



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ**  
**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**  
**ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ**

**ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΤΟΜΙΚΗΣ & ΜΟΡΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**

**ΦΩΤΟΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑΚΗ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ**  
**ΑΤΟΜΙΚΩΝ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΩΝ ΑΥΤΟΪΟΝΙΣΜΟΥ**

**ΑΝΑΣΤΑΣΙΟΣ Ν. ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ**  
**ΦΥΣΙΚΟΣ**

**ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ**

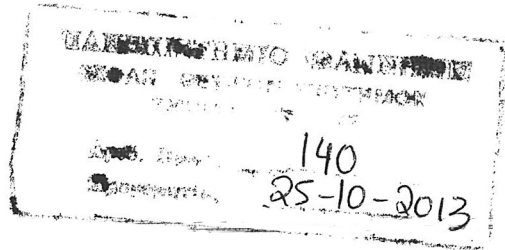
**ΙΩΑΝΝΙΝΑ 2013**



Το κύριο μέρος της παρούσας διατριβής πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο του κέντρου εφαρμογών Laser του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Ένα μέρος του πραγματοποιήθηκε στο Institute Lumière Matière του Université Claude Bernard Lyon 1. Συγχρηματοδοτήθηκε από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος “Εκπαίδευση και δια βίου μάθηση” του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ)- Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος II. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.







**ΠΡΑΚΤΙΚΟ  
ΔΗΜΟΣΙΑΣ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗΣ ΚΑΙ ΚΡΙΣΗΣ  
ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ**

Σήμερα Πέμπτη 24-10-2013, ώρα 14.00, στην Αίθουσα Σεμιναρίων (Βιβλιοθήκη - Κτίριο Φ2) του Τμήματος Φυσικής του Παν/μίου Ιωαννίνων, πραγματοποιήθηκε, η διαδικασία υποστήριξης ενώπιον της 7μελούς Εξεταστικής Επιτροπής της διδακτορικής διατριβής που εκπόνησε ο υποψήφιος κ. **Αναστάσιος Δημητρίου**. Την 7μελή Εξεταστική Επιτροπή, που όρισε με απόφασή της η Γενική Συνέλευση του Τμήματος Φυσικής (συνεδρίαση αρ. 426/27-06-2013), αποτελούν οι:

1. Κοέν Σαμουήλ, Αν. Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Παν/μίου Ιωαννίνων (Επιβλέπων & Πρόεδρος της Επιτροπής)
2. Κοσμίδης Κων/νος, Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Παν/μίου Ιωαννίνων
3. Παπαδογιάννης Νεκτάριος, Καθηγητής, Τμήμα Μηχανικών Μουσικής Τεχνολογίας και Ακουστικής, ΤΕΙ Κρήτης – Σχολή Εφαρμοσμένων Επιστημών
4. Κουρής Στυλιανός, Καθηγητής Τμήματος Φυσικής, Παν/μίου Πατρών
5. Βελεγράκης Μιχαήλ, Ερευνητής Β Ιδρύματος Τεχνολογίας & Έρευνας (ΙΤΕ)
6. Τζούρος Θεόδωρος, Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Παν/μίου Κρήτης
7. Μπενής Εμμανουήλ, Επ. Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Παν/μίου Ιωαννίνων

Οι κκ. Κοέν, Κοσμίδης, Τζούρος και Μπενής ήταν παρόντες στην αίθουσα και οι κκ. Παπαδογιάννης, Κουρής και Βελεγράκης παρακολούθησαν και συμμετείχαν στη διαδικασία υποστήριξης μέσω τηλεδιάσκεψης. Ο υποψήφιος παρουσίασε και υποστήριξε δημόσια ενώπιον των μελών της Εξεταστικής Επιτροπής την εκπονηθείσα διατριβή με τίτλο "Φωτοηλεκτρονική φασματοσκοπική μελέτη ατομικών διαδικασιών αυτοϊονισμού" και απάντησε σε ερωτήσεις του ακροατηρίου και της Επιτροπής. Το ακροατήριο στη συνέχεια απεσύρθη και η Επιτροπή έκρινε ομόφωνα ότι το περιεχόμενο της διατριβής είναι πρωτότυπο και αποτελεί ουσιαστική συμβολή στην επιστήμη, απένειμε δε ομόφωνα στον υποψήφιο το βαθμό "άριστα".

Με βάση τα ανωτέρω η Επιτροπή κρίνει ομόφωνα τον υποψήφιο ως επιτυχόντα, του απονέμει το βαθμό "άριστα" και προτείνει την ανακήρυξή του σε διδάκτορα του Τμήματος Φυσικής. Το πρακτικό αυτό συντάχθηκε και υπογράφεται από τα μέλη της Εξεταστικής Επιτροπής:

1. Κοέν Σαμουήλ (Επιβλέπων)

2. Κοσμίδης Κων/νος

3. Παπαδογιάννης Νεκτάριος

4. Κουρής Στυλιανός

5. Βελεγράκης Μιχαήλ

6. Τζούρος Θεόδωρος

7. Μπενής Εμμανουήλ



## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Ατομικής και Μοριακής Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων υπό την επίβλεψη του Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Σαμουήλ Κοέν τον οποίο και θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά για την καθοδήγησή του, τη βοήθειά, την συνεχή συμπαράσταση αλλά και την εποικοδομητική συνεργασία που είχαμε όλα αυτά τα χρόνια.

Πριν προχωρήσω στις λοιπές ευχαριστίες θα ήθελα πρώτα να ευχαριστήσω τους εκλιπόντες Αναπληρωτές Καθηγητές Αγησίλαο Μπολοβίνο και Περικλή Τσέκερη που τόσο τραγικά και απροσδόκητα έφυγαν από κοντά μας κατά τη διάρκεια της εκπόνησης αυτής της διατριβής. Η απώλεια τους υπήρξε δυσαναπλήρωτη για το εργαστήριό μας καθώς και για εμένα προσωπικά. Υπήρξαν και οι δυο για εμένα μεγάλοι δάσκαλοι. Οι γνώσεις που απέκόμισα δίπλα τους ήταν ανεκτίμητες όπως επίσης και η βοήθειά τους στην εκπόνηση αυτής της διατριβής. Ας είναι αιωνία η μνήμη τους.

Ευχαριστώ ιδιαίτερα το μέλος της τριμελούς επιτροπής, τον Καθηγητή κύριο Κωνσταντίνο Κοσμίδη για τη φροντίδα του, τη συνεχή στήριξη και αγάπη καθώς και τις συνεχείς εποικοδομητικές συζητήσεις κατά την συνεργασία μας στο εργαστήριο. Επίσης ευχαριστώ πολύ το έτερο μέλος της τριμελούς επιτροπής Καθηγητή κύριο Νεκτάριο Παπαδόγιαννη

Ευχαριστώ όλο το διδακτικό προσωπικό του Εργαστηρίου Ατομικής και Μοριακής Φυσικής. Τον Αναπληρωτή καθηγητή κύριο Αντρέα Λύρα για τη συνεχή βοήθεια και άριστη συνεργασία. Τον Επίκουρο καθηγητή κύριο Μανώλη Μπενή για την ανιδιοτελή προσφορά βοήθειας και τη συνεχή συμπαράσταση. Είμαι πολύ χαρούμενος που η επιστημονική συνεργασία μαζί του θα συνεχιστεί από άλλη θέση μετά την περάτωση αυτής της διατριβής. Επίσης ευχαριστώ τον Επίκουρο καθηγητή κύριο Αριστείδη Οικιάδη.

Ευχαριστώ τον κ. Ευθύμιο Δημητριάδη για τη συνεχή και πολύτιμη παροχή τεχνικής υποστήριξης.

Ευχαριστώ το ερευνητικό προσωπικό του Institute Lumière Matière του Université Claude Bernard Lyon 1 στη Γαλλία. Ευχαριστώ τον Διευθυντή έρευνας (directeur de la recherche) Christian Bordas, τον βοηθό έρευνας (assistant de recherche) Frank Lépine, τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Vincent Lorient και τους υποψήφιους Διδάκτορες Thomas Barillot και Alexandre Marciniak για την φιλοξενία τους στην πόλη της Λυών και την εξαιρετική συνεργασία μας.

Ευχαριστώ τους συναδέλφους Φυσικούς Σπύρο Καζιάνη, Ιωάννη Λιόντο και Σωτήρη Ντανάκα για την πολύτιμη βοήθειά τους. Ευχαριστώ όλους τους μεταπτυχιακούς φοιτητές και υποψήφιους διδάκτορες του εργαστηρίου μας Κωνσταντίνο Αμοιρόπουλο, Δημοσθένη Σπασόπουλο, Γαβριήλ Καρρά, Λευτέρη Παύλου, Νικολέτα Κοτσίνα και Χριστίνα Παπαδοπούλου για την εργαστηριακή συνεργασία μας τόσα χρόνια. Επίσης ευχαριστώ τον φίλο μου και καλό

συνάδελφο Αναστάσιο Κουλουκλίδη για την ανιδιοτελή βοήθεια του στη χρήση του προγράμματος Lab View η οποία αποδείχτηκε πολύτιμη.

Τον αδερφό μου και τους φίλους μου για την ηθική στήριξη όλα αυτά τα χρόνια.

Αφιερώνεται στη μνήμη  
του Σπύρου Παπαγεωργίου



## Σύνοψη

Αντικείμενο της παρούσας διατριβής αποτελεί η μελέτη των διαύλων (καναλιών) ιονισμού (κυρίως του απλού ιονισμού και δευτερευόντως του διπλού ιονισμού) κατά την πολυφωτονική διέγερση των αυτοϊονιζόμενων ατομικών καταστάσεων  $mp^2 \ ^1S_0$  των Αλκαλικών Γαιών [ $m=3$  για Mg,  $m=5$  για Sr]. Οι καταστάσεις  $mp^2 \ ^1S_0$  βρίσκονται λίγο υψηλότερα από το πρώτο κατώφλι ιονισμού, παρουσιάζουν έντονη ηλεκτρονιακή συσχέτιση και αυτοϊονίζονται πολύ γρήγορα στα διαθέσιμα συνεχή ( $\approx 10$  fs). Η διέγερση των παραπάνω καταστάσεων μελετήθηκε είτε με δυο είτε με τέσσερα φωτόνια, και στις δύο περιπτώσεις προερχόμενα από την ίδια δέσμη laser. Η διερεύνηση των φαινομένων που επάγονται από τη διέγερση αυτή βασίστηκε κυρίως στην ανάλυση της ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων και στην καταγραφή των γωνιακών τους κατανομών.

Αρχικά μελετήθηκε η αλληλεπίδραση των ατόμων με παλμούς laser χρονικής διάρκειας μερικών ns. Για την επιβεβαίωση της εγκυρότητας των γωνιακών κατανομών των φωτοηλεκτρονίων που καταγράψαμε, αρχικά μελετήθηκε διφωτονικός ιονισμός των της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  του Mg και τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν επιτυχώς με προϋπάρχουσες πειραματικές και θεωρητικές εργασίες. Τα αποτελέσματα αυτά, όπως και τα αντίστοιχα του διφωτονικού ιονισμού μέσω της κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  του Sr (για τα οποία δεν υπάρχει διαθέσιμη βιβλιογραφία, όσον αφορά στις γωνιακές κατανομές), χρησιμοποιήθηκαν ως βάση σύγκρισης με τα δεδομένα των τετραφωτονικών διεγέρσεων. Στις τελευταίες, η μελέτη επικεντρώθηκε στην ισχυρή μονοφωτονική σύζευξη των καταστάσεων  $mp^2 \ ^1S_0$  με άλλες δέσμιες και αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις και φαινόμενα που επάγονται από τη σύζευξη αυτή (κυρίως διαχωρισμό Rabi αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων και απορρόφηση περαιτέρω αριθμού φωτονίων στο συνεχές ακόμα και με χαμηλή ένταση laser). Τέλος, λόγω του ότι το μήκος κύματος της τετραφωτονικής διέγερσης της κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  του Sr (735 nm) είναι σχετικά κοντά σε αυτό του laser Titanium-Sapphire, του Κέντρου Laser του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, αλλά και του Institute Lumière Matière του Πανεπιστημίου της Λυών με το οποίο συνεργαζόμαστε, μελετήθηκε επίσης ο ρόλος της χρονικής διάρκειας του παλμού laser στην αλληλεπίδραση με τα άτομα του Sr, χρησιμοποιώντας υπερβραχείς παλμούς laser διάρκειας μερικών δεκάδων fs. Οι παλμοί αυτοί είχαν ένταση έως και τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τις διαθέσιμες με το laser διάρκειας παλμών μερικών ns. Το βασικό συμπέρασμα της μελέτης αυτής είναι ότι για εντάσεις μέχρι και  $\sim 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , η ηλεκτρονιακή συσχέτιση επικρατεί της αλληλεπίδρασης «ενός οπτικώς ενεργού ηλεκτρονίου», ανεξάρτητα της διάρκειας του παλμού.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b>	1
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ</b>	8
<b>1.1 Ατομική δομή των Αλκαλικών Γαιών</b>	8
<b>1.2 Καταστάσεις Σθένους και καταστάσεις Rydberg</b>	12
<b>1.3 Ανάμειξη διάκριτων καταστάσεων με καταστάσεις του συνεχούς</b>	13
<b>1.4 Ακτινοβολητικές μεταβάσεις</b>	19
<b>1.4.1 Προσέγγιση ηλεκτρικής διπολικής αλληλεπίδρασης</b>	19
<b>1.4.2 Πολυφωτονικός ιονισμός</b>	20
1.4.2.1 <i>Εισαγωγή</i>	20
1.4.2.2 <i>Μη- Συντονιστική πολυφωτονική περίπτωση</i>	21
1.4.2.3 <i>Συντονιστική περίπτωση</i>	22
1.4.2.4 <i>Πολυηλεκτρονιακός ιονισμός</i>	24
<b>1.4.3 Ιονισμός επάνω από το κατώφλι του πρώτου δυναμικού ιονισμού</b>	24
<b>1.4.4 Δυναμικό φαινόμενο Stark</b>	27
<b>1.4.5 Κανόνες επιλογής</b>	29
1.4.5.1 <i>Γενικές παρατηρήσεις</i>	29
1.4.5.2 <i>Κανόνες Μονοφωτονικών μεταβάσεων</i>	29
1.4.5.3 <i>Κανόνες Πολυφωτονικών μεταβάσεων (ανά φωτόνιο)</i>	30
1.4.5.4 <i>Ταυτόχρονες μεταβάσεις δυο ηλεκτρονίων</i>	30
1.4.5.5 <i>Μεταβάσεις στο ενεργειακό συνεχές</i>	31
<b>1.5 Γωνιακές κατανομές</b>	31
<b>1.5.1. Γενικά</b>	31
<b>1.5.2. Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων από πολυφωτονικό ιονισμό</b>	32
<b>1.5.3 Γωνιακές κατανομές στη γειτονιά αυτοϊονιζομένων καταστάσεων</b>	36
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ</b>	41
<b>2.1 Εισαγωγή</b>	41
<b>2.2 Γενική Περιγραφή των διατάξεων</b>	41
<b>2.2.1 Πειραματική διάταξη Κέντρου Εφαρμογών Laser</b>	42

2.2.2 Πειραματική διάταξη Φασματομέτρου τύπου απεικόνισης ταχυτήτων (Velocity Map Imaging - VMI)	44
2.3 Συστήματα laser	46
2.3.1 Σύστημα laser χρονικής διάρκειας παλμών ns	46
2.3.2. Συστήματα laser χρονικής διάρκειας παλμών fs	48
2.4 Διάταξη Ατομικής δέσμης και συστήματα κενού	50
2.5 Φασματόμετρο μάζας τύπου χρόνου πτήσης (TOF)	52
2.6 Αναλυτής Ενέργειας Ηλεκτρονίων	55
2.6.1 Ο αναλυτής	55
2.6.2 Ο ηλεκτροστατικός φακός	60
2.6.3 Ο ανιχνευτής	62
2.6.4 Βαθμονόμηση	64
2.6.5 Τρόπος λειτουργίας σταθερής απόλυτης διακριτικής ικανότητας ΔΕ	66
2.7 Φασματόμετρο τύπου απεικόνισης ταχυτήτων VMI	68
2.8 Κελί ατμών	70
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ- ΑΝΑΛΥΣΗ</b>	72
<b>A. Μαγνήσιο</b>	72
<b>A3.1 Διφωτονικός ιονισμός της διπλά διεγερμένης κατάστασης <math>3p^2\ ^1S_0</math></b>	73
<b>A3.2 Τετραφωτονικός ιονισμός της <math>3p^2\ ^1S_0</math></b>	79
A3.2.1 Εισαγωγικά	79
A3.2.2 Φάσμα ιόντων $Mg^+$	84
A3.2.3 Μελέτη φθορισμού	87
A3.2.4 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων	91
A3.2.5 Γωνιακές κατανομές	92
A3.2.5.α Ιονισμός τεσσάρων Φωτονίων-Χαμηλή ένταση δέσμης laser	94
A3.2.5.β Ιονισμός τεσσάρων Φωτονίων-Υψηλή ένταση δέσμης laser	96
A3.2.5.γ Ιονισμός πέντε Φωτονίων-Υψηλή ένταση δέσμης laser	101
A3.2.6 Σύνοψη – Συζήτηση	104

<b>B. Στρόντιο</b>	106
<b>B3.1 Διφωτονικός ιονισμός της διπλά διεγερμένης κατάστασης <math>5p^2\ ^1S_0</math></b>	
<b>5p<sup>2</sup> <sup>1</sup>S<sub>0</sub></b>	107
<b>B3.1.1 Εισαγωγικά</b>	107
<b>B3.1.2 Φάσμα ιόντων Sr<sup>+</sup></b>	109
<b>B3.1.3 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων</b>	112
<b>B3.1.4 Γωνιακές κατανομές</b>	114
<b>B3.1.5 Συζήτηση των αποτελεσμάτων</b>	120
<b>B3.2 Τετραφωτονικός ιονισμός της <math>5p^2\ ^1S_0</math> (παλμοί διάρκειας ~5ns)</b>	121
<b>B3.2.1 Εισαγωγικά</b>	121
<b>B3.2.2 Φάσμα ιόντων Sr<sup>+</sup></b>	127
<b>B3.2.3 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων</b>	128
<b>B3.2.4 Γωνιακές κατανομές</b>	136
<b>B3.2.5 Σύνοψη – Συζήτηση</b>	137
<b>B.3.3 Τετραφωτονικός ιονισμός της <math>5p^2\ ^1S_0</math> (παλμοί διάρκειας ~25 fs)</b>	139
<b>B3.3.1 Εισαγωγικά</b>	139
<b>B3.3.2 Φάσμα ιόντων Sr<sup>+</sup></b>	141
<b>B3.3.3 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων</b>	142
<b>B3.3.4 Γωνιακές κατανομές</b>	148
<b>B3.3.5 Σύνοψη – Συζήτηση</b>	150
<b>ΣΥΝΟΨΗ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ</b>	152
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι (ΠΙΝΑΚΕΣ)</b>	159
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ (ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ)</b>	167
<b>ΑΝΑΦΟΡΕΣ</b>	171



## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ένα άτομο το οποίο φωτοϊονίζεται μπορεί να απορροφήσει αριθμό φωτονίων μεγαλύτερο ή ίσο του ενός, αρκεί η συνολική ενέργεια των φωτονίων αυτών να είναι ίση ή μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του. Ο πολυφωτονικός ιονισμός, μελετήθηκε θεωρητικά για πρώτη φορά από τον [Goerpert-Mayer 1931] και παρατηρήθηκε πειραματικά για πρώτη φορά από τους Voronov [Voronov 1965] και Agostini [Agostini 1968]. Πειραματικά ήταν δύσκολο εκείνη την εποχή να παρατηρηθεί λόγω της απουσίας φωτεινής πηγής μονοχρωματικής ακτινοβολίας ικανής έντασης. Μόνο η έλευση των πρώτων ισχυρών laser κατά τη δεκαετία του 1960 έδωσε στους επιστήμονες τη δυνατότητα πολυφωτονικών μεταβάσεων και ιονισμού. Ο ατομικός πολυφωτονικός ιονισμός αντικατοπτρίζει πέρα από το χρονικό και φασματικό εύρος του παλμού laser και τις χαρακτηριστικές ιδιότητες του ατόμου, οι οποίες επηρεάζονται από την παρουσία του ηλεκτρικού πεδίου laser, όπως ο διαχωρισμός των ενεργειακών υπό-επιπέδων διαφορετικού  $m_j$  και η μεταβολή του εύρους και της θέσης των ενεργειακών καταστάσεων. Από τα τέλη της δεκαετίας του 1970 οι δραστηριότητες, όσον αφορά την έρευνα επάνω στον πολυφωτονικό ιονισμό, επικεντρώνονται στον ιονισμό επάνω από το πρώτο δυναμικό ιονισμού, στην παραγωγή πολλαπλά φορτισμένων ιόντων και στην επαγόμενη παραγωγή υπεριώδους ακτινοβολίας κενού. Η κύρια τεχνική που χρησιμοποιήθηκε ήταν η συλλογή των ιόντων που δημιουργούνται κατά την αλληλεπίδραση του παλμού laser με τα άτομα ενώ σιγά-σιγά άρχισε να αναπτύσσεται αρχικά η ανίχνευση του εκπεμπόμενου φθορισμού και αργότερα η συλλογή και ανάλυση των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων.

