



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

UNIVERSITY OF CRETE

ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ

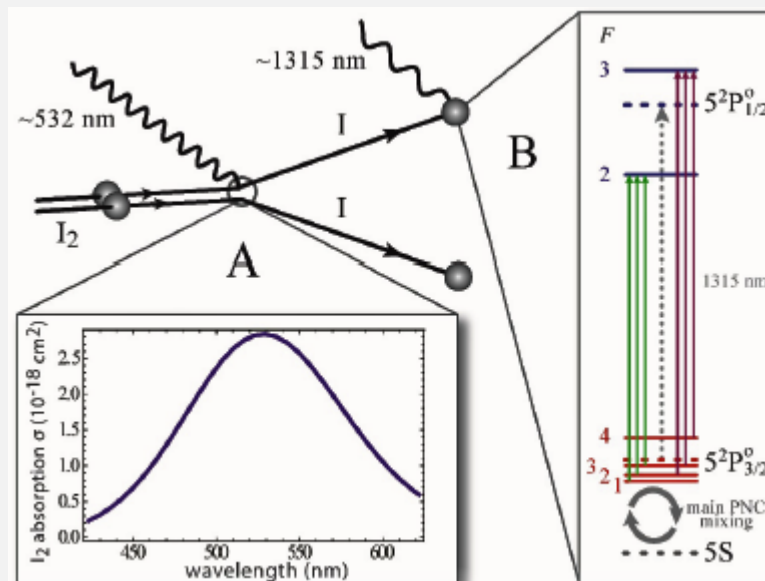
DEPARTMENT OF PHYSICS

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Φοιτήτρια: Βήγα Αθανασία (Α.Μ. 4794)

Τίτλος: “Φασματοσκοπία Απορρόφησης Ατομικού Ιωδίου στα 1315nm”

Title: “Absorption Spectroscopy of Iodine vapor at 1315 nm”



Επιβλέπων Καθηγητής: Ρακιζής Πέτρος

Μέλη Επιτροπής: Κατσοπρινάκης Γιώργος, Βασιλάκης Γιώργος

ΗΡΑΚΛΕΙΟ 2020

@ Polarization Spectroscopy Group
Γ. Κατσοπρινάκης, Α. Σπηλιώτης,
Π. Ρακιζής

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

I. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

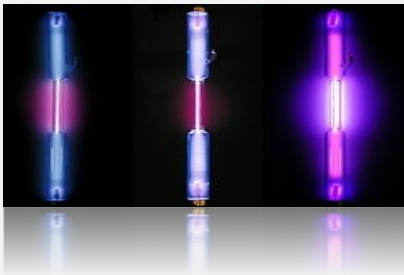
II. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ/ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

III. ΘΕΩΡΙΑ

IV. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ/ ΑΝΑΛΥΣΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

V. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

VI. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ



ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σε ορισμένα πειράματα ατομικής φυσικής χρειάζεται να έχω υψηλές και σταθερές ατομικές πυκνότητες. Πειράματα όπως η μέτρηση της παραβίασης της ομοτιμίας (parity violation) σε ατομικό ιώδιο. Σε αυτή τη μέτρηση παρατηρούμε μία οπτική περιστροφή,

δηλαδή μία στροφή του επιπέδου της πόλωσης του φωτός που περνά μέσα από ένα δείγμα, η οποία όμως είναι δύσκολα ανιχνεύσιμη λόγω του μικρού της μεγέθους. Δηλαδή η στροφή αυτή είναι πάρα πολύ μικρή κατά άτομο και για να την παρατηρήσουμε θα πρέπει όπως αναφέραμε η πυκνότητα του ατομικού ιωδίου να είναι αρκετά υψηλή και σταθερή. Παλαιότερα, όπως φαίνεται και στην εικόνα, χρησιμοποιούσαν διάφορες λάμπες ή ακόμη και φούρνους για να πετύχουν τέτοιες πυκνότητες. Με τη χρήση αυτών όμως, υπάρχουν διάφορα προβλήματα όπως μεγάλες θερμοκρασίες και πιέσεις. Το ερώτημα εδώ είναι αν σήμερα θα μπορούσαμε να πετύχουμε τέτοιες πυκνότητες με έναν πιο απλό και αξιόπιστο τρόπο. Στο εργαστήριο τα καταφέραμε χρησιμοποιώντας τη μέθοδο της φωτοδιάσπασης μοριακού ιωδίου με ακτινοβολία μήκους κύματος 532nm. Στην αντίδραση της φωτοδιάσπασης ένα μοριακό ιώδιο αντιδρά με ακτινοβολία και δίνει δύο ατομικά ($I_2+h\nu \rightarrow I+I$). Στη συγκεκριμένη εργασία σκοπός μας είναι η μέτρηση απορρόφησης ατομικού ιωδίου από την οποία μπορούμε να υπολογίσουμε και την ατομική του πυκνότητα.

ΓΙΑΤΙ ΕΙΝΑΙ ΚΑΤΑΛΛΗΛΟ ΤΟ ΙΩΔΙΟ?

- Έχει διακριτή υπέρλεπτη υφή (F).
- Η παραγωγή ατομικού ιωδίου I είναι εύκολη με φωτοδιάσπαση μοριακού ιωδίου.
- Το ιώδιο είναι ένα βαρύ άτομο με μεγάλο ατομικό αριθμό ($Z = 53$) και άρα το ϵ , στο οποίο το Z είναι στην τρίτη δύναμη, είναι αρκετά μεγάλο. Όσο μεγαλύτερο είναι το ϵ , τόσο μεγαλύτερη είναι και η ανάμειξη της θεμελιώδης κατάστασης του Ιωδίου $5P_{3/2}$ με την εσωτερικού κελύφους κατάσταση $5S$. Έτσι έχουμε ένα ισχυρό σήμα PNC (Parity Non Conservation) που δεν είναι βέβαια ο σκοπός της εργασίας αυτής.

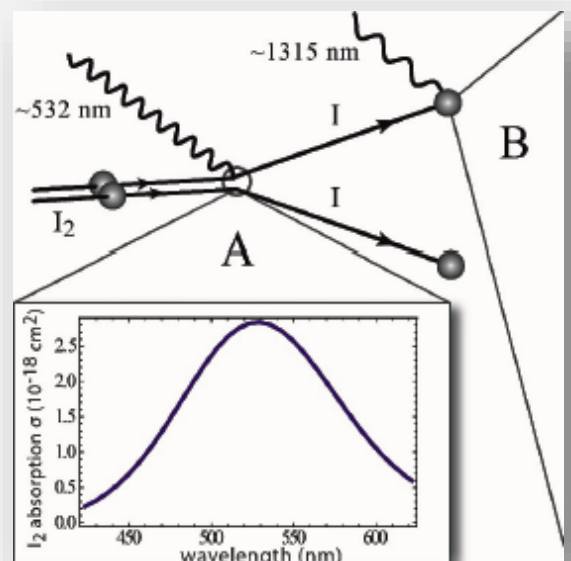


$$\epsilon = \frac{\langle s | H_W | p \rangle}{\Delta E} \sim \frac{RZ^3}{\Delta E} \begin{matrix} s \rightarrow s + i\epsilon p \\ p \rightarrow p + i\epsilon p \end{matrix}$$

ΓΙΑΤΙ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΜΕ LASER ΣΤΑ 532 nm ΓΙΑ ΤΗ ΦΩΤΟΔΙΑΣΠΑΣΗ?

