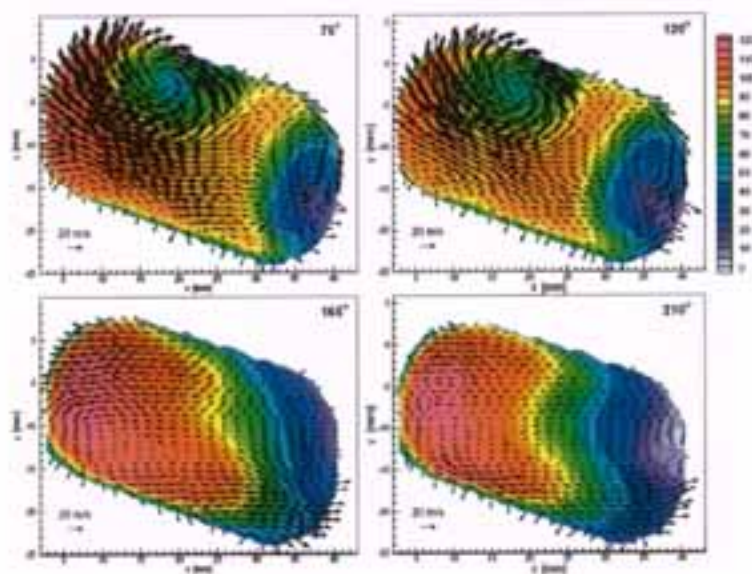


## ΟΠΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ



### ΕΙΣΗΓΗΤΗΣ:

ΜΠΙΑΚΡΟΖΗΣ ΑΝΔΡΕΑΣ

### ΣΠΟΥΔΑΣΤΕΣ:

ΠΑΓΚΟΣ ΣΠΥΡΟΣ                    ΑΜ: 4172  
ΠΑΣΑΛΑΡΗΣ ΣΤΑΜΑΤΗΣ            ΑΜ: 3947  
ΡΟΥΤΣΟΠΟΥΛΟΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ        ΑΜ: 4176



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

### ΠΡΟΛΟΓΟΣ

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

#### **ΕΠΕΚΤΑΣΗ ΤΗΣ ΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ DOPPLER ΣΤΙΣ ΠΕΡΙΟΔΙΚΕΣ ΡΟΕΣ:**

<b>1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	1
<b>2. ΑΡΧΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ DOPPLER</b> ....	2
<b>3. ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ DGV</b> .....	5
3.1 ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΛΕΙΖΕΡ ΚΑΙ ΤΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ .....	5
3.2 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΣΤΡΩΜΑΤΟΣ ΦΩΤΟΣ ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑ ΦΑΚΟΥ .....	6
3.3 ΠΥΡΗΝΑΣ ΙΩΔΙΟΥ .....	10
3.4 ΦΑΚΟΙ CCD .....	12
3.5 ΕΠΕΚΤΑΣΗ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ DGV ΣΕ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΜΕΣΟΥ ΟΡΟΥ ΦΑΣΗΣ.....	14
<b>4. ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ ΔΟΚΙΜΗΣ ΣΕ ΜΗΧΑΝΗ</b> .....	15
4.1 ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΗΣ DGV ΤΟΥ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΥ ΤΗΣ ΔΟΚΙΜΗΣ ΤΗΣ ΜΗΧΑΝΗΣ.....	15
4.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΗΣ DGV .....	18
<b>5. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ DGV ΜΕΣΟΥ ΟΡΟΥ ΦΑΣΕΙΣ ΣΕ ΡΟΗ ΣΤΡΟΒΙΛΙΣΜΟΥ ΜΕ ΠΥΡΗΝΑ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ ΠΕΡΙΔΙΝΗΣΗΣ</b> ....	21
<b>6. ΜΕΛΕΤΗ ΑΚΡΙΒΕΙΑΣ DGV</b> .....	22
6.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ ΕΠΙΛΩ ΣΤΗΝ ΑΚΡΙΒΕΙΑ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΤΗΣ DGV .....	26

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

#### **ΔΙΑΧΥΣΗ RAYLEIGH ΜΕ LASER**

<b>ΣΥΝΟΨΗ</b> .....	29
<b>1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	30
<b>2. ΔΙΑΤΟΜΗ ΔΙΑΧΥΣΗΣ</b> .....	35
2.1 ΣΦΑΙΡΙΚΑ ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ .....	35
2.2 ΔΙΑΧΥΣΗ ΑΠΟ ΔΙΑΤΟΜΙΚΑ ΜΟΡΙΑ .....	40
<b>3. ΠΡΟΣΑΝΑΤΟΛΙΣΜΟΣ ΜΕΣΟΥ ΟΡΟΥ</b> .....	43
<b>4. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ RAYLEIGH ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΣΕ ΜΟΡΙΑΚΑ ΑΕΡΙΑ</b> ....	48
<b>5. ΦΑΣΜΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΙΣΤΟΣΕΙΣ ΔΙΑΧΥΣΕΩΣ RAYLEIGH</b> .....	52
<b>6. ΣΧΗΜΑ ΓΡΑΜΜΗΣ</b> .....	55
<b>7. ΦΑΣΜΑΤΙΚΟΣ ΚΑΘΑΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ RAYLEIGH</b> .....	62

8. ΔΙΑΧΥΣΗ RAYLEIGH ΑΠΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ .....	70
9. ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑ DOPPLER.....	76
10. ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	78

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

#### **ΣΥΜΦΑΣΙΚΗ ΔΙΑΧΥΣΗ ANTI-STOKES RAMAN ΕΥΑΙΣΘΗΤΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΠΟΛΩΣΗ ΠΟΥ ΕΦΑΡΜΟΖΕΤΑΙ ΣΤΗΝ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΤΟΥ NO ΣΕ ΑΠΕΛΕΥΘΕΡΩΣΗ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΜΕΙΩΣΗ ΤΟΥ NO:**

ΣΥΝΟΨΗ .....	80
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	81
2. ΤΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ CARS .....	83
2.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ .....	83
2.2 CARS ΕΥΑΙΣΘΗΤΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΠΟΛΩΣΗ.....	84
2.2.1 ΒΑΣΙΚΑ .....	84
2.2.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΤΑΣΗΣ ΤΟΥ ΣΗΜΑΤΟΣ CARS .....	85
3. Η ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΠΕΙΡΑΜΑΤΟΣ .....	90
3.1 Η ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΗΣ CARS.....	90
3.2 Η ΑΠΟΡΡΙΨΗ ΤΟΥ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΙ Ο ΘΑΛΑΜΟΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ.....	93
4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΑΠΟ ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΤΗΣ CARS ΚΑΙ ΤΗΣ POLCARS.....	95
4.1 ΑΠΟΤΙΜΗΣΕΙΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΑΠΟ ΦΑΣΜΑΤΑ ΤΗΣ CARS .....	95
4.2 ΤΟ ΟΡΙΟ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗΣ.....	99
4.3 ΜΕΤΡΗΣΗ CARS ΤΟΥ N <sub>2</sub> ΣΤΗΝ ΑΠΟΡΡΙΨΗ.....	100
4.4 ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ POLCARS ΜΕΙΩΣΗΣ NO ΜΕΣΑ ΣΤΟΝ ΘΑΛΑΜΟ ΔΙΑΣΤΟΛΗΣ.....	104
5. ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	107

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

#### **Η ΜΕΘΟΔΟΣ TSV(TRACER BASED SHOCK VISUALISATION):**

1. ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ TSV .....	108
2. ΕΞΑΡΤΗΜΑΤΑ ΣΥΜΠΙΕΣΤΗ.....	109
3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ TSV ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΤΟΥΣ CFD ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥΣ.....	110

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

### **Η ΜΕΘΟΔΟΣ QLS (QUANTITATIVE LIGHT SHEET)**

- 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....113**
- 2. ΑΡΧΗ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ .....113**
- 3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΗ .....115**

### ΕΠΙΛΟΓΟΣ

## **ΠΡΟΛΟΓΟΣ**

Θέμα της πτυχιακής εργασίας την οποία έχετε την δυνατότητα να αναγνώσετε διεξοδικά παρακάτω είναι οι οπτικές μέθοδοι μέτρησης ενεργειακών μεγεθών. Σε μια εποχή σαν την δική μας που η τεχνολογία καλπάζει με γοργούς ρυθμούς και οι εξελίξεις είναι ταχύτατες σε όλους τους τομείς της ζωής θεωρούμε ότι τα συγκεκριμένα όργανα και οι μέθοδοι κατέχουν σημαντική θέση στον τομέα της έρευνας .

Στην πτυχιακή εργασία περιγράφονται αναλυτικά οι μέθοδοι μαζί με τις αντίστοιχες εφαρμογές τους καθώς και τα σφάλματα που προκύπτουν. Σκοπός είναι να κατανοήσουμε σε ένα μικρό βαθμό τις δυνατότητες και τις εφαρμογές αυτών των μεθόδων και να καταλάβουμε πόσο σημαντικές είναι σε όλους τους τομείς της έρευνας και της ανάπτυξης της τεχνολογίας.

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1**

# **ΕΠΕΚΤΑΣΗ ΤΗΣ ΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ DOPPLER ΣΤΙΣ ΠΕΡΙΟΔΙΚΕΣ ΡΟΕΣ:**

### **1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Η επιθυμητή μείωση της κατανάλωσης του καυσίμου όπως επίσης και της εκπομπής του ρύπου θα οδηγήσει στην ανάπτυξη καινούριων εξελίξεων για μηχανές εμβόλων και στροβίλων. Η υπολογιστική δυναμική των υγρών (CFD) χρησιμοποιείται ως εργαλείο σχεδίασης με σκοπό να αναπαραστήσει τις διαδικασίες όπως επίσης και να αναλύσει τα αποτελέσματα διαφορετικών παραμέτρων των μηχανών. Η απόδειξη της ποιότητας των αριθμητικών αποτελεσμάτων είναι βασική προϋπόθεση για την επίτευξη τέτοιων στόχων. Παράλληλα με αυτό, η διαδικασία της πειραματικής σχεδίασης απαιτεί όλο και περισσότερο εξελιγμένες τεχνικές ανάλυσης. Σε αυτό το πλαίσιο οι τεχνικές δισδιάστατης μέτρησης όπως αυτή η DGV έχουν αυξανόμενο ενδιαφέρον (Roehle 1996, Roehle κ.α. 2000), αφού είναι λιγότερο χρονοβόρες από τις τεχνικές μέτρησης σημείων και έτσι επιτρέπουν την αποτελεσματική ανάλυση ροής, ειδικά σε ροές με περιοδική διακύμανση. Σε αυτό το μέρος θα παρουσιαστούν δύο εφαρμογές σφαιρικής ταχυμετρίας Doppler μέσου όρου φάσης σε τεχνικές ροές στον τομέα των αναπτυξιακών πειραμάτων με χρήση ενός μηχανικού και ενός ακουστικού ενεργοποιητή που αναλύουν την χρονική εξέλιξη ενός πεδίου περιοδικής ροής. Το τελευταίο τμήμα παρουσιάζει τα αποτελέσματα μιας ανάλυσης ακρίβειας της περιγραφόμενης τεχνικής μέτρησης.

## 2. ΑΡΧΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑΣ DOPPLER

Όπως και η ανεμομετρία Doppler με λέιζερ (LDA) ή η ταχυμετρία εικόνας σωματιδίου (PIV), η DGV επίσης μετράει την ταχύτητα σωματιδίων ανίχνευσης που χρειάζεται να προστεθούν στην ροή. Εάν μας δοθεί ένας προσανατολισμός του στρώματος φωτός του λέιζερ και μια κατεύθυνση παρατήρησης, μπορεί να μετρηθεί μια συνιστώσα της ταχύτητας της ροής. Η DGV εκμεταλλεύεται το γεγονός ότι η συχνότητα του διαχυόμενου φωτός μετακινείται λόγω της επίδρασης Doppler:

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 \quad (1)$$

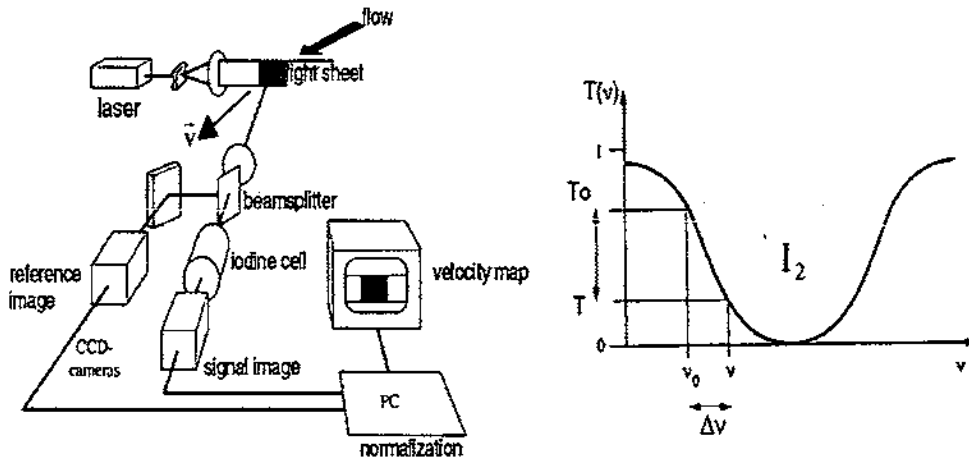
Με  $\nu_0$ : συχνότητα λέιζερ,  $\nu$ : συχνότητα διαχυμένου φωτός,  $\Delta\nu$ : μετακίνηση Doppler.

Αυτή η μετακίνηση εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου  $u$ , την διεύθυνση του στρώματος του φωτός  $\vec{l}$  και την κατεύθυνση παρατήρησης  $\vec{O}$ :

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{(\vec{O} - \vec{l}) \cdot \vec{u}}{c} \quad (2)$$

όπου  $c$ : η ταχύτητα του φωτός.

Η βασική ιδέα της DGV είναι να μετρήσει την συχνότητα  $\nu$  του διαχυμένου φωτός διαδίδοντας το διαχυμένο φως μέσα από έναν πυρήνα ιωδίου (Σχήμα 1). Το ιώδιο έχει ζώνες ισχυρής απορρόφησης, οι οποίες ενεργούν ως φίλτρο διαπέρασης ζώνης και γι' αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως μετατροπέας συχνότητας προς εκπομπή. Μερικές από αυτές τις ζώνες συμπίπτουν με την πράσινη ακτίνα 514 nm του λέιζερ Ar<sup>+</sup> όπως επίσης και με την ακτίνα 532 nm του διπλής συχνότητας Nd:YAG λέιζερ.



Σχήμα 1. Προετοιμασία σφαιρικής ταχυμετρίας Doppler και σχήμα μετάδοσης του πυρήνα ιωδίου.

Με βάση υποθέσεις που έγιναν αν η συχνότητα  $\nu$  είναι στην κλίση της ζώνης απορρόφησης, τότε το  $\nu$  μπορεί να προσδιοριστεί μετρώντας την μετάδοση του πυρήνα ιωδίου  $T(\nu)$  του διαχυμένου φωτός. Άρα, απαιτούνται δύο ανιχνευτές για να μετρήσουν την ένταση του φωτός πριν και μετά τον πυρήνα. Για τη συσχέτιση του  $\nu$  και του  $T(\nu)$ , το σχήμα μετάδοσης  $T(\nu)$  του πυρήνα ιωδίου πρέπει να είναι γνωστό.

Η συχνότητα λέιζερ  $\nu_0$  θα πρέπει να είναι γνωστή και επακριβώς σταθεροποιημένη, έτσι ώστε η μετακίνηση Doppler  $\Delta\nu$  να μπορεί να υπολογιστεί σύμφωνα με την εξίσωση (1). Με την εξίσωση (2), η προέκταση του  $\mu$  επάνω στο  $O-I$  μπορεί να υπολογιστεί. Είναι η συνιστώσα στην διεύθυνση της διχοτόμου της γωνίας που σχηματίζεται από την κατεύθυνση του φωτός λέιζερ και την διεύθυνση της παρατήρησης. Σε μια γωνία διάχυσης  $90^\circ$  μια ταχύτητα  $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  αντιστοιχεί σε μια μετακίνηση συχνότητας  $2.7\text{MHz}$  όταν χρησιμοποιείται η γραμμή  $514\text{nm}$  ενός λέιζερ  $\text{Ar}^+$ . Εφ' όσον η κλίση της ζώνης απορρόφησης έχει ένα πλάτος  $300$  ως  $600\text{MHz}$  (ανάλογα με το μήκος του πυρήνα και την πίεση του ατμού του ιωδίου), η κλίμακα της μέτρησης ταχύτητας κυμαίνεται ανάμεσα στα  $100$  και  $200\text{ms}^{-1}$ .

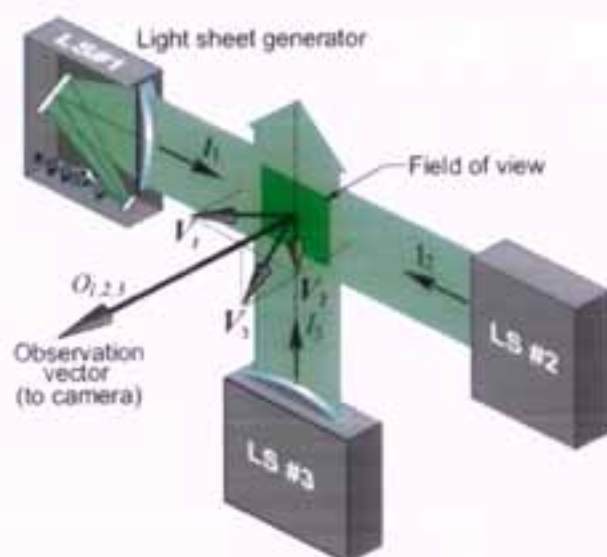
Μια άλλη βασική ιδέα της DGV είναι η χρήση δύο φακών CCD σαν ανιχνευτές, που και οι δύο παρατηρούν το ίδιο τμήμα ενός στρώματος φωτός



λείζερ. Ο διαχωρισμός κατά εικονοστοιχεία των δύο εικόνων και η επιπλέον μετεπεξεργασία δίνει έναν χάρτη της συνιστώσας ταχύτητας στο επίπεδο του φωτός. Ανάλογα με τον τύπο του λείζερ, το αποτέλεσμα είναι είτε μια εικόνα μέσου όρου χρόνου είτε μια στιγμιαίας ταχύτητας.

Η δεύτερη και η τρίτη συνιστώσα ταχύτητας μπορούν να μετρηθούν αλλάζοντας την διεύθυνση του οπτικού συστήματος. Υπάρχουν δύο τρόποι για να το πετύχουμε αυτό.

- Με μία διεύθυνση επίπεδου φωτός και τρία συγχρονισμένα συστήματα φακών σε διαφορετικές θέσεις που αιχμαλωτίζουν ταυτόχρονα στιγμιαίες εικόνες, μπορεί να ληφθεί η στιγμιαία κατανομή 3D ταχύτητας. Μια τέτοια διαμόρφωση χρειάζεται για να ανιχνεύσει ασταθείς δομές ροών (Beutner και Mosedale 1998, Elliot κ.α. 1997, Meyers 1995, McKenzie και Reinath 2000).
- Η εναλλακτική είναι να χρησιμοποιηθεί μόνο ένα σύστημα κάμερας σε μια σταθερή θέση και τρία επίπεδα φωτός με διαφορετικούς προσανατολισμούς (σχήμα 2). Οι τρεις εικόνες των τριών επιπέδων φωτός θα πρέπει να ληφθούν η μία μετά την άλλη, με συνέπεια αυτή η μέθοδος να περιορίζεται μόνο σε στατικές ή περιοδικές ροές και μόνο η μέση τιμή μπορεί να ανακτηθεί.



Σχήμα 2. Διευθέτηση στρώματος φωτός για DGV μέσου όρου χρόνου χρησιμοποιώντας μια μεμονωμένη κατεύθυνση παρατήρησης.

Η δεύτερη μέθοδος είναι απλούστερη και πιο οικονομική από μία ρύθμιση με τρία συστήματα φακών. Είναι κατάλληλα προσαρμοσμένη να μετρά μέσες ταχύτητες μέσω μεγάλων χρόνων έκθεσης. Με αυτόν τον τρόπο, οι διακυμάνσεις της ταχύτητας των αναταράξεων λαμβάνονται κατά μέσο όρο και έτσι το αποτέλεσμα είναι μια εικόνα της μέσης κατανομής ταχύτητας. Μέσω μιας φάσης στροβοσκοπικής φωταγώγησης εξαρτώμενης από έναν πειραματικό διεγέρτη, μετρήσεις μέσου όρου φάσης είναι επίσης δυνατές. Αφού οι χρόνοι έκθεσης είναι συνήθως της τάξης μερικών δευτερολέπτων, ένα αδύναμο σήμα δίνει αρκετή ποσότητα διαχυμένου φωτός.

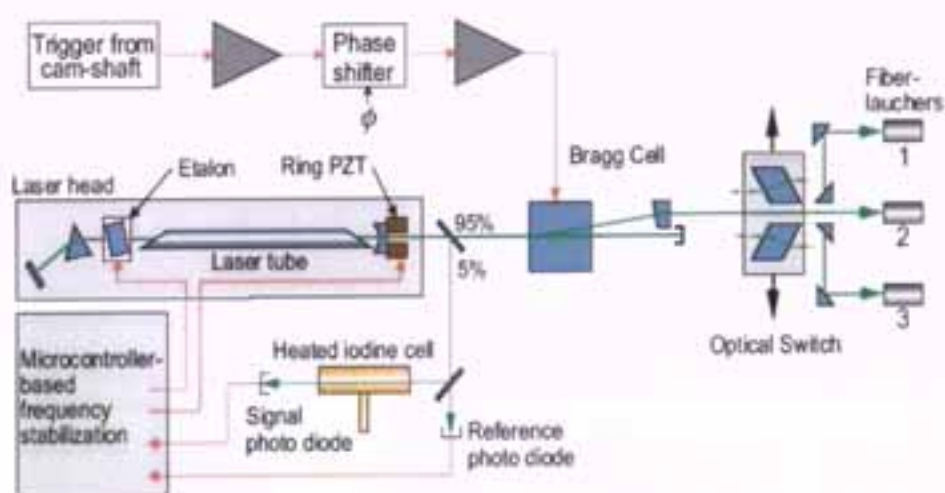
### **3. ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ DGV**

#### **3.1. Σταθεροποίηση του λέιζερ και της συχνότητας**

Σύμφωνα με πειραματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιήθηκε ένα λέιζερ με έταλο ενδιάμεσων κοιλιοτήτων. Μια απαίτηση για να γίνει μέτρηση μέσου όρου χρόνου είναι μια σταθερή συχνότητα λέιζερ για την διάρκεια της λήψης της εικόνας. Αυτό επιτυγχάνεται σταθεροποιώντας το λέιζερ επάνω στο σχήμα απορρόφησης ενός δεύτερου πυρήνα ιωδίου. Στο σχήμα 3 παρουσιάζεται, μια συνεχόμενη μέτρηση μέσω δυο φωτοδίων της εξαρτώμενης από την συχνότητα μετάδοσης του πυρήνα, η οποία χρησιμοποιήθηκε σε ένα κύκλωμα ανάδρασης σταθεροποίησης για να ρυθμίζει και την θερμοκρασία του ετάλου και το μήκος του συντονιστή. Ενώ το έταλο με τις ενδοεσοχές διασφαλίζει μια λειτουργία μεμονωμένου τύπου του λέιζερ επιλέγοντας έναν από τους 70 τύπους εντός του σχήματος ανόδου του λέιζερ, μια απόκλιση DC επάνω στον πιεζοστηριζόμενο καθρέπτη της εμπρόσθιας κοιλότητας μετακινεί την συχνότητα του λέιζερ στην κατάλληλη εκπομπή του πυρήνα ιωδίου. Μια επιπλέον διαμόρφωση του μήκους του συντονιστή επιτυγχάνεται ταλαντώνοντας τον καθρέπτη της κοιλότητας σε συνδυασμό με έναν ενισχυτή εξάρτησης που ρυθμίζει την θερμοκρασία του ετάλου στο μέγιστο της διαμόρφωσης (Roehle 1999a, b). Την ίδια στιγμή, αυτή η εξάρτηση διαμόρφωσης εμποδίζει την εμφάνιση 'αναπηδήσεων'



διαμόρφωσης ετάλου, οι οποίες είναι μεταπηδήσεις συχνότητας της τάξης της ελεύθερης φασματικής κλίμακας λέιζερ (συνήθως 150MHz). Ο έλεγχος από πίεση και θερμοκρασία επιλέχθηκε έτσι ώστε το λέιζερ να μπορεί να ρυθμιστεί εντός μιας κλίμακας 1GHz, τέτοιας ώστε ολόκληρο το σχήμα της μετάδοσης του πυρήνα ιωδίου να μπορεί να αναλυθεί για σκοπούς βαθμονόμησης.



Σχήμα 3. Η έννοια της σταθεροποίησης της συχνότητας του λέιζερ, της διαμόρφωσης του φωτός του λέιζερ και η κατανομή στις τρεις γεννήτριες στρώματος φωτός με συνδυασμό ινών μέσω ενός οπτομηχανικού διακόπτη.

### 3.2. Παραγωγή στρώματος φωτός και σύστημα φακού

Για να παραχθεί το στρώμα φωτός, η ακτίνα λέιζερ καθοδηγείται μέσα από μια ίνα σε ένα επεξεργαστή φωτός που περιέχει το σύνολο των οπτικών παραγωγής στρώματος φωτός (Σχήμα 4). Το ύψος του στρώματος φωτός και η απόσταση από το στένωμα μπορούν και τα δύο να ρυθμιστούν. Το μέγιστο ύψος για ένα στρώμα παράλληλου φωτός είναι 140mm. Η απόσταση του στενού μέρους από τον επεξεργαστή φωτός μπορεί να μεταβληθεί από την θέση του ευθυγραμμισμένου φακού πίσω από την ίνα. Η ανακτήσιμη διάμετρος του στενώματος είναι μια συνάρτηση αυτής της ρύθμισης και της διαμέτρου της ίνας. Στα πειράματα που περιγράφονται πιο κάτω, η διάμετρος του πυρήνα της ίνας ήταν 10μm, η απόσταση λειτουργίας ήταν 0.5m και το

στένωμα είχε πάχος περίπου 0.5mm. Η διαχώριση του λέιζερ και των οπτικών διευκολύνει την ευθυγράμμιση του στρώματος φωτός λέιζερ σχετικά με το αντικείμενο έρευνας.

Τα οπτικά στρώματος φωτός είναι επίσης βελτιστοποιημένα για μεγάλους χρόνους έκθεσης, αφού το στρώμα φωτός παράγεται από μία κινούμενη ακτίνα λέιζερ, δίνοντας ένα ομοιόμορφο αλλά όχι τελείως επίπεδο σχήμα έντασης το οποίο έχει το σχήμα έλλειψης. Ένας περιστρεφόμενος γυάλινος κύβος που ελέγχεται από μια συχνότητα διαμόρφωσης 10 ως 100Hz προκαλεί την κίνηση της ακτίνας λέιζερ. Ένα σχήμα έντασης ελλείψεως είναι επιθυμητό επειδή ελαχιστοποιεί την δυναμική της έντασης στις μετρούμενες εικόνες με θετική επιρροή στην ακρίβεια της μέτρησης. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο περιστρεφόμενος γυάλινος κύβος προκαλεί μία ελαφριά μετακίνηση συχνότητας σύμφωνα με την εξίσωση (3):

$$\begin{aligned} v(\omega t) - v_0 &= \frac{n \partial l}{\lambda \partial t} = \frac{n \partial}{\lambda \partial t} \frac{d}{\cos(\arcsin(\sin \omega t/n))} \\ &= \frac{d \sin \omega t \cos \omega t}{n \lambda \cos^3(\arcsin(\sin \omega t/n))} \omega. \end{aligned} \quad (3)$$

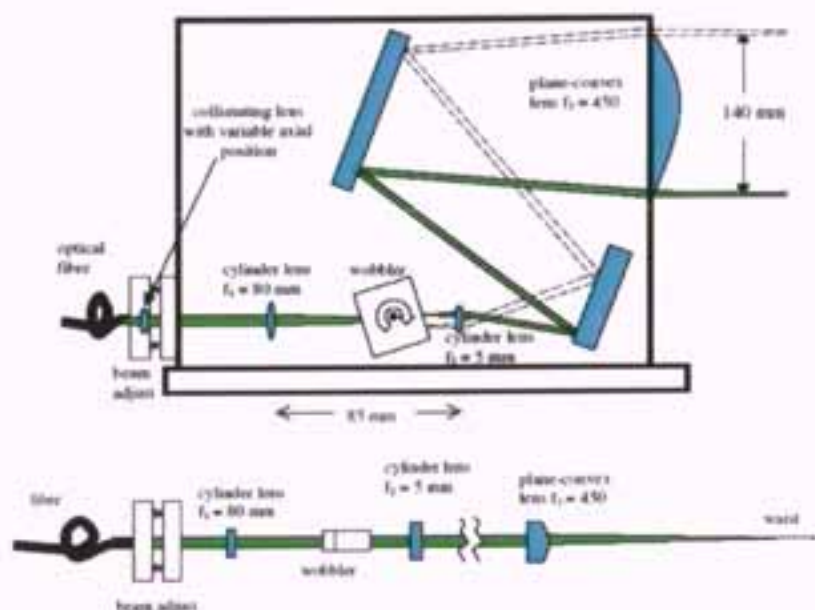
Με ένα μήκος κύματος  $\lambda=514\text{nm}$ , ένας δείκτης διάθλασης  $n=1.5$ , μια συνηθισμένη ταχύτητα περιστροφής  $\omega=2\pi \times 10\text{s}^{-1}$ , ένα πλευρικό μήκος του γυάλινου κύβου  $d=1\text{cm}$  και στην μέγιστη γωνία πρόσπτωσης  $\omega t=\pm\pi/4$  ( $=\pm 45^\circ$ ) ανάμεσα στην ακτίνα λέιζερ και την κάθετη επιφάνεια του κύβου η μετακίνηση συχνότητας  $v(\omega t)-v_0$  που προκαλείται από την περιστροφή του κύβου είναι ίση με  $\pm 0.59\text{MHz}$ . Αυτή είναι η μετακίνηση συχνότητας ανάμεσα στο μέσο και τα άκρα του στρώματος φωτός. Αφού αυτή η μετατόπιση δεν είναι πολύ μεγάλη, δεν λαμβάνεται υπ' όψιν. Κατ' αρχήν, η μετεπεξεργασία θα μπορούσε να χρησιμοποιήσει την εξίσωση (3) για να διορθώσει αυτήν την μετακίνηση.

Αν και το Σχήμα 2 προϋποθέτει ορθογώνια όψη παράλληλων στρωμάτων φωτός, το λειτουργικό και το εκχωρημένο λογισμικό επιτρέπει ρυθμίσεις κεκλιμένης παρακολούθησης με αποκλίνοντα ή συγκλίνοντα στρώματα

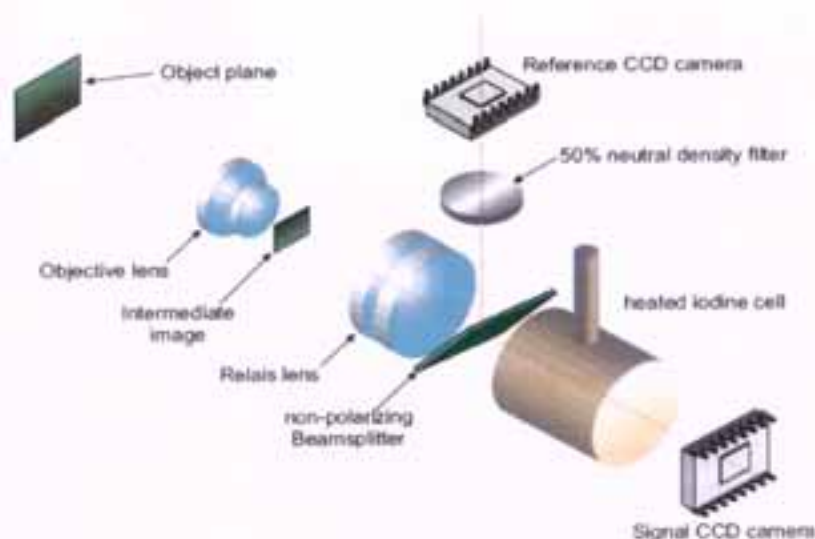


φωτός. Οι τεχνικές αποδιαστρέβλωσης εικόνας κοινές επίσης στην στερεοσκοπική ταχυμετρία σωμάτων χρησιμοποιούνται για να αναδιοργανώσουν το επίπεδο στρώματος φωτός. Η βέλτιστη σταθερότητα μέτρησης επιτυγχάνεται όταν τα στρώματα φωτός τοποθετούνται με γωνιακό διαχωρισμό  $120^\circ$ , αλλά αυτό δεν είναι πάντα δυνατό για πρακτικούς λόγους. Αφού το φως που διασκορπίζεται από τα σωματίδια διασποράς έχει συνήθως μια ισχυρή γωνιακή εξάρτηση (διάχυση Mie), δηλαδή, το εμπρόσθιο διαχυμένο φως είναι γενικά πιο έντονο από το οπίσθιο διαχυμένο, και μια ορθογώνια εικόνα των τριών στρωμάτων φωτός θα παρέχει παρόμοιες εντάσεις εικόνας. Για ρυθμίσεις πλάγιας παρακολούθησης οι χρόνοι ολοκλήρωσης εικόνας θα πρέπει να προσαρμοστούν ανάλογα για να επιτευχθεί η καλύτερη κλίμακα δυναμικής σε κάθε εικόνα.

Το σύστημα φακού που δείχνεται διαγραμματικά στο Σχήμα 5 χρησιμοποιεί έναν μονό φακό για να απεικονίσει την περιοχή του ενδιαφέροντος. Ένα ζεύγος φακών αναμετάδοσης και ένας ανεξάρτητος από την πόλωση διαχωριστής ακτίνας προβάλλουν την ενδιάμεση εικόνα που σχηματίζεται από τους φακούς συλλογής επάνω σε δύο αισθητήρες CCD (αισθητήρες συσχετισμού). Η μια από τις δύο οπτικές διαδρομές περνά μέσα από τον πυρήνα ιωδίου απορρόφησης, παρέχοντας έτσι μια εικόνα σήματος. Μια άλλη εικόνα προβάλλεται επάνω στον αισθητήρα συσχετισμού που είναι απαραίτητος για να ομαλοποιήσει την εικόνα που καταγράφεται από το σήμα CCD. Μετά από την αρχική πρόχειρη ευθυγράμμιση των CCD φακών μεταξύ τους, χρησιμοποιείται αυτόματη αποδιαστρέβλωση εικόνας από το λογισμικό όχι μόνο για να αντισταθμίσει για την κατάλοιπη κακή ευθυγράμμιση των CCD αλλά επίσης να αναδομήσει τις συντεταγμένες του αντικειμένου στην περίπτωση πλάγιας παρακολούθησης. Η υψηλή ευαισθησία του συστήματος του φακού είναι περίπου  $f\#3$ . Πάντως η παρουσία του διαχωριστή ακτίνας μειώνει την ενεργή ευαισθησία.



Σχήμα 4. Παραγωγή του στρώματος φωτός ανάλυσης. Πλάγια όψη (επάνω) και κάτοψη (κάτω).



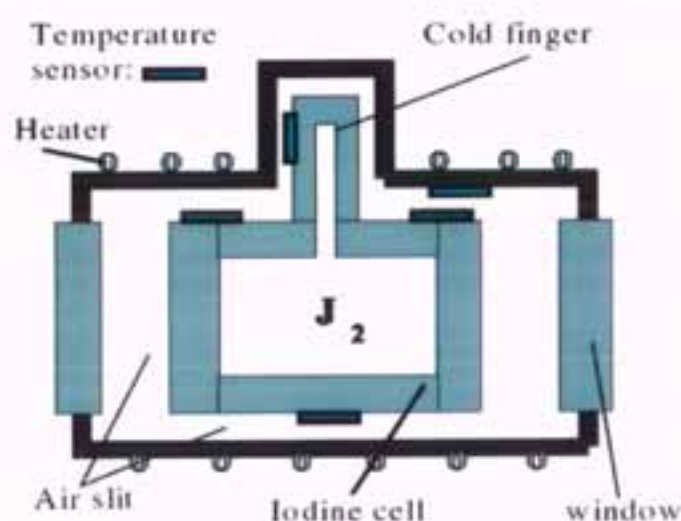
Σχήμα 5. Κάμερα καταγραφής DGV βασισμένη σε έναν μεμονωμένο αντικειμενικό φακό.

Επιπλέον, ένα φίλτρο ουδέτερης πυκνότητας 50% τοποθετείται μπροστά από τους αισθητήρες CCD για να αναπληρώνει την μη συντονισμένη απορρόφηση μέσα στον πυρήνα ιωδίου. Σαν αποτέλεσμα, μόνο το ένα τέταρτο του συλλεγόμενου φωτός να φτάνει στον κάθε αισθητήρα CCD. Ιδανικά, ένας

διαχωριστής ακτίνας με έναν λόγο διαχώρισης 30%/70% ή 25%/75% θα μπορούσε να βελτιώσει την ευαισθησία του συστήματος της κάμερας. Όμως, οι διαχωριστές ακτίνων που είναι ελεύθεροι ουσιαστικά από την πόλωση με αυτούς τους λόγους διαχώρισης δεν είναι συνήθως διαθέσιμοι.

### 3.3. Πυρήνας ιωδίου

Ο πυρήνας ιωδίου είναι φτιαγμένος από γυαλί καλαζία. Μια υψηλή κατασκευαστική ποιότητα αυτού του πυρήνα είναι απαραίτητη για να εμποδίζει τον αέρα να εισχωρήσει στον πυρήνα χαμηλής πίεσης, ο οποίος μπορεί δραματικά να αλλάξει (διευρύνει) το σχήμα της γραμμής απορρόφησης. Ο πυρήνας έχει μια εσωτερική διάμετρο 40mm και ένα εσωτερικό μήκος 50mm. Πριν τον γεμίσουμε με ιώδιο, ο πυρήνας εξαερώνεται για τέσσερις μέρες σε μια θερμοκρασία 400°C και σε μια πίεση  $10^{-4}$  Torr. Κατόπιν μια σύνδεση ανάμεσα σε ένα δοχείο αποθήκευσης ιωδίου και τον πυρήνα διανοίγεται ενώ ένα σημείο επάνω στο τοίχωμα του πυρήνα ψύχεται. Το ιώδιο συγκεντρώνεται σε αυτό το σημείο και ένας κρύσταλλος ιωδίου αρχίζει να αναπτύσσεται. Όταν ο κρύσταλλος είναι αρκετά μεγάλος ο πυρήνας σφραγίζεται στο 'ψυχρό του άκρο', και μια σωλήνα χρησιμοποιείται για την πλήρωση.



Σχήμα 6. Ο πυρήνας ιωδίου.



Η πίεση της αναθυμιάσης του ιωδίου εξαρτάται πολύ από την θερμοκρασία και αυτό προσδιορίζει την πυκνότητα των αερίων μέσα στον πυρήνα. Αφού μια ακριβής μέτρηση απαιτεί ένα χαρακτηριστικό ζώνης απορρόφησης σταθερό ως προς το χρόνο, η θερμοκρασία του πυρήνα πρέπει να κρατείται σταθερή με μεγάλη ακρίβεια (μεγαλύτερη από  $\pm 0.1^\circ\text{C}$ ). Ένας τρόπος για να παρακάμψουμε αυτήν την τεχνική δυσκολία είναι να περιορίσουμε την ποσότητα του ιωδίου μέσα στο κελί έτσι ώστε σε μια ορισμένη θερμοκρασία όλος ο κρύσταλλος ιωδίου να έχει εξατμιστεί εντελώς (στην περίπτωσή μας γύρω στους  $60^\circ\text{C}$ ). Πέρα από αυτήν την θερμοκρασία η πυκνότητα του αερίου μέσα στην μονάδα παραμένει σταθερή. Με αυτόν τον τρόπο το χαρακτηριστικό της γραμμής απορρόφησης δεν είναι ευαίσθητο ως προς τις μεταβολές πυκνότητας που προκαλούνται από την θερμοκρασία. Οι παραμένουσες επιδράσεις θερμοκρασίας λόγω διεύρυνσης Doppler και πίεσης και λόγω της εξάρτησης της θερμοκρασίας από τις πυκνότητες των πληθυσμών των μηχανικών επιπέδων των κβάντων μέσα στο μόριο είναι πολύ πιο αδύναμες, έτσι ώστε είναι αρκετό να ελέγξουμε την θερμοκρασία της μονάδας με μια σχετικά μέτρια ακρίβεια περίπου  $\pm 0.5^\circ\text{C}$ .

Η ποσότητα του ιωδίου μέσα στην μονάδα περιορίζεται με μια διαδικασία πλήρωσης δύο σταδίων. Στο πρώτο στάδιο ο πυρήνας γεμίζεται με έναν σχετικά μεγάλο κρύσταλλο ιωδίου. Αφού ο πυρήνας σφραγιστεί, το άκρο του ψυχρού τμήματος σταθεροποιείται στην επιθυμητή θερμοκρασία κορεσμού, ενώ το υπόλοιπο της μονάδας θερμαίνεται σε μεγαλύτερη θερμοκρασία. Σε αυτό το σημείο το άκρο του ψυχρού τμήματος απομονώνεται από τον πυρήνα, ο οποίος τώρα περιέχει μια ορισμένη ποσότητα ιωδίου (Chartier και Terry 1993).

Το γεμισμένο κελί τοποθετείται σε έναν κλίβανο ελεγχόμενης θερμοκρασίας (Σχήμα 6) με ανοίγματα και στα δύο άκρα και ένα κενό αέρος ανάμεσα στο κελί ιωδίου και την θερμαινόμενη κοιλότητα του χιτωνίου. Αρκετοί αισθητήρες θερμοκρασίας χρησιμοποιούνται για να προσδιορίσουν πόσο καλά επιτυγχάνεται μια κατανομή ομοιογενούς θερμοκρασίας, ενώ μόνο ένας χρησιμοποιείται στο ψυχρό άκρο για σταθεροποίηση της θερμοκρασίας. Τα χαρακτηριστικά απορρόφησης της γραμμής που επιτυγχάνονται με αυτήν



την συναρμογή πυρήνα και φούρνου είναι πολύ εύκολο να αναπαραχθούν. Η βαθμονόμηση του ίδιου πυρήνα μετά από 36 μήνες έφερε το ίδιο αποτέλεσμα με ακρίβεια μέτρησης περίπου  $\pm 0.004$  ( $=\pm 0.4\%$  της μέγιστης μετάδοσης).

Η προετοιμασία της βαθμονόμησης του πυρήνα ιωδίου φαίνεται στο Σχήμα 7. Δύο λέιζερ χρειάζονται, το πρώτο λέιζερ σταθεροποιείται όπως περιγράφεται πιο πάνω ενώ το δεύτερο λέιζερ είναι προσταθεροποιημένο επάνω σε ένα ιντερφερόμετρο. Αυτό το συμβολόμετρο είναι συνεχώς συντονισμένο στην συχνότητα και αντίστοιχα με αυτό η συχνότητα του λέιζερ φωτός. Το φως των δύο λέιζερ κατόπιν συνδυάζεται σε μια ίνα μονού τύπου που λειτουργεί ως μείκτης. Εξ' αιτίας των δύο διαφορετικών συχνοτήτων φωτός προκύπτει μια συχνότητα παλμού, η οποία είναι ίση με την διαφορά συχνότητας ανάμεσα στα δύο λέιζερ. Αυτή η διαφορά συχνότητας μετριέται με έναν καταμετρητή συχνότητας.

Το φως του λέιζερ ανάλυσης χρησιμοποιείται για να μετρά το χαρακτηριστικό απορρόφησης γραμμής του πυρήνα του ιωδίου. Ενώ το λέιζερ είναι συντονισμένο, ένας πίνακας απόκτησης πληροφοριών σε ένα PC λαμβάνει την μετάδοση  $T$  του πυρήνα καθώς επίσης και την διαφορική συχνότητα  $\nu$ . Με αυτόν τον τρόπο το σχήμα μετάδοσης  $T(\nu)$  αρκετών κελιών ιωδίου μετριέται. Αυτή η μέθοδος είναι πολύ ακριβής, δεν απαιτεί βαθιά γνώση στην φασματοσκοπική των λέιζερ και είναι πολύ αναπαραγωγίσιμη.

### 3.4. Φακοί CCD

Ένα σπουδαίο θέμα ενός συστήματος DGV είναι η επιλογή φακών καταγραφής. Σε αντίθεση με την PIV, η DGV δεν αναπαράγει μονά σωματίδια επάνω σε ένα υπόβαθρο που διαφορετικά θα ήταν σκοτεινό, αλλά καταγράφει ένα πεδίο έντασης εικόνας στην οποία όλα τα τοπικά εικονοστοιχεία έχουν παρόμοια επίπεδα έντασης. Αυτό συνεπάγεται ότι η DGV απαιτεί έναν συνδυασμό μεγαλύτερης έντασης διασποράς και κάμερες με αυξημένη ευαισθησία ή μεγαλύτερους χρόνους ολοκλήρωσης. Επιπλέον, η μέθοδος DGV βασίζεται στον υπολογισμό του πηλίκου της έντασης εικόνας ανάμεσα

στις φιλτραρισμένες με ιώδιο εικόνες (σήμα) και τις εικόνες συσχετισμού, το οποίο απαιτεί μια υψηλή κλίμακα δυναμικής και ένα σωστό λόγο σήματος προς το θόρυβο των φακών για να επιτύχει μια καλή ακρίβεια μέτρησης.