Ο αυτοϊονισμός είναι μια ξεχωριστή περίπτωση αποδιέγερσης κάθε ατομικής κατάστασης που βρίσκεται ενεργειακά υψηλότερα από το πρώτο τουλάχιστον κατώφλι ιονισμού. Χαρακτηριστικές περιπτώσεις αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων είναι καταστάσεις στις οποίες είναι διεγερμένα τουλάχιστον δύο από τα ηλεκτρόνια εξωτερικών φλοιών ενός ατόμου και ο χρόνος ζωής τους κυμαίνεται από τα μερικά fs έως και  $\sim 1$  ns. Η φασματοσκοπία των αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων αναπτύχθηκε σημαντικά με την χρήση των laser χρωστικής τα οποία πέρα από την σχετικά μεγάλη ένταση έχουν και το πλεονέκτημα της δυνατότητας επιλογής του μήκους κύματος. Κυρίως μελετήθηκαν αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις των Αλκαλικών Γαιών (Mg, Ca, Sr, Ba) της μορφής  $n_1/n_2l'$ , όπου και τα δυο ηλεκτρόνια σθένους είναι διεγερμένα. Η πλειοψηφία των εργασιών αφορά καταστάσεις όπου το ένα ηλεκτρόνιο είναι πολύ υψηλότερα διεγερμένο από το άλλο

( $n_1 \ll n_2$ ). Οι καταστάσεις αυτές μπορούν να θεωρηθούν ως μέλη σειρών Rydberg με το ηλεκτρόνιο Rydberg να «βλέπει» ένα διεγερμένο ιόν με φορτίο +1. Αντίθετα, τα χαμηλά μέλη των σειρών αυτών (όπου ο βαθμός διέγερσης των δύο ηλεκτρονίων είναι παραπλήσιος,  $n_1 \approx n_2$ ) εμφανίζουν έντονη ηλεκτρονιακή συσχέτιση και οι καταστάσεις αυτές ονομάζονται καταστάσεις σθένους.

Το φαινόμενο απορρόφησης περισσότερων φωτονίων από όσα είναι απαραίτητα για τον ιονισμό του ατόμου ονομάζεται Above Threshold Ionization – ATI και παρατηρήθηκε για πρώτη φορά στα Αλκάλια [Agostini 1984]. Αναμενόταν ότι σε μια διαδικασία φωτοϊονισμού με  $N$ -φωτόνια, η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου που απελευθερώνεται θα έχει μια καθορισμένη τιμή σύμφωνα με τη σχέση  $N\hbar\omega - IP$ , όπου  $\hbar\omega$  η ενέργεια του φωτονίου και  $IP$  η ενέργεια ιονισμού του ατόμου. Στην περίπτωση των Αλκαλικών Γαιών όμως, αυτό το φαινόμενο έχει σημαντική εξάρτηση από τις αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις οι οποίες βρίσκονται σε συντονισμό με κάποιο αριθμό φωτονίων. Εάν το σύστημα αποδιεγείρεται σε κάποια από τις διεγερμένες καταστάσεις του ιόντος και όχι στη βασική του κατάσταση ονομάζεται πλέον Above Threshold Absorption – ATA. Το ερώτημα που γεννήθηκε στους επιστήμονες μετά την παρατήρηση απορρόφησης αριθμού φωτονίων στο δομημένο συνεχές ήταν κατά πόσο είναι εφικτό να δημιουργηθούν πολλαπλά φορτισμένα ιόντα δηλαδή να καταφέρουν να απομακρύνουν από το άτομο περισσότερα από δυο ηλεκτρόνια. Εκείνη την εποχή που ακόμα και ο απλός ιονισμός φάνταζε δύσκολος, ο πολλαπλός ιονισμός φάνταζε αδύνατος. Από τις περιπτώσεις πολλαπλού ιονισμού η πιο απλή και πιο προσιτή για πειραματική και θεωρητική μελέτη είναι η περίπτωση του διπλού ιονισμού ατόμων της ομάδας των Αλκαλικών Γαιών λόγω της ύπαρξης δυο οπτικών ηλεκτρονίων στην εξωτερική τους στοιβάδα να θεωρούνται τα πιο ιδανικά για αυτή τη μελέτη. Επιπλέον πλεονέκτημα των ατόμων των Αλκαλικών γαιών είναι το γεγονός ότι διαθέτουν χαμηλό πρώτο και δεύτερο δυναμικό απαιτώντας σχετικά μικρό αριθμό φωτονίων για διπλό ιονισμό. Η ομάδα του Aleksakin ήταν η πρώτη που παρατήρησε διπλά φορτισμένα ιόντα μέσω πολυφωτονικού ιονισμού ατόμων Αλκαλικών Γαιών [Aleksakin 1977].

Η χρήση παλμών laser διάρκειας ps και fs οδηγεί σε απορρόφηση πολλαπλού αριθμού φωτονίων ακόμα και στο μη-δομημένο συνεχές των ατόμων των Αλκαλίων [Fabre 1982] αλλά ο ρόλος των διπλά διεγερμένων καταστάσεων των Αλκαλικών Γαιών αναδεικνύεται πιο καθαρά με τη χρήση παλμών διάρκειας ns λόγω της πολύ γρήγορης διαδικασίας αυτοϊονισμού (της τάξης των fs). Η επιστημονική κοινότητα αρχικά είχε προσανατολιστεί



προς τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser (ps, fs) και υψηλών εντάσεων ( $I > 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) σε βάρος των ns παλμών που στις αρχές της δεκαετίας του 90 μπορούσαν να παραχθούν μόνο από Nd:YAG lasers [Di Mauro 1988]. Από την άλλη μεριά όμως τα laser παλμών διάρκειας fs έχουν το μειονέκτημα ότι δεν μπορούν να δώσουν τη δυνατότητα επιλογής μήκους κύματος.

Μια διδακτορική διατριβή που εκπονήθηκε στο εργαστήριο μας [Λιόντος 2007] ήταν η πρώτη που κάλυψε αυτό το κενό καθώς με τη χρήση σύγχρονων laser χρωστικής (dye lasers) που παράγουν παλμούς διάρκειας ns και διαθέτουν δυνατότητα σάρωσης του μήκους κύματος. Μελετήθηκε ο πολυφωτονικός απλός και διπλός ιονισμός μέσω σχημάτων κλιμακωτής διέγερσης που εμπλέκουν συντονισμούς μεταξύ δέσμιων και αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων σθένους στις περιοχές απορρόφησης διαδοχικών φωτονίων. Στη συγκεκριμένη εργασία μελετήθηκε πειραματικά μέσω της συλλογής ιόντων και φθορισμού ο απλός και διπλός ιονισμός των αλκαλικών γαιών Mg, Ca και Sr στην περιοχή των τετραφωτονικά διεγερμένων αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων  $mp^2 \ ^1S_0$  με [ $m=3$  για Mg,  $m=4$  για Ca και  $m=5$  για Sr]. Ο κύριος λόγος επιλογής διέγερσης της  $mp^2 \ ^1S_0$  με τέσσερα φωτόνια υπαγορεύεται από την ανάγκη ώστε η ενέργεια του φωτονίου να είναι αρκετά μικρή (σε σχέση με το αντίστοιχο δυναμικό ιονισμού) και να ευνοεί την μονοφωτονική (ή πολυφωτονική) τους σύζευξη με ενεργειακά χαμηλότερες (δέσμιες) ή υψηλότερες (αυτοϊονιζόμενες) ατομικές καταστάσεις. Σε όλα τα φάσματα των παραπάνω ιόντων καθώς και στα φάσματα του εκπεμπόμενου φθορισμού (με εξαίρεση τις μεταβάσεις  $6s_{1/2} \rightarrow 5p_i$  και  $5d_j \rightarrow 5p_i$  του  $\text{Sr}^+$ ) αποτυπώνεται ο συντονισμός της  $mp^2 \ ^1S_0$  καταδεικνύοντας το σημαντικό τρόπο που διαδραματίζει στη δυναμική της αλληλεπίδρασης άτομο/ίον – laser.

Στη συγκεκριμένη εργασία όσον αφορά το Mg επιβεβαιώθηκε η ισχυρή σύζευξη της  $3p^2 \ ^1S_0$  με την δέσμια κατάσταση  $3s4p \ ^1P_1$  που βρίσκεται στην περιοχή του τρίτου φωτονίου καθώς και με την αυτοϊονιζόμενη κατάσταση  $3p3d \ ^1P_1$  που βρίσκεται στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου κάτι το οποίο έχει ως αποτέλεσμα την μετατόπιση προς το ερυθρό μέρος του φάσματος της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση της. Επίσης δημιουργείται ένα κλιμακωτό σύστημα διέγερσης το οποίο καταλήγει στην απορρόφηση περαιτέρω αριθμού φωτονίων στο συνεχές. Στην παραπάνω εργασία συζητήθηκε το ενδεχόμενο κατά το οποίο η ισχυρή σύζευξη  $3p^2 \ ^1S_0 - 3p3d \ ^1P_1$  μπορεί να οδηγήσει σε φασματικό διαχωρισμό Rabi (Rabi splitting) της  $3p^2 \ ^1S_0$  χωρίς όμως να διερευνηθεί περαιτέρω.

Ένα θεωρητικό μοντέλο με τη χρήση υπολογισμών πίνακα πυκνότητας και εξισώσεις ρυθμών που αναπτύχθηκε στην συγκεκριμένη εργασία επιβεβαίωσε τα παραπάνω χωρίς όμως να περιέχει ρητά τη δέσμια κατάσταση  $3s4p\ ^1P_1$  η οποία ελήφθη υπ' όψιν μέσω της ενεργειακής εξάρτησης κάποιων σχετικών παραμέτρων (συχνότητες Rabi, πλάτη ιονισμού κλπ). Οι διαδικασίες αυτοϊονισμού και φωτοϊονισμού που εμπλέκονται ταυτοποιήθηκαν μέσω της φασματοσκοπίας ιόντων και φθορισμού.

Στην παρούσα διατριβή εξετάσαμε περισσότερο τις διαδικασίες του απλού ιονισμού, και λιγότερο αυτές του διπλού ιονισμού. Επίσης εξετάσαμε το ρόλο που παίζουν σ' αυτόν οι εμπλεκόμενες ατομικές αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις (οι οποίες επηρεάζονται από την ένταση του φωτός). Η υπό εξέταση φασματική περιοχή της προαναφερθείσας διατριβής περιοριζόταν στη περιοχή της διπλά διεγερμένης  $3p^2\ ^1S_0$  για αυτό και στην παρούσα διπλωματική διατριβή τριπλασιάσαμε σχεδόν αυτή την υπό διερεύνηση περιοχή ώστε να περιλαμβάνει δέσμιες και αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις που συμμετέχουν στο κλιμακωτό σχήμα διέγερσης. Επίσης, προσθέσαμε στα προϋπάρχοντα πειραματικά εργαλεία, την ανάλυση της ενέργειας των εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων, η οποία και επιβεβαίωσε πλήρως το κλιμακωτό σχήμα διέγερσης που παρουσιάστηκε στην προαναφερθείσα διατριβή. Επιπλέον καταγράψαμε γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων που προκύπτουν από την τετραφωτονική διέγερση της  $3p^2\ ^1S_0$ , οι οποίες και επιβεβαιώνουν τον εμφανιζόμενο διαχωρισμό Rabi. Μάλιστα κατέστη εφικτό να καταγράψουμε γωνιακές κατανομές και από ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από την απορρόφηση περαιτέρω αριθμού φωτονίων στο συνεχές. Οι διαδικασίες ιοντικού φθορισμού δεν είναι άμεσα συγκρίσιμες με αυτές του φωτοϊονισμού, καθότι η πυκνότητα των ατόμων στα πειράματα φθορισμού είναι περίπου επτά τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη της αντίστοιχης πυκνότητας στα πειράματα φωτοϊονισμού. Αντίθετα κατά την καταγραφή των καταγραφή φωτοηλεκτρονίων η πυκνότητα είναι παραπλήσια με αυτή της καταγραφής των ιόντων και η πληροφορία που μπορούμε να λάβουμε από τη φασματοσκοπία ηλεκτρονίων συνδέεται άμεσα με τις διαδικασίες ιονισμού.

Με βάση αποτελέσματα θεωρητικών εργασιών [Karapanagioti 1995, Moccia 1988, Chang 1992, Luc-Koenig 1997] οι παραπάνω διαταραχές δεν εμφανίζονται κατά τη διφωτονική διέγερση της κατάστασης  $3p^2\ ^1S_0$  του Mg. Παράλληλα, στη βιβλιογραφία υπάρχει μόνο μία εργασία που να περιέχει πειραματική μέτρηση γωνιακής κατανομής στο μέγιστο της φασματικής γραμμής της  $3p^2\ ^1S_0$  [Shao 1993]. Για αυτό το λόγο αρχικά μελετήθηκε ο διφωτονικός ιονισμός της κατάστασης αυτής ώστε να έχουμε ένα μέτρο

σύγκρισης με την ισχυρά διαταραγμένη περίπτωση του τετραφωτονικού ιονισμού αλλά και επιπλέον για να πραγματοποιήσουμε τον χαρακτηρισμό και τη βαθμονόμηση της πειραματικής μας διάταξης. Από την άλλη, η υπάρχουσα στη βιβλιογραφία θεωρητική μελέτη καλύπτει όλη τη φασματική περιοχή γύρω από αυτή.

Ύστερα από τη μελέτη του ατόμου του Mg χρησιμοποιήσαμε τα ίδια πειραματικά εργαλεία για τη μελέτη του αρκετά πιο πολύπλοκου ατόμου του Sr. Συγκεντρώσαμε την προσοχή μας πάλι στην κατάσταση  $5p^2 \ ^1S_0$  του Sr που εμφανίζει παρόμοια χαρακτηριστικά με την αντίστοιχη κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  του Mg. Ξεκινώντας τη μελέτη μας με τη χρήση παλμών laser διάρκειας ns, η διέγερση αυτής της διπλά διεγερμένης κατάστασης του Sr χωρίστηκε σε δυο μέρη. Αρχικά μελετήσαμε τη διέγερσή της με δύο φωτόνια και στη συνέχεια με τέσσερα φωτόνια. Η διέγερση με δύο φωτόνια έγινε περισσότερο για λόγους βαθμονόμησης όπως και στο άτομο του Mg. Επιπλέον μας έδωσε τη δυνατότητα να προσθέσουμε τη φασματοσκοπία ηλεκτρονίων σε προηγούμενες μελέτες της ίδιας διαδικασίας που ήταν διαθέσιμες στη βιβλιογραφία και περιοριζόνταν στη μελέτη ιόντων  $Sr^+$  [Kompitsas 1991]. Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων διαπιστώσαμε απορρόφηση αριθμού φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού, για χαμηλή ένταση laser, και ενδιαφέρουσες αυξομειώσεις στην ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών γύρω από τις διπλά διεγερμένες καταστάσεις που μπορούν να διεγερθούν σ' αυτή την ενεργειακή περιοχή. Παρατηρήθηκε μάλιστα ότι αυτή η έντονη αυξομείωση των λόγων  $\beta_{2k}/\beta_0$  των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών συνδέεται στενά με την απορρόφηση περισσότερων από δυο φωτόνια στο δομημένο συνεχές (φαινόμενο ΑΤΑ).

Όσον αφορά στη διέγερση της  $5p^2 \ ^1S_0$  με τέσσερα φωτόνια στην προαναφερθείσα διατριβή είχε μελετηθεί η απόδοση παραγωγής ιοντικού σήματος  $Sr^+$ ,  $Sr^{2+}$  καθώς και η απόδοση του σήματος ιοντικού φθορισμού  $5p \rightarrow 5s$ . Συνεπώς, αν και σε αυτή την εργασία ανιχνεύτηκε πληθυσμός στη διεγερμένη κατάσταση  $5p_j$  (που σηματοδοτεί την απορρόφηση δύο φωτονίων στο δομημένο συνεχές) ο ιοντικός φθορισμός δεν μπορεί (λόγω κανόνων επιλογής) να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση πληθυσμού στην επίσης διεγερμένη ιοντική κατάσταση  $4d_j$ . Η απόδοση των διπλά φορτισμένων ιόντων  $Sr^{2+}$  που καταγράφηκε στην παραπάνω εργασία έκανε φανερή τη διαδικασία διαδοχικού διπλού ιονισμού αλλά δεν αποκάλυψε την ακριβή διαδρομή που αυτός ακολουθεί μέχρι τη δημιουργία διπλού ιόντος. Έδειξε όμως ότι η συνεισφορά της βασικής κατάστασης ( $5s$ ) του  $Sr^+$  ως αρχικό επίπεδο στην παραγωγή διπλά φορτισμένων ιόντων Sr είναι αμελητέα.

Επίσης, τα πειραματικά δεδομένα στη μελέτη φθορισμού έδωσαν ισχυρές ενδείξεις ότι λαμβάνει χώρα απορρόφηση μέχρι και τεσσάρων φωτονίων πάνω από το πρώτο δυναμικό ιονισμού, αφήνοντας το ιόν στις  $6s_{1/2}$  και  $5d_j$  διεγερμένες καταστάσεις από τις οποίες ανιχνεύεται φθορισμός προς τα επίπεδα  $5p_j$  του  $Sr^+$ . Για μία τέτοια ταυτοποίηση και για την επιβεβαίωση της απορρόφησης φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού (φαινόμενο ΑΤΑ) απαιτείται φασματοσκοπία ηλεκτρονίων. Αυτό το κενό καλείται να καλύψει η παρούσα εργασία με τη βοήθεια κυρίως της ανάλυσης ενέργειας των ηλεκτρονίων. Εδώ θα πρέπει να αναφέρουμε ότι λόγω των αρκετών διαθέσιμων καταστάσεων του ιόντος αναμένεται και η εμφάνιση αρκετών ομάδων ηλεκτρονίων με πολύ κοντινές ενέργειες μεταξύ τους στην περιοχή ενδιαφέροντος. Η καταγραφή τους απαιτεί χαμηλή ταχύτητα διέλευσης  $E_0$  του αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων έτσι ώστε να αυξηθεί η διακριτική ικανότητα του και να επιτευχθεί ο διαχωρισμός των κορυφών. Αυτό όμως έχει αρνητικό αντίκτυπο στο σήμα των ανιχνευόμενων ηλεκτρονίων. Αυτό περιορίσε την καταγραφή των γωνιακών κατανομών των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων σε μια πολύ μικρή φασματική περιοχή.