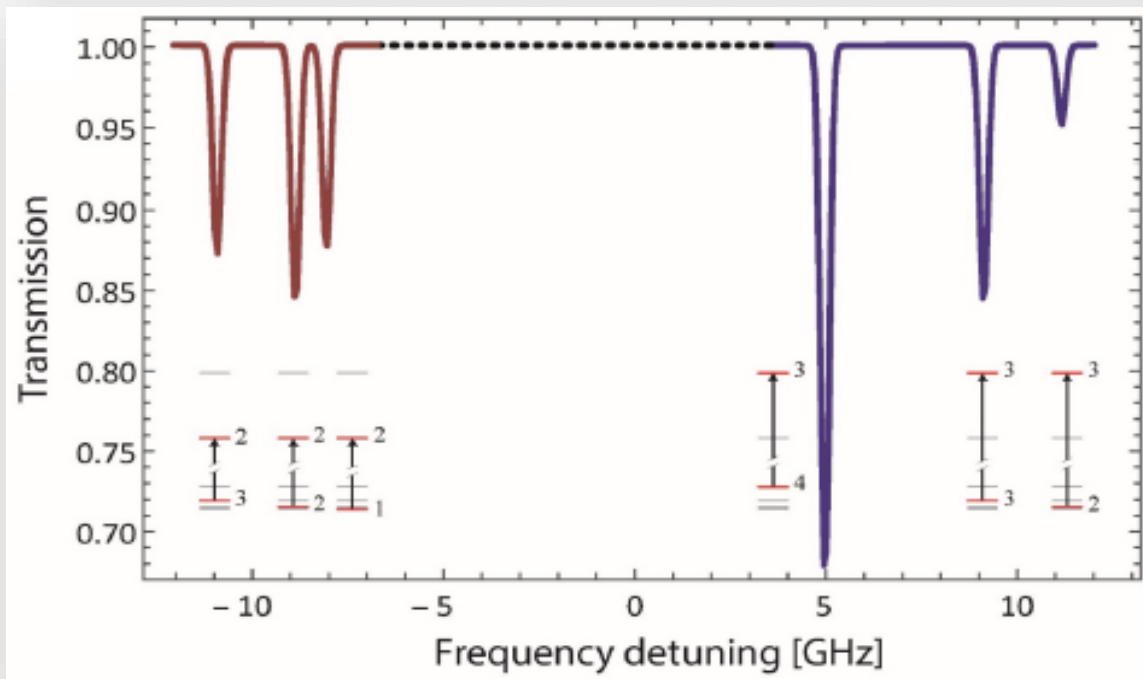
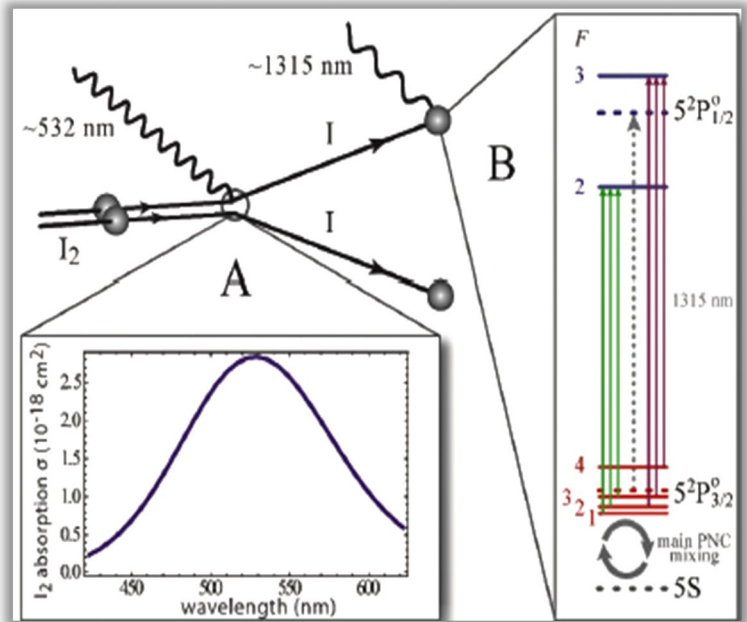
Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, η παραγωγή ατομικού ιωδίου είναι εύκολη διαδικασία, εφόσον πρόκειται για φωτοδιάσπαση μοριακού ιωδίου με τη χρήση πράσινου laser στα 532nm. ΓΙΑΤΙ ΣΤΑ 532 nm?

Βλέπουμε στην εικόνα ότι το μοριακό ιώδιο έχει μέγιστη απορρόφηση στα 532 nm. Αυτό σημαίνει ότι απορροφώντας ενέργεια μπορεί να φωτοδιασπαστεί και να δώσει ατομικό ιώδιο στη θεμελιώδη κατάσταση από την $I_2 + \gamma \rightarrow I(^2P^0_{3/2}) + I(^2P^0_{3/2})$.



ΕΠΙΛΟΓΗ IR LASER ΣΤΑ 1315nm ΓΙΑ ΤΗ ΜΕΤΡΗΣΗ ΤΗΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΑΤΟΜΙΚΟΥ ΙΩΔΙΟΥ.

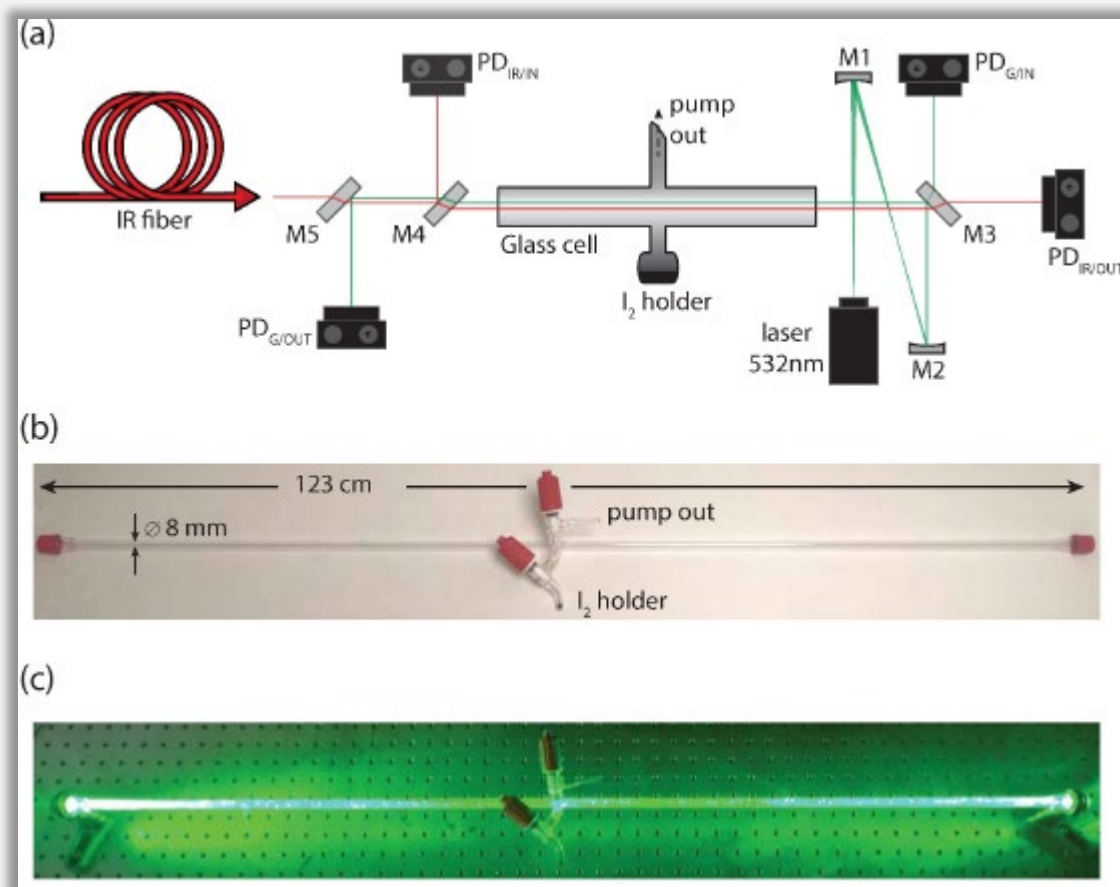
Στη συνέχεια το ατομικό ιώδιο που έχει δημιουργηθεί αλληλεπιδρά με ακτινοβολία από το IR laser ρυθμισμένο στα 1315nm κι έτσι έχουμε τις μεταβάσεις από F σε F' με $F \rightarrow 1,2,3,4$ και $F' \rightarrow 2,3$. Αυτό συμβαίνει αφού $J=3/2$ στη θεμελιώδη κατάσταση $5P_{3/2}$ και $J=1/2$ στη διεγερμένη κατάσταση $5P_{1/2}$. Οι μεταβάσεις γίνονται πάντα σύμφωνα με τους γνωστούς κανόνες επιλογής.