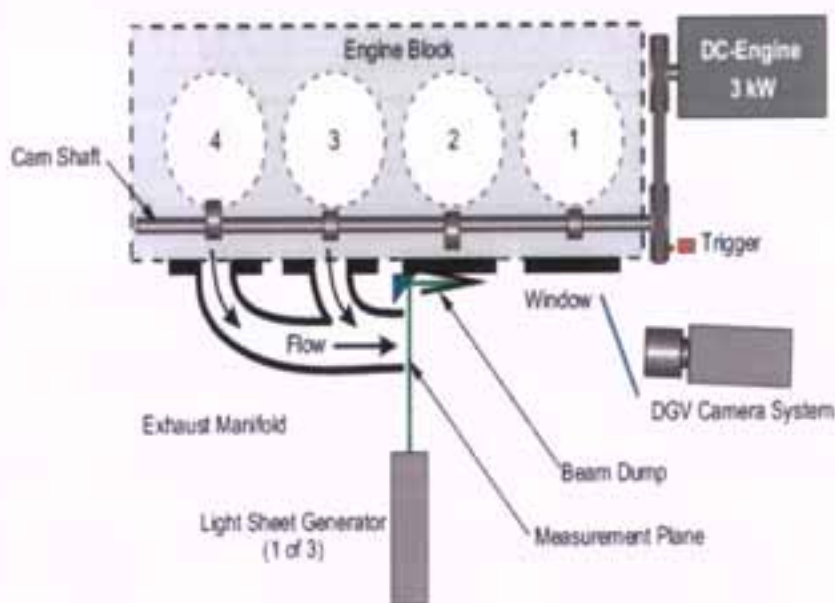
Ένας δεύτερος σημαντικός παράγοντας στην επιλογή των φακών CCD για προσέγγιση DGV μέσου όρου χρόνου και φάσης είναι τα χαρακτηριστικά τους κατά την περίοδο μεγάλων χρόνων ολοκλήρωσης, ειδικά σε σχέση με το συσσωρευμένο σκοτεινό ρεύμα και τον σχετικό θόρυβο του σκοτεινού ρεύματος. Το σκοτεινό ρεύμα μειώνεται πολύ ψύχοντας τον ανιχνευτή (περίπου στο μισό για κάθε 6-7°C μείωσης θερμοκρασίας (Holst 1998)). Το φορτίο που συσσωρεύεται μόνο από το σκοτεινό ρεύμα είναι λιγότερο από 10 μετρήσεις ανά λεπτό σε ένα συγκρότημα 4x4 εικονοστοιχείων (ή λιγότερες από μια μετρήσεις  $\text{min}^{-1} \text{px}^{-1}$ ). Αυτή η απόδοση επιτρέπει στους CCD να επιλέξουν το σήμα DGV για μεγάλες περιόδους ολοκλήρωσης χωρίς κάποια σημαντική επίπτωση. Η γραμμική απόκριση των CCD επιτρέπει την αφαίρεση των εικόνων υποβάθρου από τις εικόνες της διασπαρμένης ροής για να παρέχουν τις εικόνες πλέγματος από τις οποίες ο λόγος σήματος προς ένταση συσχετισμού μπορεί να υπολογιστεί. Αυτή η εικόνα αναλογίας θα πρέπει να διορθωθεί για άνιση απόκριση εικονοστοιχείων, αυτό επιτυγχάνεται διαιρώντας τον λόγο σήματος με την επονομαζόμενη εικόνα ευαισθησίας. Για να παραχθεί η εικόνα ευαισθησίας, το λέιζερ ρυθμίζεται στην πλευρά της γραμμής του ιωδίου και χρησιμοποιείται έτσι ώστε να φωταγωγει ομοιόμορφα το επίπεδο, για παράδειγμα το επίπεδο εξόδου μιας ενσωματωμένης σφαίρας. Μια διαχώριση εικόνας συσχετισμού και σήματος που λαμβάνονται από αυτό το επίπεδο με το σύστημα του φακού δίνει την εικόνα ευαισθησίας.





#### 4. ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ ΔΟΚΙΜΗΣ ΣΕ ΜΗΧΑΝΗ

Στην διάρκεια μιας μελέτης που πραγματοποιήθηκε για την εταιρία της Audi, εξετάστηκε το πεδίο ταχύτητας στο σύστημα εξαγωγής μιας μηχανής αυτοκινήτου. Οι μετρήσεις DGV εκτελέστηκαν σε μια εξωτερικά ελεγχόμενη μηχανή όπως φαίνεται στο Σχήμα 8. Για να απλοποιηθεί η πειραματική διαδικασία και η συνεχόμενη αριθμητική προσομοίωση, χρησιμοποιήθηκε μια κυλινδροκεφαλή χωρίς έμβολα και με σφραγισμένους αυλούς εισαγωγής και τοποθετήθηκε επάνω σε αγγείο πίεσης. Μόνο ο εκκεντροφόρος έπαιρνε κίνηση από μια μηχανή DC μεταβλητής ταχύτητας και υψηλής ροπής.

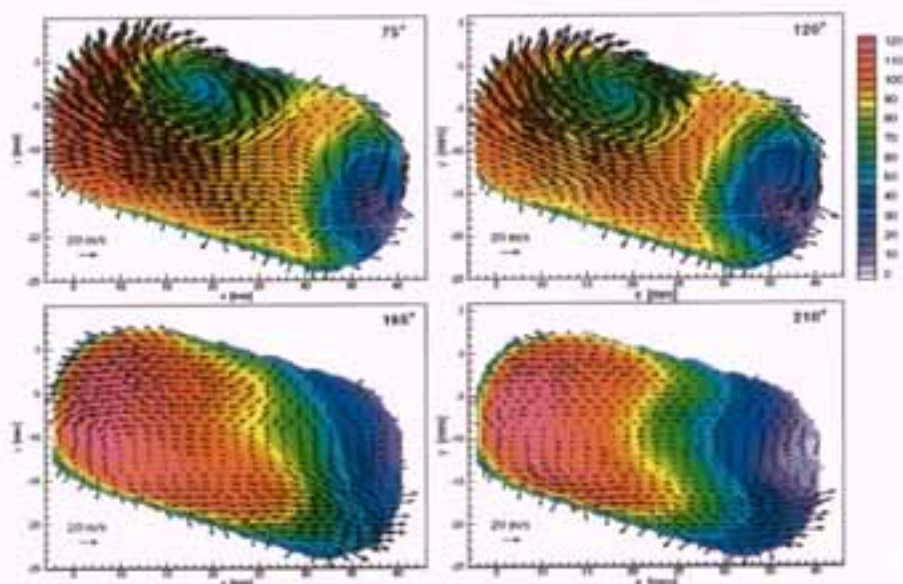


Σχήμα 8. Οπτική διευθέτηση για μετρήσεις DGV σε μια πολλαπλή εξαγωγής μηχανής.

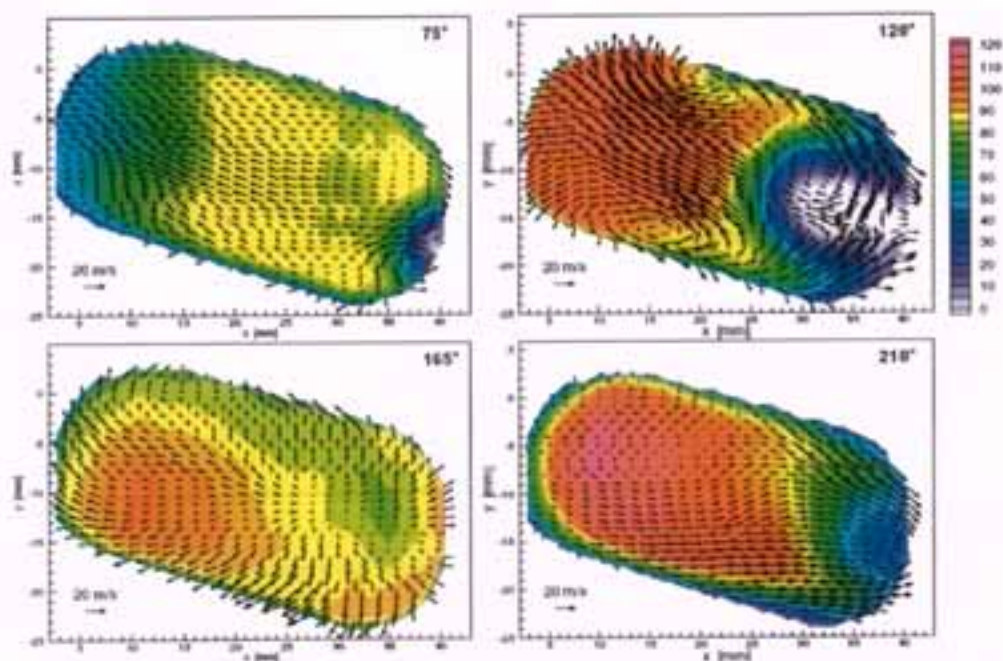
##### 4.1. Προετοιμασία της DGV του εξοπλισμού της δοκιμής της μηχανής

Οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στην πολλαπλή εξαγωγής της μηχανής διενεργήθηκαν κάτω από ατμοσφαιρικές συνθήκες.

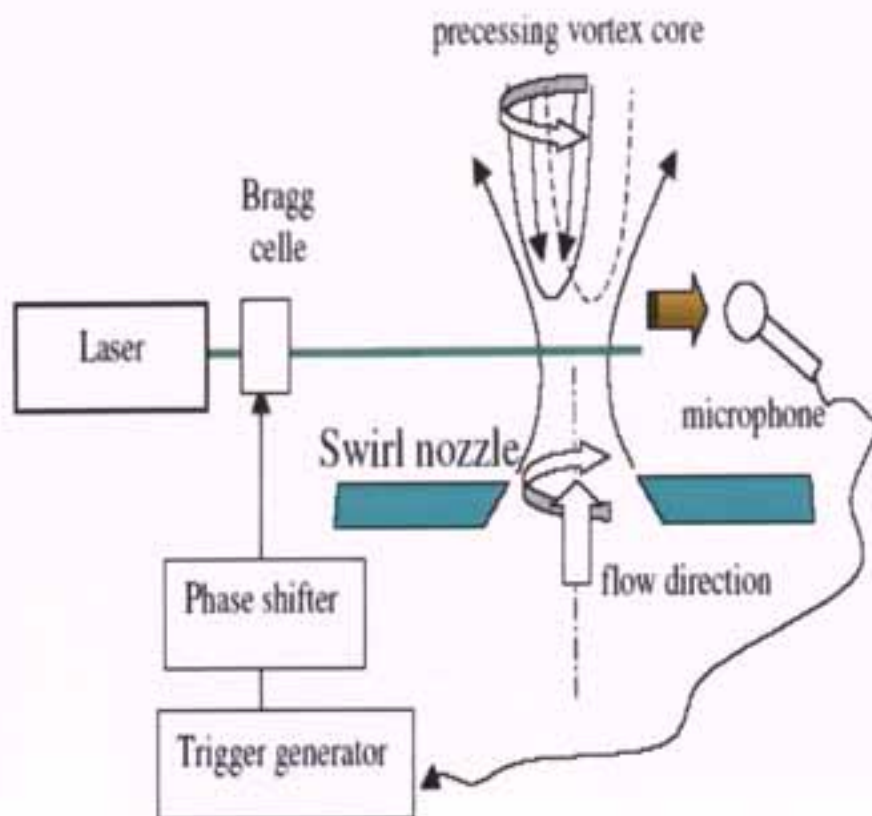




Σχήμα 9. Μετρήσεις DGV σε τέσσερις διαφορετικές γωνίες εκκεντροφόρου σε ταχύτητα μηχανής 2000σπρ. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει την εκτός επιπέδου (κανονική) συνιστώσα ταχύτητας, τα ανύσματα υποδεικνύουν την εντός επιπέδου (δευτερεύουσα) ροή.



Σχήμα 10. Μετρήσεις DGV σε τέσσερις διαφορετικές γωνίες εκκεντροφόρου σε ταχύτητα μηχανής 6000σπρ. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει την εκτός επιπέδου (κανονική) συνιστώσα ταχύτητας, τα ανύσματα υποδεικνύουν την εντός επιπέδου (δευτερεύουσα) ροή.



Σχήμα 11. Προετοιμασία της μέτρησης DGV μέσου όρου φάσης σε ροή περιδίνησης με πυρήνα κλονισμού στροβιλισμού.

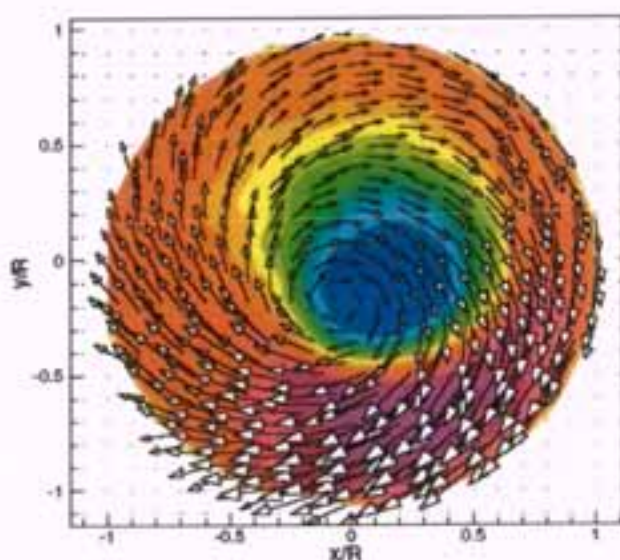
Μια σχεδόν ορθογώνια διάταξη παρακολούθησης επιλέχθηκε (Σχήμα 8). Ένας φακός συλλογής με  $f=105\text{mm}$  σε  $f/2.8$  επέτρεψε στην κάμερα να τοποθετηθεί σε αρκετή απόσταση από το επίπεδο του ενδιαφέροντος για να ελαχιστοποιήσει την μόλυνση από περιστασιακές σταγόνες λαδιού που εκβάλλονται από την μηχανή. Επειδή οι αντανάκλασεις και το διασκορπισμένο φως αυξάνουν το σφάλμα μέτρησης αποκλίνοντας το σήμα μετατόπισης Doppler, φίλτρα ακτινών τοποθετήθηκαν πίσω από το επίπεδο μέτρησης για να συλλάβουν το στρώμα φωτός. Η διασπορά της ροής με βάση την αιθυλενογλυκόλη (ένα υγρό) τροφοδοτήθηκε μέσω αρκετών ψεκαστήρων από γεννήτριες εξοπλισμένες με συλλογείς που έστελναν σταγονίδια στην υπομικρομετρική κλίμακα ( $<0.5\mu\text{m}$ ). Αν και η διατομή διάχυσης αυτών των σωματιδίων είναι μάλλον μικρή, αυτό το υλικό διασποράς επιλέχθηκε επειδή παρουσίασε το μικρότερο ποσό θρόμβωσης και μόλυνσης κατά την μεγάλη



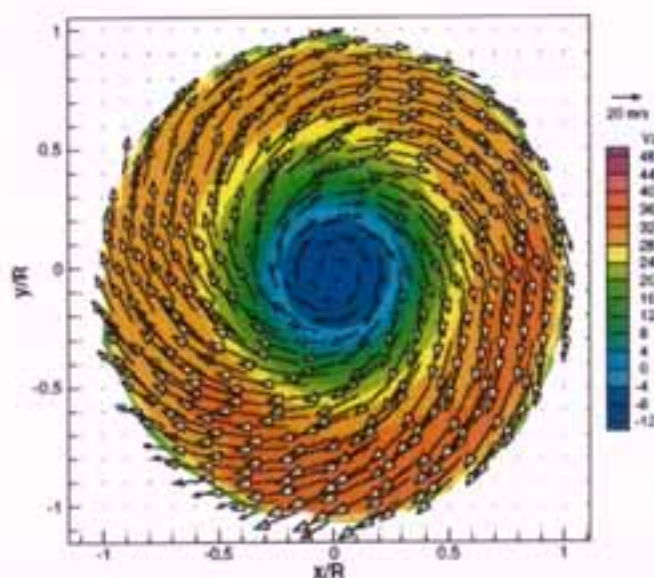
του διαδρομή μέσα από τις διόδους της μηχανής και τις βαλβίδες. Η διασπορά εισήχθηκε αρκετά μέτρα πριν στην πεπεσμένη γραμμή τροφοδοσίας αέρα, πράγμα που διασφάλισε την ομοιόμορφη κατανομή της. Η συνολική ισχύς στην περιοχή του ενδιαφέροντος ήταν περίπου 0.4W. Η περίοδος έκθεσης σε κάθε περιστροφή ήταν συνήθως 5°, που ισοδυναμούσε σε χρόνο φωτισμού 410μs στις 2000στρ και 138μs στις 6000στρ. Ο συνολικός χρόνος έκθεσης του φακού ήταν συνήθως 30 δευτερόλεπτα για κάθε στρώμα φωτός έτσι ώστε η περιοχή της έρευνας εκτέθηκε σε συνολική ενέργεια περίπου 160mJ. Η ένταση στις εικόνες συσχετισμού ήταν περίπου 10% του επιπέδου κορεσμού. Από αυτό μπορεί να ληφθεί μια ενέργεια διάχυσης 0.064mJ sr<sup>-1</sup> ανά στερεά γωνία ή 1.9×10<sup>14</sup> φωτογραφίες/sr (λαμβάνοντας υπ' όψιν την δραστικότητα του κβάντιου, τον αριθμό εικονοστοιχείων και τον παράγοντα μετατροπής A/D της κάμερας, τις απώλειες στο σύστημα της κάμερας και την αποδοχή του συστήματος της κάμερας).

#### 4.2. Αποτελέσματα μέτρησης DGV

Τα σχήματα 9 και 10 δείχνουν τα αποτελέσματα των δεδομένων ταχύτητας μέσου όρου φάσης που ελήφθησαν από την πολλαπλή της μηχανής σε ταχύτητες περιστροφής 2000rpm και 6000rpm, αντίστοιχα. Στα διαγράμματα ταχύτητας, η χρωματική κωδικοποίηση χρησιμοποιείται για να χαρτογραφήσει την εκτός επιπέδου συνιστώσα ταχύτητας (κύρια ροή) ενώ τα ανύσματα υποδεικνύουν την εντός επιπέδου (δευτερεύουσα) ροή. Αυτά τα αποτελέσματα λήφθηκαν με ανάλυση φάσης 5° και χωροταξική ανάλυση 0.8×0.8mm<sup>2</sup> που προκύπτει από διάταξη εικονοστοιχείων 16×16. Για την ευκρίνεια μόνο κάθε δεύτερο άνυσμα δείχνεται. Δεδομένου ενός χρόνου ολοκλήρωσης φακού 30 δευτερολέπτων, η ταχύτητα μέσου όρου φάσης αντιπροσωπεύει την μέση τιμή από 500 μετρήσεις 'μιας περιόδου' στις 2000στρ (1500 λήψεις στις 6000στρ).



Σχήμα 12. Ακουστικά ενεργοποιούμενη μέτρηση DGV μέσω ορού φάσης σε ροή ακροφυσίου περιδίνησης με πυρήνα μετάπτωσης στροβιλισμού (PVC). R: διάμετρος ακροφυσίου.

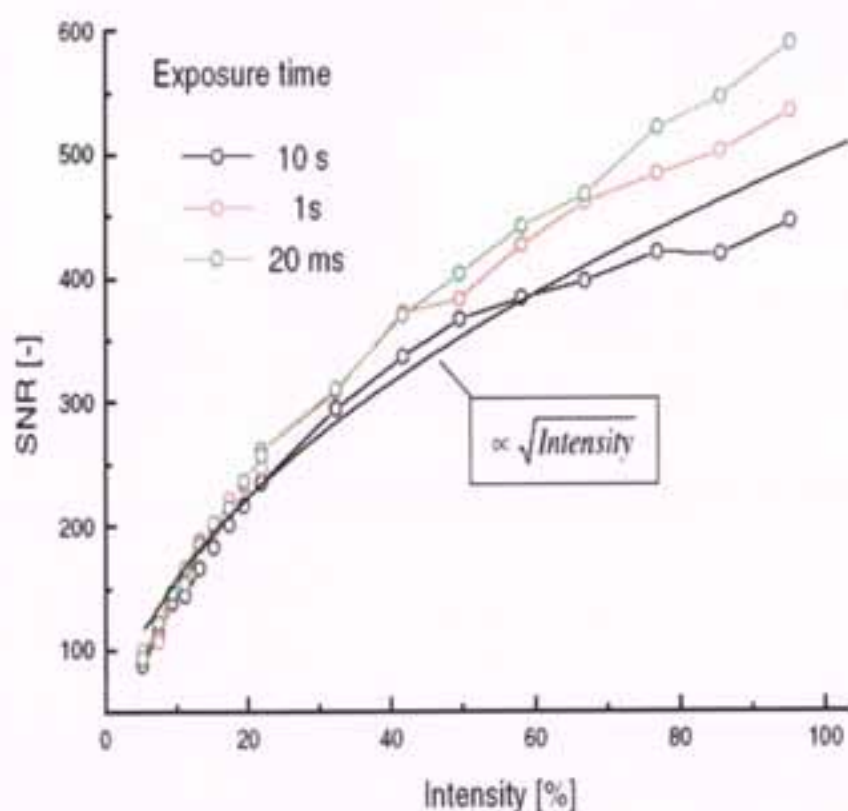


Σχήμα 13. Μέτρηση DGV μέσω ορού χρόνου. Η ασυμμετρία που φαίνεται στο σχήμα 12 σχεδόν εξαφανίζεται στο πεδίο ροής μέσω ορού χρόνου.

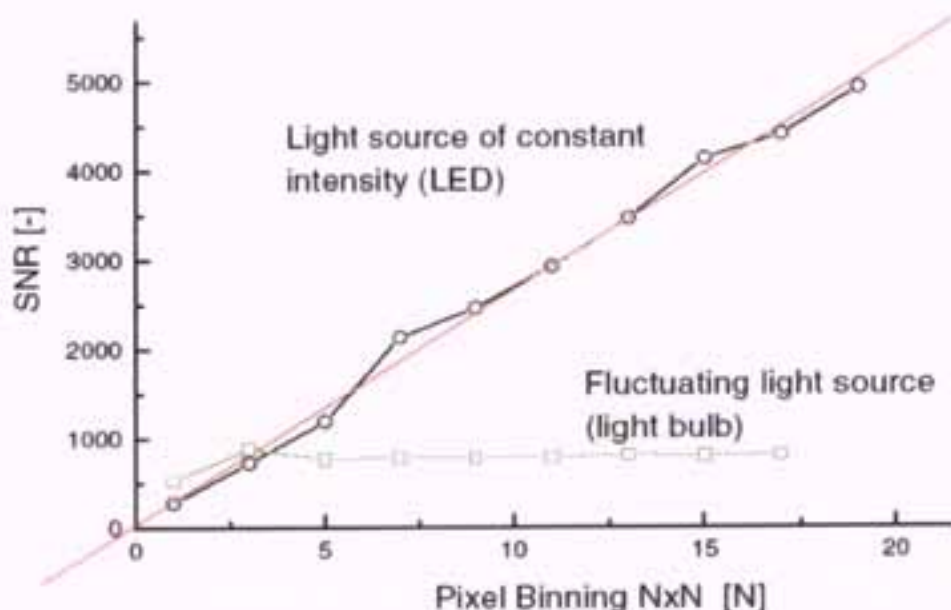
Οι δραματικές αλλαγές στην τοπολογία της ροής σε γωνίες διαφορετικής φάσης οφείλονται στην ροή εξαγωγής των δύο διαφορετικών κυλίνδρων οι



οποίοι ανοίγουν σε διαφορετικούς χρόνους με μετατόπιση φάσης 90° στον εκκεντροφόρο. Ένα ζεύγος περιδίνησης κοντά στο δεξιό άκρο του οβάλ επιπέδου μέτρησης μπορεί να αποδοθεί στον διαχωρισμό ροής στην απότομα στρεφόμενη ροή που προέρχεται από τον κύλινδρο 3. Αντιθέτως, η δευτερεύουσα ροή που σχηματίζεται από τον κύλινδρο 4 παρουσιάζει μια πιο ομοιόμορφη δομή με λιγότερα στοιχεία στροβιλισμού στην εντός επιπέδου (δευτερεύουσα) ροή. Στην μεγαλύτερη ταχύτητα μηχανής των 6000σπρ (σχήμα 10) παρατηρήθηκαν αποτελέσματα συμπίεστικότητας όπως ταλαντώσεις ροής μάζας με συχνότητα μεγαλύτερη από την αρχική (Willert κ.α. 2000) και μπορεί να φανεί καθαρά σε κινούμενες ακολουθίες δεδομένων ([www.dlr.de/enat/tm](http://www.dlr.de/enat/tm)).



Σχήμα 14. SNR του φακού Light Star ως συνάρτηση της έντασης του φωτός σε μονάδες έντασης κορεσμού και ως συνάρτηση του χρόνου έκθεσης.



Σχήμα 15. SNR της μέτρησης έντασης, με τον φακό Light Star ως συνάρτηση της διευσθέτησης των εικονοστοιχείων, που λήφθηκε με μια διακυμαινόμενη και μια σταθερή πηγή φωτός.

## 5. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ DGV ΜΕΣΟΥ ΟΡΟΥ ΦΑΣΗΣ ΣΕ ΡΟΗ ΣΤΡΟΒΙΛΙΣΜΟΥ ΜΕ ΠΥΡΗΝΑ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ ΠΕΡΙΔΙΝΗΣΗΣ

Οι ροές με περιδίνηση είναι ουσιαστικό μέρος της εσωτερικής δομής της ροής των θαλάμων καύσης των αεριοστροβίλων. Ένα σημαντικό καθήκον αυτής της ροής είναι να παράγει περιοχές ανακυκλοφόρησης (γωνιακές περιδινήσεις και αξονική ανακυκλοφορία), που χρειάζονται για να σταθεροποιήσουν την καύση. Κατά τις πειραματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν για την Siemens Kraftwerksunion, εξετάστηκε το πεδίο ροής με ανάλυση φάσης ενός γενικού ακροφυσίου. Σε αντίθεση με τις μετρήσεις που περιγράφηκαν πιο πάνω, αυτό το πείραμα δεν χρησιμοποίησε μηχανικό ενεργοποιητή, αλλά έναν ακουστικό διεγέρτη. Η ρύθμιση απεικονίζεται στο Σχήμα 11. Το στρώμα φωτός προσανατολίστηκε κάθετο προς τον άξονα του ακροφυσίου και η κάμερα τοποθετήθηκε προς την διεύθυνση του ρεύματος. Μια γεννήτρια νέφωσης λαδιού χρησιμοποιήθηκε για να εμπλουτίσει την ροή. Όπως επιβεβαιώθηκε αργότερα από το πείραμα



DGV, η περιοχή της αξονικής ανακυκλοφόρησης αυτής της ροής παρουσίασε μεταπτωτική κίνηση γύρω από τον άξονα του ακροφυσίου, που ονομάζεται πυρήνας μετάπτωσης περιδίνησης (PVC). Αυτή η κίνηση προκαλεί περιοδικές διακυμάνσεις πίεσης (θόρυβο), που ανιχνεύθηκαν με ένα μικρόφωνο. Μετά από καλό φιλτράρισμα του θορυβώδους σήματος από το μικρόφωνο, παρήχθη μια διέγερση και χρησιμοποιήθηκε ένας μετατοπιστής φάσης για να κάνει δυνατές τις μετρήσεις σε διαφορετικές γωνίες φάσης. Η γωνία ολοκλήρωσης φάσης ήταν της τάξης των  $50^\circ$  και ο χρόνος έκθεσης ήταν 5 δευτερόλεπτα.

Το Σχήμα 12 δείχνει ένα αποτέλεσμα μέτρησης που λήφθηκε κοντά στο επίπεδο εξόδου του ακροφυσίου σε μια τυχαία γωνία φάσης. Η ασυμμετρία της ροής λόγω της μετάπτωσης της περιδίνησης του πυρήνα είναι φανερή. Και το κέντρο της περιστροφής και το κέντρο της ανακυκλοφόρησης δεν είναι στο μέσο του ακροφυσίου και μετατοπίζονται αρκετά το ένα σε σχέση με το άλλο. Η δομή της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας  $u_z$  (χρωματικού κώδικα) αποκλίνει επίσης από την περίπτωση της αξονικής συμμετρίας, επειδή η εμπρόσθια ροή θα πρέπει να αφήσει χώρο για την ζώνη ανακυκλοφόρησης. Σε διαφορετικές γωνίες φάσης, η δομή των αποτελεσμάτων παραμένει ίδια αλλά περιστρέφεται με μεταβαλλόμενη γωνία φάσης γύρω από τον άξονα συμμετρίας του ακροφυσίου. Για να αποδειχθεί η αξιοπιστία των πειραματικών αποτελεσμάτων, μια 'συμβατική' επίσης, μέτρηση DGV μέσου όρου χρόνου εκτελέστηκε, υπολογίζοντας κατά μέσο όρο τις διακυμάνσεις φάσης (Σχήμα 13). Το αποτέλεσμα ήταν μια εικόνα του πεδίου ροής με σχεδόν αξονοσυμμετρικό σχήμα. Αυτό επαναλαμβάνει το πόση περισσότερη πληροφόρηση μπορεί να αποκτηθεί χρησιμοποιώντας την κατά μέσο όρο προσέγγιση φάσης.

## 6. ΜΕΛΕΤΗ ΑΚΡΙΒΕΙΑΣ ΤΗΣ DGV

Μία μελέτη ακριβείας της DGV εκτελέστηκε εξετάζοντας τα λάθη που προκλήθηκαν από το ίδιο το σύστημα DGV με σκοπό να αποτιμηθεί η

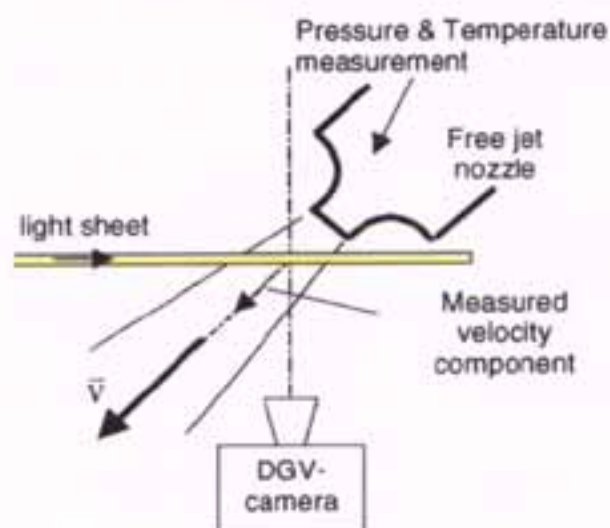
ακρίβεια μέτρησης κάτω από ιδανικές συνθήκες μέτρησης (Roehle 1999b). Πρώτα, εξετάστηκε ο λόγος σήματος προς θόρυβο (SNR) δύο τύπων φακού CCD 12 bit αργής ανάλυσης. Ο ένας ήταν η κάμερα Light Star της La Vision (384×288 πίξελς, 23μm×23μm, 8000.000e<sup>-</sup> συνολική χωρητικότητα μονάδας), ο άλλος ήταν ο SenciCam της Pro (1280×1024 πίξελς, μέγεθος εικονοστοιχείου 6.7μm×6.7μm, 25.000e<sup>-</sup> συνολική χωρητικότητα μονάδας). Το SNR προσδιορίστηκε λαμβάνοντας 50 ως 100 εικόνες από μια δίοδο εκπομπής φωτός, που εξυπηρετούσε ως πηγή σταθερής έντασης φωτός. Από αυτό η σταθερή απόκλιση για ένα μεμονωμένο πίξελ αποτιμήθηκε ως συνάρτηση της έντασης του φωτός και ως συνάρτηση του χρόνου έκθεσης. Προέκυψε ότι το SNR ήταν περίπου ανάλογο προς την τετραγωνική ρίζα της έντασης του φωτός και μειωνόταν ελαφρά με την αύξηση του χρόνου έκθεσης (σχήμα 14). Το SNR στο 90% της έντασης κορεσμού βρέθηκε ότι ήταν 1:500 για την κάμερα Light Star και 1:150 για την SenciCam όταν δεν εφαρμόστηκε καμία τακτοποίηση των εικονοστοιχείων. Η διευθέτηση των πίξελ αύξησε το SNR ανάλογα προς την τετραγωνική ρίζα του αριθμού των διευθετημένων πίξελ. Αυτό δοκιμάστηκε μέχρι μια 20×20 διευθέτηση καταλήγοντας σε ένα SNR της τάξης 5000 (Σχήμα 15). Αυτό σημαίνει ότι ο θόρυβος της κάμερας ήταν πολύ στατιστικός και ότι η πηγή του φωτός που χρησιμοποιήθηκε για το πείραμα ήταν πολύ σταθερή (πράγμα σημαντικό για τις δοκιμές του SNR που αναφέρθηκαν πιο πάνω). Όταν χρησιμοποιήθηκε μια λιγότερο σταθερή πηγή φωτός (μια λάμπα φωτισμού), η ομαλοποιημένη κανονική απόκλιση παρέμεινε σταθερή με την αύξηση της τακτοποίησης (Σχήμα 15).

Η γραμμικότητα των φακών ερευνήθηκε μετρώντας την ένταση της πηγής του σταθερού φωτός ως προς τον χρόνο ολοκλήρωσης του φακού. Η γραμμικότητα του φακού PCO πρέπει να διορθωθεί. Η σταθερότητα συχνότητας του λέιζερ ερευνήθηκε μετρώντας τον παλμό μεταξύ δύο σταθεροποιημένων λέιζερ και βρέθηκε ότι ήταν ±1.0 MHz για μέσο όρο χρόνου 5 δευτερολέπτων για κάθε μεμονωμένη μέτρηση της συχνότητας του παλμού.

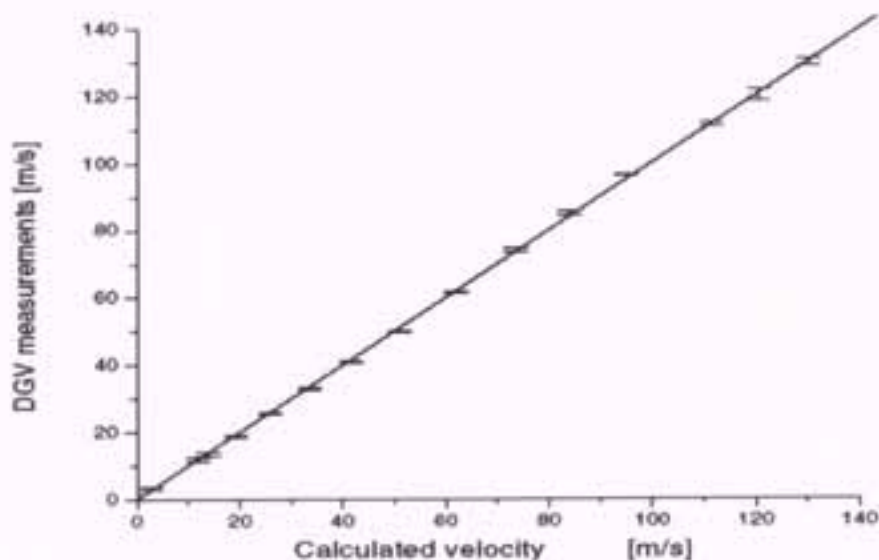


Αποδείχτηκε ότι η μεγαλύτερη πηγή στατιστικού θορύβου ήταν η παραμένουσα ευαισθησία πόλωσης του δίσκου διαχώρισης ακτίνας (από τον Melles Griot), η οποία κυμαινόταν ανάμεσα στο 49:51 και 51:49. Αυτό δημιουργεί αμφιβολίες μέτρησης, διότι η πόλωση του διαχυμένου φωτός συνήθως δεν μένει σταθερή. Αυτό ισχύει ιδιαίτερα όταν χρησιμοποιούνται ίνες πολλαπλών τύπων για να παράγουν το στρώμα του φωτός, επειδή οι ίνες πολλαπλών τύπων δεν διατηρούν την πόλωση του φωτός. Το πείραμα που περιγράφεται στη συνέχεια το παρουσιάζει αυτό με λεπτομέρειες.

Η αξονική ταχύτητα μιας ελεύθερης δέσμης μετρήθηκε κοντά στην έξοδο ενός ακροφυσίου ελεύθερης δέσμης (Σχήμα 16). Η ροή του ακροφυσίου εμπλουτίστηκε με σωματίδια γλυκερόλης/αιθανόλης που παράγονται από ένα ακροφύσιο Iaskin. Η ακτίνα λέιζερ διέσχιζε την δέσμη σε γωνία  $45^\circ$  και το διαχυμένο φως παρατηρήθηκε σε γωνία διάχυσης  $90^\circ$  έτσι ώστε η μετρούμενη συνιστώσα  $u_{01}$  έδειχνε στην κατεύθυνση του άξονα του ακροφυσίου. Ο ανιχνευτικός όγκος τοποθετήθηκε σε απόσταση περίπου όσο η διάμετρος του ακροφυσίου στο κέντρο του εκμεταλλεύσιμου πυρήνα. Η ταχύτητα της ροής μεταβαλλόταν από 5 μέχρι  $130\text{ms}^{-1}$ . Η απόλυτη αστάθεια της ρύθμισης DGV προσδιορίστηκε συγκρίνοντας τα δεδομένα DGV με την ταχύτητα που υπολογίστηκε από τις ταυτόχρονες μετρήσεις πίεσης και θερμοκρασίας.



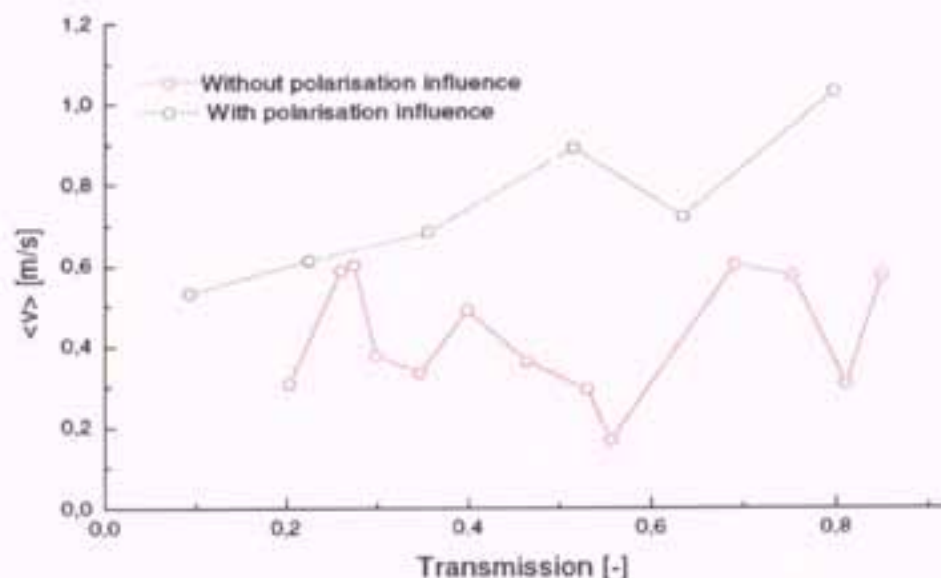
Σχήμα 16. Προετοιμασία DGV και μέτρηση συσχετισμού.



Σχήμα 17. Συσχετισμός της DGV και των μετρήσεων συσχετισμού.

Σε μια διαμόρφωση η ακτίνα λέιζερ επεκτάθηκε απευθείας σε ένα στρώμα φωτός και ένα φίλτρο πόλωσης τοποθετήθηκε μπροστά από το σύστημα κάμερας, ώστε να αποφεύγονται οι διακυμάνσεις πόλωσης. Μια δεύτερη σειρά μετρήσεων διεξήχθη στην 'κανονική διαμόρφωση' του συστήματος DGV με πολύτυπη ίνα και χωρίς φίλτρο πόλωσης. Για να προσδιορισθεί η κανονική απόκλιση, οι μετρήσεις ταχύτητας επαναλήφθηκαν 50 φορές σε 15 διαφορετικές ταχύτητες. Χωρίς τα αποτελέσματα πόλωσης, το επίπεδο θορύβου μιας μέτρησης DGV με μία συνιστώσα βρέθηκε ότι ήταν της τάξης των  $\pm 0.4 \text{ ms}^{-1}$  μόνο, δεν εξαρτιόταν από την ταχύτητα ή την μετάδοση του κελιού ιωδίου (Σχήμα 18) και κυρίως προκαλείτο από τις διακυμάνσεις συχνότητας του φωτός λέιζερ: το τρεμούλιασμα της συχνότητας κατά  $\pm 1 \text{ MHz}$  καταλήγει σε τρεμούλιασμα μέτρησης ταχύτητας της τάξης  $\pm 1 \text{ MHz} / 2.7 \text{ MHz} (\text{ms}^{-1})^{-1} = \pm 0.37 \text{ ms}^{-1}$ . Με τα αποτελέσματα της πόλωσης η μέτρηση είναι επίσης ανεξάρτητη από την ταχύτητα αλλά μία συνάρτηση της μετάδοσης του κελιού. Η επιρροή των αποτελεσμάτων πόλωσης είναι μεγαλύτερη σε υψηλότερες μεταδόσεις του πυρήνα ιωδίου. Αφού οι διακυμάνσεις συχνότητας συμβαίνουν την ίδια στιγμή η αστάθεια της μέτρησης κυμαίνεται μεταξύ  $\pm 0.5 \text{ ms}^{-1}$  για χαμηλή μετάδοση και  $\pm 1 \text{ ms}^{-1}$  για μεγάλες μεταδόσεις πυρήνα ιωδίου (Σχήμα 18).





Σχήμα 18. Η τιμή RMS της μέτρησης DGV ως συνάρτηση της μετάδοσης του κελιού ιωδίου, μετρώντας με και χωρίς την επίδραση της πόλωσης του φωτός.

Κάτω από ιδανικές συνθήκες μέτρησης όπως και στο περιγραφόμενο πείραμα, τα συστηματικά σφάλματα μπορούν να κρατηθούν σχεδόν εντός των ορίων των στατιστικών σφαλμάτων (Σχήμα 17). Σε πρακτικές εφαρμογές η ακρίβεια τείνει να μειωθεί. **Η πολλαπλή διάχυση, οι ανακλάσεις του φωτός λέιζερ επάνω σε επιφάνειες και ανοίγματα και το διαχυμένο φως που ανακλώνται από επιφάνειες επηρεάζουν την ακρίβεια της μέτρησης πολύ περισσότερο από τις ατέλειες του ίδιου του συστήματος.** Άρα η επιτεύξιμη ακρίβεια **εξαρτάται** από το αντικείμενο παρατήρησης και είναι μάλλον δύσκολο να κάνουμε γενικές δηλώσεις. Εάν όλα τα είδη ανάκλασης μπορούν να μειωθούν στο ελάχιστο και εάν η πυκνότητα της διασποράς δεν είναι πολύ υψηλή, μια **ακρίβεια** της τάξης  $\pm 2\text{ms}^{-1}$  φαίνεται εφικτή.

### 6.1. Γενικές παρατηρήσεις επάνω στην ακρίβεια μέτρησης της DGV

Η γεωμετρική διεύθυνση των οπτικών συνιστωσών πρέπει να είναι γνωστή με σχετικά μεγάλη ακρίβεια: για να διατηρήσουμε το σχετικό σφάλμα σε κάθε μέτρηση μεμονωμένης συνιστώσας κάτω από το 1%, η αστάθεια της

γωνίας ανάμεσα στην διεύθυνση του στρώματος του φωτός και την διεύθυνση παρατήρησης πρέπει να είναι κάτω από  $1.14^\circ$ .

Για να προσδιορισθούν οι δύο συνιστώσες ταχύτητας στο στρώμα φωτός, ούτε η συχνότητα του λέιζερ ούτε η θέση της κάμερας χρειάζεται να είναι γνωστά. Είναι αρκετό η συχνότητα του λέιζερ να μένει σταθερή κατά το πείραμα. Για να απεικονιστεί αυτό θεωρείστε τρεις μετρήσεις DGV  $v_1$ ,  $v_2$  και  $v_3$  με διαφορετικές κατευθύνσεις στρώματος φωτός  $l_1$ ,  $l_2$  και  $l_3$ , μια κατεύθυνση παρατήρησης  $o$  και σταθερή συχνότητα λέιζερ  $v_0$ :

$$\begin{aligned} \text{I} \quad & v_1 - v_0 = \frac{v_0}{c} (\vec{o} - \vec{l}_1) \vec{v} \\ \text{II} \quad & v_2 - v_0 = \frac{v_0}{c} (\vec{o} - \vec{l}_2) \vec{v} \\ \text{III} \quad & v_3 - v_0 = \frac{v_0}{c} (\vec{o} - \vec{l}_3) \vec{v} \\ \Rightarrow \text{I} - \text{II} \quad & v_1 - v_2 = \frac{v_0}{c} (\vec{l}_2 - \vec{l}_1) \vec{v} \\ \text{II} - \text{III} \quad & v_2 - v_3 = \frac{v_0}{c} (\vec{l}_3 - \vec{l}_2) \vec{v}. \end{aligned}$$

Τα ανύσματα  $(l_2 - l_1)$  και  $(l_3 - l_2)$  είναι γραμμικά ανεξάρτητα και καθορίζουν το επίπεδο του στρώματος φωτός. Με τις εξισώσεις I - II και II - III η προβολή του ανύσματος ταχύτητας επάνω σε αυτές τις δύο κατευθύνσεις μπορεί να προσδιοριστεί. Η διεύθυνση  $o$  δεν χρειάζεται και δεν είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε την ακριβή συχνότητα λέιζερ σε MHz αλλά μόνο την συχνότητα της γραμμής λέιζερ. Μόνο η συνιστώσα η κάθετη προς το στρώμα φωτός επηρεάζεται από την τιμή της συχνότητας του λέιζερ και από την θέση της κάμερας.

Για να μειωθούν όλα τα είδη ανάκλασης είναι προτιμότερο να χρησιμοποιηθούν ανοίγματα με αντανάκλαστική επίστρωση και να βαφτούν οι επιφάνειες με μαύρο, απορροφητικό χρώμα φωτός (για παράδειγμα 'Nextel 9218 schwarz' από την Mankiewicz). Αναφορικά με τον διαχωριστή ακτίνας η μείωση της γωνίας πρόσπτωσης, όπως υποστηρίζουν πολλοί συγγραφείς, δεν μπορεί να μειώσει την ευαισθησία της πόλωσής του!

