

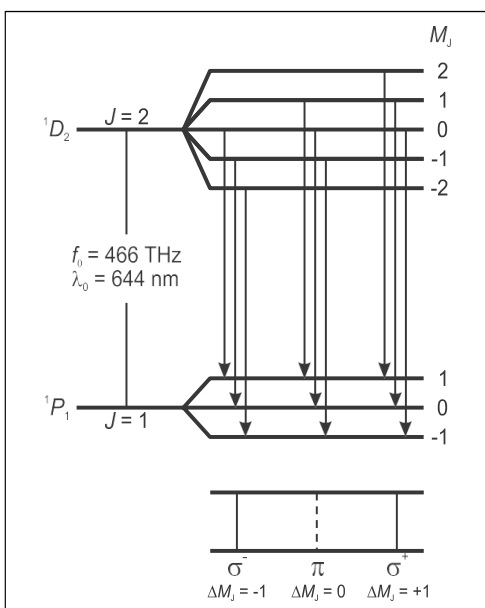
Φασματοσκοπική Ανάλυση Fabry-Perot του Φαινόμενου Zeeman με εγκάρσιο και διαμήκη προσανατολισμό του Μαγνητικού Πεδίου

Σκοπός: • Παρατήρηση της φασματικής διάσπασης δέσμης εκπομπής ατμών καδμίου Cd με την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου (Ομαλό Φαινόμενο Zeeman) • Υπολογισμός της ενεργειακής διαφοράς των συνιστωσών Zeeman σε συνάρτηση με την ένταση του μαγνητικού πεδίου • Προσδιορισμός της κατάστασης πόλωσης των φασματικών συνιστωσών σε συνάρτηση με τον προσανατολισμό του Μαγνητικού Πεδίου ως προς τη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης.

Θεωρητικό υπόβαθρο

Ομαλό Φαινόμενο Zeeman:

Φαινόμενο Zeeman ονομάζεται η διάσπαση των ατομικών ενεργειακών επιπέδων, και επομένως των σχετιζόμενων φασματικών γραμμών εκπομπής ή απορρόφησης ακτινοβολίας, λόγω της εφαρμογής ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Το φαινόμενο προβλέφθηκε για πρώτη φορά από τον H.A. Lorentz το 1895 ως μέρος της κλασικής ηλεκτρονικής θεωρίας και επιβεβαιώθηκε πειραματικά μερικά χρόνια αργότερα από τον Pieter Zeeman (Nobel prize 1902) στη περίπτωση ατόμων, με συμπληρωμένες τις εξωτερικές ενεργειακές στοιβάδες και συνολική ιδιοστροφορμή $S=0$. Ο Zeeman παρατήρησε της διάσπαση μιας φασματικής γραμμής σε μια τριπλέτα με την εφαρμογή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου κάθετα στη διεύθυνση παρατήρησης και σε μια διπλέτα εφαρμόζοντας το μαγνητικό πεδίο παράλληλα στη διεύθυνση παρατήρησης. Αργότερα, πιο σύνθετες διασπάσεις φασματικών γραμμών παρατηρήθηκαν για την περίπτωση μεταβάσεων μεταξύ καταστάσεων σε άτομα με $S \neq 0$, το οποίο έγινε γνωστό ως το ανώμαλο φαινόμενο Zeeman. Για να εξηγήσουν αυτό το φαινόμενο, οι Goudsmit και Uhlenbeck εισήγαγαν για πρώτη φορά την υπόθεση του σπιν ηλεκτρονίων το 1925. Τελικά, έγινε φανερό ότι το ομαλό φαινόμενο Zeeman είναι υποπερίπτωση του ανώμαλου φαινομένου Zeeman.



Το ομαλό φαινόμενο Zeeman εμφανίζεται μόνο στις μεταβάσεις μεταξύ ατομικών καταστάσεων με συνολικό σπιν $S = 0$. Η συνολική στροφορμή $J = L + S$ μιας κατάστασης είναι τότε αποκλειστικά η τροχιακή στροφορμή ($J = L$). Για την αντίστοιχη μαγνητική ροπή του ατόμου, ισχύει:

$$\mu = -\frac{\mu_B}{\hbar} J \quad (1), \quad \text{όπου } \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2)$$

($\mu_B = 57.88 \text{ } \mu\text{eV/T}$, η μαγνητόνη του Bohr, m_e = η μάζα του ηλεκτρονίου, e = το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου, $\hbar = h/2\pi$ και h η σταθερά του Planck).

Η ενέργεια που έχει η μαγνητική ροπή σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο B είναι:

$$E = -\mu B \quad (3)$$

Η συνιστώσα της τροχιακής στροφορμής στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου μπορεί να πάρει τις τιμές:

$$J_z = M_J \hbar, \quad \text{όπου } M_J = J, J-1, \dots, -J \quad (4)$$

Σχήμα 1. Διάσπαση ενεργειακών επιπέδων και ενεργειακές μεταβάσεις στη περίπτωση του ομαλού φαινομένου Zeeman κατά την εκπομπή ακτινοβολίας από ατόμους καδμίου

Επομένως, με την εφαρμογή του πεδίου, οι εκφυλισμένες ενεργειακές καταστάσεις με στροφορμή J χωρίζονται σε $2J+1$ ισαπέχουσες συνιστώσες Zeeman που διαφέρουν με βάση την τιμή του μαγνητικού κβαντικού αριθμού M_J και παίρνουν τις τιμές:

$$E = M_J \mu_B B \quad (5)$$

Οι ενεργειακή διαφορά μεταξύ δύο διαδοχικών καταστάσεων με M_J, M_{J+1} είναι:

$$\Delta E = \mu_B B \quad (6)$$

Το ομαλό φαινόμενο Zeeman μπορεί για παράδειγμα να παρατηρηθεί στην φασματική γραμμή εκπομπής ατμών καδμίου ($\lambda_0 = 643.8 \text{ nm}$, $f_0 = 465.7 \text{ THz}$) στο ερυθρό. Αντιστοιχεί στη μετάβαση 1D_2 ($J = 2, S = 0$) \rightarrow 1P_1 ($J = 1, S = 0$) ενός ηλεκτρονίου της πέμπτης ενεργειακής στοιβάδας $5s$ (Σχ. 1). Με την εφαρμογή ενός μαγνητικού πεδίου, το επίπεδο 1D_2 χωρίζεται σε πέντε συνιστώσες Zeeman και το επίπεδο 1P_1 σε τρεις συνιστώσες Zeeman που έχουν ενεργειακή διαφορά που καθορίζεται από την εξίσωση (6).