Στην εικόνα οι μεταβάσεις αυτές φαίνονται υπό τη μορφή απορρόφησης. Δηλαδή όπου το Transmission στον άξονα y είναι μονάδα έχουμε μηδενική απορρόφηση, κάτι που δεν ισχύει όταν αυτό μειώνεται. Η απορρόφηση δίνεται σε συνάρτηση με τη συχνότητα, όπου το μηδέν στο κέντρο αντιστοιχεί στη συχνότητα με μήκος κύματος 1315nm ή για να είμαστε πιο ακριβείς στη συχνότητα με μήκος κύματος 1315,27nm. Βλέπουμε ότι έχουμε δύο μπάντες απορροφήσεων κάπως

απομακρυσμένες μεταξύ τους, κάτι το οποίο δημιουργείται γιατί υπάρχει αρκετή απόσταση μεταξύ των F' με τιμή 2 και 3 και μικρή ανάμεσα όλων των F .

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ



Κι εδώ φαίνεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιούμε. Το laser στο υπέρυθρο στα 1315 nm συζεύγνυται και έρχεται στο πείραμα με μία οπτική ίνα. Ευθυγραμμίζεται στην έξοδο της ίνας με τέτοιο τρόπο ώστε να περάσει από το γυάλινο κελί μέσα στο οποίο υπάρχουν οι ατμοί του μοριακού ιωδίου. Ταυτόχρονα για το πράσινο laser της φωτοδιάσπασης, αφού ρυθμίσουμε το μέγεθος της δέσμης του με δύο σφαιρικά κάτοπτρα ώστε να είναι λίγο μεγαλύτερο από το μέγεθος της δέσμης του IR, ευθυγραμμίζεται κι αυτό μέσα από το κελί του ιωδίου με τέτοιο τρόπο ώστε οι δύο δέσμες του υπέρυθρου και του πράσινου να επικαλύπτονται σε αυτό. Το πράσινο laser λοιπόν το οποίο στο σχήμα κινείται προς τα αριστερά διασπά το μοριακό ιώδιο σε δύο ατομικά ιώδια και το υπέρυθρο laser το οποίο κινείται στο σχήμα προς τα δεξιά αλληλεπιδρά με το ατομικό ιώδιο. Ο λόγος που θέλουμε επικάλυψη των δύο δεσμών είναι γιατί ο πληθυσμός του ατομικού ιωδίου φθίνει πάρα πολύ γρήγορα, είτε γιατί αυτό επανασυνδέεται σε μοριακό ιώδιο μέσω κρούσεων ιώδιο με ιώδιο παρουσία τρίτου σώματος (που στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι ιώδιο και έχουμε την αντίδραση $3I \rightarrow I_2 + I$), είτε μέσω κρούσεων και κατακράτηση στα τοιχώματα του κελιού. Η επικάλυψη των

δύο δεσμών εξασφαλίζει ότι η δέσμη του υπέρυθρου laser έχει διαθέσιμα άμεσα τα ατομικά ιώδια καθώς παράγονται. Λόγω του Νόμου Beer-Lambert ένα ποσοστό των φωτονίων του IR laser απορροφάται από το ατομικό ιώδιο και το φως που περισσεύει καταγράφεται σε μία φωτοδίοδο στην έξοδο του πειράματος. Το υπέρυθρο laser που χρησιμοποιούμε στο εργαστήριο έχει ένα linewidth της τάξης των 10 kHz. Σκανάροντας, μεταβάλλοντας δηλαδή τη συχνότητα του υπέρυθρου laser γύρω από την ονομαστική τιμή της μαγνητοδιπολικής μετάβασης που κοιτάμε σε μία περιοχή συχνοτήτων γύρω στα 20 GHz καταγράφουμε τις έξι μεταβάσεις (οι γραμμές είναι πεπλατυσμένες κατά Doppler με ένα φασματικό εύρος γύρω στα 150MHz) στις δύο μπάντες μεταβάσεων για τις οποίες μιλήσαμε προηγουμένως. Το κελί που χρησιμοποιούμε για το ιώδιο είναι ένα μακρύ γυάλινο κελί, γύρω στο ένα μέτρο και είκοσι εκατοστά, και πολύ λεπτό, γύρω στα οκτώ χιλιοστά εσωτερική διάμετρο. Το ιώδιο αποθηκεύεται σε ένα holder ιωδίου, καθότι σε θερμοκρασία περιβάλλοντος το μοριακό ιώδιο είναι στερεό. Εφόσον είναι στερεό λοιπόν, πως αλληλεπιδρούμε μαζί του με μία δέσμη laser που περνάει κατά μήκος του κελιού και μακριά από τον holder; Προφανώς, δεν αλληλεπιδρούμε με το στερεό ιώδιο, αλληλεπιδρούμε με την τάση ατμών του ιωδίου, η οποία σε θερμοκρασία περιβάλλοντος αντιστοιχεί σε περίπου 10^{15} μόρια ιωδίου ανά κυβικό εκατοστό. Το κελί είναι αεροστεγώς κλεισμένο και στις δύο πλευρές του με ο' rings και παράθυρα. Υπάρχει φυσικά και η δυνατότητα άντλησης του κελιού ούτως ώστε να μπορούμε να αφαιρέσουμε τους ατμούς ιωδίου μέσα από το κελί και να πάρουμε μετρήσεις υποβάθρου υπό κενό ή μετρήσεις σε διάφορες χαμηλότερες πιέσεις.