Τέλος, επειδή το μήκος κύματος της τετραφωτονικής διέγερσης της κατάστασης  $5p^2$   $^1S_0$  (735 nm) είναι σχετικά κοντά σε αυτό του laser υπερβραχέων παλμών τύπου Ti:Sapphire (800 nm), θεωρήσαμε ιδιαίτερα ενδιαφέρον να διερευνήσουμε τις αντίστοιχες διαδικασίες στην περίπτωση στενών χρονικά παλμών (fs) όπου η χρονική τους διάρκεια είναι συγκρίσιμη ή ακόμη και μικρότερη των χρόνων αυτοϊονισμού των διπλά διεγερμένων ατομικών καταστάσεων που εμπλέκονται (σε αντίθεση με τους μεγάλης διάρκειας παλμούς της τάξης των ns). Εκτός όμως από την πολύ διαφορετική διάρκεια παλμών, τα διαθέσιμα lasers, του Κέντρου Laser του Π.Ι. αλλά και του Institute Lumière Matière του Université Claude Bernard Lyon 1 στη Γαλλία, προσφέρουν επίσης και φωτεινές εντάσεις που είναι κατά περίπου τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από αυτές που είναι διαθέσιμες με τους παλμούς διάρκεια ns. Τα συγκεκριμένα πειράματα έγιναν με τη χρήση φασματογράφου ηλεκτρονίων/ιόντων τύπου απεικόνισης ταχυτήτων (Velocity Map Imaging - VMI) το οποίο σε αντίθεση με τον Αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στα προηγούμενα πειράματα έχει τη δυνατότητα διαδιάστατης χωρικής καταγραφής των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων παρέχοντας ταυτόχρονα με την ανάλυση της ενέργειάς τους και τη γωνιακή τους κατανομή.

Η διαφορά με τους φαρδείς χρονικά παλμούς έγκειται στην παρουσία της ενέργειας ponderomotive  $U_p$  η οποία και μετατοπίζει τα κατώφλια ιονισμού και τις ιοντικές

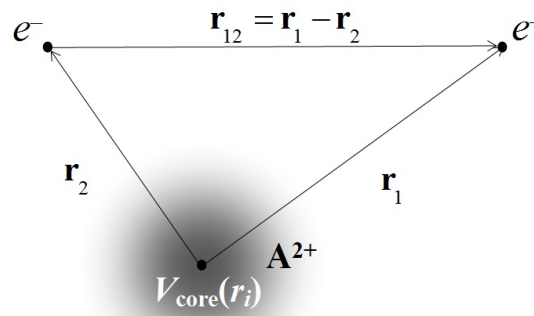
καταστάσεις. Αυτό έχει ως συνέπεια να υπάρχει μετατόπιση, σε σχέση με την ένταση του φωτός, της κινητικής ενέργειας με την οποία ανιχνεύονται τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια. Οι μικρής διάρκειας παλμοί laser είναι «περιορισμένοι κατά Fourier» (Fourier transform limited pulses), ισχύει δηλαδή ότι η διάρκειά τους  $\tau$  είναι αντιστρόφως ανάλογη του φασματικού τους εύρους  $\Delta\omega$ . Το μεγάλο φασματικό εύρος των παλμών laser παίζει σημαντικό ρόλο στην απορρόφηση φωτονίων κοντά στο δεύτερο κατώφλι ιονισμού. Για απορρόφηση περισσότερων από δέκα φωτόνια συνολικά το φασματικό εύρος πλησιάζει την ενέργεια του φωτονίου  $\approx 1.5$  eV και έτσι τα εύρη μεταξύ των διαδοχικών φωτονίων αρχίζουν να επικαλύπτονται. Η ισχυρή ένταση της δέσμης laser ευνοεί την απορρόφηση περαιτέρω αριθμού φωτονίων από τα τέσσερα τα οποία είναι απαραίτητα για τον απλό ιονισμό του ατόμου (φαινόμενο ATI) κάτι το οποίο και αναμένεται να αποτυπωθεί στα φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίων.

Όπως θα δούμε από τα φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίων που θα παρουσιαστούν στην παρούσα εργασία, για τόσο στενούς χρονικά παλμούς υπάρχει ένα όριο στην ένταση του φωτός το οποίο καθορίζει την επικράτηση της συσχέτισης μεταξύ των δυο ηλεκτρονίων. Για χαμηλές εντάσεις laser το σύστημα αποδιεγείρεται πέρα από τη βασική κατάσταση  $5s$  του ιόντος και στις διάφορες διεγερμένες καταστάσεις του ιόντος. Όπως διαπιστώθηκε για χαμηλές εντάσεις laser έχουμε απορρόφηση μέχρι και πέντε επιπλέον φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού, και αποδιέγερση του συστήματος πέρα από τη βασική στάθμη  $5s$  του ιόντος και στα  $5p_j$ ,  $6s$  και πιθανώς και στα  $6p_j$  επίπεδα του ιόντος. Με την αύξηση της έντασης της δέσμης ελαττώνεται η σημασία της ηλεκτρονιακής συσχέτισης και το σύστημα αρχίζει να συμπεριφέρεται σαν μονοηλεκτρονιακό και πλέον αποδιεγείρεται αποκλειστικά στη βασική στάθμη  $5s$  του ιόντος.

Καθώς το χρονικό εύρος του παλμού της δέσμης laser ελαττώνεται εμφανίζεται επιπλέον δομή στο φάσμα ενέργειας ηλεκτρονίων και διάφορες υπό-ομάδες ηλεκτρονίων οι οποίες και ονομάζονται συντονισμοί Freeman (Freeman resonances). Αυτές οι υπό-ομάδες δημιουργούνται λόγω του ότι δέσμιες αλλά και αρκετές διεγερμένες καταστάσεις έρχονται σε συντονισμό με το πεδίο σε κάποιο αριθμό φωτονίων διότι μετατοπίζονται κατά τη διάρκεια του παλμού κατά  $U_p$ .

## 1.1 Ατομική δομή ατόμων των Αλκαλικών Γαιών

Στην παρούσα εργασία ασχοληθήκαμε αποκλειστικά με άτομα των Αλκαλικών Γαιών τα οποία σχηματίζουν την «2η Ομάδα» χημικών στοιχείων στον Περιοδικό πίνακα. Τα στοιχεία αυτής της ομάδας διατηρούν κλειστούς τους εσωτερικούς φλοιούς (που δημιουργούν ένα διπλά φορτισμένο ιόν) και διαθέτουν δυο ηλεκτρόνια σθένους. Για το λόγο αυτό, αν και η συνολική Χαμιλτονιανή ενός οποιουδήποτε πολυηλεκτρονιακού ατόμου θα έπρεπε να περιλαμβάνει όλες τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ ηλεκτρονίων-πυρήνα και μεταξύ ηλεκτρονίων, ο θεωρητικός τους χειρισμός συνήθως απλοποιείται και η Χαμιλτονιανή τους, μοιάζει με αυτή του He.



**Σχήμα 1.1:** Συντεταγμένες για τον ορισμό της Χαμιλτονιανής των Αλκαλικών Γαιών.

Κάθε ηλεκτρόνιο έλκεται από το διπλά φορτισμένο ιόν και τα δυο ηλεκτρόνια απωθούν το ένα το άλλο. Υποθέτουμε ότι το διπλά φορτισμένο ιόν είναι τοποθετημένο στην αρχή των αξόνων και οι συντεταγμένες των ηλεκτρονίων είναι  $r_1$  και  $r_2$ . Σε αυτή την περίπτωση η Χαμιλτονιανή του ατόμου γράφεται (βλ. Σχήμα 1.1) (στο ατομικό σύστημα μονάδων  $m_e = \hbar = e = 1$ ):

$$H = H_1 + H_2 + \frac{1}{r_{12}} + H_{s-o} \quad (1.1.1\alpha)$$

όπου

$$H_i = -\frac{1}{2} \nabla_i^2 + V_{core}(r_i)$$

και όπου  $r_{12}=|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2|$  η απόσταση μεταξύ των δύο ηλεκτρονίων,  $H_{s-o}$  είναι ο όρος σπιν-τροχιάς που θα συζητήσουμε παρακάτω, ενώ ο σφαιρικά συμμετρικός όρος  $V_{core}(r_i)$  περιγράφει τη δυναμική ενέργεια αλληλεπίδρασης του ηλεκτρονίου  $i=1,2$  με το διπλά φορτισμένο ιόν. Η μοναδική διαφορά λοιπόν με τη Χαμιλτονιανή του He αφορά στον όρο  $V_{core}(r_i)$  ο οποίος και αντικαθιστά τον απλό όρο  $V(r_i)=-Z/r_i$  (που περιγράφει την έλξη κάθε ηλεκτρονίου από τον πυρήνα με πυρηνικό φορτίο  $Z=2$ ). Σε μικρές αποστάσεις ( $r_i \rightarrow 0$ ), ο όρος αυτός συμπεριφέρεται πράγματι ως  $-Z/r_i$  αλλά εδώ το πυρηνικό φορτίο είναι  $Z>2$ . Σε μεγάλες αποστάσεις ( $r_i \rightarrow \infty$ ) τείνει προς τη μορφή  $-Z_{eff}/r$ , όπου  $Z_{eff}=2$  είναι το ενεργό φορτίο του διπλού ιόντος. Για το  $V_{core}(r_i)$  επιλέγεται συχνά μια παραμετρική αναλυτική μορφή. Οι παράμετροι από τις οποίες εξαρτάται μπορούν να υπολογιστούν είτε από πρώτες αρχές (ab initio) μέσω της θεωρίας μεταβολών ή με προσαρμογή στα γνωστά ενεργειακά επίπεδα του απλού ιόντος (θεωρώντας δηλαδή μόνο το ένα από τα δύο ηλεκτρόνια σθένους) [Aymar 1996]. Γενικά δε, οι τιμές των παραμέτρων αυτών εξαρτώνται από τις στροφορμή των ηλεκτρονίων σθένους.

Ο όρος αλληλεπίδρασης σπιν-τροχιάς,

$$H_{s-o} = \sum_{i=1,2} \xi_i(\mathbf{l}_i, \mathbf{s}_i) \quad (1.1.2)$$

περιγράφει τη δυναμική ενέργεια της αλληλεπίδρασης της μαγνητικής ροπής λόγω της ιδιοστροφορμής (σπιν) του κάθε ηλεκτρονίου με το μαγνητικό πεδίο λόγω της κίνησης του γύρω από τον πυρήνα. Άλλες μαγνητικές αλληλεπιδράσεις όπως π.χ. η αλληλεπίδραση τροχιάς-τροχιάς ( $\mathbf{l}_i, \mathbf{l}_j$ ) ή η σπίν-σπίν ( $\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j$ ) είναι σημαντικά ασθενέστερες και συνήθως δεν λαμβάνονται υπόψη.

Τέλος, ο μη-σφαιρικά-συμμετρικός απωστικός όρος αλληλεπίδρασης μεταξύ των δύο ηλεκτρονίων σθένους,  $1/r_{12}$ , είναι υπεύθυνος για το γεγονός ότι η εξίσωση Schrödinger,

$$H\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)=E \cdot \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (1.1.3)$$

δεν λύνεται επακριβώς, είτε αναλυτικά είτε αριθμητικά, οπότε είμαστε αναγκασμένοι να καταφύγουμε σε προσεγγιστικές λύσεις. Σύμφωνα με μία από αυτές, αγνοούμε κατ' αρχήν τους όρους  $1/r_{12}$  και  $H_{s-o}$  και λύνουμε πρώτα τις δύο μονοηλεκτρονιακές εξισώσεις (1.1.1α). Λόγω της σφαιρικής συμμετρίας, οι εξισώσεις αυτές λύνονται εύκολα και όπως και για τα Υδρογονοειδή άτομα (η λύση είναι αριθμητική λόγω της προαναφερθείσας αντικατάστασης του  $-Z/r_i$  από το  $V_{core}$ ). Από τις λύσεις αυτές λαμβάνουμε μία προσεγγιστική τιμή της ενέργειας  $E$  (άθροισμα των δύο επιμέρους ενεργειών των δύο ηλεκτρονίων,  $E_1$

και  $E_2$ ) και της κυματοσυνάρτησης των ατόμου, η οποία λόγω της απαγορευτικής αρχής του Pauli πρέπει να είναι αντισυμμετρική και γράφεται,

$$\Psi_{tot}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_{\beta_1}(\mathbf{r}_1) & \psi_{\beta_1}(\mathbf{r}_2) \\ \psi_{\beta_2}(\mathbf{r}_1) & \psi_{\beta_2}(\mathbf{r}_2) \end{vmatrix} \quad (1.1.4)$$

ορίζοντας ως  $\psi_{\beta_i} = \phi_l(\mathbf{r}_i) \cdot \chi_i$ , με  $\phi_l(\mathbf{r}_i)$  την κυματοσυνάρτηση θέσης, η οποία αποτελεί λύση της Χαμιλτονιανής, και  $\chi_i$  την κυματοσυνάρτηση σπιν.

Τα ενεργειακά επίπεδα των ατόμων καθορίζονται από τους κβαντικούς αριθμούς  $n$ ,  $l$  και  $m$ , όπου  $n$  ο κύριος κβαντικός αριθμός και  $l$  ο κβαντικός αριθμός της τροχιακής στροφορμής ο οποίος είναι συνδεδεμένος με το συμβολισμό των ατομικών καταστάσεων. (s: ( $l=0$ ), p: ( $l=1$ ), d: ( $l=2$ ), f: ( $l=3$ ), g: ( $l=4$ ), h: ( $l=5$ )). Τέλος, ο κβαντικός αριθμός  $m$  ο είναι ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός, ο οποίος είναι ακέραιος. ( $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ).

Στη συνέχεια, οι δύο όροι που αρχικά αγνοήθηκαν λαμβάνονται υπ' όψη μέσω της θεωρίας διαταραχών ή και με το συνδυασμό της με διάφορες υπολογιστικές τεχνικές. Το ποιος από τους δύο όρους θα ληφθεί πρώτος υπ' όψη, εξαρτάται από τη σχετική ισχύ τους. Για «ελαφρά» άτομα μικρού ατομικού αριθμού  $Z$ , πρώτα λαμβάνουμε υπ' όψη την αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου  $1/r_{12}$ , ενώ για «βαριά» άτομα μεγάλου ατομικού αριθμού τον όρο σπιν-τροχιάς. Η σειρά αυτή επηρεάζει τον τρόπο με τον οποίο συζευγνύονται οι στροφορμές των δύο ηλεκτρονίων. Για τα άτομα μικρού ατομικού αριθμού (όπως είναι π.χ. το Mg) καταλληλότερη είναι η σύζευξη LS, όπου  $\mathbf{L}=\mathbf{l}_1+\mathbf{l}_2$ ,  $\mathbf{S}=\mathbf{s}_1+\mathbf{s}_2$  και η ολική στροφορμή είναι  $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$ . Ενώ στην αντίθετη περίπτωση (π.χ. άτομα Sr και Ba) καταλληλότερη είναι η σύζευξη jj όπου  $\mathbf{j}_1=\mathbf{l}_1+\mathbf{s}_1$ ,  $\mathbf{j}_2=\mathbf{l}_2+\mathbf{s}_2$ . Η ολική στροφορμή είναι:  $\mathbf{J}=\mathbf{j}_1+\mathbf{j}_2$ . Πρέπει όμως να τονιστεί ότι ακόμη και εντός του ιδίου ατόμου μπορεί να υπάρξουν μεταβολές του σχήματος σύζευξης. Όσο περισσότερο διεγερμένο είναι έστω και ένα από τα δυο ηλεκτρόνια σθένους, τόσο αυξάνεται η σημασία της σύζευξης jj.

Κεντρικής όμως σημασίας για την παρούσα διατριβή είναι ο όρος  $1/r_{12}$  και για να απλοποιήσουμε τη συζήτηση γύρω από αυτόν θα αγνοήσουμε το όρο σπιν τροχιάς (ή θα τον χειριστούμε στα πλαίσια της σύζευξης LS). Τότε, η θεωρία διαταραχών πρώτης τάξης, προβλέπει διορθώσεις της συνολικής ενέργειας κάθε διάταξης του ατόμου που γράφονται ως,

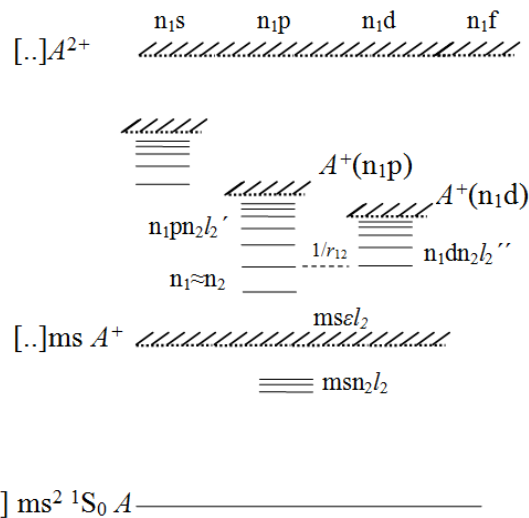
$$\Delta E^{(1)} = J \pm K \quad (1.1.5)$$

με το  $J > 0$  να συμβολίζει το γνωστό ολοκλήρωμα Coulomb (Coulomb integral) που μπορεί να ερμηνευθεί ως η αλληλεπίδραση μεταξύ των κατανομών φορτίων των δυο ηλεκτρονίων.



ων, ενώ το  $K$  είναι το ολοκλήρωμα εναλλαγής (exchange integral) το οποίο εκφράζει τη συχνότητα με την οποία δυο ηλεκτρόνια εναλλάσσουν τους κβαντικούς τους αριθμούς [Bethe 1957]. Και τα δυο ολοκληρώματα εξαρτώνται από το  $n$  και το  $l$  (όχι όμως από το  $m$ ). Το πρόσημο στη σχέση (1.1.5) εξαρτάται από το αν η κατάσταση έχει ολικό σπιν  $S=0$  ή 1. Επομένως οι καταστάσεις ορθο- ( $S=1$ ) θα έχουν χαμηλότερη ενέργεια από ότι οι παρα- ( $S=0$ ). Οι απλές και οι τριπλές καταστάσεις δεν είναι πλέον ενεργειακά εκφυλισμένες.

Η γενική μορφή του ενεργειακού διαγράμματος των Αλκαλικών Γαιών φαίνεται στο Σχήμα 1.2. Η αρχική κατάσταση είναι της μορφής  $ms^2\ ^1S_0$ . Στο ενεργειακό διάγραμμα παρουσιάζεται πλήθος σειρών που καταλήγουν σε κατώφλια χωρίς όμως την παρουσία εκφυλισμού όπως στο άτομο του Ηλίου. Η περιοχή του συνεχούς επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού είναι δομημένη. Μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι διαταρακτικές διορθώσεις του όρου  $1/r_{12}$  που είναι δεύτερης (ή μεγαλύτερης) τάξης και αυτό διότι αυτές δεν οδηγούν απλώς σε μεταβολή της ενέργειας μίας διάταξης, αλλά και στη λεγόμενη ανάμειξη διατάξεων.