Οι οπτικές μεταβάσεις μεταξύ αυτών των επιπέδων είναι δυνατές μόνο με τη μορφή ηλεκτρικής διπολικής ακτινοβολίας. Όταν οι καταστάσεις που εμπλέκονται στη μετάβαση έχουν μαγνητικούς κβαντικούς αριθμούς M_J , ισχύουν οι ακόλουθοι κανόνες επιλογής:

$$\Delta M_J = \begin{cases} \pm 1 & \text{μετάβαση } \sigma^+ \text{ ή } \sigma^- \\ 0 & \text{μετάβαση } \pi \end{cases} \quad (7)$$

Έτσι, παρατηρούμε συνολικά τρεις φασματικές γραμμές (τριπλέτα Lorenz) (Σχ. 1) όπου η συνιστώσα π δεν μετατοπίζεται και οι δύο συνιστώσες σ μετατοπίζονται σε σχέση με την αρχική συχνότητα κατά:

$$\Delta f = \frac{\Delta E}{h} \quad (8)$$

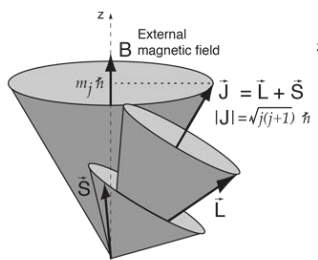
Όπου ΔE η ενεργειακή διαφορά που υπολογίζεται στην Εξ. (6).

Το **ανώμαλο φαινόμενο Zeeman** εμφανίζεται όταν $S \neq 0$. Στη περίπτωση αυτή, λόγω της αλληλεπίδρασης σπιν-τροχιακής στροφορμής (L - S interaction όπου $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$), τα \mathbf{L} και \mathbf{S} εκτελούν μετάπτωση γύρω από τη διεύθυνση του \mathbf{J} , πολύ πιο γρήγορα από τη μετάπτωση του \mathbf{J} γύρω από το μαγνητικό πεδίο \mathbf{B} (Σχήμα 2). Οι συνιστώσες L_J και S_J στη διεύθυνση του \mathbf{J} προκύπτουν από τις σχέσεις:

$$\bar{L}_J = \frac{\bar{L} \cdot \bar{J}}{J^2} \bar{J}, \quad \bar{S}_J = \frac{\bar{S} \cdot \bar{J}}{J^2} \bar{J} \quad (9)$$

και για τα μέτρα τους ισχύει:

$$S^2 = (\bar{J} - \bar{L})^2 = J^2 + L^2 - 2\bar{J}\bar{L}, \quad L^2 = (\bar{J} - \bar{S})^2 = J^2 + S^2 - 2\bar{J}\bar{S} \quad (10)$$



Σχήμα 2. Σύζευξη σπιν-τροχιακής στροφορμής του ατόμου. \mathbf{L} και \mathbf{S} εκτελούν πολύ γρήγορη μετάπτωση γύρω από τη διεύθυνση του \mathbf{J} και το \mathbf{J} αργή μετάπτωση γύρω από τον άξονα του μαγνητικού πεδίου. Η μαγνητική ροπή μ δεν έχει τη διεύθυνση του \mathbf{J} .

Η διπολική μαγνητική ροπή του ατόμου μ προκύπτει ως το άθροισμα της τροχιακής μαγνητικής διπολικής ροπής και της μαγνητικής ροπής του σπιν.

$$\bar{\mu} = -g_L \frac{\mu_B}{\hbar} \bar{L} - g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \bar{S}, \quad (11)$$

και επειδή $g_L=1$ και $g_S=2$:

$$\bar{\mu} = -\frac{\mu_B}{\hbar} (\bar{L} + 2\bar{S}) = -\frac{\mu_B}{\hbar} (\bar{J} + \bar{S}). \quad (12)$$

Επομένως το μ δεν είναι παράλληλο το J . Κατά μέσο όρο η συνιστώσα του μ στον άξονα z προκύπτει ως:

$$\mu_z = -\frac{\mu_B}{\hbar} \left(\overline{\bar{L} + 2\bar{S}} \right)_z = -\frac{\mu_B}{\hbar} \left(\bar{L}_J + 2\bar{S}_J \right)_z = -\frac{\mu_B}{\hbar} \left(\frac{\bar{L}\bar{J}}{J^2} \bar{J} + 2 \frac{\bar{S}\bar{J}}{J^2} \bar{J} \right)_z = -\frac{\mu_B J_z}{\hbar J^2} (\bar{L}\bar{J} + 2\bar{S}\bar{J}) \quad (13)$$

Άρα:

$$\mu_z = -\frac{\mu_B J_z}{\hbar} \frac{(J^2 + L^2 - S^2) + 2(J^2 + S^2 - L^2)}{2J^2} = -\frac{\mu_B J_z}{\hbar} \left[1 + \frac{(J^2 + S^2 - L^2)}{2J^2} \right] \quad (14)$$