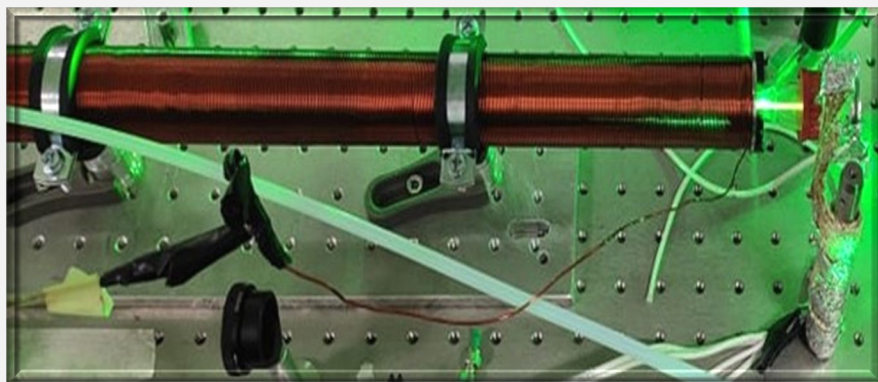
Το πράσινο laser στα 532nm

Χρησιμοποιούμε το μικρό πράσινο laser που έχουμε στο εργαστήριο, ένα συνεχές πράσινο laser στα 532nm με μέγιστη ισχύ 5 Watt. Έχουμε και ένα των 50 Watt που είναι πραγματικά επικίνδυνο. Τη δέσμη του πράσινου laser μπορούμε να τη διακόψουμε με έναν ηλεκτρομηχανικό διακόπτη που ελέγχουμε με υπολογιστή και αν επιτρέψουμε στη δέσμη να περάσει χτυπάει σε ένα σφαιρικό κάτοπτρο και κατευθύνεται σε ένα απέναντι σφαιρικό κάτοπτρο σε απόσταση περίπου ένα μέτρο. Ο σκοπός των δύο σφαιρικών κατόπτρων είναι να φέρνουν τη δέσμη στο μέγεθος που χρειαζόμαστε για το πείραμα. Το δεύτερο σφαιρικό κάτοπτρο οδηγεί τη δέσμη σε ένα επίπεδο κάτοπτρο που την κατευθύνει και την ευθυγραμμίζει μέσα από το κελί του ιωδίου, όπου θα προκαλέσει και τη φωτοδιάσπαση του μοριακού ιωδίου σε ατομικό ιώδιο. Στην έξοδο το φως που περισσεύει από το πράσινο το πετάμε σε ένα beam dump. Από την αντίθετη μεριά όπως θα δούμε σε λίγο, έρχεται το υπέρυθρο laser το οποίο επικαλύπτεται με την πράσινη δέσμη και μπαίνει μέσα στο κελί για να αλληλεπιδράσει με το ατομικό ιώδιο. Επιβεβαιώνουμε ότι έχουμε μοριακό ιώδιο μέσα στο κελί αν στην πορεία της

πράσινης δέσμης βλέπουμε φθορισμό. Αυτό που βλέπουμε είναι φθορισμός, δηλαδή επανεκπομπή φωτονίων από μοριακό ιώδιο που έχει απορροφήσει φως από την πράσινη δέσμη αλλά δεν έχει φωτοδιασπαστεί. Όσο αυξάνουμε την ένταση της πράσινης δέσμης, τόσο αυξάνεται και ο φθορισμός που βλέπουμε.

Το υπέρυθρο laser στα 1315nm

Χρησιμοποιούμε οπτική ίνα για να φέρει τη δέσμη του IR laser στο πείραμα. Στις οπτικές ίνες επειδή ο πυρήνας τους είναι πάρα πολύ μικρός, το φως που βγαίνει περιθλάται πάρα πολύ γρήγορα. Γι αυτό λοιπόν, στην έξοδό τους χρησιμοποιούμε όπως εδώ έναν collimator φακό, πάρα πολύ ισχυρό, για να μπορέσουμε να σχηματίσουμε δέσμη. Η δέσμη του IR λοιπόν, αφού βγει από τον collimator κατευθύνεται προς το πείραμα. Περνώντας από έναν πολωτή που εξασφαλίζει ότι η πόλωση θα είναι γραμμική, κάτι που χρειαζόμαστε αργότερα για τη μελέτη του φαινομένου Faraday, και δύο beam steering κάτοπτρα τα οποία κατευθύνουν τη δέσμη μέσα στο κελί. Έτσι λοιπόν, αφού στρίψουμε τη δέσμη και την ευθυγραμμίσουμε περνάει μέσα από το κελί του ιωδίου, το οποίο κελί το



βλέπουμε εδώ τυλιγμένο με το πηνίο Faraday και με δύο heat tapes στα παράθυρα (δίπλα φαίνεται μόνο το ένα), τα οποία εξασφαλίζουν ότι τα παράθυρα θα είναι λίγο πιο ζεστά από το υπόλοιπο κελί ούτως ώστε να μην κολλάει το ιώδιο

πάνω τους, κάτι το οποίο δε θέλουμε. Θέλουμε να αλληλεπιδρούμε με το αέριο ιώδιο και όχι με στερεό ιώδιο το οποίο κολλάει πάνω στα παράθυρα. Στην έξοδο του κελιού το φως του IR περνάει από ένα φίλτρο, ένα πλακίδιο $\lambda/2$ και κατόπιν από έναν πολωτή. Με τον πολωτή αναλύεται σε δύο κάθετες πολώσεις φωτός οι οποίες ανιχνεύονται σε έναν ανιχνευτή ειδικό, ο οποίος αφαιρεί τα δύο σήματα. Αφαιρείται δηλαδή η ένταση της οριζόντιας πόλωσης από την ένταση της κατακόρυφης πόλωσης. Αν απουσία οποιασδήποτε οπτικής περιστροφής έχουμε ρυθμίσει τις εντάσεις των δύο πολώσεων να είναι ίσες τότε η αφαίρεσή τους θα δώσει μηδέν. Αν όμως υπάρξει οπτική περιστροφή η ένταση της μίας πόλωσης θα μεγαλώσει εις βάρος της άλλης. Με αυτόν τον τρόπο η αφαίρεση των δύο σημάτων θα γίνει μη μηδενική λόγω αυτής της οπτικής περιστροφής. Κι έτσι μετράμε οπτική περιστροφή από ένα δείγμα. Αυτός ο συνδυασμός οπτικών, δηλαδή ένας πολωτής, ανίχνευση και αφαίρεση των δύο σημάτων των κάθετων πολώσεων ονομάζεται ισορροπημένο πολωσίμετρο. Γιατί λοιπόν έχουμε βάλει ένα ισορροπημένο πολωσίμετρο το οποίο μετράει οπτικές περιστροφές, δηλαδή

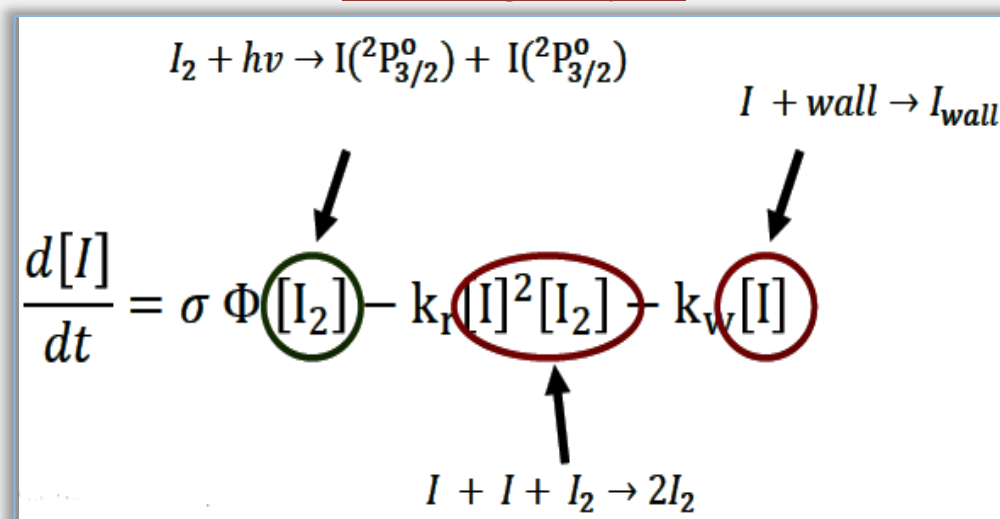
στροφές της πόλωσης σε ένα πείραμα στο οποίο θέλουμε να μετρήσουμε απορρόφηση του φωτός; Τι χρειάζεται; Δεν χρειάζεται! Στη συνέχεια του πειράματος όμως θα μετρήσουμε στροφή Faraday όπως είπαμε πριν λίγο. Σε αυτή την εργασία δεν θα ασχοληθούμε με τη μέτρηση αυτή.

