκλήρωμα της ΣΧΕΣΗΣ (1), αλλά και από το σχεδιάγραμμα του ΣΧΗΜΑΤΟΣ 1, προκύπτει ότι η αφετική ικανότητα R της ακτινοβολούσας πηγής είναι ίση με το εμβαδό της περιοχής που περικλείεται μεταξύ του άξονα λ και της καμπύλης $R_\lambda=f(\lambda)$. Η σπουδαιότητα της αφετικής ικανότητας της ακτινοβολούσας πηγής είναι μεγάλη δεδομένου ότι η θεωρητική μελέτη αυτής είχε σαν αποτέλεσμα τη θεμελίωση της σύγχρονης Κβαντοφυσικής από το Γερμανό φυσικό Max Planck το 1900. Για τη μελέτη αυτή, ο Planck υπέθεσε ότι τα άτομα που αποτελούν την ακτινοβολούσα πηγή συμπεριφέρονται σαν στοιχειώδη αρμονικοί ηλεκτρομαγνητικοί ταλαντωτές οι οποίοι εκπέμπουν ενέργεια, αλλά και απορροφούν ενέργεια. Επίσης κάθε τέτοιος στοιχειώδης ταλαντωτής έχει τη δική του συχνότητα f η δε τιμή E της ενέργειας την οποία μπορεί να εκπέμψει είναι ακέραιο πολλαπλάσιο της ποσότητας hf . Συγκεκριμένα:

$$E = nhf \quad (2)$$

όπου h είναι η σταθερά δράσης του Planck και n είναι ένας ακέραιο αριθμός ο οποίος σήμερα αναφέρεται και κβαντικός αριθμός.

Η ΣΧΕΣΗ (2) δηλώνει ότι η ενέργεια ενός ταλαντωτή είναι κβαντισμένη, δηλαδή μπορεί να πάρει διακριτές τιμές. Το γεγονός αυτό έρχεται σε αντίφαση με τις αρχές της Κλασικής Μηχανικής όπου η ενέργεια ενός οποιουδήποτε ταλαντωτή εξαρτάται από το τετράγωνο του πλάτους ταλάντωσης και ως εκ τούτου μπορεί να λάβει οποιαδήποτε τιμή. Για το λόγο αυτό, αλλά και από το γεγονός ότι η τιμή της σταθεράς h είναι υπερβολικά μικρή, προκύπτει ότι στους ταλαντωτές μεγάλης κλίμακας, (π.χ. σύστημα μάζας-ελατηρίου, μαθηματικό εκκρεμές κ.λ.π.), οι κβαντικοί αριθμοί n είναι τεράστιοι και η κβαντική φύση της ενέργειας των ταλαντώσεων δεν είναι προφανής, (γιατί:).

Επίσης, ο Planck για να ερμηνεύσει τη φασματική αφετική ικανότητα της ακτινοβολούσας κοιλότητας υπέθεσε ότι οι στοιχειώδη ταλαντωτές δεν ακτινοβολούν ενέργεια με συνεχή τρόπο αλλά με άλματα ή κβάντα. Αυτά τα κβάντα ενέργειας ονομάζονται φωτόνια και εκπέμπονται όταν ένας ταλαντωτής μεταπίπτει από μια κβαντισμένη ενεργειακή κατάσταση

σε άλλη. Έτσι, αν ο κβαντικός αριθμός n μεταβληθεί κατά μια μονάδα, η ΣΧΕΣΗ (2) δείχνει ότι το ποσό ΔE της ενέργειας που ακτινοβολείται θα είναι ίσο με:

$$\Delta E = h\nu \quad (3)$$

Με βάση τις υποθέσεις του Planck μπορεί πλέον να ερμηνευθεί η εξάρτηση της φασματικής αφετικής ικανότητας R_λ της ακτινοβόλου πηγής από το μήκος κύματος λ , καθώς και οι ιδιομορφίες της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα, αποδεικνύονται τα παρακάτω:

1. Η ακτινοβολία από το εσωτερικό της πηγής είναι πάντοτε εντονότερη από την ακτινοβολία των εξωτερικών τοιχωμάτων αυτής.
2. Για δεδομένη θερμοκρασία, η αφετική ικανότητα της ακτινοβόλου πηγής, (δηλαδή η ισχύς που εκπέμπεται ανά μονάδα επιφάνειας), είναι ανεξάρτητη από τη φύση του υλικού κατασκευής αυτής.
3. Η εξάρτηση της φασματικής αφετικής ικανότητας R_λ της ακτινοβολίας δίνεται από τη σχέση:

$$R_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (4)$$

όπου $k = 1,381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ είναι η σταθερά του Boltzmann, c είναι η ταχύτητα του φωτός, και T είναι η θερμοκρασία της πηγής σε Kelvin.

4. Από τη ΣΧΕΣΗ (4) προκύπτει και η φασματική κατανομή ρ_ν της πυκνότητας ενέργειας που ακτινοβολείται ανά συχνότητα ν :

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (5)$$

5. Η αφετική ικανότητα R της πηγής είναι ανάλογη με τη τέταρτη δύναμη της θερμοκρασίας, (νόμος Stefan-Boltzmann). Συγκεκριμένα:

$$R = \sigma T^4 \quad (6)$$

όπου $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ είναι η σταθερά των Steffen-Boltzmann και T είναι θερμοκρασία της πηγής σε Kelvin.

5. Όσο μεγαλώνει η θερμοκρασία της κοιλότητας, η φασματική αφετική ικανότητα της ακτινοβολίας μετατοπίζεται προς μικρότερα μήκη κύματος, δηλαδή το μήκος κύματος λ_p που αντιστοιχεί στη μέγιστη αφετική ικανότητα γίνεται μικρότερο (νόμος του Wien):

$$\lambda_p = \frac{2,9 \times 10^{-12}}{T} \text{ (nm)} \quad (7)$$

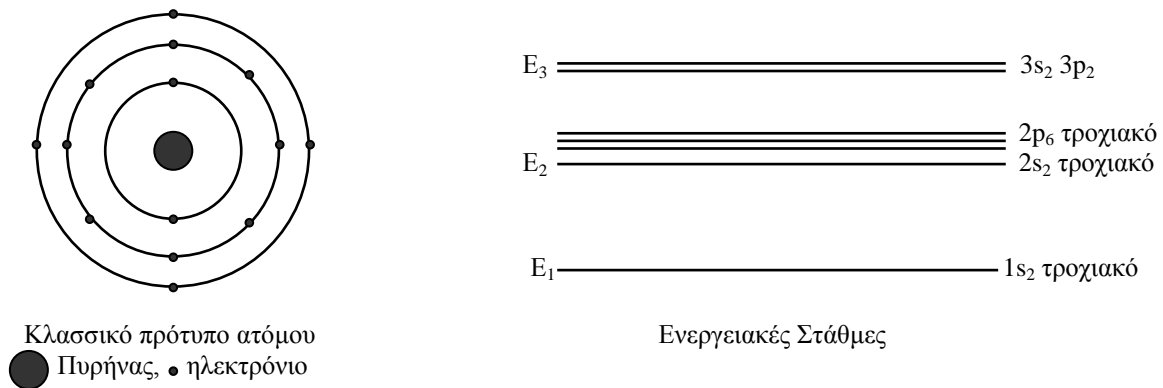
2.1 Ενεργειακές Στάθμες Ατόμων και Μορίων.

Η ενέργεια μέσα στη δομή ενός ατόμου η μορίου μπορεί να πάρει διακριτές τιμές οι οποίες καθορίζουν τις ενεργειακές στάθμες αυτών. Η μετάβαση ενός ατόμου η μορίου από τη μια ενεργειακή στάθμη σε άλλη γίνεται κατά τρόπο βηματικό με την επίδραση διαφόρων αιτιών, π.χ. οπτική ακτινοβολία, ηλεκτρικά πεδία κλπ.

Κάθε χημικό στοιχείο έχει τις δικές του διακριτές ενεργειακές στάθμες οι οποίες απέχουν ενεργειακά μεταξύ τους από 1eV έως 5 eV και οι οποίες είναι εντελώς διαφορετικές από κάθε άλλο στοιχείο. Το σύστημα των ενεργειακών σταθμών κάθε ατόμου καθορίζει και τη συμπεριφορά των ηλεκτρονίων όταν αυτά εκτελούν μεταβάσεις από τη μια στάθμη στην άλλη. Για το λόγο αυτό το γραμμικό φάσμα ενός στοιχείου είναι συγκεκριμένο και διαφορετικό από το αντίστοιχο φάσμα κάθε άλλου στοιχείου.

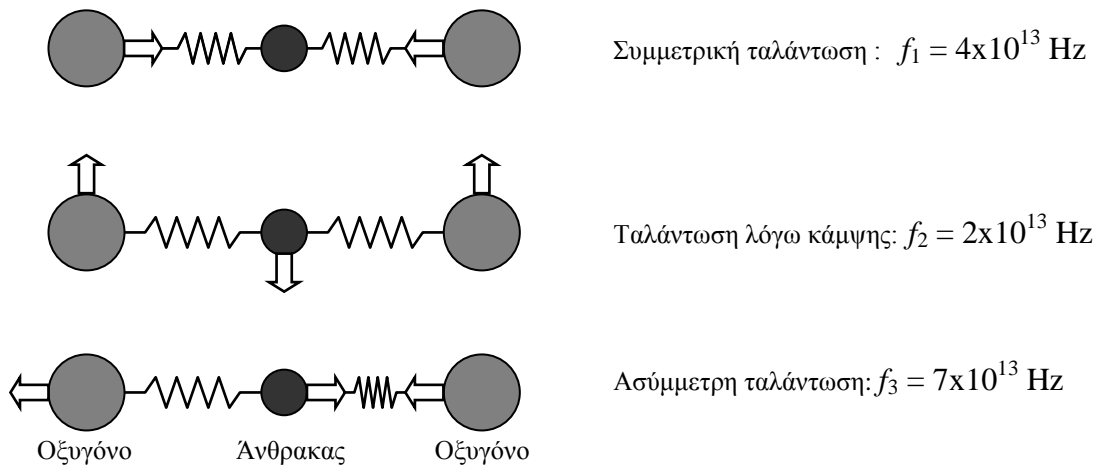
Αντίθετα με τα άτομα, οι ενεργειακές στάθμες ενός μορίου καθορίζονται από τρεις βασικούς τύπους κινήσεων οι οποίες λαμβάνουν χώρα μέσα στο μόριο. Ο πρώτος τύπος κίνησης αντιστοιχεί στις κινήσεις των ηλεκτρονίων, ο δεύτερος στις ταλαντώσεις των ατόμων του μορίου και ο τρίτος τύπος κίνησης αντιστοιχεί στη περιστροφή του μορίου γύρω από τον εαυτό του. Από τη θεωρία αλλά και από πειραματικές διαδικασίες έχουν βρεθεί τα εξής:

α. Οι ενεργειακές αποστάσεις, π.χ. $\Delta E_{21} = E_2 - E_1$, των ενεργειακών σταθμών που αντιστοιχούν στις κινήσεις των ηλεκτρονίων των ατόμων του μορίου είναι τις τάξης του 1 – 5 eV.



ΣΧΗΜΑ 2

β. Οι ενεργειακές αποστάσεις ΔE_V των ενεργειακών σταθμών που αντιστοιχούν στις ταλαντώσεις των ατόμων του μορίου είναι της τάξης του 0.2 – 0.5 eV. Στο ΣΧΗΜΑ (3) δίνουμε τις δυνατές ταλαντώσεις των ατόμων στο μόριο του CO₂.



ΣΧΗΜΑ 3

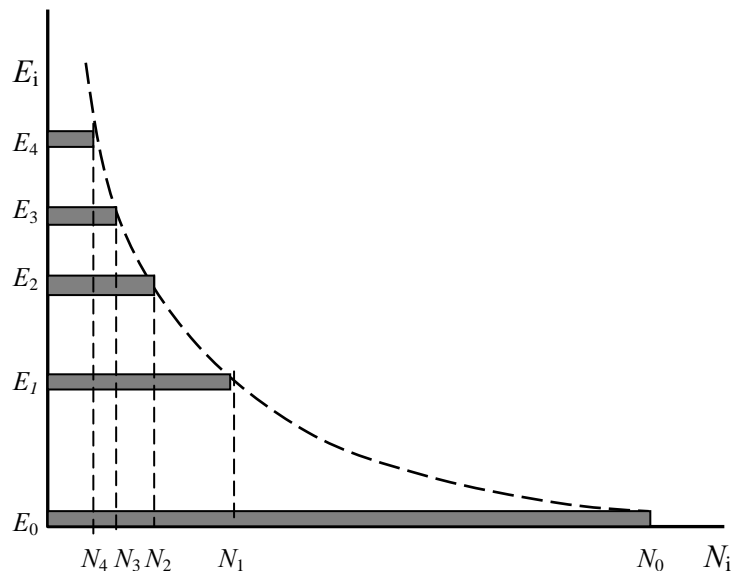
γ. Οι ενεργειακές αποστάσεις ΔE_R των ενεργειακών σταθμών που αντιστοιχούν στη περιστροφή του μορίου γύρω από το κέντρο μάζας του είναι κατά πολύ μικρότερες από τις τιμές των ενεργειακών αποστάσεων ΔE_V .

Από τα παραπάνω δεδομένα, προκύπτει ότι το ενεργειακό διάγραμμα ενός μορίου εξαρτάται αποκλειστικά μόνο από τις ενεργειακές στάθμες οι οποίες αντιστοιχούν στις κινήσεις των ηλεκτρονίων και στις ταλαντώσεις των ατόμων του μορίου.

Ας εξετάσουμε τώρα τη περίπτωση όπου έχουμε ένα αριθμό N_0 ατόμων κάποιου στοιχείου σε θερμική ισορροπία, οπότε, τα περισσότερα άτομα θα βρίσκονται στη θεμελιώδη κατάσταση η οποία αντιστοιχεί στην ενεργειακή κατάσταση E_0 . Γενικά, ο αριθμός N_i των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_i θα ακολουθεί τη κατανομή Boltzmann, (βλέπε ΣΧΗΜΑ 4), σύμφωνα με την οποία:

$$N_i = N_0 e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (8)$$

όπου $k=1,38 \times 10^{-23}$ J/K είναι η σταθερά του Boltzmann και T είναι θερμοκρασία του πληθυσμού των ατόμων σε Kelvin.



ΣΧΗΜΑ 4

Οπότε, αν N_1 και N_2 είναι οι αριθμοί των ατόμων που είναι διεγερμένα στις ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 , αντίστοιχα, όπου $E_2 > E_1$, τότε από τη ΣΧΕΣΗ (8) θα έχουμε:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{N_0 e^{-\frac{E_2}{kT}}}{N_0 e^{-\frac{E_1}{kT}}} = e^{-\frac{(E_2-E_1)}{kT}}$$

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} = e^{-\frac{hf_{21}}{kT}} \quad (9)$$

Παρατηρούμε ότι, στη περίπτωση που $\Delta E = E_2 - E_1 \gg kT$, (περίπτωση χαμηλής θερμοκρασίας), τότε $N_2 \ll N_1$, που σημαίνει ότι ο αριθμός των ατόμων στην ενεργειακή στάθμη E_2 είναι πρακτικά μηδέν. Αντίθετα, όταν $E_2 - E_1 \ll kT$, (περίπτωση υψηλής θερμοκρασίας), τότε $N_1 = N_2$. Η παρατήρηση αυτή είναι πολύ σημαντική δεδομένου ότι για να έχουμε δράση LASER

πρέπει να δημιουργηθεί μια κατάσταση τέτοια ώστε, ο αριθμός των ατόμων που είναι διεγερμένα σε μια ανώτερη ενεργειακή στάθμη να είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό των ατόμων που είναι διεγερμένα σε μια κατώτερη ενεργειακή κατάσταση, δηλαδή, θα πρέπει να ισχύει $N_2 > N_1$. Η κατάσταση αυτή χαρακτηρίζεται ως ΑΝΑΣΤΡΟΦΗ ΠΛΗΘΥΣΜΩΝ η οποία, όπως θα δούμε σε επόμενες παραγράφους, για να επιτευχθεί πρέπει μέσα στο πληθυσμό να υπάρχουν τουλάχιστον δυο είδη ατόμων με συγκεκριμένες συγκεντρώσεις.

2.3 Απορρόφηση Οπτικής Ακτινοβολίας από Πληθυσμό Ατόμων ή Μορίων

Δεχόμαστε τώρα ένα πληθυσμό από N_0 άτομα του ίδιου στοιχείου το οποίο προβλέπει δυο ευνοϊκές ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 όπου $E_2 > E_1$, στις οποίες οι αντίστοιχοι αριθμοί ατόμων είναι N_1 και N_2 . Σύμφωνα με τη κβαντική θεωρία, για να έχουμε διέγερση ατόμων από τη στάθμη E_1 στη στάθμη E_2 με την επίδραση οπτικής ακτινοβολίας, (ΣΧΗΜΑ 5) πρέπει η ενέργεια των φωτονίων, που απορροφούνται από το υλικό των ατόμων, να είναι:

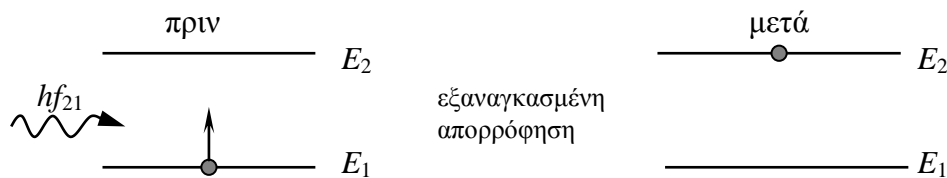
$$\Delta E_{21} = E_2 - E_1 \quad (10)$$

η δε συχνότητα αυτών να είναι:

$$f_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{\Delta E_{12}}{h} \quad (11)$$

$$\text{και } \Delta E_{21} = hf_{21} \quad (12)$$

όπου $h = 4,13 \times 10^{-15}$ eVs είναι η σταθερά του *Plank*.