Η διηλεκτρική επίστρωση του διαχωριστή ακτίνας γενικά βελτιώνεται για λειτουργία σε πρόσπτωση  $45^\circ$ . Επίσης η πλάκα του διαχωριστή ακτίνας



προκαλεί έναν ελαφρό αστιγματισμό και τα κοντρά παράθυρα του πυρήνα ιωδίου προκαλούν μια ελαφριά θόλωση της εικόνας που φαίνεται από την κάμερα σήματος. Αυτές οι στρεβλώσεις της εικόνας είναι δύσκολο να αντισταθμιστούν αλλά συνήθως μπορούμε να τις ανεχτούμε.

Περισσότερες μελέτες επάνω στην ακρίβεια έχουν διεξαχθεί από τον Lempereur κ.α. (1999), Meyers (2000) και McKenzie (1996).

**ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2****ΔΙΑΧΥΣΗ RAYLEIGH ME LASER:****ΣΥΝΟΨΗ**

Η διάχυση Rayleigh είναι ένα ισχυρό διαγνωστικό εργαλείο για την μελέτη των αερίων και είναι ιδιαίτερα χρήσιμο για την βοήθεια της κατανόησης περίπλοκων πεδίων ροής και φαινομένων καύσης. Αν και ο μηχανισμός που σχετίζεται με την διασκορπιζόμενη, επιφερόμενη ακτινοβολία ηλεκτρικού διπόλου, είναι απλός στις θεμελιώδεις αρχές του, τα χαρακτηριστικά της διάχυσης είναι περίπλοκα λόγω της ανισοτροπίας των μορίων, της αθροιστικής διάχυσης από πολλά μόρια και της ανελαστικής διάχυσης που σχετίζεται με τις περιστροφικές και παλμικές μεταπτώσεις. Αυτές οι επιδράσεις κάνουν το διασκορπισμένο σήμα να αποπολωθεί και να έχει φασματικά χαρακτηριστικά τα οποία αντιπροσωπεύουν την κατάσταση πίεσης, θερμοκρασίας και εσωτερικής ενέργειας του αερίου. Η πολύ μικρή διατομή διάχυσης καθιστά την μοριακή διάχυση Rayleigh ιδιαίτερα ευαίσθητη σε παρεμβολή από τον γύρω χώρο. Η διάχυση από πολύ μικρά σωματίδια πέφτει επίσης μέσα στην κλίμακα Rayleigh και μπορεί να κυριαρχήσει επί της διάχυσης από μόρια εάν η πυκνότητα των σωματιδίων είναι μεγάλη. Αυτή η διάχυση σωματιδίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί ώστε να ενισχύσει την απεικόνιση της ροής και τις μετρήσεις ταχύτητας, ή μπορεί να αφαιρεθεί με φασματικό καθαρισμό. Καινούριες μέθοδοι φασματικού καθαρισμού εφαρμόζονται τώρα και στην μοριακή διάχυση Rayleigh και στην σωματιδιακή διάχυση Rayleigh για να εξάγουμε ποσοτικές πληροφορίες γύρω από πολύπλοκα πεδία ροής αερίων. Εδώ τονίζονται οι κλασσικές ιδιότητες της διάχυσης Rayleigh και ανασκοπούνται μερικές από τις καινούριες εξελίξεις στην απεικόνιση των πεδίων ροής που έχουν επιτευχθεί χρησιμοποιώντας τις καινούριες προσεγγίσεις καθαρισμού.

## 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η φωτιζόμενη με Laser διάχυση Rayleigh εξελίσσεται ταχύτατα σε ένα σημαντικό διαγνωστικό εργαλείο, του οποίου η ανάπτυξη προωθείται από δύο βασικούς σκοπούς. Ο πρώτος είναι η χρήση της έντασης της διάχυσης Rayleigh για να προσδιοριστεί η δομή του πεδίου ροής και της φλόγας καθώς επίσης και η πυκνότητα και, σε μερικές περιπτώσεις, η διάσπαση του μείγματος (Dyer 1979, Escoda και Long 1983). Εάν η πίεση είναι γνωστή, τότε η μέτρηση της πυκνότητας μπορεί να μετατραπεί σε θερμοκρασία θεωρώντας ένα γνωστό ιδανικό μείγμα αερίου (Dibble και Hollenbach 1981). Ο δεύτερος σκοπός είναι η χρήση του φάσματος της διάχυσης Rayleigh για να κατανοήσουμε τις ιδιότητες της ατμόσφαιρας (Shimizu κ.α. 1983) και τις ιδιότητες σύνθετων ροών (Miles και Lembert 1997). Στις περισσότερες περιπτώσεις αυτό περιλαμβάνει διάχυση Rayleigh από αέρα ή αέρα που περιέχει νέφωση σωματιδίων (Samimy και Wernet 2000,) και οδηγεί στην μέτρηση των πεδίων ταχύτητας. Για την μοριακή διάχυση, η φασματικής ανάλυσης διάχυση Rayleigh μπορεί να οδηγήσει σε πεδία θερμοκρασίας και πυκνότητας επίσης (Seasholtz 1997, Forkey κ.α. 1998). Η χρήση διάχυσης Rayleigh με αυτόν τον τρόπο απαιτεί μια λεπτομερή κατανόηση της διαδικασίας της διάχυσης Rayleigh, που περιλαμβάνει θερμική και ακουστική διαπλάτυνση της γραμμής.

Αυτές οι εφαρμογές είναι πολύ διαφορετικές από εκείνες που παρουσιάστηκαν αρχικά από τον Λόρδο Rayleigh, Jean Cabannes και άλλους στο τέλος του 19<sup>ου</sup> αιώνα (Abhyankar 1996). Αυτοί προσπαθούσαν να κατανοήσουν την προέλευση της έντασης, του χρώματος και της πόλωσης της ατμόσφαιρας. Σε εκείνη την περίπτωση, η πηγή ήταν ο ήλιος, ο οποίος είναι ευρείας ζώνης και χωρίς πόλωση, και ολόκληρο το φάσμα του διασκορπισμένου φωτός παρατηρήθηκε. Η διάχυση από τον ουρανό προέρχεται από έναν μεγάλο όγκο παρά από μια γραμμή ή ένα επίπεδο που καθορίζεται από ένα φωταγωγικό λείζερ. Στην διάχυση Rayleigh, η πολλαπλή διάχυση και η ενσωμάτωση του όγκου δεν είναι σπουδαία θέματα.



Η διάχυση Rayleigh έχει μια απλή κλασική προέλευση: τα ηλεκτρόνια μέσα στα άτομα, τα μόρια ή τα μικρά σωματίδια εκπέμπουν ακτινοβολία όπως οι διπολικές αντένες όταν αυτά εξαναγκάζονται να ταλαντωθούν από ένα εφαρμοζόμενο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Εάν οι πηγές της διάχυσης είναι στατικές, τότε αυτή η δευτερεύουσα ακτινοβολία είναι ίδιας φάσης με το ενεργό ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Σε αυτήν την περίπτωση, ένα πεδίο είναι το συμφασικό άθροισμα του εφαρμοζόμενου πεδίου και των πεδίων που καθοδηγούν κάθε διασκορπιστή από όλους τους άλλους διασκορπιστές. Εάν η πυκνότητα των πηγών είναι αρκετά υψηλή ώστε να μπορούν να θεωρηθούν σαν φασματική συνέχεια, και εάν είναι ομοιόμορφα κατανεμημένα, τότε η ακτινοβολία εξουδετερώνεται προς όλες τις κατευθύνσεις εκτός από την εμπρόσθια κατεύθυνση, όπου προστίθεται συμφασικά, οδηγώντας σε μια μεταβολή του δείκτη διάθλασης διαδομένου κύματος όπως εξηγείται από τους Ewald και Oseen (Born και Wolf 1980). Σε ένα αέριο, η κίνηση των μορίων οδηγεί σε μικροσκοπικές διακυμάνσεις της πυκνότητας που τυχαιοποιούν τις φάσεις και προκαλούν την ασυνέπεια της διάχυσης προς όλες εκτός από την εμπρόσθια κατεύθυνση. Απομακρυσμένες από την εμπρόσθια κατεύθυνση, εμφανίζονται ραγδαία μεταβαλλόμενες παρεμβολές που κατά μέσο όρο εξαλείφουν τις συμφασικές επιδράσεις και κάνουν την ένταση της διάχυσης ακριβώς ανάλογη προς τον αριθμό των διασκορπιστών. Στην εμπρόσθια κατεύθυνση, η συνέπεια διατηρείται εφ' όσον δεν υπάρχει μεταφορά ορμής. Οι φάσεις αθροίζονται, ανεξάρτητα από την κίνηση, και η λύση Ewald-Oseen παραμένει σε ισχύ (Long 1977). Γι' αυτό το λόγο, η διάχυση Rayleigh ονομάζεται 'συμφασική'. Αυτή η συμφασική φύση της αλληλεπίδρασης σημαίνει ότι η διάχυση Rayleigh είναι ευαίσθητη ως προς τις μακροπρόθεσμα συμφασικές διακυμάνσεις της πυκνότητας που σχετίζονται με τα ακουστικά κύματα και τα τυρβώδη φαινόμενα.

Το απλό διπολικό μοντέλο δίνει εξαιρετικά αποτελέσματα για μονατομικά αέρια όπως το ήλιον και το αργόν, όπου κανένας εσωτερικός βαθμός ελευθερίας δεν υπάρχει. Στην περίπτωση των μορίων οι καταστάσεις παλμικής και περιστροφικής ενέργειας είναι και οι δύο παρούσες και προσθέτουν πολυπλοκότητα στο φάσμα της διάχυσης. Ανελαστικές παλμικές

και περιστροφικές συχνότητες διάχυσης Raman προκύπτουν που σχετίζονται με τις μεταβολές των καταστάσεων της παλμικής και περιστροφικής ενέργειας κατά την διαδικασία διάχυσης, και η 'ελαστική' ή διάχυση Rayleigh κάνει την πόλωση και μερικώς την φάση της, ακόμα και στην εμπρόσθια κατεύθυνση διάχυσης. Εφ' όσον λίγες εφαρμογές διάχυσης Rayleigh περιλαμβάνουν μονατομικά αέρια, αυτές οι επιδράσεις θα πρέπει να λαμβάνονται υπ' όψη για την σωστή ανάλυση.

Το Σχήμα 1 δείχνει τα διάφορα στοιχεία της μοριακής διάχυσης του φωτός σε διαδοχικά υψηλότερη ανάλυση. Το μοριακό άζωτο σε 1 ατμ, 300 K, χρησιμοποιείται σαν παράδειγμα. Οι πιο μακρινές από το μήκος κύματος λέιζερ είναι οι παλμικές ζώνες Raman. Αυτές είναι της τάξης μερικών εκατοντάδων έως μερικών χιλιάδων αριθμών κυμάτων ( $\text{cm}^{-1}$ ) σε απόσταση ( $2331 \text{ cm}^{-1}$  για το  $\text{N}_2$ ). (Σημείωση:  $1 \text{ cm}^{-1} = 30 \text{ GHz}$ .) Κοντύτερα στις γραμμές λέιζερ είναι η περιστροφική ζώνη Raman. Αυτή αποτελείται από μια σειρά γραμμών που σχετίζονται με το  $\Delta J = \pm 2$  περιστροφικές μεταβάσεις, η πρώτη από τις οποίες είναι  $\pm 6 B$  συντελεστές μετατοπισμένη από την γραμμή λέιζερ. Οι διαδοχικές γραμμές είναι σε διαστήματα  $4 B$ . Οι συντελεστές  $B$  για τα μόρια είναι αντιστρόφως ανάλογοι προς το μοριακό βάρος και είναι της τάξης μερικών  $\text{cm}^{-1}$  ( $1.99 \text{ cm}^{-1}$  για το  $\text{N}_2$ ).

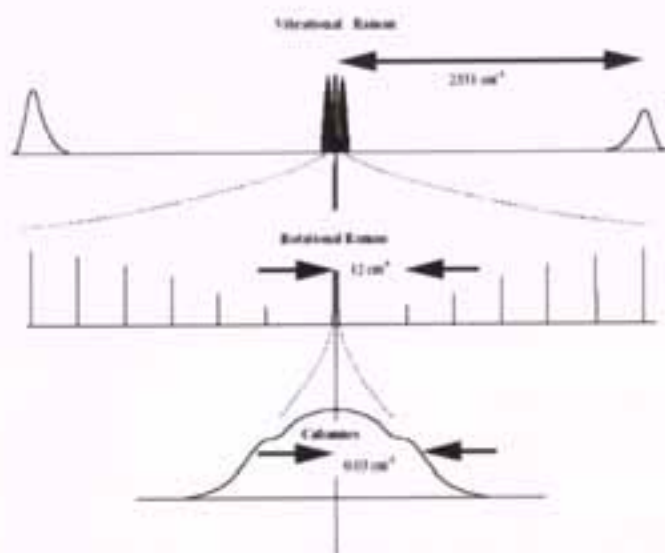
Το βασικό στοιχείο σχετίζεται με την ελαστική διάχυση και δεν μεταβάλλει την εσωτερική ενέργεια του μορίου. Βρίσκεται κοντύτερα προς την γραμμή λέιζερ και έχει χαρακτηριστικά που αντιπροσωπεύουν την κίνηση μετασχηματισμού, εάν η κίνηση κυριαρχείται από σύγκρουση (υδροδυναμικό όριο) και οι ακουστικές πλευρικές ζώνες είναι παρούσες σε μετατοπίσεις συχνότητας που σχετίζονται με την ταχύτητα του ήχου στο μέσον και τα σχήματα των γραμμών είναι Λορεντζιανά. Σε χαμηλή πίεση ή υψηλή θερμοκρασία, η μοριακή κίνηση κυριαρχείται θερμικά και το σχήμα της γραμμής της διάχυσης παίρνει την μορφή μιας θερμικά διευρυμένης Γκωσιανής κατατομής. Για 1 ατμ αζώτου σε θερμοκρασία δωματίου, που παρατηρείται με διπλής συχνότητας Nd:YAG λέιζερ (532 nm) στους  $90^\circ$ , η διάχυση είναι ενδιάμεσα σε αυτά τα δύο συστήματα και το σχήμα της κατατομής της γραμμής αντιπροσωπεύει διαδικασίες θερμικές και



ακουστικές. Για ανισότροπα μόρια, η διάχυση είναι μερικώς αποπολωμένη από μοριακό προσανατολισμό κατά μέσο όρο, και το βασικό χαρακτηριστικό της ζώνης έχει προσθέσει σε αυτήν ένα στοιχείο της περιστροφικής διάχυσης Raman η οποία αντιστοιχεί σε έναν επαναπροσανατολισμό της μοριακής περιστροφής, αλλά χωρίς μεταβολή στην ενέργεια (περιστροφικός κλάδος Q) (Young 1982). Ενώ αυτό το στοιχείο είναι μικρό (λιγότερο από το 1% της συνολικής διάχυσης), οι ιδιότητές του διαφέρουν από εκείνες που σχετίζονται με την διάχυση από κίνηση μετασχηματισμού στο σημείο ότι είναι αποπολωμένη και ασυμφασική, ακόμα και κατά την εμπρόσθια κατεύθυνση (σε αντίθεση με την αναλογία κίνησης μετασχηματισμού όπου η απώλεια φάσης εξουδετερώνεται στην εμπρόσθια κατεύθυνση). Ο Young (1981) προτείνει τα στοιχεία που σχετίζονται με την ελαστική διάχυση από την κίνηση του μετασχηματισμού (μαζί με τον περιστροφικό κλάδο Q) να ονομάζονται γραμμή 'Cabannes' προς τιμήν του μαθητή του Λόρδου Rayleigh, Jean Cabannes.

Με τα κανονικά λέιζερ και την ακαθάρτιστη συλλογή φωτός, το σήμα διάχυσης 'Rayleigh' είναι το άθροισμα όλων των συνιστωσών περιλαμβανομένων των γραμμών Cabannes, των περιστροφικών γραμμών Raman, και των παλμικών γραμμών Raman. Από αυτές, η περιστροφική διάχυση Raman είναι τόσο μικρή (συνήθως 0.1%), που η συμβολή της μπορεί συνήθως να αγνοηθεί). Εφ' όσον η 'συμφασική' διάχυση Cabannes έχει την μεγαλύτερη συνεισφορά, το διασκορπισμένο φως θα πολωθεί έντονα, και η κατεύθυνση πόλωσης του λέιζερ σε σχέση με την θέση του ανιχνευτή μπορεί να έχει σημαντικό αντίκτυπο στην ποσότητα του φωτός που συλλέγεται (Reckers κ.α. 1997). Η περιστροφική Raman συνήθως είναι μέρος του παρατηρούμενου φωτός επειδή πέφτει κοντά στην γραμμή Cabannes και είναι δύσκολο να μετακινηθεί χωρίς μια σημαντική μείωση της έντασης του σήματος Cabannes. Από την άλλη μεριά, ο δυνατός καθαρισμός της γραμμής Cabannes μπορεί να επιτρέψει στο περιστροφικό φάσμα Raman να καταγραφεί (Sabbaghzadeh κ.α. 1995, Finkelstein 1997a, 1998). Αν και μάλλον αδύναμες, αυτές οι γραμμές είναι συνήθως πολύ

δυνατότερες από τις περιστροφικές γραμμές Raman και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μετρήσεις ειδών ατόμου και θερμοκρασίας. Οι μετρήσεις που βασίζονται στην ανάλυση της κατατομής της γραμμής Cabannes απαιτούν λέιζερ με μικρό πλάτος γραμμής. Σε αυτήν την περίπτωση, η πίεση, ταχύτητα και θερμοκρασία του αερίου μπορεί να προσδιοριστεί από την δύναμη διάχυσης, το πλάτος γραμμής και την συχνότητα.



Σχήμα 1. Στοιχεία διάχυσης από φωταγώγηση λέιζερ ενός δυατομικού μοριακού αερίου (πχ αζώτου), σε διαδοχικά υψηλότερη ανάλυση.

Η 'διάχυση Rayleigh' χρησιμοποιείται για να περιγράψει την διάχυση από μόρια όπως επίσης και την διάχυση από μικρά σωματίδια ή σύνολα των οποίων η περιφέρεια είναι πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος του φωτός της φωταγώγησης (Van de Hulst 1957). Και για τα μόρια και για τα μικρά σωματίδια, η επιφερόμενη από δίπολο ορμή του σωματιδίου εδραιώνεται σε σύντομο χρονικό διάστημα το οποίο συγκρίνεται με την περίοδο ταλάντωσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, έτσι η διάχυση Rayleigh είναι 'ακαριαία' στην φύση της. Όταν η πηγή φωτισμού τίθεται off, η διάχυση Rayleigh παύει αμέσως, σε αντίθεση με τις φθορίζουσες διαδικασίες όπου η εκπομπή συνεχίζεται για κάποια χρονική περίοδο. Για τα μικρά σωματίδια η θερμική



κίνηση είναι σημαντικά μικρότερη από ότι είναι για τα μόρια, έτσι συμφασικές παρεμβολές από διακυμάνσεις πυκνότητας μπορεί να επιμένουν αρκετά ώστε να δημιουργήσουν σημαντική δομή ή 'κηλίδα' στο σήμα που συλλέγεται.

## 2. ΔΙΑΤΟΜΗ ΔΙΑΧΥΣΗΣ

### 2.1 Σφαιρικά συμμετρικό μοντέλο

Εάν τα μόρια είναι σφαιρικά, όπως στην περίπτωση με το ήλιο, το αργό και τα άλλα ευγενή αέρια, τότε δεν υπάρχει καμιά περιστροφική διάχυση Raman, και η διατομή διάχυσης Rayleigh λαμβάνεται χρησιμοποιώντας την κλασική έκφραση για την ακτινοβολία από ένα απειροελάχιστα μικρό παλλόμενο δίπολο (Born και Wolf 1980). (Σημείωση: για μια διατύπωση κβαντομηχανικής, δείτε Penney 1969). Το πλάτος και η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που διαδίδεται από αυτό το δίπολο φαίνονται στο Σχήμα 2 και δίνονται από την

$$|\vec{E}_s(r, \phi)| = \frac{\omega^2 p \sin \phi}{4\pi r \epsilon_0 c^2} \quad (1)$$

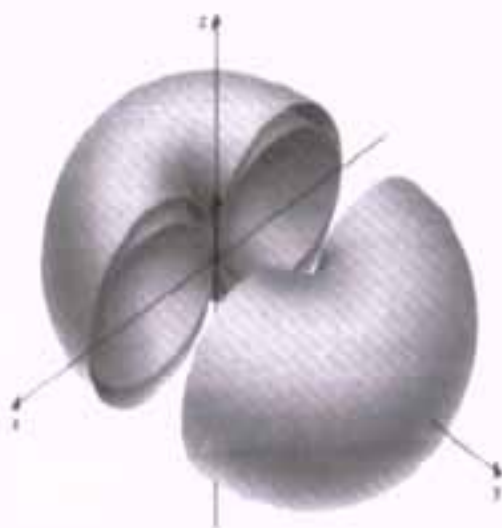
και

$$I_s(r, t) = \frac{\epsilon_0 c |\vec{E}_s(r, \phi)|^2}{2} \quad (2)$$

όπου  $\omega$  είναι η συχνότητα ταλάντωσης και  $p$  είναι το μέγεθος της ορμής του παλλόμενου διπόλου (φορτίο επί μετατόπιση) που προκαλείται από το τυχαίο πεδίο. Η γεωμετρία της διάχυσης φαίνεται στο Σχήμα 3, όπου το δίπολο,  $p$ , είναι σε γωνία  $\beta$  προς τον κάθετο άξονα  $z$ , και  $\phi$  είναι η γωνία παρατήρησης σε σχέση με το άνυσμα αυτού του διπόλου. Το άνυσμα του διασκορπισμένου ηλεκτρικού πεδίου,  $E_s(r, \phi)$ , είναι κάθετο προς το άνυσμα διάδοσης διάχυσης,  $\theta$ , και βρίσκεται στο επίπεδο του ανύσματος του διπόλου και του ανύσματος διάδοσης διάχυσης. Τα  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  και  $\theta_z$  είναι οι γωνίες διάχυσης σε σχέση με τους άξονες  $x$ ,  $y$  και  $z$ . Ο όρος  $\omega^2$  στην εξίσωση (1) προκύπτει από το γεγονός



ότι το πλάτος της ακτινοβολίας είναι ανάλογο προς την επιτάχυνση του παλλόμενου φορτίου.



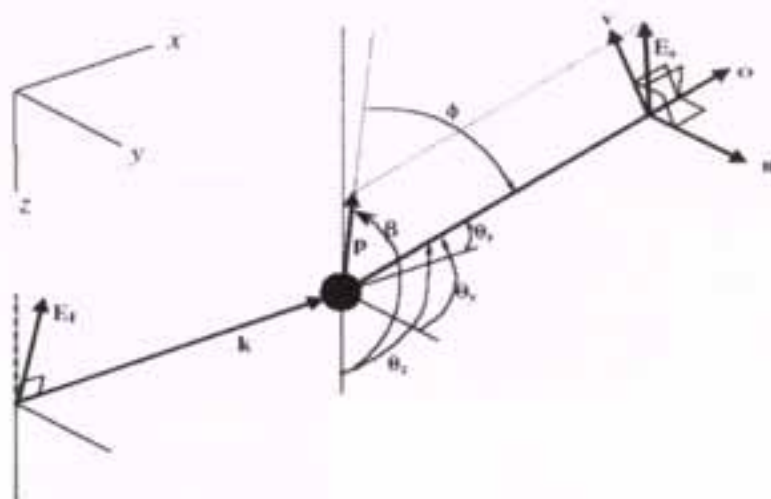
Σχήμα 2. Πολικό διάγραμμα σχηματισμών ηλεκτρικού πεδίου (εξωτερική επιφάνεια) και πεδίου έντασης (εσωτερική επιφάνεια) γύρω από ένα δίπολο ευθυγραμμισμένο με τον άξονα z (Long 1977). Σε κάθε σημείο επάνω στην επιφάνεια, η ακτινική απόσταση από την αρχή είναι ανάλογη προς την ένταση του πεδίου μετρούμενη σε αυτήν την θέση.

Το δίπολο συμπεριφέρεται σαν αρμονικός ταλαντωτής, έτσι η επιτάχυνση είναι η δεύτερη παράγωγος του χρόνου μετατόπισης. Η συνάρτηση ημφ είναι η προβολή του φαινομενικού πλάτους της ροπής του διπόλου όπως φαίνεται από την κατεύθυνση της παρατήρησης. Όταν η θέση παρατήρησης είναι κατά μήκος του άξονα της ροπής του διπόλου, αυτή η φαινομενική προβολή τείνει στο μηδέν, και δεν υπάρχει ακτινοβολία πεδίου. Οι συνιστώσες πεδίου χωρίς ακτινοβολία σβήνουν σταδιακά στην απόσταση από  $1/r$ , και έχουν παραβλεφθεί, αυτό συνεπάγεται ότι το ηλεκτρικό πεδίο μειριέται πολλά μήκη κύματος μακριά από το δίπολο.

Η ένταση του φωτός που διασκορπίζεται από ένα μοναδικό παλλόμενο δίπολο είναι

$$I_s = \frac{\pi^2 c p^2 \sin^2 \phi}{2 \epsilon_0 \lambda^4 r^2} \quad (3)$$

όπου  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος του κενού,  $\lambda = 2\pi c/\omega$ . Η διάχυση του φωτός συμβαίνει όταν η ταλάντωση του διπόλου προκαλείται από τυχαία ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Στην περίπτωση ενός σφαιρικά συμμετρικού μορίου, η ροπή του διπόλου,  $\vec{p}$ , προκαλείται στην ίδια κατεύθυνση όπως και η τυχαία πόλωση του πεδίου, και είναι γραμμικά ανάλογη προς το τυχαίο ηλεκτρικό πεδίο,  $E_I$ .



Σχήμα 3. Γεωμετρία διάχυσης Rayleigh.

Η σταθερά κλίμακας της αναλογικότητας ονομάζεται πολωσιμότητα,  $\alpha$ :

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}_I. \quad (4)$$

Αντικαθιστώντας  $p^2 = \alpha^2 |E_I|^2$  και  $I_I = (\epsilon_0 c/2) |E_I|^2$ , βρίσκουμε ότι η ένταση διάχυσης από ένα μόριο είναι:

$$I_s = \frac{\pi^2 \alpha^2}{\epsilon_0^2 \lambda^4 r^2} I_I \sin^2 \phi. \quad (5)$$

Είναι χρήσιμο να ορίσουμε μια διαφορική διατομή διάχυσης τέτοια ώστε

$$I_s = \frac{\partial \sigma_{ss}}{\partial \Omega} \frac{1}{r^2} I_I \quad (5a)$$

όπου ο δείκτης,  $ss$ , υποδεικνύει ότι η διάχυση γίνεται από έναν σφαιρικά συμμετρικό διασκορπιστή και

$$\frac{\partial \sigma_{ss}}{\partial \Omega} = \frac{\pi^2 \alpha^2}{\epsilon_0^2 \lambda^4} \sin^2 \phi. \quad (5b)$$

Ολοκληρώνοντας αυτήν την ένταση ως προς το εμβαδόν επιφανείας μιας σφαίρας που περικλείει το δίπολο δίνει την συνολική ισχύ που διασκορπίστηκε από ένα μόριο:

$$P = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda^4} I_I. \quad (6)$$

Η συνολική διασκορπισμένη ισχύς συχνά γράφεται σε σχέση με την συνολική διατομή διάχυσης:

$$\sigma_{ss} = \frac{P}{I_I} \quad (7)$$

$$\sigma_{ss} = \frac{8\pi^3 \alpha^2}{3\epsilon_0^2 \lambda^4}. \quad (8)$$

Η πολωσιμότητα μπορεί να συσχετιστεί με τον δείκτη διάθλασης,  $n$ , σύμφωνα με την εξίσωση Lorentz-Lorenz (Born και Wolf 1980):

$$\alpha = \frac{3\epsilon_0 n^2 - 1}{N n^2 + 2} \quad (9)$$

όπου  $N$  είναι η αριθμητική πυκνότητα του αερίου (μόρια  $m^{-3}$ ), άρα η διατομή διάχυσης ενός σφαιρικά συμμετρικού διασκορπιστή μπορεί να γραφτεί ως

$$\sigma_{ss} = \frac{24\pi^3}{\lambda^4 N^2} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \quad (9a)$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι  $(1/N)[(n^2-1)/(n^2+2)]$  είναι ανεξάρτητο από την πυκνότητα, όπως απαιτείται για το  $\alpha$  να είναι ιδιότητα του μεμονωμένου ατόμου ή μορίου. Το  $3/(n^2+2)$  είναι ένας παράγοντας διόρθωσης πεδίου, ο οποίος ισχύει γενικά για τα αέρια, και ισχύει κατά προσέγγιση για τα υγρά και τα στερεά (Jackson 1998). Για την ατμόσφαιρα και τα άλλα αέρια χαμηλής πυκνότητας, ο δείκτης διάθλασης είναι συνήθως κοντά στο 1 (στον



αέρα ο δείκτης διάθλασης είναι 1.000278 στα 530 nm), έτσι η συνολική διατομή μπορεί να προσεγγιστεί ως

$$\sigma_{\text{sc}} \cong \frac{32\pi^3}{3\lambda^4} \left( \frac{n-1}{N} \right)^2 \quad (10)$$

και η διαφορική διατομή είναι

$$\frac{\partial \sigma_{\text{sc}}}{\partial \Omega} \cong \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \left( \frac{n-1}{N} \right)^2 \sin^2 \phi. \quad (11)$$

Όταν η διάχυση Rayleigh χρησιμοποιείται για διαγνώσει ,το διασκορπισμένο φως συλλέγεται εντός μιας περιορισμένης σταθερής γωνίας η οποία συνήθως προσδιορίζεται από έναν φακό συλλογής. Σε αυτήν την περίπτωση η ισχύς που συλλέγεται βγαίνει από την διαφορική διατομή

$$\partial P = \frac{\partial \sigma_{\text{sc}}}{\partial \Omega} I_i \partial \Omega \quad (12)$$

που ολοκληρώνεται ως προς την σταθερή γωνία συλλογής,  $\Delta\Omega$ . Αυτό δίνει την συγκεντρωμένη ισχύ

$$\Delta P = I_i \int_{\Delta\Omega} \frac{\partial \sigma_{\text{sc}}}{\partial \Omega} \partial \Omega. \quad (13)$$

Η κίνηση των μορίων τυχαιοποιεί την παρεμβολή των ηλεκτρικών πεδίων που διασκορπίστηκαν από το κάθε μεμονωμένο μόριο έτσι ώστε, όταν παρατηρείται από μακριά, αυτά τα συμφυή αποτελέσματα εξουδετερώνονται και η συνολική διάχυση γίνεται το σύνολο των μεμονωμένων εντάσεων που διασκορπίστηκαν από το κάθε μόριο. Η συνολική ισχύς που συλλέγεται είναι το ολοκλήρωμα της διαφορικής διατομής ως προς την σταθερή γωνία που περιλαμβάνεται εντός των οπτικών συλλογής,  $\Delta\Omega$ , πολλαπλασιασμένο επί τον αριθμό των διασκορπιστών στο μέγεθος παρατήρησης,  $NV$ , και πολλαπλασιασμένο επίσης με τις όποιες ικανότητες που είναι κατάλληλες για τα οπτικά στοιχεία και τον ανιχνευτή:

$$P_{DET} = \eta I_1 NV \int_{\Delta\Omega} \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial \Omega} d\Omega. \quad (14)$$

Η πόλωση του διασκορπισμένου φωτός προσδιορίζεται από την πόλωση του διπόλου και την γωνία παρατήρησης. Στην περίπτωση των σφαιρικά συμμετρικών διασκορπιστών, το δίπολο πολώνεται στην ίδια διεύθυνση με την πόλωση του τυχαίου επικείμενου πεδίου.

Εάν το συνεπαγόμενο πεδίο θεωρείται ότι διαδίδεται κατά τον άξονα  $x$ , τότε μπορούμε να επιλέξουμε η κατεύθυνση της πόλωσης να είναι κατά τον άξονα  $z$ . Η πόλωση του διασκορπισμένου φωτός πρέπει να προβάλλεται επάνω σε αυτό το δίπολο,  $p$ , και να είναι ορθογώνια προς την κατεύθυνση διάδοσης,  $0$ ,  $px$ , θα πρέπει να βρίσκεται στο επίπεδο  $0-z$  εάν το  $p$  είναι στην κατεύθυνση  $z$ . Η διάχυση που παρατηρείται κατά μήκος του άξονα  $z$  έχει μηδέν πλάτος αφού δεν υπάρχει συνιστώσα πόλωσης κάθετη στο  $z$ , ή ισοδύναμα,  $\eta \mu \varphi = 0$ . Εάν το επικείμενο φως πολωθεί τυχαία, τότε συμβαίνει μια συνεπαγόμενη πόλωση στην κατεύθυνση του άξονα  $y$  και το διασκορπισμένο φως έχει μια συνιστώσα πόλωσης στο επίπεδο  $0-y$ .

## 2.2. Διάχυση από διατομικά μόρια

Η διάχυση από μόρια είναι πιο περίπλοκη επειδή, γενικά, τα μόρια δεν είναι σφαιρικά. Εμφανίζονται περιστροφικές γραμμές Raman, και η διάχυση Rayleigh αποπολώνεται ελαφρά αφού η επιφερόμενη ροπή του διπόλου δεν βρίσκεται απαραίτητα στην κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου πεδίου. Ο τυχαίος προσανατολισμός του μορίου σε σχέση με το επικείμενο πεδίο, και σε σχέση με την διεύθυνση παρατήρησης και την παρατηρούμενη πόλωση, οδηγεί στην απαίτηση το πρότυπο διάχυσης να περιλαμβάνει μέσους όρους ως προς τους μοριακούς προσανατολισμούς.

Εάν θεωρηθεί ότι το συνεπαγόμενο πεδίο λέιζερ διαδίδεται στην κατεύθυνση  $x$ , τότε μπορεί να έχει δύο μόνο συνιστώσες πόλωσης,  $E_y$  και  $E_z$ , αφού το διαδιδόμενο φως πρέπει να έχει πόλωση ηλεκτρικού πεδίου ορθογώνια προς την κατεύθυνση διάδοσης. Η επιφερόμενη ροπή του ηλεκτρικού διπόλου,  $p$ ,



περιγράφεται από ένα άνυσμα πολωσιμότητας διπόλου του οποίου οι συνιστώσες είναι, έτσι:

$$\begin{aligned} p_x &= \alpha_{xy} E_{ly} + \alpha_{xz} E_{lz} \\ p_y &= \alpha_{yy} E_{ly} + \alpha_{yz} E_{lz} \\ p_z &= \alpha_{zy} E_{ly} + \alpha_{zz} E_{lz}. \end{aligned} \quad (15)$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι όλες οι συνιστώσες του προσανατολισμού της ροπής του διπόλου επιτρέπονται τώρα.

Η πόλωση του ηλεκτρικού πεδίου του φωτός που διαδίδεται από το παλλόμενο δίπολο πρέπει να είναι ομοεπίπεδη με το άνυσμα της ροπής του διπόλου του μορίου. Χρησιμοποιώντας τον αριθμό 3 ως αναφορά, εάν  $z$  είναι το 'κάτω', τότε η 'οριζόντια' πολωμένη διάχυση ορίζεται ως παράλληλη προς το επίπεδο  $x$ - $y$  και θα βρίσκεται κατά μήκος της μονάδας ανύσματος  $H$ .

Η συνιστώσα της ορθογώνιας διάχυσης,  $V$ , είναι κάθετη προς αυτήν την οριζόντια πόλωση και προς την κατεύθυνση διάδοσης, και θα τέμνει (ή θα είναι παράλληλη προς) τον άξονα  $z$ . (Αυτή η γεωμετρία προϋποθέτει ότι η διεύθυνση παρατήρησης δεν είναι κατά μήκος του άξονα  $z$ , περίπτωση στην οποία ο ορισμός της οριζόντιας πόλωσης γίνεται ασαφής). Η συνιστώσα  $V$  έχει πάντα μια μη μηδενική προβολή επάνω στον άξονα  $z$ , σε αντίθεση με την συνιστώσα  $H$  που είναι πάντα ορθογώνια προς το  $z$ . Για ευκολία, πάντως, καλούμε  $V$  την 'κάθετη' συνιστώσα διάχυσης. Με αυτούς τους ορισμούς, οι διευθύνσεις οριζόντιας και κάθετης πόλωσης μπορούν να γραφτούν σε σχέση με τα συνημίτονα της γωνίας διάδοσης διάχυσης ως εξής:

$$H_x = \frac{\cos \theta_y}{\sqrt{\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y}}$$

$$H_y = \frac{-\cos \theta_x}{\sqrt{\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y}} \quad H_z = 0 \quad (16)$$

$$V_x = \frac{\cos \theta_x \cos \theta_z}{\sqrt{\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y}} \quad V_y = \frac{\cos \theta_y \cos \theta_z}{\sqrt{\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y}}$$

$$V_z = -\sqrt{\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y} \quad (17)$$



όπου το άνυσμα της διάδοσης του διασκορπισμένου φωτός εκφράζεται ως:

$$\hat{\mathbf{O}} = \cos \theta_x \hat{x} + \cos \theta_y \hat{y} + \cos \theta_z \hat{z}. \quad (18)$$

Τα  $\mathbf{H}$  και  $\mathbf{V}$  ομαλοποιούνται και προσανατολίζονται έτσι ώστε οι επόμενες σχέσεις να ικανοποιούνται:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{V}} \cdot \hat{\mathbf{V}} = 1 & \quad \hat{\mathbf{H}} \cdot \hat{\mathbf{H}} = 1 & \quad \hat{\mathbf{H}} \cdot \hat{\mathbf{V}} = 0 \\ \hat{\mathbf{H}} \cdot \hat{\mathbf{O}} = 0 & \quad \hat{\mathbf{V}} \cdot \hat{\mathbf{O}} = 0. \end{aligned}$$

Οι 'κάθετες' και οριζόντιες συνιστώσες της έντασης διάχυσης προκύπτουν από τις 'κάθετες' και οριζόντιες συνιστώσες του ανύσματος της ροπής του διπόλου, έτσι

$$I_V = \frac{\pi^2 c}{2\epsilon_0 \lambda^4 r^2} |\vec{p} \cdot \hat{\mathbf{V}}|^2 \quad (19)$$

$$I_H = \frac{\pi^2 c}{2\epsilon_0 \lambda^4 r^2} |\vec{p} \cdot \hat{\mathbf{H}}|^2. \quad (20)$$

Από αυτές τις σχέσεις λαμβάνουμε την έκφραση για τις κάθετες και τις οριζόντιες πολώσεις της διασκορπισμένης έντασης από ένα μεμονωμένο μόριο.

$$\begin{aligned} I_V = K \left[ p_x^2 \frac{\cos^2 \theta_x \cos^2 \theta_z}{(\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y)} + p_y^2 \frac{\cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z}{(\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y)} \right. \\ \left. + p_z^2 (\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y) + 2p_x p_y \frac{\cos \theta_x \cos \theta_y \cos^2 \theta_z}{(\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y)} \right. \\ \left. - 2p_y p_z \cos \theta_y \cos \theta_z - 2p_z p_x \cos \theta_z \cos \theta_x \right] \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_H = K \left[ p_x^2 \frac{\cos^2 \theta_y}{(\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y)} + p_y^2 \frac{\cos^2 \theta_x}{(\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y)} \right. \\ \left. - 2p_x p_y \frac{\cos \theta_x \cos \theta_y}{(\cos^2 \theta_x + \cos^2 \theta_y)} \right] \quad (22) \end{aligned}$$

$$K = \frac{\pi^2 c}{2\epsilon_0 \lambda^4 r^2}.$$

όπου  $K = \pi^2 c / 2 \epsilon_0 \lambda^4 r^2$ . Όταν αυτά αθροίζονται, η έκφραση για την συνολική διασκορπισμένη ένταση, η εξίσωση (3), ανακτάται χρησιμοποιώντας το γεγονός ότι  $(r\eta\mu\phi)^2 = p^2 - (p\sigma\eta\eta\mu\phi)^2 = p^2 - (p \cdot 0)^2 = p^2 - (p_x\sigma\eta\eta\mu\theta_x + p_y\sigma\eta\eta\mu\theta_y + p_z\sigma\eta\eta\mu\theta_z)^2$  και οι σχέσεις  $p^2 = p_x^2 + p_y^2 + p_z^2$  και  $\sigma\eta\eta\mu^2\theta_x + \sigma\eta\eta\mu^2\theta_y + \sigma\eta\eta\mu^2\theta_z = 1$ .

### 3. ΠΡΟΣΑΝΑΤΟΛΙΣΜΟΣ ΜΕΣΟΥ ΟΡΟΥ

Εφ' όσον τα μόρια μέσα στον δειγματικό όγκο είναι τυχαία προσανατολισμένα, η διάχυση θα πρέπει να προσεγγιστεί κατά μέσο όρο ως προς όλες τις μοριακές γωνίες. Αυτή η προσέγγιση μέσου όρου μπορεί να εκφραστεί με όρους δύο παραμέτρων οι οποίοι είναι αμετάβλητοι σε σχέση με την περιστροφή: την μέση πόλωση,  $a$ , και την ανισοτροπία,  $\gamma$ .

$$a^2 = \frac{1}{9}(\alpha_{xx} + \alpha_{yy} + \alpha_{zz})^2 \quad (23)$$

$$\gamma^2 = \frac{1}{2}[(\alpha_{xx} - \alpha_{yy})^2 + (\alpha_{yy} - \alpha_{zz})^2 + (\alpha_{zz} - \alpha_{xx})^2 + 6(\alpha_{xy}^2 + \alpha_{yz}^2 + \alpha_{zx}^2)] \quad (24)$$

όπου  $x$ ,  $y$  και  $z$  βρίσκονται μέσα στον μοριακό σχηματισμό, αλλά όχι απαραίτητα κατά μήκος του μοριακού άξονα.

Με όρους αυτών των αμετάβλητων ποσοτήτων, ή με προσανατολισμό μέσου όρου οι πολωσιμότητες είναι (Long 1977)

$$\overline{\alpha_{xx}^2} = \overline{\alpha_{yy}^2} = \overline{\alpha_{zz}^2} = \frac{45a^2 + 4\gamma^2}{45} \quad (25)$$

$$\overline{\alpha_{xy}^2} = \overline{\alpha_{yz}^2} = \overline{\alpha_{zx}^2} = \overline{\alpha_{yx}^2} = \overline{\alpha_{zy}^2} = \overline{\alpha_{xz}^2} = \frac{\gamma^2}{15} \quad (26)$$

$$\overline{\alpha_{xx}\alpha_{yy}} = \overline{\alpha_{yy}\alpha_{zz}} = \overline{\alpha_{zz}\alpha_{xx}} = \frac{45a^2 - 2\gamma^2}{45} \quad (27)$$

$$\overline{\alpha_{xy}\alpha_{yz}} = \overline{\alpha_{yz}\alpha_{zx}} = \overline{\alpha_{zx}\alpha_{xy}} = 0. \quad (28)$$

Στην περίπτωση των διατομικών και γραμμικών μορίων, υπάρχει κυλινδρική συμμετρία και οι αμετάβλητοι παράμετροι γίνονται

$$a^2 = \frac{1}{9}(\alpha_{XX} + 2\alpha_{YY})^2 \quad (29)$$

$$y^2 = (\alpha_{XX} - \alpha_{YY})^2 \quad (30)$$

όπου X είναι ο άξονας συμμετρίας του μορίου, Y και Z είναι κάθετοι σε αυτόν και οι πολωσιμότητες στις κατευθύνσεις Y και Z είναι ίσες.

Οι εκφράσεις που λαμβάνονται στην προηγούμενη παράγραφο είναι με όρους των συνιστωσών του ανύσματος της ροπής του διπόλου. Εάν β ορίζεται ως η γωνία ανάμεσα στον άξονα z και την διεύθυνση πόλωσης τυχαίου πεδίου, τότε οι συνιστώσες του τυχαίου πεδίου είναι

$$E_{Iy} = E_I \sin \beta \quad E_{Iz} = E_I \cos \beta \quad (31)$$

εφ' όσον το τυχαίο λέιζερ διαδίδεται στην κατεύθυνση x, άρα, δεν έχει καμία συνιστώσα ηλεκτρικού πεδίου σε αυτήν την διεύθυνση. Οι μέσοι των σχετικών συνιστωσών του ανύσματος της ροπής του διπόλου τότε βρίσκονται με αντικατάσταση από την εξίσωση (15):

$$\overline{p_x^2} = \overline{\alpha_{xy}^2} E_I^2 + 2\overline{\alpha_{xy}\alpha_{xz}} E_I E_I + \overline{\alpha_{xz}^2} E_I^2 = E_I^2 \frac{3y^2}{45} \quad (32)$$

$$\overline{p_y^2} = E_I^2 \left[ \frac{3y^2}{45} + \sin^2 \beta \left( \frac{45a^2 + y^2}{45} \right) \right] \quad (33)$$

$$\overline{p_z^2} = E_I^2 \left[ \frac{3y^2}{45} + \cos^2 \beta \left( \frac{45a^2 + y^2}{45} \right) \right] \quad (34)$$

$$\overline{p_x p_y} = 0 \quad (35)$$

$$\overline{p_y p_z} = E_I^2 \sin \beta \cos \beta \left( \frac{45a^2 + y^2}{45} \right) \quad (36)$$

$$\overline{p_z p_x} = 0. \quad (37)$$

Με αντικατάσταση αυτών στις εξισώσεις (21) και (22) δίνει τις οριζόντιες και κάθετες συνιστώσες της έντασης διάχυσης, προϋποθέτοντας γραμμικά πολωμένη φωταγωγήση λέιζερ πολωμένου σε γωνία, β, ως προς τον άξονα z και ανίχνευση σε γωνίες θx, θy και θz από τους αντίστοιχους x, y, και x άξονες. Αυτές οι εκφράσεις γράφονται καλύτερα ως διαφορικές διατομές (το



$E^2$  αντικαθιστάται από το  $2I_1/c\epsilon_0$ , και κατόπιν η ένταση και οι όροι  $1/r^2$  αναλύονται σε συνιστώσες).

$$\frac{\partial^\beta \sigma_V}{\partial \Omega} = C \left[ \left( \frac{3\gamma^2}{45} \right) + \left( \frac{45a^2 + \gamma^2}{45} \right) \left( \sin \beta \frac{\cos \theta_y \cos \theta_z}{\sin \theta_z} - \cos \beta \sin \theta_z \right)^2 \right] \quad (38)$$

$$\frac{\partial^\beta \sigma_H}{\partial \Omega} = C \left[ \left( \frac{3\gamma^2}{45} \right) + \left( \frac{45a^2 + \gamma^2}{45} \right) (\sin \beta) \times \left( \frac{\sin^2 \theta_z - \cos^2 \theta_y}{\sin^2 \theta_z} \right) \right] \quad (39)$$

όπου  $C = \pi^2/\epsilon^2_0\lambda^4$ , και ο εκθέτης  $\beta$  υποδεικνύει ότι το επικείμενο πεδίο πολώνεται σε γωνία  $\beta$  ως προς την κάθετο, δείχνοντας προς τα κάτω στον άξονα  $z$ .