Από τη παραπάνω σχέση και την σχέση (5) προκύπτει ότι:

$$E = g_{Lande} M_j \mu_B B \quad (15),$$

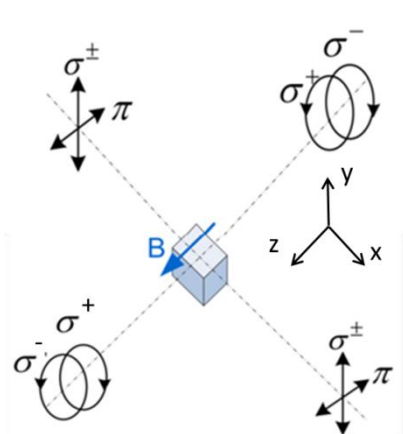
όπου g_{Lande} ονομάζεται παράγοντας Lande και δίνεται από τη σχέση:

$$g_{Lande} = \left[1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \right] \quad (16)$$

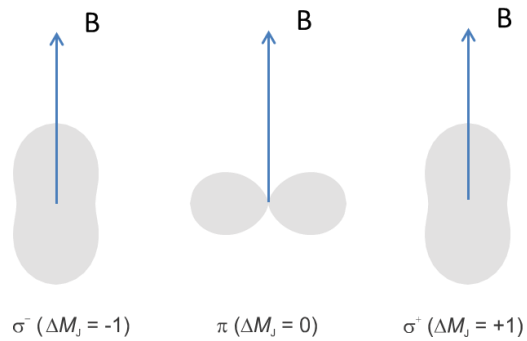
Για παράδειγμα ας εξετάσουμε το ανώμαλο φαινόμενο Zeeman που παρατηρείται στη μετάβαση από την 3S_1 στην 3P_2 ατομική στάθμη των ατμών Cd, με εκπομπή στα 508.588 nm. Στην αρχική κατάσταση $L=0$, $S=1$ and $J=1$. Άρα M_j παίρνει τις τιμές -1,0,1. Ο παράγοντας Lande υπολογίζεται ως $g_{Lande}=2$ με αποτέλεσμα τη διάσπαση της ενεργειακής στάθμης λόγω του φαινομένου Zeeman σε τριπλέτα με ενεργειακή διαφορά μεταξύ των φασματικών γραμμών ίση με $2\mu_B B$. Στη τελική κατάσταση $L=1$, $S=1$, $J=2$ και $M_j = -2,-1,0,1,2$. Επομένως $g_{Lande}=3/2$ και η στάθμη διασπάται σε τέσσερις υποστάθμες με ενεργειακή διαφορά διαδοχικά, ίση με $(3/2)\mu_B B$.

Γωνιακή κατανομή και πόλωση της ακτινοβολίας στις μεταβάσεις Zeeman

Η πόλωση του φωτός που προκύπτει από τις μεταβάσεις μεταξύ των ενεργειακών επιπέδων στη περίπτωση της διάσπασης Zeeman καθορίζεται από τους κανόνες επιλογής και τις συνθήκες παρατήρησης. Έτσι αν παρατηρούμε την τριπλέτα Lorentz σε διεύθυνση παράλληλη με το μαγνητικό πεδίο, οι γραμμές σ^\pm εμφανίζονται κυκλικά πολωμένες (η π που αντιστοιχεί σε $\Delta M_j=0$, δηλαδή σε διεύθυνση πόλωσης που ταυτίζεται με το μαγνητικό πεδίο, έχει μηδενική ένταση στην περίπτωση αυτή καθώς δεν μπορεί να υπάρχει κύμα που να διαδίδεται στη διεύθυνση πόλωσης). Αν η διεύθυνση παρατήρησης είναι κάθετη στο πεδίο όλες οι γραμμές εμφανίζονται γραμμικά πολωμένες (η π παράλληλα με αυτό και οι σ^\pm κάθετα προς αυτό). Η πόλωση της ακτινοβολίας ανάλογα με την διεύθυνση παρατήρησης ως προς τον προσανατολισμό του Μαγνητικού Πεδίου φαίνεται στο Σχ. 3.



Σχήμα 3. Κατάσταση πόλωσης της ακτινοβολίας που οφείλεται στις ενεργειακές μεταβάσεις Zeeman ανάλογα με την διεύθυνση παρατήρησης ως προς τον προσανατολισμό του Μαγνητικού Πεδίου.



Σχήμα 4. Γωνιακές κατανομές της ηλεκτρικής διπολικής ακτινοβολίας (ΔM_j : συνιστώσες στροφορμής των εκπεμπόμενων φωτονίων ως προς την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου).

Μπορούμε να θεωρήσουμε ότι, υπό την επενέργεια του μαγνητικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια περιστρέφονται με

συχνότητα Larmor $\omega_L = \frac{eB}{2m_e}$ γύρω από τον άξονα $-z$ του μαγνητικού πεδίου, σύμφωνα (σ^+), ή αντίθετα (σ^-)

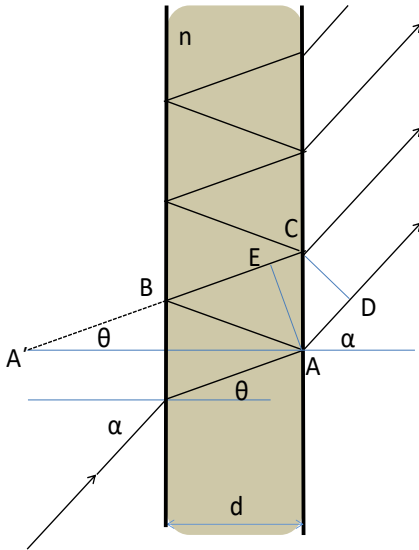
με τους δείκτες του ρολογιού. Τότε με παρατήρηση στη διεύθυνση του άξονα $-z$ παρατηρούμε αντίστοιχα δεξιόστροφα ή αριστερόστροφα πολωμένο φως. Όταν η παρατήρηση γίνεται κάθετα στον άξονα $-z$ (κατά τον άξονα $-x$ στο Σχ. 3), το ηλεκτρικό πεδίο εξαρτάται μόνο από την προβολή της κίνησης των ηλεκτρονίων στον άξονα $-y$, που είναι κάθετος στην διεύθυνση παρατήρησης. Η προβολή κυκλικών κινήσεων (στο επίπεδο xy) σε έναν τέτοιο άξονα είναι απλή αρμονική ταλάντωση. Έτσι το φως που παρατηρείται στη διεύθυνση $-x$ είναι γραμμικά πολωμένο στη διεύθυνση $-y$.