ΣΧΗΜΑ 5

Η παραπάνω διαδικασία αναφέρεται και ως εξαναγκασμένη διέγερση ατόμων η εξαναγκασμένη απορρόφηση φωτονίων.

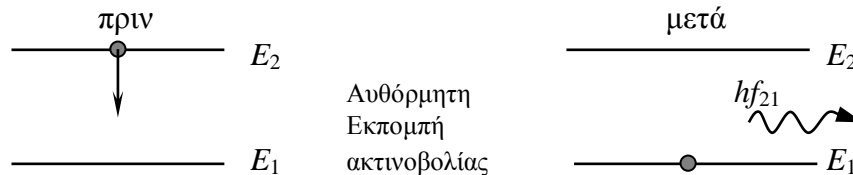
Στη περίπτωση τώρα που μέσα στο συγκεκριμένο πληθυσμό ατόμων η μορίων διαδίδεται οπτική ακτινοβολία με φασματική πυκνότητα ενέργειας ρ_ν , (ενέργεια φωτονίων ανά μονάδα χρόνου, ανά μονάδα όγκου και ανά συχνότητα), ο ρυθμός dN_{12}/dt με τον οποίον γίνεται η απορρόφηση της ακτινοβολίας θα είναι ανάλογος του αριθμού N_1 των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_1 και της φασματικής πυκνότητας ρ_ν :

$$\frac{dN_{12}}{dt} = B_{12} \rho_\nu N_1 \quad (13)$$

όπου η σταθερά αναλογίας B_{12} είναι ο συντελεστής Einstein για την εξαναγκασμένη απορρόφηση της οπτικής ακτινοβολίας.

2.4 Αυθόρμητη Εκπομπή Ακτινοβολίας από Διεγερμένο Άτομο.

Στη προηγούμενη παράγραφο μιλήσαμε για τη διαδικασία και τις συνθήκες διέγερσης ηλεκτρονίων από τη στάθμη E_1 στη στάθμη E_2 . Η κατάσταση αυτή είναι πολύ ασταθής και κάθε ηλεκτρόνιο δεν μπορεί να παραμείνει σε διέγερση περισσότερο από 0,5 ns. Αυτό σημαίνει ότι ανεξάρτητα από τις συνθήκες που επικρατούν, κάθε ηλεκτρόνιο επιστρέφει στη στάθμη E_1 εκπέμποντας παράλληλα και ένα φωτόνιο με ενέργεια $\Delta E = E_2 - E_1$ και με συχνότητα όση προβλέπεται από τη ΣΧΕΣΗ (11). Η διαδικασία αυτή είναι αυθόρμητη το δε φαινόμενο που τη συνοδεύει αποτελεί την αυθόρμητη εκπομπή ακτινοβολίας, (ΣΧΗΜΑ 6).



ΣΧΗΜΑ 6

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι ο ρυθμός των αυθόρμητων αποδιεγέρσεων, από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_1 , θα είναι ανάλογος μόνο με τον αριθμό N_2 των διεγερμένων ατόμων στη στάθμη E_2 . Συγκεκριμένα:

$$\left[\frac{dN_{21}}{dt} \right]_{\text{αυθόρμητη}} = A_{21} N_2 \quad (14)$$

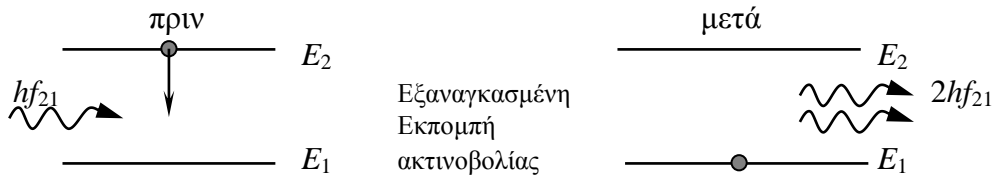
όπου η σταθερά αναλογίας A_{21} αναφέρεται και ως συντελεστής Einstein για την αυθόρμητη εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας. Το αντίστροφο της σταθεράς A_{21} αντιπροσωπεύει το χρονικό διάστημα τ_{21} που απαιτείται για να αποδιεγερθεί ο πληθυσμός N_2 από την ενεργειακή στάθμη E_2 στην στάθμη E_1

$$\tau_{21} = \frac{1}{A_{21}} \quad (15)$$

2.5 Εξαναγκασμένη Εκπομπή Ακτινοβολίας από Διεγερμένο Άτομο.

Εκτός από την αυθόρμητη αποδιέγερση και εκπομπή ακτινοβολίας είναι δυνατόν να λάβει χώρα και ένα δεύτερο πολύ σημαντικό φαινόμενο κατά το οποίο κάποια διεγερμένα ηλεκτρόνια «σκανδαλίζονται» από τα φωτόνια εκείνα των οποίων η ενέργεια αντιστοιχεί στη διαφορά $E_2 - E_1$ και αποδιεγείρονται εκπέμποντας παράλληλα φωτόνια με ενέργεια $E_2 - E_1$. Έτσι, αν ένα φωτόνιο «σκανδαλίσει» ένα διεγερμένο ηλεκτρόνιο τότε, μετά την αποδιέγερση, το συγκεκριμένο φωτόνιο θα συνοδεύεται από ένα δεύτερο φωτόνιο με το οποίο θα έχει την ίδια ενέργεια και φυσικά το ίδιο μήκος κύματος, (γιατί;) και την ίδια φάση, (ΣΧΗΜΑ 7).

Η διαδικασία αυτή αποτελεί το φαινόμενο της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης ηλεκτρονίων η οποία οδηγεί στην εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας. Το φαινόμενο αυτό διερευνήθηκε για πρώτη φορά από τον Einstein και αποτελεί τη βασική αρχή για τη λειτουργία ενός LASER.



ΣΧΗΜΑ 7

Από το γεγονός τώρα ότι από ένα φωτόνιο είναι δυνατό να έχουμε μια εξαναγκασμένη αποδιέγερση προκύπτει ότι ο ρυθμός των εξαναγκασμένων αποδιεγέρσεων από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_1 θα είναι ανάλογος με τη φασματική πυκνότητα ρ_f της ακτινοβολίας καθώς και ανάλογος με τον αριθμό N_2 των ατόμων που βρίσκονται στη στάθμη E_2 . Συγκεκριμένα:

$$\left[\frac{dN_{21}}{dt} \right]_{\text{εξαναγκασμενη}} = B_{21} \rho_f N_2 \quad (16)$$

όπου η σταθερά αναλογίας B_{21} αναφέρεται και ως συντελεστής Einstein για την εξαναγκασμένη εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας.

2.6 Σχέσεις Einstein.

Οι τρεις διαδικασίες που περιγράψαμε, δηλαδή η εξαναγκασμένη απορρόφηση καθώς και η αυθόρμητη και η εξαναγκασμένη εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας, συμβαίνουν ταυτόχρονα μέσα σε ένα πληθυσμό ατόμων και όπως έδειξε ο Einstein, στη κατάσταση θερμικής ισορροπίας, πρέπει ο ρυθμός απορροφήσεων να είναι ίσος με τον ολικό ρυθμό αποδιεγέρσεων, (αυθόρμητων και εξαναγκασμένων). Έτσι, από τις ΣΧΕΣΕΙΣ (13), (14) και (16) έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{12}}{dt} &= \left[\frac{dN_{21}}{dt} \right]_{\text{αυθορμη}} + \left[\frac{dN_{21}}{dt} \right]_{\text{εξαναγκ}} \implies \\ B_{12} \rho_f N_1 &= A_{21} N_2 + B_{21} \rho_f N_2 \implies \\ \rho_f &= \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \cdot \frac{N_1}{N_2} - 1} \end{aligned} \quad (17)$$

Η τελευταία σχέση σε συνδυασμό με τη ΣΧΕΣΗ (9) δίνει:

$$\rho_f = \frac{A_{21}}{B_{21}} \cdot \frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \cdot e^{\frac{hf_{21}}{kT}} - 1} \quad (18)$$

Συγκρίνοντας τη ΣΧΕΣΗ (18) με τη ΣΧΕΣΗ (5):

$$\rho_f = \frac{8\pi h f_{21}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hf_{21}}{kT}} - 1}$$

έχουμε:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h f_{21}^3}{c^3} \quad (19)$$

και

$$B_{12} = B_{21} \quad (20)$$

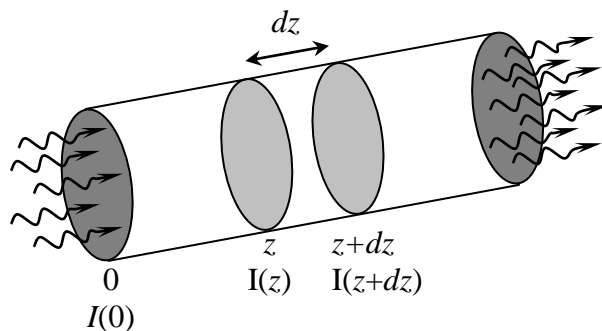
Οι ΣΧΕΣΕΙΣ (19) και (20) αναφέρονται και ως *σχέσεις Einstein*. Από τις σχέσεις αυτές, η πρώτη παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον δεδομένου ότι αυτή εκφράζει το πηλίκο της πιθανότητας να λάβει χώρα αυθόρμητη εκπομπή ακτινοβολίας προς τη πιθανότητα να λάβει χώρα εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας για δεδομένο ζεύγος ενεργειακών σταθμών. Η εξάρτηση του πηλίκου αυτού από τη τρίτη δύναμη της συχνότητας της ακτινοβολίας δικαιολογεί και το γεγονός ότι είναι πολύ δύσκολο να κατασκευαστεί LASER το οποίο να εκπέμπει ακτινοβολία στη περιοχή των ακτινών X των οποίων η συχνότητα είναι της τάξης των 10^{16} Hz.

ΣΗΜΑΝΤΙΚΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ:

Στη περίπτωση που η οπτική ακτινοβολία είναι αυστηρά μονοχρωματική, η φασματική πυκνότητα ενέργειας ρ_ν μπορεί να αντικατασταθεί με την ολική πυκνότητα ενέργειας ρ . Οπότε, οι ΣΧΕΣΕΙΣ (13), (14), (15), (18), (19) και (20) θα ισχύουν και πάλι, με τη διαφορά ότι οι συντελεστές Einstein B_{12} και B_{21} πρέπει να αντικατασταθούν με τους ισοδύναμους συντελεστές B'_{12} και B'_{21} αντίστοιχα.

2.7 Απορρόφηση και Συντελεστής Ενίσχυσης Μικρού Σηματος.

Θεωρούμε μια συγκεντρωμένη δέσμη οπτικής ακτινοβολίας η οποία διαδίδεται παράλληλα με την διεύθυνση z και η οποία περνά μέσα από ένα ατομικό αέριο, (ΣΧΗΜΑ 3.7).



ΣΧΗΜΑ 8

Υποθέτουμε ότι η οπτική αυτή ακτινοβολία προέρχεται από απλές ενεργειακές μεταπτώσεις οι οποίες λαμβάνουν χώρα μεταξύ των διακριτών σταθμών E_1 και E_2 , με $E_2 > E_1$, και ως εκ τούτου αυτή θα είναι μονοχρωματική με συχνότητα $f_{21} = (E_2 - E_1)/h$, (βλέπε ΣΧΕΣΗ 11).

Σύμφωνα με τη κλασική θεωρία, αν στις θέσεις z και $z+dz$ η ενέργεια της οπτικής ακτινοβολίας ανά μονάδα χρόνου και ανά επιφάνεια είναι $I(z)$ και $I(z+dz)$, αντίστοιχα, τότε θα ισχύει:

$$dI(z) = I(z+dz) - I(z) = -\alpha \cdot I(z) \cdot dz \quad (21)$$

όπου η παράμετρος α είναι ένας θετικός αριθμός ο οποίος αντιπροσωπεύει το γραμμικό συντελεστή εξασθένισης της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στο ατομικό αέριο. Από τη ΣΧΕΣΗ (21) προκύπτει ότι η ενέργεια ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας μειώνεται κατά τη διάδοση της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στο ατομικό αέριο κατά εκθετικό τρόπο. Συγκεκριμένα, με ολοκλήρωση της σχέσης αυτής έχουμε:

$$I(z) = I(0) \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (22)$$

Πρέπει να σημειώσουμε εδώ ότι πρακτικό ενδιαφέρον για τη μελέτη που κάνουμε παρουσιάζουν μόνο η εξαναγκασμένη απορρόφηση και η εξαναγκασμένη εκπομπή φωτονίων με τη προϋπόθεση βέβαια ότι η συχνότητα της ακτινοβολίας που διεγείρει ή σκανδαλίζει τα άτομα προβλέπεται από τις επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 . Σε κανονικές συνθήκες, ο ρυθμός με τον οποίο λαμβάνουν χώρα οι εξαναγκασμένες διεγέρσεις μέσα στον όγκο dV , ο οποίος οριοθετείται στη περιοχή $(z, z+dz)$ του ατομικού αερίου, είναι σαφώς μεγαλύτερος από το ρυθμό με τον οποίο λαμβάνουν χώρα οι εξαναγκασμένες επανασυνδέσεις μέσα στον ίδιο στοιχειώδη όγκο. Συγκεκριμένα, η διαφορά των ρυθμών αυτών θα δίνει το ρυθμό με τον οποίο θα απορροφούνται τα φωτόνια

$$\begin{aligned} -\frac{dN_p}{dt} &= \left[\frac{dN_{12}}{dt} \right] - \left[\frac{dN_{21}}{dt} \right]_{\text{εξαναγκ}} \xrightarrow{\text{ΣΧΕΣΕΙΣ (13), (16)}} \\ -\frac{dN_p}{dt} &= B'_{12} \rho N_1 - B'_{21} \rho N_2 \xrightarrow{\text{ΣΧΕΣΗ (20)}} \\ -\frac{dN_p}{dt} &= (N_1 - N_2) \rho B'_{12} \end{aligned} \quad (23)$$

Μια δεύτερη και ανεξάρτητη προσέγγιση στο τρόπο προσδιορισμού του ρυθμού απορρόφησης των φωτονίων μέσα στον όγκο dV είναι δυνατό να προκύψει ακολουθώντας την εξής διαδικασία:

Αν $dN_p(z)/dt$ και $dN_p(z+dz)/dt$ είναι οι ρυθμοί με τους οποίους εισέρχονται και εξέρχονται τα φωτόνια από τον όγκο dV , τότε ο ρυθμός dN_p/dt με τον οποίο θα απορροφούνται τα φωτόνια μέσα στον στοιχειώδη αυτό όγκο θα είναι ίσος με:

$$-\frac{dN_p}{dt} = \frac{dN_p(z)}{dt} - \frac{dN_p(z+dz)}{dt} \quad (24)$$

Επίσης, αν $h\nu_{12}$ είναι η ενέργεια κάθε φωτονίου της μονοχρωματικής οπτικής ακτινοβολίας που διαδίδεται κατά μήκος της διεύθυνσης z , και S είναι η διατομή της κυλινδρικής στήλης του ατομικού αερίου τότε, από τη ΣΧΕΣΗ (24) θα έχουμε:

$$-\frac{dN_p}{dt} = \left[\frac{hf_{21} \cdot dN(z)}{S \cdot dt} - \frac{hf_{21} \cdot dN(z+dz)}{dt} \right] \cdot \frac{S}{hf_{21}} \quad (25)$$

Εξορισμού όμως, οι εκφράσεις $(h\nu)dN(z)/Sdt$ και $(h\nu)dN(z+dz)/Sdt$ αντιστοιχούν στις παραμέτρους $I(z)$ και $I(z+dz)$, δηλαδή την ενέργεια ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα επιφάνειας στις θέσεις z και $z+dz$. Οπότε, από τη ΣΧΕΣΗ (25) έχουμε τη σχέση

$$-\frac{dN_p}{dt} = (I(z) - I(z+dz)) \cdot \frac{S}{hf_{21}}$$

η οποία σε συνδυασμό με τη ΣΧΕΣΗ(21) δίνει τελικά:

$$-\frac{dN_p}{dt} = \alpha \cdot I(z) \cdot dz \cdot \frac{S}{hf_{21}} \quad (26)$$

ή

$$-\frac{dN_p}{dt} = \alpha \cdot \rho(z) \cdot dz \cdot \frac{cS}{hf_{21}} \quad (27)$$

όπου

$$\rho(z) = \frac{I(z)}{c}$$

είναι η πυκνότητα ενέργειας της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στον όγκο dV .