**Σχήμα 1.2:** Γενική μορφή του ενεργειακού διαγράμματος των αλκαλικών γαιών. Με  $[..]$  συμβολίζουμε τους συμπληρωμένους υποφλοιούς.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.2 οι σειρές  $n_1dn_2l_2''$  διαταράσσουν τις σειρές  $n_1pn_2l_2'$  γιατί βρίσκονται στην ίδια ενεργειακή περιοχή. Οι καταστάσεις που μπορεί να αναμείξει ο όρος  $1/r_{12}$  έχουν αναγκαστικά την ίδια ολική ομοτιμία και ίδια ολική στροφορμή  $J$ . Επιπλέον κανόνες ανάμειξης εξαρτώνται από το σχήμα σύζευξης, π.χ. σε σύζευξη LS, αναμειγνύονται μόνο καταστάσεις ίδιου ολικού σπιν ( $\Delta S=0$ ). Επίσης, μέρος των κανόνων αυτών μπορούν να προβλεφθούν από την ανάπτυξη του όρου  $1/r_{12}$  σε πολυπολικό ανάπτυγμα,

$$\frac{1}{r_{12}} = \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{m=-q}^q \frac{4\pi}{2q+1} \cdot \frac{(r_{<})^q}{(r_{>})^{q+1}} Y_{qm}^*(1) Y_{qm}(2) \quad (1.1.6)$$

όπου  $Y_{q,m}$  οι σφαιρικές αρμονικές,  $r_{<}$  είναι το μικρότερο και  $r_{>}$  το μεγαλύτερο από τα  $r_1$  και  $r_2$ . Οι διαδοχικοί όροι για  $q=1$  (μονοπολικός),  $q=2$  (διπολικός),  $q=3$  (τετραπολικός) κλπ, είναι σταδιακά φθίνουσας σημασίας και οδηγούν, με τους δικούς του κανόνες σύζευξης ο καθένας, σε όλο και ασθενέστερη σύζευξη.

Ως παράδειγμα να αναφέρουμε ότι εάν μία κατάσταση χαρακτηρίζεται ως  $5s^2 \ ^1S_0$  πριν από την ανάμειξη διατάξεων, μετά από αυτή μπορεί να περιέχει συνεισφορές και από τις διατάξεις  $5p^2 \ ^1S_0$ ,  $4d^2 \ ^1S_0$ ,  $4d6d \ ^1S_0$  κλπ.

## 1.2 Καταστάσεις Σθένους και καταστάσεις Rydberg

Όταν ένα ηλεκτρόνιο ενός ατόμου βρίσκεται σε μια υψηλά διεγερμένη ενεργειακή στάθμη σημαίνει ότι βρίσκεται αρκετά μακριά από το φορτισμένο ιόν που απομένει με αποτέλεσμα οι ιδιότητες του ατόμου να μοιάζουν αρκετά με τις ιδιότητες του ατόμου του υδρογόνου. Αυτές οι καταστάσεις ονομάζονται καταστάσεις Rydberg. Μερικά από τα κύρια χαρακτηριστικά των ατόμων σε καταστάσεις Rydberg είναι οι μεγάλοι χρόνοι ζωής, το μεγάλο μέγεθος της κλασικής τροχιάς του διεγερμένου ηλεκτρονίου και η μεγάλη τους ευαισθησία ως προς την επίδραση των εξωτερικών ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων [Feneuille 1981].

Οι διάφορες στάθμες του ατόμου του υδρογόνου έχουν ενεργειακά:

$$E_n = IP_H - R_H/n^2 \quad (1.2.1)$$

όπου  $IP_H$  το δυναμικό ιονισμού του υδρογόνου,  $R_H$  η σταθερά Rydberg του υδρογόνου και  $n=1,2,3,\dots$  ο κύριος κβαντικός αριθμός.

Στην περίπτωση των Αλκαλίων, δηλαδή ατόμων με ένα ηλεκτρόνιο σθένους όπου τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια συμπληρώνουν αποκλειστικά κλειστούς φλοιούς ισχύει μια ανάλογη σχέση,

$$E_n = IP_{at} - R_{at}/(n-\mu_l)^2 \quad (1.2.2)$$

όπου  $IP_{at}$  και  $R_{at}$  το δυναμικό ιονισμού και η σταθερά Rydberg του ατόμου αντίστοιχα,  $\mu_l$  η κβαντική ατέλεια, η οποία αποτελεί μέτρο της εισχώρησης του διεγερμένου ηλεκτρονίου σθένους στην περιοχή του ιόντος και εξαρτάται από το  $l$ , και  $\nu_n = n - \mu_l$  ο ενεργός κβαντικός αριθμός. Οι παραπάνω σχέσεις περιγράφουν καταστάσεις ίδιας συμμετρίας που οι ηλε-

κτρονιακές τους διατάξεις διαφέρουν μόνο κατά τον κύριο κβαντικό αριθμό του μονοηλεκτρονιακού τροχιακού του ηλεκτρονίου σθένους.

Στην περίπτωση ατόμων με δυο ηλεκτρόνια σθένους εκτός των κλειστών φλοιών, όπως στην περίπτωση των Αλκαλικών Γαιών, μπορούν να είναι και τα δυο διεγερμένα, το ένα μακριά από το υπόλοιπο ιόν και το άλλο σε μια από τις πρώτες διεγερμένες καταστάσεις του ιόντος, της οποίας η ενέργεια είναι προφανώς το κατώφλι ιονισμού της αντίστοιχης σειράς. Στην πλειοψηφία τους αυτές οι σειρές είναι αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις. Σε αυτά τα άτομα η σχέση (1.2.2) βρίσκεται πάλι σε ισχύ μόνο που πλέον η τιμή της κβαντικής ατέλειας  $\mu$  παρουσιάζει έντονη μεταβολή σε κάποιες περιοχές ενεργειών. Αυτό οφείλεται στο ότι συνήθως υπάρχουν στην ίδια ενεργειακή περιοχή περισσότερες από μια σειρές Rydberg με την ίδια συμμετρία, οπότε, εάν μέλη από δυο τουλάχιστον διαφορετικές τέτοιες σειρές (που έχουν διαφορετικά δυναμικά ιονισμού) βρεθούν πολύ κοντά μεταξύ τους στις εν λόγω ενεργειακές περιοχές, η αλληλεπίδραση τους οδηγεί στην μεταξύ τους άπωση. Ας σημειωθεί ότι υπάρχουν και αλληλεπιδράσεις μεταξύ μελών διαφορετικών σειρών Rydberg που έχουν το ίδιο κατώφλι ιονισμού. Στην περίπτωση όμως αυτή, η μεταβολή της  $\mu$  είναι η ίδια σε όλα τα μέλη μιας σειράς.

Στον αντίποδα των καταστάσεων Rydberg υπάρχουν οι *καταστάσεις σθένους* όπου ο βαθμός διέγερσης των δύο ηλεκτρονίων είναι παραπλήσιος και, επακόλουθα, δεν μοιάζουν με τις υδρογονοειδείς. Οι ιδιότητες των καταστάσεων αυτών είναι πολύ διαφορετικές των καταστάσεων Rydberg, με κύριο χαρακτηριστικό την αποτυχία της (1.2.2) να προβλέψει τις ενεργειακές τους θέσεις αλλά και, κυρίως, την πολύ εντονότερη ανάμειξη μεταξύ των διαθέσιμων διατάξεων. Οι καταστάσεις σθένους βρίσκονται στο επίκεντρο της παρούσας διατριβής.

### **1.3 Ανάμειξη διάκριτων καταστάσεων με καταστάσεις του συνεχούς**

Κεντρικής σημασίας στην παρούσα διατριβή είναι οι περιπτώσεις όπου κάποιες, κατ' αρχήν δέσμιες, ατομικές καταστάσεις (γενικότερα διατάξεις), που αντιστοιχούν σε διέγερση τουλάχιστον δύο ηλεκτρονίων (εδώ τα δύο ηλεκτρόνια σθένους των ατόμων των Αλκαλικών Γαιών), βρίσκονται πάνω από το πρώτο δυναμικό ιονισμού του ατόμου (δηλαδή το κατώφλι πάνω από το οποίο το ένα ηλεκτρόνιο έχει ιονιστεί ενώ το άλλο βρίσκεται στη

θεμελιώδη του κατάσταση). Οι διατάξεις αυτές αναγκαστικά συνυπάρχουν με διατάξεις τους συνεχούς. Ο όρος  $1/r_{12}$  μπορεί να αναμείξει αυτές τις διατάξεις, οπότε και οι συνολική κυματοσυνάρτηση του ατόμου μπορεί να εμφανίζει τόσο δέσμιο όσο και συνεχή χαρακτήρα. Ως αποτέλεσμα το άτομο θα ιονιστεί, ακόμη και εάν είχε αρχικά προετοιμαστεί στη δέσμια διάταξη (εκτός και εάν προλάβει να αποδιεγερθεί ακτινοβολητικά, γεγονός σπάνιο). Στις περιπτώσεις αυτές η εφαρμογή της θεωρίας διαταραχών στην οποία αναφερθήκαμε παραπάνω είναι προβληματική και χρειάζεται μια ακριβέστερη μεθοδολογία. Η ιστορικά πρώτη συνεπής προσπάθεια περιγραφής του φαινομένου είναι αυτή του Fano, που δημοσιεύτηκε το 1961 [Fano 1961] και την οποία περιγράφουμε συνοπτικά παρακάτω.

Έστω λοιπόν μια κατ' αρχήν διάκριτη κατάσταση  $|\varphi\rangle$  με ενέργεια  $E_\varphi$  που είναι μεγαλύτερη από το πρώτο τουλάχιστον δυναμικό ιονισμού του συστήματος που εξετάζουμε (εδώ ενός ατόμου). Συνεπώς, στην ίδια ενεργειακή περιοχή, η  $|\varphi\rangle$  συνυπάρχει (εκφυλισμός) και θεωρούμε ότι αλληλεπιδρά με ένα συνεχές (καταστάσεις  $|E\rangle$ ) μέσω ενός μηχανισμού που περιγράφεται από έναν τελεστή  $V$ . Ο  $V$  (που στα άτομα είναι συνήθως ο  $1/r_{12}$ ) αναφέρεται σε έναν ενεργειακό όρο της συνολικής Χαμιλτονιανής  $H=H_0+ V$ . Για τη  $|\varphi\rangle$  προφανώς ισχύει ότι,

$$\langle\varphi|H_0|\varphi\rangle=E_\varphi, \quad (1.3.1)$$

( $H_0$  η Χαμιλτονιανή του ατόμου χωρίς να έχει ληφθεί ο όρος  $V$ ), ενώ για τις κυματοσυναρτήσεις του συνεχούς έχουμε,

$$\langle E'|H_0|E\rangle=\delta(E'-E). \quad (1.3.2)$$

Τέλος, η αλληλεπίδραση της διάκριτης κατάστασης και του συνεχούς εκφράζεται μέσω της σχέσης,

$$\langle\varphi|V|E\rangle=V_E. \quad (1.3.3)$$

Λόγω της ανάμειξης της  $|\varphi\rangle$  με τις  $|E\rangle$ , η κατάσταση του ατόμου  $|f\rangle$  γύρω από την ενέργεια  $E_\varphi$  είναι ένας γραμμικός συνδυασμός και των δύο, δηλαδή,

$$|f\rangle = \alpha(E)|\varphi\rangle + \int dE b_E(E)|E\rangle \quad (1.3.4)$$

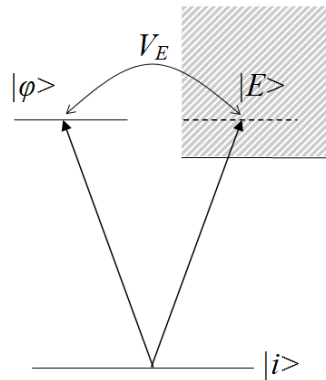
με  $\alpha(E)$  τον εξαρτώμενο από την ενέργεια συντελεστή της διάκριτης κατάστασης και  $b_E(E)$  τους αντίστοιχους συντελεστές των καταστάσεων  $|E\rangle$ . Ο Fano απέδειξε ότι ο  $\alpha(E)$  έχει τη μορφή μιας Λορεντζιανής που γράφεται ως,

$$|\alpha(E)|^2 = \frac{\Gamma / \pi}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (1.3.5)$$

όπου  $\Gamma=2\pi|V_E|^2/2$ , το ενεργειακό εύρος της περιοχής στη οποία διαχέεται ο χαρακτήρας της διακριτής κατάστασης  $|\varphi\rangle$ . Η ενεργειακή αβεβαιότητα  $\Delta E=2\Gamma$  οδηγεί σε ένα πεπερασμένο χρόνο ζωής,  $\tau=\hbar/\Delta E$ , εντός του οποίου το άτομο θα ιονιστεί, ακόμη και εάν προετοιμάστηκε αρχικά στο διακριτό μέρος  $|\varphi\rangle$  της  $|f\rangle$ . Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται *αυτοϊονισμός* και ο ρυθμός αυτοϊονισμού είναι,

$$1/\tau=2\Gamma \quad (1.3.6)$$

Όσο για την ενέργεια  $E_0$ , αυτή είναι μετατοπισμένη σε σχέση με την  $E_\varphi$  κατά μία ενεργειακή διόρθωση που οφείλεται στην αλληλεπίδραση  $V_E$ . Η διόρθωση αυτή όμως είναι μικρή και μπορούμε να θεωρήσουμε ότι  $E_0 \approx E_\varphi$ . Μια αντίστοιχη μικρή διόρθωση υφίσταται και η ίδια η  $|\varphi\rangle$ , αλλά εδώ θα την αγνοήσουμε και αυτή.



**Σχήμα 1.3:** Αλληλεπίδραση μεταξύ μια διακριτής κατάστασης και ενός ενεργειακού συνεχούς και η διεγερσή τους από μία αρχική κατάσταση.

Έστω τώρα ότι το σύστημα βρίσκεται αρχικά σε μία δέσμια κατάσταση  $|i\rangle$  και διεγείρεται στην κατάσταση  $|f\rangle$  (Σχήμα 1.3) μέσω ενός μηχανισμού που αντιστοιχεί σε έναν τελεστή διεγερσης  $\hat{T}$  (συνήθως πρόκειται για ακτινοβολητική μετάβαση αλλά εδώ μπορούμε να συμπεριλάβουμε και τις μεταβάσεις που προκαλούνται μέσω κρούσεων). Στην ίδια εργασία ο Fano απέδειξε ότι η ενεργός διατομή διεγερσης γράφεται στη μορφή,

$$\sigma = \sigma_E \frac{(\varepsilon + q)^2}{\varepsilon^2 + 1} \quad (1.3.7)$$

όπου  $\sigma_E$  η (θεωρούμενη ανεξάρτητη της ενέργειας) ενεργός διατομή αποκλειστικής διεγερσης του συνεχούς, που είναι ανάλογη του  $|\langle E | \hat{T} | i \rangle|^2$ , και

$$\varepsilon = \frac{E - E_0}{(\Gamma/2)}, \quad (1.3.8)$$

ενώ η λεγόμενη *παράμετρος Fano* ορίζεται από τη σχέση,

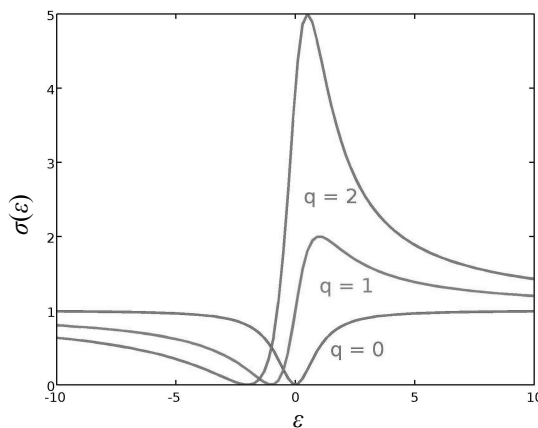
$$q \approx \frac{\langle \varphi | \hat{T} | i \rangle}{\pi V_E \langle E | \hat{T} | i \rangle}, \quad (1.3.9)$$

και θεωρείται σταθερή στη γειτονιά της  $E_0$ . Η  $q$  είναι μέτρο σύγκρισης της ισχύος των μεταβάσεων  $|i\rangle \rightarrow |\varphi\rangle$  και  $|i\rangle \rightarrow |E\rangle$ . Η σχέση (1.3.7) (γνωστή και ως προφίλ Beutler-Fano) σχεδιάζεται στο Σχήμα 1.4 για διάφορες τιμές της  $q$ . Διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις:

(i) Για  $q \rightarrow \infty$  η μετάβαση γίνεται ουσιαστικά από την  $|i\rangle$  αποκλειστικά στη  $|\varphi\rangle$  και το φασματικό προφίλ της διέγερσης δίνεται από τη Λορεντζιανή  $q^2/(1+\varepsilon^2)$ , με μέγιστο στο  $\varepsilon=0$  ( $E=E_0$ ) και πλήρες πλάτος στο μισό του μεγίστου (Full Width at Half Maximum-FWHM) ίσο με  $2\Gamma$ .

(ii) Για  $q=0$  έχουμε μετάβαση αποκλειστικά στο συνεχές και η σχέση (1.3.7), που τώρα είναι ανάλογη του  $\varepsilon^2/(\varepsilon^2+1)$ , εμφανίζει ένα συμμετρικό ελάχιστο μηδενικής διέγερσης στη θέση  $\varepsilon=0$ . Έχουμε λοιπόν στην περίπτωση αυτή ένα «παράθυρο διαφάνειας» του συστήματος και οι συντονισμοί αυτοί ονομάζονται ‘συντονισμοί παραθύρου’ (window resonances).

(iii) Για  $0 < q < \infty$  έχουμε συγκρίσιμα πλάτη διέγερσης στο διάκριτο και συνεχές τμήμα της  $|\varphi\rangle$ , με αποτέλεσμα την κβαντική συμβολή τους και, επακόλουθα, την εμφάνιση ασύμμετρων φασματικών γραμμών. Η (1.3.7) εμφανίζει ένα ελάχιστο μηδενικής διέγερσης στη θέση  $\varepsilon=-q$ . Το ελάχιστο θα εμφανιστεί σε ενέργειες μικρότερες ή μεγαλύτερες της  $E_0$ , ανάλογα με το εάν η παράμετρος  $q$  είναι θετική ή αρνητική, αντίστοιχα.



**Σχήμα 1.4:** Γραφική παράσταση της ενεργού διατομής διέγερσης για μια διακριτή κατάσταση που αλληλεπιδρά με ένα συνεχές (σχέση (1.3.7)), για διάφορες τιμές της παραμέτρου Fano  $q$ .