Ανάλογα με τη μεταβολή της στροφορμής ΔM_j , τα εκπεμπόμενα φωτόνια εμφανίζουν διαφορετικές γωνιακές κατανομές σε διευθύνσεις παράλληλες και κάθετες ως προς το μαγνητικό πεδίο. Το Σχ. 4 δείχνει τις γωνιακές κατανομές με τη μορφή δισδιάστατων πολικών διαγραμμάτων που μπορούν να παρατηρηθούν πειραματικά. Με κλασικούς όρους, η περίπτωση $\Delta M_j = 0$ αντιστοιχεί σε ένα στοιχειώδες ηλεκτρικό δίπολο που ταλαντώνεται παράλληλα με το μαγνητικό πεδίο. Σ' αυτή την περίπτωση δεν εκπέμπονται φωτόνια προς την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, δηλαδή η συνιστώσα π δεν μπορεί να παρατηρηθεί παράλληλα με το μαγνητικό πεδίο. Έτσι το φως που εκπέμπεται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο είναι γραμμικά πολωμένο, με το διάνυσμα \mathbf{E} να ταλαντώνεται στην κατεύθυνση του διπόλου, δηλαδή παράλληλα με το μαγνητικό πεδίο (Σχ. 3). Αντίθετα, στην περίπτωση $\Delta M_j = \pm 1$ τα περισσότερα κβάντα εκπέμπονται προς την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Με κλασικούς όρους, αυτή η περίπτωση αντιστοιχεί σε δύο παράλληλα ηλεκτρικά δίπολα που ταλαντώνονται με διαφορά φάσης 90° και οφείλεται στη μετάπτωση της στροφορμής του ηλεκτρονίου γύρω από το μαγνητικό πεδίο. Έτσι, στην κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου εκπέμπεται είτε δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο φως, για $\Delta M_j = +1$, είτε αριστερόστροφα, για $\Delta M_j = -1$ (Σχ. 4).

Φασματοσκοπία των συνιστωσών Zeeman

Η εμφάνιση του φαινομένου Zeeman επιτρέπει τον φασματοσκοπικό διαχωρισμό των διαφορετικών συνιστωσών πόλωσης. Για να υπολογίσουμε τη μετατόπιση, ωστόσο, χρειαζόμαστε μια φασματική διάταξη με εξαιρετικά υψηλή ανάλυση, καθώς οι δύο σ συνιστώσες της κόκκινης γραμμής καδμίου μετατοπίζονται π.χ. σε μαγνητική επαγωγή $B = 1 \text{ T}$, μόνο κατά $\Delta f = 14 \text{ GHz}$, που αντιστοιχεί σε $\Delta \lambda = 0.02 \text{ nm}$.

Στο πείραμα για την επίτευξη υψηλής φασματικής ανάλυσης της ακτινοβολίας χρησιμοποιείται ένα πλακίδιο etalon Fabry-Perot. Πρόκειται για μια γυάλινη πλάκα με τις δύο πλευρές της να είναι παράλληλες με πολύ υψηλή ακρίβεια και να έχουν επιστρωθεί με λεπτό στρώμα αλουμινίου υψηλής ανακλαστικότητας. Το φως εισέρχεται στο πλακίδιο etalon υπό μικρή γωνία και ανακλάται εμπρός-πίσω



Σχήμα. 5 Συμβολόμετρο Fabry-Perot με πλακίδιο etalon. Η διαδρομή των ακτίνων σχεδιάζεται για γωνία $a > 0$ σε σχέση με τον οπτικό άξονα. Η διαφορά οπτικής διαδρομής μεταξύ δύο γειτονικών εξερχόμενων ακτίνων είναι $\Delta = n(AB+BC) - AD$.

πολλές φορές. Σε κάθε μία ανάκλαση μέρος της ακτινοβολίας εξέρχεται από το πλακίδιο (βλ. Σχήμα 5). Λόγω της υψηλής ανακλαστικότητας της επιφάνειας του πλακιδίου, το ποσοστό της ανακλώμενης ακτινοβολίας είναι μικρό με αποτέλεσμα οι πολλαπλά ανακλώμενες ακτίνες να συμβάλουν εξερχόμενες από το etalon και στη συνέχεια να εστιάζονται από ένα φακό στο εστιακό του επίπεδο. Εκεί δημιουργείται ένα μοτίβο από ομόκεντρους κύκλους, η ακτίνα των οποίων καθορίζεται από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας που ικανοποιεί τις συνθήκες συμβολής. Οι κύκλοι αυτοί είναι πολύ μικροί αλλά μπορούν να παρατηρηθούν και να μετρηθούν με ένα βαθμονομημένο τηλεσκοπικό φακό. Το γωνιακό άνοιγμα της προσπίπτουσας δέσμης είναι ίδιο με το γωνιακό άνοιγμα των εξερχόμενων ακτίνων από το etalon.