Από την ανάλυση που προηγήθηκε, και συγκεκριμένα από τις ΣΧΕΣΕΙΣ (23) και (27), λαμβάνουμε τη σχέση που συνδέει το γραμμικό συντελεστή εξασθένισης α από τη διαφορά $N_1 - N_2$ του αριθμού των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_1 μείον του αριθμού των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_2 :

$$\alpha \cdot \rho(z) \cdot \frac{c}{hf_{21}} \cdot dV = (N_1 - N_2) \cdot \rho(z) \cdot B'_{12} \quad \Longrightarrow$$

$$\alpha = \left(\frac{N_1}{dV} - \frac{N_2}{dV} \right) \frac{hf_{21}}{c} B'_{12} \quad \Longrightarrow$$

$$\alpha = (n_1 - n_2) \frac{hf_{21}}{c} B'_{12} \quad (28)$$

όπου $n_1 = N_1/dV$ και $n_2 = N_2/dV$ είναι οι πυκνότητες των πληθυσμών των ατόμων που είναι διεγερμένα στις ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 , αντίστοιχα.

Από τη ΣΧΕΣΗ (28) προκύπτει ότι σε κανονικές συνθήκες, όπου $n_1 \gg n_2$, η παράμετρος α είναι θετική και σύμφωνα με τη ΣΧΕΣΗ (22) η ακτινοβολία θα εξασθενεί εκθετικά κατά τη διέλευση της μέσα από το ατομικό αέριο. Κάτω από ορισμένες όμως προϋποθέσεις, είναι δυνατόν να δημιουργηθούν συνθήκες τέτοιες ώστε να ισχύει $n_2 > n_1$ οπότε, σύμφωνα με τη ΣΧΕΣΗ (28), η παράμετρος α θα έχει αρνητική τιμή, με αποτέλεσμα ο εκθέτης της ΣΧΕΣΗΣ (22) να είναι πλέον θετικός και η ενέργεια της οπτικής ακτινοβολίας ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα επιφάνειας να αυξάνεται εκθετικά κατά τη διάδοση της μέσα στο ατομικό αέριο σύμφωνα με τη σχέση:

$$I(z) = I(0) \cdot e^{\beta \cdot z} \quad (29)$$

όπου η παράμετρος β προκύπτει από τη σχέση:

$$\beta = -\alpha > 0 \quad (30)$$

και ονομάζεται *συντελεστής ενίσχυσης μικρού σήματος*.

Πρέπει να σημειώσουμε εδώ ότι η συνθήκη $n_2 > n_1$ χαρακτηρίζει το σπουδαίο φαινόμενο της *αναστροφής πληθυσμών*. Είναι πράγματι σπουδαίο το φαινόμενο της *αναστροφής πληθυσμών* γιατί πάνω σε αυτό στηρίζεται η εκπομπή της ακτινοβολίας LASER.

2.8 Διαδικασίες Αναστροφής Πληθυσμών.

Όπως ήδη αναφέραμε στη Παράγραφο 2.1, σε συνηθισμένες συνθήκες, ο πληθυσμός N_1 των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_1 είναι πάντοτε μεγαλύτερος του πληθυσμού N_2 των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_2 . Για τη δράση όμως LASER πρέπει να ισχύει ακριβώς το αντίθετο.

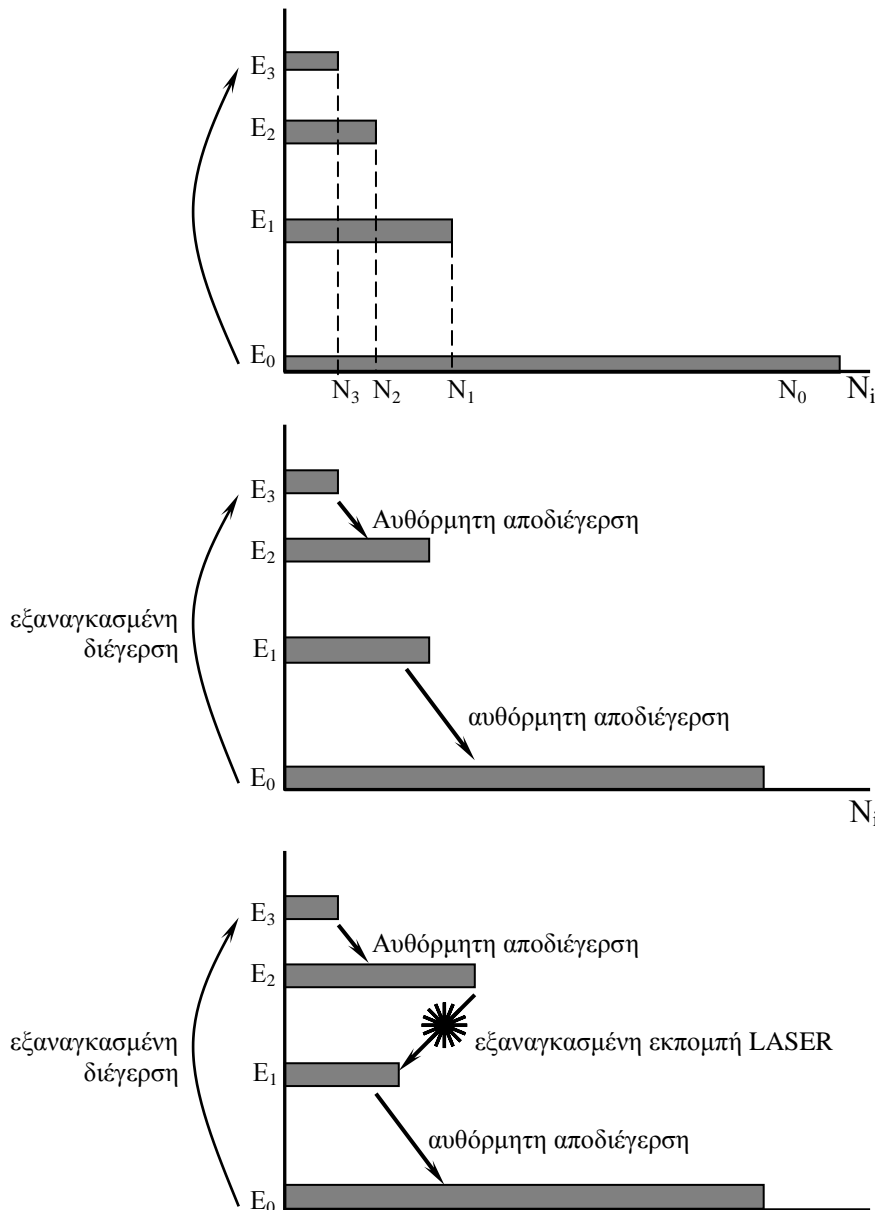
Επίσης, τα άτομα, τα ιόντα η και τα μόρια που χρησιμοποιούνται για την εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας LASER έχουν συνήθως πολύπλοκα συστήματα ενεργειακών σταθμών και μάλιστα αποδεικνύεται ότι συστήματα με δυο μόνο δυνατές ενεργειακές στάθμες δεν οδηγούν σε αναστροφή πληθυσμών και φυσικά σε δράση LASER. Αντίθετα, όσο πιο πολλές επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες διαθέτει ένα υλικό τόσο πιο εύκολη είναι η διαδικασία της αναστροφής πληθυσμών, και φυσικά τόσο πιο εύκολη είναι και η παραγωγή οπτικής ακτινοβολίας LASER. Για το λόγο αυτό θα εξετάσουμε τις περιπτώσεις όπου το υλικό που χρησιμοποιείται για την εκπομπή της οπτικής ακτινοβολίας LASER περιέχει τρεις η τέσσερις επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες.

Στο ΣΧΗΜΑ 9 δίνουμε ένα απλοποιημένο διάγραμμα ενός υλικού με τέσσερις επιτρεπτές ενεργειακές στάθμες. Στο διάγραμμα αυτό, το μήκος των ενεργειακών σταθμών αντιπροσωπεύει παραστατικά τον αριθμό των ατόμων που είναι διεγερμένα στις στάθμες αυτές. Για να δημιουργηθούν οι προϋποθέσεις αναστροφής πληθυσμών πρέπει, οπωσδήποτε, ο χρόνος παραμονής των ατόμων ή μορίων στις ενεργειακές καταστάσεις E_3 και E_1 να είναι μικρότερος από το χρόνο παραμονής των ατόμων στην ενεργειακή κατάσταση E_2 . Κάτω λοιπόν από αυτή τη βασική συνθήκη, αν το υλικό απορροφήσει φωτόνια, των οποίων η ενέργεια είναι $E_3 - E_0 = hf_{13}$, τότε θα λάβει χώρα το φαινόμενο της εξαναγκασμένης απορρόφησης και άτομα θα διεγείρονται από τη στάθμη E_0 στη στάθμη E_3 με ρυθμό που προβλέπεται από τη ΣΧΕΣΗ (13). Η διαδικασία αυτή αναφέρεται και ως διαδικασία άντλησης ατόμων από την ενεργειακή στάθμη E_0 στην ενεργειακή στάθμη E_3 . Επειδή ο χρόνος παραμονής των ατόμων στην ενεργειακή στάθμη είναι πολύ μικρός, (είναι της τάξης των 10^{-9} sec), τα διεγερμένα αυτά άτομα αποδιεγείρονται ακαριαία στη στάθμη E_2 . Παράλληλα, τα κενά ατόμων που δημιουργούνται στην ενεργειακή στάθμη E_0 καλύπτονται με άτομα τα οποία αποδιεγείρονται από την στάθμη E_1 . Η διαδικασία αυτή σε συνδυασμό με το γεγονός ότι ο χρόνος παραμονής των διεγερμένων ατόμων στη ενεργειακή στάθμη E_2 είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο χρόνο στις στάθμες E_3 και E_1 , διαφοροποιεί το ενεργειακό διάγραμμα, (βλέπε ΣΧΗΜΑ 9), έτσι ώστε:

1. Ο πληθυσμός των ατόμων στις ενεργειακές στάθμες E_1 και E_0 να παραμένει πρακτικά σταθερός.
2. Ο πληθυσμός των ατόμων στη στάθμη E_1 να μειώνεται, Και
3. Ο πληθυσμός των ατόμων στη στάθμη E_2 να αυξάνεται.

Κάτω από αυτές τις συνθήκες, όταν ο πληθυσμός N_2 των ατόμων που είναι διεγερμένα στην ενεργειακή στάθμη E_2 γίνει μεγαλύτερος από τον πληθυσμό N_1 της στάθμης E_1 , τότε θα λέμε ότι επήλθε αναστροφή πληθυσμών μεταξύ των ενεργειακών σταθμών E_1 και E_2 και ότι οι εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις ατόμων από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_1 δίνουν οπτική ακτινοβολία LASER στην οποία τα φωτόνια θα έχουν ενέργεια:

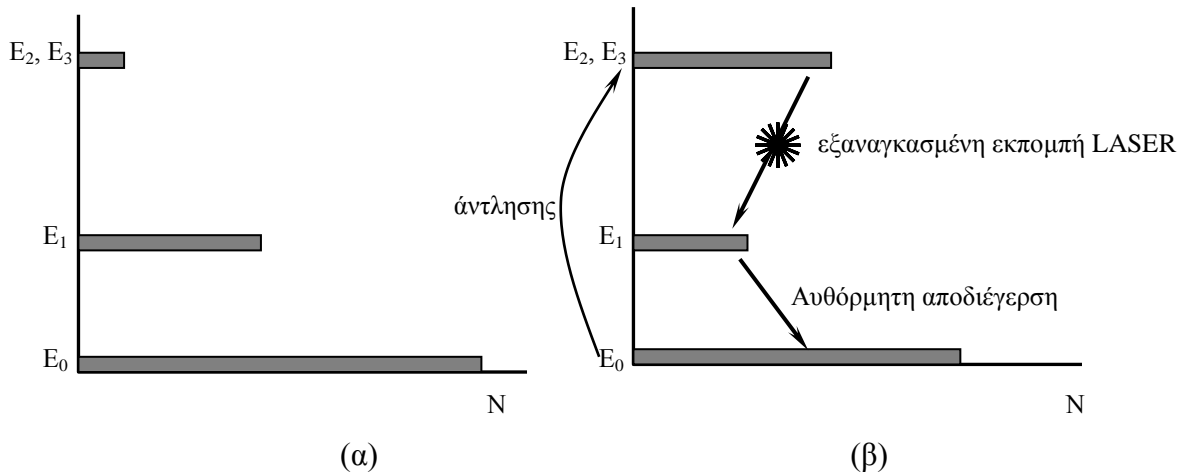
$$E_{\text{φωτονίων}} = E_2 - E_1$$



ΣΧΗΜΑ 9

Από την ανάλυση που προηγήθηκε εύκολα γίνεται κατανοητός και ο λόγος για τον οποίο οι στάθμες E_3, E_2 και E_1 αναφέρονται και ως στάθμη άντλησης, άνω στάθμη της μετάπτωσης LASER και κάτω στάθμη της μετάπτωσης LASER, αντίστοιχα. Φυσικά, η ενεργειακή στάθμη E_0 αναφέρεται και ως θεμελιώδης στάθμη.

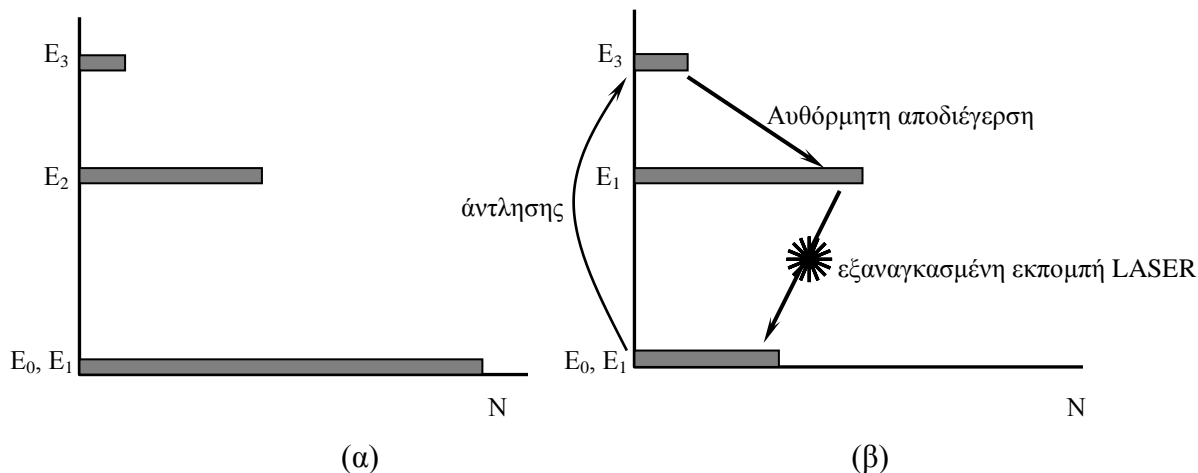
Ένα άλλο ενεργειακό διάγραμμα που μπορεί να οδηγήσει σε εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας LASER είναι το διάγραμμα που φαίνεται στο ΣΧΗΜΑ 10. Παρατηρούμε ότι το διάγραμμα αυτό προβλέπει τρεις ενεργειακές στάθμες από τις οποίες, η στάθμη άντλησης και η άνω στάθμη της μετάπτωσης LASER ταυτίζονται. Και στη περίπτωση αυτή, αν ο χρόνος παραμονής των ατόμων στην άνω στάθμη E_2 της μετάπτωσης LASER, και φυσικά στη στάθμη άντλησης, είναι μεγαλύτερος από το χρόνο παραμονής των ατόμων στη κάτω στάθμη E_1 της μετάπτωσης LASER, τότε μεταξύ των ενεργειακών αυτών σταθμών θα προκύψει αναστροφή πληθυσμών και φυσικά εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας LASER, (ΣΧΗΜΑ 10β).



ΣΧΗΜΑ 10

Στο ΣΧΗΜΑ 11 δίνουμε ένα τρίτο ενεργειακό διάγραμμα το οποίο μπορεί να οδηγήσει σε εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας LASER. Στο διάγραμμα αυτό παρατηρούμε ότι η θεμελιώδης ενεργειακή στάθμη E_0 ταυτίζεται με τη κάτω στάθμη της μετάπτωσης LASER. Αρχικά, τα άτομα διεγείρονται από τη θεμελιώδη στάθμη E_0 στη στάθμη άντλησης E_3 όπου παραμένουν για χρονικό διάστημα μικρότερο των 10 nsec, οπότε και μεταπίπτουν αυθόρμητα στην άνω στάθμη της μετάπτωσης LASER. Τα διεγερμένα άτομα παραμένουν στη στάθμη αυτή περίπου 0,1 ms έως 10 ms. Παρατηρούμε ότι, εφόσον η διάρκεια των μεταβάσεων από τη στάθμη (0,1) στη στάθμη (2) δια μέσου της στάθμης (3) είναι πολύ μικρότερη από το χρόνο παραμονής των διεγερμένων ατόμων στη στάθμη (2), είναι δυνατό, κάτω από ορισμένες συνθήκες και μετά από κάποια χρονική στιγμή, ο πληθυσμός στη στάθμη (2) να είναι μεγαλύτερος από το πληθυσμό στη στάθμη (0,1). Με άλλα λόγια θα έχει επιτευχθεί αναστροφή πληθυσμών μεταξύ των ενεργειακών σταθμών E_0 και E_2 οι δε εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις που θα λαμβάνουν χώρα από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_0 θα δίνουν ακτινοβολία LASER. Σημειώνουμε εδώ ότι για να επιτευχθεί η αναστροφή πληθυσμών πρέπει να διεγερθούν από τη στάθμη (0,1) περισσότερα από τα μισά άτομα, (γιατί;), γεγονός που παρουσιάζει πολλές τεχνικές δυσκολίες.