Παραπάνω θεωρήσαμε μία διάκριτη κατάσταση και ένα μόνο συνεχές. Ως αποτέλεσμα η ενεργός διατομή διέγερσης παρουσιάζει μηδενικό ελάχιστο. Εάν υπάρχουν και άλλα συνεχή τα οποία δεν αλληλεπιδρούν με τη διάκριτη κατάσταση τότε το ελάχιστο δεν θα είναι μηδενικό (ασύμφωνη υπέρθεση δύο φασμάτων). Ο χειρισμός της γενικότερης περι-

πτωσης δύο ή περισσότερων διάκριτων καταστάσεων και δύο ή περισσότερων συνεχών που μπορούν να είναι συζευγμένα ή όχι με τις διάκριτες καταστάσεις είναι αρκετά δυσκολότερη. Σήμερα όμως υπάρχουν ακριβέστερες θεωρίες περιγραφής των αλληλεπιδράσεων αυτών. Η γνωστότερη είναι η Πολυδιαυλική Θεωρία Κβαντικής Ατέλειας (Multichannel Quantum Defect Theory - MQDT) η οποία δεν χειρίζεται απομονωμένες καταστάσεις αλλά ολόκληρες σειρές Rydberg. Για την ακρίβεια, η MQDT χειρίζεται διαύλους (κανάλια) και ο όρος είναι δανεισμένος από τη θεωρία σκέδασης. Για την παρούσα συζήτηση είναι αρκετό να πούμε ότι ένα κανάλι ορίζεται ως μία σειρά Rydberg (κλειστό κανάλι {ή διάυλος}) μαζί με το αντίστοιχο συνεχές της (ανοικτό κανάλι), πάνω από το κατώφλι σύγκλησής της.

Σύμφωνα με την MQDT, ο χώρος όπου μπορεί να κινηθεί ένα ηλεκτρόνιο Rydberg χωρίζεται σε δύο τμήματα, το τμήμα του (απλά φορτισμένου) ιόντος και το τμήμα έξω από το ιόν (ακτίνας  $r_c$ ). Στο δεύτερο τμήμα ( $r \geq r_c$ ) θεωρούμε ότι το ηλεκτρόνιο Rydberg αισθάνεται μόνο το δυναμικό Coulomb και οι κυματοσυναρτήσεις των διαφόρων καναλιών είναι γνωστές αναλυτικά (αλλά με άγνωστα πλάτη και φάσεις). Αντίθετα, στο εσωτερικό του ιόντος το ηλεκτρόνιο Rydberg αλληλεπιδρά ισχυρά με τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια του ατόμου. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές αντανακλώνονται: (i) στις κβαντικές ατέλειες, που εκφράζουν την μετατόπιση όλων των ενεργειακών επιπέδων μιας σειράς σε σχέση με τα αντίστοιχα Υδρογονικά ενεργειακά επίπεδα, και (ii) σε παραμέτρους σύζευξης μεταξύ των καναλιών (διαθέσιμες σειρές Rydberg και συνεχή ίδιας συμμετρίας). Οι κβαντικές ατέλειες και οι παράμετροι σύζευξης είτε υπολογίζονται θεωρητικά μέσω της λύσης της εξίσωσης Schrödinger στην περιοχή  $r \leq r_c$  (μέσω πχ. της μεθόδου R-matrix [Aymar 1989]), είτε προσδιορίζονται ημιεμπειρικά μέσω παρεμβολής στα πειραματικά δεδομένα. Σε κάθε περίπτωση, αυτό που προσφέρει η MQDT είναι αναλυτικές σχέσεις των διαφόρων παρατηρήσιμων μεγεθών (φάσματα διέγερσης, γωνιακές κατανομές φωτοηλεκτρονίων κλπ) ως συνάρτηση της ενέργειας και των προαναφερθέντων παραμέτρων. Οι σχέσεις αυτές απορρέουν από τη γνωστή απαίτηση συνέχειας της κυματοσυνάρτησης και της πρώτης παραγώγου της στην ακτίνα του ιόντος, δηλαδή στο σημείο  $r=r_c$ .

Το Σχήμα 1.5(α) δείχνει ένα παράδειγμα γενίκευσης της θεωρίας του Fano από την MQDT για μία σειρά Rydberg (κλειστό κανάλι 1) που αλληλεπιδρά με ένα συνεχές (ανοικτό κανάλι 2), ενώ στην ίδια ενεργειακή περιοχή υπάρχει ένα ακόμη συνεχές με το οποίο δεν αλληλεπιδρά (ανοικτό κανάλι διαφορετικής συμμετρίας). Η σειρά Rydberg χαρακτηρίζεται από τη κβαντική ατέλεια  $\mu$  και τη σύζευξή της με το συνεχές 2 μέσω της σταθεράς

σύζευξης  $R$  ( $|R| \leq 1$ ). Επιπλέον, η διέγερση των τριών καναλιών από κάποια αρχική κατάσταση, περιγράφεται από τα τρία στοιχεία πίνακα  $D_1$ ,  $D_2$  και  $D_{BG}$ . Για αυτό το απλό παράδειγμα η MQDT προβλέπει μία ενεργό διατομή διέγερσης της μορφής,

$$\sigma \propto D_2^2 \frac{(\varepsilon + q)^2}{\varepsilon^2 + 1} + D_{BG}^2, \quad (1.3.10)$$

η οποία εμφανίζει μια φαινομενική ομοιότητα με την (1.3.7). Στην (1.3.10) όμως η ενεργειακή παράμετρος  $\varepsilon$  ορίζεται ως,

$$\varepsilon \equiv \frac{\tan[\pi(\nu + \mu)]}{R^2}, \quad (1.3.11)$$

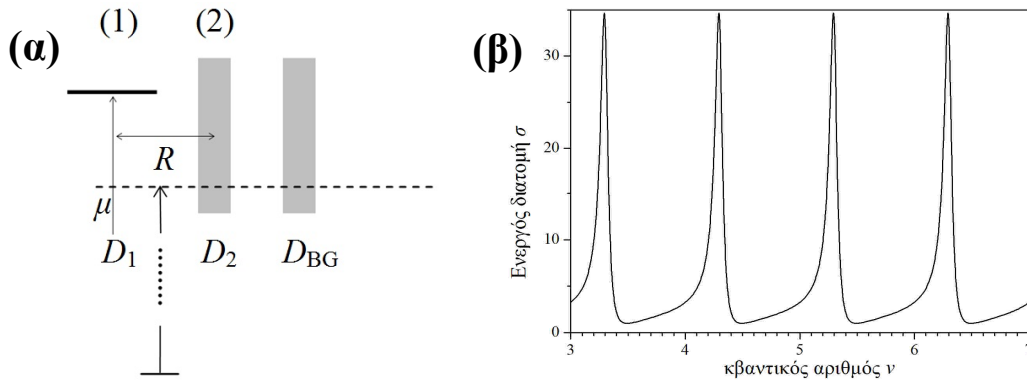
και αφορά το σύνολο της αυτοϊονιζόμενης σειράς Rydberg, μια και ο ενεργός κβαντικός αριθμός  $\nu$  θεωρείται συνεχής ενεργειακή μεταβλητή,  $\nu(E) = [Ryd/(IP-E)]^{1/2}$ . Επίσης, στη σχέση (1.3.10) η παράμετρος Fano ορίζεται ως

$$q \equiv -\frac{D_1}{RD_2} \quad (1.3.12)$$

και τα πλάτη αυτοϊονισμού δίνονται από την σχέση:

$$\Gamma_n \equiv \frac{4 \cdot Ryd}{\pi} \cdot \frac{R^2}{\nu_n^3}. \quad (1.3.13)$$

Το φάσμα διέγερσης φαίνεται στο Σχήμα 1.5(β) για κάποιες επιλεγμένες παραμέτρους που δίνονται στο λεζάντα του, ως συνάρτηση του  $\nu$  (ως προς τον οποίο τα διαδοχικά μέλη της σειράς είναι ισαπέχοντα).



**Σχήμα 1.5.** (α) Παράδειγμα γενίκευσης της θεωρίας Fano από την Πολυδιαυλική Θεωρία Κβαντικής Ατέλειας (MQDT). (β) Η ενεργός διατομή που προβλέπει η θεωρία MQDT. Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν αντιστοιχούν σε μερικές τυπικές τιμές για το άτομο του Sr το οποίο και μελετάται στην παρούσα διατριβή.  $IP=45932 \text{ cm}^{-1}$ ,  $Ryd=109736.63 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_1(4d_j)=60481.1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu=0.3$ ,  $R=0.35$ ,  $D_1=2$ ,  $D_2=1$ .

Όταν ο αριθμός των αλληλεπιδρώντων καναλιών είναι μεγάλος τα φάσματα μπορούν να εμφανίσουν τεράστια περιπλοκότητα. Το πλεονέκτημα της MQDT είναι ότι χειρίζεται



αυτή την περιπλοκότητα με άνεση, μέσω της εισαγωγής ενός σχετικά μικρού αριθμού παραμέτρων ( $\mu_i$ ,  $R_{ij}$  και  $D_i$ ,  $i,j=1,2,\dots, i\neq j$ ). Αργότερα, θα δώσουμε και ένα άλλο παράδειγμα της θεωρίας αυτής, που αφορά στις γωνιακές κατανομές των φωτοηλεκτρονίων.

## 1.4 Ακτινοβολητικές μεταβάσεις

### 1.4.1 Προσέγγιση ηλεκτρικής διπολικής αλληλεπίδρασης

Η Χαμιλτονιανή  $H$  ενός ατόμου που αλληλεπιδρά με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο είναι:

$$H=H_E+H_R+H_I \quad (1.4.1)$$

όπου  $H_E$  είναι η Χαμιλτονιανή του απομονωμένου ατόμου,  $H_R$  είναι η Χαμιλτονιανή του ακτινοβολητικού πεδίου και ο όρος  $H_I$  περιγράφει την μεταξύ τους αλληλεπίδραση [Loudon 1983].

$$H_I=H_{ED}+H_{EQ}+H_{MD}+ \text{άλλοι όροι μικρότερης σημασίας} \quad (1.4.2)$$

Ο όρος  $H_{ED}=\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  οφείλεται στην αλληλεπίδραση της ηλεκτρικής διπολικής ροπής του ατόμου  $\mathbf{d}$  με το ηλεκτρικό πεδίο της ακτινοβολίας  $\mathbf{E}$ , ενώ ο όρος  $H_{EQ}=-\mathbf{Q}\cdot\nabla\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  οφείλεται στην αλληλεπίδραση της ηλεκτρικής τετραπολικής ροπής του ατόμου  $\mathbf{Q}$  με την κλίση του ηλεκτρικού πεδίου της ακτινοβολίας στο σημείο  $\mathbf{r}$ . Ο όρος  $H_{MD}=-\mathbf{\mu}\cdot\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  οφείλεται στην αλληλεπίδραση της μαγνητικής διπολικής ροπής  $\mathbf{\mu}$  με το μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{B}$  της ακτινοβολίας.

Η ισχύς της ηλεκτρικής τετραπολικής και της μαγνητικής διπολικής αλληλεπίδρασης είναι της ίδιας τάξης μεγέθους. Αποδεικνύεται ότι και οι δυο παραπάνω όροι είναι ασθενέστεροι της ηλεκτρικής διπολικής αλληλεπίδρασης κατά ένα παράγοντα  $\alpha=1/137$ , ( $\alpha$  είναι η σταθερά λεπτής υφής) δηλαδή,

$$\frac{\langle H_{EQ} \rangle}{\langle H_{ED} \rangle} = \frac{\langle H_{MD} \rangle}{\langle H_{ED} \rangle} \approx \frac{1}{137} = \alpha \quad (1.4.4)$$

Είναι γνωστό πως ο ρυθμός μετάβασης μεταξύ δυο ατομικών καταστάσεων  $|\Psi_1\rangle \rightarrow |\Psi_2\rangle$  είναι ανάλογος του τετραγώνου του στοιχείου πίνακα  $\langle \Psi_1 | H_I | \Psi_2 \rangle$ . Στην περίπτωση που ο όρος  $\langle \Psi_1 | H_{ED} | \Psi_2 \rangle$  είναι διάφορος του μηδενός τότε, σύμφωνα με τα προηγούμενα, η συνεισφορά των υπόλοιπων όρων στην έκφραση της  $H_I$  μπορεί να αγνοηθεί. Η

παραπάνω προσέγγιση είναι γνωστή ως προσέγγιση ηλεκτρικής διπολικής αλληλεπίδρασης. Οι περισσότερες από τις ισχυρές ατομικές γραμμές απορρόφησης ή εκπομπής αφορούν ατομικές μεταβάσεις για τις οποίες το στοιχείο πίνακα της ηλεκτρικής διπολικής ροπής είναι μη-μηδενικό. Οι αλληλεπιδράσεις  $H_{EQ}$  και  $H_{MD}$  μπορούν να γίνουν σημαντικές (εφόσον η μετάβαση είναι επιτρεπτή ως προς κάποια από τις δυο) όταν  $\langle \Psi_1 | H_{ED} | \Psi_2 \rangle = 0$  και τότε λέγεται ότι η μετάβαση είναι απαγορευμένη ως προς την ηλεκτρική διπολική προσέγγιση.

## 1.4.2 Πολυφωτονικός ιονισμός

### 1.4.2.1 Εισαγωγή

Ο μονοφωτονικός ιονισμός του ατόμου, έχει παρατηρηθεί για διάφορες τιμές της συχνότητας  $\omega$  της ακτινοβολίας και έχει μελετηθεί σε διάφορες εργασίες [Sobel'man, 1979, Samson 1976]. Για να ισχύει ο μονοφωτονικός ιονισμός πρέπει να ισχύει η συνθήκη  $\hbar\omega > IP$  (όπου  $IP$  το δυναμικό ιονισμού του ατόμου). Χάρη στην κβαντική μηχανική έχει επιπλέον αποδειχθεί ότι ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να διεγερθεί στο συνεχές απορροφώντας αριθμό φωτονίων ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη  $N\hbar\omega > IP$ . Υποθέτουμε ότι ισχύει η διπολική προσέγγιση. Για να υπολογίσουμε πιθανότητες ή ρυθμούς μετάβασης ιονισμού χρησιμοποιούμε την χρονοεξαρτημένη θεωρία διαταραχών. Η θεωρία πρώτης τάξης μας δίνει απορρόφηση ενός φωτονίου, η δεύτερης τάξης απορρόφηση δεύτερου φωτονίου και η  $N$ -τάξης απορρόφηση  $N$  φωτονίων. Στην περίπτωση ισχυρού αλλά αργά μεταβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου (μικρή συχνότητα, μεγάλο μήκος κύματος), γνωρίζουμε ότι μπορεί να υπάρξει μια διαφορετική διαδικασία ιονισμού. Τότε το ηλεκτρόνιο μπορεί να διασχίσει ή να υπερπηδήσει το φράγμα δυναμικού Coulomb που έχει παραμορφωθεί από το εξωτερικό πεδίο (ιονισμός πάνω από το φράγμα δυναμικού ή ιονισμός μέσω φαινομένου σήραγγας). Το μέτρο της ισχύος είτε του πολυφωτονικού ιονισμού είτε του ιονισμού μέσω φαινομένου σήραγγας σε ένα πεδίο αυθαίρετης συχνότητας είναι η παράμετρος Keldysh [Keldysh 1965]

$$\gamma = [\omega \cdot (2 \cdot IP)^{1/2}] / E \quad (1.4.5)$$

η οποία είναι ένας συνδυασμός τριών παραμέτρων, δηλαδή το κατώφλι ιονισμού του ατόμου, τη συχνότητα  $\omega$  και το πλάτος  $E$  του μεταβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

Για  $\gamma \gg 1$ : ισχύει ότι ο ρυθμός ιονισμού  $W \propto E^{2N} \propto I^N$ , όπου  $N$  είναι ο αριθμός των φωτονίων που απορροφά το ηλεκτρόνιο με  $N = [(IP/\hbar\omega) + 1]$  και  $I (= E^2/2\varepsilon_0 c)$  η ένταση της ακτινοβολίας. Στην περίπτωση αυτή ο ιονισμός οφείλεται κατά κύριο λόγο σε πολυφωτονικές διαδικασίες.

Για  $\gamma \leq 1$ : επικρατεί το φαινόμενο του ιονισμού μέσω φαινομένου σήραγγας (tunneling effect).

Για  $\gamma \ll 1$ : επικρατεί το φαινόμενο του ιονισμού μέσω υπερπήδησης φράγματος (over the barrier).

#### 1.4.2.2 Μη-Συντονιστική πολυφωτονική περίπτωση

Περιορίζοντας τη συζήτηση στο φαινόμενο της πολυφωτονικής απορρόφησης ο ρυθμός μετάβασης από την αρχική δέσμια κατάσταση  $|i\rangle$  σε μια τελική κατάσταση  $|f\rangle$  μέσω της απορρόφησης  $N$  φωτονίων συχνότητας  $\omega$  δίνεται από τη σχέση [Delone 1984]

$$W_{if}^{(N)} = 2\pi \left| V_{if}^{(N)} \right|^2 \cdot \delta(\omega_{fi} - N\omega) \quad (1.4.6)$$

όπου

$$V_{if}^{(N)} = E^N \sum_{p,s,\dots,t} \frac{\langle f | \hat{e} \cdot \mathbf{d} | t \rangle \dots \langle s | \hat{e} \cdot \mathbf{d} | p \rangle \cdot \langle p | \hat{e} \cdot \mathbf{d} | i \rangle}{[\omega_{ti} - (N-1)\omega] \dots [\omega_{si} - 2\omega] \cdot [\omega_{pi} - \omega]} = E^N M_{if}^{(N)} \quad (1.4.7)$$

$\mathbf{d}$  ο τελεστής της ηλεκτρικής διπολικής ροπής,  $\hat{e}$  το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης του φωτός και  $\omega_{jk} = (E_j - E_k)/\hbar$ . Λαμβάνοντας υπόψη ότι  $I \propto E^2$  έχουμε

$$W_{if}^{(N)} \propto I^N \left| M_{if}^{(N)} \right|^2 \delta(\omega_{fi} - N\omega) \propto \sigma^{(N)} I^N \quad (1.4.8)$$

όπου  $\sigma^{(N)}$  είναι η ενεργός διατομή της μετάβασης εκφρασμένη σε  $\text{cm}^{2N} \text{s}^{N-1}$  και  $I$  η ένταση της ακτινοβολίας εκφρασμένη σε  $\text{φωτόνια} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Αν μια τελική κατάσταση  $|f\rangle$  ανήκει στο συνεχές, τότε αυτό που έχει φυσική σημασία είναι η πιθανότητα να βρεθεί το σύστημα σε μια περιοχή του ενεργειακού συνεχούς με ενέργεια μεταξύ  $E_f$  και  $E_f + dE_f$  [Delone 1984, Trahanas 1988] και όχι η πιθανότητα μετάβασης σε μια συγκεκριμένη κατάσταση  $f$  ενέργειας  $E_f$ . Με μετατροπή του αθροίσματος επί των τελικών καταστάσεων της σχέσης (1.4.6) σε ολοκλήρωμα έχουμε:

$$W_{if}^{(N)} = 2\pi \left| V_{if}^{(N)} \right|^2 \rho_f \Big|_{E_{fi} = N\hbar\omega} \quad (1.4.9)$$

όπου  $\rho_f = df/dE_f$  ο αριθμός των τελικών καταστάσεων ανά μονάδα ενεργειακού διαστήματος.