Αναλυτικά ο υπολογισμός της διαφοράς οπτικού δρόμου που κάνουν δύο γειτονικές ακτίνες που εισέρχονται/εξέρχονται υπό γωνία a και διαθλώνται στο πλακίδιο etalon υπό γωνία θ γίνεται με την βοήθεια του Σχήματος 5 στο οποίο έχουμε επεκτείνει την διαδρομή CB μέχρι το A' ώστε να σχηματιστεί το ισοσκελές τρίγωνο AA'B.

Η διαφορά οπτικού δρόμου των δύο ακτίνων είναι:

$$\Delta = n(AB + BC) - AD = nA'C - AD = n(A'E + EC) - AD = n(2d \cos \theta) + n \sin \theta AC - \sin a AC = 2nd \cos \theta \quad (17)$$

Οι ακτίνες συμβάλλουν ενισχυτικά όταν πληρούν την ακόλουθη συνθήκη:

$$\Delta = 2nd \cos \theta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 a_k} = k \lambda \quad (18)$$

όπου Δ = η διαφορά οπτικού δρόμου, d = το πάχος του πλακιδίου etalon, n = ο δείκτης διάθλασης του πλακιδίου και k = η τάξη συμβολής.

Μια αλλαγή στο μήκος κύματος κατά $d\lambda$ προκαλεί αλλαγή στη γωνιακό άνοιγμα της εξερχόμενης δέσμης κατά $d\alpha$. Ανάλογα με την εστιακή απόσταση του φακού, και εξαιτίας της σφαιρικής συμμετρίας με την οποία προσπίπτει η δέσμη στο πλακίδιο, η κάθε γωνία αντιστοιχεί a με την οποία εξέρχεται μια δέσμη ικανοποιώντας την συνθήκη ενισχυτικής συμβολής αντιστοιχεί σε μια ακτίνα r του αντίστοιχου κροσσού που σχηματίζεται και η αλλαγή της γωνίας $d\alpha$ σε αλλαγή της ακτίνας του κροσσού κατά dr . Εάν μια φασματική γραμμή περιέχει πολλαπλές συνιστώσες με διαφορά μήκους κύματος $d\lambda$, κάθε κυκλικός κροσσός χωρίζεται αντίστοιχα σε επιμέρους κροσσούς με διαφορά στην ακτίνα κατά dr . Έτσι, μια φασματική διπλέτα αναγνωρίζεται από την εμφάνιση δύο πολύ κοντινών κύκλων και μια τριπλέτα από την εμφάνιση τριών στο μοτίβο των ομόκεντρων κύκλων. Όταν δεν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο, οι κροσσοί αντιστοιχούν σε διαφορετικές τάξεις ενισχυτικής συμβολής για το ίδιο μήκος κύματος, ενώ όταν εφαρμόζεται πεδίο εμφανίζονται δευτερογενείς κροσσοί που οφείλονται στα διαφορετικά μήκη κύματος που εκπέμπονται λόγω του φαινομένου Zeeman.

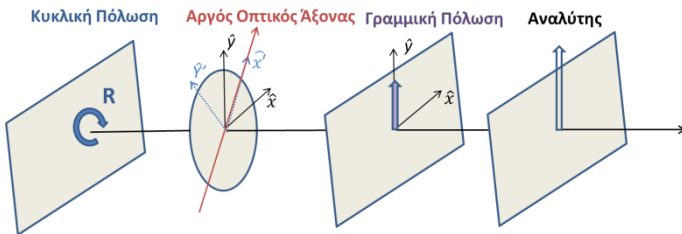
Στο πείραμα χρησιμοποιούνται επιπλέον γραμμικοί πολωτές για την γραμμική πόλωση της δέσμης και **πλακίδια καθυστέρησης $\lambda/4$ για την μετατροπή της κυκλικά πολωμένης δέσμης σε γραμμικά πολωμένη**. Τα πλακίδια αυτά αποτελούνται από διπλοθλαστικό κρύσταλλο πάχους t και τοποθετούνται με τον οπτικό άξονα υπό γωνία 45° ως προς τις διευθύνσεις ανάλυσης της πόλωσης. Το κυκλικά πολωμένο φως αποτελείται από δύο συνιστώσες πόλωσης με διαφορά φάσης ίση με $(\Delta\varphi)_{\text{αρχ}} = \pm\pi/2$ για αριστερόστροφη ή δεξιόστροφη πόλωση αντίστοιχα. Εντός του κρυστάλλου η μία από τις δύο συνιστώσες πόλωσης υφίσταται καθυστέρηση φάσης:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} t (n_e - n_o) \quad (19),$$

όπου t το πάχος του πλακιδίου $\lambda/4$, n_o και n_e οι δείκτες διάθλασης της τακτικής και της έκτακτης ακτίνας

αντίστοιχα.

Όταν $t=(2m+1)\lambda_0/4$, όπου m ακέραιος εισάγεται μια επιπλέον διαφορά φάσης $(\Delta\phi)_{\lambda/4}=\pi/2$, η οποία είτε αναιρεί την αρχική διαφορά φάσης είτε προστίθεται σε αυτήν και προκύπτει συνολική διαφορά φάσης π . Και στις δύο περιπτώσεις προκύπτει γραμμική πόλωση σε κάθετες διευθύνσεις. Η προσθήκη επομένως ενός γραμμικού πολωτή μετά το πλακίδιο $\lambda/4$ (εν προκειμένω σε γωνία 0° ως προς την κάθετο) λειτουργεί ως αναλύτης που απομονώνει τη μία από τις δύο πολώσεις (συγκεκριμένα αυτή στη κάθετη διεύθυνση $-y$). Διατηρώντας τον αναλύτη σε 0° και στρέφοντας τον άξονα του πλακιδίου καθυστέρησης κατά -45° επιλέγουμε την έτερη συνιστώσα πόλωσης της δέσμης.