Παρατηρούμε ότι και στα τρία ενεργειακά συστήματα που παρουσιάσαμε, η ενέργεια άντλησης, $(E_3 - E_0)$, που απαιτείται για να διεγερθεί ένα άτομο από τη θεμελιώδη στάθμη E_0 στη στάθμη άντλησης E_3 είναι πάντα μεγαλύτερη από την ενέργεια $(E_2 - E_1)$ κάθε φωτονίου της ακτινοβολίας LASER που εκπέμπεται.



ΣΧΗΜΑ 11

2.9 Οπτική Ανάδραση.

Θεωρούμε τώρα ένα υλικό το οποίο αποτελείται από άτομα ή ιόντα ή μόρια και το οποίο έχει ένα από τα συστήματα ενεργειακών σταθμών που παρουσιάσαμε στη παράγραφο 2.8. Υπενθυμίζουμε εδώ ότι, αν E_1 και E_2 είναι η κάτω και άνω στάθμη της μετάπτωσης LASER, μέσα στο πληθυσμό θα είναι δυνατό να λάβουν χώρα το φαινόμενο της αναστροφής πληθυσμών και φυσικά το φαινόμενο της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_1 . Εξαιτίας των δυο αυτών φαινομένων, τα φωτόνια που εκπέμπονται αντιστοιχούν σε στοιχειώδη ηλεκτρομαγνητικά κύματα τα οποία έχουν την ίδια συχνότητα και την ίδια φάση. Είναι αυτονόητο ότι, όσο πιο μεγάλη είναι η διαδρομή της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στο συγκεκριμένο υλικό, τόσο πιο μεγάλη θα είναι και η ενίσχυση που θα υφίσταται η ακτινοβολία αυτή. Ένας τρόπος για να αυξήσουμε τη διαδρομή αυτή είναι να τοποθετήσουμε το συγκεκριμένο υλικό στο χώρο μεταξύ δυο αντικριστών καθρεπτών. Για να ανταποκριθούν στην αποστολή τους, οι καθρέπτες αυτοί πρέπει:

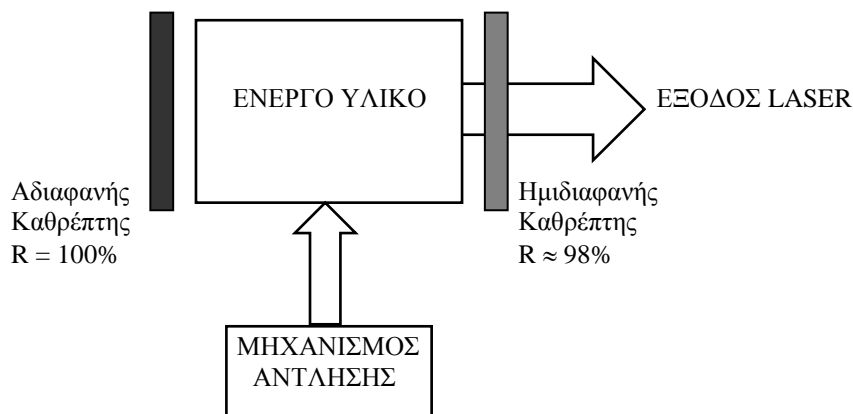
1. Να είναι λείοι. Συγκεκριμένα, οι ανωμαλίες που ενδεχόμενα υπάρχουν στις επιφάνειες των δυο καθρεπτών πρέπει να είναι μικρότερες από το $\lambda/4$, όπου λ είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας LASER που παράγεται στο χώρο μεταξύ των δυο καθρεπτών.
2. Να παρουσιάζουν πολύ μεγάλη ανακλαστικότητα. Συγκεκριμένα, ο ένας καθρέπτης πρέπει να είναι τελείως αδιαφανής, δηλαδή να έχει ανακλαστικότητα περίπου 100%, και ο άλλος πρέπει να έχει ανακλαστικότητα περίπου 98%.
3. Να ευρίσκονται σε απόσταση L η οποία να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος, ($L = m(\lambda/2)$, όπου $m = 1, 2, 3, \dots$).

Εξαιτίας της τελευταίας συνθήκης, η οπτική ακτινοβολία που προσπίπτει στους καθρέπτες ανακλάται με αποτέλεσμα, η ακτινοβολία αυτή να συντηρείται μεταξύ των καθρεπτών με τη μορφή στάσιμου κύματος. Για το λόγο αυτό το σύστημα των δυο αντικριστών καθρεπτών ονομάζεται **οπτικός συντονιστής**. Με τον οπτικό συντονιστή, η φαινόμενη απόσταση που διανύουν τα φωτόνια μέσα στο υλικό μέχρι αυτά να εξέλθουν ως ακτινοβολία LASER από το καθρέπτη που έχει ανακλαστικότητα 98% είναι περίπου 50 φορές μεγαλύτερη από την απόσταση L των δυο καθρεπτών.

2.10 Συνιστώσες Ενός LASER.

Με βάση αυτά που αναφέρθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους προκύπτει ότι για την εκπομπή ακτινοβολίας LASER απαιτείται διάταξη η οποία να προκαλεί εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις και παράλληλα να ενισχύει τη παραγόμενη οπτική ακτινοβολία. Για το λόγο αυτό, σε κάθε LASER απαιτούνται οι παρακάτω βασικές συνιστώσες, (ΣΧΗΜΑ 12):

- α. Ο κατάλληλος πληθυσμός ατόμων, ή ιόντων ή μορίων, του οποίου οι ενεργειακές στάθμες προκαλούν τη δράση LASER. Ο πληθυσμός αυτός αποτελεί το **ενεργό υλικό** του LASER.
- β. Το μηχανισμό αναστροφής πληθυσμών, ο οποίος και αποτελεί τη λεγόμενη **διαδικασία άντλησης**.
- γ. Δυο αντικριστά κάτοπτρα μεταξύ των οποίων βρίσκεται το ενεργό υλικό. Από τα κάτοπτρα αυτά, το ένα είναι αδιαφανές, (με ανακλαστικότητα 100%), ενώ το άλλο είναι ελαφρώς ημιδιαφανές (με ανακλαστικότητα >95%). Από το ημιδιαφανές κάτοπτρο εξέρχεται η ωφέλιμη ακτινοβολία LASER. Το σύστημα των δυο καθρεπτών αποτελεί τον **οπτικό συντονιστή**.



ΣΧΗΜΑ 12

Ανάλογα με τη φύση του ενεργού υλικού διακρίνουμε τα LASER στις παρακάτω κατηγορίες:

- α. **LASER στερεών** όπου το ενεργό υλικό είναι στερεό σώμα. Τέτοια LASER είναι το LASER Ρουβιδίου και τα LASER Nd:YAG και Nd:GLASS.
- β. **LASER αερίων** όπου το ενεργό υλικό είναι αέριο, π.χ. το LASER CO₂ και το LASER He-Ne.
- γ. **LASER υγρών η DYE LASER** όπου το ενεργό υλικό είναι υγρό, π.χ. διάλυμα οργανικών χρωστικών σε μεθυλική ή αιθυλική αλκοόλη.
- δ. **LASER ιόντων** όπου το ενεργό υλικό είναι ιόντα, π.χ. Ar⁺
- ε. **LASER διεγερμένων διμερών** όπου το ενεργό υλικό είναι αλογονούχες ενώσεις ευγενών αερίων, π.χ. XeF ή NeCl κ.λ.π.
- ζ. **LASER ημιαγωγών** όπου το ενεργό υλικό είναι η περιοχή της επαφής δυο ημιαγωγών.

Επίσης, ανάλογα με το τρόπο που γίνεται η αναστροφή πληθυσμών διακρίνουμε τις παρακάτω διαδικασίες άντλησης:

- α. **Οπτική άντληση**, όπου η απαιτούμενη ενέργεια για τη διέγερση των ατόμων προκύπτει από το φωτισμό του ενεργού υλικού με παλμική οπτική ακτινοβολία συγκεκριμένου μήκους κύματος. Με οπτική άντληση γίνεται η εκπομπή LASER στα στερεά LASER.
- β. **Ηλεκτρική άντληση**, όπου το ενεργό υλικό διεγείρεται με την επίδραση ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Η ηλεκτρική άντληση λαμβάνει χώρα κυρίως στα LASER αερίων και στα LASER ημιαγωγών.
- γ. **Χημική άντληση**, όπου το ενεργό υλικό διεγείρεται από την ενέργεια που ελευθερώνεται σε ορισμένες εξώθερμες χημικές αντιδράσεις.

Τέλος, το σύστημα των καθρεπτών αποτελεί ίσως το σημαντικότερο και πιο ευαίσθητο παράγοντα για τη δημιουργία της ακτινοβολίας LASER. Πράγματι, επιλέγοντας την απόσταση L των καθρεπτών, έτσι ώστε αυτή να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος της ακτινοβολίας που προβλέπεται από τις ενεργειακές στάθμες της μετάπτωσης LASER, δηλαδή $L=m\lambda/2$, πετυχαίνουμε την ενίσχυση της σύμφωνης ακτινοβολίας LASER μέσα στο ενεργό υλικό, ενώ αντίθετα όλα τα φωτόνια που προέρχονται από τις αυθόρμητες αποδιεγέρσεις απορροφούνται, (γιατί;). Για το λόγο αυτό το σύστημα των αντικριστών καθρεπτών λέγεται και ΟΠΤΙΚΟΣ ΣΥΝΤΟΝΙΣΤΗΣ ή ΟΠΤΙΚΟ ΑΝΤΗΧΕΙΟ. Για να συμβούν όμως όλα αυτά πρέπει οι καθρέπτες να είναι επιφανειακής επίστρωσης, οι δε τυχόν ανωμαλίες της κατοπτρικής επιφάνειας πρέπει να είναι μικρότερες από $\lambda/4$, όπου το λ είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας LASER. Στη Παράγραφο 3.1 θα γίνει εκτενής αναφορά στη γεωμετρία και τη σταθερότητα των οπτικών συντονιστών.

3. ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΕΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΤΩΝ LASER

3.1 Παράμετροι Οπτικού Συντονιστή.

Οι παράμετροι ενός LASER σχετίζονται άμεσα, τόσο με τη γεωμετρία του οπτικού συντονιστή όσο και με τις απώλειες ενέργειας που λαμβάνουν χώρα μέσα στο ενεργό υλικό του LASER. Ένας σπουδαίος μηχανισμός απωλειών οπτικής ενέργειας μέσα από τον οπτικό συντονιστή είναι αυτός που οφείλεται στη περίθλαση της ακτινοβολίας στη περιφέρεια των καθρεπτών του συντονιστή. Μάλιστα, όσο πιο μικρή είναι οι διαμέτροι d_1 και d_2 των καθρεπτών M1 και M2 τόσο πιο μεγάλες είναι οι απώλειες αυτές. Επίσης, οι απώλειες αυτές είναι περίπου ανάλογες με το μήκος κύματος λ καθώς και με το μήκος L του οπτικού συντονιστή. Η εκτίμηση του μεγέθους των απωλειών της οπτικής ισχύος λόγω του φαινομένου της περίθλασης προκύπτει από τον αριθμό Fresnel N_F του οπτικού συντονιστή. Ο αριθμός αυτός δίνεται από τη σχέση:

$$N_F = \frac{d_1 d_2}{4\lambda L} \quad (31)$$

Ποσοτικά, ένας οπτικός συντονιστής έχει χαμηλές απώλειες οπτικής ενέργειας από περίθλαση, όταν ο αριθμός Fresnel N_F είναι πολύ μεγαλύτερος από τη μονάδα,

$$N_F \gg 1 \quad \text{Συνθήκη χαμηλών απωλειών λόγω περίθλασης} \quad (32)$$

Η παράμετρος N_F δεν αποτελεί το μοναδικό κριτήριο που χρησιμοποιείται για το προσδιορισμό των απωλειών ενέργειας λόγω περίθλασης. Πράγματι, απαιτούνται και άλλα γεωμετρικά στοιχεία του οπτικού συντονιστή, όπως παραδείγματος χάρη οι ακτίνες καμπυλότητας r_1 και r_2 των καθρέπτων M1 και M2, αντίστοιχα. Οι ακτίνες αυτές θεωρούνται θετικές όταν τα κέντρα τους ευρίσκονται μέσα στον οπτικό συντονιστή. Τα γεωμετρικά αυτά στοιχεία του οπτικού συντονιστή ορίζουν τις παραμέτρους g_1 και g_2 για τους καθρέπτες M1 και M2, αντίστοιχα. Οι παράμετροι αυτοί, που αναφέρονται και ως παράμετροι g του οπτικού συντονιστή δίνονται από τις χέσεις:

$$g_1 = \frac{d_1}{d_2} \cdot \left(1 - \frac{L}{r_1}\right)$$

και

$$g_2 = \frac{d_2}{d_1} \cdot \left(1 - \frac{L}{r_2}\right)$$
(33)

Οι παραμέτρους αυτοί ορίζουν και τη συνθήκη σταθερότητας του οπτικού συντονιστή με την απλή σχέση:

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (\text{συνθήκη σταθερότητας οπτικού συντονιστή})$$
(34)

Αν ένας οπτικός συντονιστής ικανοποιεί τη σχέση αυτή τότε, όλες οι οπτικές ακτίνες θα διαδίδονται παράλληλα και πλησίον του άξονα του οπτικού συντονιστή, ακόμα και μετά από πολλές ανακλάσεις στους καθρέπτες. Στη περίπτωση αυτή, ο οπτικός συντονιστής χαρακτηρίζεται ως σταθερός.

Αντίθετα, στις περιπτώσεις όπου:

$$g_1 g_2 < 0$$

ή

$$g_1 g_2 > 1$$
(35)

ο οπτικός συντονιστής χαρακτηρίζεται ως ασταθής. Στις περιπτώσεις αυτές, οι οπτικές ακτίνες, μετά από μερικές ανακλάσεις στους καθρέπτες M_1 και M_2 , αποκλίνουν από τον άξονα του οπτικού συντονιστή και να χάνονται προς τυχαίες διευθύνσεις.

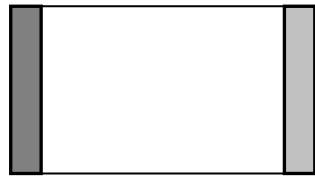
Τέλος, στις περιπτώσεις όπου:

$$g_1 g_2 = 0$$

ή

$$g_1 g_2 = 1$$
(36)

Δυο οπτικοί συντονιστές θα έχουν τις ίδιες απώλειες οπτικής ενέργειας από περίθλαση, και θα λέγονται ισοδύναμοι, όταν έχουν ακριβώς την ίδια τριάδα παραμέτρων N_F , g_1 και g_2 . Στο **ΣΧΗΜΑ 13** δίνουμε τη γεωμετρία ορισμένων οπτικών συντονιστών μαζί με τις αντίστοιχες συνθήκες σταθερότητας αυτών.



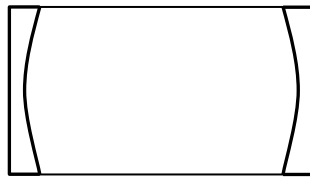
$$r_1 \rightarrow 0, r_2 \rightarrow 0$$

- (α) $r_1 = r_2 = \infty$
 $g_1 = g_2 = 1$
 Οριακά Ευσταθής
 Συντονιστής



$$r_1 < 0, r_2 < 0$$

- (α) $|r_1| \gg L, |r_2| \gg L$
 $g_1 \geq 1, g_2 \geq 1$
 Ασταθής Συντονιστής



$$r_1 > 0, r_2 > 0$$

- (α) $r_1 \gg L, r_2 \gg L$
 $0 < g_1 = g_2 \leq 1$
 Ευσταθής Συντονιστής

- (β) $r_1 \geq L, r_2 \geq L$
 $g_1 \approx g_2 \geq 0$
 Ευσταθής Συντονιστής

- (γ) $r_1 = r_2 = L$
 $g_1 = g_2 = 0$
 Οριακά Ευσταθής
 Συντονιστής

- (δ) $r_1 \geq L/2, r_2 \geq L/2$
 $0 > g \approx g_2 \geq -1$
 Ευσταθής Συντονιστής

- (ε) $r_1 = r_2 = L/2$
 $g_1 = g_2 = -1$
 Οριακά Ευσταθής
 Συντονιστής

- (στ) $r_1 \leq L/2, r_2 \leq L/2$
 $g_1 \leq -1, g_2 \leq -1$
 Ασταθής Συντονιστής

ΣΧΗΜΑ 13

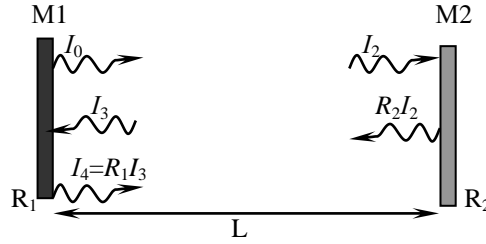
3.2 Συνθήκη Εκπομπής LASER.