Στην περίπτωση που η τελική κατάσταση  $|f\rangle$  είναι αυτοϊονιζόμενη αποδεικνύεται ότι η ένταση της ακτινοβολίας και ο χρόνος αλληλεπίδρασης επηρεάζουν τα χαρακτηριστικά του φάσματος ιονισμού [Zoller 1984]. Στην προσέγγιση ασθενούς πεδίου, όπου ως ασθενές πεδίο στη συγκεκριμένη περίπτωση χαρακτηρίζεται ένα πεδίο το οποίο είναι σε θέση να προκαλέσει την πολυφωτονική μετάβαση  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$  αλλά όχι να προκαλέσει κορεσμό, η πιθανότητα μετάβασης ανά μονάδα χρόνου γράφεται ως,

$$W_{if}^{(N)} = 2\pi I^N |V_{if}^{(N)}|^2 \frac{(q^{(N)} + \varepsilon^{(N)})^2}{1 + \varepsilon^{(N)2}} \quad (1.4.10)$$

όπου  $V_{if}^{(N)}$  είναι το σύνθετο στοιχείο πίνακα που συνδέει την αρχική κατάσταση  $|i\rangle$  με μια από τις καταστάσεις  $|c\rangle$  του συνεχούς στην περιοχή της αυτοϊονιζόμενης κατάστασης (σχέση 1.3.3). Η ενεργειακή παράμετρος  $\varepsilon$  ορίζεται τώρα ως  $\varepsilon^{(N)} = [N \cdot \hbar\omega - (E_f - E_i)]/2\Gamma$  ενώ ο ορισμός της ενεργού παραμέτρου Fano,  $q^{(N)}$ , [Cohen 1990] είναι παρεμφερής με τον συνήθη (σχέση 1.3.9) με την αντικατάσταση των στοιχείων πίνακα των μεταβάσεων με τα αντίστοιχα πολυφωτονικά αλλά, επιπλέον, μπορεί να εξαρτάται και από την ένταση της ακτινοβολίας [Zoller1984].

#### 1.4.2.3 Συντονιστική περίπτωση

Όταν η ενέργεια ενός αριθμού φωτονίων  $K (< N)$  είναι κοντά στην ενέργεια της μετάβασης από μια αρχική κατάσταση  $|i\rangle$  σε μια συγκεκριμένη δέσμια κατάσταση  $|m\rangle$  τότε το φαινόμενο αυτό ονομάζεται  $K$ -φωτονική συντονιστική διέγερση, ενώ η διαδικασία ιονισμού από ένα τέτοιο ενδιάμεσο  $K$ -φωτονικό συντονισμό ονομάζεται συντονιστικός πολυφωτονικός ιονισμός. Τότε ο παρανομαστής  $|\omega_m - K\omega|$  στην εξίσωση (1.4.7) γίνεται πολύ μικρός (της τάξης του φυσικού φασματικού εύρους  $\gamma_m$  της κατάστασης  $|m\rangle$ ) και η θεωρία διαταραχών δεν μπορεί να εφαρμοστεί. Στην περίπτωση αυτή πρέπει να κάνουμε την αντικατάσταση  $\omega_m \rightarrow \omega_m - i \cdot \gamma_m/2$  γιατί πλέον η συνάρτηση Dirac δεν είναι ρεαλιστική [Delone 1975].

Αν περιοριστούμε στην περίπτωση όπου η πιθανότητα μετάβασης της ενδιάμεσης κατάστασης στο συνεχές είναι μεγαλύτερη από αυτή της διέγερσής της από την αρχική, ο

ρυθμός ιονισμού σε ένα ασθενές μονοχρωματικό πεδίο δίνεται από τον τύπο [Λιόντος 2007]:

$$W = \frac{W_{im} W_{mf}}{\Delta^2 + \gamma_m^2 / 4} \quad (1.4.11)$$

όπου  $\Delta = \hbar(\omega - \omega_{im})$  και οι ρυθμοί μετάβασης είναι:

$$W_{mf} = 2\pi |V_{mf}^{(N-K)}| \rho_E \quad (1.4.12)$$

και

$$W_{im} = |V_{im}^K| \quad (1.4.13)$$

Από την εξίσωση (1.4.11) μπορούμε να οδηγηθούμε στο συμπέρασμα ότι η μη-γραμμικότητα της διαδικασίας ως προς την ένταση της ακτινοβολίας είναι τάξης  $N$ . Η εξίσωση (1.4.11) όμως δεν ισχύει πάντα, αλλά όταν:

(i)  $W \cdot \tau \ll 1$ , ( $\tau$  είναι η χρονική διάρκεια της αλληλεπίδρασης) δηλαδή όταν ο ιονισμός δεν είναι σε κορεσμό.

(ii)  $\Delta E_{i,m} \ll \gamma_m$ , με  $\Delta E_{i,m}$  τις μεταβολές στην ενέργεια των επιπέδων  $i, m$  λόγω του δυναμικού φαινομένου Stark, στο οποίο θα αναφερθούμε παρακάτω.

Όσον αφορά στην επίδραση ενός ισχυρού εξωτερικού πεδίου τρεις είναι οι δυνατοί μηχανισμοί διαταραχής του ατομικού φάσματος [Delone, 1984].

i) Όταν η βασική κατάσταση είναι σε συντονισμό με μια ενδιάμεση κατάσταση προκαλείται διαχωρισμός του επιπέδου υπό συντονισμό σε δύο ενεργειακές ιδιοκαταστάσεις. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διαχωρισμός Rabi και ο όρος είναι δανεισμένος από το δυναμικό φαινόμενο Stark. Η ενεργειακή απόσταση των ιδιοκαταστάσεων καθορίζεται από το εύρος ιονισμού  $W_{mf}$ . Για  $K=1$  το εξωτερικό πεδίο καθίσταται ισχυρό ( $W_{im} \geq \gamma_m$ ) ακόμα και για μικρό πλάτος ηλεκτρικού πεδίου ( $\approx 10 - 10^2$  V/cm). Όσο το  $K$  μεγαλώνει, τόσο αυξάνει η αντίστοιχη τιμή για το πλάτος του πεδίου. Για  $K > 2$  είναι εξαιρετικά δύσκολο να παρατηρηθούν φαινόμενα διαχωρισμού λόγω πολυφωτονικού συντονισμού.

ii) Επάγεται ενεργειακή μετατόπιση  $\Delta E_i$  της βασικής κατάστασης και του ενδιάμεσου επιπέδου σε συντονισμό ( $\Delta E_m$ ) λόγω πολυφωτονικής μη-συντονιστικής αλληλεπίδρασης με το πεδίο μέσω άλλων ατομικών καταστάσεων (επίσης λόγω του δυναμικού φαινομένου Stark). Στην γενική περίπτωση είναι δύσκολο να καθοριστεί εάν ένα πεδίο είναι ισχυρό, δηλ εάν ισχύει  $\Delta E_{i,m} \geq \gamma_m$ . Το παραπάνω κριτήριο ικανοποιείται συνήθως για πλάτη πεδίων της τάξης του  $10^4 - 10^5$  V/cm.

iii) Επάγεται φασματική διαπλάτυνση λόγω ιονισμού του ενεργειακού επιπέδου σε συντονισμό. Ποσοτικά το φαινόμενο αυτό χαρακτηρίζεται επίσης από το εύρος ιονισμού  $W_{mf}$ . Στην πιο συνηθισμένη περίπτωση όπου  $N-K=1$  η εκτίμηση του πλάτους για την οποία το πεδίο μπορεί να θεωρηθεί ισχυρό, είναι περίπου  $10^4 - 10^5$  V/cm. Η τιμή αυτή είναι της ίδιας τάξης μεγέθους όπως και για την μετατόπιση λόγω δυναμικού φαινομένου Stark.

#### 1.4.2.4 Πολυηλεκτρονικός ιονισμός

Η αλληλεπίδραση του ατόμου με το πεδίο της δέσμης laser μπορεί να οδηγήσει και στον πολυηλεκτρονικό ιονισμό του ατόμου. Ο πολλαπλός ιονισμός ενός ατόμου μπορεί να επιτευχθεί με διάφορους τρόπους. Ο πρώτος ονομάζεται *διαδοχικός πολλαπλός ιονισμός* όπου επάγεται πρώτα ο σχηματισμός του απλού ιόντος κατά τη διάρκεια του ίδιου παλμού και η περαιτέρω απορρόφηση φωτονίων οδηγεί το ιόν σε περαιτέρω ιονισμό. Για την περίπτωση του διπλού ιόντος η συνολική πιθανότητα ιονισμού είναι ίση με το γινόμενο των δυο μεταβάσεων, δηλ.  $W_{tot}=W_{0\rightarrow 1}\cdot W_{1\rightarrow 2}$ . Μία ενδιαφέρουσα υποπερίπτωση του *διαδοχικού* πολλαπλού ιονισμού είναι αυτή όπου στο πρώτο στάδιο το σύστημα δεν ιονίζεται μόνο αλλά ταυτόχρονα διεγείρεται. Στην περίπτωση που ο αριθμός των απορροφούμενων φωτονίων είναι αρκετά μεγάλος τότε πέραν της διαφυγής ενός ηλεκτρονίου από το άτομο είναι πιθανό η περίσσεια ενέργειας να οδηγήσει σε διέγερση του ιόντος. Στη συνέχεια του παλμού το σύστημα είναι πιθανό να ιονιστεί περαιτέρω από τη διεγερμένη κατάσταση με επιπλέον απορρόφηση φωτονίων.

Μια άλλη διαδικασία η οποία μπορεί να προκαλέσει τον πολυηλεκτρονικό ιονισμό ενός ατόμου είναι ο *απευθείας πολλαπλός ιονισμός*, δηλαδή η ταυτόχρονη διαφυγή ενός αριθμού ηλεκτρονίων. Σε αυτή την περίπτωση η απορρόφηση ενός συγκεκριμένου αριθμού φωτονίων μπορεί να οδηγήσει το άτομο στο διπλό συνεχές είτε απευθείας είτε συντονιστικά μέσω της μετάβασης του σε αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις.

#### 1.4.3 Ιονισμός επάνω από το κατώφλι του πρώτου δυναμικού ιονισμού

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό της αλληλεπίδρασης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου και του ατόμου είναι ο ιονισμός επάνω από το κατώφλι του πρώτου δυναμικού ιονισμού. Στην περίπτωση αυτή έχουμε μια διαδικασία πολυφωτονικής απορρόφησης κατά την ο-

ποία το άτομο απορροφά περισσότερα φωτόνια από τον ελάχιστο αριθμό που απαιτείται για να ιονιστεί. Εφόσον στη συνέχεια το σύστημα αποδιεγερθεί στη βασική στάθμη ms του ιόντος τότε το φαινόμενο καλείται Above threshold Ionization – ATI. Αν το σύστημα αποδιεγερθεί σε κάποια από τις διεγερμένες καταστάσεις του ιόντος καλείται Above threshold Absorption – ATA. Στην πρώτη περίπτωση η αλληλεπίδραση του ηλεκτρονίου με το δυναμικό του ατόμου είναι πολύ ασθενέστερη από αυτή με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο laser. Η εξέλιξη του συστήματος αντιμετωπίζεται χρησιμοποιώντας τις καταστάσεις Volkov [Volkov 1935] (καταστάσεις που περιγράφουν την κίνηση ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου παρουσία ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου). Σύμφωνα με τον Reiss [Reiss 2005], με τη βοήθεια των καταστάσεων Volkov ως αρχικών καταστάσεων του συστήματος άτομο + πεδίο laser, μπορεί να κατασκευαστεί μια αντίστροφη θεωρία διαταραχών στην οποία το ρόλο της διαταραχής έχει το ατομικό δυναμικό. Σε αυτήν την περίπτωση ο ρυθμός ιονισμού είναι της μορφής  $\Gamma_{N+k} = \sigma^{(k)}_N \cdot I^{N+k}$ , όπου  $\sigma^{(k)}_N$  είναι η ενεργός διατομή απορρόφησης k αριθμού φωτονίων περισσότερα από τα N που είναι απαραίτητα για τον ιονισμό του συστήματος. Για την περίπτωση φαινομένου ATI, αν αγνοήσουμε την αλληλεπίδραση του ελεύθερου ηλεκτρονίου με το H/M κύμα η κινητική ενέργεια του είναι:

$$K=(N+k)\hbar\omega-IP \quad (1.4.14)$$

Το ελεύθερο ηλεκτρόνιο όμως, καθώς διαφεύγει από την περιοχή της αλληλεπίδρασης των ατόμων με την ακτινοβολία, συνεχίζει να αλληλεπιδρά με το H/M πεδίο. Αποτέλεσμα αυτής της αλληλεπίδρασης είναι η άσκηση δύναμης Lorentz της μορφής  $-\nabla \cdot U_p$ . Η ενέργεια  $U_p$  ονομάζεται ενέργεια ponderomotive και δίνεται από τη σχέση [Freeman 1991].

$$U_p=e^2|\mathbf{E}|^2/4m\omega^2 \quad (1.4.15)$$

ή [Bucksbaum 1975]

$$U_p=(2e^2/cm\epsilon_0)\times I/4\omega^2 \quad (1.4.16)$$

ή ακόμη (χρησιμοποιώντας ατομικές μονάδες),

$$U_p=I/4\omega^2 \quad (1.4.17)$$

Η ενέργεια ponderomotive πολλές φορές θεωρείται ως ένα είδος δυναμικής ενέργειας της οποίας η τιμή εξαρτάται από την τοπική ένταση της δέσμης laser. Η ολική ενέργεια του ηλεκτρονίου χωρίζεται σε δύο μέρη, την ενέργεια ponderomotive και την κινητική ενέργεια κατά την κατεύθυνση της κίνησης, δηλαδή:

$$E_{ολ} = U_p + \frac{1}{2}m\langle v \rangle^2 \quad (1.4.18)$$

Οι αγκύλες στην σχέση (1.4.16) εκφράζουν τη χρονική μέση τιμή σε έναν πλήρη οπτικό κύκλο.

Πολύ σημαντικό ρόλο παίζει η χρονική διάρκεια του παλμού της δέσμης laser. Αμέσως μετά της απελευθέρωσή του ηλεκτρονίου από το άτομο, μέρος της ενέργειας με την οποία απελευθερώθηκε μετατρέπεται σε δυναμική ενέργεια ponderomotive. Κατά την διαδρομή του στο χώρο του πεδίου το ηλεκτρόνιο επανακτά μέρος της ενέργειας αυτής ως κινητικής. Σε διαδικασίες με φαρδείς παλμούς laser (~ns) το ηλεκτρόνιο έχει κατά την έξοδό του από την περιοχή ύπαρξης του πεδίου (περιοχή αλληλεπίδρασης) επανακτήσει πλήρως την αρχική του ενέργεια, η οποία δίνεται από τη σχέση (1.4.14), και ανιχνεύεται με αυτήν.

Αντίθετα, εάν οι παλμοί laser είναι χρονικά στενοί (της τάξης των fs) το ηλεκτρόνιο κατά την έξοδό του από την περιοχή αλληλεπίδρασης δεν προλαβαίνει να επιταχυνθεί αρκετά ώστε να αναπληρώσει πλήρως την προηγούμενη απώλεια της κινητικής ενέργειας  $\sim U_p$ . Σε αυτή την περίπτωση ο όρος  $U_p$  πρέπει να ληφθεί υπόψη και η κινητική ενέργεια με την οποία ανιχνεύονται τα ηλεκτρόνια δίνεται από τη σχέση:

$$K=(N+k)\cdot\hbar\omega-(IP+\alpha\cdot U_p) \quad (1.4.19)$$

όπου ο αριθμητικός παράγοντας  $\alpha\sim 1$ .

Σύμφωνα με τον Freeman [Freeman 1987] καθώς το χρονικό εύρος του παλμού της δέσμης laser ελαττώνεται εμφανίζονται διάφορες υπό-ομάδες ηλεκτρονίων οι οποίες και ονομάζονται συντονισμοί Freeman (Freeman resonances). Αυτές οι υπό-ομάδες δημιουργούνται λόγω του ότι δέσμιες αλλά και αρκετές διεγερμένες καταστάσεις έρχονται σε συντονισμό με το πεδίο σε κάποιο αριθμό φωτονίων διότι μετατοπίζονται κατά τη διάρκεια του παλμού κατά  $\sim U_p$ .

Αυτές οι υπό-ομάδες ηλεκτρονίων εμφανίζονται στο φάσμα ενεργειών με ενέργεια που δίνεται από τη σχέση:

$$E=(N+k)\hbar\omega-(IP+K\hbar\omega-E_i) \quad (1.4.20)$$

όπου  $E_i$  η ενέργεια της ενδιάμεσης δέσμιας κατάστασης, και  $K$  ο αριθμός των φωτονίων που χρειάζονται για τη διέγερσή της.



#### 1.4.4 Δυναμικό φαινόμενο Stark

Υπό την επίδραση ενός αρμονικά μεταβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου έντασης  $I$ , η ενέργεια  $E_n$  της ατομικής κατάστασης  $|n\rangle$  μεταβάλλεται κατά  $\Delta E_n$ . Μακριά από μονοφωτονικούς συντονισμούς της υπ' όψη κατάστασης με άλλες καταστάσεις και για σχετικά χαμηλή ένταση ακτινοβολίας, η μετατόπιση  $\Delta E_n$  μπορεί να υπολογιστεί μέσω της χρονοεξαρτημένης θεωρίας διαταραχών δεύτερης τάξης [Λιόντος 2007] και γράφεται ως,

$$\Delta E_n = a_n(\omega) \cdot I \propto \sum_{k \neq n} |d_{nk}|^2 \left\{ \frac{1}{\omega_n - \omega_k - \omega} + \frac{1}{\omega_n - \omega_k + \omega} \right\} \quad (1.4.21)$$

όπου  $a_n(\omega)$  η δυναμική διπολική πολωσιμότητα της κατάστασης  $|n\rangle$ ,  $\omega_j = E_j/\hbar$  και  $d_{nk}$  τα στοιχεία πίνακα του τελεστή διπολικής ροπής μεταξύ των καταστάσεων  $|n\rangle$  και  $|k\rangle$ . Προβλέπεται λοιπόν ότι η μετατόπιση  $\Delta E_n$  είναι ανάλογη της έντασης  $I$  ( $\propto |E|^2$  - τετραγωνικό δυναμικό φαινόμενο Stark). Σημειώστε επίσης ότι το πρόσημο της  $a_n(\omega)$ , άρα και της  $\Delta E_n$ , εξαρτάται από τα πρόσημα των παρονομαστών της (1.4.21) και μάλιστα μπορεί να αλλάξει καθώς μεταβάλλεται η συχνότητα της ακτινοβολίας  $\omega$ . Είναι επίσης προφανές ότι εάν οποιοσδήποτε από τους παρονομαστές της (1.4.21) μηδενίζεται (συντονισμοί) η σχέση αυτή δεν ισχύει, εκτός και εάν ληφθούν υπ' όψη τα πεπερασμένα φυσικά πλάτη των καταστάσεων και πραγματοποιήσουμε τις αντικαταστάσεις  $\omega_j \rightarrow \omega_j - i\gamma_j$ . Ακόμη και τότε όμως η (1.4.21) δεν είναι αρκετά ακριβής και πρέπει να αναζητηθεί μία άλλη μέθοδος προσδιορισμού της μετατόπισης  $\Delta E_n$ .