Προσθέτοντας αυτές τις δύο διατομές και απλοποιώντας βρίσκουμε μια έκφραση για την συνολική διαφορική διατομή διάχυσης:

$$\frac{\partial^\beta \sigma_0}{\partial \Omega} = C \left[ \left( \frac{45a^2 + 7\gamma^2}{45} \right) - \left( \frac{45a^2 + \gamma^2}{45} \right) (\sin \beta \cos \theta_y + \cos \beta \cos \theta_z)^2 \right] \quad (40)$$

όπου ο δείκτης  $\theta$  υποδεικνύει ότι ο ανιχνευτής συλλέγει όλες τις πολώσεις. Αξίζει να σημειωθεί ότι η συμμετρία στην κατεύθυνση  $x$  επιτρέπει την εξαλείψη του  $\theta_x$  ως παράμετρο (είναι δυνατό με δεδομένα τα  $\theta_y$  και  $\theta_z$ ). Η συνολική διατομή διάχυσης Rayleigh βρίσκεται ολοκληρώνοντας την συνολική διαφορική διατομή διάχυσης ως προς  $4\pi$  στερακτίνια:

$$\sigma = \left( \frac{8\pi^3}{3\epsilon_0^2\lambda^4} \right) \left( \frac{45a^2 + 10\gamma^2}{45} \right) \quad (41)$$

Εκτός από την πρόσθεση του παράγοντα ανισοτροπίας, αυτή η συνολική διατομή διάχυσης είναι η ίδια με αυτήν ενός σφαιρικά συμμετρικού μορίου (εξίσωση (8)). Ο συντελεστής ανισοτροπίας μπορεί να παρατηρηθεί καθώς προκύπτει από τις περιστροφικές συνιστώσες Raman, όπως θα εξεταστεί περαιτέρω στο επόμενο μέρος. Η διάχυση για το μη πολωμένο τυχαίο φως βρίσκεται με τους μέσους όρους των διαφορικών συνιστωσών της διάχυσης

στις εξισώσεις (38)-(40) ως προς όλες τις δυνατές τιμές του βήτα από το μηδέν ως το  $\pi$ . Αυτή η μέση προσέγγιση δίνει τις σχέσεις

$$\frac{\partial^0 \sigma_V}{\partial \Omega} = C \left[ \left( \frac{3\gamma^2}{45} \right) + \left( \frac{45a^2 + \gamma^2}{90} \right) \times \left( \frac{\cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} + \sin^2 \theta_z \right) \right] \quad (42)$$

$$\frac{\partial^0 \sigma_H}{\partial \Omega} = C \left[ \left( \frac{3\gamma^2}{45} \right) + \left( \frac{45a^2 + \gamma^2}{90} \right) \left( \frac{\sin^2 \theta_z - \cos^2 \theta_y}{\sin^2 \theta_z} \right) \right] \quad (43)$$

όπου ο εκθέτης 0 υποδεικνύει το τυχαίο μη πολωμένο φως. Το άθροισμα αυτών των δύο συνιστωσών δίνει

$$\frac{\partial^0 \sigma_0}{\partial \Omega} = C \left[ \left( \frac{45a^2 + 7\gamma^2}{45} \right) - \left( \frac{45a^2 + \gamma^2}{90} \right) (\cos^2 \theta_y + \cos^2 \theta_z) \right]. \quad (44)$$

Η εξίσωση (44), όταν ολοκληρώνεται ως προς  $4\pi$  στερακτίνια, δίνει την ίδια συνολική διατομή όπως και στην εξίσωση (41).

Αυτές οι εκφράσεις συχνά γράφονται σε σχέση με το  $\rho_0$ , το οποίο καθορίζεται ως ο λόγος του οριζόντια προς κάθετα πολωμένου φωτός που διακύεται στις  $90^\circ$  για το μη πολωμένο (φυσικό) τυχαίο φως που διαδίδεται κατά μήκος του άξονα  $x$  - δηλαδή παράλληλο προς το οριζόντιο επίπεδο.

$$\rho_0 = \frac{6\gamma^2}{45a^2 + 7\gamma^2}. \quad (45)$$

Για ένα σφαιρικό συμμετρικό μόριο, δεν μπορεί να υπάρχει καμία επιπερόμενη πόλωση κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης του επικείμενου φωτός, έτσι το διασκορπισμένο φως δεν θα πρέπει να περιλαμβάνει καμία οριζόντια συνιστώσα, και το  $\rho_0$  είναι μηδέν.

Η μέση πολωσιμότητα επίσης οδηγεί στον δείκτη διάθλασης του μοριακού αερίου, έτσι η σχέση Lorentz-Lorenz (εξίσωση (9)) μπορεί να χρησιμοποιηθεί μαζί με την προσέγγιση.



Πίνακας 1. (Forkey 1996). Οι διατομές συνολικής και διαφορικής διάχυσης για το τυχαίο φως κατά μήκος του άξονα  $x$ , και η διεύθυνση τυχαίας παρατήρησης όχι κατά μήκος του άξονα  $z$  (που δίνονται από τα  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  και  $\theta_z$ ). Το φυσικό, μη πολωμένο τυχαίο φως αντιστοιχεί στις εξισώσεις με εκθέτη το 0, το γραμμικά πολωμένο τυχαίο φως αντιστοιχεί σε εξισώσεις με εκθέτη το  $\beta$ , όπου το  $\beta$  υποδεικνύει την διεύθυνση πόλωσης σχετική με τον άξονα  $z$ . Οι δείκτες  $V$  και  $H$  αντιστοιχούν σε ανίχνευση καθέτου ή οριζοντίας πόλωσης φωτός, και ο δείκτης  $\theta$  αντιστοιχεί σε ανίχνευση μη ευαίσθητης στην πόλωση.

$$\sigma = \frac{32\pi^3(n-1)^2}{3\lambda^4 N^2} \left( \frac{6+3\rho_0}{6-7\rho_0} \right) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial^\beta \sigma_V}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2+\rho_0} \left[ \rho_0 + (2-2\rho_0) \left( \sin \beta \frac{\cos \theta_y \cos \theta_z}{\sin \theta_z} - \cos \beta \sin \theta_z \right)^2 \right] \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial^\beta \sigma_H}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2+\rho_0} \left[ \rho_0 + (2-2\rho_0)(\sin^2 \beta) \left( \frac{\sin^2 \theta_z - \cos^2 \theta_y}{\sin^2 \theta_z} \right) \right] \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial^0 \sigma_\theta}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2+\rho_0} [2 - (2-2\rho_0)(\sin \beta \cos \theta_y + \cos \beta \cos \theta_z)^2] \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial^\beta \sigma_V}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2+\rho_0} \left[ \rho_0 + (1-\rho_0) \left( \frac{\cos^2 \theta_y \cos^2 \theta_z}{\sin^2 \theta_z} + \sin^2 \theta_z \right) \right] \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial^\beta \sigma_H}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2+\rho_0} \left[ \rho_0 + (1-\rho_0) \left( \frac{\sin^2 \theta_z - \cos^2 \theta_y}{\sin^2 \theta_z} \right) \right] \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial^0 \sigma_\theta}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2+\rho_0} [2 - (1-\rho_0)(\cos^2 \theta_y + \cos^2 \theta_z)] \quad (1.7)$$

$n \approx 1$  για να λάβουμε  $a^2 = 4\epsilon^2_0 [(n-1)/N]^2$ . Επιλύοντας την πιο πάνω έκφραση για το  $\gamma$  και αντικαθιστώντας στην εξίσωση (41), η συνολική διατομή γίνεται

$$\sigma = \sigma_H \left( \frac{6+3\rho_0}{6-7\rho_0} \right) = \sigma_H \left( 1 + \frac{10}{45} \frac{\gamma^2}{a^2} \right). \quad (46)$$

Πειράματα μείωσης κοιλότητας έχουν χρησιμοποιηθεί πρόσφατα για να επαληθευτεί αυτή η διατομή για τα  $N_2$ ,  $Ar$  και  $SF_6$  (Naus και Ubachs 2000). Οι εξισώσεις για τις διαφορικές διατομές για πολωμένο (γωνία  $\beta$  προς τον άξονα  $z$ ) και μη πολωμένο επικείμενο φως δίνονται στον Πίνακα 1. Ο λόγος  $((6+3\rho_0)/(6-7\rho_0))$  συχνά λέγεται ' Πρώτος παράγων διόρθωσης'. Ο Πίνακας 2 δίνει τους ενεργούς Πρώτους παράγοντες διόρθωσης, οι οποίοι προσεγγίζουν τον αέρα ως μεμονωμένο είδος (Bates 1984), και πρόσφατα ανανέωσαν τις διατομές διάχυσης Rayleigh (Bucholtz 1995). Αυτός ο πίνακας βασίζεται σε



μια τάξη τεσσάρων παραμέτρων για τον δείκτη διάθλασης του αέρα για μήκη κυμάτων μεγαλύτερα από 0.23μm (Bucholtz 1995):

$$(n_x - 1) \times 10^8 = \frac{5\,791\,817}{238.0185 - (1/\lambda)^2} + \frac{167\,909}{57.362 - (1/\lambda)^2}$$

$$\lambda > 0.23 \mu\text{m} \quad (47)$$

και μια έκφραση πέντε παραμέτρων για μήκη κυμάτων μικρότερα από ή ίσα με 0.23μm.

$$(n_x - 1) \times 10^8 = 8060.51 + \frac{2\,480\,990}{132.274 - (1/\lambda)^2}$$

$$+ \frac{17\,455.7}{39.329\,57 - (1/\lambda)^2} \quad \lambda < 0.23 \mu\text{m} \quad (48)$$

όπου λ είναι σε εκατομμυριοστά του μέτρου και ο αέρας είναι στους 288.15 K και 1013.25 mbar.

Στην περίπτωση της γραμμικά πολωμένης φωταγωγησης λέιζερ που διαδίδεται κατά μήκος του άξονα x, ο άξονας z μπορεί να οριστεί να βρίσκεται κατά μήκος της διεύθυνσης πόλωσης. Η διάχυση τότε είναι μια συνάρτηση μόνο της γωνίας παρατήρησης που μετριέται από τον άξονα z, και οι εξισώσεις απλοποιούνται σε εκείνες που φαίνονται στον πίνακα 3, με την 'οριζόντια' συνιστώσα να μεταφράζεται ως η συνιστώσα της διάχυσης ορθογώνια προς τον άξονα z. Για πολλά πειράματα, το λέιζερ διαδίδεται κατά μήκος του άξονα x, πολώνεται κατά μήκος του άξονα z και το φως συλλέγεται στις 90° κατά μήκος του άξονα y. Κάτω από αυτές τις συνθήκες.

#### 4. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ RAYLEIGH ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΣΕ ΜΟΡΙΑΚΑ ΑΕΡΙΑ

Η διάχυση Rayleigh μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση της πυκνότητας και τις διακυμάνσεις πυκνότητας, εφ' όσον το σήμα είναι γραμμικά ανάλογο προς τον αριθμό των διασκορπιστών. Όπως τονίζεται πιο κάτω, η διασκόρπιση από μικρά σωματίδια μπορεί εύκολα να επικρατήσει της μοριακής διασκόρπισης, έτσι στα πειράματα που είναι επιθυμητή η

πυκνότητα ενός μοριακού αερίου, είτε απαιτείται φασματικός καθαρισμός, είτε η πειραματική περιοχή πρέπει να είναι απαλλαγμένη από σκόνη. Τα πεδία ροής μπορούν να απεικονιστούν με έναν μονό παλμό λέιζερ χρησιμοποιώντας ένα μοριακό αέριο με μια μεγάλη διατομή διάχυσης όπως το φρέον (Escoda και Long 1983), χρησιμοποιώντας ένα σύστημα λέιζερ πολύ υψηλής ενέργειας (Long κ.α. 1985), ή με υπεριώδεις ακτίνες λέιζερ (Dam κ.α. 1998). Πρέπει να σημειωθεί ότι στο υπεριώδες, η διατομή διάχυσης Rayleigh αυξάνεται σημαντικά και από την συχνότητα τετάρτης δύναμης και από ενίσχυση συντονισμού από κοντινές ηλεκτρονικές εκπομπές (Stanton και Pecora 1981). Εάν η πίεση είναι γνωστή, τότε η συχνότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να προσδιοριστεί η θερμοκρασία χρησιμοποιώντας τον νόμο ιδανικού αερίου (Pitz κ.α. 1976, Dibble και Hollenbach 1981). Ένα παράδειγμα στιγμιαίας και μέσου χρόνου προσέγγισης εικόνων Rayleigh που λαμβάνονται με παλμικό υπεριώδες λέιζερ μιας υπερεκτεταμένης υπερηχητικής ελεύθερης δέσμης φαίνονται στο Σχήμα 4. Σχήματα LIDAR ατμοσφαιρικής πυκνότητας έχουν επίσης ληφθεί χρησιμοποιώντας την διάχυση Rayleigh από παλλόμενο λέιζερ που συλλέγεται με έναν καθρέφτη μεγάλης διαμέτρου (Sica 1995). Σε αυτήν την περίπτωση το σήμα είχε χρονορύθμιση για να συλλεχθεί μόνο η επιστροφή από τα 30 ως 100km κλίμακας υψομέτρου, έτσι η διάχυση ήταν η επικρατούσα για τα μόρια του αέρα και τα αερολύματα δεν μόλυναν το σήμα.

*Πίνακας 2 (Forkey 1996). Διατομές διαφορικής διάχυσης για γραμμικά πολωμένο επικείμενο φως που διαδίδεται κατά μήκος του άξονα x, και κατεύθυνση τυχαίας παρατήρησης όλα κατά μήκος του άξονα z (που δίνονται από τα  $\theta_x$ ,  $\theta_y$  και  $\theta_z$ ).*

---


$$\frac{\partial^{\beta=0} \sigma_v}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2 + \rho_0} [\rho_0 + (2 - 2\rho_0)(1 - \cos^2 \theta_z)] \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial^{\beta=0} \sigma_B}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2 + \rho_0} \rho_0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial^{\beta=0} \sigma_v}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{1}{2 + \rho_0} [2 - (2 - 2\rho_0)(\cos^2 \theta_z)] \quad (3.3)$$


---



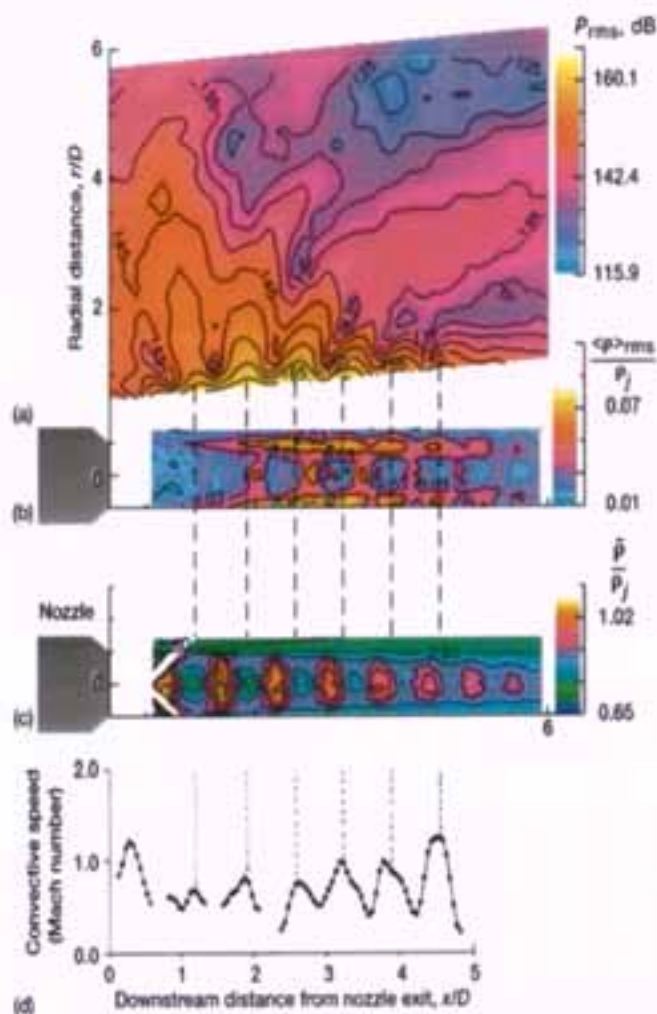


Σχήμα 4. Υπεριώδεις εικόνες Rayleigh από μια υπερεκτεταμένη υπερηχητική δέσμη αζώτου. Η αριστερή εικόνα είναι μέσου χρόνου και η δεξιά είναι στιγμιαία.

Η χαμηλή ισχύς ενός συνεχόμενου λέιζερ συνήθως περιορίζει τις μετρήσεις διάχυσης Rayleigh με αυτό το είδος λέιζερ σε ένα μεμονωμένο σημείο, αλλά η μεταβολή του χρόνου του σήματος από αυτό το σημείο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μετρήσει τις παραμέτρους διακύμανσης ροής που σχετίζονται με τέτοια φαινόμενα όπως οι αναταράξεις ή η δημιουργία ακουστικού θορύβου. Η θέση του σημείου μπορεί να μετακινηθεί για να ληφθούν οι μετρήσεις του πεδίου. Για παράδειγμα, η διάχυση Rayleigh έχει χρησιμοποιηθεί για να παρατηρηθούν τα αποτελέσματα της πυκνότητας σε ελεύθερες δέσμες για την μελέτη της αναταραχής σε υποηχητικές ταχύτητες (Richards και Pitts 1993) και την δημιουργία θορύβου συριγμού σε υπερηχητικές ροές (Panda και Seasholtz 1999). Και στις δύο αυτές περιπτώσεις, ο φωτισμός έχει γίνει με λέιζερ ιόντος αργού, και έχει ληφθεί μεγάλη προσοχή ώστε να αφαιρεθούν τα σωματίδια από την ροή και να περιληφθεί κατάλληλη διάφραξη φωτός για να αποφευχθούν οι συμβολές στο σήμα από την τριγύρω διάχυση. Η φωταγωγή ήταν στις  $90^\circ$ , και δεν χρησιμοποιήθηκε διάκριση πόλωσης. Στα υπερηχητικά πειράματα, το



σημείο παρατήρησης μετακινήθηκε ώστε να ληφθούν τα πεδία διακύμανσης πυκνότητας μέσω χρόνου και συμφασικής πυκνότητας.



Σχήμα 5. Δημιουργία συριγμού από μια υπερεκτεταμένη δέσμη αέρα Mach 1.19. Η εικόνα (a) είναι το πεδίο πίεσης που σχετίζεται με τον συριγμό που μετριέται έξω από την δέσμη. (b) είναι η μέτρηση Rayleigh των διακυμάνσεων πυκνότητας μέσα στην δέσμη και (d) είναι ο κεντρικός αριθμός Mach. (Panda και Seasholtz 1999).

Το Σχήμα 5 λαμβάνεται από αυτά τα πειράματα και δείχνει την πυκνότητα και τα πεδία διακύμανσης πυκνότητας προς τα κάτω από την έξοδο του ακροφυσίου μιας δέσμης Mach 1.19. Στην περιοχή έξω από την δέσμη, το πεδίο θορύβου μετρήθηκε και συσχετίστηκε με τις διακυμάνσεις πυκνότητας ώστε να υποδεικνύει τις περιοχές δημιουργίας θορύβου.

## 5. ΦΑΣΜΑΤΙΚΕΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΕΣ ΔΙΑΧΥΣΗΣ RAYLEIGH

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι οι διατομές διαφορικής διάχυσης έχουν ληφθεί ανεξάρτητα από την περιστροφική ή μετασχηματιστική κίνηση των μορίων. Εάν τα μόρια είναι ελεύθερα να περιστραφούν, η διαδικασία μέσης προσέγγισης οδηγεί σε σταθερούς όρους όπως επίσης και σε όρους που έχουν την μορφή  $\sin^2[2\pi(2\nu_{RT})]$ , όπου το  $\nu_R$  είναι η συχνότητα περιστροφής. Αυτό το φως αντιστοιχεί στην περιστροφική διάχυση Raman, η ένταση του οποίου περιλαμβάνεται στις συνολικές και διαφορικές διατομές διάχυσης Rayleigh. Η περιστροφική Raman αποτελείται από τρεις κλάδους, τους περιστροφικούς κλάδους Stokes και αντι-Stokes οι οποίοι μετακινούνται φασματικά μακριά από την συχνότητα φωτισμού, και τον κλάδο Raman Q ο οποίος δεν μετακινείται στην συχνότητα. Ο κλάδος Raman Q αντιστοιχεί σε μη μεταβολή της περιστροφικής κατάστασης,  $\Delta J = 0$ , αλλά σε μεταβολές των καταστάσεων  $m_J$  του μορίου,  $\Delta m_J = \pm 2$ . Οι καταστάσεις  $m_J$  είναι προβολές της ροπής περιστροφής επάνω στον μοριακό άξονα, έτσι μια αλλαγή στα  $m_J$  αντιστοιχεί σε έναν επαναπροσανατολισμό του μορίου, αλλά καμία μεταβολή στην ενέργεια. Εφ' όσον η διάχυση Raman οδηγεί σε μια μεταβολή της μοριακής κατάστασης, το διασκορπισμένο φως Raman είναι συμφασικό, ακόμα και στην εμπρόσθια κατεύθυνση. Η μη μετακινημένη διάχυση Raman είναι μέρος της γραμμής Cabannes και προστίθεται στην συμφυή συνιστώσα, την οποία ο Young ονομάζει 'διάχυση ίχνους' Placzek (Young 1982). Αυτή η διάχυση Placzek μετακινείται από την συχνότητα με την μοριακή κίνηση, αλλά όχι από τους εσωτερικούς βαθμούς ελευθερίας του ίδιου του μορίου. Υπάρχουν, άρα, τρεις ξεχωριστές συνιστώσες στην διατομή διάχυσης Rayleigh για ένα μεμονωμένο είδος αερίου: η διάχυση ίχνους Placzek, ο περιστροφικός κλάδος Raman Q, και οι περιστροφικοί κλάδοι Raman Stokes και αντι-Stokes. Τα σχετικά μεγέθη αυτών των συνιστωσών έχουν συγκεντρωθεί από τον Kattawar κ.α. (1981) για την περίπτωση διάχυσης που ανιχνεύεται στο επίπεδο x-y, και οι λόγοι πόλωσης έχουν επιβεβαιωθεί με πείραμα (Rowell και Aval 1971). Αυτά τα



μεγέθη δείχνονται στον Πίνακα 4 όπου  $\theta$  είναι η γωνία διάχυσης μετρούμενη από την διεύθυνση διάδοσης της τυχαίας ακτίνας ( $\theta = \theta_x$  για το φως που παρατηρείται στο επίπεδο x-y και μια τυχαία ακτίνα κατά μήκος του άξονα x.

Πίνακας 3. Τρεις συνιστώσες της διατομής διάχυσης Rayleigh για μεμονωμένο είδος αερίου για διάχυση που ανιχνεύεται στο επίπεδο x-y: η διάχυση ίκνους Placzek (μονός τόνος), ο περιστροφικός κλάδος Raman Q (διπλός τόνος), και οι περιστροφικοί κλάδοι Raman Stokes και anti-Stokes (τριπλός τόνος). Οι εκθέτες H ή V αναφέρονται στο φως εισόδου και οι δείκτες H ή V αναφέρονται στο συλλεγόμενο φως (από Kattawar κ.α. 1981).

	Vertically polarized input light	Horizontally polarized input light
Cabannes line (coherent portion (polarized) or Placzek scattering)	$V K_V^i = 180$ $V K_H^i = 0$ $V K_0^i = 180$	$H K_V^i = 0$ $H K_H^i = 180 \cos^2 \theta$ $H K_0^i = 180 \cos^2 \theta$
Q-branch rotational Raman (incoherent portion of Cabannes line (unpolarized))	$V K_V^o = 4\epsilon$ $V K_H^o = 3\epsilon$ $V K_0^o = 7\epsilon$	$H K_V^o = 3\epsilon$ $H K_H^o = 3\epsilon + \epsilon \cos^2 \theta$ $H K_0^o = 6\epsilon + \epsilon \cos^2 \theta$
Stokes/anti-Stokes rotational Raman (unpolarized) (incoherent)	$V K_V^s = 12\epsilon$ $V K_H^s = 9\epsilon$ $V K_0^s = 21\epsilon$	$H K_V^s = 9\epsilon$ $H K_H^s = 9\epsilon + 3\epsilon \cos^2 \theta$ $H K_0^s = 18\epsilon + 3\epsilon \cos^2 \theta$
Total scattering	$V T_V = 180 + 16\epsilon$ $V T_H = 12\epsilon$ $V T_0 = 180 + 28\epsilon$	$H T_V = 12\epsilon$ $H T_H = 12\epsilon + (180 + 4\epsilon) \cos^2 \theta$ $H T_0 = 24\epsilon + (180 + 4\epsilon) \cos^2 \theta$

Στον πίνακα, το  $\epsilon$  είναι ίσο με  $\gamma^2/a^2$ , το οποίο μπορεί να σχετίζεται με το  $\rho_0$  από την έκφραση

$$\epsilon = \frac{45\rho_0}{6 - 7\rho_0} \quad (51)$$

Από αυτά τα σχετικά μεγέθη, οι διαφορικές διατομές της διάχυσης για κάθε μία από τις συνιστώσες της διάχυσης βρίσκονται και συνοψίζονται στον πίνακα 5 για παρατήρηση στο επίπεδο x-y όπου ο δείκτης, j, αναφέρεται σε όποια συνιστώσα πρόκειται να βρεθεί (το j είναι μονού, διπλού ή τριπλού τόνου αντίστοιχα με τον συμβολισμό στον πίνακα 4). Αυτές οι εκφράσεις μπορούν να γενικοποιηθούν για το φυσιολογικά προκύπτον ή μη πολωμένο φως θέτοντας το  $\beta = \pi/4$ , δηλαδή, (συνημ<sup>2</sup> $\beta = \eta\mu^2\beta = 1/2$ ).



Στην περίπτωση που ανιχνεύεται φως με ανιχνευτή μη ευαίσθητο στην πόλωση στο επίπεδο x-y, με το τυχαίο άνυσμα πόλωσης να βρίσκεται στο επίπεδο z-y (όπως πρέπει να είναι για φως που διαδίδεται στην κατεύθυνση x), οι διαφορικές διατομές διάχυσης γίνονται

$$\frac{\partial^{\beta} \sigma_0}{\partial \Omega} = \frac{\sigma}{8\pi} \frac{6 - 7\rho_0}{2 + \rho_0} \sin^2 \phi \quad (52)$$

Η συμφασική συνιστώσα (Placzek) με την γραμμή Cabannes

$$\frac{\partial^{\beta} \sigma_0}{\partial \Omega} = \frac{\sigma}{32\pi} \frac{\rho_0}{2 + \rho_0} (6 + \sin^2 \phi) \quad (53)$$

Η ασυμφασική συνιστώσα με την γραμμή Cabannes ,η περιστροφική Raman

$$\frac{\partial^{\beta} \sigma_0}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{32\pi} \frac{\rho_0}{2 + \rho_0} (6 + \sin^2 \phi) \quad (54)$$

για την διάχυση ίχνους Placzek, την περιστροφική διάχυση Raman κλάδου Q και την περιστροφική διάχυση Raman Stokes/αντι-Stokes, αντίστοιχα. Το φ είναι η γωνία μεταξύ της διεύθυνσης παρατήρησης και της διεύθυνσης πόλωσης του τυχαίου πεδίου. Το φ σχετίζεται με το β και θ από την έκφραση  $\eta \mu^2 \phi = 1 - \eta \mu^2 \beta \eta \mu^2 \theta$ . Η διάχυση ίχνους Placzek αναλύεται ακριβώς στην διάχυση από έναν σφαιρικά συμμετρικό διασκορπιστή,  $\partial \sigma_{ss} / \partial \Omega$ , όπως εκφράζεται στην εξίσωση (11).

Η αποπόλωση της γραμμής Cabannes μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ανιχνευτούν μοριακές συγκεντρώσεις κατά την παρουσία ατομικών ειδών όπως για μετρήσεις μορίων σε πλάσματα (Meulenbroeks κ.α. 1992). Στην εμπρόσθια κατεύθυνση ( $\theta=0$ ), η συμφασική συνιστώσα Placzek της γραμμής Cabannes εξαφανίζεται λόγω των συμφασικών επιδράσεων, αλλά οι άλλες δύο 'ασυμφασικές' συνιστώσες παραμένουν. Αυτή η εξάλειψη δεν είναι εμφανής από την διατομή, αλλά προκύπτει από την άθροιση πάνω από τα δίπολα διάχυσης. Η παρατήρηση της διάχυσης Rayleigh απαιτεί έξοδο από την φάση του διαχυμένου φωτός. Στην περίπτωση της διάχυσης Placzek, αυτή η έξοδος από την φάση προκύπτει από τις τυχαίες διακυμάνσεις πυκνότητας στο σώμα. Στην εμπρόσθια κατεύθυνση δεν υπάρχουν τυχαίες

μετακινήσεις φάσης επειδή η φαινομενική μετακίνηση Doppler που παρατηρείται στο διαχυμένο φως είναι μηδέν για κάθε ταχύτητα. Οι άλλες δύο συνιστώσες είναι ακόμη παρούσες επειδή υπάρχει μια τυχαία μετακίνηση φάσης που σχετίζεται με την αλλαγή των εσωτερικών καταστάσεων του διπόλου.

## 6. ΣΧΗΜΑ ΓΡΑΜΜΗΣ

Η αναλογία Cabannes της διάχυσης Rayleigh συνήθως περιγράφεται ως 'ελαστική' διάχυση. Αυτό αντιστοιχεί σε διάχυση που δεν αλλάζει την εσωτερική ενέργεια του μορίου. Αποκλείει την περιστροφική διάχυση Raman Stokes και αντι-Stokes, όπως επίσης και την παλμική διάχυση Raman, αλλά περιλαμβάνει την διάχυση ίχνους Placzek και την περιστροφική διάχυση Raman κλάδου Q. Μετακινήσεις συχνότητας πράγματι εμφανίζονται σε αυτές τις συνιστώσες από την μετασχηματιστική κίνηση των μορίων, και είναι αυτές οι μετακινήσεις συχνότητας που έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον για την μέτρηση των παραμέτρων ροής όπως ταχύτητα, θερμοκρασία και πυκνότητα.

Το σχήμα της γραμμής αυτού του διαχυόμενου φωτός είναι μια αντιπροσώπευση της κίνησης των μορίων μέσα στο αέριο. Το αποτέλεσμα Doppler που σχετίζεται με αυτήν την κίνηση θα μετακινούσε την συχνότητα του διαχυμένου φωτός. Έναν τρόπο να απεικονιστεί αυτό φαίνεται στο Σχήμα 6.

Εδώ, το  $k_1$  αντιστοιχεί στο άνυσμα του κύματος του τυχαίου λέιζερ, και το  $k_0$  είναι το άνυσμα του κύματος του διαχυμένου φωτός προς τον παρατηρητή. Το επικείμενο λέιζερ είναι μονοχρωματικό, αλλά το φως που διαχύεται στον παρατηρητή μπορεί να έχει διάφορες συχνότητες, όλες πολύ κοντά στην επικείμενη συχνότητα του λέιζερ. Κάθε μια από αυτές τις διασκορπισμένες συχνότητες μπορεί να θεωρηθεί ξεχωριστά ως ένα μονοχρωματικό κύμα που διαδίδεται προς τον παρατηρητή.



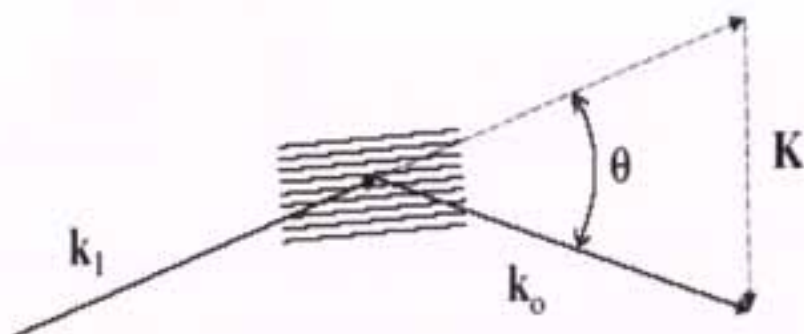
Πίνακας 4. (Forkey 1996). Διατομές διαφορικής διάχυσης για κάθε μια από τις τρεις συνιστώσες του διαχυμένου φωτός, για το επικείμενο φως κατά μήκος του άξονα x, και διεύθυνση παρατήρησης στο επίπεδο x-y (που δίνεται από  $\theta=\theta_d$ ). Το γραμμικά πολωμένο τυχαίο φως χαρακτηρίζεται από την γωνία  $\beta$  που σχηματίζει σε σχέση με τον άξονα z. Για το φυσικό, μη πολωμένο τυχαίο φως, το  $\beta$  μπορεί να θεωρείται ως  $\pi/4$  (δηλαδή,  $\sin^2\beta=\eta\mu^2\beta=1/2$ ). Οι εκθέτες V ή H αναφέρονται στις συνιστώσες κάθετης και οριζόντιας πόλωσης του τυχαίου φωτός, και οι δείκτες V, H ή O αναφέρονται στις κάθετες, οριζόντιες ή συνολικές συνιστώσες του διαχυμένου φωτός.

$$\frac{\partial^p \sigma_i^j}{\partial \Omega} = \cos^2 \beta \frac{\partial^v \sigma_i^j}{\partial \Omega} \frac{v K_i^j}{v T_i} + \sin^2 \beta \frac{\partial^h \sigma_i^j}{\partial \Omega} \frac{h K_i^j}{h T_i} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial^v \sigma_V}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{2 - \rho_0}{2 + \rho_0} \quad \frac{\partial^h \sigma_V}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{\rho_0}{2 + \rho_0}$$

$$\frac{\partial^v \sigma_H}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{\rho_0}{2 + \rho_0} \quad \frac{\partial^h \sigma_H}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{\rho_0 + (2 - 2\rho_0) \cos^2(\theta)}{2 + \rho_0} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial^v \sigma_0}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{2}{2 + \rho_0} \quad \frac{\partial^h \sigma_0}{\partial \Omega} = \frac{3\sigma}{8\pi} \frac{2\rho_0 + (2 - 2\rho_0) \cos^2(\theta)}{2 + \rho_0}$$



Σχήμα 6. Διάγραμμα ανύσματος διάχυσης. Το άνυσμα του τυχαίου κύματος είναι το  $k_1$  και το άνυσμα του διαχυμένου φωτός που εκπέμπεται προς τον παρατηρητή είναι  $k_0$ . Αυτά τα δύο ανύσματα ορίζουν ένα άνυσμα παρεμβολής στην κατεύθυνση  $K=k_0-k_1$  και μια σχετική κλίμακα δομής παρεμβολής  $\lambda_s=2\pi/K$ .

Αφού η τυχαία ακτίνα λέιζερ και η παρατηρούμενη ακτίνα φωτός τέμνονται στο δειγματικό τμήμα, κάθε συνιστώσα παρατηρούμενης συχνότητας δημιουργεί ένα σχήμα παρεμβολής, όπως φαίνεται στο διάγραμμα. Τα μη



κινούμενα μόρια έχουν μια συνιστώσα συχνότητας διάχυσης στην ίδια συχνότητα όπως και το επικείμενο λέιζερ και αυτά τα δύο κύματα μεμονωμένης συχνότητας δημιουργούν ένα στατικό σχήμα παρεμβολής, όπως φαίνεται στο διάγραμμα. Εάν η διάχυση παρατηρείται σε γωνία  $\theta$ , αυτό το σχήμα παρεμβολής έχει μια ειδική συχνότητα

$$\lambda_s = \frac{\lambda_L}{2 \sin \theta/2} \quad (55)$$

στην κατεύθυνση  $K=k_0-k_1$ . Το άνυσμα του κύματος του ορίου παρεμβολής είναι  $|K|=2\pi/\lambda_s$ . Κάθε στατικά μόρια σε αυτόν τον δειγματικό όγκο, ή κάθε μόρια που κινούνται ορθογώνια προς το άνυσμα  $K$  κατά μήκος των ορίων της παρεμβολής, θα διαχύσουν μονοχρωματικό φως προς τον ανιχνευτή με την ίδια συχνότητα όπως και το επικείμενο λέιζερ. Εάν ο ανιχνευτής ανιχνεύει μια μονοχρωματική συνιστώσα σε διαφορετική συχνότητα από το τυχαίο λέιζερ, μια μη στατική παρεμβολή ή σχήμα 'περιθωρίου' δημιουργείται. Αυτά τα όρια σαρώνονται κατά μήκος του  $K$  με ένα ρυθμό ανάλογο προς την διαφορά συχνότητας ανάμεσα στο επικείμενο λέιζερ και την συνιστώσα μετακινηθείσας συχνότητας. Τα μόρια που κινούνται κατά μήκος αυτού του σχήματος μετακίνησης παρεμβολής θα διαχύνονται συνεχώς σε μια μετακινημένη συχνότητα. Στην περιφέρεια του μορίου και το τυχαίο και το διαχυμένο φως έχουν τις ίδιες συχνότητες. Με αυτόν τον τρόπο, κάθε συνιστώσα διαχυμένης συχνότητας μπορεί να απεικονιστεί ως προκύπτουσα από ένα σχηματισμό παρεμβολής που κινείται σε μια ταχύτητα συγχρονισμένη με την κίνηση του σωματιδίου στο μέσο διάχυσης. Αναλύοντας το φάσμα της συχνότητας του διαχυμένου φωτός που είναι σχετική με την συχνότητα του λέιζερ φωταγώγησης, μπορεί να εξαχθεί ένα σήμα που είναι ανάλογο προς τον αριθμό των μορίων που κινούνται σε κάθε διάστημα ταχύτητας. Η συνιστώσα ταχύτητας που παρατηρείται είναι στην κατεύθυνση της κίνησης του σχήματος του ορίου, με άλλα λόγια, στην κατεύθυνση  $K=k_0-k_1$ . Η χρησιμότητα της εικόνας αυτού του σχήματος μετακινούμενης παρεμβολής είναι ότι δίνει κάποια φυσική αντίληψη ως προς την προέλευση των διάφορων συνιστωσών του σχήματος της ελαστικής

διάχυσης. Εάν, για παράδειγμα, υπάρχει μια μη μηδενική μέση ταχύτητα, τότε η μετακίνηση συχνότητας,  $\Delta\nu$ , που παρατηρείται γράφεται

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \vec{v} \cdot \vec{K}. \quad (56)$$

Αυτό μπορεί ισοδύναμα να γραφτεί ως

$$\Delta\nu = \frac{2v}{\lambda} \cos(\delta) \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (57)$$

όπου  $\theta$  είναι η γωνία ανάμεσα στα  $k_0$  και  $k_1$  (η γωνία διάχυσης), και  $\delta$  είναι η γωνία ανάμεσα στο άνυσμα της ταχύτητας και το  $K$ . Θα πρέπει να είναι ξεκάθαρο ότι αυτή η αρχή διάχυσης δεν ισχύει μόνο για τα μόρια αλλά και για τα μικρά σωματίδια επίσης, συμπλέγματα μορίων, κύματα πυκνότητας, ή άλλα φαινόμενα διάχυσης που μπορεί να είναι παρόντα.

Το χωροταξικό μήκος κύματος του σχήματος παρεμβολής επιβάλλει μια χωροταξική κλίμακα στον όγκο διάχυσης. Εάν χωροταξικές δομές διακυμάνσεων πυκνότητας στον δειγματικό όγκο βρίσκονται στην ίδια κλίμακα, τότε συμβάλλουν ισχυρά στο ανιχνευόμενο σήμα (Gresillon και Mohamed-Benkadda 1988, Honore 1996). Εάν η μέση ελεύθερη διαδρομή του μορίου είναι μικρή συγκρινόμενη με το μήκος κύματος του σχήματος παρεμβολής, τότε οι διακυμάνσεις πυκνότητας θα απλωθούν πολύ μακριά για να συνεισφέρουν σημαντικά στην διάχυση (Sandoval και Armstrong 1976).

Στην περιοχή χαμηλής συχνότητας ή υψηλής θερμοκρασίας, η μη συσχετιζόμενη θερμική κίνηση των μορίων δίνει μια συμμετρική Γκωσιανή κατανομή που επικεντρώνεται γύρω από την μέση ταχύτητα της ροής. Σε αυτήν την περίπτωση, η μέση ελεύθερη διαδρομή των μορίων είναι μεγάλη σε σύγκριση με το πλέγμα του μήκους κύματος, και έτσι, η διάχυση αντανakλά την κίνηση μόνο των ίδιων των μορίων. Αυτό συχνά ονομάζεται θερμικά διευρυμένη γραμμή Rayleigh και αντιστοιχεί στο πεδίο Knudsen στην κινητική των αερίων. Για ένα αέριο, σε μια απόλυτη θερμοκρασία  $T$ , η έκφραση για το σχήμα της γραμμής δίνεται από



$$g(\theta, T, \nu) = \frac{2}{\Delta \nu_T} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\nu}{\Delta \nu_T} \right)^2 \right] \quad (58)$$

όπου

$$\Delta \nu_T = \frac{|K|}{2\pi} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}} \quad |K| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (59)$$

και  $m$  είναι η μάζα του μορίου. Σημειώστε ότι το  $g(\theta, T, \nu)$  όταν ολοκληρώνεται ως προς  $\nu$  ομαλοποιείται στο 1 και το  $\Delta \nu_T$  ορίζεται ως το πλήρες πλάτος στο μισό μέγιστο.

Καθώς η πίεση του αερίου αυξάνει, ή η θερμοκρασία μειώνεται, ή οι μέσες ελεύθερες διαδρομές των μορίων γίνονται κοντύτερες. Όταν αυτή η μέση ελεύθερη διαδρομή γίνεται της ίδιας τάξης όπως και το πλέγμα του μήκους κύματος, τότε οι διακυμάνσεις της πυκνότητας αρχίζουν να συνεισφέρουν. Η κύρια προέλευση αυτών των διακυμάνσεων πυκνότητας είναι ακουστικά κύματα που ταξιδεύουν μέσα στο αέριο. Αφού τα ακουστικά κύματα κάνουν τις διακυμάνσεις πυκνότητας να κινηθούν με την ταχύτητα της ακουστικής διάδοσης (την ταχύτητα του ήχου), το σχήμα της διάχυσης αλλάζει και εμφανίζονται ακουστικές πλευρικές ζώνες (Landau και Placzek 1934). Αυτές οι ακουστικές πλευρικές μπάντες λέγονται 'διάχυση Brillouin-Mandel'shtam', και, σε μέσα υψηλής πίεσης, κορυφώνονται απότομα. Η περιοχή όπου το κύμα παρεμβολής, λs, είναι πολύ μεγαλύτερο από την μέση ελεύθερη διαδρομή αντιστοιχεί στο υδροδυναμικό όριο. Σε αυτήν την περιοχή υπάρχουν τρεις κορυφές η κάθε μια από τις οποίες έχει Λορεντζιανό σχήμα. Οι δύο ακουστικές πλευρικές ζώνες βρίσκονται στην μετακίνηση της συχνότητας που σχετίζεται με την ταχύτητα του ήχου στο σώμα, και η κεντρική κορυφή σχετίζεται με τον ρυθμό θερμικής διάχυσης, ή, ισοδυναμεί, με τον ρυθμό καθυστέρησης της διακύμανσης πυκνότητας. Ο λόγος της συνολικής έντασης κεντρικής κορυφής προς την συνολική ένταση πλευρικής ζώνης για αέριο μεμονωμένης συνιστώσας είναι ακριβώς  $\gamma-1$ , όπου  $\gamma$  είναι ο λόγος των θερμικών χωρητικοτήτων (Clark 1975). Αυτός ο λόγος γίνεται πολύ μεγάλος κοντά στο κρίσιμο σημείο, και μπορεί να εξαρτάται ισχυρά από τις



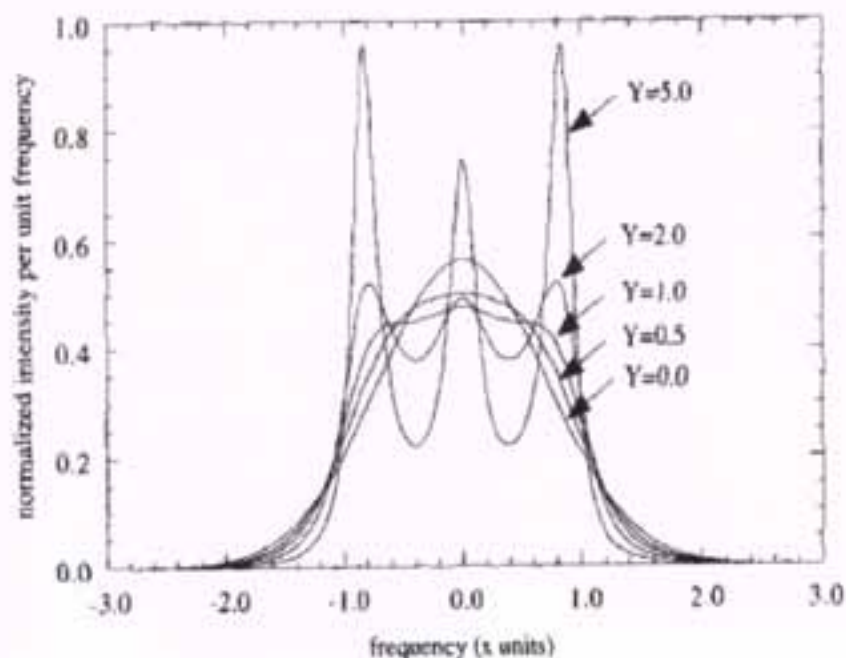
συνιστώσες ενός μείγματος αερίων (Bot κ.α. 1991). Άλλα φαινόμενα όπως οι διακυμάνσεις της πυκνότητας των αναταράξεων θα συμβάλλουν επίσης στην διάχυση. Όμως, στο οπτικό πεδίο, το μήκος κύματος της τυπικής παρεμβολής είναι τόσο μικρό ώστε αυτές οι διακυμάνσεις μπορούν να αγνοηθούν. Στις υπέρυθρες, όμως, ιδιαίτερα στις μικρές γωνίες, τα μήκη κύματος μπορούν να είναι πολύ μεγαλύτερα από την κλίμακα Kolmogorov, και οι διακυμάνσεις της πυκνότητας των αναταράξεων μπορεί να είναι κύριες συνεισφορές στο σήμα (Hopore 1996). Για τα ελαφριά αέρια όπως το ήλιο, H<sub>2</sub>, HD και D<sub>2</sub>, ο περιορισμός Dicke πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν (Gupta και May 1972).