Για να εξέλθει από τον οπτικό συντονιστή ακτινοβολία LASER πρέπει ο μηχανισμός ενίσχυσης της οπτικής ακτινοβολίας, που οφείλεται στην αναστροφή πληθυσμών μέσα στον οπτικό συντονιστή, να αντισταθμίζει τις απώλειες οπτικής ισχύος που οφείλονται κυρίως σε μηχανισμούς σκέδασης και σε μηχανισμούς απορρόφησης από ανεπιθύμητες προσμίξεις που ενδεχόμενα υπάρχουν μεταξύ των καθρεπτών. Αν α_L είναι ο γραμμικός συντελεστή εξασθένισης της οπτικής ακτινοβολίας που οφείλεται στους παραπάνω μηχανισμούς απωλειών τότε, για να συμβαίνει ενίσχυση της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στον οπτικό συντονιστή, θα πρέπει ο συντελεστής ενίσχυσης μικρού σήματος β να είναι μεγαλύτερος από τον γραμμικό συντελεστή απωλειών α_L . Οπότε, ο συνολικός συντελεστή ενίσχυσης α_{tot} της ακτινοβολίας θα είναι ίσος με:

$$\alpha_{tot} = \beta - \alpha_L \quad (37)$$

Επίσης, για να εξέλθει ακτινοβολία LASER από τον οπτικό συντονιστή θα πρέπει, σε μια πλήρη διαδρομή της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στον οπτικό συντονιστή, η ισχύς ανά μονάδα επιφανείας να διατηρεί τουλάχιστον την ίδια τιμή. Πράγματι, για να προσδιορίσουμε την συνθήκη εκπομπής LASER θεωρούμε ότι το υλικό με τις καταστάσεις αναστροφής πληθυσμών ευρίσκεται μέσα σε ένα οπτικό συντονιστή ο οποίος αποτελείται από του

καθρέπτες M_1 και M_2 των οποίων οι ανακλαστικότητες είναι R_1 και R_2 , αντίστοιχα, και απέχουν μεταξύ τους απόσταση L , (ΣΧΗΜΑ 14).



ΣΧΗΜΑ 14

Σε μια πλήρη διαδρομή, αν I_0 , I_2 , $I_2' = R_2 I_2$, I_3 και $I_4 = R_1 I_3$ είναι οι ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας αρχικά στο καθρέπτη M_1 , στο καθρέπτη M_2 πριν την ανάκλαση, στο καθρέπτη M_2 μετά την ανάκλαση, στο καθρέπτη M_1 πριν την ανάκλαση και στο καθρέπτη M_1 μετά την ανάκλαση, αντίστοιχα, τότε, σύμφωνα με τις ΣΧΕΣΕΙΣ (29) και (37), η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας στο καθρέπτη M_2 θα είναι:

$$I_2 = I_0 \cdot e^{(\beta - \alpha_L)L} \quad (38)$$

Μετά την ανάκλαση της οπτικής ακτινοβολίας στο καθρέπτη M_2 η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας θα είναι ίση με:

$$I_2' = R_2 \cdot I_0 \cdot e^{(\beta - \alpha_L)L} \quad (39)$$

Κατά την επιστροφή της οπτικής ακτινοβολίας στο καθρέπτη M_1 εκεί, η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας θα έχει τη τιμή:

$$I_3 = I_2' \cdot e^{(\beta - \alpha_L)L} = R_2 \cdot I_0 \cdot e^{2(\beta - \alpha_L)L} \quad (40)$$

Μετά την ανάκλαση στο καθρέπτη M_1 , η ισχύς της οπτικής ακτινοβολίας ανά μονάδα επιφάνειας θα είναι ίση με:

$$I_4 = R_1 \cdot R_2 \cdot I_0 \cdot e^{2(\beta - \alpha_L)L} \quad (41)$$

Η συνολική ενίσχυση ισχύος G σε μια πλήρη διαδρομή της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στον οπτικό συντονιστή, (net round-trip power gain), του LASER θα είναι ίσος με:

$$G = \frac{I_4}{I_0} = R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2(\beta - \alpha_L)L} \quad (42)$$

Στη περίπτωση που η παράμετρος G είναι μεγαλύτερη από τη μονάδα τότε η οπτική ισχύς μέσα στον οπτικό συντονιστή θα αυξάνεται μετά από κάθε πλήρη διαδρομή με αποτέλεσμα η ισχύς της ακτινοβολίας LASER που θα εξέρχεται να αυξάνεται με τη πάροδο του χρόνου. Αντίθετα, στη περίπτωση που $G < 1$ τότε, τόσο η οπτική ισχύς μέσα στον οπτικό συντονιστή όσο και η ισχύς της ακτινοβολίας LASER που εξέρχεται θα ελαττώνεται με το χρόνο μέχρις ότου η διάταξη σταματήσει να παράγει οπτική ακτινοβολία.

Στην ειδική περίπτωση που $G = 1$ τότε, η ισχύς της ακτινοβολίας LASER που θα εξέρχεται από τον οπτικό συντονιστή θα είναι σταθερή. Η περίπτωση αυτή αντιπροσωπεύει τη **κατάσταση σταθερής λειτουργίας του LASER** ή οποία επιτυγχάνεται όταν ο συντελεστής

ενίσχυσης μικρού σήματος β πάρει τη τιμή β_{th} . Οπότε, με βάση τη παρατήρηση αυτή, η ΣΧΕΣΗ (42) γίνεται:

$$1 = R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2(\beta_{th} - \alpha_L)L} \implies \frac{1}{R_1 R_2} = e^{2(\beta_{th} - \alpha_L)L} \implies$$

$$2(\beta_{th} - \alpha_L)L = \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \implies$$

$$\beta_{th} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + \alpha_L \quad (43)$$

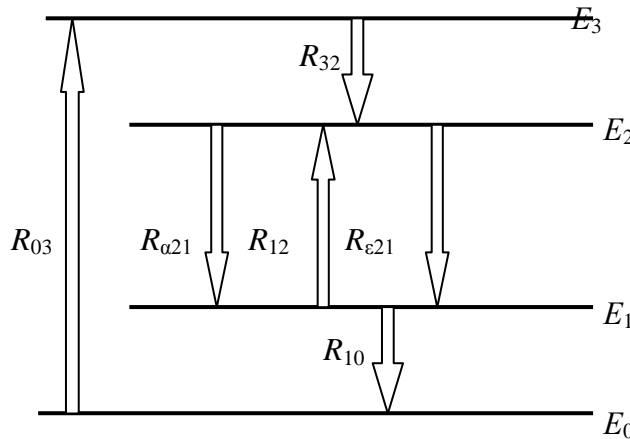
Υπενθυμίζουμε εδώ ότι η παράμετρος α_L αντιπροσωπεύει το γραμμικό συντελεστή εξασθένισης της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στον οπτικό συντονιστή εξαιτίας των μηχανισμών σκέδασης και απορρόφησης σε ανεπιθύμητες προσμίξεις στο υλικό που ακτινοβολεί. Αντίθετα, η ποσότητα

$$\alpha_0 = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (44)$$

αντιπροσωπεύει τις απώλειες οπτικής ισχύος οι οποίες οφείλονται στη ωφέλιμη ακτινοβολία LASER η οποία εξέρχεται από τον οπτικό συντονιστή.

3.3 Συνθήκη Σταθερής Λειτουργίας του LASER.

Θα αναζητήσουμε τη συνθήκη σταθερής λειτουργίας σε LASER του οποίου το ενεργό υλικό διαθέτει τέσσερις ενεργειακές στάθμες, (ΣΧΗΜΑ 15). Υπενθυμίζουμε ότι η ενεργειακή στάθμη E_0 είναι η θεμελιώδης στάθμη, η ενεργειακή στάθμη E_3 είναι η στάθμη άντλησης και οι στάθμες E_2 και E_1 είναι η άνω και η κάτω στάθμη της μετάπτωσης LASER.



ΣΧΗΜΑ 15

Αν $R=R_{03}$ είναι ο ρυθμός άντλησης του LASER, δηλαδή ο ρυθμός με τον οποίο διεγείρονται τα άτομα ή τα μόρια του ενεργού υλικού από τη θεμελιώδη στάθμη στη στάθμη άντλησης και R_{32} , $R_{\alpha 21}$, R_{10} είναι οι ρυθμοί με τους οποίους γίνονται οι αυθόρμητες αποδιεγέρσεις από την ενέργεια E_3 στην ενέργεια E_2 , από την ενέργεια E_2 στην ενέργεια E_1

και από την ενέργεια E_1 στην θεμελιώδη στάθμη E_0 , αντίστοιχα, τότε σύμφωνα με τις ΣΧΕΣΕΙΣ (13) και (14) θα έχουμε:

$$R = R_{03} = B_{03}\rho N_0$$

$$R_{32} = A_{32}N_3 \quad (45)$$

$$R_{\alpha 21} = A_{21}N_2$$

$$R_{10} = A_{10}N_1$$

όπου B_{03} , A_{32} , A_{21} και A_{10} είναι οι συντελεστές Einstein για μονοχρωματική οπτική ακτινοβολία, ρ είναι η ολική πυκνότητα ενέργειας της μονοχρωματικής οπτικής ακτινοβολίας και N_0 , N_1 , N_2 , N_3 είναι οι πληθυσμοί στις ενεργειακές στάθμες E_0 , E_1 , E_2 και E_3 , αντίστοιχα. Από τον ορισμό των παραπάνω παραμέτρων προκύπτει ότι ο ρυθμός $R=R_{03}$ πρέπει να είναι ίσος τόσο με το ρυθμό R_{32} όσο και με το ρυθμό R_{10} , (γιατί?). Συγκεκριμένα:

$$R = R_{03} = R_{32} = R_{10} = A_{10}N_1 \quad (46)$$

Επίσης, αν R_{12} και $R_{\epsilon 21}$ είναι οι ρυθμοί με τους οποίους γίνονται οι διεγέρσεις από τη στάθμη E_1 στη στάθμη E_2 και οι εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_1 , τότε σύμφωνα με τις ΣΧΕΣΕΙΣ (13) και (16) θα έχουμε:

$$R_{12} = B_{12}\rho N_1$$

$$R_{\epsilon 21} = B_{21}\rho N_2 \quad (47)$$

όπου $B_{12} = B_{21}$ είναι οι αντίστοιχοι συντελεστές Einstein.

Με βάση τους παραπάνω ορισμούς, και σε κάθε χρονική στιγμή, μέσα στο ενεργό υλικό του LASER θα ισχύει η παρακάτω ισότητα, (γιατί?):

$$R_{10} = R_{\alpha 21} + R_{\epsilon 21} - R_{12}$$

η οποία σε συνδυασμό με τις ΣΧΕΣΕΙΣ (45), (46) και (47) γίνεται:

$$A_{10}N_1 = A_{21}N_2 + B_{21}\rho N_2 - B_{12}\rho N_1 \quad \Rightarrow$$

$$A_{10}N_1 - A_{21}N_1 = A_{21}N_2 + B_{21}\rho N_2 - B_{12}\rho N_1 - A_{21}N_1 \quad \Rightarrow$$

$$A_{10}N_1 \left(1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}\right) = (N_2 - N_1) \cdot (A_{21} + B_{21}\rho) \quad \Rightarrow$$

$$N_2 - N_1 = \frac{R \cdot \left(1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}\right)}{(A_{21} + B_{21}\rho)} \quad (48)$$

Καταλήξαμε στη τελευταία σχέση αφού πρώτα λάβαμε υπόψη μας τη ΣΧΕΣΗ (46) και τη σχέση του Einstein για τους συντελεστές B_{12} και B_{21} .

Από τη ΣΧΕΣΗ (46) προκύπτουν οι παρακάτω τρεις σημαντικές παρατηρήσεις.

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ ΠΡΩΤΗ.

Για να λάβει χώρα αναστροφή πληθυσμών μέσα στο ενεργό υλικό του LASER πρέπει ή διαφορά $N_2 - N_1$ να είναι θετική, ή ισοδύναμα, θα πρέπει ο αριθμητής της ΣΧΕΣΗΣ (46) να είναι θετικός. Για να συμβεί αυτό θα πρέπει:

$$A_{10} > A_{21}$$

ή ισοδύναμα

$$\tau_{21} > \tau_{10} \quad (49)$$

όπου, σύμφωνα με τη ΣΧΕΣΗ (15), οι χρόνοι $\tau_{21} = 1/A_{21}$ και $\tau_{10} = 1/A_{10}$, αντιπροσωπεύουν τους χρόνους που απαιτούνται για να γίνουν οι αποδιεγέρσεις από τη στάθμη E_2 προς την E_1 και από τη στάθμη E_1 προς τη θεμελιώδη στάθμη E_0 . Στα περισσότερα LASER, το χρονικό διάστημα τ_{21} είναι τόσο μεγάλο ώστε η ποσότητα $1 - A_{21}/A_{10}$ να είναι περίπου ίση με τη μονάδα.

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ ΔΕΥΤΕΡΗ.

Διερευνώντας τη διαφορά $N_2 - N_1$ σε συνάρτηση του ρυθμού άντλησης R παρατηρούμε ότι για μικρές τιμές του R η διαφορά αυτή είναι μικρή και κατά συνέπεια η εξαναγκασμένη εκπομπή οπτικής ακτινοβολίας από την άνω στάθμη LASER θα είναι μικρή. Αυτό σημαίνει ότι η πυκνότητα ενέργειας ρ της ακτινοβολίας LASER μέσα στο ενεργό υλικό θα είναι πολύ μικρή. Με την αύξηση του ρυθμού άντλησης θα υπάρξει μια κρίσιμη τιμή R_{th} , η οποία ονομάζεται κατώφλι του ρυθμού άντλησης πάνω από την οποία, η εξαναγκασμένη εκπομπή θα προκαλεί αισθητή ακτινοβολία LASER μέσα στο ενεργό υλικό. Μέχρι το κατώφλι αυτό του ρυθμού άντλησης, η πυκνότητα ενέργειας ρ της ακτινοβολίας LASER είναι ακόμη πολύ μικρή. Με βάση το συλλογισμό αυτό, για τιμές του ρυθμού άντλησης στο διάστημα από $R=0$ έως $R=R_{th}$ η διαφορά πληθυσμών $N_2 - N_1$ θα είναι ανάλογη του ρυθμού R , (ΣΧΗΜΑ 16). Συγκεκριμένα:

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{R \cdot \left(1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}\right)}{A_{21}} \quad R < R_{th}, \quad \rho \approx 0 \quad (50)$$

Στη τιμή $R=R_{th}$ το κατώφλι της διαφοράς πληθυσμών θα είναι ίσο με:

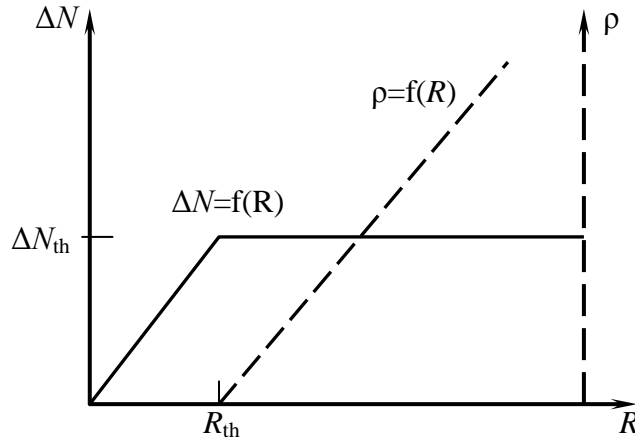
$$\Delta N_{th} = (N_2 - N_1)_{th} = \frac{R_{th} \left(1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}\right)}{A_{21}} \quad (51)$$

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ ΤΡΙΤΗ

Για τιμές του ρυθμού άντλησης μεγαλύτερες της τιμής R_{th} , η πυκνότητα ενέργειας της ακτινοβολίας LASER μέσα στο ενεργό υλικό θα είναι πλέον αισθητή και μάλιστα, όσο μεγαλώνει ο ρυθμός R τόσο θα μεγαλώνει και η πυκνότητα ενέργειας ρ έτσι ώστε η διαφορά $N_2 - N_1$ να παραμένει σταθερή στη τιμή ΔN_{th} , (ΣΧΗΜΑ 16). Με βάση τη παρατήρηση αυτή, αν λύσουμε ΣΧΕΣΗ (48) ως προς ρ θα έχουμε:

$$\rho = R \cdot \left[\frac{\left(1 - \frac{A_{21}}{A_{10}}\right)}{A_{21} \Delta N_{th}} - 1 \right] \cdot \frac{A_{21}}{B_{21}} \quad R > R_{th} \quad (52)$$

Τα αποτελέσματα των παρατηρήσεων 2 και 3 ανακεφαλαιώνονται στη γραφική παράσταση του ΣΧΗΜΑΤΟΣ 16.



ΣΧΗΜΑ 16

3.4 Καμπύλη Απολαβής της Ακτινοβολίας LASER.

Η ανάλυση που προηγήθηκε έγινε με τη προϋπόθεση ότι το ενεργό υλικό είχε διακριτές ενεργειακές στάθμες και ότι οι μηχανισμοί άντλησης και εξαναγκασμένης εκπομπής ακτινοβολίας συνέβαιναν μεταξύ τριών ή τεσσάρων ενεργειακών σταθμών, με αποτέλεσμα η εκπεμπόμενη ακτινοβολία να ήταν αυστηρά μονοχρωματική.