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

Το πείραμα μετατρέπεται γρήγορα σε ένα πείραμα μέτρησης απορρόφησης αν κλείσουμε το ένα από τα δύο μάτια της ισορροπημένης φωτοδιόδου. Έτσι λοιπόν, με έναν μηχανικό διακόπτη τον οποίο ελέγχουμε εξ' αποστάσεως με υπολογιστή, μπορούμε να κλείνουμε το ένα από τα δύο κανάλια του ισορροπημένου ανιχνευτή κι έτσι να ανιχνεύουμε μόνο τη μία δέσμη. Οπότε απουσία μαγνητικού πεδίου αυτό που μετράμε είναι απλή απορρόφηση. Το πράσινο laser λοιπόν, εισέρχεται στο κελί και φωτοδιασπά το μοριακό ιώδιο σε ατομικά ιώδια. Ταυτόχρονα η δέσμη του IR μπαίνει προς την αντίθετη κατεύθυνση και κατευθύνεται προς το ανιχνευτικό σύστημα. Εδώ λοιπόν, περνώντας από τον πολωτή βλέπουμε ότι έχουμε κλειστό το ένα μάτι της φωτοδιόδου και άρα δεν μετράμε αυτή τη στιγμή Faraday Rotation, μετράμε απορρόφηση. Σκανάροντας λοιπόν τη συχνότητα του υπέρυθρου laser βλέπουμε την απορρόφηση στη δεξιά τριάδα από τις μεταβάσεις του ατομικού ιωδίου που είδαμε νωρίτερα, τις μεταβάσεις που καταλήγουν στο $F=3$.

ΘΕΩΡΙΑ

Εξίσωση Ρυθμού



Η παραπάνω εξίσωση είναι η σημαντικότερη για το πείραμα. Περιγράφει τη χρονική εξάρτηση της πυκνότητας του ατομικού ιωδίου. Όπως φαίνεται και στην εικόνα η πυκνότητα εξαρτάται από τρεις παράγοντες. Ο πρώτος σχετίζεται με τη φωτοδιάσπαση και εξαρτάται από τη ροή των φωτονίων ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας, δηλαδή από την ένταση του πράσινου laser και την πυκνότητα

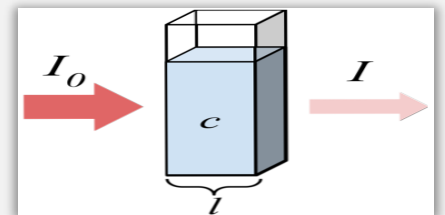
μοριακού ιωδίου. Ο δεύτερος παράγοντας αναφέρεται στην επανασύνδεση ατομικού ιωδίου σε μοριακό και εξαρτάται από τις πυκνότητες αυτών των δύο. Παρατηρούμε ότι στην αντίδραση επανασύνδεσης, πέρα από δύο ατομικά ιώδια, ενεργειακά χρειάζεται κι ένα τρίτο στοιχείο, το οποίο στη συγκεκριμένη περίπτωση θα είναι μοριακό ιώδιο. Δηλαδή το μοριακό ιώδιο θα δώσει στα ατομικά την απαραίτητη ενέργεια για να επανασυνδεθούν. Ο τελευταίος παράγοντας εξαρτάται από την πυκνότητα ατομικού ιωδίου στο κελί και αφορά τα ατομικά ιώδια που χτυπάνε στο τοίχωμα του κελιού και μένουν εκεί. Οι δύο τελευταίοι παράγοντες μειώνουν τη συνολική πυκνότητα ατομικού ιωδίου, κάτι που εμείς δεν θέλουμε αφού προσπαθούμε να δημιουργήσουμε υψηλές ατομικές πυκνότητες. Για τον τελευταίο παράγοντα μπορούμε να εφαρμόσουμε coating (επικάλυψη) στα εσωτερικά τοιχώματα του κελιού και να ελαττώσουμε έτσι τη μείωση της ατομικής πυκνότητας του ιωδίου. Το δοκιμάσαμε αυτό και είδαμε ότι ήταν πολύ μικρή η διαφορά. Οπότε τελικά οι μετρήσεις μας έγιναν χωρίς coating.

$$[I]_{\infty} = \frac{-k_w + \sqrt{k_w^2 + 4[I_2]^2 k_r \sigma \Phi}}{2[I_2]k_r}$$

Δίπλα βλέπουμε τον τύπο που δίνει την ατομική πυκνότητα σε σταθερή κατάσταση πλέον.

Νόμος Beer-Lambert

$$T(\omega) = \frac{I(\omega)}{I_0} = e^{-N\sigma(\omega)l} = e^{-2\omega n''(\omega)/c} \equiv e^{-A(\omega)}$$



Η απορρόφηση του φωτός μέσα σε ένα υλικό περιγράφεται από το Νόμο του Beer-Lambert. Παρατηρούμε εκθετική πτώση της έντασης της ακτινοβολίας καθώς διαδίδεται σε ένα συγκεκριμένο μήκος υλικού, l , με μία συγκεκριμένη πυκνότητα, N , και με μία συγκεκριμένη ενεργό διατομή απορρόφησης, σ . Η συχνοτική εξάρτηση του συντελεστή διάδοσης, δηλαδή η εξερχόμενη προς την εισερχόμενη ένταση, εμπεριέχεται στη συχνοτική εξάρτηση της ενεργού διατομής. Μέσα στην ενεργό διατομή υπάρχουν τα φυσικά χαρακτηριστικά, όπως το στοιχείο πίνακα της μαγνητοδιπολικής μετάβασης, M_1 , οι συντελεστές Clebsch Gordan και το προφίλ Voigt. Αναλυτικότερα, για αυτή τη μετάβαση είναι ότι τόσο η θεμελιώδης κατάσταση $5P_{3/2}$ όσο και η διεγερμένη $5P_{1/2}$ έχουν και οι δύο ομοτιμία περιττή. Πως λοιπόν διεγείρουμε αυτή τη μετάβαση εφόσον είναι ηλεκτροδιπολικά απαγορευμένη; Τη διεγείρουμε μαγνητοδιπολικά. Αυτή η μετάβαση στα 1315 nm είναι μαγνητοδιπολικά επιτρεπτή και όχι ηλεκτροδιπολικά και έτσι προκύπτει και το στοιχείο πίνακα μαγνητοδιπολικής μετάβασης M_1 . Στη συνέχεια, εδώ οι συντελεστές Clebsch Gordan καταγράφονται υπό τη μορφή 3J

symbols για τις διάφορες μεταβάσεις από υπέρλεπτη κατάσταση F σε υπέρλεπτη κατάσταση F' . Τέλος το προφίλ Voigt δίνει το σχήμα της φασματικής γραμμής και άρα και τη συχνοτική εξάρτηση στην ενεργό διατομή. Ο σκοπός μας είναι γνωρίζοντας το στοιχείο πίνακα της μαγνητοδιπολικής μετάβασης, το μήκος του κελιού και σε ποιες καταστάσεις αντιστοιχούν οι μεταβάσεις που κοιτάμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα του ατομικού ιωδίου στο κελί. Δηλαδή πόσο ατομικό ιώδιο παράγουμε με τη διαδικασία της φωτοδιάσπασης. Παρακάτω βλέπουμε τους τύπους της ενεργού διατομής απορρόφησης και των στοιχείων της.