Για να αποτιμηθεί η σχετική σπουδαιότητα της τυχαίας έναντι της συσχετιζόμενης ακουστικής κίνησης των μορίων, ένας μεγάλος αριθμός ερευνητών έχουν αναπτύξει πρότυπα που διαπραγματεύονται αυτήν την ενδιάμεση κατάσταση. Το πρότυπο S6 που αναπτύχθηκε από τον Tenti κ.α. (1974) θεωρείται γενικά ότι είναι το πιο ακριβές για τα διατομικά αέρια, αλλά όπως υποδείχτηκε από τους Young και Kattawar (1983), ακόμα και αυτό το πρότυπο δεν είναι εντελώς ακριβές. Προϋποθέτει μεμονωμένο είδος και δεν λαμβάνει υπ' όψιν τον κλάδο Q της περιστροφικής διάχυσης Raman, η οποία, όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, πέφτει μέσα στην ελαστική (Cabannes) κατάσταση διάχυσης. Η επεξεργασία των πολλαπλών ειδών εξετάζεται από τον Letamendia κ.α. (1981, 1982) και τον Baharudin κ.α. (1972). Αυτά τα μοντέλα όλα χρησιμοποιούν μια ποσότητα που ονομάζεται η παράμετρος  $y$ , η οποία στην ουσία είναι ο αντίστροφος ενός αριθμού Knudsen και ορίζεται ως ο λόγος του πλέγματος του μήκους κύματος διάχυσης προς την μέση ελεύθερη διαδρομή:

$$y = \frac{\lambda_s}{2\pi \ell_m} \approx \frac{NkT}{\sqrt{2}|K|v_0\eta} \quad (60)$$

όπου  $N$  είναι η αριθμητική πυκνότητα του αερίου, ή είναι η συνάφεια του ιξώδους,  $|K|$  είναι το μέγεθος του ανύσματος του κύματος διάχυσης και  $v_0$  είναι μια ταχύτητα που σχετίζεται με την θερμική ταχύτητα.

$$v_0 = \sqrt{\frac{kT}{m}} \quad (61)$$



Σχήμα 7. Τα σχήματα Rayleigh-Brillouin για τις παραμέτρους  $\gamma$  που φτάνουν από 0 ως 5. Το  $x$  είναι μια ομαλοποιημένη παράμετρος συχνότητας. Οι καμπύλες κυμαίνονται από την κινητική κατάσταση (καμπύλη Boltzman) ως την υδροδυναμική κατάσταση (καμπύλη τριπλής κορυφής) (Forkey κ.α. 1998). Εάν θεωρηθεί ο νόμος του ιδανικού αερίου, και χρησιμοποιηθεί ο τύπος Sutherland για το ιξώδες:

$$\eta = \eta_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \left( \frac{T_0 + S}{T + S} \right) \quad (62)$$

όπου  $\eta_0$  είναι  $1.716 \times 10^{-5} \text{Nsm}^{-2}$ , το  $T_0$  είναι 273K, και το  $S$  είναι 111K για τον αέρα, τότε η παράμετρος  $\gamma$  γίνεται

$$\gamma = 0.230 \left[ \frac{T \text{ (K)} + 111}{T^2 \text{ (K)}} \right] \left[ \frac{P \text{ (atm)} \lambda \text{ (nm)}}{\sin \theta / 2} \right] \quad (63)$$

όπου  $P$  είναι η πίεση σε ατμόσφαιρες, και  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος του λέιζερ σε nm.



Το Σχήμα 7 δείχνει τις μορφές διάχυσης Rayleigh-Brillouin υπολογισμένες με χρήση του μοντέλου Tentí για διάφορες παραμέτρους  $y$ . Σε αυτό το σχήμα η συχνότητα ομαλοποιείται σε μονάδες του  $x$ :

$$x = \frac{2\pi\nu}{\sqrt{2}Kv_0} \quad (64)$$

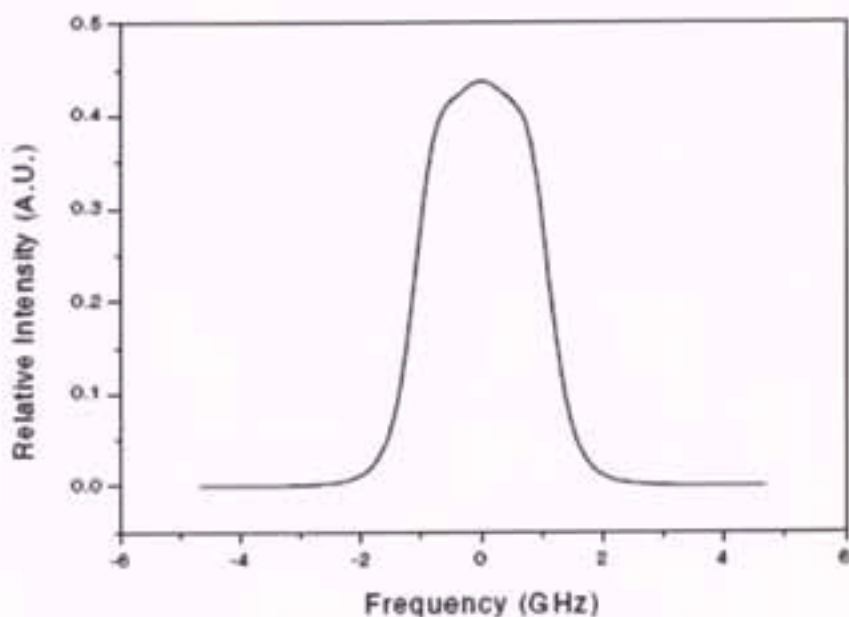
όπου  $\nu$  είναι η μετακίνηση της συχνότητας από το κέντρο της γραμμής. Εάν  $y \gg 1$ , τότε η διάχυση είναι στην υδροδυναμική κατάσταση όπου κυριαρχούν οι ακουστικές επιδράσεις, και εάν  $y \ll 1$ , η διάχυση είναι στην θερμική κατάσταση όπου οι ακουστικές επιδράσεις μπορούν να αγνοηθούν.

Για τον κανονικό αέρα (1atm, 298K) που παρατηρείται με φως 532nm (διπλής συχνότητας Nd:YAG λέιζερ), η παράμετρος  $y$  είναι 0.79, έτσι τα ακουστικά αποτελέσματα πρέπει να λαμβάνονται υπ' όψιν. Το Σχήμα 8 δείχνει το σχήμα της γραμμής Cabannes που προβλέπεται από αυτό το μοντέλο κάτω από αυτές τις συνθήκες.

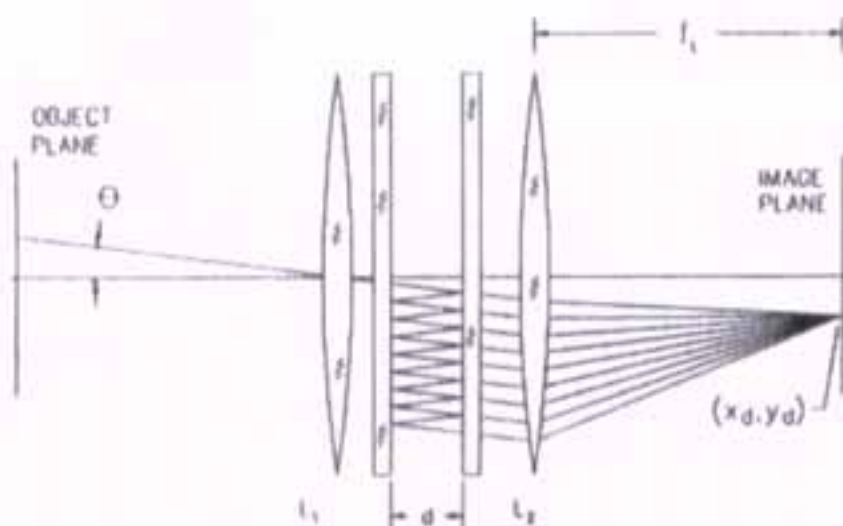
## 7. ΦΑΣΜΑΤΙΚΟΣ ΚΑΘΑΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΦΩΤΟΣ RAYLEIGH

Αρκετή πρόσφατη εργασία έχει επικεντρωθεί στην ανάπτυξη φασματικών φίλτρων με δύο βασικούς σκοπούς στο μυαλό. Ο πρώτος στόχος ήταν να αναλυθούν οι φασματικές ιδιότητες του φωτός Rayleigh έτσι ώστε να μπορούν να εξαχθούν πληροφορίες θερμοκρασίας και ταχύτητας. Ο δεύτερος στόχος ήταν η καταστολή του φωτός του περιβάλλοντος που διαφορετικά θα μπορούσε να επισκιάσει το σήμα Rayleigh. Ο πρώτος στόχος, η μέτρηση της θερμοκρασίας και της ταχύτητας, απαιτεί την μέτρηση του πλάτους της φασματικής γραμμής και την μετακίνηση της συχνότητας της διάχυσης του φωτός. Στην περίπτωση διάχυσης από μόρια, η μετακίνηση συχνότητας είναι μικρή σε σύγκριση με το πλάτος της θερμικής γραμμής εκτός από τις υπερηχητικές ροές.





Σχήμα 8. Πρότυπο Tentí για το σχήμα της γραμμής διάχυσης Cabannes για τον κανονικό αέρα που παρατηρείται στους 90° με φως 532nm.

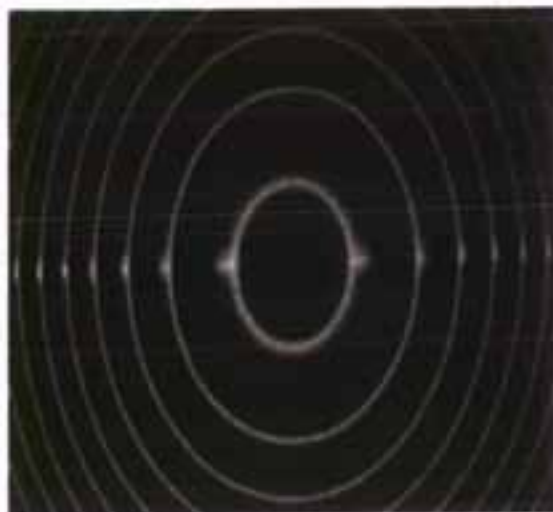


Σχήμα 9. Διαμόρφωση με έταλο Fabry-Perot που χρησιμοποιείται για την φασματική ανάλυση επίπεδων εικόνων (Seasholtz κ.α. 1997).

Για παράδειγμα, για συλλογή στις 90° με χρήση διπλής συχνότητας λέιζερ Nd:YAG στα 0.532 εκατομμυριοστά μήκος κύματος, η μετατόπιση συχνότητας είναι 2.66MHz (ανά μέτρο ανά δευτερόλεπτο). Σε ατμοσφαιρική

θερμοκρασία, η διεύρυνση της θερμικής γραμμής για τον αέρα με την ίδια γεωμετρία και λέιζερ είναι 1.83GHz. Αυτό σημαίνει ότι η μέτρηση της ταχύτητας ροής με χρήση της διάχυσης Rayleigh από μόρια απαιτεί τον προσδιορισμό του κέντρου της γραμμής σε περίπου 1 μέρος από τα 70 για να υπολογιστεί η ταχύτητα ροής με ακρίβεια της τάξης των 10 μέτρων ανά δευτερόλεπτο. Στην περίπτωση των σωματιδίων της κλίμακας δισεκατομμυριοστού, η μάζα είναι αρκετά μεγαλύτερη, έτσι το πλάτος της θερμικής γραμμής είναι πολύ μικρότερο και η μέτρηση της ταχύτητας με φασματική μετατόπιση της γραμμής επιτυγχάνεται ακόμα πιο εύκολα.

Τα οπτικά φίλτρα που έχουν την δυνατότητα GHz ή καλύτερης ανάλυσης βασίζονται είτε σε φαινόμενα παρεμβολής, όπως το έταλο Fabry-Perot, ή σε χαρακτηριστικά συντονισμού που σχετίζονται με άτομα ή μόρια. Το έταλο Fabry-Perot έχει υπάρξει συστηματικά το εργαλείο για την ανάλυση του φάσματος Rayleigh, και πρόσφατη εργασία που χρησιμοποιεί ένα έταλο σε μια διαμόρφωση εικόνας έχει οδηγήσει σε μετρήσεις πεδίων θερμοκρασίας και ταχύτητας. Όπως φαίνεται στο σχήμα 9 (Seasholtz κ.α. 1997), το έταλο Fabry-Perot αποτελείται από δύο αντανakλαστικούς δισδιάστατους καθρέπτες που είναι τοποθετημένοι ο ένας απέναντι στον άλλον. Το φως περνά μέσα από αυτό το έταλο εάν το διάκενο μεταξύ των καθρεπτών είναι ένας ολοκληρωμένος αριθμός μισών μηκών κυμάτων. Διαφορετικά, το φως αντανakλάται. Επιστρώνοντας τους καθρέπτες με επίστροφή μεγάλης αντανakλαστικότητας, το πλάτος ζώνης μετάδοσης του ετάλου μπορεί να φτιαχτεί εξαιρετικά στενό έτσι ώστε να αντιπροσωπεύει διάστημα μικρής συχνότητας μέσα στο φάσμα του φωτός Rayleigh. Καθώς αλλάζει ο διαχωρισμός ανάμεσα στους καθρέπτες, διαφορετικά διαστήματα συχνότητας δειγματίζονται και το φάσμα Rayleigh αναδημιουργείται.



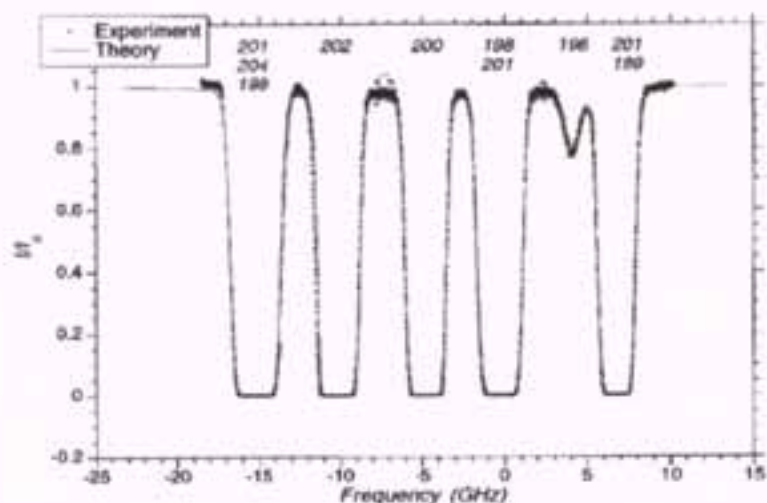
Σχήμα 10. Δισδιάστατη εικόνα Fabry-Perot μιας υπερηχητικής δέσμης. Η παραμόρφωση των δακτυλίων (κατά μήκος του οριζόντιου άξονα) δίνει την ταχύτητα και την θερμοκρασία της δέσμης (Seasholtz κ.α. 1997).

Σε μια τυπική διαμόρφωση, το φως πρέπει να περάσει μέσα από το έταλο με το άνυσμα διάδοσής του κάθετο προς τους καθρέπτες, το οποίο συνεπάγεται ότι το φως έρχεται από μια πηγή σημείου στον άξονα και ευθυγραμμίζεται μέσα στο έταλο. Αυτό περιορίζει το πεδίο όρασης σε ένα μικρό σημείο παρατήρησης. Γενικά, ο διαχωρισμός των καθρεπτών εξετάζεται με χρήση ενός πιεζοηλεκτρικού οδηγού έτσι η μετάδοση σαρώνεται κατά πλάτος του φάσματος του φωτός που διασκορπίζεται από το σημείο. Αυτή η προσέγγιση έχει χρησιμοποιηθεί, για παράδειγμα, για την μέτρηση της διεύρυνσης και της μετατόπισης της συχνότητας της διάχυσης Rayleigh με σκοπό να βρεθεί η θερμοκρασία και η ταχύτητα μιας δέσμης θερμικού πλάσματος αργού (Snyder κ.α. 1993). Εάν το διάστημα μεταξύ των πλακών διατηρείται σταθερό, και η θέση του σημείου μετακινείται έξω από τον άξονα, όπως φαίνεται στο σχήμα 9, τότε το φως που περνά μέσα από το έταλο δεν είναι πλέον κάθετο προς τις επιφάνειες των καθρεπτών, και η μετάδοση θα συμβεί μόνο όταν η κάθετη συνιστώσα του ανύσματος διάδοσης έχει το κατάλληλο μήκος κύματος. Για σταθερό όριο μήκους κύματος, αυτό σημαίνει ότι η μετάδοση θα συμβαίνει όταν

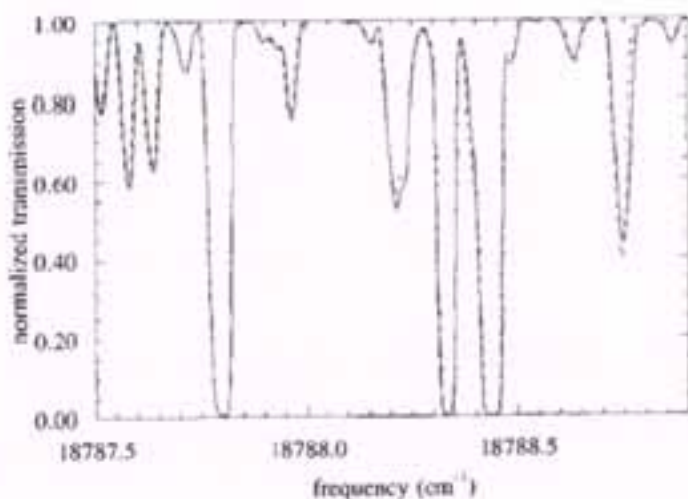


$$\frac{\lambda}{\cos \theta} = \frac{d}{2m} \quad (65)$$

όπου  $d$  είναι η απόσταση μεταξύ των καθρεπτών,  $\theta$  είναι η γωνία της ακτίνας του φωτός σε σχέση με την κάθετο προς τους καθρέπτες και  $m$  είναι ένας ακέραιος. Ένας φακός που ακολουθεί το έταλο θα παράγει μια εικόνα της πηγής του φωτός. Άρα μια δισδιάστατη πηγή που εκπέμπει μια μεμονωμένη συχνότητα φωτός παράγει μια εικόνα της πηγής που διαμορφώνεται σε ένταση από λεπτούς ομόκεντρους κύκλους φωτός. Ανάμεσα στους ομοκεντρικούς δακτυλίους, η εικόνα είναι σκοτεινή επειδή το φως δεν μπορεί να περάσει μέσα από το έταλο. Για το φασματικά διευρυμένο φως, οι δακτύλιοι διευρύνονται ανάλογα. Έτσι, εάν η διάχυση Rayleigh από ένα πεδίο ροής αντικατοπτρίζεται μέσα από ένα σύστημα απεικόνισης Fabry-Perot, το πάχος των δακτυλίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως μέτρηση θερμοκρασίας. Επιπλέον, εάν υπάρχει μια μέση ταχύτητα, η τοπική θέση του κύκλου επάνω στην εικόνα μετακινείται. Ο Seasholtz και οι συνάδελφοί του για να υπολογίσουν το περίγραμμα της ταχύτητας και της θερμοκρασίας σε μια υπερηχητική δέσμη έχουν χρησιμοποιήσει αυτήν την προσέγγιση. Το Σχήμα 10 δείχνει την εικόνα Fabry-Perot μιας υπερηχητικής δέσμης αέρα Mach 2 όπου η μετατόπιση των δακτυλίων (κατά μήκος της κεντρικής γραμμής) δίνει μια μέτρηση της ταχύτητας (Seasholtz κ.α. 1997). Το φίλτρο Fabry-Perot έχει χρησιμοποιηθεί μαζί με ένα σύστημα LIDAR για να ληφθούν οι κεντρικές συνιστώσες Doppler για τις μετρήσεις της ατμοσφαιρικής θερμοκρασίας και του ανέμου μέχρι το ύψος των 80km (Terpley κ.α. 1993).



Σχήμα 11. Σχηματισμός της μετάδοσης του φίλτρου απορρόφησης διαγράμμισης των αναθυμιάσεων υδραργύρου στα 253.7 nm. Οι έξι παρατηρούμενες ζώνες απορρόφησης οφείλονται στα φυσιολογικά προκύπτοντα ισότοπα του υδραργύρου και στον υπερβολικά λεπτό διαχωρισμό.



Σχήμα 12. Σχηματισμός της μετάδοσης του φίλτρου απορρόφησης αναθυμιάσεων στην εγγύτητα της διπλής συχνότητας Nd:YAG γραμμής λέιζερ (Forkey κ.α. 1997). Η συνεχόμενη γραμμή παριστάνει την μετρούμενη μετάδοση και η διακεκομμένη γραμμή παριστάνει την προβλεπόμενη μετάδοση βασισμένη σε ένα διορθωμένο I2 πρότυπο.

Τα ατομικά και τα μοριακά φίλτρα παρέχουν μια εναλλακτική προσέγγιση στην μέτρηση του φάσματος Rayleigh. Σε αυτήν την περίπτωση, μια μονάδα



γεμίζεται με ένα ατομικό ή μοριακό αέριο με πίεση, θερμοκρασία και μήκος πυρήνα επιλεγμένα έτσι ώστε πολύ δυνατή απορρόφηση να προκύπτει σε έναν ατομικό ή μοριακό συντονισμό. Εάν αυτή η απορρόφηση είναι οπτικά αδιαπέραστη, τότε υπάρχει μια απότομη μετάβαση από απορρόφηση σε μετάδοση λίγα πλάτη γραμμής απορρόφησης μακριά από την κορυφή του συντονισμού. Για παράδειγμα, το φάσμα ενός χοντρού οπτικά πυρήνα αναθυμιάσεων υδραργύρου στην εγγύτητα της απορρόφησης του συντονισμού του υδραργύρου στα 254nm φαίνεται στο σχήμα 11 (Finkelstein 1997b). Οι διάφορες γραμμές απορρόφησης σχετίζονται με διάφορα ισότοπα είδη, όπως υποδεικνύεται.

Ένας παρόμοιος τύπος δομής παρατηρείται στο ιώδιο κατά πλάτος του ορατού φάσματος. Για παράδειγμα, η απορρόφηση του ιωδίου στην περιοχή γύρω από την διπλής συχνότητας Nd:YAG γραμμής λέιζερ φαίνεται στο σχήμα 12 (Forkey κ.α. 1997). Και στις δύο αυτές περιπτώσεις, η απότομη μετάβαση από την απορρόφηση στην μετάδοση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να αναλυθεί το φάσμα διάχυσης Rayleigh.

Στην περίπτωση του υδραργύρου, ένα τριπλής συχνότητας Ti: ζαφειρένιο λέιζερ, με στενό πλάτος γραμμής, ρυθμίζεται κοντά στην απορρόφηση του υδραργύρου στα 254nm, και στην περίπτωση του ιωδίου, ένα λέιζερ Nd:YAG διπλής συχνότητας, με περιορισμένη έγχυση συντονίζεται κοντά σε ένα από τα στοιχεία απορρόφησης ιωδίου περίπου στα 532nm. Το φως που διασκορπίζεται από τον δειγματικό όγκο περνά μέσα από τον πυρήνα των αναθυμιάσεων πριν απεικονιστεί επάνω σε έναν ανιχνευτή. Καθώς το λέιζερ εξετάζεται ως προς την συχνότητά του, η μετάδοση του διαχυμένου φωτός που περνά μέσα από τον πυρήνα μεταβάλλεται, ανάλογα με την κεντρική του συχνότητα και το φασματικό πλάτος ζώνης του, μετακίνησης Doppler, σε σχέση με τα στοιχεία απορρόφησης ιωδίου (Forkey κ.α. 1998). Το σχήμα μετάδοσης του φωτός που διασκορπίζεται από μη κινούμενες επιφάνειες θα αναδημιουργήσει ακριβώς το σχήμα μετάδοσης του ίδιου του πυρήνα. Μια κινούμενη επιφάνεια δίνει το ίδιο σχήμα μετάδοσης, αλλά μετατοπισμένης συχνότητας. Η διάχυση Rayleigh από μόρια διευρύνεται θερμικά, και σε μερικές περιπτώσεις, ακουστικά, και η μετάδοση μέσα από τον πυρήνα είναι



μια ελίκωση του φάσματος απορρόφησης και του σχήματος γραμμής Rayleigh. Αφού το φάσμα απορρόφησης είναι αρκετά γνωστό, αυτό το σήμα μπορεί να απελικωθεί για να δώσει μια μέτρηση θερμοκρασίας, και, μέσω της συνολικής μετατόπισης γραμμής, μια μέτρηση ταχύτητας. Στο Σχήμα 13 υπάρχει ένα σύνολο ιστογραμμάτων που δείχνει την σχετική ακρίβεια αυτής της διαδικασίας απελίκωσης για την μέτρηση της θερμοκρασίας, πίεσης, και ταχύτητας του στατικού αέρα που λαμβάνεται με ένα περιορισμένου πλάτους γραμμής, ρυθμιζόμενου Nd:YAG λέιζερ και ένα φίλτρο ιωδίου. Το Σχήμα 14 δείχνει την δομή πίεσης, θερμοκρασίας και ταχύτητας σε μια ελαφρώς υποεκτεταμένη ελεύθερη δέσμη Mach 2 που περιέχει αδύναμη δομή διαπέρασης αναταραχής (Forkey κ.α. 1998).

Η πολύ ισχυρή απορρόφηση συντονισμού που συμβαίνει στην περιοχή αποκοπής του φίλτρου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την καταστολή της γύρω διάχυσης η οποία σε πολλές περιπτώσεις θα επισκίαζε διαφορετικά το σήμα Rayleigh. Αυτό το χαρακτηριστικό έχει χρησιμοποιηθεί για να καταστείλει την γύρω διάχυση από σωματίδια μέσα στην ατμόσφαιρα (Shimizu κ.α. 1983, 1986) και είναι ένα σπουδαίο χαρακτηριστικό για την μέτρηση της διάχυσης Rayleigh κοντά σε επιφάνειες και σε αγωγούς (Forkey 1994). Ακόμα και αν ο αέρας δεν κινείται, η θερμική κίνηση των μορίων παράγει αρκετή διεύρυνση ώστε να επιτρέψει να φαίνονται αυτά όταν το λέιζερ συντονίζεται στην ζώνη απορρόφησης του φίλτρου. Αυτή η προσέγγιση μπορεί να χρησιμοποιηθεί ώστε να αυξήσει την ευαισθησία της διάχυσης Rayleigh σε αδύναμα ιονισμένα πλάσματα, όπου η υψηλή θερμοκρασία παράγει σημαντική διεύρυνση και το φίλτρο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να κατασταλεί η διάχυση από το περιβάλλον και από τον αγωγό του πλάσματος (Yalin και Miles 2000). Μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί ώστε να κατασταλεί η διάχυση από σωματίδια όπως η αιθάλη τα οποία διαφορετικά επισκιάζουν τις μετρήσεις Rayleigh των διαδικασιών καύσης (Elliott κ.α. 1997, Elliott και Beutner 1999, Hofmann και Leipertz 1996) και σωματίδια από αεροζόλες για μετρήσεις μορφής θερμοκρασίας στην ατμόσφαιρα (Voss κ.α. 1994, Shimizu κ.α. 1986).

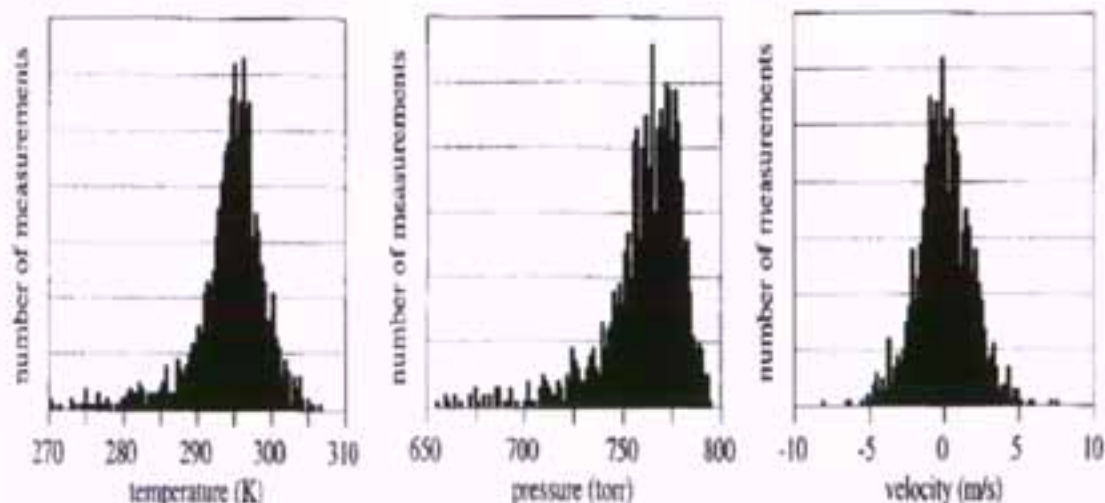
## 8. ΔΙΑΧΥΣΗ RAYLEIGH ΑΠΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ

Η επιφερόμενη πολωσιμότητα ενός σφαιρικού σωματιδίου του οποίου η περιφέρεια είναι πολύ, πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος του φωτός δίνεται από την έκφραση (Jones 1979)

$$\alpha = 3\epsilon_0 V \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad (66)$$

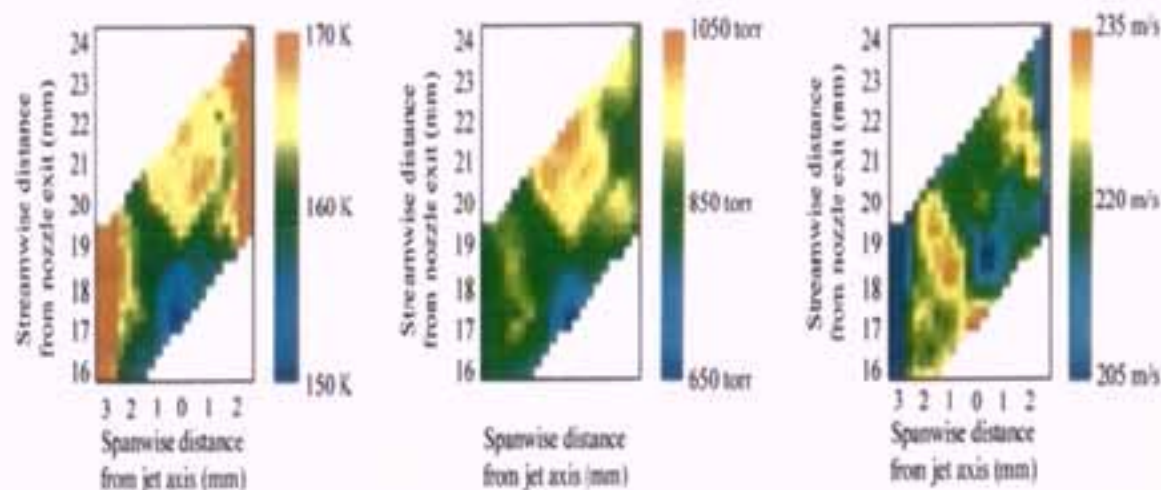
όπου  $V$  είναι ο όγκος του σωματιδίου και  $n$  είναι ο δείκτης της διάθλασής του. Εάν το σωματιδίο είναι πραγματικά σφαιρικό, δεν θα υπάρχει καμία αποπόλωση, και αυτή η πολωσιμότητα μπορεί να εισαχθεί στην εξίσωση (5b) για να ληφθεί η ένταση του διασκορπισμένου φωτός ανά σωματιδίο. Με όρους μιας διαφορικής διατομής, η διάχυση του σωματιδίου γράφεται

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{9\pi^2 V^2}{\lambda^4} \left( \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2 \sin^2 \phi. \quad (67)$$

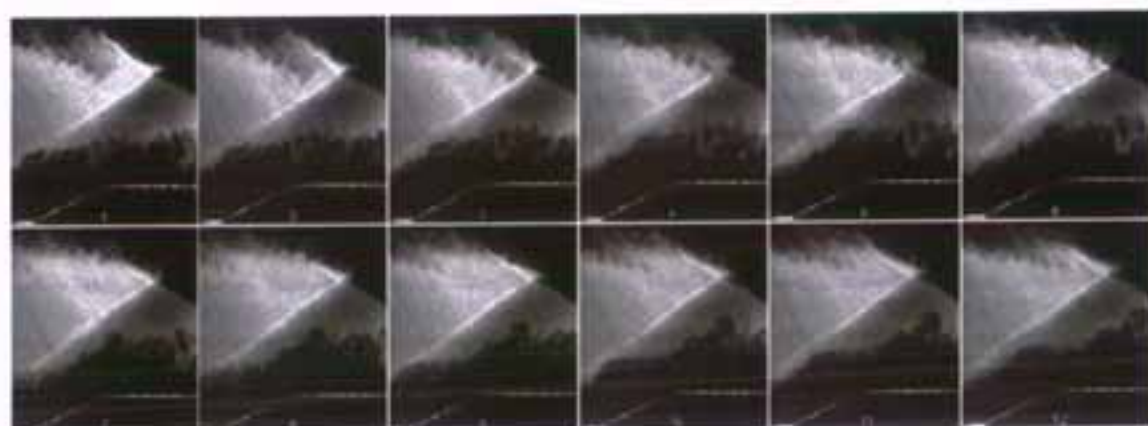


Σχήμα 13. Ιστογράμματα της απελίκωσης των φασματικών δεδομένων που δείχνουν την μέτρηση της θερμοκρασίας, πίεσης και ταχύτητας σε στατικό, θερμοκρασίας δωματίου αέρα. Οι αναμενόμενες τιμές είναι  $T=295\text{K}$ ,  $P=759\text{Torr}$  και  $u=0\text{ms}^{-1}$  (Forkey κ.α. 1998).





Σχήμα 14. Μετρήσεις θερμοκρασίας (αριστερά) πίεσης (κέντρο) και ταχύτητας (δεξιά) σε μια σχεδόν ίδιας πίεσης υπερηχητικής ροής Mach 2 που μετριέται με χρήση διάχυσης Rayleigh και θέτοντας τις μορφές Tenti σε κάθε σημείο στην εικόνα. Η ροή είναι από κάτω προς τα επάνω και υπάρχει μια δομή αδύναμης διαπέρασης διαταραχής η οποία εμφανίζεται συμμετρικά στις μετρήσεις των κλιμακωτών ιδιοτήτων (πίεση και θερμοκρασία) αλλά όχι στην ταχύτητα αφού η παρατηρούμενη συνιστώσα της ταχύτητας είναι εκτός άξονα (Forkey κ.α. 1998).



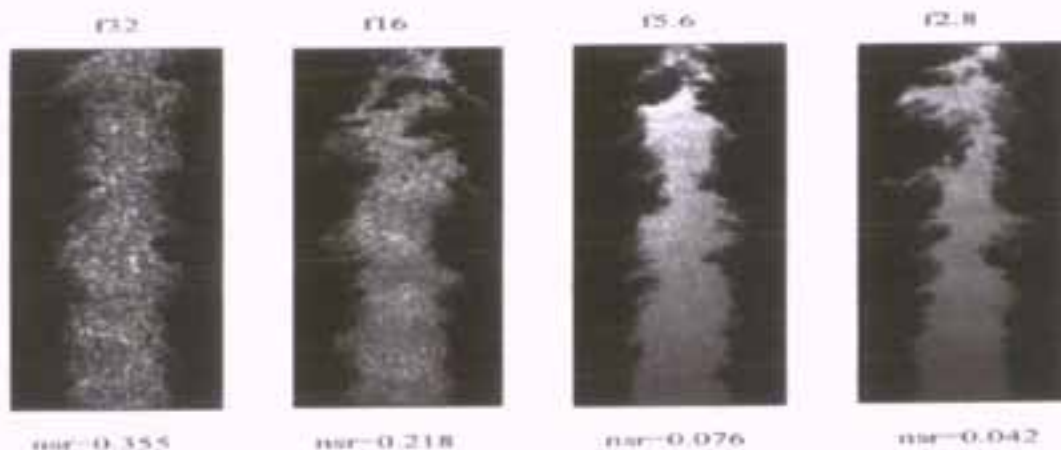
Σχήμα 15. Οι εικόνες Rayleigh αλληλεπιδράσεων στρωμάτων ορίων κρουστικού κύματος που λαμβάνονται σε μια ροή Mach 2.5 στα 500 000 καρέ ανά δευτερόλεπτο. Η ροή είναι από αριστερά προς τα δεξιά και η διάχυση είναι από συμπλέγματα CO<sub>2</sub> κλίμακας 10nm, τα οποία συμπυκνώνονται στο κρύο τμήμα της ροής, αλλά όχι στα θερμότερα τμήματα που αντιστοιχούν στα στρώματα των ορίων και πίσω από δυνατές διαταραχές (Wu 1999, Wu κ.α. 2000).



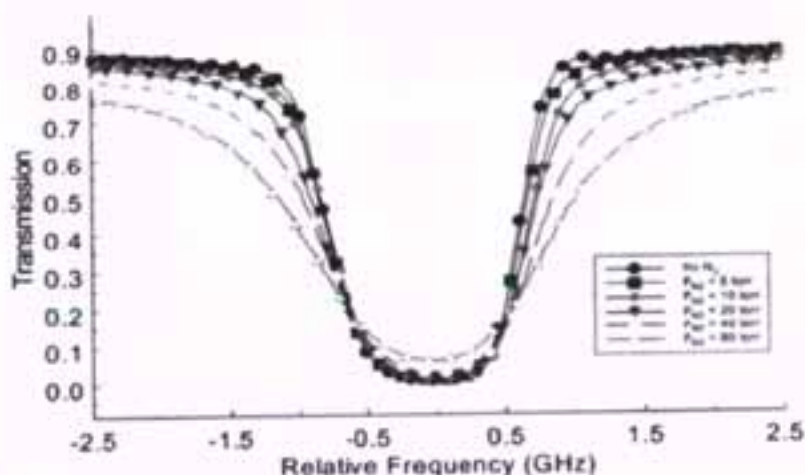
Η συνολική διάχυση φωτός που συλλέγεται από τα σωματίδια γίνεται τότε αυτή η διαφορική διατομή πολλαπλασιασμένη από τον αριθμό των σωματιδίων στον όγκο παρατήρησης και ολοκληρωμένη ως προς την σταθερή γωνία συλλογής.

Η εξάρτηση αυτού του διαχυόμενου σήματος από το τετράγωνο του όγκου, που αντιστοιχεί στην έκτη δύναμη της ακτίνας του σωματιδίου, αποκλίνει ισχυρά κάθε παρατηρούμενο σήμα προς σωματίδια με μεγαλύτερη διάμετρο. Η επικράτηση της διάχυσης σωματιδίων μπορεί εύκολα να επισκιάσει την διάχυση από τα μόρια και να παρεμποδίσει τις μετρήσεις των ιδιοτήτων του πεδίου ροής. Αυτό είναι ιδιαίτερα αληθές όταν κάποιο συστατικό του αερίου συμπυκνώνεται. Για παράδειγμα, εάν υπάρχουν σταγόνες νερού ακτίνας 100nm ( $n=1.33$ ), ακόμα και μια από αυτές τις σταγόνες μέσα σε ένα στοιχείο όγκου 300μικρά×300μικρά×300μικρά θα επικρατήσει της διάχυσης από τον αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση.

Η μεγάλη διατομή διάχυσης που σχετίζεται με τα μικρά σωματίδια τα καθιστά ελκυστικά για την μέτρηση πεδίου ροής και την απεικόνιση, ιδιαίτερα όταν η πυκνότητα ροής ή η διατομή της διάχυσης Rayleigh των μορίων μέσα στην ροή είναι τόσο χαμηλή που η μέτρηση ή η απεικόνιση θα ήταν διαφορετικά μη αποδεκτά θορυβώδης ή κάτω από το όριο ανίχνευσης. Τα διηλεκτρικά (μη απορροφητικά) σωματίδια με διαμέτρους μικρότερες από περίπου 100nm πέφτουν μέσα στην κλίμακα 'Rayleigh' και μπορούν να επεξεργαστούν χρησιμοποιώντας την τυποκρατία διάχυσης Rayleigh. Τα μεγαλύτερα σωματίδια έχουν πιο πολύπλοκα σχήματα διάχυσης που σχετίζονται με την οπτική παρεμβολή και επεξεργάζονται με χρήση της θεωρίας διάχυσης Thomson (Fournier και Evans 1993). Τα σωματίδια της νανοκλίμακας ακολουθούν ακόμα και τις υψηλής διακύμανσης ροές υγρών πολύ επακριβώς, και νεφώσεις τέτοιων σωματιδίων τείνουν να κατανέμονται ομοιόμορφα με πολλά σωματίδια ανά στοιχείο ανάλυσης.



Σχήμα 16. Εικόνες διάχυσης Rayleigh από σωματίδια νερού και CO<sub>2</sub> που συμπυκνώνονται σε μια δέση αέρα Mach 1.36 δείχνοντας αποτελέσματα κηλίδωσης σε διάφορες ρυθμίσεις παύσης κάμερας f. Ο λόγος της διάδοσης προς το σήμα δίνεται στο κάτω μέρος κάθε εικόνας (Elliott και Beutner 1999).



Σχήμα 17. Σχήμα μετάδοσης φίλτρου ιωδίου ως συνάρτηση πίεσης αερίου απορρόφησης αζώτου (Mosedale κ.α. 1998).

Σαν συνέπεια, η διάχυση Rayleigh από νεφώσεις σωματιών έχει γίνει μια χρήσιμη μέθοδος για την μέτρηση της ταχύτητας του πεδίου της ροής και την απεικόνιση της δομής της ροής. Για παράδειγμα, 12 διαδοχικές εικόνες αλληλεπίδρασης στρωμάτων ορίων κρουστικού κύματος φαίνονται χρησιμοποιώντας διάχυση Rayleigh από ομίχλη πάγου CO<sub>2</sub> σε μια ροή αέρα Mach 2.5 στα 500 000 καρέ ανά δευτερόλεπτο στο σχήμα 15. (Wu 1999,



Wu κ.α. 2000). Το στρώμα του ορίου και η περιοχική πίσω από την αλληλεπίδραση αναταραχής-αναταραχής είναι σκούρα επειδή βρίσκονται σε μεγαλύτερη θερμοκρασία από την ροή του πυρήνα, έτσι το CO<sub>2</sub> δεν συμπυκνώνεται. Σε αυτές τις εικόνες η ροή είναι από τα αριστερά προς τα δεξιά και μια σφήνα που φαίνεται στο κάτω μέρος των εικόνων προκαλεί την διαταραχή. Αυτά τα σωματίδια εκτιμώνται ότι είναι της τάξης των 10nm σε διάμετρο, έτσι πέφτουν σίγουρα μέσα στην κλίμακα Rayleigh (Erbland κ.α. 2000).