Στη πραγματικότητα όμως, το ενεργειακό διάγραμμα κάθε ενεργού υλικού είναι αρκετά διαφορετικό. Οι ενεργειακές στάθμες δεν είναι διακριτές, αλλά η κάθε μια από αυτές έχει κάποιο εύρος, με αποτέλεσμα οι εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις να δίνουν φωτόνια με ελαφρώς διαφορετικές συχνότητες, η δε συχνότητα της προκύπτουσας οπτικής ακτινοβολίας να παρουσιάζει μια διασπορά γύρω από μια συχνότητα f_p , η οποία αναφέρεται και ως κεντρική συχνότητα συντονισμού ή χαρακτηριστική συχνότητα της ακτινοβολίας LASER. Κατά συνέπεια, τόσο ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης α όσο και ο συντελεστής ενίσχυσης μικρού σήματος β θα είναι συναρτήσεις της συχνότητας f . Για να προσδιορίσουμε την εξάρτηση των παραμέτρων α και β από τη συχνότητα f , αντικαθιστούμε τις ΣΧΕΣΕΙΣ (28) και (30) με τις γενικότερες σχέσεις:

$$\alpha(f) = (N_1 - N_2) \cdot \frac{hf_{12}}{c} \cdot B_{12} \cdot g(f)$$

και (53)

$$\beta(f) = -\alpha(f)$$

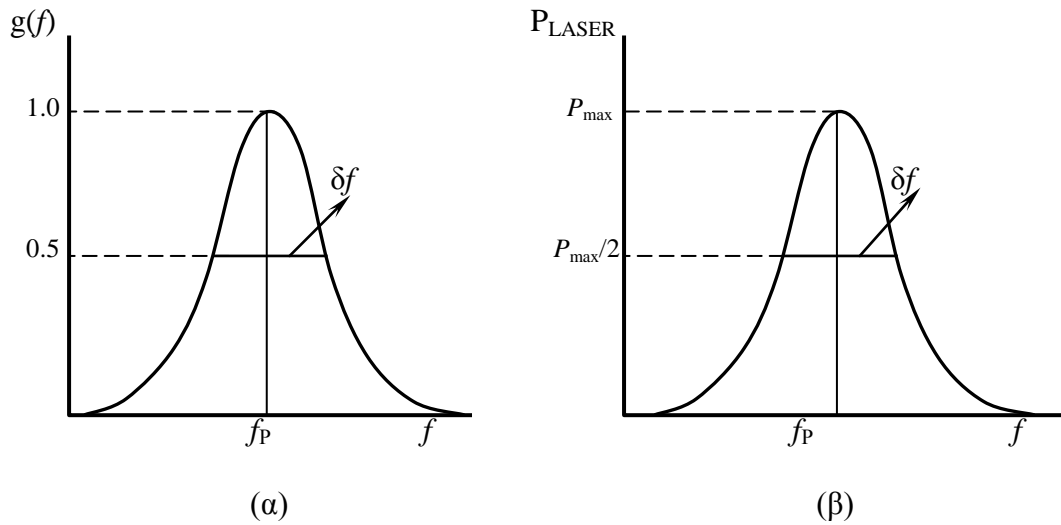
όπου η συνάρτηση $g(f)$ ονομάζεται **συνάρτηση απολαβής** της ακτινοβολίας LASER και

$$g(f_0) = g(f_{12}) = 1$$
(54)

Η μορφή της καμπύλης που αντιστοιχεί στην συνάρτηση απολαβής μπορεί να προκύψει με πολλούς τρόπους. Ένας από τους τρόπους αυτούς εκφράζεται με τη σχέση:

$$g(f) = K \cdot \frac{f \cdot \delta f}{(f - f_p)^2 + \left(\frac{\delta f}{2}\right)^2}$$
(55)

όπου K είναι μια σταθερά και η παράμετρος δf αντιπροσωπεύει το εύρος της καμπύλης απολαβής, (ΣΧΗΜΑ 17α).



ΣΧΗΜΑ 17

Η παράμετρος δf είναι ίση με το εύρος της καμπύλης απολαβής στο μισό του ύψους αυτής. Για το λόγο αυτό ονομάζεται και Full Width at Half Maximum και συμβολίζεται συνήθως με τα αρχικά FWHM.

Αυτή η εξάρτηση της συνάρτησης απολαβής από τη συχνότητα είναι υπεύθυνη και για την εξάρτηση της οπτικής ισχύος P_{LASER} της ακτινοβολίας LASER από τη συχνότητα. Συγκεκριμένα, μπορούμε να γράψουμε:

$$P_{LASER}(f) = P_{max} \cdot g(f) \quad (56)$$

όπου $P_{max} = P_{LASER}(f_p)$ είναι ίση με την οπτική ισχύ που εκπέμπει το ενεργό υλικό στη κεντρική συχνότητα συντονισμού f_0 . Η συνάρτηση $P_{LASER}=f(f)$ αντιπροσωπεύει το φάσμα εκπομπής της ακτινοβολίας LASER, (ΣΧΗΜΑ 17β).

Ενδεικτικά αναφέρουμε εδώ ότι το εύρος δf της καμπύλης απολαβής ενός LASER με στερεό ενεργό υλικό, (π.χ. Nd:YG), είναι της τάξης του 10^{10} Hz, ($\delta f=10^{10}$ Hz), ενώ η κεντρική συχνότητα αυτού είναι της τάξης του $2,9 \times 10^{14}$ Hz, ($f_p = 2,9 \times 10^{14}$ Hz). Έτσι, το σχετικό εύρος της καμπύλης απολαβής του LASER Nd:YAG είναι:

$$\frac{\delta f}{f_p} = 0,00003 = 3 \times 10^{-5} \quad \text{ή} \quad 0,003\%$$

Το χαρακτηριστικό αυτό παράδειγμα δίνει και ένα μέτρο της μονοχρωματικότητας της ακτινοβολίας LASER.

3.5 Μηχανισμοί Διεύρυνσης του Φάσματος του LASER.

Υπάρχουν πολλοί μηχανισμοί οι οποίοι συνεισφέρουν στη διεύρυνση του φάσματος της ακτινοβολίας LASER. Από τους μηχανισμούς αυτούς, οι πιο σημαντικοί είναι οι μηχανισμοί εκείνοι που οφείλονται:

1. στο φαινόμενο Doppler
2. στις συγκρούσεις των ατόμων που ακτινοβολούν, και

3. στο χρόνο ζωής της ακτινοβολίας κάθε ατόμου.

Πρέπει να σημειώσουμε εδώ ότι και οι τρεις αυτοί μηχανισμοί συνυπάρχουν με διαφορετική ισχύ σε όλους τους τύπους των ενεργών υλικών LASER. Συγκεκριμένα, οι μηχανισμοί Doppler και συγκρούσεων κυριαρχούν στα LASER εκείνα όπου το ενεργό υλικό είναι ατομικό αέριο, ο μηχανισμός συγκρούσεων κυριαρχεί αποκλειστικά στα LASER που το ενεργό υλικό τους είναι μοριακό αέριο, και τέλος, ο μηχανισμός του χρόνου ζωής της ακτινοβολίας κάθε ατόμου κυριαρχεί αποκλειστικά στα LASER με στερεό ενεργό υλικό.

Διεύρυνση Φάσματος Λόγω Φαινομένου Doppler.

Σύμφωνα με το φαινόμενο Doppler, η συχνότητα του κύματος που αντιλαμβάνεται ένας ακίνητος παρατηρητής εξαρτάται από τη ταχύτητα της πηγής που εκπέμπει το κύμα αυτό. Συγκεκριμένα, αν η κυματική πηγή πλησιάζει τον ακίνητο παρατηρητή, τότε ο παρατηρητής αυτός θα αντιλαμβάνεται συχνότητα f' η οποία είναι μεγαλύτερη από αυτή που εκπέμπει η κινούμενη κυματική πηγή. Αντίθετα, όταν η κυματική πηγή απομακρύνεται από τον ακίνητο παρατηρητή, τότε ο παρατηρητής αυτός θα αντιλαμβάνεται συχνότητα f'' η οποία θα είναι μικρότερη από τη συχνότητα που εκπέμπει η πηγή αυτή. Ο μηχανισμός αυτός λαμβάνει χώρα και στα LASER στα οποία το ενεργό υλικό είναι σε αέρια κατάσταση και είναι αποτέλεσμα της θερμικής κίνησης των ατόμων ή των μορίων που απαρτίζουν το ενεργό υλικό. Τα άτομα ή τα μόρια αυτά αντιστοιχούν σε στοιχειώδεις πηγές οπτικής ακτινοβολίας οι οποίες κινούνται προς τυχαίες διευθύνσεις. Αν $f_p (=c/\lambda_p)$, είναι η κεντρική συχνότητα της οπτικής ακτινοβολίας που αντιστοιχεί στις εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις, τότε η ακτινοβολία που θα φθάσει σε ένα ακίνητο παρατηρητή από κάθε ένα χωριστά κινούμενο άτομο ή μόριο του ενεργού υλικού θα δίνεται από τη σχέση του Doppler:

$$f' = f_p \cdot \left(1 \pm \frac{v_z}{c}\right)^{-1} \quad (\text{γιατί;}) \quad (57)$$

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός και $v_z \ll c$ είναι η σχετική ταχύτητα του κάθε ατόμου ή μορίου του ενεργού υλικού, που κινείται παράλληλα με τον άξονα του ενεργού υλικού, ως προς τον ακίνητο παρατηρητή.

Από το γεγονός ότι οι θερμικές ταχύτητες v των ατόμων ή των μορίων μέσα στο ενεργό υλικό του LASER κατανέμονται σε μια πεπερασμένη περιοχή ταχυτήτων Δv , το ποσοστό $\Delta N(v_z)/N$ των ατόμων ή των μορίων του ενεργού υλικού που έχει ταχύτητα στη περιοχή $(v_z, v_z + \Delta v_z)$ θα ακολουθεί τη κατανομή Maxwell. Συγκεκριμένα:

$$\frac{\Delta N(v_z)}{N} = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{Mv_z^2}{2kT}} \cdot \Delta v_z \quad (58)$$

όπου M είναι η ατομική ή μοριακή μάζα των στοιχείων του ενεργού υλικού, k είναι η σταθερά του Boltzmann, και T είναι η θερμοκρασία του ενεργού υλικού

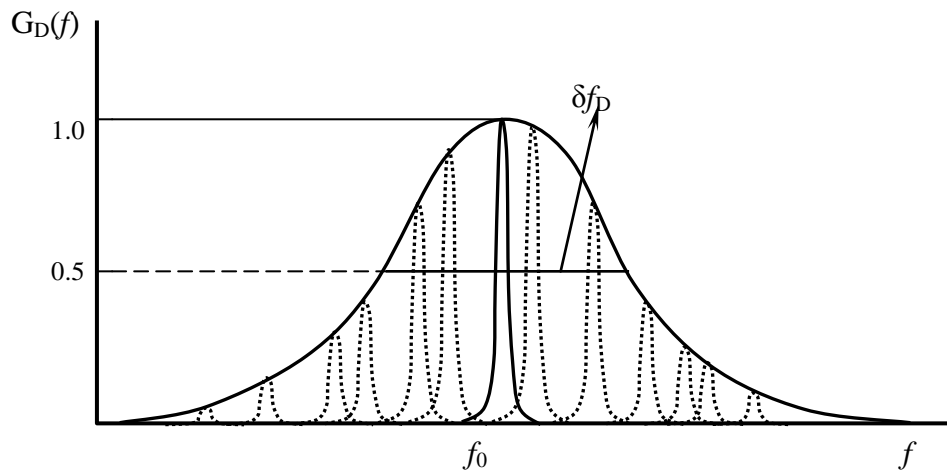
Οπότε, συνδυάζοντας τη ΣΧΕΣΗ (58) με τη σχέση του Doppler, (ΣΧΕΣΗ 57), η συνάρτηση απολαβής $g_D(f)$, που οφείλεται αποκλειστικά και μόνο στο μηχανισμό Doppler, θα δίνεται από τη σχέση:

$$g_D(f) = e^{-\frac{Mc^2}{2kT} \cdot \frac{(f - f_p)^2}{f_p^2}} \quad (59)$$

Στο ΣΧΗΜΑ 18 δίνουμε το κυματοπακέτο που θα εξέπεμπε το ενεργό υλικό στη συχνότητα f_0 , αν όλα τα άτομα ή τα μόρια που ακτινοβολούν ήταν ακίνητα, καθώς και τα κυματοπακέτα

που θα αντιλαμβάνεται ο παρατηρητής, (διακεκομμένες καμπύλες), εξαιτίας της θερμικής κίνησης των στοιχείων του ενεργού υλικού. Η περιβάλλουσα όλων αυτών των κυματοπακέτων αποτελεί τη καμπύλη απολαβής του LASER, η οποία οφείλεται αποκλειστικά και μόνο στο μηχανισμό Doppler και είναι σύμφωνη με τη ΣΧΕΣΗ (59). Το εύρος Δf_D της καμπύλης αυτής απολαβής προκύπτει από τη ΣΧΕΣΗ (59) και είναι ίσο με:

$$\Delta f_D = \sqrt{(8 \ln 2) \cdot \frac{kT}{Mc^2}} \cdot f_0 \quad (60)$$



ΣΧΗΜΑ 18

Το φαινόμενο Doppler είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός διεύρυνσης της καμπύλης απολαβής όλων σχεδόν των LASER τα οποία εκπέμπουν στην ορατή περιοχή και των οποίων το ενεργό υλικό είναι ατομικό αέριο. Σύμφωνα με τη ΣΧΕΣΗ (60), η μεγάλη θερμοκρασία, η σχετικά μεγάλη κεντρική συχνότητα εκπομπής και η σχετικά μικρή ατομική μάζα των στοιχείων του ενεργού υλικού αυτών των LASER συνεισφέρουν στη διεύρυνση του φάσματος εκπομπής εξαιτίας του φαινομένου Doppler.

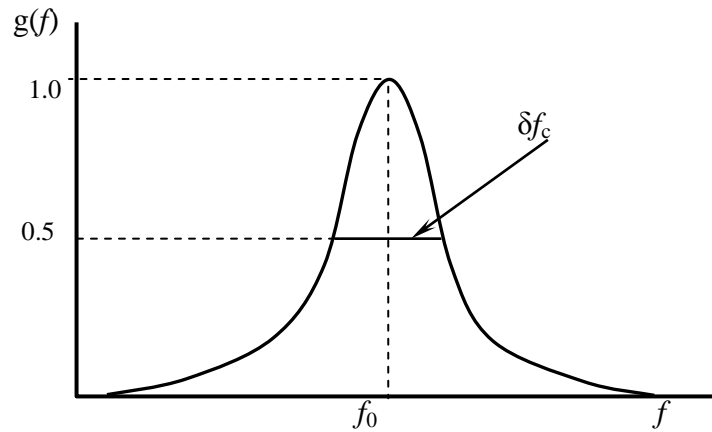
Διεύρυνση του Φάσματος Λόγω των Συγκρούσεων.

Σε αντίθεση με τα LASER που εκπέμπουν στην ορατή περιοχή, τα LASER που έχουν μοριακό αέριο ως ενεργό υλικό εκπέμπουν στη περιοχή του υπέρυθρου με συχνότητες που είναι μικρότερες από τις συχνότητες των ορατών LASER. Η παρατήρηση αυτή σε συνδυασμό με τη μεγάλη μοριακή μάζα M των στοιχείων του ενεργού υλικού οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διεύρυνση Δf_D της χαρακτηριστικής του φάσματος των μοριακών LASER θα είναι μικρότερη της αντίστοιχης διεύρυνσης του φάσματος των LASER που έχουν ατομικό αέριο ως ενεργό υλικό. Η διεύρυνση που παρατηρείται στη χαρακτηριστική του φάσματος των μοριακών LASER οφείλεται κυρίως στους μηχανισμούς των συγκρούσεων που λαμβάνουν χώρα μεταξύ των μορίων του ενεργού υλικού. Αν κατά τη διάρκεια των συγκρούσεων αυτών κάποια από τα άτομα ή μόρια του ενεργού υλικού εκπέμπουν φωτόνια, τότε οι φάσεις των κυματοσυρμών, που ακτινοβολούνται από κάθε ένα άτομο ή μόριο χωριστά, αλλάζουν ξαφνικά τιμή. Αυτή η τυχαία και κατά ασυνεχή τρόπο αλλαγή της φάσης οδηγεί στη διεύρυνση κατά Δf_c του φάσματος της οπτικής ακτινοβολίας που εκπέμπει το ενεργό υλικό του LASER.

Στη περίπτωση των μοριακών LASER η συνάρτηση απολαβής $g_c(f)$ αντιστοιχεί σε κατανομή Lorentz και δίνεται από τη σχέση:

$$g_c(f) = \frac{f_c^2}{f_c^2 + 4\pi^2(f - f_p)^2} \quad (61)$$

όπου f_c είναι η συχνότητα με την οποία γίνονται συγκρούσεις μεταξύ των μορίων και των ατόμων μέσα στο ενεργό υλικό του LASER, (ΣΧΗΜΑ 19).