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \sum_i \sum_{F, F'} b_i C'_{FF'} \mathcal{V}_{FF', i}(\omega)$$

$$\sigma_0 = \frac{\pi \mu_0 \omega_{JJ'}}{\hbar c} \frac{1}{2J+1} \frac{M1^2}{3}$$

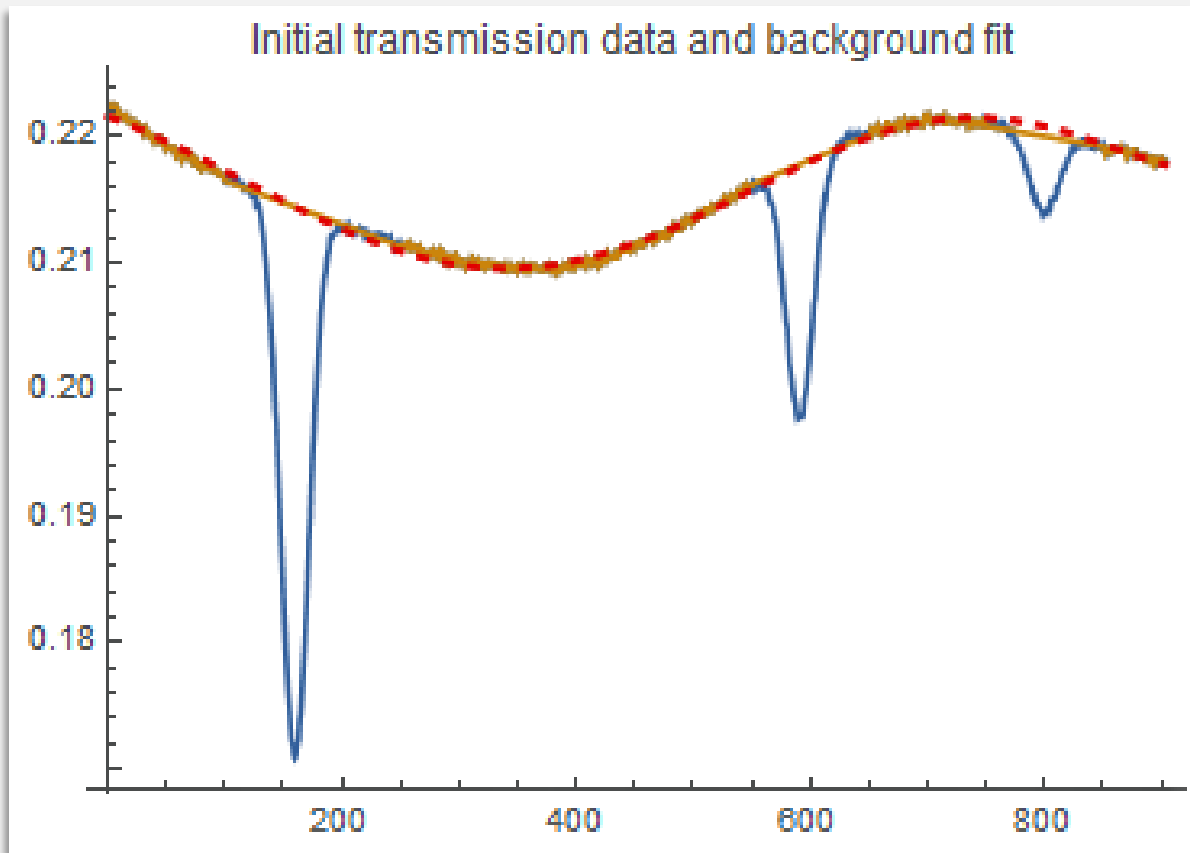
$$C'_{FF'} = \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2I+1} \times \left(\left\{ \begin{matrix} J & 1 & J' \\ F' & I & F \end{matrix} \right\}^2 + \frac{3\chi^2}{5} \left\{ \begin{matrix} J & 2 & J' \\ F' & I & F \end{matrix} \right\}^2 \right)$$

ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ / ΑΝΑΛΥΣΗ

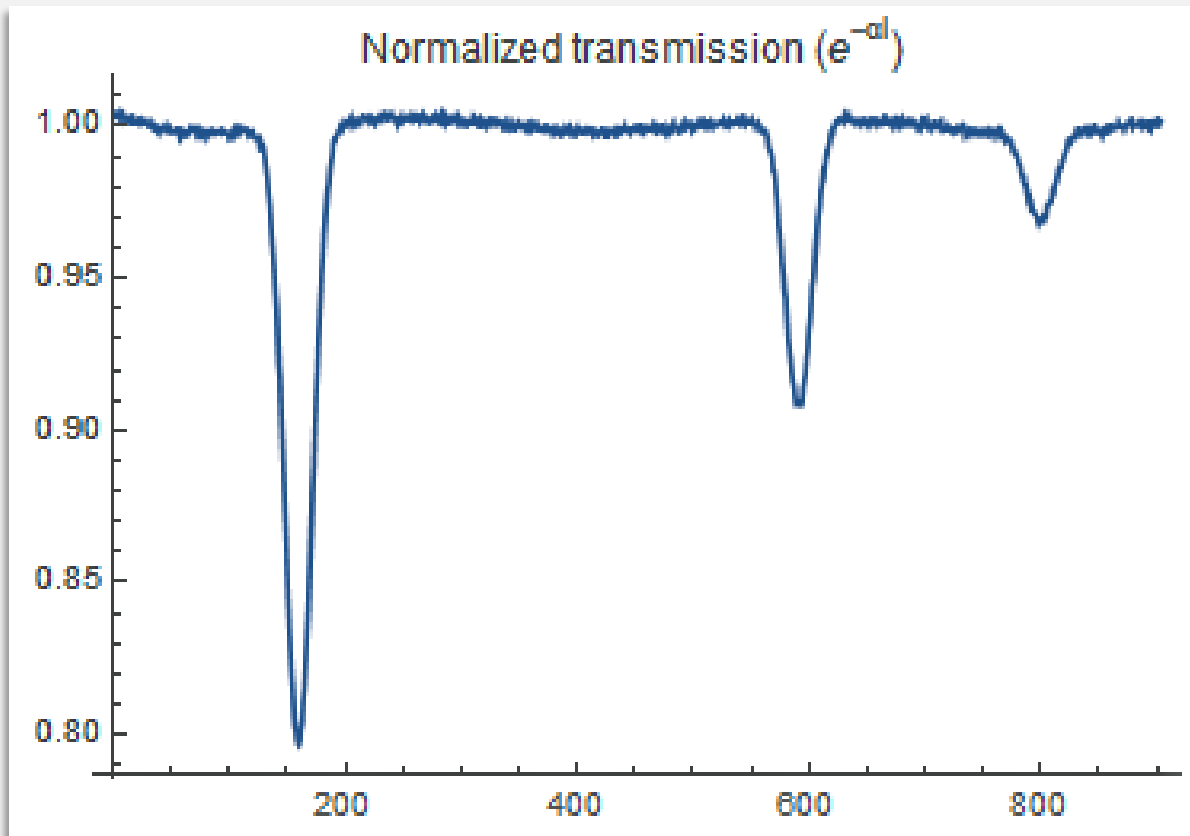
ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Για την ανάλυση των μετρήσεων που πήραμε χρησιμοποιήσαμε Wolfram Mathematica. Αρχικά στο πρώτο διάγραμμα φαίνονται οι μετρήσεις μας. Στο ίδιο διάγραμμα φαίνονται και οι μετρήσεις υποβάθρου, τις οποίες δημιουργήσαμε εφαρμόζοντας πολυωνυμικό fit στις μετρήσεις μας.