Η διάχυση από σωματίδια νανοκλίμακας διαφέρει από την μοριακή διάχυση Rayleigh στο ότι η θερμική κίνηση των σωματιδίων μειώνεται ουσιαστικά λόγω της μεγάλης τους μάζας σε σχέση με τα μόρια. Αυτό έχει δύο συνέπειες. Η πρώτη είναι ότι η θερμοκρασία δεν μπορεί να μετρηθεί όπως γίνεται με τα μόρια αφού η μάζα των μεμονωμένων σωματιδίων δεν είναι γνωστή επακριβώς. Η ταχύτητα, όμως, μπορεί να μετρηθεί εφ' όσον τα σωματίδια πράγματι ταξιδεύουν με την ροή. Η δεύτερη συνέπεια είναι ότι το φως που διασκορπίζεται από τα σωματίδια είναι σημαντικά πιο συμφύες από εκείνο που διασκορπίζεται από τα μόρια, οδηγώντας σε φαινόμενα παρεμβολής, ή 'κηλίδας', στο επίπεδο της εικόνας. Στην περίπτωση των τυχαία κινουμένων διασκορπιστών, ο χρόνος συνάφειας μπορεί να προσεγγιστεί ως ένα προς το θερμικό πλάτος γραμμής του διαχυμένου φωτός. Στην περίπτωση μορίων σε θερμοκρασία δωματίου, το θερμικό πλάτος γραμμής είναι της τάξης ενός GHz περίπου για την ορατή διάχυση, και ο χρόνος συνάφειας είναι μικρότερος από ένα εκατομμυριοστό του δευτερολέπτου. Αυτό σημαίνει ότι κάθε σχήματα παρεμβολής στο επίπεδο της εικόνας θα παραμένουν μόνο για χρόνο τάξης ενός εκατομμυριοστού του δευτερολέπτου, και στην χρονική περίοδο των 10ns περίπου, ο οποίος είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος που σχετίζεται με τα περισσότερα παλμικά, υψηλής ισχύος λέιζερ, το σχήμα παρεμβολής αποσυγχρονίζεται. Για τα σωματίδια, από την άλλη μεριά, η θερμική διεύρυνση μπορεί να είναι της τάξης δεκάδων MHz, οδηγώντας σε χρόνους συνάφειας μεγαλύτερους από 100 εκατομμυριοστά του δευτερολέπτου. Σε αυτήν την περίπτωση, το σχήμα παρεμβολής δεν αποσυγχρονίζεται κατά την διάρκεια του χρόνου παλμού του λέιζερ και η



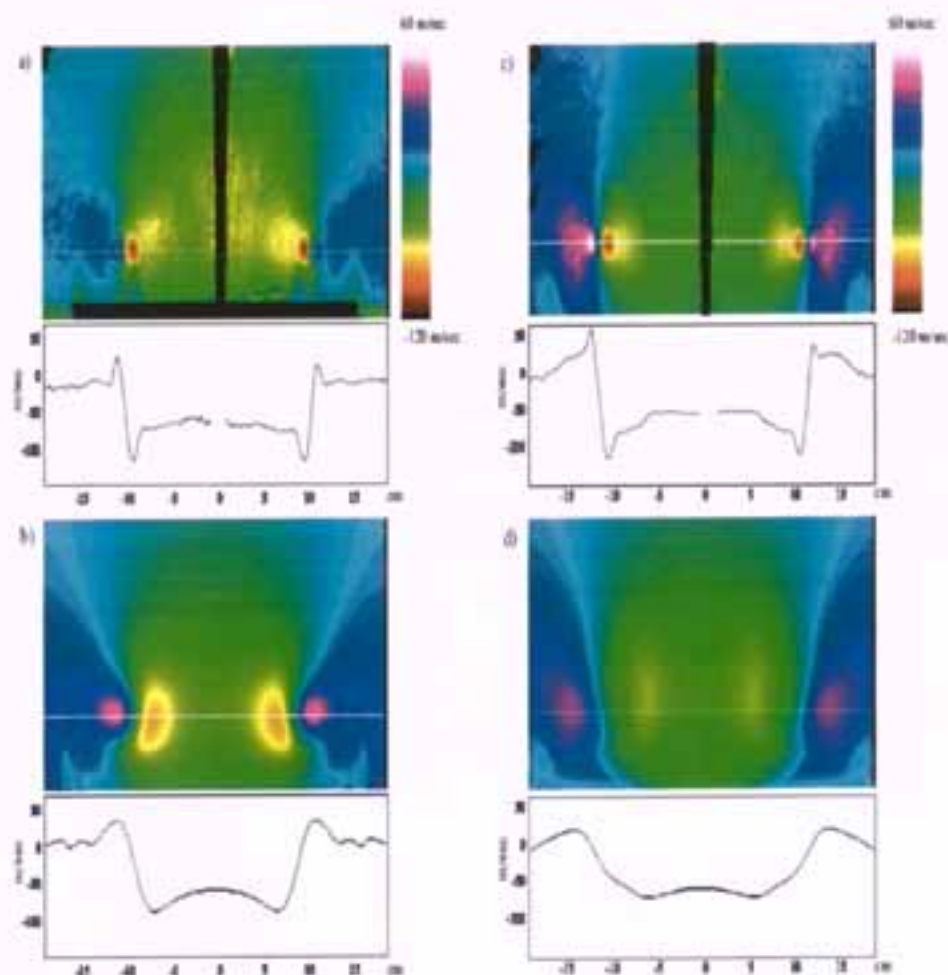
‘κηλίδα’ παρατηρείται. Η χωροταξική συχνότητα του σχεδίου της κηλίδας προσδιορίζεται από την διαφορά φάσης ανάμεσα στις ακτίνες φωτός. Εάν το φως συλλέγεται μέσα από μια μικρή διάμετρο, η μέγιστη διαφορά φάσης είναι μικρή και τα στοιχεία του σχεδίου της κηλίδας είναι μεγάλα. Εάν, από την άλλη μεριά, η διάμετρος συλλογής είναι μεγάλη, αυτή η διαφορά φάσης είναι μεγάλη και το σχήμα της κηλίδας γίνεται πολύ λεπτότερο. Η κλίμακα του σχεδίου της κηλίδας είναι, άρα, ανάλογη προς τον λόγο της απόστασης ανάμεσα στον φακό και το επίπεδο της εικόνας,  $d$ , και την διάμετρο του φακού,  $D$

$$\lambda_{sp} \cong \lambda \frac{d}{D}. \quad (68)$$

Αυτό μπορεί να γραφτεί σε σχέση με τον αριθμό  $f$  του φακού (λόγος μήκους εστίασης φακού προς διάμετρο) και την μεγέθυνση,  $M$ :

$$\lambda_{sp} = \lambda f^{\#} (1 + M). \quad (69)$$

Εάν η χωροταξική συχνότητα του σχήματος κηλίδας είναι σημαντικά μικρότερη από την κλίμακα ανάλυσης του ανιχνευτή, τότε τα όρια προσεγγίζονται και το σχήμα της κηλίδας δεν παρατηρείται πλέον. Αυτό σημαίνει ότι οι φακοί με μεγάλο λόγο διαμέτρου προς μήκος εστίασης ελαχιστοποιούν την κηλιδωση. Το σχήμα 16 δείχνει το αποτέλεσμα της συλλογής παύσης  $f$  της κάμερας επάνω στην κηλίδα (Elliott και Beutner 1999). Σε αυτές τις εικόνες, η συμπύκνωση της φυσιολογικά δημιουργούμενης εξαέρωσης του νερού και του  $\text{CO}_2$  σε μια δέσμη αέρα Mach 1.36 εμφανίζεται μάλλον ομοιόμορφη σε χαμηλές παύσεις  $f$  (μεγάλη διάμετρος συλλογής), αλλά εξαιρετικά κηλιδωμένη σε μεγάλες παύσεις  $f$  (μικρή διάμετρο συλλογής). Στο κάτω μέρος της κάθε εικόνας είναι η μέτρηση του λόγου διάδοσης προς το σήμα.



Σχήμα 18. Εικόνες του πεδίου μέτρησης ταχύτητας (επάνω εικόνες) πάνω από ένα περύγιο δέλτα στο 97% της αρχικής γραμμής (a) και στο 114% της αρχικής γραμμής (b) σε σύγκριση με τα αποτελέσματα των ηλεκτρονικών υπολογιστών (c και d) (Elliott και Beutner 1999, Rizzetta 1996).

## 9. ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΤΑΧΥΜΕΤΡΙΑ DOPPLER

Ένας βασικός περιορισμός της μοριακής διάχυσης Rayleigh είναι η μικρή διατομή διάχυσης, και, συνεπώς, η απαίτηση είτε για πολύ ισχυρά λέιζερ ή μεγάλους χρόνους ολοκλήρωσης. Επιπλέον, η θερμική διεύρυνση που σχετίζεται με τα μόρια κάνει την μέτρηση της ταχύτητας σχετικά δύσκολη. Χρησιμοποιώντας σωματίδια νανοκλίμακας και όχι μόρια ως κέντρα διάχυσης μπορούμε να ελαττώσουμε και τα δύο αυτά προβλήματα. Η σχετικά μεγάλη μάζα που σχετίζεται με τα σωματίδια της νανοκλίμακας σε



σύγκριση με τα μόρια μειώνει την θερμική διεύρυνση και κάνει την μέτρηση της ταχύτητας πιο σταθερή. Επιπρόσθετα, η πολύ ισχυρή διάχυση από τα σωματίδια μειώνει τις απαιτήσεις ενέργειας φωταγώγησης και δίνει καλύτερο σήμα στην διάδοση. Εάν αυτά τα σωματίδια νανοκλίμακας είναι μονού διαχωρισμού μέσα σε μια ομίχλη σωματιδίων, τότε αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να απεικονίσουν τις διακυμάνσεις της πυκνότητας της ροής όπως επίσης και την ταχύτητα. Ιδιαίτερου ενδιαφέροντος είναι η χρήση ενός μοριακού φίλτρου για να προσδιοριστεί η ταχύτητα των σωματιδίων, και μέσω παρεμβολής, το ίδιο το πεδίο ροής. Η ιδέα για την χρησιμοποίηση μοριακών φίλτρων για την μέτρηση της ταχύτητας των σωματιδίων στην αρχή ονομάστηκε Σφαιρική ταχυμετρία Doppler (Meyers και Komine 1991), αλλά η εργασία σε αυτόν τον τομέα έχει τώρα μείνει γνωστή ως δισδιάστατη ταχυμετρία Doppler (Clancy και Saminy 1997, Saminy και Wernet 2000). Αυτή η προσέγγιση είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για την απεικόνιση της μίξης και της δομής σε πεδία ροής υψηλών ταχυτήτων (Clancy κ.α. 1999, Smith και Northam 1996, McKenzie 1996).

Σε αυτά τα πειράματα, μερικό υλικό συμπύκνωσης όπως η εξάτμιση του νερού, το διοξείδιο του άνθρακα ή η αιθανόλη δημιουργεί συνήθως την ομίχλη των σωματιδίων. Σε μια υπερηχητική ροή, η θερμοκρασία πέφτει ραγδαία μέσα από το ακροφύσιο διαστολής και αυτά τα παραγόμενα αέρια σε συμπυκνώσεις της τάξης του 1% ή λιγότερο (Erbland 2000) συμπυκνώνονται σε νεφελώματα από σωματίδια νανοκλίμακας, τα οποία παρατηρούνται καθώς περνούν μέσα από το τμήμα του πειράματος. Οι μετρήσεις ταχύτητας μπορούν τότε να γίνουν με δύο τρόπους. Ο πρώτος είναι με σάρωση της συχνότητας του λέιζερ και με καταγραφή της μετάδοσης μέσω ενός πυρήνα ιωδίου με πολύ παρόμοιο τρόπο όπως και με τις μετρήσεις που γίνονται για την μοριακή διάχυση Rayleigh. Η δεύτερη προσέγγιση είναι να διατηρηθεί η συχνότητα του λέιζερ σταθερή σε μια συχνότητα που επιλέγεται έτσι ώστε το φως μετακινούμενης ταχύτητας να πέφτει στο 50% της μετάδοσης της καμπύλης αποκοπής του πυρήνα. Οι μεταβολές στην συχνότητα γύρω από αυτό το σημείο λόγω των μετακινήσεων Doppler του διαχυόμενου φωτός αντιστοιχούν τότε σε μεταβολές στην μετάδοση του πυρήνα, και υπάρχει μια



1:1 αντιστοιχία ανάμεσα στην μεταδοσιμότητα και την ταχύτητα. Έτσι, μετρώντας την κατανομή έντασης και συσχετίζοντας αυτήν με μια ακαθάριστη εικόνα του ίδιου πεδίου ροής μετράμε το πεδίο ταχύτητας. Αφού η κλίση αποκοπής ενός καθαρού ατομικού ή μοριακού φίλτρου αναθυμιάσης είναι απότομη, μόνο μια στενή κλίμακα ταχυτήτων μπορεί να καταγραφεί με αυτόν τον τρόπο πριν φτάσει το φίλτρο στην πλήρη μετάδοση ή την δυνατή απορρόφηση. Το σχήμα του φίλτρου μπορεί να διευρυνθεί με την πρόσθεση ενός αερίου απορρόφησης όπως το άζωτο για να διευρύνουμε την κλίμακα, εάν χρειάζεται. Το Σχήμα 17 δείχνει το σχέδιο μετάδοσης φίλτρου ιωδίου ως συνάρτηση πίεσης αερίου με απορρόφηση αζώτου (Mosedale κ.α. 1998). Αυτός ο τύπος πυρήνα έχει χρησιμοποιηθεί σε διάφορα πειράματα για να αιχμαλωτίσει πεδία ταχύτητας σε υπερηχητικές δέσμες και πεδία στροβιλισμού σε υποχητικές ροές. Για παράδειγμα, το Σχήμα 18 δείχνει το πεδίο ταχύτητας κοντά στο άκρο της πορείας ενός πτερυγίου δέλτα με σάρωση  $70^\circ$  σε γωνία προσβολής  $23^\circ$  (Elliot και Beutner 1999, Mosedale 1998). Η προσέγγιση PDV έχει χρησιμοποιηθεί για να επιτευχθεί μονής και πολλαπλών συνιστωσών πεδία ταχύτητας σε πολύπλοκες ροές (δείτε, για παράδειγμα, Arnette κ.α. 1998, Smith και Northam 1996, Meyers 1995).

## 10. ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η διάχυση Rayleigh με λέιζερ και από μόρια και από σωματίδια της κλίμακας εκατομμυριοστού είναι ένα αυξανόμενο χρήσιμο εργαλείο για την διαγνωστική των αερίων. Οι μετρήσεις που γίνονται με λέιζερ υψηλής ισχύος, μικρού μήκους παλμού μπορούν τώρα να παγώσουν ένα πεδίο πυκνότητας στον χρόνο, και να εξάγουν ποσοτικές μετρήσεις πολύπλοκων δομών. Αυτό είναι ιδιαίτερα χρήσιμο σε ροές υψηλής ταχύτητας όπου τα ακουστικά κύματα και η δομή των στρωμάτων των ορίων έχουν μεγάλες σχετιζόμενες διακυμάνσεις πυκνότητας που μπορούν εύκολα να παρατηρηθούν χρησιμοποιώντας την απεικόνιση Rayleigh. Οι μετρήσεις σημείου με

συνεχόμενα λέιζερ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να μελετηθούν οι διακυμάνσεις του χρόνου των ροών και μπορούν να σαρωθούν για να παράγουν εικόνες προσέγγισης χρόνου κατά μέσο όρο. Το γεγονός ότι η διάχυση Rayleigh συμβαίνει σε κάθε μήκος κύματος σημαίνει ότι το μήκος κύματος μπορεί να επιλεγεί κοντά στον συντονισμό αυτού του φίλτρου. Αφού οι μετακινήσεις συχνότητας που σχετίζονται με την διάχυση Rayleigh είναι σταθερές για μικρές μεταβολές του μήκους κύματος, το λέιζερ μπορεί να συντονιστεί, συντονίζοντας έτσι, με την σειρά του, την διάχυση Rayleigh. Με αυτόν τον τρόπο, το διαχεόμενο φως Rayleigh μπορεί να συντονιστεί κατά πλάτος του σχετικού φασματικά πεδίου μήκους κύματος του φίλτρου. Έτσι, το φίλτρο μπορεί να βελτιωθεί για την συλλογή του φωτός, την φασματική ευαισθησία και την απεικόνιση. Η πρόσφατη ανάπτυξη του λέιζερ με εξάρτηση έγχυσης, μαζί με τα οπτικά φίλτρα υψηλού διαχωρισμού, έχει τώρα οδηγήσει στην επιτευξιμότητα της χρήσης της διάχυσης Rayleigh για μετρήσεις θερμοκρασίας και ταχύτητας. Το γεγονός ότι το σήμα διασκορπίζεται 'ακαριαία' από τα μόρια σημαίνει ότι η ισχύς του σήματος είναι αρκετά ανεπιτήρεαστη από τις συγκρούσεις των μορίων, σε αντίθεση με τις άλλες διαγνωστικές μεθόδους όπως ο φθορισμός που επιφέρεται με λέιζερ, όπου η καταστολή και η διεύρυνση της γραμμής σύγκρουσης θα πρέπει να λαμβάνεται υπ' όψιν. Τα σωματίδια της ναοκλίμακας βελτιώνουν το επίπεδο του σήματος και μπορεί να είναι ιδιαίτερα χρήσιμα για μετρήσεις πεδίων δομών ταχύτητας. Αυτές οι καινούριες τεχνολογίες συνεχίζουν να εξελίσσονται με τα καινούρια υπεριώδη λέιζερ υψηλής ισχύος, εξάρτησης έγχυσης στον οριζοντα. Αυτά τα λέιζερ θα βελτιώσουν σημαντικά τα σήματα διάχυσης Rayleigh μέσω της συχνότητας με εξάρτηση στην τέταρτη δύναμη της διατομής Rayleigh. Με αυτές τις τεχνολογίες και τα νέα φίλτρα που βασίζονται σε υπεριώδεις μεταβάσεις όπως στην αναθυμίαση του υδραργύρου, αναμένεται ότι η διάχυση Rayleigh θα γίνει ένα αυξανόμενα χρήσιμο εργαλείο για την δυναμική των υγρών και τα εργαστήρια καύσης.



### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

## **ΣΥΜΦΑΣΙΚΗ ΔΙΑΧΥΣΗ ΑΝΤΙ-STOKES RAMAN ΕΥΑΙΣΘΗΤΗ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΗΝ ΠΟΛΩΣΗ ΠΟΥ ΕΦΑΡΜΟΖΕΤΑΙ ΣΤΗΝ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΤΟΥ NO ΣΕ ΑΠΕΛΕΥΘΕΡΩΣΗ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΜΕΙΩΣΗ ΤΟΥ NO:**

### **ΣΥΝΟΨΗ**

Ένα σύστημα διάχυσης αντι-Stokes Raman (CARS) έχει αναπτυχθεί για την μελέτη της μείωσης του νιτρικού οξειδίου (NO) από ένα πλάσμα αζώτου που παράγεται από μικροκύμα ( $N_2$ ) κάτω από ατμοσφαιρική πίεση. Ένα λέιζερ διπλής συχνότητας Nd:YAG παρέχει δύο ηλεκτρομαγνητικές ακτίνες και σε  $\lambda=532\text{nm}$  διεγείρει ένα χρωστικό λέιζερ, το οποίο είναι συντονισμένο ανάμεσα στα 588 και 615nm. Οι μετρήσεις του σχήματος πυκνότητας και θερμοκρασίας του  $N_2$  στην κυλινδρική εκβολή του μικροκύματος με την γνωστή τεχνική CARS αποδίδουν μια θερμοκρασία άξονα 7000K σε  $P=800\text{W}$  εισαγόμενη ισχύ. Η ανίχνευση μιας μειονότητας NO στο  $N_2$  κάτω από ατμοσφαιρική πίεση με την CARS περιορίζεται σε μια συγκέντρωση 2500ppm. Εφαρμόζοντας ευαίσθητη προς την πόλωση CARS το όριο ανίχνευσης μπορεί να περιοριστεί στα 200ppm. Αυτή η τεχνική χρησιμοποιείται για να εξετάσουμε την μείωση του NO σε έναν θάλαμο αντίδρασης που τροφοδοτείται από  $N_2$  και N που διεγείρονται παλμικά και εισέρχονται στον θάλαμο μέσα από ένα ακροφύσιο. Πίσω από το ακροφύσιο το περισσότερο NO αποσυντίθεται. Μια συνολική επάρκεια αναγωγής για το NO 65-85% βρέθηκε, που μειώνεται με την αυξανόμενη συγκέντρωση NO.



## 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το νιτρικό οξείδιο (NO) είναι ένα από τα πιο επικίνδυνα μολυσματικά αέρια και παράγεται από την μεγάλη πλειοψηφία των διαδικασιών καύσης. Στις βιομηχανικές χώρες περισσότερη από την μισή παραγωγή NO<sub>x</sub> προκαλείται από την κυκλοφορία, ειδικά την κίνηση των δρόμων. Η καταλυτική μείωση του NO που παράγεται από μηχανές κύκλου Otto είναι πολύ αποτελεσματική, αλλά περιορισμένη σε στοιχειομετρικά μείγματα. Οι μοντέρνες μηχανές με χαμηλή κατανάλωση (ειδικά οι Diesel απευθείας ψεκασμού και οι μηχανές κύκλου Otto) λειτουργούν με φτωχά μείγματα και η εξάτμιση περιέχει ακόμη οξυγόνο, ένα γεγονός που περιπλέκει την μείωση του NO με έναν συμβατικό καταλύτη. Ο απευθείας έλεγχος και η επίδραση της διαδικασίας καύσης έχουν χρησιμοποιηθεί ευρέως, αλλά είναι προφανώς ακατάλληλα προς το παρόν για τις απαιτήσεις των μελλοντικών προδιαγραφών των ρύπων. Έτσι, νέες τεχνικές αφαίρεσης μετάκαυσης όπως λέγονται εξελίσσονται και εφαρμόζονται για να μειωθεί η εκπομπή NO<sub>x</sub>.

Όπως γνωρίζουμε από την βιβλιογραφία, αρκετοί τύποι αποβολής κάτω από ατμοσφαιρική πίεση είναι κατάλληλοι για τον καθαρισμό των αερίων εξαγωγής. Συχνά οι απορρίψεις με διάφραγμα με στεφάνη και μικροκύμα εξυπηρετούν για την μείωση του NO. Στην μελέτη που είναι στα χέρια μας ερευνώνται οι ιδιότητες μείωσης μια αποβολής μικροκύματος κάτω από ατμοσφαιρική πίεση. Ένα πλάσμα αζώτου με θερμοκρασία πυρήνα ας πούμε 7000K, με βαθμό διαχωρισμού 70% και μια πυκνότητα ηλεκτρονίου περίπου 1020m<sup>-3</sup> που παράγεται μέσα στην διαδρομή του κύματος αφήνει το δοχείο απόρριψης μέσω ενός ακροφυσίου και διοχετεύεται μέσα από τον πραγματικό θάλαμο διαστολής, όπου το καυσαέριο NO είναι παρόν. Όταν περάσει το ακροφύσιο η κινητική θερμοκρασία του αερίου του πλάσματος αζώτου πέφτει. Ο αριθμός των διεγερμένων παλμικών καταστάσεων, όμως, διατηρείται. Τα παλμικά και πιθανώς ηλεκτρονικά διεγερμένα μόρια N<sub>2</sub> μαζί με τα άτομα N ως επακόλουθο αντιδρούν με τα μόρια NO μέσα στον θάλαμο και τα μετατρέπουν. Η βελτίωση των ρυθμών μείωσης απαιτεί λεπτομερή

γνώση της κατανομής της ροής, της θερμοκρασίας διέγερσης και των σχημάτων πυκνότητας των μορίων και των ατόμων που εμπλέκονται σε όλον τον θάλαμο αντίδρασης. Η ανίχνευση της μειοψηφίας του NO θα πρέπει να γίνει με την παρουσία της πλειοψηφίας του N<sub>2</sub>. Εφαρμόζοντας την κοινή τεχνική της συμφασικής διάχυσης αντι-Stokes Raman (CARS) παίρνουμε ισχυρές συνεισφορές από τα μη συντονισμένα σήματα N<sub>2</sub> και τα αδύναμα συγκριτικά συντονισμένα σήματα από NO. Για την δεδομένη κατάσταση των μορίων NO σε ένα περιβάλλον N<sub>2</sub> το όριο ανίχνευσης NO είναι περίπου 2500ppm.

Επιλέγοντας μια κατάλληλη πόλωση των τριών ακτινών λέιζερ που εμπλέκονται στην CARS το μη συντονισμένο περιβάλλον που προκαλείται από τα μόρια N<sub>2</sub> μπορεί να κατασταλεί λίγο ως πολύ και το όριο ανίχνευσης των μορίων NO κατεβαίνει στα 200ppm. Προηγούμενες μελέτες που αφορούσαν την CARS σε NO δεν έφταναν την ευαισθησία για το NO ως μειονότητα ή την φασματική ανάλυση του πειράματός μας.

Δεν είναι ο σκοπός της έρευνας που εισάγεται εδώ να παρουσιάσει έναν αντιδραστήρα πλάσματος, που επιτρέπει να αποσυνθέσει NO με την επάρκεια αναγωγής που απαιτείται για πρακτικές εφαρμογές. Πάντως, μερικές βασικές ιδιότητες που αφορούν την διαδικασία αναγωγής μπορούν να συγκεντρωθούν από μερικά πειράματα CW που περιγράφονται εδώ. Περιμένουμε μια πιο αποτελεσματική αναγωγή από μη θερμικές ραγδαίου παλμού αποβολές μικροκύματος, στις οποίες η πλειοψηφία της ηλεκτρικής ενέργειας πηγαίνει κυρίως στα ηλεκτρόνια παρά στην θέρμανση του αερίου. Όμως, εάν πρέπει να διαγνωστούν οι τοπικές και χρονικές κατανομές NO και των παραπροϊόντων σε τέτοιες απορρίψεις με CARS με την απαιτούμενη ευαισθησία, οι έρευνες του τύπου που εξετάζονται εδώ είναι επιτακτικές.



## 2. ΤΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ CARS

### 2.1 Γενικές παρατηρήσεις

Η παραμετρική μίξη τεσσάρων κυμάτων παράγει συμφασικά σήματα διάχυσης αντι-Stokes Raman. Δύο αλληλοκαλυπτόμενες συμφασικές ακτίνες λέιζερ σε συχνότητες  $\omega_{p1}$  και  $\omega_S$  (που ονομάζονται συχνότητα ηλεκτρομαγνητικής άντλησης και η συχνότητα Stokes) διεγείρουν μια συσχετισμένη με την φάση περιστροφή και παλμό των μορίων στον όγκο αλληλοκάλυψης, εάν η συχνότητα διαφοράς  $\omega_{p1}-\omega_S$  είναι κοντά στην συχνότητα ενός συντονισμού Raman. Μια τρίτη ακτίνα λέιζερ που έχει συχνότητα  $\omega_{p2}$  (που λέγεται η δεύτερη ηλεκτρομαγνητική άντληση λέιζερ ή εξερευνητική ακτίνα λέιζερ) υφίσταται μια ανελαστική διαδικασία διάχυσης μέσα από το πλέγμα της φάσης που παράγεται από την αλληλοκάλυψη των ακτινών άντλησης και των ακτινών λέιζερ Stokes. Κατά την ανελαστική διαδικασία διάχυσης, το φωτόνιο αποκτά ένα περιπαλμικό κβάντο και γι' αυτό το σήμα διάχυσης ανιχνεύεται στο  $\omega_{AS}=\omega_{p2}+(\omega_{p1}-\omega_S)$ , (που λέγεται η συχνότητα αντι-Stokes). Η εναπόθεση της ισχύος του διασκορπισμένου ηλεκτρικού πεδίου καταλήγει σε μια κατάσταση συμφωνίας φάσης, η οποία πρέπει να ικανοποιηθεί για να επιτευχθεί δομική παρεμβολή δεσμών διασκορπισμένου φωτός. Αυτή η συνθήκη είναι ισοδύναμη με την διατήρηση της ορμής των τεσσάρων φωτονίων που εμπλέκονται στην διαδικασία CARS. Έτσι το άνυσμα του κύματος του διαχυμένου φωτός  $k_{AS}$  δίνεται από την σχέση  $k_{AS}=k_{p2}+(k_{p1}-k_S)$ , όπου  $k_{p1}$ ,  $k_{p2}$  και  $k_S$  είναι τα ανύσματα κύματος των δύο ακτινών άντλησης και της ακτίνας Stokes. Άρα, το διασκορπισμένο σήμα διαδίδεται σε μια μικρή σταθερή γωνία όπως και μια ακτίνα λέιζερ και είναι ανάλογη προς το τετράγωνο της πυκνότητας διάχυσης. Η εκπομπή μέσα σε έναν στενό κώνο και η ικανότητα μετατροπής του μεγάλου σήματος ( $\approx n^2$ ) κάνει τις τεχνικές CARS πολύ υποσχόμενες για την διάγνωση δυνατής ακτινοβολίας και σκονισμένων πλασμάτων. Με κατάλληλη επιλογή των συχνοτήτων άντλησης και Stokes το περιπαλμικό φάσμα Raman των μοριακών ειδών που ερευνώνται είναι ανιχνεύσιμο στο ορατό μέρος του

φάσματος με υψηλή ευαισθησία και φασματική ανάλυση. Η παλιά διευθέτηση BoxCARS εφαρμόζεται εδώ για να λάβουμε μια καλή χωροταξική ανάλυση. Σε αναλύσεις των φασμάτων CARS μετρήσεις περιστροφικής και, εάν είναι δυνατόν, παλμικής θερμοκρασίας μπορούν να γίνουν, όπως περιγράφεται στο μέρος 4.1.

## 2.2 Cars ευαίσθητη ως προς την πόλωση (polcars)

### 2.2.1 Βασικά

Η PolCARS είναι μια πολύ γνωστή τεχνική με την ικανότητα να καταστέλλει το μη συντονισμένο υπόβαθρο CARS που παράγεται από τα περισσότερα είδη. Οι μελέτες που έχουμε στα χέρια μας ασχολούνται μόνο με την συγγραμμική CARS και η επιρροή της κακής ευθυγράμμισης των τριών ακτινών λέιζερ δεν έχει ερευνηθεί. Επιπλέον, δεν έχει υπάρξει συζήτηση για την περίπτωση που η συμμετρία Kleinman (δείτε πιο κάτω) δεν ικανοποιείται πλήρως, ή όταν δύο ακτίνες άντλησης με διαφορετικές συχνότητες, οι οποίες είναι εντελώς πολωμένες, χρησιμοποιούνται.

Μόνο μια μικρή σύνοψη που αφορά την PolCARS δίνεται εδώ. Η πόλωση τρίτου βαθμού μπορεί να γραφτεί ως

$$P^{(3)}(\omega_{AS}) \simeq [\chi_1^{(3)}(\mathbf{E}_S^* \cdot \mathbf{E}_{P_2})\mathbf{E}_{P_1} + \chi_2^{(3)}(\mathbf{E}_{P_1} \cdot \mathbf{E}_{P_2})\mathbf{E}_S^* + \chi_3^{(3)}(\mathbf{E}_{P_1} \cdot \mathbf{E}_S^*)\mathbf{E}_{P_2}] \quad (1)$$

όπου, στην περίπτωση ίσων συχνοτήτων άντλησης  $\omega_{P1}=\omega_{P2}$  (εκφυλισμένη CARS), οι επιδεκτικότητες υπακούουν στην σχέση  $\chi_1^{(3)}=\chi_3^{(3)}$ . Εισάγοντας ένα σύστημα Καρτεσιανών συντεταγμένων, το οποίο είναι κατάλληλα προσανατολισμένο με τις διευθύνσεις της πόλωσης και με τα ανύσματα των επικείμενων ακτινών λέιζερ, έχουμε

$$\chi_1^{(3)} := \chi_{xxyy}^{(3)} \quad \chi_2^{(3)} := \chi_{xyxy}^{(3)} \quad \chi_3^{(3)} := \chi_{xyyx}^{(3)} \quad (2)$$

Συνήθως οι επιδεκτικότητες διαιρούνται σε ένα συντονισμένο και ένα μη συντονισμένο μέρος, που ονομάζεται 'R' και 'NR', αντίστοιχα. Τότε  $\chi_i^{(3)}=\chi_{i,R}^{(3)}+\chi_{i,NR}^{(3)}$  ( $i=1,2,3$ ). Το μη συντονισμένο τμήμα ικανοποιεί γενικά την



συμμετρία Kleinman, όπως και το συντονισμένο μακριά από το κέντρο της γραμμής:

$$\chi_{NR,1}^{(3)} = \chi_{NR,2}^{(3)} = \chi_{NR,3}^{(3)} \quad (3)$$

Γι' αυτό αυτή η σχέση επιβεβαιώνεται σίγουρα, εάν η φασματική απόσταση προς τον παρακείμενο συντονισμό είναι μεγάλη σε σύγκριση με το πλάτος της γραμμής τους.

Στην περίπτωση συντονισμού η ανισότητα

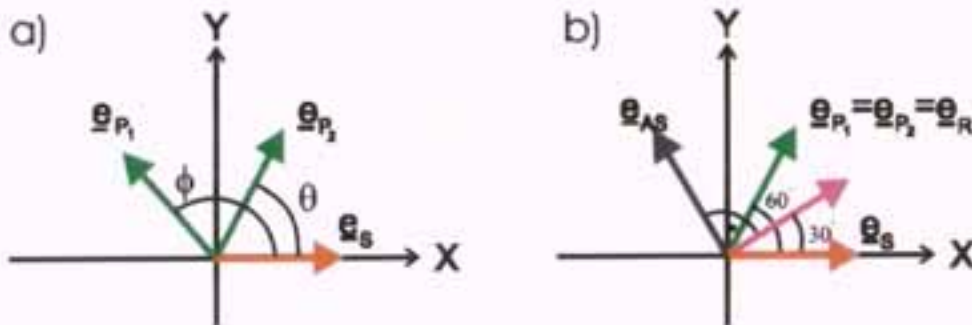
$$\chi_{R,1}^{(3)}, \chi_{R,3}^{(3)} \gg \chi_{R,2}^{(3)} \quad (4)$$

ισχύει για σχεδόν εντελώς πολωμένες γραμμές, ιδιαίτερα για ελαφριά μόρια. Η περίπτωση  $\chi_{R,2}^{(3)}=0$  σημαίνει πλήρως γραμμική πόλωση της γραμμής συντονισμού υπό εξέταση. Οι διαφορές στις επιδεκτικότητες  $\chi_R^{(3)}$  και  $\chi_{NR}^{(3)}$  οδηγούν μέσω της εξίσωσης (1) σε μια διαφορετική πόλωση των μη συντονισμένων και συντονισμένων συνεισφορών, εάν οι εισερχόμενες ακτίνες δεν πολώνονται στην ίδια κατεύθυνση. Χρησιμοποιώντας έναν αναλυτή μπροστά από τον ανιχνευτή μπορούμε να εξαλείψουμε την μη συντονισμένη συνεισφορά. Επιπλέον, με κατάλληλη επιλογή της κατεύθυνσης πόλωσης η μη συντονισμένη συνεισφορά στο σήμα CARS μπορεί ακόμα και να κατασταλεί εντελώς.

### 2.2.2 Υπολογισμός της έντασης του σήματος CARS

Στο πρώτο στάδιο θεωρείται μια συγγραμμική ρύθμιση CARS, στην οποία οι τρεις ακτίνες λέιζερ διαδίδονται στην διεύθυνση z. Όλες οι ακτίνες λέιζερ θεωρούνται ότι είναι γραμμικά πολωμένες με τα ανύσματα του ηλεκτρικού πεδίου τους στο επίπεδο x-y, δείτε Σχήμα 1. Τα ανύσματα μονάδας που υποδεικνύουν την πόλωση των δύο ακτινών άντλησης και της ακτίνας Stokes,  $e_{P1}$ ,  $e_{P2}$  και  $e_S$ , φαίνονται στο Σχήμα 1, επίσης, μαζί με τις αντίστοιχες γωνίες με τον άξονα x. Καταστέλλοντας τον παράγοντα  $e_0$   $|E_{P1}| |E_{P2}| |E_S|$  και τον δείκτη '(3)' η πόλωση τρίτου βαθμού μπορεί να γραφτεί σύμφωνα με την εξίσωση (1) ως

$$\begin{aligned}
 P \simeq & [\chi_1 \cos \phi \cos \theta + \chi_2(\cos \phi \cos \theta + \sin \phi \sin \theta) \\
 & + \chi_3 \cos \phi \cos \theta] e_x + [\chi_1 \sin \phi \cos \theta \\
 & + \chi_3 \cos \phi \sin \theta] e_y.
 \end{aligned}
 \tag{5}$$



Σχήμα 1. (a) Ορισμοί γωνιών πόλωσης. (b) Μια πιθανή διαμόρφωση για την καταστολή μη συντονισμένου περιβάλλοντος με χρήση αναλυτή.

Αφού διαχωριστούν κάθε μια από τις τρεις ευαισθησίες σε ένα συντονισμένο και ένα μη συντονισμένο μέρος είναι εύκολο να δείχθει ότι το μη συντονισμένο μέρος της πόλωσης εξαφανίζεται προς ξεχωριστές διευθύνσεις, πρακτικά στις γωνίες  $\phi=60^\circ$  και  $\theta=-60^\circ$  στην περίπτωση στην οποία ισχύει η συμμετρία Kleinman. Το παραμένον σήμα CARS που προκύπτει από την συμβολή του συντονισμού μόνο πολώνεται στην κατεύθυνση x και η απώλεια του σήματος στην περίπτωση εκφυλισμένης CARS μπορεί να γραφτεί ως

$$V = \frac{|P_x|^2(\phi = 60^\circ, \theta = -60^\circ)}{|P_x|^2(\phi = 0, \theta = 0)} = \left| \frac{\chi_{R,1} - \chi_{R,2}}{2(2\chi_{R,1} + \chi_{R,2})} \right|^2
 \tag{6}$$

το οποίο αποδέκεται μία μέγιστη τιμή του  $V=1/16$ , εάν  $\chi_{R,2}$  εξαφανίζεται (για το οποίο μία ολόκληρη πολωμένη γραμμή συνεπάγεται).

Μια άλλη τεχνική για να κατασταλεί το μη συντονισμένο σήμα είναι να επιλέξουμε την διεύθυνση της πόλωσης ενός αναλυτή μπροστά από τον ανιχνευτή έτσι ώστε να είναι κάθετη προς την κατεύθυνση πόλωσης της μη συντονισμένης συμβολής. Η κατάλληλη γωνία στην οποία ο αναλυτής πρέπει να διευθετηθεί μπορεί να ληφθεί από (Σχήμα 1)



$$\alpha(\phi, \theta) = -\tan^{-1}[(\chi_{NR,1} + \chi_{NR,3}) \cos \phi \cos \theta + \chi_{NR,2}(\cos \phi \cos \theta + \sin \phi \sin \theta)] \times [\chi_{NR,1} \sin \phi \cos \theta + \chi_{NR,3} \cos \phi \sin \theta]^{-1}. \quad (7)$$

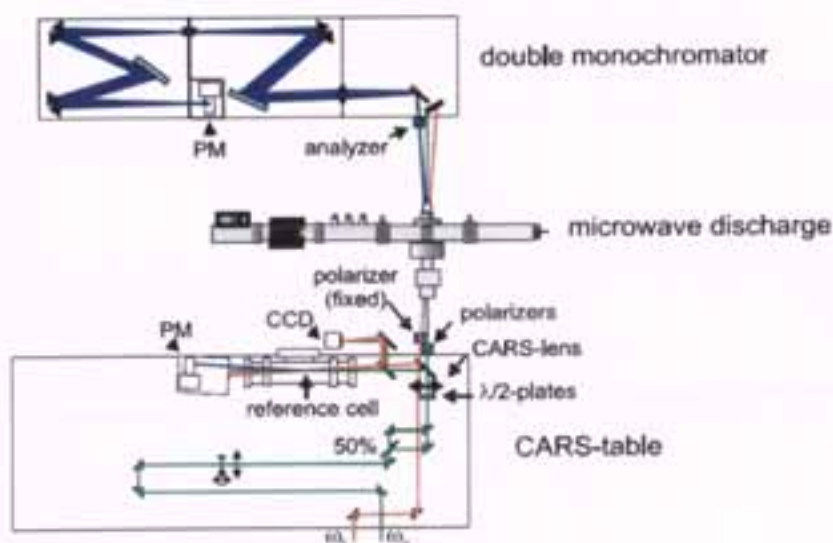
Το συντονισμένο φως που πολώνεται προς άλλες κατευθύνσεις μπορεί μερικώς να προσπεράσει τον αναλυτή, επίσης η σχετική ένταση του συντονισμένου φωτός πίσω από τον αναλυτή για την περίπτωση του εκφυλισμού έπεται από την

$$I(\phi, \theta) = \frac{|P_R(\phi, \theta) \cdot e_A|^2}{|P_x|^2(\Phi = 0, \theta = 0)} = \frac{1}{|2\chi_{R,1} + \chi_{R,2}|^2} \times \{(\chi_{NR,1}\chi_{R,2} - \chi_{NR,2}\chi_{R,1})^2 \times (\sin \phi \cos \phi + \sin \theta \cos \theta)^2\} \times \{[(2\chi_{NR,1} + \chi_{NR,2}) \cos \phi \cos \theta + \chi_{NR,2} \sin \phi \sin \theta]^2 + \chi_{NR,1}^2(\sin \phi \cos \theta + \cos \phi \sin \theta)^2\}^{-1}. \quad (8)$$

Και πάλι μια ελάχιστη απώλεια σήματος  $V=1/16=6,3\%$  μπορεί να ληφθεί για ειδικούς συνδυασμούς γωνιών. Υπάρχουν πολλοί δυνατοί συνδυασμοί γωνιών  $\phi$  και  $\theta$  που αντιστοιχούν στο μέγιστο σήμα. Στην περιοχή γύρω από  $\phi=\theta=60^\circ$  (και  $\phi=\theta=120^\circ$ ) η συνάρτηση έντασης CARS που εξαρτάται από την γωνία είναι εξαιρετικά ομαλή και η απώλεια σήματος είναι μικρή, εάν οι γωνίες  $\phi$  και  $\theta$  αποκλίνουν από τις  $60^\circ$  (ή  $120^\circ$ ). Από την άλλη μεριά, γι' αυτά τα ξεχωριστά σημεία η σχετική ένταση του παραγόμενου μη συντονισμένου περιβάλλοντος αποκαλύπτει ένα μέγιστο σε σύγκριση με όλους τους δυνατούς σχηματισμούς με  $V=1/16$ . Άρα, πολύ καλή ευθυγράμμιση και αρκετή ικανότητα εξάλειψης απαιτούνται από τον αναλυτή. Στη συνέχεια οι δύο πιθανότητες καταστολής του μη συντονισμένου σήματος CARS, με πλήρη εσωτερική εξάλειψη ή μέσω ενός αναλυτή, του οποίου η διεύθυνση πόλωσης αντιστοιχεί στις καλύτερες συνθήκες συγκρίνονται η μια με την άλλη. Αξίζει να σημειωθεί ότι ο συντελεστής εξάλειψης των συχνά διαθέσιμων και συνήθως χρησιμοποιούμενων πολωτών είναι στην καλύτερη περίπτωση της τάξης  $10^{-5}$  και η ρύθμιση των γωνιών πόλωσης σε σχέση με την βέλτιστη καταστολή του μη συντονισμένου περιβάλλοντος υφίσταται συστηματικά λάθη. Η κακή ευθυγράμμιση των πολωτών επηρεάζει την ευαισθησία των δύο

μεθόδων ανίχνευσης με τελείως διαφορετικούς τρόπους. Στην περίπτωση πλήρους εξάλειψης του μη συντονισμένου σήματος η λάθος ευθυγράμμιση των γωνιών του πολωτή εντός  $0.5^\circ$  προκαλεί ένα παραμένον υπόβαθρο της τάξης του 0,15% όπου η γενική μείωση μέσω του συντελεστή 1/16 περιλαμβάνεται ήδη. Για την δεύτερη περίπτωση, υποθέτοντας ότι έχει επιτευχθεί μια καλή ευθυγράμμιση των πολωτών, μια λάθος ευθυγράμμιση του αναλυτή εντός  $0.5^\circ$  οδηγεί σε παραμένον υπόβαθρο λιγότερο από 0,04%. Ευτυχώς, μια πιο ακριβής ρύθμιση της γωνίας του αναλυτή μπορεί να γίνει εύκολα. Ακόμα και αν η στήριξη των πολωτών έχει κακή ευθυγράμμιση η καταστολή του μη συντονισμένου σήματος είναι ακόμα δυνατή. Ένα περαιτέρω πλεονέκτημα αυτής της διευσθέτησης είναι η ρύθμισή της από μία μόνο οπτική συνιστώσα στην οποία έχει κάποιος εύκολη πρόσβαση.

Γι' αυτό το λόγο στα επόμενα μόνο η προετοιμασία του αναλυτή επιδιώκεται. Θα πρέπει να δοθεί έμφαση στο ότι αυτός ο τύπος τεχνικής *polCARS* επηρεάζει όχι μόνο το μη συντονισμένο μέρος αλλά επίσης και την συμπεριφορά της συχνότητας της συντονισμένης συμβολής. Αν θεωρηθεί μια σχεδόν εντελώς πολωμένη απομονωμένη γραμμή που επιφέρει μια συμβολή στην ευαισθησία  $\chi_R$  της CARS. Κοντά στο κέντρο της γραμμής με συχνότητα  $\omega_R$  η συνθήκη  $\chi_{R,2}(\omega_R) \ll \chi_{R,1}(\omega_R)$  ισχύει.



Σχήμα 2. Η προετοιμασία της CARS.



Με την αύξηση της απόστασης από την συχνότητα του κέντρου της γραμμής ο λόγος  $\chi_{R,2}(\omega)=\chi_{R,1}(\omega)$  αυξάνει, επίσης. Τελικά, για να ισχύει η συμμετρία του Kleinman μακριά από το κέντρο της γραμμής απαιτείται  $\chi_{R,2}(\omega)\approx \chi_{R,1}(\omega)$ . Ο λόγος

$$\xi(\omega) := \frac{\chi_{R,2}(\omega)}{\chi_{R,1}(\omega)} \quad (9)$$

προσδιορίζει την κατεύθυνση της πόλωσης του συντονισμένου σήματος. Υποθέτοντας και πάλι την υπόθεση εκφυλισμού, η διεύθυνση της πόλωσης έπεται από την γωνία

Το σχήμα της γραμμής φαίνεται ότι μικραίνει σε κλίμακα στα πλάγια, επειδή με την αύξηση του  $\xi$  το σήμα της πόλωσης της CARS γυρίζει όλο και περισσότερο σε μια κατεύθυνση, που κατασιέλλεται από τον αναλυτή. Ένας σύντομος υπολογισμός δίνει τον συντελεστή μείωσης κλίμακας

$$\frac{|P_R \cdot e_A|^2(\xi)}{|P_R \cdot e_A|^2(0)} = (1 - \xi)^2. \quad (11)$$

Η σμίκρυνση της κλίμακας των πτερυγίων της γραμμής θα πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν για μια προσεκτική αποτίμηση των φασματικών σχημάτων της CARS.