ΣΧΗΜΑ 3.18

Από τη ΣΧΕΣΗ (61) προκύπτει και η διεύρυνση δf_c του φάσματος της ακτινοβολίας LASER η οποία οφείλεται στο μηχανισμό των συγκρούσεων:

$$\delta f_c = \frac{f_c}{\pi} \quad (62)$$

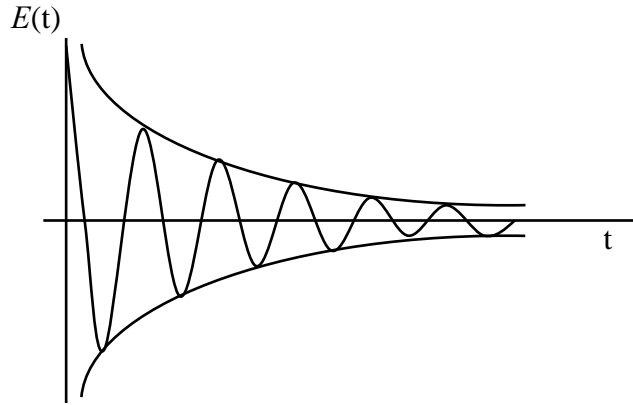
Παρατηρούμε ότι η διεύρυνση Δf_c εξαρτάται μόνο από τη συχνότητα συγκρούσεων f_c και φυσικά, από τη θερμοκρασία και τη πίεση του ενεργού υλικού, αφού η συχνότητα f_c εξαρτάται από τις παραμέτρους αυτές.

Λιεύρυνση Φάσματος Λόγω Χρόνου Ζωής Ακτινοβολίας κάθε Ατόμου.

Από το γεγονός ότι στα στερεά σώματα τα άτομα δεν κινούνται ελεύθερα, προκύπτει ότι η διεύρυνση του φάσματος των στερεών LASER εξαιτίας των μηχανισμών Doppler και των συγκρούσεων θα είναι από ανύπαρκτη έως πολύ περιορισμένη. Παρ' όλα αυτά, η ακτινοβολία από στερεό ενεργό υλικό LASER δεν είναι απόλυτα μονοχρωματική. Αντίθετα, το φάσμα της ακτινοβολίας αυτής έχει ένα εύρος δf_L το οποίο οφείλεται αποκλειστικά και μόνο στο πεπερασμένο χρονικό διάστημα που ακτινοβολεί κάθε άτομο ή μόριο του ενεργού υλικού του LASER. Συγκεκριμένα, ο κυματοσυρμός της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου της οπτικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται από κάθε διεγερμένο άτομο ή μόριο δεν είναι αυστηρά ημιτονικός. Στο κυματοσυρμό αυτό, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου της οπτικής ακτινοβολίας μπορεί μειώνεται εκθετικά με το χρόνο σύμφωνα με τη σχέση:

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\gamma t}{2}} \cdot \sin(2\pi f_0 t) \quad (63)$$

όπου το αντίστροφο της παραμέτρου γ εξαρτάται από το χρόνο ζωής της ακτινοβολίας κάθε ατόμου ή μορίου, (ΣΧΗΜΑ 20).



ΣΧΗΜΑ 20

Στην ειδική αυτή περίπτωση όπου το πλάτος του κυματοσυρμού της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου της οπτικής ακτινοβολίας μειώνεται εκθετικά, η συνάρτηση απολαβής $g_L(f)=f(f)$ δίνεται από τη σχέση:

$$g_L(f) = \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 16\pi^2(f - f_p)^2} \quad (64)$$

από τη οποία προκύπτει και η αντίστοιχη διεύρυνση δf_L του φάσματος της οπτικής ακτινοβολίας:

$$\delta f_L = \frac{\gamma}{2\pi} \quad (65)$$

ΣΗΜΑΝΤΙΚΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ

Συνήθως, η χαρακτηριστική φάσματος των οπτικών πηγών παρέχεται από τους μονοχρωμάτορες ή τους οπτικούς φασματικούς αναλυτές ως συνάρτηση του μήκους κύματος λ . Συγκεκριμένα, τα παραπάνω όργανα δίνουν την εξάρτηση της οπτικής ισχύος από το μήκος κύματος, δηλαδή δίνουν τη συνάρτηση $P_{opt} = f(\lambda)$. Από τη γραφική παράσταση της συνάρτησης αυτής προσδιορίζουμε τη διασπορά $\delta\lambda$ των μηκών κύματος:

$\delta\lambda = \text{FWHM}$ της γραφικής παράστασης $P_{opt} = f(\lambda)$.

Η διασπορά δf των συχνοτήτων που συνιστούν την ακτινοβολία LASER προκύπτει από τη «διαφόριση» της σχέσης $f = c/\lambda$,

$$\delta f = \frac{c \cdot \delta\lambda}{\lambda_0^2} \quad (66)$$

3.6 Διαμηκη Τρόποι Λειτουργίας Οπτικού Συντονιστή.

Όπως ήδη έχουμε αναφέρει στις παραγράφους 2.9 και 3.1, ο κύριος ρόλος του οπτικού συντονιστή είναι να παγιδεύει στη κοιλότητα του τα φωτόνια εκείνα που είναι απαραίτητα για τις εξαναγκασμένες αποδιεγέρσεις που οδηγούν σε δράση LASER. Με άλλα λόγια, μέσα στον οπτικό συντονιστή υπάρχει ένα επίπεδο ηλεκτρομαγνητικό κύμα, το οποίο διαδίδεται σε διεύθυνση αυστηρά παράλληλη με τον άξονα του οπτικού συντονιστή, ανακλάται διαδοχικά στους δυο αντικριστούς καθρέπτες και δημιουργεί ένα στάσιμο κύμα, όπως ακριβώς

συμβαίνει με τη διάδοση ενός ηχητικού κύματος μέσα σε κλειστό ηχητικό σωλήνα. Οπτικός συντονιστής και ηλεκτρομαγνητικό κύμα με μήκος κύματος λ θα βρίσκονται σε συντονισμό όταν το μήκος L του συντονιστή είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του $\lambda/2$. Συγκεκριμένα:

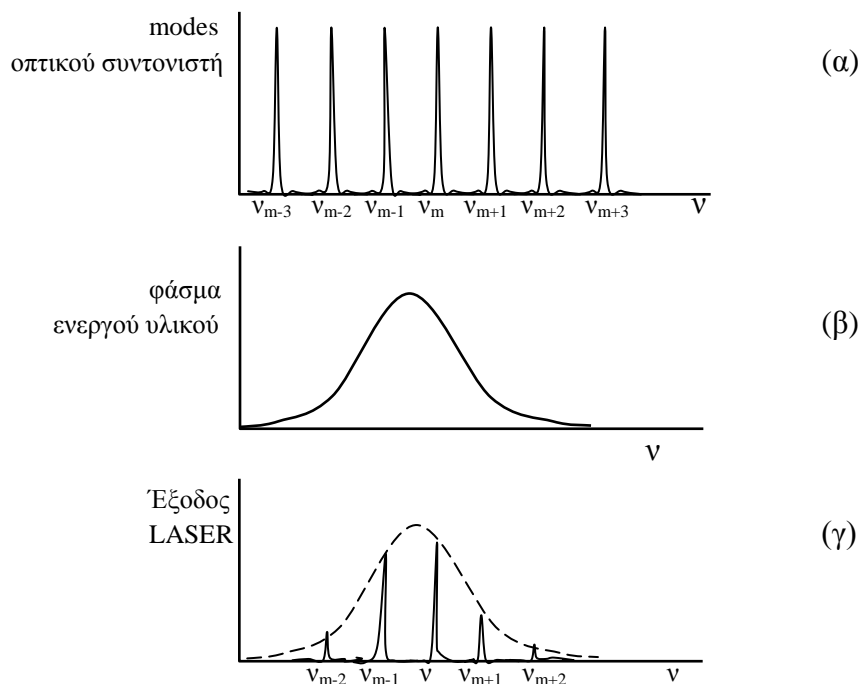
$$L = m \cdot \frac{\lambda}{2} \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (67)$$

Είναι φανερό ότι για να ισχύει η ΣΧΕΣΗ (67) θα πρέπει ο ακέραιος m να είναι πολύ μεγάλος, δεδομένου ότι το μήκος κύματος λ για ένα LASER είναι της τάξης του 10^{-6} m ενώ το μήκος L του συντονιστή είναι της τάξης του 10^{-1} m. Η ΣΧΕΣΗ (67) σε συνδυασμό με τη σχέση $c = \lambda f$ μας δίνει τις ιδιοσυχνότητες f_m του οπτικού συντονιστή:

$$f_m = m \cdot \frac{c}{2L} \quad (68)$$

όπου c είναι η ταχύτητα της οπτικής ακτινοβολίας μέσα στο ενεργό υλικό. Κατά συνέπεια το φάσμα των ιδιοσυχνοτήτων του οπτικού συντονιστή θα αποτελείται από τις αρμονικές f_m όπου οι διαδοχικές συχνότητες απέχουν μεταξύ τους σταθερή απόσταση Δf_m , (ΣΧΗΜΑ 21α), τέτοια ώστε:

$$\Delta f_m = \frac{c}{2L} \quad (69)$$



ΣΧΗΜΑ 21

Επίσης, κατά τη δράση LASER η οπτική ακτινοβολία που παράγεται μέσα στο ενεργό υλικό περιέχει όλες τις συχνότητες που περιορίζονται από τη καμπύλη απολαβής του LASER, (ΣΧΗΜΑ 21β). Τελικά, η εξερχόμενη δέσμη LASER θα περιέχει μόνο τις συχνότητες εκείνες που περιορίζονται από τη καμπύλη απολαβής και ταυτόχρονα ικανοποιούν και τη ΣΧΕΣΗ (68), (ΣΧΗΜΑ 21γ). Οι διακριτές αυτές συχνότητες που περιορίζονται από τη καμπύλη

απολαβής $g(f)$ αποτελούν του διαμήκης τρόπους λειτουργίας του οπτικού συντονιστή της διάταξης LASER, το δε πλήθος N των τρόπων αυτών θα δίνεται από τη σχέση:

$$N = \frac{\delta f}{\Delta f_m} = \frac{2L}{c} \cdot \delta f \quad (70)$$

όπου δf είναι το FWHM της καμπύλης απολαβής $g(v)$ της ακτινοβολίας LASER.

Ανακεφαλαιώνοντας, αναφέρουμε ότι για τη πλήρη περιγραφή της καμπύλης απολαβής ενός LASER απαιτούνται οι παρακάτω παράμετροι:

1. **Η κεντρική συχνότητα f_0 της ακτινοβολίας LASER** η οποία καθορίζεται από τις ενεργειακές μεταπτώσεις που λαμβάνουν χώρα μέσα στον οπτικό συντονιστή και οδηγούν σε δράση LASER.
2. **Το εύρος δf της καμπύλης απολαβής** το οποίο αναφέρεται και σαν Full Width Half Maximum η FWHM και το οποίο ισούται με το εύρος της καμπύλης στη θέση $g(f)=g(f_0)/2$. Στα LASER με αέριο μοριακό ενεργό υλικό, το εύρος Δf επηρεάζεται κυρίως από τις συγκρούσεις των ατόμων που ακτινοβολούν, καθώς και από το μηχανισμό Doppler δεδομένου ότι τα άτομα που ακτινοβολούν αντιστοιχούν σε κυματικές οπτικές πηγές οι οποίες κινούνται μέσα στον οπτικό συντονιστή με μεγάλες ταχύτητες σε σχέση με τον ακίνητο παρατηρητή.
3. **Την απόσταση Δf_m των διαδοχικών διαμηκών τρόπων λειτουργίας του οπτικού συντονιστή.** Για ορισμένη συχνότητα f_0 LASER η παράμετρος Δf_m είναι αντίστροφα ανάλογη με το μήκος του οπτικού συντονιστή, (ΣΧΕΣΗ 69).
4. Το πλήθος N των διαμηκών τρόπων λειτουργίας του οπτικού συντονιστή. Για συγκεκριμένο ενεργό υλικό και συγκεκριμένη διαδικασία άντληση, το εύρος Δf είναι ορισμένο, οπότε το πλήθος N είναι ανάλογο με το μήκος του οπτικού συντονιστή, (ΣΧΕΣΗ 70).

4 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ LASER.

Στη παράγραφο αυτή θα αναφερθούμε στις ιδιότητες εκείνες που κάνουν τα LASER, και φυσικά την ακτινοβολία των LASER, να διαφέρουν δραστικά από τις συμβατικές πηγές φωτός. Οι ιδιότητες αυτές είναι **η συμφωνία, η κατευθυντικότητα, η φασματική καθαρότητα και η λαμπρότητα.**

4.1 Η Συμφωνία, (Coherence).

4.1.1 Η Χρονική Συμφωνία, (Temporal Coherence).

- α. Θεωρούμε σε κάποιο σημείο της δέσμης του LASER ότι, τις χρονικές στιγμές t και $t+\tau$ οι εντάσεις του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος έχουν διαφορά φάσης $\Delta\phi$. Αν η διαφορά αυτή παραμένει η ίδια για κάθε χρονική στιγμή t , τότε θα λέμε ότι υπάρχει **χρονική συμφωνία στο χρονικό διάστημα τ** . Θα υπάρχει **τέλεια χρονική συμφωνία** όταν ο παραπάνω συλλογισμός ισχύει για κάθε χρονικό διάστημα $0 < \tau < \infty$. Διαφορετικά, στη περίπτωση δηλαδή που $0 < \tau < \tau_0$, το κύμα θα έχει **μερική χρονική συμφωνία με χρόνο συμφωνίας τ_c** .

β. Θεωρούμε τώρα δύο σημεία A και B κατά μήκος της δέσμης του LASER, που απέχουν απόσταση L . Αν η εξίσωση κύματος στο A είναι

$$E_A = E_0 \cdot \sin(2\pi f t) \quad (71)$$

η αντίστοιχη εξίσωση στο B θα είναι,

$$E_B = E_0 \sin 2\pi f \left(t - \frac{L}{c} \right) \quad (72)$$

όπου f και c είναι η συχνότητα και η ταχύτητα διάδοσης της ακτινοβολίας αντίστοιχα. Στη περίπτωση που η χρονική καθυστέρηση τ , όπου $\tau = L/c$, μεταξύ των σημείων A και B, παραμένει η ίδια για κάθε χρονική στιγμή t , θα λέμε πάλι ότι το κύμα θα *έχει χρονική συμφωνία*, η οποία θα είναι τέλεια όταν $L \rightarrow \infty$, ή μερική όταν το L είναι πεπερασμένο, όταν δηλαδή $0 < L < L_C$. Το μήκος L_C αναφέρεται και σαν μήκος συμφωνίας. Στη περίπτωση αυτή,

$$\tau_C = \frac{L_C}{c} \quad (73)$$

όπου τ_C είναι ο χρόνος συμφωνίας.

Ποιοτικά, μπορούμε να συσχετίσουμε το μήκος L_C με το μέγιστο μήκος το οποίο είναι δυνατό να διανύσει η ακτινοβολία χωρίς να αλλάξει η συχνότητά της ή η φάση της. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχει σχέση μεταξύ του βαθμού χρονικής συμφωνίας και του βαθμού μονοχρωματικότητας της οπτικής πηγής, και μάλιστα, όσο πιο μονοχρωματική είναι η ακτινοβολία τόσο πιο μεγάλο είναι και το μήκος συμφωνίας. Συγκεκριμένα, αν δf είναι το εύρος της χαρακτηριστικής φάσματος της ακτινοβολίας, τότε το μήκος συμφωνίας L_C θα δίδεται από τη σχέση:

$$L_C = \frac{c}{\delta f} \quad (74)$$

Οπότε, από τις ΣΧΕΣΕΙΣ (73) και (74) προκύπτει και η σχέση που συνδέει το χρόνο συμφωνίας με το εύρος δf της χαρακτηριστικής φάσματος της ακτινοβολία:

$$\tau_C = \frac{1}{\delta f} \quad (75)$$

Πρέπει να σημειώσουμε εδώ ότι τα μεγέθη που μετρούνται εύκολα σε μια οπτική ακτινοβολία είναι το κεντρικό μήκος κύματος λ_p και το φασματικό εύρος $\delta\lambda$ αυτής. Για το λόγο αυτό το μήκος L_C και χρόνος τ_C δίνονται συνήθως και ως συνάρτηση του λ_p και του $\delta\lambda$. Συγκεκριμένα:

$$L_C = \frac{\lambda_p^2}{\delta\lambda} \quad (76)$$

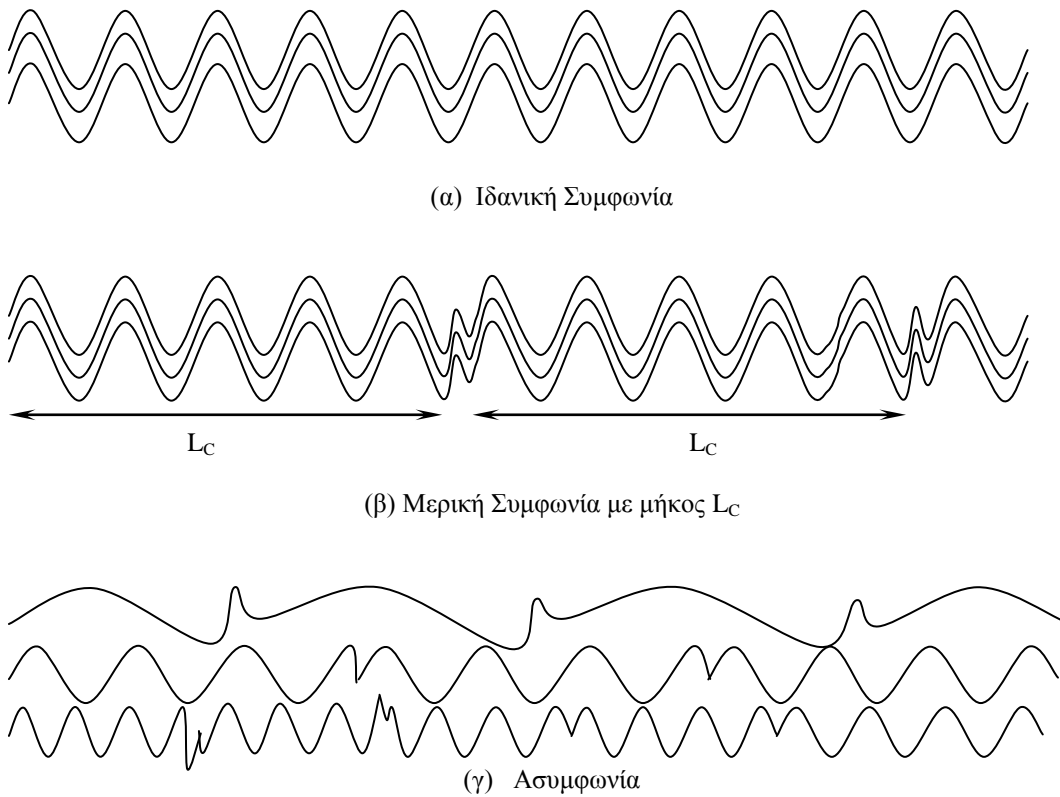
και

$$\tau_C = \frac{\lambda_p^2}{c \cdot \delta\lambda} \quad (77)$$

δεδομένου ότι από τη σχέση $\nu = c/\lambda$ προκύπτει ότι:

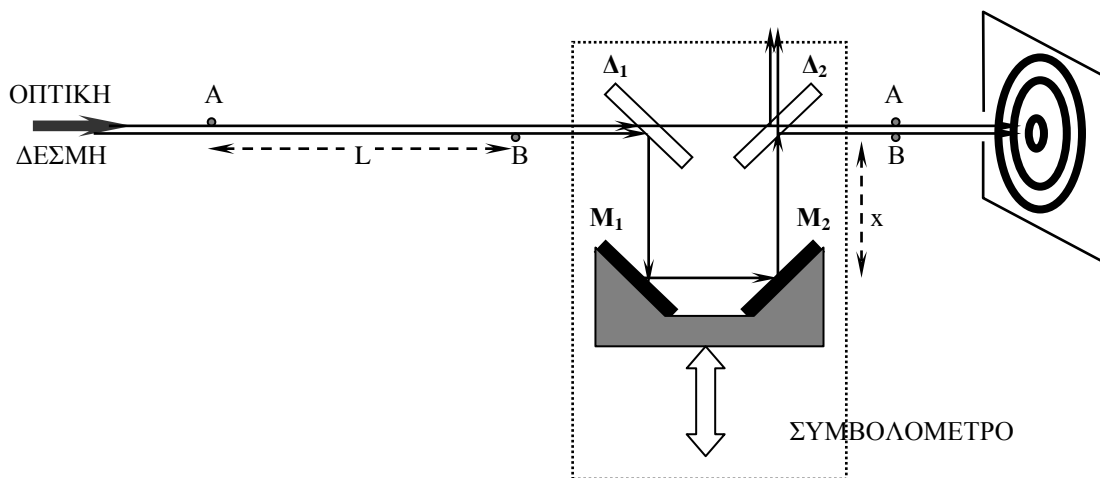
$$\delta f = \frac{c \cdot \delta\lambda}{\lambda_p^2} \quad (78)$$

Στο ΣΧΗΜΑ 22 δίνουμε τους κυματοσυρμούς που εκπέμπονται από μια οπτική πηγή όταν η δέσμη της έχει ιδανική χρονική συμφωνία, (ΣΧΗΜΑ 22α), μερική χρονική συμφωνία, (ΣΧΗΜΑ 22β) και χρονική ασυμφωνία, (ΣΧΗΜΑ 22γ)



ΣΧΗΜΑ 22

Η χρονική συμφωνία σε μια δέσμη οπτικής ακτινοβολίας, (π.χ. δέσμης Laser), μπορεί να ελεγχθεί με τη συμβολομετρική διάταξη που δείχνει το ΣΧΗΜΑ 23.



ΣΧΗΜΑ 23

Παρατηρούμε ότι στη περίπτωση που

$$L = 2x$$

όπου L είναι η απόσταση των σημείων A και B της οπτικής δέσμης πριν το συμβολόμετρο και x είναι η απόσταση των καθρεπτών M_1 και M_2 από τους διαχωριστές Δ_1 και Δ_2 της οπτικής δέσμης, τα σημεία αυτά θα ευρίσκονται στο ίδιο μέτωπο κύματος μετά την έξοδο της δέσμης από το συμβολόμετρο. Και αν στα σημεία A και B τα οπτικά κύματα έχουν την ίδια φάση, είναι δηλαδή σύμφωνα, τότε στην έξοδο του συμβολόμετρου τα κύματα αυτά θα συμβάλουν και θα δίνουν πάνω σε οθόνη, που είναι κάθετη στη διεύθυνση της οπτικής δέσμης, "φωτεινά" και "σκοτεινά" δακτυλίδια. Η ευκρίνεια V των δακτυλιδιών αυτών ορίζεται με τη σχέση:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (79)$$

όπου I_{\max} και I_{\min} είναι η οπτική ισχύς ανά μονάδα επιφανείας των φωτεινών και των σκοτεινών δακτυλιδιών, αντίστοιχα. Ανάλογα με τη τιμή της παραμέτρου V , διακρίνουμε τις παρακάτω περιπτώσεις:

- Όταν $V=0$ ή **ισοδύναμα** $I_{\max}=I_{\min}$, τότε και στην οθόνη δεν παρατηρείται εικόνα συμβολής. Στη περίπτωση αυτή, μεταξύ των σημείων A και B δεν υπάρχει χρονική συμφωνία.
- Όταν $V=1$ ή **ισοδύναμα** $I_{\min}=0$, τότε και στην οθόνη παρατηρούνται έντονα φωτεινά και σκοτεινά δακτυλίδια. Στη περίπτωση αυτή, στα σημεία A και B όλα τα στοιχειώδη κύματα έχουν την ίδια φάση έχουμε πολύ καλή χρονική συμφωνία.
- Όταν $0 < V < 1$ ή **ισοδύναμα** $0 < I_{\min} < I_{\max}$, τότε στην οθόνη παρατηρείται εικόνα συμβολής πάνω σε "φωτεινό" υπόβαθρο. Στη περίπτωση αυτή, στα σημεία A και B όλα τα στοιχειώδη κύματα δεν έχουν την ίδια φάση.

Για να ελέγξουμε την χρονική συμφωνία της οπτικής δέσμης αυξάνουμε την απόσταση x των καθρεπτών M_1 και M_2 από τους διαχωριστές Δ_1 και Δ_2 της δέσμης. Κατά τη διαδικασία αυτή παρατηρούμε ότι:

- Στη περίπτωση που το x είναι πολύ μικρό, η παράμετρος V πλησιάζει τη μονάδα.
- Όσο το x αυξάνεται τόσο η παράμετρος V μικραίνει και τα "φωτεινά" δακτυλίδια πλησιάζουν μεταξύ τους.
- Υπάρχει μια κρίσιμη απόσταση x_C όπου η παράμετρος $V=0$ για κάθε $x \geq x_C$. Για τις τιμές αυτές του x δεν έχουμε εικόνα συμβολής πάνω στην οθόνη. Αυτός σημαίνει ότι τα κύματα που διέρχονται από δυο σημεία της οπτικής δέσμης που απέχουν μεταξύ τους απόσταση μεγαλύτερη ή ίση από το $2x_C$ δεν είναι σύμφωνα. Η απόσταση

$$L_C = 2x_C$$

αντιπροσωπεύει το μήκος συμφωνίας της οπτικής δέσμης.

4.1.2 Χωρική Συμφωνία, (Spatial Coherence).

Θεωρούμε μια εγκάρσια διατομή S_0 της δέσμης του LASER. Αν σε όλα τα σημεία της διατομής αυτής η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος έχει την ίδια φάση τότε η διατομή S_0 χαρακτηρίζεται σαν ένα μέτωπο κύματος, ή με άλλα λόγια, σαν μια ισοφασική επιφάνεια της ακτινοβολίας LASER. Στη περίπτωση αυτή λέμε ότι η δέσμη του LASER έχει *ιδανική χωρική συμφωνία*. Σε κάθε άλλη περίπτωση, όταν δηλαδή πάνω στη

διατομή S_0 υπάρχουν σημεία στα οποία η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου δεν είναι η ίδια, τότε η οπτική δέσμη έχει **μερική χωρική συμφωνία**.

Για να ελέγξουμε τη χωρική συμφωνία τοποθετούμε κάθετα στη πορεία της δέσμης ένα διάφραγμα το οποίο έχει δυο πολύ μικρές οπές που απέχουν μεταξύ τους πολύ μικρή απόσταση. Τα οπτικά κύματα που θα περάσουν τις δυο αυτές οπές θα συμβάλλουν σύμφωνα με τη θεωρία του Young και θα δώσουν πάνω σε οθόνη "φωτεινές" και "σκοτεινές" περιοχές. Όταν η ευκρίνεια V των περιοχών αυτών είναι ίση με τη μονάδα, ($V=1$), τότε τα οπτικά κύματα που διέρχονται από τις δυο οπές θα είναι σύμφωνα. Αν μετακινούμε τις δυο οπές πάνω στο διάφραγμα διατηρώντας την απόστασή τους σταθερή μπορούμε να ελέγχουμε την συμφωνία των οπτικών κυμάτων σε κάθε περιοχή της εγκάρσιας διατομής της οπτικής δέσμης. Αν κρατάμε σταθερή τη μια οπή και μετακινούμε την άλλη σε όλη την έκταση της εγκάρσιας διατομής της δέσμης και ταυτόχρονα μετρούμε την ευκρίνεια V της συμβολής που προέρχεται από τα οπτικά κύματα που διέρχονται από τις δυο οπές μπορούμε να προσδιορίσουμε τα όρια της περιοχής εκείνης μέσα στην οποία η παράμετρος V είναι διαφορετική από το μηδέν. Η περιοχή αυτή ονομάζεται περιοχή χωρικής συμφωνίας. Και αν η περιοχή αυτή καλύπτει όλη την εγκάρσια διατομή της οπτικής δέσμης τότε θα λέμε ότι έχουμε ιδανική χωρική συμφωνία. Αν η περιοχή χωρικής συμφωνίας είναι μικρότερη από τη εγκάρσια διατομή της οπτικής δέσμης, τότε θα λέμε ότι έχουμε μερική χωρική συμφωνία.

Είναι πολύ εύκολο να διαπιστώσει κανείς ότι η χρονική και η χωρική συμφωνία είναι δύο έννοιες ανεξάρτητες μεταξύ τους. (Ας προσπαθήσει κάθε σπουδαστής να αποδείξει την ανεξαρτησία αυτή με δικά του παραδείγματα).

4.1.3 Η Κατευθυντικότητα, (Directionality).

Ο τρόπος λειτουργίας του LASER είναι και ο κύριος υπεύθυνος στο τρόπο διάδοσης της ακτινοβολίας του, που όπως είναι γνωστό γίνεται με μορφή δέσμης κατά τη διεύθυνση που ορίζει ο άξονας του ενεργού υλικού. Θα περίμενε λοιπόν κανείς ότι η ακτινοβολία LASER θα είναι αυστηρά περιορισμένη σε μια λεπτή δέσμη, μικρής μεν αλλά σταθερής εγκάρσιας διατομής S_0 .

Στη πραγματικότητα όμως, η χωρική συμφωνία από τη μια και το πεπερασμένο της εγκάρσιας διατομής της δέσμης δημιουργούν φαινόμενα περίθλασης, με αποτέλεσμα τη διεύρυνση της δέσμης κατά γωνία θ . Στη περίπτωση που η ακτινοβολία LASER χαρακτηρίζεται από ιδανική χωρική συμφωνία, η γωνία απόκλισης θ της δέσμης θα ορίζεται από τη περίθλαση σύμφωνου φωτός σε οπή διαμέτρου d_0 , με τη σχέση,

$$\sin \theta = 1.22 \frac{\lambda}{d_0} \quad (80)$$

4.1.4 Η Φασματική Καθαρότητα, (Monochromaticity).

Μια άλλη θεμελιώδη ιδιότητα των LASER είναι η Φασματική Καθαρότητα, που καθορίζει το εύρος Δf της συχνότητας της ακτινοβολίας LASER. Η ιδιότητα αυτή είναι αποτέλεσμα δύο βασικών παραγόντων της λειτουργίας του LASER. Ο πρώτος παράγοντας έχει σχέση με τη διαδικασία της εξαναγκασμένης αποδιέγερσης των ηλεκτρονίων, η οποία προβλέπει μια συγκεκριμένη συχνότητα εκπομπής, ενώ ο άλλος παράγοντας έχει σχέση με τη διαδικασία ενίσχυσης της ακτινοβολίας μέσα στο σύστημα των δύο κατόπτρων. Ο δεύτερο παράγοντας προβλέπει εύρος συχνοτήτων περίπου 6 τάξεις μεγέθους μικρότερο από το εύρος συχνοτήτων της ακτινοβολίας που προκύπτει κατά τη διαδικασία της αυθόρμητης εκπομπής ακτινοβολίας. Η παράμετρος:

$$M = \frac{\delta\lambda}{\lambda_p} = \frac{\delta f}{f_p} \quad (81)$$

δίνει το μέτρο της μονοχρωματικότητας της ακτινοβολίας του LASER.

4.1.5 Η Λαμπρότητα, (Brightness).

Η ιδιότητα αυτή είναι άμεσα συσχετισμένη με τη κατευθυντικότητα της ακτινοβολίας LASER. Το γεγονός ότι όλη η φωτεινή ενέργεια, που εκπέμπει το LASER, κατανέμεται μέσα στην επιφάνεια S_0 της εγκάρσιας τομής της δέσμης έχει σαν αποτέλεσμα, η συνολική ένταση της ακτινοβολίας να παίρνει μεγάλες τιμές. Πράγματι, αν συγκρίνουμε τη συνολική ένταση της ακτινοβολίας, για τις δύο κατηγορίες εκπομπής (εξαναγκασμένης, αυθόρμητης), τότε, ακόμα και για ένα LASER χαμηλής ισχύος, η υπεροχή του είναι εμφανής.

Για να γίνει κατανοητό το μέγεθος της λαμπρότητας ενός LASER θα συγκρίνουμε τη λαμπρότητα $L_{V, \text{ΗΛΙΟΣ}}$ του Ήλιου με την λαμπρότητα $L_{V, \text{HeNe}}$ ενός εκπαιδευτικού LASER HeNe με ισχύ μόνο 1 mWatt. Συγκεκριμένα, πειραματικές μελέτες έχουν δείξει ότι:

$$L_{V, \text{ΗΛΙΟΣ}} = 1.5 \times 10^7 \text{ lumens/m}^2 \text{sterad}$$

Αντίστοιχα για το LASER HeNe με ισχύ $P_{\text{HeNe}}=1 \text{ mW}$ η λαμπρότητα θα προκύπτει από τη σχέση:

$$L_{V, \text{HeNe}} = \frac{P_v}{S_\pi \Omega} \quad (82)$$

όπου P_v είναι η οπτική ισχύς του LASER σε lumens, S_π είναι η ενεργός επιφάνεια του LASER που ακτινοβολεί, και Ω είναι η στερεά γωνία που ορίζεται από το γωνιακό άνοιγμα της δέσμης. Οι αντιπροσωπευτικοί παράμετροι ενός εκπαιδευτικού LASER HeNe με ισχύ 1 mW είναι:

Η ακτίνα κυκλικής ενεργούς διατομής του LASER που ακτινοβολεί: $r_\pi=0,5\text{mm}$. Οπότε,

$$S_\pi = \pi r_\pi^2 = 7.85 \times 10^{-5} \text{ m}^2$$

Το γωνιακό άνοιγμα της δέσμης LASER: $\theta=1 \text{ mrad}$. Η στερεά γωνία Ω ενός κώνου με γωνιακό άνοιγμα 1 mrad είναι $\Omega=0,8 \times 10^{-6} \text{ sterad}$.

Στο μήκος κύματος $\lambda=632,8 \text{ nm}$ ο συντελεστής μετατροπής των Watt σε lumens είναι $K_\lambda \approx 200 \text{ lumens/Watt}$. Οπότε, το 1 mW θα αντιστοιχεί σε 0,20 lumens.

Με βάση τις τιμές αυτές των παραμέτρων και τη ΣΧΕΣΗ (82), η λαμπρότητα του LASER HeNe με ισχύ 1 mW είναι της τάξης:

$$L_{V, \text{HeNe}} \approx 3.19 \times 10^9 \text{ lumens/m}^2 \text{sterad}$$

Παρατηρούμε ότι η λαμπρότητα του συγκεκριμένου LASER HeNe είναι περίπου 213 φορές μεγαλύτερη από την λαμπρότητα του Ήλιου:

$$\frac{L_{V, \text{HeNe}}}{L_{V, \text{ΗΛΙΟΣ}}} \approx 213$$