Στις περιπτώσεις ύπαρξης συντονισμών και μεγάλης έντασης ακτινοβολίας, μπορούμε να έχουμε πιο αξιόπιστα αποτελέσματα εάν θεωρήσουμε το ενιαίο κβαντικό σύστημα άτομο+H/M πεδίο. Η ενέργεια ενός τέτοιου συστήματος αποτελείται από την ενέργεια του μεταβαλλόμενου πεδίου, την ενέργεια του ατόμου και την ενέργεια της μεταξύ τους αλληλεπίδρασης. Η τελευταία εκφράζεται μέσω του τελεστή ηλεκτρικής διπολικής ροπής  $-\mathbf{d} \cdot |\mathbf{E}|$  ( $|\mathbf{E}|$  είναι το πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου). Για να απλοποιήσουμε τη συζήτηση θα θεωρήσουμε ένα ατομικό σύστημα δύο μόνο καταστάσεων με αδιατάρακτες ενέργειες  $E_1$  και  $E_2 > E_1$ . Από την άλλη μεριά, το πεδίο έχει  $N$  φωτόνια συχνότητας  $\omega$  όταν το άτομο έχει ενέργεια  $E_1$  και  $N-1$  φωτόνια όταν το άτομο έχει ενέργεια  $E_2$ . Προφανώς οι καταστάσεις  $(E_1, N)$  και  $(E_2, N-1)$  του ενιαίου συστήματος είναι αρχικά εκφυλισμένες, με κοινή ενέργεια  $\mathcal{E} = E_1 + N\hbar\omega = E_2 + (N-1)\hbar\omega$ . Λαμβάνοντας υπ' όψη και την αλληλεπίδραση ατόμου και πε-

δίου, ο εκφυλισμός αίρεται και οι δύο νέες μη-εκφυλισμένες καταστάσεις του ενιαίου συστήματος δίνονται από τις σχέσεις [Bonch 1967],

$$E_{\pm} = \frac{(2N+1)\hbar\omega}{2} \pm \sqrt{((E_1 - E_2 - \hbar\omega)^2 + |\hbar\Omega_{12}|^2)} \quad (1.4.22\alpha)$$

$$E_{\pm} = \frac{(2N-1)\hbar\omega}{2} \pm \sqrt{((E_1 - E_2 + \hbar\omega)^2 + |\hbar\Omega_{12}|^2)} \quad (1.4.22\beta)$$

όπου

$$\Omega_{12} = |\mathbf{E}| \cdot \mathbf{d}_{12} / \hbar \quad (1.4.23)$$

είναι η συχνότητα Rabi. Όσον αφορά στα ατομικά επίπεδα, αυτά αποδεικνύεται ότι (i) για ασθενή πεδία/χαμηλές εντάσεις ακτινοβολίας ( $|\hbar\Omega_{12}| \ll |E_1 - E_2 - \hbar\omega|$ ) απομακρύνονται το ένα από το άλλο γραμμικά με την ένταση. Συνεπώς, ισχύει ότι  $\Delta E_{1,2} \propto I$ , όπως και στην παραπάνω διαταρακτική περιγραφή του τετραγωνικού φαινομένου Stark. (ii) για ισχυρά πεδία/μεγάλες εντάσεις ακτινοβολίας ( $|\hbar\Omega_{12}| \gg |E_1 - E_2 - \hbar\omega|$ ) οι ενέργειες των δύο ατομικών επιπέδων γράφονται ως,

$$E'_1 \cong E_1 - \frac{\hbar\Omega_{12}}{2} \quad (1.4.24\alpha)$$

$$E'_2 \cong E_2 + \frac{\hbar\Omega_{12}}{2}. \quad (1.4.24\beta)$$

Συνεπώς, η μετατόπιση κάθε επιπέδου είναι ανάλογη της συχνότητας Rabi. Με τη σειρά της η συχνότητα Rabi είναι ανάλογη του πλάτους του πεδίου ή ανάλογη της ρίζας της έντασης ( $\Delta E_{1,2} \propto I^{1/2}$ , γραμμικό δυναμικό φαινόμενο Stark). Ως αποτέλεσμα αυτού, η μετατόπιση των επιπέδων εμφανίζει σε μεγάλες εντάσεις συμπεριφορά «κορεσμού», σε σχέση με τη συμπεριφορά της σε χαμηλές εντάσεις.

Η άρση του εκφυλισμού  $E \rightarrow E_{\pm}$  και η επακόλουθη ενεργειακή μετατόπιση των ατομικών επιπέδων ονομάζεται διαχωρισμός Rabi (Rabi splitting). Για να παρατηρηθεί το φαινόμενο απαιτείται συνήθως και ένα πεδίο δείκτης (probing field), εκτός αυτού που προκαλεί τη μετατόπιση (πεδίο ένδυσης, dressing field). Ανάλογα με το πείραμα, μπορούν να παρατηρηθούν μια, δυο ή ακόμα και τρεις φασματικές γραμμές. Κατά τη παρούσα διατριβή το φαινόμενο μελετήθηκε στο Mg ως συνάρτηση της συχνότητας και της έντασης του πεδίου ένδυσης, ενώ ως πεδίο δείκτης χρησιμοποιήθηκε ο ανιχνευόμενος ιοντικός φθορισμός.

Όταν στο φαινόμενο εμπλέκονται περισσότερα του ενός ενεργειακά επίπεδα του ατόμου, η μελέτη των ενεργειακών τους μετατοπίσεων είναι περίπλοκη. Στις περιπτώσεις αυ-

τές μπορούν να εφαρμοστούν άλλες θεωρητικές μεθοδολογίες, όπως πχ ο φορμαλισμός του πίνακα πυκνότητας [Boyd 2003].

### 1.4.5 Κανόνες επιλογής

#### 1.4.5.1 Γενικές παρατηρήσεις

Ο ρυθμός μιας μετάβασης εξαρτάται από τους κανόνες επιλογής επί των διαφόρων κβαντικών αριθμών των καταστάσεων οι οποίοι αντανακλούν τις αρχές διατήρησης συγκεκριμένων μεγεθών που συνδέονται με τις ιδιότητες συμμετρίας του ατομικού συστήματος. Η εφαρμογή των κανόνων επιλογής ως προς τον κβαντικό αριθμό  $M$  της προβολής της ολικής στροφορμής σε κάποιο άξονα κβάντωσης (δηλαδή μιας προτιμητέας διεύθυνσης στο χώρο) απαιτεί την κατάλληλη επιλογή του άξονα αυτού. Εάν οι μεταβάσεις πραγματοποιούνται υπό την παρουσία κάποιου στατικού ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου τότε ως άξονας κβάντωσης επιλέγεται η διεύθυνση του πεδίου. Στην περίπτωση που οι μεταβάσεις πραγματοποιούνται χωρίς την ύπαρξη κάποιου στατικού ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου ως άξονας κβάντωσης πρέπει να επιλέγεται η διεύθυνση του διανύσματος πόλωσης του φωτός όταν αυτό είναι γραμμικά πολωμένο ή η διεύθυνση διάδοσης του φωτός όταν αυτό είναι κυκλικά πολωμένο [Delone 1975]. Τέλος, εάν σε ένα άτομο η σύζευξη των στροφορμών είναι ενδιάμεση δηλαδή δεν μπορεί να περιγραφεί μέσω ενός από τα γνωστά μοντέλα σύζευξης (LS, LK, JK, jj) [Cowan 1981] οι μόνοι κβαντικοί αριθμοί στους οποίους μπορούν να επιβληθούν αξιόπιστοι κανόνες επιλογής για μηδενικό στατικό εξωτερικό πεδίο είναι οι  $J$ ,  $M$  και η ομοτιμία.

#### 1.4.5.2 Κανόνες Μονοφωτονικών μεταβάσεων

Εάν ο τελεστής αλληλεπίδρασης είναι ο διπολικός και υπολογιστούν τα στοιχεία πίνακα της μετάβασης που προκαλεί η διαταραχή αυτή, τότε αποδεικνύεται ότι οι επιτρεπτές μονοφωτονικές μεταβάσεις υπακούουν στους παρακάτω κανόνες επιλογής. [Cowan 1981].

- (i) Αλλαγή ομοτιμίας
- (ii)  $\Delta J=0, \pm 1$  με τη μετάβαση  $J=0 \rightarrow J'=0$  εάν  $\Delta J=0$  να είναι απαγορευμένη
- (iii)  $\Delta M=0$  με τη μετάβαση  $M=0 \rightarrow M'=0$  εάν  $\Delta J=0$  να είναι απαγορευμένη για γραμμικά πολωμένο φως

- (iv)  $\Delta M = +1$  εάν το φως είναι δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο
  - (v)  $\Delta M = -1$  εάν το φως είναι αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένο
- όπου  $J, J'$  είναι οι κβαντικοί αριθμοί της ολικής στροφορμής και  $M, M'$  οι μαγνητικοί κβαντικοί αριθμοί της αρχικής και τελικής κατάστασης αντίστοιχα.

#### 1.4.5.3 Κανόνες Πολυφωτονικών μεταβάσεων (ανά φωτόνιο)

Οι παραπάνω κανόνες μπορούν να γενικευθούν για να περιγράψουν πολυφωτονικές μεταβάσεις [Delone 1984, Cook 1978].

- (i) Αλλαγή ομοτιμίας
- (ii)  $\Delta J = 0, \pm 1$ , με  $\alpha$  με τη μετάβαση  $J=0 \rightarrow J'=0$  εάν  $\Delta J=0$  να είναι απαγορευμένη και  $\beta$  με τη μετάβαση  $M=0 \rightarrow M'=0$  εάν  $\Delta J=0$  να είναι απαγορευμένη.
- (iii)  $\Delta M = 0$  εάν το φως είναι γραμμικά πολωμένο παράλληλα στον άξονα κβάντωσης
- (iv)  $\Delta M = \pm 1$  εάν το φως είναι γραμμικά πολωμένο κάθετα στον άξονα κβάντωσης
- (v)  $\Delta M = +1$  εάν το φως είναι δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο
- (vi)  $\Delta M = -1$  εάν το φως είναι αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένο

#### 1.4.5.4 Ταυτόχρονες μεταβάσεις δυο ηλεκτρονίων

Στην περίπτωση μονοφωτονικών μεταβάσεων ο ρυθμός μετάβασης από μια αρχική σε μια τελική κατάσταση θα εξαρτάται από το αντίστοιχο στοιχείο πίνακα.

$$\langle nl | \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{d} | n'l' \rangle = d_k \delta_{l,l' \pm 1}$$

όπου εδώ, με  $\mathbf{d}$  συμβολίζουμε τον τελεστή της συνολικής ηλεκτρικής διπολικής ροπής ενός ατόμου με  $Z$  ηλεκτρόνια. Η σχέση αυτή δημιουργεί έναν επιπλέον κανόνα επιλογής,  $\Delta l = \pm 1$ . Στην περίπτωση όμως που οι διατάξεις της αρχικής και τελικής κατάστασης διαφέρουν κατά τους αριθμούς  $n, l$  δυο ηλεκτρονίων, τότε ο ρυθμός μετάβασης εξαρτάται από το στοιχείο πίνακα.

$$\begin{aligned} \langle n_1 l_1 n_2 l_2 | \sum_{i=1}^2 \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{d}_i | n'_1 l'_1 n'_2 l'_2 \rangle &= \langle n_1 l_1 | \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{d} | n'_1 l'_1 \rangle \langle n_2 l_2 | n'_2 l'_2 \rangle + \langle n_2 l_2 | \hat{\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \mathbf{d} | n'_2 l'_2 \rangle \langle n_1 l_1 | n'_1 l'_1 \rangle \\ &= d_2 \delta_{l_2, l'_2 \pm 1} S_{n_1 l_1 n'_1 l'_1} \delta_{l_1 l'_1} + d_1 \delta_{l_1, l'_1 \pm 1} S_{n_2 l_2 n'_2 l'_2} \delta_{l_2 l'_2}. \end{aligned}$$

Παρατηρούμε ότι είναι δυνατόν να έχουμε διέγερση δυο ηλεκτρονίων με ένα φωτόνιο έστω και μέσω ενός μονοηλεκτρονιακού τελεστή όπως αυτού της ηλεκτρικής διπολικής

ροπής και σε απουσία ανάμειξης διατάξεων, επειδή τα μονοηλεκτρονιακά ολοκληρώματα  $S_{n_l m_l i_l}$  δεν είναι εν γένει ορθογώνια ως προς τον κύριο κβαντικό αριθμό  $n$ . Ο λόγος ύπαρξης αυτής της μη-ορθογωνιότητας είναι το διαφορετικό δυναμικό που "βλέπει" ένα ηλεκτρόνιο στα τροχιακά  $n_l$  και  $n'_l$ . Σε αυτή την περίπτωση ο κανόνας για το  $\Delta l$  γενικεύεται ως εξής:

$$\Delta l_i = \pm 1 \text{ και } \Delta l_j = 0 \quad i \neq j \quad i, j = 1, 2 \quad (1.4.25)$$

Ο παραπάνω κανόνας πρέπει να ισχύει για κάθε βήμα μιας πολυφωτονικής μετάβασης. Όταν δεν ισχύουν οι παραπάνω συνθήκες, ο μόνος τρόπος να έχουμε ταυτόχρονες μεταβάσεις δυο ηλεκτρονίων είναι μέσω της ανάμειξης διατάξεων [Cowan 1981]. Ένα παράδειγμα των παραπάνω έχουμε κατά την μετάβαση  $5s^2 \rightarrow msnr$ ,  $m > 5$  του Sr όπου δεν απαιτείται να είναι αναμεμιγμένη η θεμελιώδης κατάσταση  $5s^2$  με άλλες διατάξεις, ενώ η  $5s^2 \rightarrow 4dnf$  το απαιτεί, δηλαδή η  $5s^2$  πρέπει τότε να έχει και χαρακτήρα  $4d^2$ .

#### 1.4.5.5 Μεταβάσεις στο ενεργειακό συνεχές

Όταν η τελική κατάσταση βρίσκεται στο ενεργειακό συνεχές του ατόμου δεν υπάρχουν κανόνες επιλογής ως προς τη *δυνατότητα* μετάβασης, αλλά πλέον ο ολικός ρυθμός της θα εξαρτάται από την πόλωση του φωτός. Ο λόγος ύπαρξης αυτού του φαινομένου είναι το ότι μπορούμε να θεωρήσουμε μια κατάσταση του συνεχούς ως μια υπέρθεση μερικών κυμάτων, δηλαδή καταστάσεων καθορισμένης στροφορμής, οπότε όλες οι δυνατές τιμές στροφορμής καθίστανται πλέον δυνατές. Η πρόταση αυτή θα γίνει περισσότερο κατανοητή παρακάτω όπου συζητάμε τις γωνιακές κατανομές των φωτοηλεκτρονίων.

## 1.5 Γωνιακές κατανομές

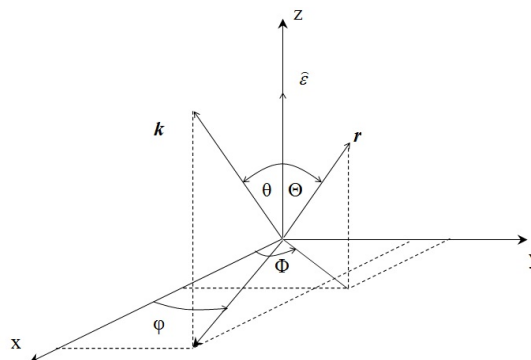
### 1.5.1. Γενικά

Οι γωνιακές κατανομές για την περίπτωση των μονοφωτονικών μεταβάσεων ατομικών συστημάτων έχουν μελετηθεί ενδελεχώς στο παρελθόν (Starace 1982, Samson 1982) και όσον αφορά στην θεωρητική αλλά και στην πειραματική περιγραφή του φαινομένου. Στην παρούσα εργασία θα ενδιαφερθούμε κυρίως για την περίπτωση του πολυφωτονικού

ιονισμού η οποία και απέκτησε μεγάλο ενδιαφέρον από το 1978 και μετά λόγω της ανάπτυξης νέων πειραματικών τεχνικών χάρη στην ανάπτυξη νέων πηγών laser.

Στην απλή περίπτωση του μονοφωτονικού ιονισμού για ένα σύνολο ατόμων τυχαία κατανομημένων στο χώρο, μέσω της προσέγγισης διπολικής ροπής, η γωνιακή κατανομή ορίζεται από τον άξονα της πόλωσης του ηλεκτρικού πεδίου και τη διεύθυνση  $\hat{k} = \mathbf{k}/k$  του διανύσματος της ορμής του φωτοηλεκτρονίου  $\mathbf{k}$ .

Για γραμμικά πολωμένο φως η διεύθυνση του άξονα πόλωσης  $\hat{\varepsilon}$  μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως άξονας αναφοράς και το μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{k}$  μπορεί να εκφραστεί μέσω των σφαιρικών συντεταγμένων  $\theta$  και  $\phi$ , όπου  $\cos\theta = \hat{k} \cdot \hat{\varepsilon}$ . Τα αντίστοιχα διανύσματα φαίνονται στο Σχήμα 1.6.



**Σχήμα 1.6.** Απεικόνιση σε σφαιρικές συντεταγμένες του συστήματος συντεταγμένων του κυματικού διανύσματος  $\mathbf{k}$  του φωτοηλεκτρονίου και του διανύσματος θέσης του ηλεκτρονίου  $\mathbf{r}$ .

Η Γωνιακή κατανομή τότε παίρνει την εξής μορφή [Bethe 1957, Cooper 1968]

$$S(\hat{k}) = S(\theta, \phi) = S(\theta) = \frac{\sigma_{total}}{4\pi} [1 + \beta \cdot P_{20}(\cos\theta)] \quad (1.4.26)$$

Όπου  $P_{20}$  το αντίστοιχο πολώνυμο Legendre. Η παράμετρος  $\beta$  ονομάζεται παράμετρος ασυμμετρίας. Στην περίπτωση που η αρχική κατάσταση είναι η θεμελιώδης κατάσταση του ατόμου αυτή δεν παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Παρουσιάζει όμως ιδιαίτερο ενδιαφέρον αν η αρχική κατάσταση είναι μια ήδη διεγερμένη ατομική κατάσταση. Σε αυτή την περίπτωση μπορεί να μας δώσει πληροφορία για το λόγο των πλατών των στοιχείων πίνακα των διαθέσιμων συνεχών καθώς και για τη διαφορά φάσης τους.

### 1.5.2 Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων από πολυφωτονικό ιονισμό

Κατά την απορρόφηση περισσότερων του ενός φωτονίων για τον ιονισμό του ατόμου η κατάσταση είναι πιο ενδιαφέρουσα και πιο πολύπλοκη. Εφόσον ισχύει η προσέγγιση δι-

πολικής ροπής επανερχόμαστε στη σχέση (1.4.7) η οποία δίνει το πλάτος μετάβασης από μια αρχική κατάσταση  $|i\rangle$  σε μια τελική κατάσταση  $|f\rangle$ . Αν η κατάσταση  $|f\rangle$  βρίσκεται εντός του συνεχούς φάσματος πάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού η γωνιακή κατανομή του συστήματος δίνεται από τη σχέση: [Nikolopoulos 2005]

$$\frac{d\sigma_{if}^{(N)}}{d\Omega_k}(E_f, \hat{k}) = 2\pi(2\pi a)^N \omega^N |M_{if}^{(N)}|^2 \quad (1.4.27)$$

Όπου  $\hat{k} = (\theta, \varphi)$  το μοναδιαίο κυματόνισμα του ηλεκτρονίου και  $a$  σταθερά λεπτής υφής. Η ενέργεια του συστήματος είναι το άθροισμα των ενεργειών του θετικού ιόντος και της ενέργειας του φωτοηλεκτρονίου,  $E_f = E(A^+) + E_{PE}$ .

Στην περίπτωση ιονισμού με περισσότερες από μια διαφορετικές δέσμες laser η κατάσταση καθίσταται πιο πολύπλοκη καθώς θα πρέπει να ληφθούν υπόψη και άλλοι όροι στην έκφραση των γωνιακών κατανομών (Hansen 1980, Chien 1983). Για παράδειγμα αν έχουμε διφωτονικό ιονισμό και η πόλωση του laser που προκαλεί τη διέγερση περιστρέφεται κατά μια γωνία  $\theta_r$  σε σχέση με την πόλωση του laser που προκαλεί τον ιονισμό του ατόμου τότε έχουμε κατάρρευση της αξονικής συμμετρίας. Στην παρούσα εργασία δεν θα μας απασχολήσουν τέτοια φαινόμενα καθότι όλα τα πειράματα πολυφωτονικού ιονισμού έγιναν με μια δέσμη laser.