Η συζήτηση για μια PolCARS στην περίπτωση μιας διευθέτησης σύμπτυξης BoxCARS παραμένει. Στο πείραμά οι γωνίες μεταξύ των ακτινών άντλησης και του οπτικού άξονα είναι  $1^\circ$  για κάθε μια από τις ακτίνες άντλησης και  $1,1^\circ$  για την ακτίνα Stokes.

Η πλήρης καταστολή του μη συντονισμένου περιβάλλοντος χωρίς την χρήση ενός αναλυτή δεν είναι πλέον δυνατή, επειδή τα ανύσματα του πεδίου των εισερχομένων ακτινών δεν είναι ομοεπίπεδα. Υποθέτοντας αυτήν την διευθέτηση ακτίνας, ένα ελάχιστο μη συντονισμένο υπόβαθρο επιτυγχάνεται για τις γωνίες  $\varphi=59,979^\circ$  και  $\theta=-60,019^\circ$ , οι οποίες θα πρέπει να συγκριθούν με την συγγραμμική περίπτωση  $\varphi=-\theta=60^\circ$ . Η σχετική ένταση του παραμένου υποβάθρου είναι  $I_{NR,rel}=1,18 \times 10^{-5}$ .

Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι χρησιμοποιώντας έναν αναλυτή η προετοιμασία BoxCARS του τύπου που περιγράφεται εδώ επιτρέπει την καταστολή του μη συντονισμένου υποβάθρου, επίσης. Συγκρινόμενη με την συγγραμμική ρύθμιση, μια επιπλέον απώλεια σήματος μόνο 0.2% θα πρέπει να γίνει αποδεκτή.

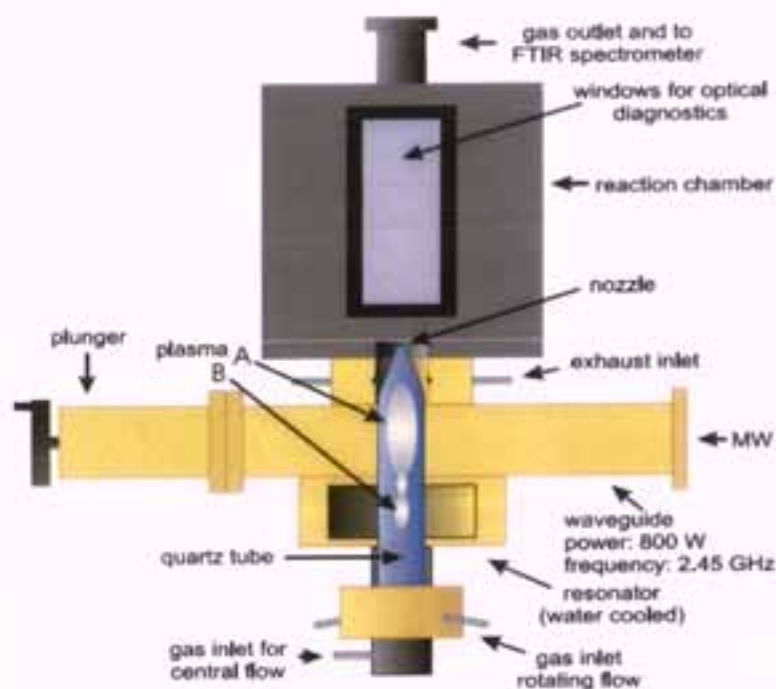
### 3. Η ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΠΕΙΡΑΜΑΤΟΣ

Μια τεχνική εκφυλισμένης CARS με μια ρύθμιση σύμπτυξης BoxCARS επιλέγεται για να ανιχνεύσει συμφασικά σήματα Raman από NO με πρόσμιξη πλάσματος μιας απόρριψης διέγερσης  $N_2$ . Αυτή η τεχνική χρησιμοποιεί ρυθμιζόμενα φασματικά περιορισμένα και σταθεροποιημένα συστήματα λέιζερ με μεγάλη σταθερότητα κατεύθυνσης ακτίνας και υψηλή πυκνότητα φασματικής ενέργειας για να παράγει ένα σήμα CARS σε μια στενή κλίμακα συχνότητας. Συντονίζοντας την συχνότητα λέιζερ Stokes ολόκληρο το περιπαλμικό φάσμα Raman ενός μορίου (οι θεμελιώδεις ζώνες και οι θερμές ζώνες) μπορεί να σαρωθεί. Τα σήματα από συνήθως 20 λήψεις που λαμβάνονται σε δεδομένη συχνότητα προσεγγίζονται κατά μέσο όρο. Με την ανάλυση CARS δίνεται η δυνατότητα μιας ευαίσθητης ανίχνευσης μειονοτήτων με υψηλές χρονικές και χωροταξικές αναλύσεις, το δεύτερο εάν η τεχνική BoxCARS εφαρμόζεται. Σε υπατμοσφαιρική πίεση οι διαδικασίες κορεσμού μπορούν να επηρεάσουν το σήμα της CARS, εάν η ένταση των τριών ακτινών CARS είναι πολύ μεγάλη. Για να αποφευχθούν αυτά τα αποτελέσματα η σχέση ανάμεσα στο σήμα της CARS, την πίεση και την ένταση των επικείμενων ακτινών CARS θα πρέπει να εξεταστούν προσεκτικά.

#### 3.1. Η προετοιμασία της CARS

Ένα λέιζερ διπλής συχνότητας Nd:YAG ( $\lambda=532\text{nm}$ ,  $E_L=250\text{mJ}$ ,  $\tau_L=9\text{ns}$ , ρυθμός επανάληψης  $10\text{s}^{-1}$  και πλάτος ζώνης  $0.0035\text{cm}^{-1}$ ) με έναν τροφοδότη έγχυσης στην πηγή των δύο ακτινών άντλησης CARS (25mJ κάθε μια).





Σχήμα 3. Η απόρριψη μικροκύματος και ο θάλαμος αντίδρασης.

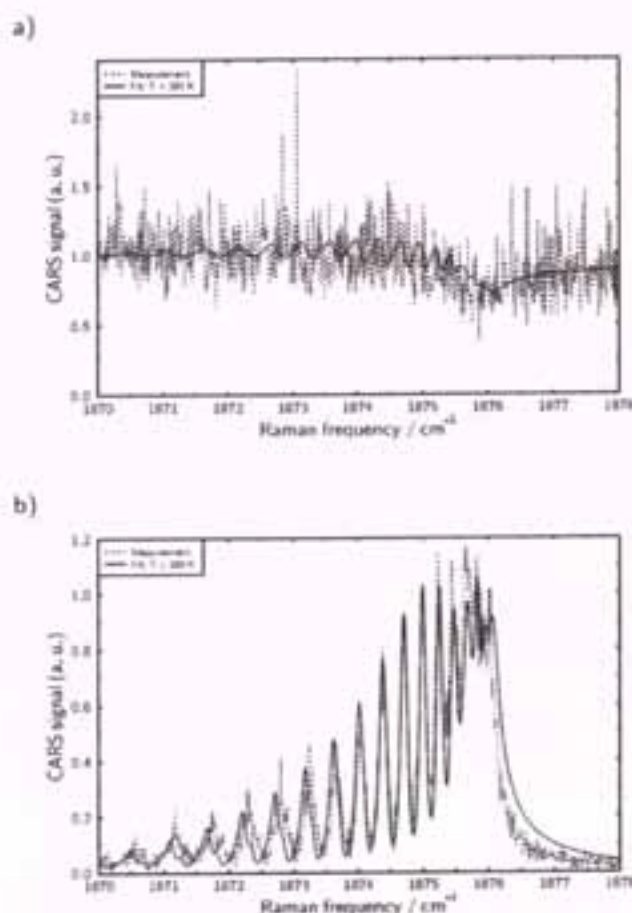
Ταυτόχρονα, χρησιμοποιείται για να ενεργοποιήσει τον ταλαντωτή και δύο ενισχυτές ενός ανανεωμένου χρωματικού λέιζερ (ενέργεια εξόδου 30mJ και πλάτος ζώνης  $0.03\text{cm}^{-1}$ ), το οποίο δίνει την ακτίνα Stokes με ένα κατάλληλο πλάτος κύματος σε  $\lambda=588-615\text{nm}$  για την ανίχνευση του φάσματος Raman του NO και του  $\text{N}_2$ . ολόκληρο το σύστημα είναι απαλλαγμένο από σκόνη και ελεγχόμενο ως προς την θερμοκρασία. Σε ένα ξεχωριστό επίπεδο (δείτε Σχήμα 2) οι διαδρομές των δύο ακτινών άντλησης και της ακτίνας Stokes είναι κατάλληλα ρυθμισμένες ώστε να εγγυώνται μια βέλτιστη χρονική αλληλοκάλυψη. Το επίπεδο μεταφέρει επιπλέον τον φακό CARS ( $f=500\text{mm}$ ), ο οποίος εστιάζει τις τρεις ακτίνες μέσα στο πλάσμα κάτω από γωνία BoxCARS  $1^\circ$ . Το μήκος αλληλοκάλυψης μέσα στο πλάσμα είναι περίπου 10mm, η διάμετρος της ακτίνας φτάνει συνήθως τα 300 $\mu\text{m}$ . Η ακτίνα αντι-Stokes που παράγεται στην περιοχή της αλληλοκάλυψης περνά από έναν διπλό μονοχρωματιστή, που χρησιμοποιείται ως ρυθμιζόμενο φίλτρο περιορισμένου πλάτους ζώνης, το οποίο καταστέλλει την ακτινοβολία από το πλάσμα. Ένας φωτοπολλαπλασιαστής (Hamamatsu R928) ανιχνεύει το σήμα

της CARS. Η επακόλουθη λήψη των δεδομένων εκτελείται από ένα σύστημα CAMAC.

Για λόγους συσχέτισης το 10% της ισχύος των τριών επικείμενων ακτινών λέιζερ εστιάζεται σε έναν πυρήνα αναφοράς που περιέχει 1MPa αργόν που χρησιμοποιεί έναν διαχωριστή ακτίνας. Εκεί οι τρεις ακτίνες παράγουν ένα μη συντονισμένο σήμα CARS. Αυτό το σήμα, το οποίο είναι σχεδόν ανεξάρτητο στο διάστημα συχνότητας που μας ενδιαφέρει εδώ, χρησιμοποιείται για την συσχέτιση των συντονισμένων σημάτων.

Για τις μετρήσεις PolCARS η προετοιμασία επεκτείνεται με την χρήση μερικών ακόμη στοιχείων. Η κατεύθυνση της πόλωσης θα πρέπει να ξεχωρίζει χωρίς καθόλου περιορισμούς. Αυτό πραγματοποιείται χρησιμοποιώντας δύο συντονίσιμες πλάκες  $\lambda/2$ , οι οποίες περιστρέφουν τα ανύσματα του ηλεκτρικού πεδίου των δύο ακτινών άντλησης. Για να αποφευχθούν τα αποτελέσματα της αποπόλωσης των οπτικών στοιχείων, οι τρεις επικείμενες ακτίνες CARS περνούν από τρεις πολωτές (πρίσματα Glan), τα οποία είναι τοποθετημένα απευθείας μπροστά από την απόρριψη. Ο αναλυτής είναι τοποθετημένος ακριβώς πίσω από την απόρριψη. Πολύ ακριβής συναρμολόγηση και ρύθμιση των πολωτών, απαιτείται, ιδιαίτερα του αναλυτή ( $0,25^\circ$  ανά περιστροφή). Σε αναλογία με τα αποτελέσματα του μέρους 2.2.2 οι γωνίες των πολωτών ήταν ρυθμισμένες στις  $\varphi=60^\circ$  και  $\theta=60^\circ$ . Το μη συντονισμένο σήμα καταλήγει να πολώνεται κάθετα προς την κατεύθυνση που διακρίνεται από τον αναλυτή.





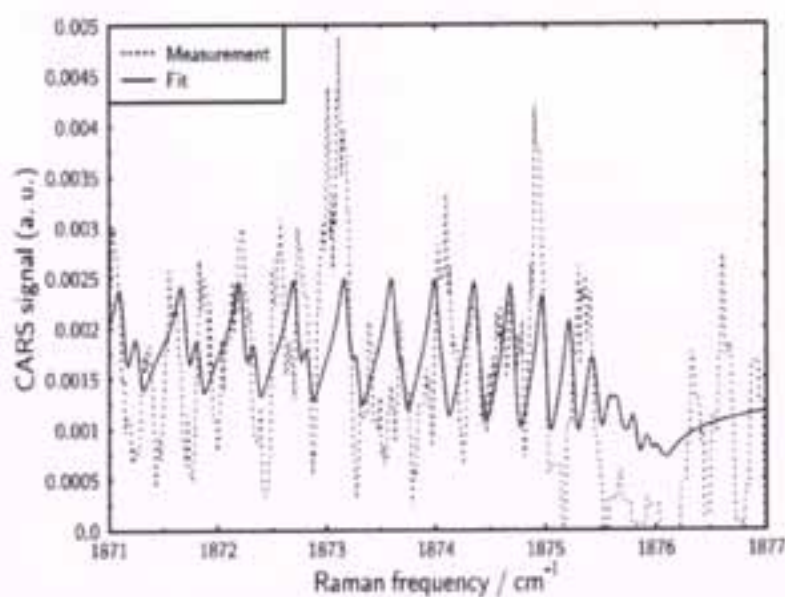
Σχήμα 4. Φάσματα CARS 2500rpm NO σε N<sub>2</sub> σε p=100kPa, που δείχνουν μια σύγκριση θεωρητικών και μετρούμενων φασμάτων που καταγράφονται από (a) την κοινή CARS και (b) την PolCARS.

Μια επιπλέον πλάκα  $\lambda/2$  μπορεί να τοποθετηθεί ακριβώς μπροστά από τον πυρήνα αναφοράς, η οποία στρέφει την κατεύθυνση πόλωσης της μιας ακτίνας άντλησης. Χωρίς αυτήν την προφύλαξη το μη συντονισμένο σήμα πίσω από τον πυρήνα αναφοράς θα καταστέλλονταν εντελώς, επίσης, όπως προκύπτει από την θεωρία της πόλωσης που περιγράφεται στο μέρος 2.2.2.

### 3.2. Η απόρριψη μικροκύματος και ο θάλαμος αντίδρασης

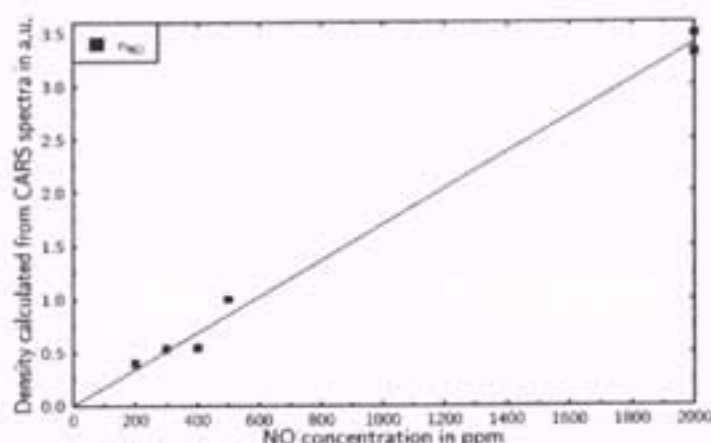
Η απόρριψη μικροκύματος που κατασκευάζεται ειδικά για τις απαιτήσεις μείωσης του NO φαίνεται στο Σχήμα 3, δείτε επίσης [8]. Το διαθέσιμο εμπορικά μάγνητρο ( $f=2,45\text{GHz}$  και  $P=800\text{W}$ ) τροφοδοτεί έναν οδηγό κύματος R26, ο οποίος αποκόβεται με ένα κινητό εμβολίδιο. Η

απόρριψη καίγεται κάτω από ατμοσφαιρική πίεση σε έναν αυλό από χαλαζία (εσωτερική διάμετρος 26.8mm), ο οποίος τέμνει τον οδηγό του κύματος κάθετα. Η διάλυση αρχίζει με μία ενίσχυση πεδίου μέσα σε μια βοηθητική κοιλότητα τοποθετημένη πλευρικά επάνω στον οδηγό κύματος. Το άζωτο του αερίου της λειτουργίας τροφοδοτείται στον αυλό του χαλαζία σαν ροή με έναν εναποθετημένο στροβιλισμό. Οι συνηθισμένοι ρυθμοί ροής είναι 28 κανονικά λίτρα ανά λεπτό (slm). Η ροή περιδίνησης θα πρέπει να είναι σωστά ρυθμισμένη για να αποφεύγεται η επιζήμια καύση του τοιχώματος. Για τα πειράματα μείωσης του NO η έξοδος του χαλαζιακού αυλού είναι σχεδιασμένη σαν ακροφύσιο με ελάχιστη διάμετρο στομίου 3.85mm, το οποίο επιταχύνει την ροή του αερίου μέσα στον πραγματικό θάλαμο διαστολής. Κοντά στο στόμιο του ακροφυσίου, προστίθεται το καυσαέριο, εδώ ένα μείγμα NO και N<sub>2</sub>, με στροβιλιζόμενη ροή διασφαλίζει μια αποτελεσματική ανάμιξη της πρόσμιξης και της κύριας ροής πλάσματος.



Σχήμα 5. Φάσματα PolCARS των 200ppm NO σε N<sub>2</sub> στα p=100kPa και T=295K, που δείχνουν μια σύγκριση θεωρητικών και μετρημένων φασμάτων.





Σχήμα 6. Η πυκνότητα που υπολογίζεται από τα φάσματα PolCARS σε χαμηλές συγκεντρώσεις NO. Η πλήρης γραμμή είναι αποτέλεσμα των μετρήσεων στα 2000ppm, για τα οποία το σφάλμα της αποτίμησης είναι μόνο 3% περίπου.

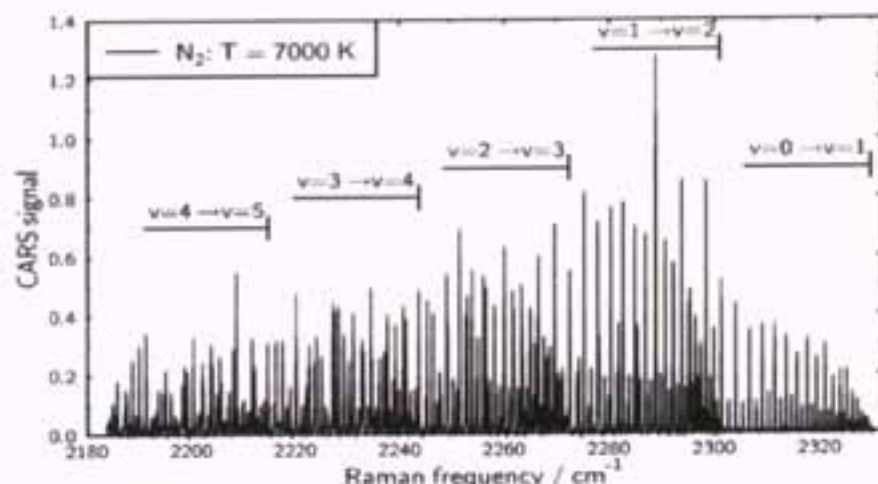
Ο θάλαμος διαστολής περιλαμβάνει δύο μεγάλες θυρίδες που επιτρέπουν πλευρικές μετρήσεις της CARS καλύπτοντας μια περιοχή από  $z=40$  ως  $z=170\text{mm}$  προς τα κάτω από το άκρο του ακροφυσίου και μέχρι τα  $\pm 60\text{mm}$  πλαγίως από τον άξονα του θαλάμου. Επιπλέον, οι ακτίνες της CARS μπορούν να καθοδηγηθούν παράλληλα μέσα από τον αυλό του χαλαζία. Αυτή η διεύθυνση επιτρέπει να μετρηθούν οι θερμοκρασίες και οι πυκνότητες μέσα στον χαλαζιακό αυλό μπροστά και πίσω από το ακροφύσιο. Λόγω της απόκλισης των ακτινών CARS μόνο μια περιορισμένη περιοχή μπορεί να επιτευχθεί.

#### **4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΚΑΙ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΑΠΟ ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΤΗΣ CARS ΚΑΙ ΤΗΣ POLCARS**

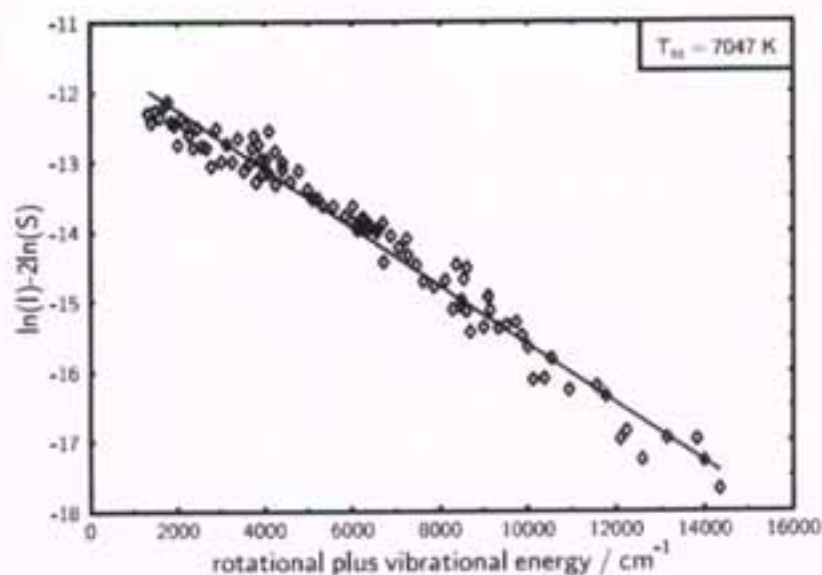
##### **4.1. Αποτιμήσεις θερμοκρασίας και πυκνότητας από φάσματα της CARS**

Οι εντάσεις της CARS συνεπάγονται από την ελίκωση του τετραγώνου του κύβου της μη γραμμικής δεκτικότητας  $|\chi^{(3)}|^2$  με τα φασματικά σχήματα

των λέιζερ των δύο ακτινών άντλησης και της ακτίνας λέιζερ Stokes, για περισσότερες λεπτομέρειες δείτε [4, 5].

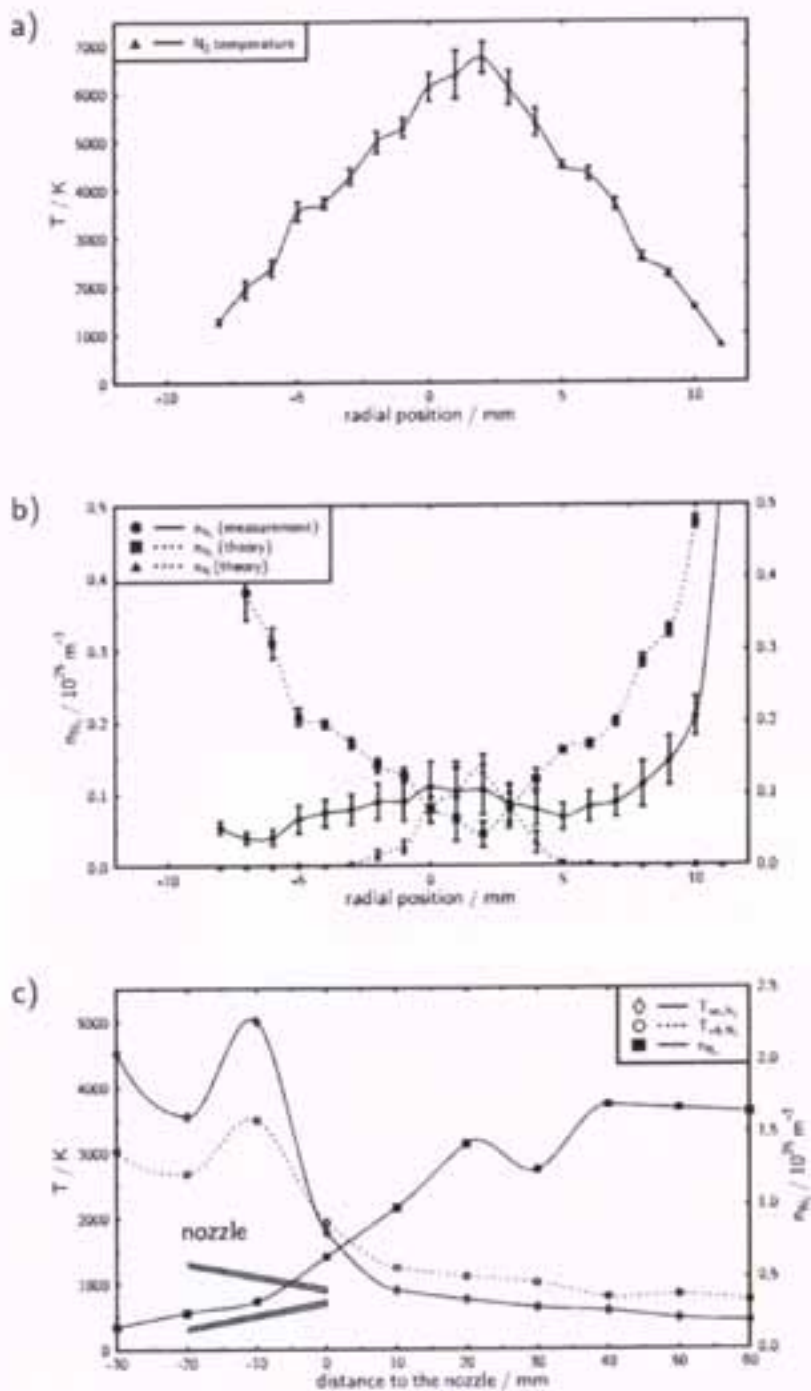


Σχήμα 7. Το θεωρητικό σήμα της CARS από τον θερμό πυρήνα μιας απόρριψης μικροκύματος που καίγεται σε  $N_2$  κάτω από ατμοσφαιρική πίεση επιδεικνύοντας αρκετές θερμές ζώνες μαζί με τις περιστροφικές τους γραμμές.



Σχήμα 8. Η ένταση της περιστροφικής γραμμής έναντι της περιστροφικής συν της παλμικής ενέργειας (διάγραμμα Boltzmann) από τον πυρήνα του πλάσματος με συνεισφορές από ψυχρές και θερμές ζώνες.

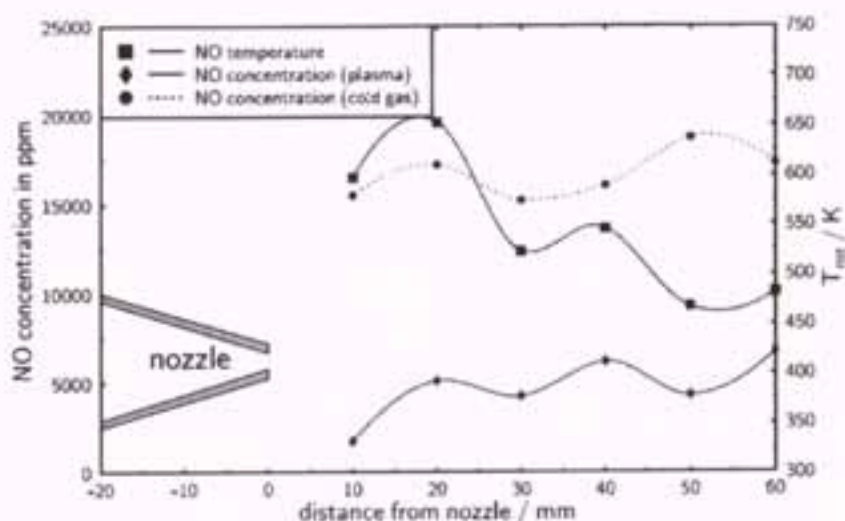




Σχήμα 9. (a) Το σχήμα της ακτινικής θερμοκρασίας μέσα από τον πυρήνα του πλάσματος. (b) Το σχήμα της μετρούμενης πυκνότητας  $N_2$  στην ίδια θέση συγκρινόμενο με τις πυκνότητες  $N_2$  και  $N$  από την εξίσωση Saha χρησιμοποιώντας την μορφή της μετρούμενης θερμοκρασίας από το (a). (c) Σχήματα αξονικής θερμοκρασίας και πυκνότητας μέσα από το ακροφύσιο.

Το πολύπλοκο συντονισμένο μέρος της επιδεκτικότητας είναι μια συνάρτηση της διαφοράς ανάμεσα στις πυκνότητες του αριθμού των δύο περιπαλμικών καταστάσεων  $\alpha$  και  $\beta$ , του πλάτους Doppler και του πλάτους της Λορεντζιανής συγκρουόμενης γραμμής των μεταβάσεων Raman ανάμεσα στα  $\alpha$  και  $\beta$  και των φασματικών τους διαστάσεων. Το δεύτερο συνεπάγεται από τα φασματοσκοπικά δεδομένα του μορίου υπό εξέταση, δείτε [5] για NO και [4] για  $N_2$ . Η αποτίμηση της έντασης της CARS αποδίδει συνθετικά φάσματα της CARS της θεμελιώδους ζώνης και των θερμών ζωνών, των οποίων η μέγιστη φασματική επέκταση κυριαρχείται κυρίως από την περιστροφική και παλμική θερμοκρασία, αντίστοιχα. Η συνολική ένταση μιας ζώνης εξαρτάται από την συγκέντρωση και την παλμική θερμοκρασία των ειδών υπό εξέταση. Η λεπτομερής φασματική διαδρομή που χαρακτηρίζεται από το ύψος και πλάτος των περιστροφικών γραμμών είναι μια ένδειξη της περιστροφικής θερμοκρασίας και της συγκέντρωσης του είδους. Για να υπολογίσουμε την περιστροφική θερμοκρασία, τα αποτιμώμενα φάσματα της σύνθετης CARS θα πρέπει να ταιριάζουν με τα μετρούμενα. Οι θέσεις συχνότητας των γραμμών Raman, η περιστροφική θερμοκρασία και, εάν χρειάζεται, η συνεισφορά του μη συντονισμένου υποβάθρου εξυπηρετούν ως παράμετροι εφαρμογής. Το πρόγραμμα της εφαρμογής βελτιστοποιεί αυτές τις παραμέτρους εφαρμογής ελαχιστοποιώντας το άθροισμα των τετραγώνων των διαφορών ανάμεσα στις συνθετικές και στις μετρούμενες εντάσεις CARS. Για να απλοποιηθεί το έργο του υπολογισμού των ακραίων τιμών οι εντάσεις στην γύρω περιοχή στην θέση νιοστής συχνότητας των περιστροφικών συντονισμών ολοκληρώνονται. Το πρόγραμμα εφαρμογής επίσης αποδίδει τον παράγοντα βαθμονόμησης, ο οποίος ταιριάζει την υπολογισμένη ένταση αντι-Stokes στην μετρημένη. Εάν αυτή η διαδικασία εφαρμοστεί στην θεμελιώδη ζώνη και στις ανιχνευόμενες θερμές ζώνες, οι διάφοροι παράγοντες βαθμονόμησης  $b$  μπορούν να υπολογιστούν για να προσδιορίσουμε τις διαφορές σχετικού πλήθους, οι οποίες τελικά μπορούν να εκφραστούν σε σχέση με τις πυκνότητες συνολικού πλήθους των διαδοχικών παλμικών καταστάσεων.





Σχήμα 10. Η συγκέντρωση και η θερμοκρασία NO πίσω από το ακροφύσιο με και χωρίς πλάσμα.

Ο λόγος των πυκνοτήτων πλήθους των διαδοχικών παλμικών καταστάσεων είναι μια μέτρηση της παλμικής θερμοκρασίας  $T_{vib}$ .

Ο παράγων βαθμονόμησης  $b$  σχετίζεται απευθείας με την συνολική πυκνότητα των εξερευνούμενων ειδών μέσω της εξίσωσης

$$n \simeq \sqrt{b} Z(T_{vib}, T_{rot}) \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1} \quad (12)$$

όπου  $Z(T_{vib}, T_{rot})$  είναι η συνάρτηση του περιπαλμικού διαχωρισμού. Τελικά, οι απόλυτες μοριακές πυκνότητες προσδιορίζονται με σύγκριση της έντασης ολόκληρης της ψυχρής ζώνης για τα είδη που μας ενδιαφέρουν με εκείνη ενός αερίου με γνωστή συγκέντρωση και διατομή.

## 4.2. Το όριο ανίχνευσης

Μια συνηθισμένη ρύθμιση CARS χωρίς την πιθανότητα να επηρεαστεί η κατεύθυνση της πόλωσης μας επιτρέπει να ανιχνεύσουμε μια συγκέντρωση NO με  $N_2$  σε ατμοσφαιρική πίεση όπως και το περιβάλλον από τα 2500ppm. Οι ράβδοι σφάλματος της αποτίμησης πυκνότητας είναι της τάξης του 30%, λιγότερο (10%) για την αποτίμηση θερμοκρασίας που λήφθηκε από το

περιστροφικό φάσμα του NO, που φαίνεται στο Σχήμα 4(a). Η αριθμητική αποτίμηση των φασμάτων της CARS περιλαμβανομένου του υποβάθρου όπως περιγράφεται στην παράγραφο 4.1 αποτυγχάνει για συγκεντρώσεις NO λιγότερο από 2500ppm, επειδή ο λόγος του σήματος προς διάδοση σε αυτό το πείραμα καταλήγει να είναι πολύ μικρός. Το Σχήμα 4(b) φανερώει ένα φάσμα PolCARS του NO για την ίδια κατάσταση. Το **σφάλμα** της μέτρησης **πυκνότητας** είναι τώρα της τάξης του **2-3%** και εκείνο του προσδιορισμού **θερμοκρασίας** είναι της τάξης του **5%**.

Αντίθετα με το μη ικανοποιητικό αποτέλεσμα των μετρήσεων της κοινής CARS, το όριο ανίχνευσης NO σε N<sub>2</sub> σε ατμοσφαιρική πίεση με την PolCARS πρέπει να είναι 200ppm, δείτε το φάσμα PolCARS γι' αυτήν την κατάσταση στο Σχήμα 5. Το πολύ θορυβώδες φάσμα μπορεί ακόμη να είναι το μέγιστο προσδιορισμένο στο NO, αλλά η εκτίμηση της θερμοκρασίας με την εφαρμογή του προγράμματός μας αποτίμησης CARS δεν είναι επιτυχής. Πιο ακριβή ήταν τα δεδομένα αποτίμησης πυκνότητας, καθώς εξετάστηκε από ένα συμπληρωματικό βοηθητικό πείραμα σε ένα ψυχρό μείγμα αερίου. Εδώ μια γνωστή ποσότητα NO που προστίθεται στο N<sub>2</sub> σε ατμοσφαιρική πίεση έχει ανιχνευτεί με την τεχνική PolCARS. Τα αποτελέσματα αυτής της μέτρησης είναι σχεδιασμένα στο Σχήμα 6.

### 4.3. Μέτρηση CARS του N<sub>2</sub> στην απόρριψη

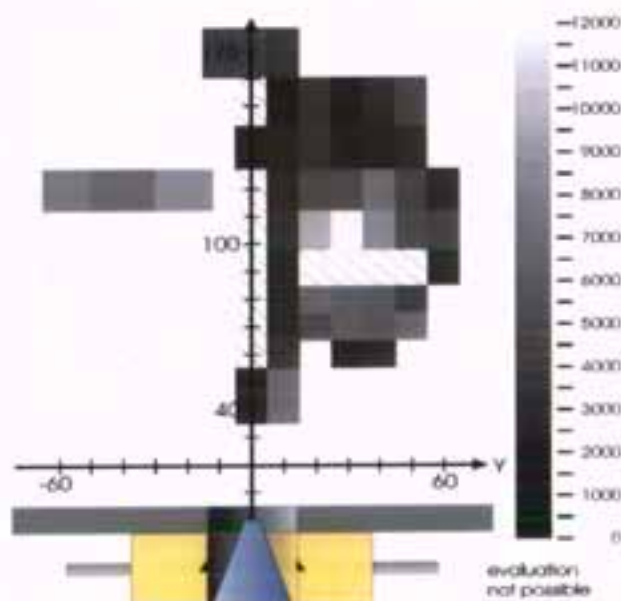
Η έρευνα των σχημάτων πυκνότητας και θερμοκρασίας του N<sub>2</sub> στο πλάσμα της απόρριψης μικροκύματος, δείτε Σχήμα 3, εκτελέστηκε μέσω της κοινής τεχνικής CARS. Μια κύρια ροή αερίου με ρυθμό 28slm σε ατμοσφαιρική πίεση τροφοδοτείται μέσα στον αυλό χαλαζία. Μετά την ανάφλεξη η απόρριψη παρατείνεται με την ισχύ CW ενός μάνγνιου 800W. Η κατάσταση του πλάσματος εξαρτάται από τις ακτινικές και τις αξονικές θέσεις. Για μετρήσεις CARS θερμοκρασίας και πυκνότητας χωροταξικά αναλυμένες μέσα στον σωλήνα από χαλαζία χρησιμοποιήθηκε μια διάταξη χωρίς ακροφύσιο και οι τρεις ακτίνες διαγραμμίστηκαν μέσα στον σωλήνα σχεδόν παράλληλα με τον άξονά του. Τα φάσματα αζώτου CARS που



κατεγράφησαν από τις θερμές περιοχές της αποβολής μικροκύματος αποκαλύπτουν έναν εξαιρετικά μεγάλο αριθμό θερμών ζωνών και μια πληθώρα περιστροφικών γραμμών, όπως έπεται από το θεωρητικό φάσμα που φαίνεται στο Σχήμα 7. Η αποτίμηση του πειραματικού φάσματος που χρησιμοποιεί την μέθοδο που περιγράφεται στην παράγραφο 4.1 αποδίδει  $T_{\text{vib}} \approx 7000\text{K}$  και  $T_{\text{rot}} \approx 7000\text{K}$  κοντά στο κέντρο της απόρριψης. Μια απευθείας προσέγγιση του  $T_{\text{rot}}$  μπορεί επίσης να εκτελεστεί με την αποτίμηση ενός διαγράμματος Boltzman, δείτε Σχήμα 8.

Τα σχήματα 9(a) και 9(b) δίνουν μια εντύπωση των σχημάτων μέτρησης θερμοκρασίας και πυκνότητας  $N_2$  στην κύρια αποβολή στην θέση A. Καμία διαφορά ανάμεσα στις περιστροφικές και παλμικές θερμοκρασίες δεν μπορούσε να βρεθεί σε οποιαδήποτε ακτινική θέση. Για την εκτίμηση της παλμικής θερμοκρασίας θερμές ζώνες μέχρι  $u=5$  χρησιμοποιήθηκαν.

Η εμφανής μείωση (δείτε Σχήμα 9(b)) της πυκνότητας στο  $x=-6\text{mm}$  και  $x=5\text{mm}$  θα πρέπει να αποδοθεί σε ένα συστηματικό **σφάλμα** το οποίο προκύπτει από μια δυνατή **μεταβολή** θερμοκρασίας που συνοδεύεται από μια **μεταβολή** πυκνότητας.



Σχήμα 11. Η συγκέντρωση NO μέσα στον θάλαμο διαστολής. Οι παράμετροι είναι  $P=800\text{W}$ ,  $28\text{slm } N_2$  για το πλάσμα και  $14\text{slm}$  για την εξαγωγή ( $24000\text{rpm } NO$  στο  $N_2$ ).

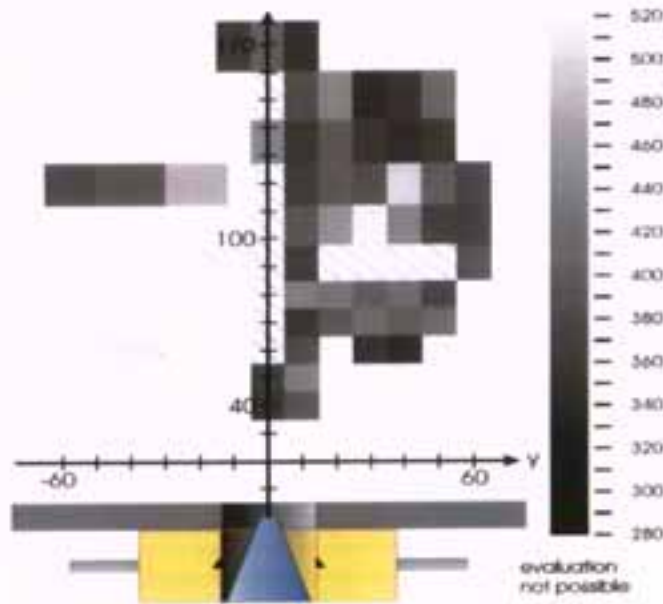
Η απότομη μεταβολή του δείκτη διάθλασης προκαλεί αποκλίσεις των τριών ακτινών CARS. Στην πραγματικότητα ο όγκος υπερκάλυψης των τριών ακτινών αλλάζει προς το χειρότερο και το σήμα πέφτει. Οι τρεις βοηθητικές ακτίνες που περνούν από τον πυρήνα αναφοράς δεν παρενοχλούνται. Γι' αυτό το συσχετισμένο σήμα CARS που παράγεται από το πλάσμα εμφανίζεται πολύ χαμηλό, που εξηγεί την μείωση της πυκνότητας. Η ελάττωση του σήματος μπορεί να αποφευχθεί μέχρι κάποιο βαθμό χρησιμοποιώντας μια πλάκα παράλληλη προς το επίπεδο στον κλάδο αναφοράς για να μετακινήσει την ακτίνα Stokes. Έτσι είναι δυνατό να εξαναγκάσουμε μια παρόμοια υπερκάλυψη και στους δύο κλάδους. Η ρύθμιση όμως είναι χρονοβόρα, και η μετακίνηση της εστίασης (όγκος εξερεύνησης) που προκαλείται από την μεταβολή στον δείκτη διάθλασης θα πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν για την τοπική αποτίμηση των δεδομένων CARS.

Ο ισοδιαχωρισμός των περιστροφικών (αερίου) και παλμικών θερμοκρασιών δεν σημαίνει κατ' ανάγκη ότι έχουμε μια κατάσταση τέλει θερμοδυναμικής ισορροπίας. Η επίλυση του νόμου της επίδρασης μάζας για το  $N_2$  σε ατμοσφαιρική πίεση αποδίδει μια χωροταξική κατανομή των  $N_2$  και  $NO$ , η οποία είναι σχεδιασμένη στο Σχήμα 9(b). Για την αποτίμηση χρησιμοποιήθηκε το σχήμα της μετρούμενης θερμοκρασίας. Οι προφανείς διαφορές δεν μπορούν να εξηγηθούν μόνο και μόνο από το συστηματικό λάθος των μετρήσεων της CARS που αναφέρθηκαν πριν, αλλά προκύπτουν επίσης από την ταυτόχρονη ενέργεια των διαδικασιών διάχυσης, μακροσκοπικής ροής και ηλεκτρονικού διαχωρισμού, που οδηγούν σε ένα σχήμα πυκνότητας μη σύμφωνο με έναν πλήρη υπολογισμό LTE.

Οι φασματοσκοπικές έρευνες επάνω στις μοριακές ζώνες  $N_2$  και  $N^+2$  και στο  $Ha$  δικαιολογούν μια θερμοκρασία ηλεκτρονίου 7000K και μια πυκνότητα ηλεκτρονίου ως πούμε  $3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$  που προσδιορίζεται (από την διεύρυνση  $Ha$ ) στον πυρήνα του πλάσματος στην θέση A, δείτε Σχήμα 3. Άρα το πλάσμα απόρριψης στην θέση A είναι κοντά στην ισορροπία θερμοκρασίας με  $T_{\text{rot}} \approx T_{\text{vib}} \approx T_e$ . Δυστυχώς, οι ατομικές γραμμές του αζώτου πρακτικά δεν είναι ανιχνεύσιμες στο φάσμα εκπομπής της απόρριψης, επειδή η θερμοκρασία του ηλεκτρονίου είναι πολύ χαμηλή. Άρα η πραγματική πυκνότητα των



ατόμων N δεν είναι γνωστή και η πιθανή τους επιρροή στην μείωση του NO πίσω από το ακροφύσιο δεν μπορεί να εκτιμηθεί ποσοτικά. Η ακριβής εκτίμηση της πυκνότητας N αφήνεται σε μελλοντική έρευνα.



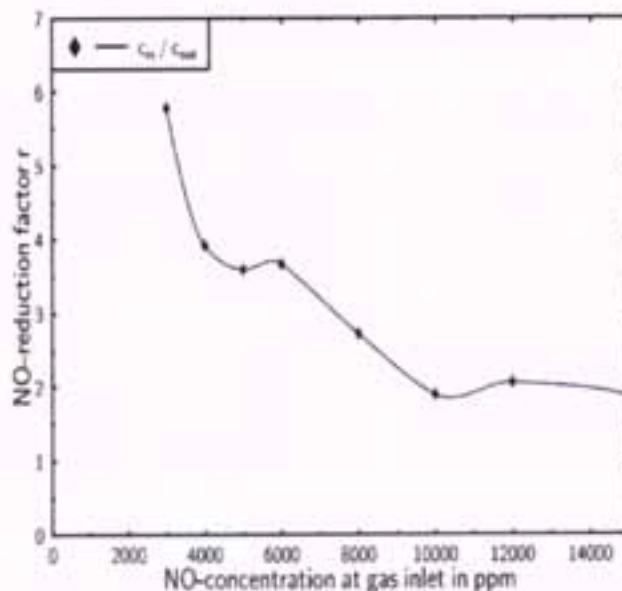
Σχήμα 12. Η θερμοκρασία του NO στον θάλαμο διαστολής. Οι παράμετροι είναι  $P=800W$ ,  $28slm N_2$  για το πλάσμα και  $14slm$  για την εξαγωγή ( $24000rpm$  NO στο  $N_2$ ).