Σχήμα. 6 Μετατροπή μιας δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένης δέσμης σε γραμμικά πολωμένη με τη προσθήκη ενός πλακιδίου καθυστέρησης $\lambda/4$. Η σύμβαση για την κυκλική πόλωση είναι σύμφωνα με την παρατήρηση της δέσμης από έναν παρατηρητή.

Σχηματικά, η μετατροπή μιας δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένης δέσμης σε γραμμικά πολωμένη φαίνεται στο Σχήμα 6. Αναλυτικά, το ηλεκτρικό πεδίο του δεξιόστροφου κυκλικά πολωμένου φωτός (συνιστώσα σ^+) περιγράφεται από τη σχέση:

$$\vec{E}_{\sigma^+} = E_0 \left(\cos(kz - \omega t)x' + \sin(kz - \omega t)y' \right) = E_0 \left(\cos(kz - \omega t) \frac{x+y}{\sqrt{2}} + \sin(kz - \omega t) \frac{-x+y}{\sqrt{2}} \right) \quad (20).$$

Για ένα καθυστερητή από χαλαζία σε γωνία $+45^\circ$ που είναι θετικά διπλοθλαστικό υλικό ($n_e > n_o$), δηλαδή ο οπτικός άξονας είναι ο αργός άξονας διάδοσης του φωτός, η συνιστώσας $E_{y'}$ προηγείται σε σχέση με την $E_{x'}$ κατά $\pi/2$. Επομένως το πεδίο γίνεται

$$\vec{E}_{\sigma^+} = E_0 \left(\cos(kz - \omega t) \frac{x+y}{\sqrt{2}} + \sin \left(kz - \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \frac{-x+y}{\sqrt{2}} \right) = 2E_0 \cos(kz - \omega t) y \quad (21),$$

που αντιστοιχεί σε γραμμική πόλωση στη διεύθυνση του άξονα y και επομένως διαδίδεται από τον αναλύτη με τον άξονα εύκολης διέλευσης στις 0° . Αντίθετα η ίδια ανάλυση για το αριστερόστροφα πολωμένο φως σ^- οδηγεί σε γραμμική πόλωση στη διεύθυνση $-x$ που αποκόπτεται από τον αναλύτη. Τα αντίθετα συμβαίνουν όταν ο καθυστερητής είναι σε γωνία -45° ως προς την κάθετο, οπότε η δέσμη που διέρχεται από τον αναλύτη σ^- αυτή την περίπτωση είναι η σ^- .

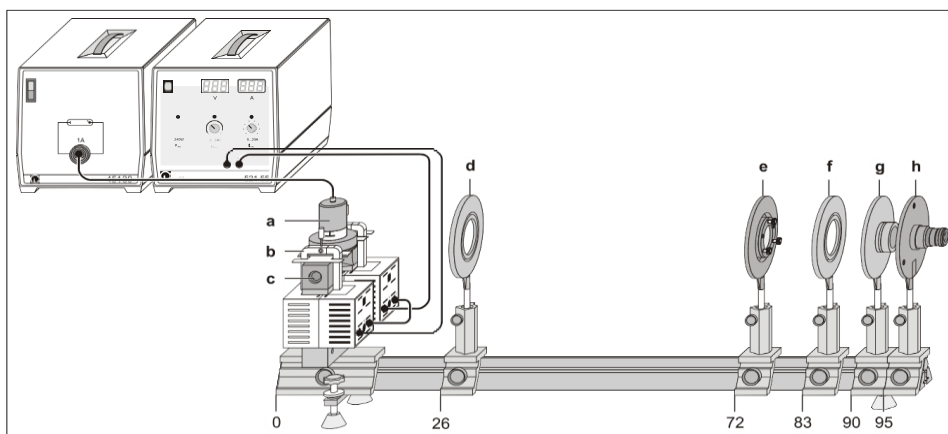
Βιβλιογραφία:

1. Laybold Physics Leaflet: Observing the normal Zeeman effect in transverse and longitudinal configuration P6.2.7.3
2. F.A.Jenhins, H.E. White Fundamental of Optics, 4th ed. McGraw-Hill 2001.
3. Γ.Ι. Ανδριτσόπουλος, Εισαγωγή στη Κβαντομηχανική Εκδόσεις Τσόλης 1984.
4. E. Hecht, Οπτική, Εκδ. Gutenberg, 2018.

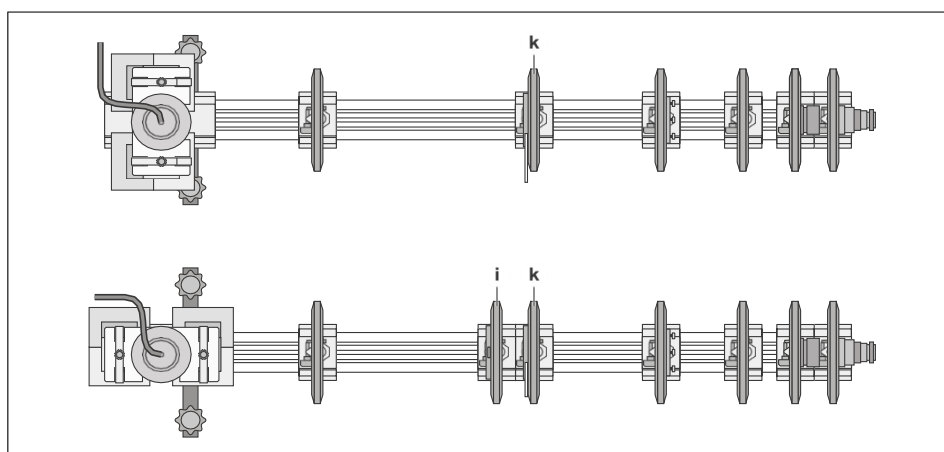
Πειραματική διάταξη

Η πλήρης πειραματική διάταξη απεικονίζεται στα Σχήματα 7 και 8 και περιλαμβάνει:

- Λυχνία ατμών καδμίου (Cd) με γραμμικό φάσμα εκπομπής.
- Σφικτήρες και οπτικές βάσεις
- Ηλεκτρομαγνήτη που αποτελείται από ζεύγος πηνίων και σιδηρομαγνητικό πυρήνα που εξέρχεται εκτός του. Οι πόλοι του ρυθμίζονται και δύναται να πλησιάσουν σε μικρή απόσταση $\sim 1\text{cm}$, ώστε να αυξήσουμε τοπικά το μαγνητικό πεδίο. Ο ηλεκτρομαγνήτης λειτουργεί με ρεύμα τροφοδοσίας 0-10 A.
- Συγκλίνοντα συγκεντρωτικό φακό, $f = 150\text{ mm}$
- Πλακίδιο Fabry-Perot etalon, με δείκτη διάθλασης $n=1.457$
- Συγκλίνοντα φακό εστίασης, $f = 150\text{ mm}$
- Συμβολομετρικό φίλτρο στο κόκκινο
- Τηλεσκοπικό φακό με σταυρόνημα και ρυθμιζόμενο ύψος
- Κάμερα που προσαρμόζεται μπροστά από τον φακό και καταγράφει τις εικόνες στον υπολογιστή (δεν φαίνεται στην Εικ.7)
- Αισθητήρα Hall για την μέτρηση του μαγνητικού πεδίου (δεν φαίνεται στην Εικ.7)
- Πλακίδιο $\lambda/4$ και γραμμικούς πολωτές για την μελέτη της πόλωσης των συνιστωσών Zeeman (Σχ. 8)



Σχήμα. 7 Πειραματική διάταξη για την παρατήρηση του φαινομένου Zeeman. Η θέση του αριστερού άκρου των βάσεων δίνεται σε cm.



Σχήμα. 8 Διάταξη για την μέτρηση των συνιστωσών Zeeman σε διεύθυνση κάθετα (πάνω) και παράλληλα (κάτω) στο μαγνητικό πεδίο.

- a** Πλακίδιο $\lambda/4$
- k** Γραμμικός Πολωτής

Μηχανική και οπτική ρύθμιση:

- Στερεώστε τους μαγνητικούς πόλους σε απόσταση λίγο μεγαλύτερη από 10 mm ανάμεσά τους
- Τοποθετήστε προσεκτικά τη λάμπα καδμίου ανάμεσα στους μαγνητικούς πόλους. Πλησιάστε τους πόλους όσο περισσότερο γίνεται στη λάμπα ώστε να συγκεντρώσετε το πεδίο στη περιοχή. Από τη στιγμή αυτή και μετά δεν μετακινείται τους πόλους και τη λάμπα.
- Συνδέστε τα πηνία του ηλεκτρομαγνήτη σε σειρά και στη συνέχεια στο τροφοδοτικό υψηλού ρεύματος.
- Συνδέστε τη λάμπα καδμίου με το τροφοδοτικό του και θέστε το σε λειτουργία. Περιμένετε 5 λεπτά έως ότου η εκπομπή φωτός είναι αρκετά ισχυρή.
- Εστιάστε τον τηλεσκοπικό φακό στο σταυρόνημα παρατήρησης
- Μετακινήστε το φακό εστίασης μέχρι να παρατηρήσετε μια ευκρινώς καθορισμένη εικόνα των κυκλικών φασματικών κροσσών
- Μετακινήστε το φακό συλλογής μέχρι η εικόνα που παρατηρείτε να βελτιωθεί περαιτέρω.
- Μετατοπίστε το κέντρο των κυκλικών κροσσών στο μέσο του σταυρονήματος στρέφοντας ελαφρά το πλακίδιο etalon του Fabry-Perot με τις βίδες ρύθμισης.
- Τοποθετείστε την κάμερα μπροστά από τον τηλεσκοπικό φακό και ενεργοποιήστε την στον υπολογιστή.

Εκτέλεση του πειράματος

A. Παρατήρηση σε διεύθυνση κάθετα στο Μαγνητικό πεδίο.

- 1) Αρχικά καταγράφετε εικόνα βαθμονόμησης της κλίμακας στο τηλεσκόπιο φωτίζοντας πίσω από τον φακό εστίασης με λευκό φως.
- 2) Στη συνέχεια παρατηρήστε τους κροσσούς συμβολής λόγω εκπομπής της λάμπας χωρίς μαγνητικό πεδίο ($I = 0$ A). Καταγράψτε μια εικόνα στον υπολογιστή.
- 2) Αυξήστε αργά το ρεύμα του ηλεκτρομαγνήτη μέχρι $I = 8$ A μέχρι να διαχωριστούν σαφώς οι κροσσοί σε τριπλέτες. Μετρήστε το μαγνητικό πεδίο με τον αισθητήρα Hall. Καταγράψτε την εικόνα στον υπολογιστή.
- 3) Για τη διάκριση μεταξύ π και σ συνιστωσών, εισάγετε τον πολωτή στη διαδρομή των ακτίνων (βλ. Σχήμα 8) και ρυθμίστε τον σε γωνία 90° . Καταγράψτε την εικόνα.
- 4) Ρυθμίστε τον πολωτή σε γωνία 0° . Καταγράψτε την εικόνα.

Σημείωση: Η συνολική διάρκεια της μέτρησης με το μαγνητικό πεδίο δεν πρέπει να ξεπερνά τα 5' γιατί το πηνίο θερμαίνεται σημαντικά, η αντίσταση αυξάνει, το ρεύμα μειώνεται και υπάρχει κίνδυνος να καεί.