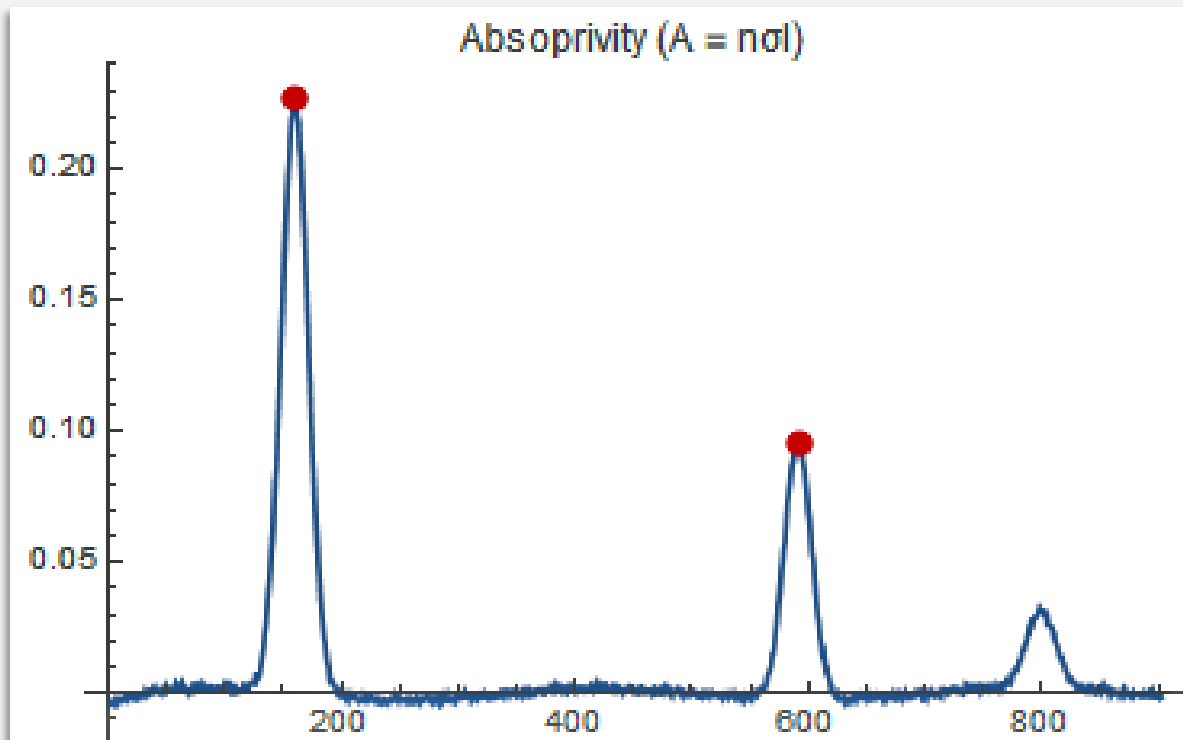
Wolfram
Mathematica®



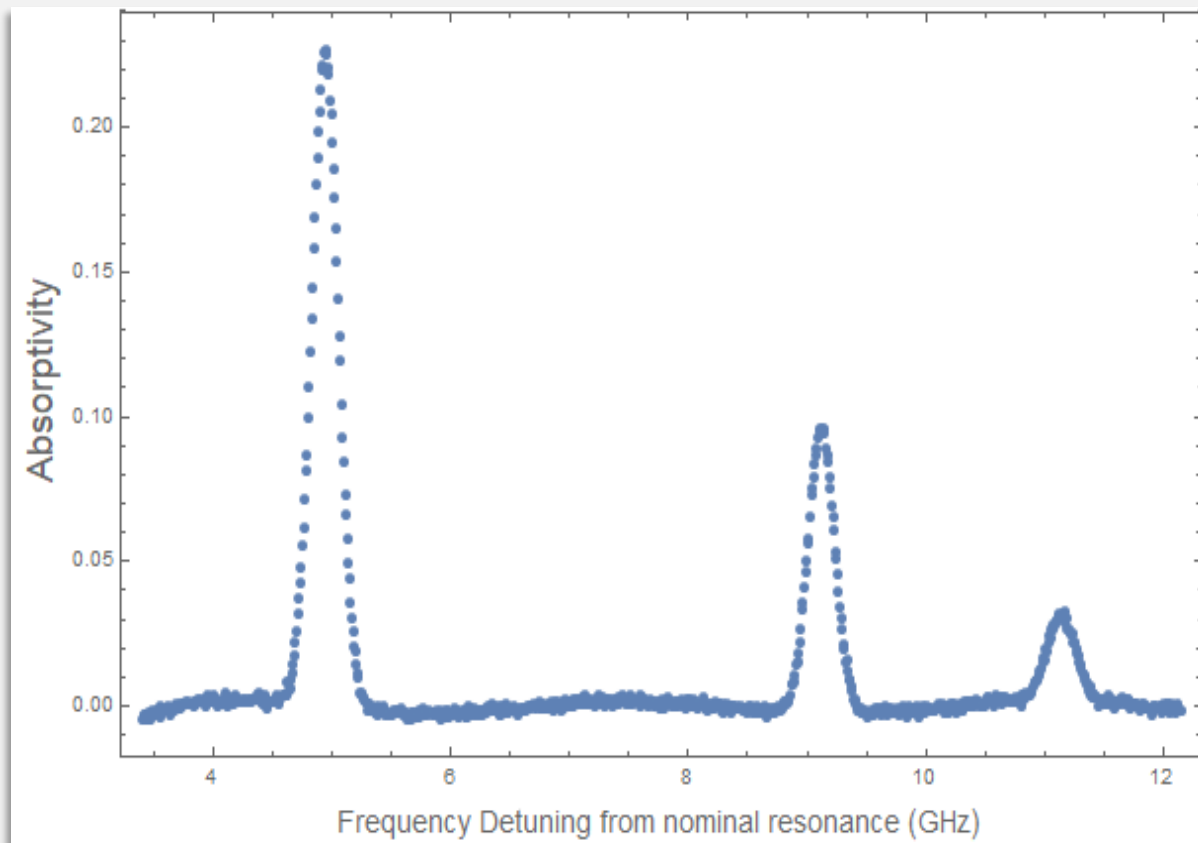
Ο άξονας y είναι οι μετρήσεις διαπερατότητας και ο άξονας x είναι απλά μία αρίθμηση της κάθε μέτρησης. Θα μπορούσαμε να πούμε ότι ο άξονας x είναι ένα είδος χρόνου. Η μπλε γραμμή στο παραπάνω διάγραμμα αναφέρεται στις μετρήσεις μας (initial transmission) και η κόκκινη στις μετρήσεις υποβάθρου (background fit). Κανονικοποιούμε το διάγραμμα διαιρώντας τη μπλε γραμμή με την κόκκινη ώστε να δημιουργήσουμε παρόμοιο διάγραμμα με αυτό που είδαμε στο τέλος της εισαγωγής (για να είναι ίδια πρέπει να μετατρέψουμε και τον άξονα x σε συχνότητα, κάτι που θα κάνουμε παρακάτω). Κι έτσι έχουμε το επόμενο διάγραμμα.