Εκτός από την ακτινική μορφή οι αξονικές κατανομές της θερμοκρασίας και της πυκνότητας μετρήθηκαν χωρίς και με ακροφύσιο. Σαν παράδειγμα το Σχήμα 9(e) δείχνει τέτοιες αξονικές μειρήσεις CARS με την παρουσία ενός ακροφυσίου στην κεντρική γραμμή. Μόνο μια οριακή απόκλιση των ακτινών CARS προέκυψε, επειδή σε αυτά τα πειράματα οι τρεις ακτίνες CARS εισέρχονται στον θάλαμο διαστολής από την κορυφή και όχι από το κάτω μέρος όπως και με τα πειράματα που περιγράφονται στο μέρος 4.4. Η ροή έξω από το  $N_2$  μέσω του ακροφυσίου επιταχύνει το αέριο, η θερμοκρασία του αερίου πέφτει από τους σχεδόν  $5000K$  σε λιγότερο από  $1000K$  και η πυκνότητα  $N_2$  συνεχώς ανεβαίνει μέχρι μια τιμή που αντιστοιχεί στους  $450K$ , η οποία είναι παρούσα μετά από  $60mm$ . Στις διαδικασίες μείωσης NO πιθανώς μόνο η κατάσταση ισορροπίας, η οποία σημαίνει ότι η παλμική

θερμοκρασία πίσω από το στόμιο του ακροφυσίου υπερβαίνει την περιστροφική (αερίου) θερμοκρασία κατά σχεδόν 300-400K, έχει σημασία, εκτός από την πολύ γνωστή αντίδραση ανάμεσα στο N και στο NO, η οποία μειώνει το NO, επίσης.

#### 4.4. Μετρήσεις PoICARS μείωσης NO μέσα στον θάλαμο διαστολής

Ένα μείγμα NO-N<sub>2</sub> ρέει ως ροή στροβιλισμού μέσα στον θάλαμο διαστολής και μερικά NO εξαφανίζονται από αντιδράσεις με διεγερμένο N<sub>2</sub> και με N, O και άλλα σώματα. Για να καταλάβουμε τις διαδικασίες μετατροπής η χωροταξική κατανομή του NO και οι θερμοκρασίες τους μετρούνται από την PoICARS γύρω από διευρυμένες περιοχές του θαλάμου διαστολής. Η κύρια ροή N<sub>2</sub> αναλογεί στα 28slm, το μείγμα NO-N<sub>2</sub> με ρυθμό ροής 14slm περιέχει για τα πρώτα στάδια του πειράματος μια συγκριτικά υψηλή συγκέντρωση 5% που σημαίνει 50000ppm NO σε N<sub>2</sub>. Μετά από την ανάμιξη με την κύρια ροή N<sub>2</sub> μια συγκέντρωση NO μέσου όρου όγκου ≈17000ppm επιτυγχάνεται.



Σχήμα 13. Η εξάρτηση του παράγοντα μείωσης NO από την συγκέντρωση του NO στην εισαγωγή του αερίου.



Εάν η απόρριψη μικροκύματος διακοπεί, η κύρια ροή  $N_2$  και η ροή πρόσμιξης  $NO-N_2$  αναμιγνύονται και 10mm πίσω από το στόμιο του ακροφυσίου μια ομοιόμορφη κατανομή συγκέντρωσης  $NO$  και  $N_2$  σταθεροποιείται σύμφωνα με τον αρχικό τους λόγο (17000ppm). Εάν η απόρριψη μικροκύματος καίγεται, η συγκέντρωση  $NO$  πέφτει σε μια τιμή με παράγοντα 3-7 χαμηλότερη από ότι χωρίς την απόρριψη. Αυτό το αποτέλεσμα μπορεί να ληφθεί από την κατανομή αξονικής πυκνότητας που φαίνεται στο σχήμα 10.

Η υψηλή μείωση του  $NO$  κοντά στο ακροφύσιο προκαλείται όχι μόνο από τις χημικές διαδικασίες μετατροπής αλλά επίσης από την ατελή μίξη των δύο ρευμάτων αερίου. Θα πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν το γεγονός ότι η ταχύτητα ροής με καιγόμενο πλάσμα είναι περίπου κατά έναν συντελεστή τρία μεγαλύτερη από εκείνη χωρίς, να παρεμποδίζει την τέλεια μίξη. Η περιστροφική (αερίου) θερμοκρασία του  $NO$  μειώνεται με την αύξηση της απόστασης από το ακροφύσιο και είναι σε καλή συμφωνία με την περιστροφική θερμοκρασία του  $N_2$ .

Μεγάλα ανοίγματα επιτρέπουν την πλευρική πρόσβαση στις πιο σπουδαιές ζώνες του θαλάμου αντίδρασης, όπως μπορεί να φανεί από το Σχήμα 3. Αρα μια εποπτεία των ενεργών ζωνών μείωσης  $NO$  στην αποβολή θα μπορούσε να επιτευχθεί αναλύοντας χωροταξικά τις μετρήσεις PoICARS. Για αυτά τα πειράματα τώρα μια μέση συγκέντρωση 8000ppm  $NO$  επιλέγεται. Για μερικές περιοχές του θαλάμου αντίδρασης τα αποτελέσματα PoICARS δεν θα μπορούσαν να αποτιμηθούν επειδή το φάσμα CARS εμφανίζει μια εκκένωση του σήματος σε διάστημα μήκους κύματος από  $\approx 1872$  ως  $1875.5\text{cm}^{-1}$ . Ο λόγος γι' αυτήν την πολύ αναπαραγόμενη παραμόρφωση παραμένει άγνωστος.

Τα Σχήματα 11 και 12 δείχνουν τις μορφές της συγκέντρωσης και της περιστροφικής θερμοκρασίας κατά πλάτος του αντιδραστήρα στις προσεγγίσιμες ζώνες. Στις περιοχές με διαγράμμιση για  $y > 0$  η ανεξήγητη ελάττωση των φασμάτων CARS που αναφέρθηκε πιο πάνω έκανε αδύνατη την αποτίμηση των φασμάτων. Για σύγκριση εκτελέστηκαν μερικές μετρήσεις στην περιοχή που καθορίστηκε με  $y < 0$ . Η διαφορά ανάμεσα στις τιμές

πυκνότητας και θερμοκρασίας NO για θέσεις αντικριστές είναι περίπου 30%, που υποδεικνύει ότι υπάρχει κάποια ασυμμετρία στο σχήμα της ροής.

Η μεγαλύτερη συγκέντρωση και θερμοκρασία NO παρατηρούνται στην θέση  $y=30\text{m}$ ,  $z=105\text{mm}$ . Αυτή η θέση προφανώς αντιστοιχεί σε ένα κέντρο περιδίνησης, που μαζεύει τα μόρια NO. Διαφορετικά, τα σχήματα συγκέντρωσης και θερμοκρασίας είναι εντελώς ανομοιογενώς κατανομημένα και η συγκέντρωση κυμαίνεται στην κλίμακα 2500-4500ppm, δηλαδή 30-55% της συνολικής συγκέντρωσης NO των 8000ppm χωρίς την απόρριψη μικροκύματος. Έτσι θεωρήθηκε ότι το περισσότερο NO μετατρέπεται ακριβώς πίσω από το στόμιο του ακροφυσίου.

Η εξαγωγή του θαλάμου βρίσκεται στην θέση  $z=170\text{mm}$ . Εδώ οι μετρούμενες συγκεντρώσεις εξαρτώνται ελαφρά από την τεταγμένη  $y$ . Έτσι καθορίστηκε ένας παράγοντας μείωσης για το NO που ορίζεται από τον λόγο της συγκέντρωσης εισαγωγής  $c_{in}$  (8000ppm) και της συγκέντρωσης στην εξαγωγή  $c_{out}$ .

$$\tau = c_{in}/c_{out} \quad (13)$$

ο οποίος χαρακτηρίζει περίπου την επάρκεια του θαλάμου αντίδρασης. Ο παράγοντας  $\tau$  μετριέται για έναν αριθμό συγκεντρώσεων εισαγωγής  $c_{in}$  και είναι σχεδιασμένος στο Σχήμα 13. Η επάρκεια μείωσης του NO προφανώς μεγαλώνει εάν η συγκέντρωση εισαγωγής μειώνεται. Εάν το NO προστίθεται στην κύρια ροή πλάσματος  $N_2$  με κόστος στην συρροή NO- $N_2$  μέσα στον θάλαμο διαστολής, δηλαδή μια ίση συνολικά τροφοδοσία NO στον θάλαμο διαστολής, τότε η αντίδραση του NO δεν αυξάνεται.

Υπάρχουν, όμως, πολλές άλλες πιθανές προσεγγίσεις για να βελτιωθεί η αποτελεσματικότητα του αντιδραστήρα. Τα σχήματα ροής που παράγονται μέσα στον θάλαμο εξαρτώνται με μεγάλη ευαισθησία από την πίεση του θαλάμου. Μια μείωση πίεσης κατά 2-3% μεταβάλλει την συγκέντρωση σε δεδομένη θέση κατά περίπου 30%. Άρα η προσεκτική αναπαράσταση του πεδίου ροής είναι σπουδαία.



## 5. ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η κοινή μέθοδος CARS είναι αρκετά κατάλληλη για την μελέτη με υψηλή χωροταξική ανάλυση της θερμοκρασίας και πυκνότητας του  $N_2$  και με λιγότερη ακρίβεια αυτές τις παραμέτρους του NO ως μειοψηφία σε μια περιβάλλουσα ατμόσφαιρα  $N_2$ . Οι συγκεντρώσεις νιτρικού οξειδίου ελάχιστων όσο της τάξης των 2500ppm σε αέριο απορρόφησης  $N_2$  σε ατμοσφαιρική πίεση είναι ακόμη ανιχνεύσιμες. Με την χρήση PolCARS το όριο ανίχνευσης μπορεί να κατέβει κάτω στα 200ppm. Σε ένα πείραμα μείωσης NO εισέρχονται  $N_2$  και N διεγερμένα από μικροκύματα σε ένα θάλαμο αντίδρασης μέσω ενός ακροφυσίου. Σε μια μικρή ζώνη αντίδρασης πίσω από το ακροφύσιο το NO αποσυντίθεται. Μια συνολική μείωση 65-85% του NO ανάλογα με την προηγούμενη συγκέντρωση NO επιτυγχάνεται. Η έρευνά αυτή που πραγματοποιήθηκε, δεν μπορεί να απαντήσει στο ερώτημα πόσο  $NO_2$  παράγεται μέσα στον θάλαμο αντίδρασης.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### **Η ΜΕΘΟΔΟΣ TSV(TRACER BASED SHOCK VISUALISATION)**

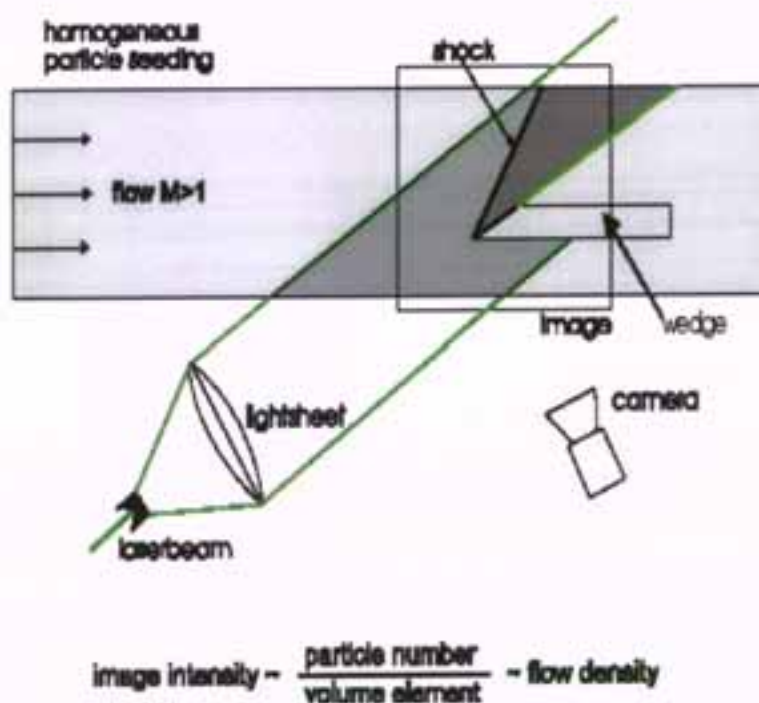
#### **1. ΑΡΧΗ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ TSV**

Ένα κρουστικό κύμα χαρακτηρίζεται από μια ξαφνική αύξηση της πυκνότητας κατά μήκος του κρουστικού κύματος. Για να οπτικοποιηθεί αυτό, η ροή σπέρνεται ομοιογενώς με σωματίδια. Κατά μήκος του κρουστικού κύματος η πυκνότητα των σωματιδίων, η οποία είναι ο αριθμός των σωματιδίων ανά μονάδα όγκου, αυξάνει μαζί με την πυκνότητα του υγρού. Αυτή η αύξηση της πυκνότητας των σωματιδίων μπορεί εύκολα να οπτικοποιηθεί με ένα φύλλο φωτός λέιζερ. Τα σωματίδια στο φύλλο φωτός διαχέουν το φως του λέιζερ. Η ολική πυκνότητα του διαχεόμενου φωτός από ένα στοιχείο του όγκου είναι ανάλογη του αριθμού των σωματιδίων του στοιχείου του όγκου στο υγρό. Το φύλλο φωτός παρατηρείται από μια κάμερα. Στην εικόνα η περιοχή παράλληλα του κλονισμού είναι φωτεινότερη από την περιοχή αντίθετα του κλονισμού. Έτσι, η θέση κλονισμού αναγνωρίζεται από την ξαφνική αλλαγή της φωτεινότητας .

Για να παρθούν τέτοιες μετρήσεις στο λογχοειδές πέρασμα ενός περιστρεφόμενου συμπιεστή, ο χρόνος έκθεσης της εικόνας πρέπει να είναι μικρότερος από την περίοδο της λόγχης έτσι ώστε μια παγωμένη εικόνα με μια σταθερή θέση της λόγχης να παρθεί. Ενισχυμένες CCD κάμερες παρέχουν ικανοποιητικούς μικρούς χρόνους έκθεσης. Επίσης, αυτού του είδους οι κάμερες επιτρέπουν πολλαπλές εκθέσεις, συσσωρεύοντας το φως από ένα μεγάλο αριθμό εκθέσεων από την ίδια θέση μιας περιοδικής επαναλαμβανόμενης ροής. Αυτή η μορφή διευκολύνει την χρήση ενός σαρωτικού φύλλου φωτός, δηλαδή ενός φύλλου φωτός που παράγεται από μια σαρωτική εικόνα λέιζερ. Καθώς η ακτίνα λέιζερ σαρώνει αργά κατά μήκος της περιοχής ενδιαφέροντος η κάμερα ενοποιεί πολλές εκθέσεις. Το αποτέλεσμα είναι μια εικόνα ενός επίπεδου, φωτισμένου φύλλου φωτός με



μια ομογενή διανομή έντασης και κοφτερές άκρες, δυο πολύ κατάλληλες μορφές για την οπτικοποίηση του κλονισμού σε ένα λοχχοειδές πέρασμα. Το φύλλο φωτός μπαίνει στο λοχχοειδές πέρασμα οδηγώντας την ακτίνα λέιζερ από ένα CW:YAG λέιζερ διαμέσου μιας ίνας μέσα σε ένα περιστρεφόμενο καθετήρα. Λίγα δευτερόλεπτα απαιτούνται για την απόκτηση μιας εικόνας που θα αναπαριστά την μορφή και την θέση των κρουστικών κυμάτων σε ένα συγκεκριμένο επίπεδο στο λοχχοειδές πέρασμα. Παίρνοντας περισσότερες εικόνες σε διαφορετικές ακτινικές θέσεις η τρισδιάστατη μορφή του κρουστικού κύματος οπτικοποιείται.



Σχήμα. Τυπικό σύστημα TSV

## 2. ΕΞΑΡΤΗΜΑΤΑ ΣΥΜΠΙΕΣΤΗ

Οι μετρήσεις που έγιναν πάρθηκαν σε ένα υπερηχητικό, αξονικό συμπιεστή της εταιρείας ONERA.

Στην είσοδο του ρότορα η ακτίνα του περιβλήματος είναι 123mm και η ακτίνα της πλήμνης είναι 78mm. Η ταχύτητα περιστροφής είναι 33.000rpm.

Στον ρυθμό ροής της μάζας ( $5.8 \text{ kg}\cdot\text{sec}^{-1}$ ) ο σχετικός αριθμός Mach ποικίλει από 1.406 μέχρι 0.998.

Ο συμπιεστής αποτελείται από ένα ρότορα με 23 λόγχες και ένα στάτορα ο οποίος βρίσκεται αρκετές χορδές παράλληλα του ρότορα. Δεν υπήρξαν καθόλου πτερύγια καθοδήγησης. Αυτός ο σχηματισμός είναι ενδιαφέρον για έρευνα διότι δεν συμβαίνει καμία αλληλεπίδραση μεταξύ ρότορα και στάτορα. Συνεπώς το πεδίο ροής μπορεί να θεωρηθεί στάσιμο στο διάγραμμα του ρότορα.

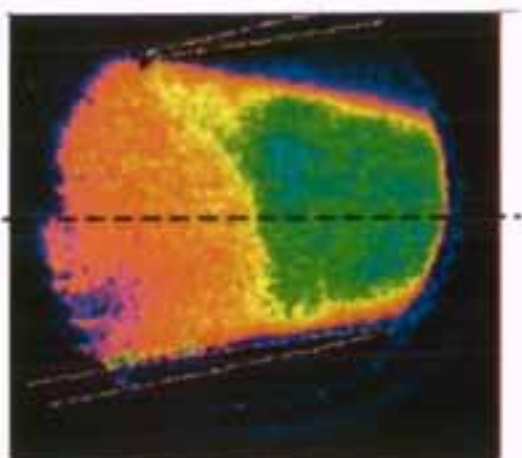
Η εισερχόμενη ροή σπάρθηκε με σταγονίδια λαδιού τα οποία είχαν παραχθεί από μια γεννήτρια με ακροφύσιο. Το κύριο μέγεθος των σωματιδίων ήταν της τάξης του  $1\mu\text{m}$ . Η σπορά εισήλθε διαμέσου ενός μικρού σωλήνα  $1.5\text{m}$  αντίθετα του ρότορα.

### **3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ TSV ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΤΟΥΣ CFD ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥΣ**

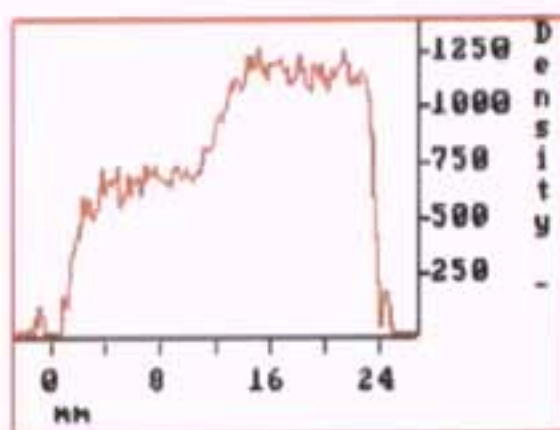
Ένα πλάγιο ξεκίνημα του κλονισμού στην πρώτη άκρη της λόγχης και ένα κανονικός κλονισμός στο κέντρο του λογχοειδούς καναλιού μπορεί να αναγνωρισθεί. Επίσης μια fork-shock δομή κοντά στην πρώτη άκρη παρατηρήθηκε.

Κοντά στην ύψωση ένας διαχωρισμός της γραμμής ψαλιδίσματος παρατηρείται στην πλευρά απορρόφησης πίσω από τον κλονισμό. Στην αδύναμη πλευρά η φωτεινότητα ήταν χαμηλή. Δεν πρέπει να θεωρηθεί όμως ότι αυτό συνεπάγεται και μικρή πυκνότητα. Οφείλεται στο ότι ο αέρας στην ζώνη διαχωρισμού είναι λιγότερο σπαρμένος. Αυτό το φαινόμενο είναι γνωστό από παλιότερα πειράματα ταχύτητας. Παρά το γεγονός ότι δεν είναι πλήρως κατανοητό, είναι πολύ βοηθητικό για να γίνει η οπτικοποίηση. Ένα σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι η θέση κλονισμού διέφερε από λογχοειδές πέρασμα σε λογχοειδές πέρασμα. Γι' αυτό όλες οι μειρήσεις έγιναν σε ένα λογχοειδές πέρασμα το οποίο φάνηκε να είναι το πιο αντιπροσωπευτικό.





Σχήμα 15

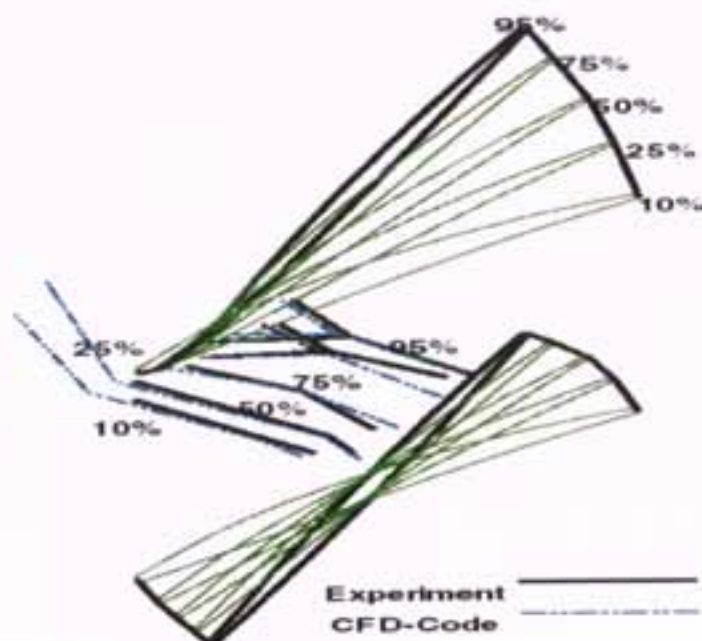


Σχήμα 18

Το προφίλ της έντασης κατά μήκος ενός κανονικού κλονισμού παρουσιάζεται στην εικόνα 18 (βλέπε την διακεκομμένη γραμμή στην εικόνα 15). Η μορφή του προφίλ αυτού ήταν επαναληπτική. Δεν δείχνει ένα σχήμα, όπως κάποιος θα περίμενε, αλλά μια εφήμερη περιοχή ανάμεσα στην υπερηχητική και την υποηχητική περιοχή, με πάχος 3mm περίπου. Δεν είναι κατανοητό γιατί έχουμε τόσο μεγάλο πάχος. Η πιο λογική εξήγηση είναι η κακή συμπεριφορά των σωματιδίων στη ροή αλλά δεν πρέπει να είναι αυτή η αιτία για δύο λόγους: Πρώτον, χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια γνωστά σαν καλοί ανιχνευτές και δεύτερον αν η συμπεριφορά τους ήταν το πρόβλημα, το προφίλ της έντασης στην εικόνα 18 θα έδειχνε μια εκθετικά μειούμενη συνάρτηση, κάτι το οποίο δεν συμβαίνει. Γι' αυτό το λόγο το σχήμα του προφίλ της έντασης οφείλεται σε διακυμάνσεις της θέσης του κρουστικού κύματος.

Για να δοθεί μια αίσθηση της τρισδιάστατης μορφής του κλονισμού η θέση κρούσης για κάθε ακτινική θέση ( $h/H$ ) αποτυπώνεται, μαζί με το ανάλογο λογαριθμικό προφίλ, στην εικόνα 19. Η πειραματική θέση κλονισμού (συμπαγής γραμμή) και η θέση κλονισμού από τους CFD υπολογισμούς φαίνονται για το σχεδιασμένο σημείο του συμπιεστή. Τα αποτελέσματα συμφωνούν εντελώς και δείχνουν ότι σε αυτήν την περίπτωση το σχήμα του κρουστικού κύματος είναι πολύ πλατύ. Η εξέλιξη της αλληλεπίδρασης του

πλάγιου κλονισμού από τις άκρες των λογχών με το πέρασμα του κανονικού κλονισμού μπορεί επίσης να αναγνωριστεί καθαρά.



Σχήμα 19

Παρόλο που η μέθοδος TSV είναι μια ποιοτική τεχνική οπτικοποίησης της έντασης, μπορεί να αναγνωρίσει θέσεις κλονισμού σε ηχητικές ροές, κάτι που χρησιμοποιείται για ποσοτική επικύρωση αριθμητικών δεδομένων και για την αξιολόγηση φαινομένων σε ηχητικές ροές. Η ακρίβεια του εντοπισμού της θέσης εξαρτάται από την αντίθεση των εικόνων κάτι που εξαρτάται από πολλές παραμέτρους. Αυτό κάνει δύσκολο να μιλήσουμε για την ακρίβεια των μετρήσεων και για τυχόν σφάλματα. Η μέθοδος TSV εφαρμόζεται όχι μόνο σε τουρμπομηχανές αλλά και σε όλα τα είδη ηχητικών ροών που υπάρχουν σε αεροσήραγγες και δίνει το τρισδιάστατο σχήμα των ηχητικών κρουστικών σχηματισμών.



## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5**

### **Η ΜΕΘΟΔΟΣ QLS (QUANTITATIVE LIGHT SHEET)**

#### **1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

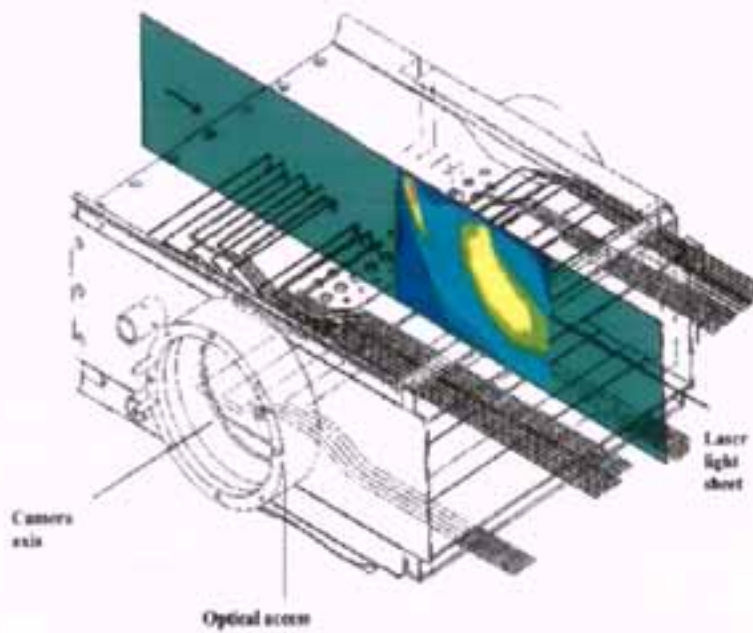
Οι διαδικασίες πρόσμιξης στις αεριομηχανές συμβαίνουν κυρίως στους καυστήρες όπου τα κύματα αέρα εισέρχονται μέσω τρυπών στο περίβλημα πρόσκρουσης μαζί με την εσωτερική διασταυρούμενη ροή. Η διανομή της ποσοτικής συγκέντρωσης κυμάτων αέρα στις κύριες ροές είναι πολύ σημαντική για την κατανόηση των διαδικασιών μίξης, την βελτιστοποίηση της διαμόρφωσης της τρύπας μίξης και την επικύρωση κωδικών.

Οι πιο πολλές τεχνικές για μετρήσεις συγκεντρώσεων βασίζονται σε μετρήσεις σημείων, όπως χημική ή θερμική δειγματοληψία με καθετήρα. Είναι φανερό ότι η δειγματοληψία με καθετήρα έχει σημαντικά μειονεκτήματα στην έρευνα της καύσης, καθώς αυτές οι μέθοδοι παίρνουν πολύ χρόνο και ο καθετήρας επηρεάζει την διαδικασία μίξης εκεί όπου είναι πιο έντονη: στις περιοχές υψηλής κλίσης. Οι οπτικές τεχνικές υπόσχονται πολλά, καθώς έχουν τις δυνατότητες να δώσουν επίπεδες πληροφορίες σχετικά με την διαδικασία μίξης χωρίς να παρενοχλούν το πεδίο ροής.

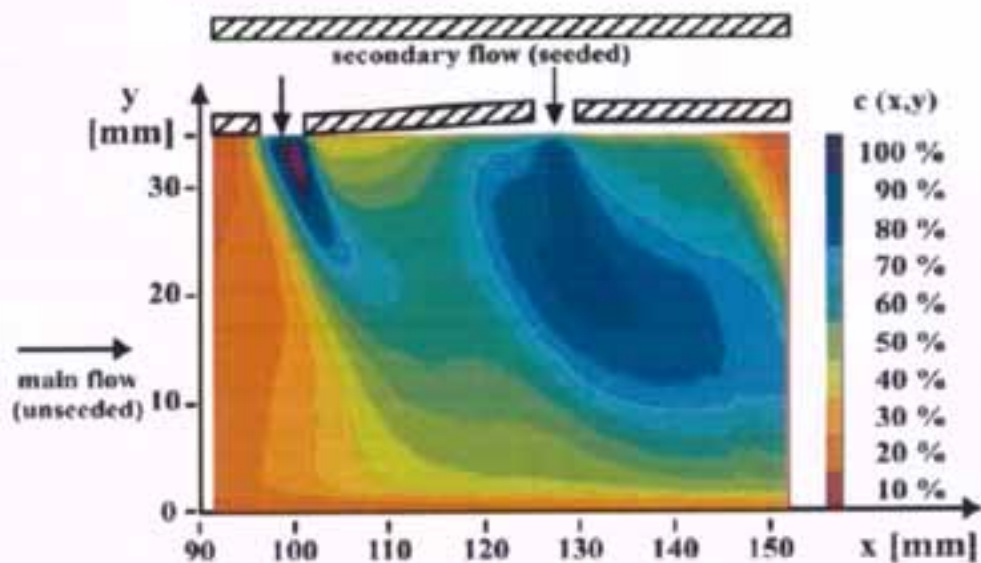
#### **2. ΑΡΧΗ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ**

Η μέθοδος QLS χρησιμοποιεί την διάχυση του φωτός από μικρά σωματίδια που προστίθενται στην ροή. Η εσωτερική ροή πρέπει να αποτελείται από δύο τουλάχιστον ξεχωριστές ροές, επιτρέποντας να προστεθούν ανιχνευτικά σωματίδια σε μια μόνο από αυτές, ενώ η άλλη πρέπει να μείνει άσπαρτη.

Η μίξη της σπαρμένης ροής με την άσπαρτη ροή αναλύεται φωτίζοντας την περιοχική αλληλεπίδραση με μια δέσμη φωτός λέιζερ και καταγράφοντας το διάχυτο φως από αυτή την περιοχική με μια κάμερα ή ένα τσιπάκι CCD (σχήμα 8).



Σχήμα 8. Τυπικό συστήμα QLS



Σχήμα 9. Πεδίο μίξης σε ένα καυστήρα

Αν ο ρυθμός παραγωγής σωματιδίων μένει σταθερός και η διανομή του μεγέθους των σωματιδίων δεν αλλάζει κατά την διάρκεια της μίξης με την άσπαρτη ροή τότε η συγκέντρωση σωματιδίων μέσα στην ζώνη μίξης είναι ανάλογη του βαθμού ροϊκής μάζας, οπότε:

$$ISCA(r) \propto c(r) = m1(r) / [m1(r) + m2(r)].$$



Όπου  $m_1$  είναι η ροή μάζας των σπαρμένων συστατικών και η  $m_2$  παραμένει άσπαρτη.

Καθώς είναι πρακτικό αδύνατο να ρυθμιστεί η διάχυτη ένταση  $I_{SCA}(r)$  απέναντι στην συγκεντρωτική μάζα  $c(r)$  εξαιτίας των πολλών παραμέτρων που επηρεάζουν την παρατήρηση του φωτός, η μέθοδος QLS δημιουργήθηκε σαν μια σχετική μέθοδο, εννοώντας ότι όλες οι γκρι τιμές στην εικόνα σχετίζονται με την τιμή στη θέση  $(r_0)$  των κυμάτων, όπου η ροή με τα σπαρμένα σωματίδια περνάει την διασταυρούμενη ροή. Αυτό το σημείο αναφοράς χρησιμοποιείται σαν μέτρηση του 100% της συγκέντρωσης της ροής, δηλαδή  $c(r_0)=1$ . Μετά, η τοπική συγκέντρωση μάζας δίνεται από τον τύπο  $c(r)=[I_{SCA}(r)/I_{SCA}(r_0)]*k(r)$ , με τον παράγοντα  $k(r)$  να ερμηνεύει την διανομή της έντασης του φωτός όπως και την κατεύθυνση που διαχέεται. Το τελευταίο είναι πολύ σημαντικό διότι η ένταση που διαχέεται ποικίλει κατά μήκος της εικόνας σύμφωνα με την κατεύθυνση του φωτός – υψηλή ένταση για διάχυση προς τα εμπρός, χαμηλή ένταση για διάχυση προς τα πίσω. Ο παράγοντας  $k(r)$  μπορεί να καθοριστεί από μια βαθμονομημένη εικόνα που έχει παρθεί από την περιοχή μετρήσεων μέσα στην ακτίνα φωτός, βάζοντας ομοιογενή σπορά σε όλες τις ροές.

Παρ' όλα αυτά, με αυξανόμενη σπορά σημαντικές πηγές σφαλμάτων είναι η εξαφάνιση και η πολλαπλασία σπορά. Καθώς αυτά τα σφάλματα μπορούν να διορθωθούν μόνο μερικώς, πρέπει να γίνονται στο χαμηλότερο δυνατό επίπεδο το οποίο πρέπει να συμβαδίζει με την ευαισθησία της φωτογραφικής μηχανής. Για πρακτικά επίπεδα σποράς το σφάλμα στις μετρήσεις της μεθόδου QLS έχει βρεθεί να είναι περίπου 5%.

### 3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Η πειραματική προετοιμασία αποτελείται από ένα λέιζερ  $Ar^+$  (ισχύος 1W) ενωμένο με ίνες με ένα κουτί παραγωγής φύλλων φωτός, μέσα στο οποίο ένα πολυγωνικό σκάνερ με 20 πλευρές δημιουργεί ένα σαρωτικό φύλλο φωτός με μια σχεδόν μόνιμη διανομή έντασης.

Μια θερμοηλεκτρικά ψυχόμενη κάμερα CCD με μια δυναμική εμβέλεια 20 bit καταγράφει εικόνες των φύλλων φωτός, με τον άξονα παρατήρησης ίσα με το φύλλο. Περιορισμένοι σε χαμηλά επίπεδα σποράς, αρκετά δευτερόλεπτα έκθεσης παρατηρούνται.

Στιγμιαίες μετρήσεις σε μικρότερο χρόνο έκθεσης (~ 70μsec) απαιτούν μια ενισχυμένη κάμερα CCD.

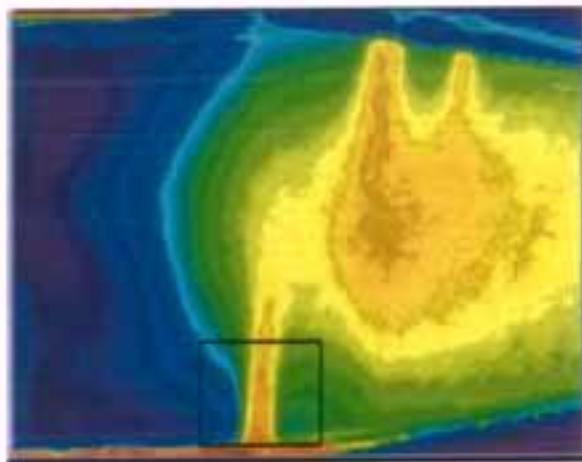
Σαν παράδειγμα μέτρησης της συγκέντρωσης σε ένα καυστήρα, η εικόνα 9 δείχνει το πεδίο μίξης σε ένα καυστήρα RQL, ο οποίος φαίνεται στην εικόνα 8. Το ορθογωνικό μοντέλο με οπτική πρόσβαση έχει εξοπλιστεί με πολλούς air blast atomizer στην είσοδο του θαλάμου οι οποίοι σιγουρεύουν ένα ομοιογενές ροϊκό πεδίο στην αρχική ζώνη εξόδου. Το κομμάτι μίξης για το οποίο οι μετρήσεις πάρθηκαν έχει τρεις σειρές από τρύπες έγχυσης.

Πραγματοποιήθηκαν δοκιμές σε ατμοσφαιρικές συνθήκες χωρίς προθέρμανση. Μόνο ο δευτερεύων αέρας είχε σπαρθεί. Το φύλλο φωτός είχε τοποθετηθεί αξονικά και παράλληλα στην κατεύθυνση της ροής φωτιζοντας το πάνω μέρος της περιοχής μίξης.

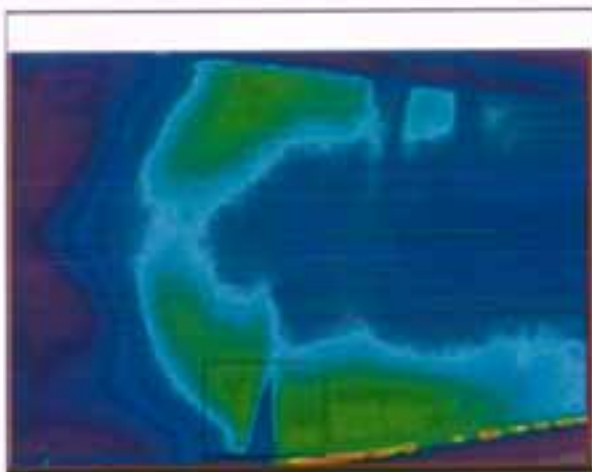
Το κέντρο των κυμάτων της πρώτης και τρίτης σειράς των δευτερευόντων κυμάτων αέρα φαίνεται καθαρά. Η διεύθυνση των δευτερευόντων κυμάτων αέρα είναι αρκετά δυνατή ώστε να σιγουρέψει μια ικανοποιητική μίξη σε ολόκληρη την ζώνη καταστολής. Αφού αυτές οι μετρήσεις παίρνουν μικρής διάρκειας εικόνες του τρισδιάστατου πεδίου μίξης μπορούν να συλλεχθούν σε ένα αριθμό παράλληλων θέσεων παρέχοντας τιμές συγκεντρώσεων μάζας για όλο τον όγκο του θαλάμου του καυστήρα.

Μικρής εκθέσεως μετρήσεις έχουν επίσης παρθεί σε ένα παρόμοιο μοντέλο καυστήρα τύπου RQL. Σε αυτή την περίπτωση χρησιμοποιήθηκε μια ενισχυμένη κάμερα CCD. Ο χρόνος έκθεσης ήταν 70μsec και ισοδυναμεί με τον χρόνο που χρειάζεται ένα σάρωμα μιας ακτίνας ενός λέιζερ  $Ag^+$  να δημιουργήσει ένα φύλλο φωτός. Χιλιάδες εικόνες πάρθηκαν από την ίδια περιοχή μίξης και κάθε μια από αυτές έδειχνε την στιγμιαία διανομή συγκέντρωσης μάζας. Οι εικόνες 10(a) και 11 δείχνουν τον μέσο όρο των μετρήσεων και το RMS των τιμών των συγκεντρώσεων μάζας που υπολογίστηκαν από αυτά τα δεδομένα.



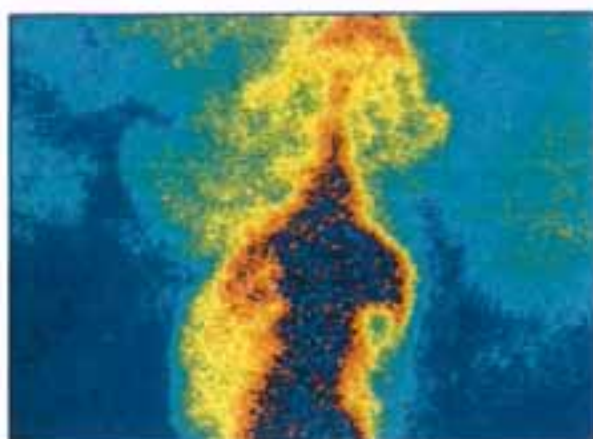


Σχήμα 10(a). Μέσος όρος μετρήσεων



Σχήμα 11. RMS των τιμών συγκέντρωσης μάζας

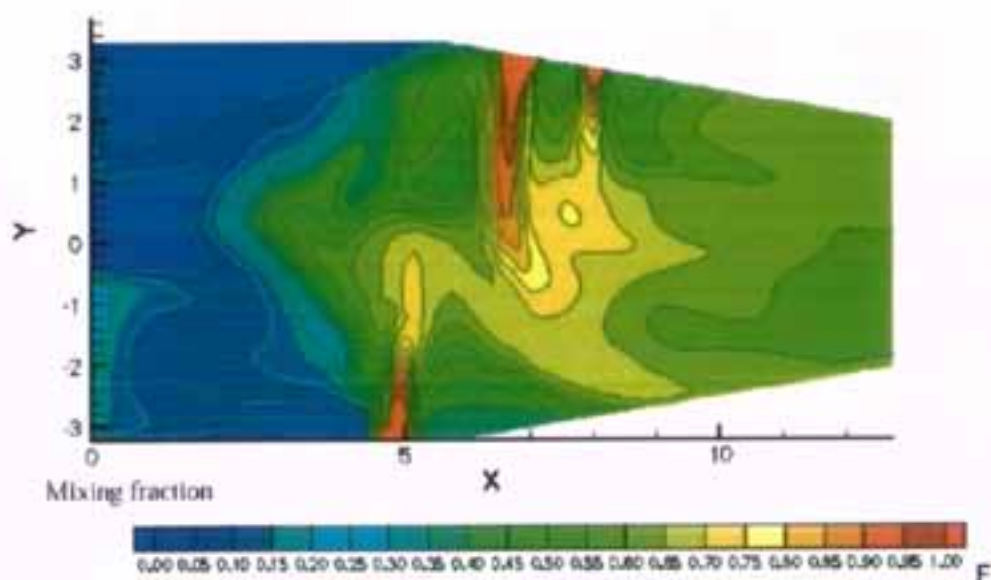
Με βάση τις πολλές εικόνες μπορούμε να παράγουμε ιστογράμματα της μη σταθερής, αυξομειούμενης, συγκέντρωσης μάζας για κάθε θέση του πεδίου μίξης. Το σχήμα αυτών των ιστογραμμάτων δίνει πολύτιμες πληροφορίες για την εξέλιξη κωδικών. Μια μεγενθυμένη εικόνα της σημαδεμένης περιοχής των εικόνων 10 και 11 φαίνεται στην εικόνα 12 παρουσιάζοντας μια στιγμιαία διανομή. Περισσότερες πολύτιμες πληροφορίες μπορούν να παρθούν από τις οπτικοποιημένες δομές, οι οποίες ποικίλουν από εικόνα σε εικόνα.



Σχήμα 12. Στιγμαιαία διανομή

Αυτά τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τους CFD υπολογισμούς. Η εικόνα 10(b) δείχνει την μέση διανομή συγκέντρωσης, η οποία είχε προβλεφθεί από τον επονομαζόμενο TRUST κώδικα.

Αυτά τα δεδομένα συγκέντρωσης μάζας με τα δεδομένα της μεθόδου DGV για την ταχύτητα της ροής παρέχουν μια λεπτομερή ματιά στις διαδικασίες μίξης στους θαλάμους των καυστήρων.



Σχήμα 10(b). Μέση διανομή συγκέντρωσης



## ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Οι μέθοδοι που εξετάστηκαν παρέχουν ένα ευρύ φάσμα πληροφοριών σε διάφορους τομείς όπως σε μετρήσεις ταχυτήτων, θερμοκρασίας, πυκνότητας, συγκεντρώσεως, σε ροές περιδίνησης, σε θαλάμους καύσης και σε μελέτες αερίων. Σε όλες τις μεθόδους εντοπίζονται οφέλη τα οποία μπορεί να οφείλονται στη μη σωστή τοποθέτηση των οργάνων, στις συνθήκες που επικρατούν κατά την εκτέλεση του πειράματος, στην ακρίβεια των οργάνων καθώς και σε άλλους παράγοντες που δεν μπορούν να προβλεφθούν.

Εν κατακλείδι αξίζει να υπογραμμίσουμε ότι το κόστος των μεθόδων είναι αρκετά υψηλό, οι μετρήσεις αρκετά χρονοβόρες και οι διατάξεις αρκετά πολύπλοκες παρά όλα ταύτα οι εφαρμογές τους είναι άκρως σημαντικές.



## ΠΗΓΕΣ

- [www.iop.org/journals/mt](http://www.iop.org/journals/mt)
  - [www.nasa.com](http://www.nasa.com)
  - [www.dlr.de/enat/tm](http://www.dlr.de/enat/tm)
  - [www.dantec.com](http://www.dantec.com)
  - [www.tsi.com](http://www.tsi.com)
- 
- Meyers J F 1995 Development of Doppler global as a flow diagnostics tool Meas. Sci. Technol. 6 769-83
  - Elliot G S and Beutner T J 1999 Molecular filter based planar Doppler velocimetry Prog. Aerospace Sci. 35 799.
  - Eckbreth A C and Hall R J 1981 CARS concentrations sensitivity with and without non-resonant background suppression Combustions Sci. Technol. 25 175.
  - Usry, J. W. ,Meyers, J. F. and Miller, L. S. :Doppler Global Velocimetry of the Vortical Flow Above a Thin Delta Wing, AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting, AIAA-92-0005, Reno, NV, January 1992.
  - Song J J, Eesley G L and Levenson M D 1976 Background suppression in coherent Raman spectroscopy Appl. Phys. Lett. 29 567.