B. Παρατήρηση σε διεύθυνση παράλληλα στο Μαγνητικό πεδίο:

- 1) Περιστρέψτε ολόκληρη τη διάταξη του λαμπτήρα καδμίου στη βάση με το σπείρωμα κατά 90° ώστε το πεδίο τώρα να είναι παράλληλο στον άξονα της οπτικής διάταξης.
- 2) Πρώτα παρατηρήστε τους κροσσούς χωρίς μαγνητικό πεδίο ($I = 0$ A). Αυξήστε το ρεύμα του ηλεκτρομαγνήτη αργά μέχρι $I = 8$ A και παρατηρήστε πως διαχωρίζονται οι κροσσοί. Καταγράψτε την εικόνα.
- 3) Για τη διάκριση μεταξύ συνιστωσών σ^+ και σ^- : Εισάγετε ένα πλακίδιο καθυστέρησης $\lambda/4$ στη διαδρομή των ακτίνων μεταξύ της λάμπας καδμίου και του φίλτρου πόλωσης (βλ. Σχήμα 8) με τον οπτικό άξονα σε $+45^\circ$. Στη συνέχεια τοποθετείστε ένα γραμμικό πολωτή (αναλύτη) σε $+0^\circ$. Καταγράψτε την εικόνα. Μεταβάλετε τη γωνία του οπτικού άξονα του πλακιδίου συμμετρικά σε -45° και καταγράψτε εκ νέου την εικόνα.

Σημείωση: Η συνολική διάρκεια της μέτρησης με το μαγνητικό πεδίο δεν πρέπει να ξεπερνά τα 5'.

Ανάλυση του πειράματος

A. Προσδιορισμός της διάσπασης Zeeman της γραμμής εκπομπής $\lambda_0 = 643.8 \text{ nm}$ ατμών καδμίου

1) Χρησιμοποιείτε την εικόνα αναφοράς που πήρατε με λευκό φως ώστε να βαθμονομήσετε τις εικόνες σας με βάση την ενσωματωμένη κλίμακα του τηλεσκοπίου. Το τηλεσκόπιο έχει μεγέθυνση $\times 10$ και η κλίμακα ανάγεται σε mm με υποδιαίρεσεις του 0.1 mm. Όλες οι εικόνες που θα επεξεργαστείτε στη συνέχεια θα πρέπει να έχουν την ίδια διάσταση με την εικόνα αναφοράς ώστε να υπολογίζονται σωστά οι ακτίνες των κροσσών συμβολής. Οι γωνίες που εξέρχονται από το πλακίδιο etalon υπολογίζονται σε σχέση με την εστιακή απόσταση του φακού εστίασης ($f=150 \text{ mm}$) και οι αντίστοιχες γωνίες διάθλασης μέσα στο πλακίδιο από το νόμο του Snell.

2) Με βάση την εικόνα που προκύπτει από τη παρατήρηση κάθετα στο Μαγνητικό πεδίο (για 8A και χωρίς πολωτικές διατάξεις) αναγνωρίστε τις τριπλέτες που διασπάται η φασματική γραμμή εκπομπής λόγω του φαινομένου Zeeman. Στη συνέχεια προσδιορίστε την ακτίνα του κεντρικού και των πλευρικών κροσσών για την συμβολή 1^{ns} και 2^{ns} τάξης. Από τη διαφορά στις ακτίνες υπολογίστε τη διαφορά στο μήκος κύματος ανάμεσα στις γραμμές που συνθέτουν τις τριπλέτες. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήστε τη σχέση $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} - 1$, που προκύπτει από την Εξίσωση (9).

3) Για παρατήρηση παράλληλα στο Μαγνητικό πεδίο: Με βάση την εξέλιξη της διάσπασης Zeeman με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου και την εικόνα που προκύπτει για $I=8A$ και χωρίς πολωτικές διατάξεις, αναγνωρίστε προσεκτικά τις διπλέτες κροσσών Zeeman και προσδιορίστε την ακτίνα τους για την συμβολή 1^{ns} και 2^{ns} τάξης. Από τη διαφορά στις ακτίνες υπολογίστε τη διαφορά στο μήκος κύματος ανάμεσα στις γραμμές που συνθέτουν τις διπλέτες.

4) Από τις διαφορές $\Delta\lambda$ υπολογίστε τις διαφορές στις ενέργειες λόγω της διάσπασης Zeeman στις περιπτώσεις παρατήρησης κάθετα και παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο. Υπολογίστε τις αντίστοιχες διαφορές με βάση τη θεωρία για το μαγνητικό πεδίο που μετρήσατε. Σε περίπτωση που δεν έχετε μετρήσει το πεδίο μπορείτε να το θεωρήσετε ίσο περίπου με 500 mT.

Σημείωση: (Η τιμή του μαγνητικού πεδίου εξαρτάται πολύ από την απόσταση που έχουν οι πόλοι του μαγνήτη)

B. Προσδιορισμός της κατάστασης πόλωσης των φασματικών συνιστωσών

1) Σχολιάστε τις εικόνες που πήρατε με παρατήρηση σε διεύθυνση κάθετη στο μαγνητικό πεδίο και την προσθήκη πολωτή στην πορεία της δέσμης και κάνετε τη διάκριση μεταξύ π και σ μεταβάσεων.

2) Σχολιάστε τις εικόνες που πήρατε με παρατήρηση σε διεύθυνση παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο και την προσθήκη πλακιδίου $\lambda/4$ (σε γωνίες $+45^\circ$ και -45°) και αναλύτη (σε γωνία 0°) στην πορεία της δέσμης. Εξηγήστε και σχολιάστε ποιες μεταβάσεις βλέπετε σε κάθε περίπτωση.