Γνωρίζουμε ότι η κανονικοποιημένη διαπερατότητα δίνεται από το εκθετικό $\exp(-\alpha l)$. Αν λογαριθμήσουμε και αντιστρέψουμε το παραπάνω διάγραμμα παίρνουμε ένα νέο διάγραμμα το οποίο απεικονίζει την απορροφητικότητα ($A = \alpha l$) σε συνάρτηση με μία απλή αριθμηση στον άξονα x.



Μετατρέπουμε τον παράγοντα στον άξονα x σε συχνότητα μετρώντας τη διαφορά στην τιμή του ανάμεσα από τις δύο κορυφές (που φαίνονται με κόκκινο χρώμα στο παραπάνω διάγραμμα) και γνωρίζοντας από θεωρία τη διαφορά των δύο στο πεδίο της συχνότητας (σκοπός μας δεν είναι να επαληθεύσουμε την ατομική θεωρία αλλά να βρούμε την ατομική πυκνότητα ιωδίου). Παρακάτω είναι το διάγραμμα που προκύπτει.

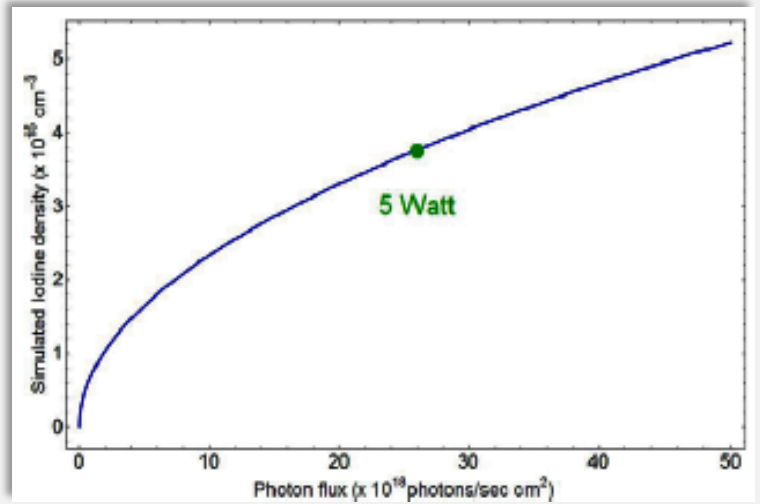


Γνωρίζουμε πλέον και την απορροφητικότητα ατομικού ιωδίου (A) και τις τιμές της ενεργού διατομής (σ) και του μήκους του κελιού (l). Τέλος, υπολογίζουμε μέσω του τύπου $A = n\sigma l$ την ατομική πυκνότητα ιωδίου (n). Η πυκνότητα είναι περίπου $5 \cdot 10^{20}$ άτομα ιωδίου ανά κυβικό μέτρο (m^3) ή $5 \cdot 10^{14}$ άτομα ιωδίου ανά κυβικό εκατοστό (cm^3) με ένα μικρό σφάλμα. Στον παρακάτω πίνακα δίνεται η ακριβής τιμή και το σφάλμα της!

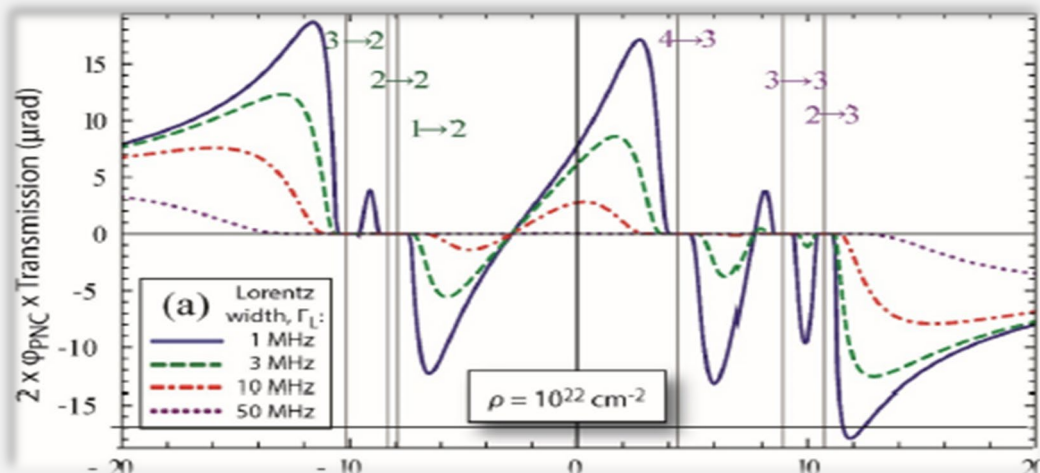
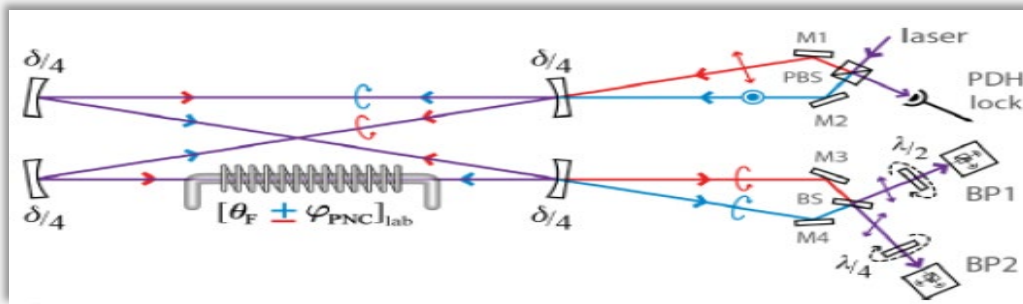
	Estimate	Standard Error
n	5.08074×10^{20}	1.33816×10^{18}

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αρχικά, στο πείραμά μας το όριο στην τιμή της πυκνότητας είναι περίπου η τιμή που υπολογίσαμε. Όμως το όριο ουσιαστικά καθορίζεται κάθε φορά από την πυκνότητα μοριακού ιωδίου που διαθέτουμε, καθώς και την ένταση του laser που παρέχουμε στο κελί μας. Στη συνέχεια να αναφέρω ότι αν η πυκνότητα που υπολογίσαμε εισέλθει σε μία οπτική κοιλότητα



(όπως αυτή στην πρώτη εικόνα παρακάτω) θα έχουμε μία πυκνότητα στήλης αρκετά μεγάλη (της τάξης των 10¹⁸ άτομα ιωδίου ανά τετραγωνικό εκατοστό στα 100 περάσματα μέσα από κοιλότητα περίπου ενός μέτρου). Το αποτέλεσμα είναι ότι θα καταφέρουμε να μετρήσουμε μία οπτική περιστροφή της τάξης των πrad στο ιώδιο (μπορούμε να συγκρίνουμε την τάξη μεγέθους της γωνιάς με τις τιμές στη δεύτερη εικόνα παρακάτω), το οποίο είναι μία ανιχνεύσιμη οπτική περιστροφή με τη μέθοδο της πολωσιμετρίας με ενίσχυση από οπτική κοιλότητα. Δηλαδή τελικά τα αποτελέσματά μας μπορούν να φανούν χρήσιμα και στην επίτευξη άλλων σημαντικών πειραμάτων.



ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Scientific Reports, High steady-state column density of I atoms from I₂ photodissociation at 532 nm: Towards parity non-conservation measurements
2. D. Antypas, Towards neutron skin and anapole moment measurements in atomic ytterbium
3. Nature, Evanescent-wave and ambient chiral sensing by signal-reversing cavity ringdown polarimetry
4. <http://ph466.edu.physics.uoc.gr/lab.html>

ΕΥΧΑΡΙΣΤΩ ΓΙΑ ΤΟ ΧΡΟΝΟ ΣΑΣ!