Υποθέτοντας ότι η βασική στάθμη του ιόντος στην οποία αποδιεγείρεται το σύστημα είναι s-συμμετρίας και ότι για τη βασική στάθμη του ατόμου ισχύει  $L=0, S=0, M=0$ , κατά τον φωτοϊονισμό με γραμμικά πολωμένο φως με μια δέσμη laser θέτουμε  $M=m_f=0$  και  $L=l$  για όλες τις ενδιάμεσες καταστάσεις. Επιτρέπονται μόνο μεταβάσεις ανάμεσα σε singlet καταστάσεις ( $S=0$ ). Το πλάτος της  $N$ -φωτονικής μετάβασης συναρτήσει των στοιχείων πίνακα για τη μετάβαση από τη βασική στάθμη έως την τελική κατάσταση δίνεται από τη σχέση [Nikolopoulos 2005].

$$M_{if}^{(N)}(E_f, \theta) = \sum_L M_L^{(N)}(E_f) Y_{L0}^*(\theta)$$

$$M_L^{(N)}(E_f) = i^l e^{i\delta_l + \eta_l} T_L^{(N)}(E_f) \quad (1.4.28)$$

όπου  $T_L^{(N)}(E_f) = |T_L^{(N)}| e^{i\varphi_L}$  και  $\delta_l(k)$  η μετατόπιση φάσης που υφίσταται η κυματοσυνάρτηση του συνεχούς λόγω της αλληλεπίδρασης του φωτοηλεκτρονίου με το ιόν στο αντίστοιχο κανάλι ιονισμού [Nikolopoulos 2005]. Η  $\delta_l(k)$  ονομάζεται μετατόπιση φάσης μικρού εύρους (short range scattering phase shift) και είναι ίση με  $\pi\mu_l$ , όπου  $\mu_l$  η κβαντική ατέλεια

της αντίστοιχης σειράς Rydberg κάτω από το υπ' όψιν κατώφλι ιονισμού. Τέλος  $\eta_l$  είναι η λεγόμενη μετατόπιση φάσης Coulomb (Coulomb phase shift) [Bethe 1957],

$$\eta_l = -\frac{\pi}{2}(l-1) - \arg\Gamma(l+1+\frac{i}{k}). \quad (1.4.29)$$

Όταν δεν έχουμε φαινόμενο ΑΤΙ ή ΑΤΑ, ισχύει ότι  $\varphi_L=0$  ή  $\varphi_L=\pi$ . Αυτή η περίπτωση έχει μελετηθεί από τους [Liu 1991, Reber 2003]. Στην περίπτωση όμως της απορρόφησης φωτονίων στο συνεχές (φαινόμενα ΑΤΙ και ΑΤΑ), η  $\varphi_L$  μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή και συνεπώς τα στοιχεία πίνακα  $T_L^{(N)}(E_f)$  είναι εν γένει, μιγαδικά.

Με ολοκλήρωση της (1.4.27) σε όλες τις γωνίες ισχύει:

$$\sigma_{tot}^{(N)} = \sum_L \sigma_L^{(N)} = 2\pi(2\pi\alpha)^N \omega^N \sum_L |M_L^{(N)}(E_f)|^2 \quad (1.4.30)$$

Στην παρούσα διατριβή, μελετάται κυρίως ο πολυφωτονικός ιονισμός με μια δέσμη γραμμικά πολωμένου φωτός από την βασική στάθμη  $ms^2 \ ^1S_0$  του Mg και του Sr όπου στη συνέχεια το ιόν βρίσκεται στην βασική του στάθμη  $ms$ . Στην περίπτωση αυτή και όταν ισχύει η σύζευξη LS είναι σχετικά εύκολο να εξαχθεί η εξάρτηση των παραμέτρων ασυμμετρίας από τα μερικά πολυφωτονικά στοιχεία πίνακα  $T_L^{(N)}$ . Ισχύει η σχέση,

$$\frac{d\sigma_{if}^{(N)}(E_f)}{d\Omega_k} = \frac{\sigma_{if}^{(N)}(E_f)}{4\pi} \sum_{k=0,1,2,\dots} \beta_{2k}^{(N)}(E_f) \cdot P_{2k}(\cos\theta) \quad (1.4.31)$$

από την οποία [Nikolopoulos 2005] βρίσκουμε ότι,

$$\beta_{2k}^{(N)}(E_f) = [2k]^2 \sum_{L,L'} [L][L'] \begin{pmatrix} 2k & L & L' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 R_{LL'}^{(N)}(E_f) \quad (1.4.32)$$

όπου

$$R_{LL'}^{(N)}(E_f) = \frac{\text{Re}[(M_L^{(N)})^* M_{L'}^{(N)}]}{|M^{(N)}|^2}$$

και  $[A]=(2A+1)^{-1/2}$ . Η άθροιση στις τιμές των  $L$  και  $L'$  γίνεται επάνω σε όλες τις επιτρεπτές συμμετρίες μέχρι τις τιμές  $L'=L=2N$  για μια  $N$ -φωτονική διαδικασία. Από την παραπάνω σχέση προκύπτει  $\beta_0=1$ , συνεπώς στην πραγματικότητα η (1.4.32) εκφράζει το λόγο  $\beta_{2k}^{(N)}/\beta_0$  και όχι τις πραγματικές παραμέτρους  $\beta_{2k}^{(N)}$ . Στην περίπτωση απουσίας ενδιάμεσων καταστάσεων και κορεσμού του σήματος ιονισμού, η παράμετρος  $\beta_0$  δίνεται από τη σχέση [Luc-Koenig 1997]:



$$\beta_0(\omega) = \frac{\sigma_{tot}^{(N)}(\omega)}{4\pi} \quad (1.4.33)$$

Συνεπώς για να εκφράσουμε τις παραμέτρους  $\beta_{2k}^{(N)}$  δεν έχουμε παρά να πολλαπλασιάσουμε τους λόγους  $\beta_{2k}^{(N)}/\beta_0$  με το φάσμα των ιόντων ( $\propto \sigma_{tot}^{(N)}$ ).

Στο παρελθόν έχουν μελετηθεί οι γωνιακές κατανομές και στην περίπτωση απορρόφησης περαιτέρω αριθμού φωτονίων στο συνεχές. Πιο συγκεκριμένα στην εργασία [Reber 2003] υπολογίστηκαν οι παράμετροι  $\beta_{2k}^{(3)}$ ,  $k=0, 1, 2, 3$ , για την περίπτωση του τριφωτονικού ιονισμού της βασικής στάθμης  $3s^2 \ ^1S_0$  του Mg. Μάλιστα οι υπολογισμοί έγιναν για δυο περιπτώσεις. Και για την περίπτωση που το ιόν θα καταλήξει στη βασική του στάθμη  $3s$  (φαινόμενο ATI) και την περίπτωση που θα καταλήξει στην πρώτη διεγερμένη του στάθμη  $3p$  (φαινόμενο ATA).

Για όλους τους παραπάνω υπολογισμούς υποτέθηκε απουσία αλληλεπίδρασης σπιντροχιάς. Στην πραγματικότητα η αλληλεπίδραση  $jj$  έχει βαρύνουσα σημασία στον πολυφωτονικό ιονισμό και η σημασία της αυξάνεται όσο αυξάνει ο αριθμός των απορροφούμενων φωτονίων πάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού. Εφόσον ο ιονισμός γίνεται με γραμμικά πολωμένο φως ισχύει:  $\Delta m_j=0$  ενώ από τους κανόνες επιλογής γνωρίζουμε ότι  $\Delta J=\pm 1$  [Smith 1988]. Οι υπολογισμοί για την περίπτωση που λαμβάνεται υπόψη η αλληλεπίδραση  $jj$  είναι δύσκολοι για αυτό και είναι λίγες οι δημοσιευμένες σχετικές θεωρητικές εργασίες. Στην εργασία των [Luc –Koenig 1997] δόθηκε μια έκφραση των παραμέτρων για διφωτονικό ιονισμό με γραμμικώς πολωμένο φως από τη βασική στάθμη του ιόντος λαμβάνοντας υπόψη την αλληλεπίδραση  $jj$ .

Στην παρούσα εργασία όλα τα πειραματικά δεδομένα από μετρήσεις γωνιακών κατανομών προσαρμόστηκαν σε θεωρητικές καμπύλες με βάση την κλασική σχέση για  $N$ -φωτονικό ιονισμό [Lambropoulos 1976]

$$S(\omega, \theta) \propto \sum_{k=0}^N \beta_{2k}^{(N)}(\omega) \cdot P_{2k}(\cos \theta) \propto \sum_{k=0}^N a_{2k}(\omega) \cdot \cos^{2k}(\theta) \quad (1.4.34)$$

η οποία γράφεται στη μορφή:

$$S(\omega, \theta) = C \cdot \left[ 1 + \sum_{k=1}^N \left( \frac{\beta_{2k}^{(N)}}{\beta_0} \right) \cdot P_{2k}(\cos \theta) \right] = C' \cdot \left[ 1 + \sum_{k=1}^N \left( \frac{a_{2k}^{(N)}}{a_0} \cdot \cos^{2k}(\theta) \right) \right] \quad (1.4.35)$$

Οπου  $C$  και  $C'$  παράγοντες αναλογίας που όμως δεν θα μας απασχολήσουν. Για την περίπτωση του  $N$ -φωτονικού ιονισμού της βασικής κατάστασης του ατόμου με  $l=0$  με

γραμμικά πολωμένο φως όπου (i) δεν υπάρχει ενδιάμεση κατάσταση συντονισμού, (ii) ισχύει αυστηρά η σύζευξη LS και (iii) το ιόν καταλήγει στη βασική του κατάσταση  $ms$ , υπάρχει ένας απλός κανόνας όσον αφορά στη μορφή των γωνιακών κατανομών [Gontier 1975, Lambropoulos 1976]. Τότε λοιπόν ισχύει ότι,

$$S(90^\circ)=0 \text{ για } N \text{ άρτιο αριθμό φωτονίων}$$

$$S(90^\circ)\neq 0 \text{ για } N \text{ περιττό αριθμό φωτονίων}$$

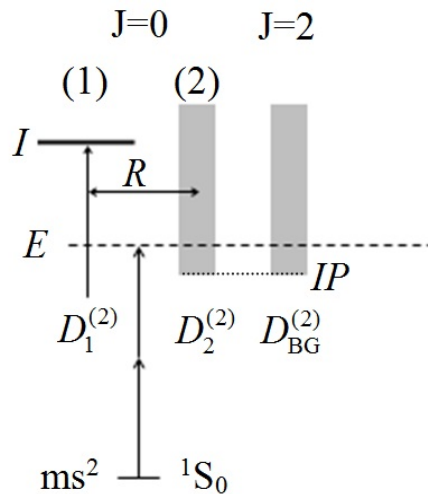
Στην περίπτωση ηλεκτρονίων που προέρχονται από διαδικασίες ΑΤΑ δεν ισχύει ο παραπάνω κανόνας.

Η πειραματική μελέτη των γωνιακών κατανομών ξεκίνησε από τον R.S Berry στο Πανεπιστήμιο του Σικάγο και αρχικά αφορούσε στον ιονισμό διεγερμένων καταστάσεων με ένα φωτόνιο [Edelstein 1974]. Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε τότε έθεσε τις βάσεις για τη φιλοσοφία των πειραματικών διατάξεων που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη των γωνιακών κατανομών μέχρι σήμερα. Στην περίπτωση γραμμικά πολωμένου φωτός ο ανιχνευτής τοποθετείται κάθετα στη δέσμη laser και εφόσον τα ηλεκτρόνια ανιχνεύονται με ηλεκτροστατικό αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων οι μετρήσεις γωνιακών κατανομών πραγματοποιούνται περιστρέφοντας ένα πλακίδιο  $\lambda/2$ . Στην περίπτωση ανίχνευσης ηλεκτρονίων με φασματόμετρο τύπου απεικόνισης ταχυτήτων η διαδικασία καταγραφής των γωνιακών κατανομών, όπως θα δούμε και στο επόμενο κεφάλαιο, διαφοροποιείται. Γενικότερα, πρέπει να αποφεύγονται φαινόμενα φορτίου – χώρου (space charge effects). Ο ανιχνευτής ηλεκτρονίων πρέπει να διαθέτει και προστασία από τα παρασιτικά ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία ώστε να μην επηρεάζεται η τροχιά των ηλεκτρονίων μέχρι την είσοδο του ανιχνευτή. Στην περίπτωση ιονισμού με κυκλικά πολωμένο φως η δέσμη laser συναντά την ατομική δέσμη παράλληλα με τον άξονα ανίχνευσης του αναλυτή ηλεκτρονίων και αυτό γιατί πλέον το κυματόνισμα  $k$  της δέσμης laser είναι παράλληλο με τον άξονα διάδοσης της δέσμης και όχι κάθετο όπως ήταν στην περίπτωση του ιονισμού με γραμμικά πολωμένο φως.

### **1.5.2 Γωνιακές κατανομές στη γειτονιά αυτοϊονιζομένων καταστάσεων**

Όταν, κατά τον πολυφωτονικό ιονισμό χωρίς ενδιάμεσους συντονισμούς, η υπό μελέτη ενεργειακή περιοχή του συνεχούς δεν έχει δομή (δηλαδή δεν υπάρχουν αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις) οι παράμετροι ασυμμετρίας  $\beta_{2k}^{(N)}$  ή οι λόγοι  $\beta_{2k}^{(N)} / \beta_0^{(N)}$  εμφανίζουν αμε-

λητέα ή μικρή ενεργειακή εξάρτηση. Αντίθετα, η ύπαρξη αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων συνεπάγεται έντονη ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων αυτών [Grum-Grzhimailo 2005]. Θα προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε τους λόγους για τους οποίους συμβαίνει αυτό μέσω ενός απλού παραδείγματος. Θα βασιστούμε και πάλι στη πολυδιαυλική θεωρία κβαντικής ατέλειας (MQDT) και θα χρησιμοποιήσουμε το ίδιο μοντέλο που παρουσιάσαμε στην ενότητα 1.3. Στο Σχήμα 1.7 δείχνουμε ξανά το μοντέλο αυτό, θεωρώντας όμως αυτή τη φορά ότι έχουμε να κάνουμε εκπεφρασμένα με διφωτονικό ιονισμό με γραμμικά πολωμένο φως από τη θεμελιώδη κατάσταση  $ms^2 \ ^1S_0$  και χωρίς ενδιάμεσους συντονισμούς.



**Σχήμα 1.7.** Μοντέλο MQDT διφωτονικού ιονισμού από μία αρχική κατάσταση  $ms^2 \ ^1S_0$  σε ενεργειακή περιοχή όπου συνυπάρχουν ένα συνεχές  $(msed)_{J=2}$ , ένα συνεχές  $(mses)_{J=0}$  και μία σειρά Rydberg  $J=0$ . Στο σχήμα δίνονται οι παράμετροι της MQDT που χαρακτηρίζουν το σύστημα και που συζητούνται στο κείμενο.

Από τους κανόνες επιλογής των διπολικών μεταβάσεων αναμένουμε την τελική διέγερση καταστάσεων με  $J=0$  και  $J=2$  ( $M=0$ ). Για να απλοποιήσουμε τη συζήτηση, θεωρούμε ότι για  $J=2$  υπάρχει μόνο ένα συνεχές  $(msed)$  και καμία αυτοϊονιζόμενη κατάσταση. Για  $J=0$ , από την άλλη μεριά, υποθέτουμε ένα κλειστό κανάλι 1 (σειρά Rydberg που χαρακτηρίζεται από τη κβαντική ατέλεια  $\mu$ ) και ένα ανοιχτό 2 (συνεχές  $mses$ ). Αυτά τα δύο κανάλια είναι συζευγμένα μέσω της παραμέτρου σύζευξης  $R$ . Προφανώς, δεν μπορεί να υπάρξει σύζευξη μεταξύ καναλιών διαφορετικού  $J$ . Ονομάζουμε  $D_1^{(2)}$  και  $D_2^{(2)}$  τα διφωτονικά στοιχεία πίνακα που αφορούν στη διέγερση των καναλιών 1 και 2, αντίστοιχα, από την αρχική κατάσταση και  $D_{BG}^{(2)}$  το διφωτονικό στοιχείο πίνακα διέγερσης του συνεχούς στροφορμής  $J=2$ .

Χωρίς απώλεια γενικότητας, θεωρούμε όλα τα διφωτονικά στοιχεία πίνακα πραγματικές ποσότητες. Υποθέτουμε, τέλος, την ισχύ της σύζευξης  $LS$ , οπότε και χρησιμοποιούμε

τις σχέσεις 1.4.32. Χρησιμοποιώντας την MQDT, τα στοιχεία πίνακα  $T_J^{(2)}$  που εμφανίζονται στις σχέσεις αυτές γράφονται ως [Aymar 1989]:

$$T_{J=2}^{(2)} \propto D_{BG}^{(2)} \quad (1.4.36)$$

(ανεξάρτητο από την ενέργεια) και

$$T_{J=0}^{(2)} \propto t_{J=0}^{(2)} e^{-i\pi\tau} = D_2^{(2)} \frac{\varepsilon + q^{(2)}}{[\varepsilon^2 + 1]^{1/2}} e^{-i\pi\tau}, \quad (1.4.37)$$

όπου ορίσαμε την πραγματική ποσότητα  $t_{J=0}^{(2)}$ . Στην (1.4.36), όπως και στην ενότητα 1.3, έχουμε τους ορισμούς,

$$\varepsilon = \frac{\tan[\pi(\nu + \mu)]}{R^2} \quad (1.4.38)$$

με τον ενεργό κβαντικό αριθμό,

$$\nu(E) = \left[ \frac{Ryd}{I - E} \right]^{1/2} \quad (1.4.39)$$

να θεωρείται συνεχής ενεργειακή μεταβλητή, ενώ η διφωτονική παράμετρος Fano γράφεται ως,

$$q^{(2)} = -\frac{D_1^{(2)}}{R \cdot D_2^{(2)}}. \quad (1.4.40)$$

Το πλέον ενδιαφέρον σημείο της (1.4.36) είναι η εμφάνιση της φάσης του συνεχούς που ορίζεται ως,

$$\pi\tau = -\tan^{-1}(\varepsilon^{-1}) \quad (1.4.41)$$

και η οποία μεταβάλλεται έντονα στην περιοχή των συντονισμών ( $\varepsilon \approx 0$ ). [Στην πραγματικότητα υπάρχει στη σχέση (1.4.36) και ένας αντίστοιχος παράγοντας φάσης για το συνεχές στροφορμής  $J=2$ , αλλά είναι σταθερός και έχουμε θέσει τη φάση αυτή ίση με το μηδέν]. Η φάση  $\pi\tau$  είναι καθαρά ατομικό χαρακτηριστικό και δεν εξαρτάται από το σχήμα διέγερσης.

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω σχέσεις, οι λόγοι των παραμέτρων ασυμμετρίας γράφονται ως,

$$\frac{\beta_2^{(2)}}{\beta_0^{(2)}} = \frac{1}{(t_{J=0}^{(2)})^2 + (T_{J=2}^{(2)})^2} \cdot \left[ \frac{10}{7} (T_{J=2}^{(2)})^2 - 2\sqrt{5} \cdot T_{J=2}^{(2)} \cdot t_{J=0}^{(2)} \cdot \cos(\Delta\psi) \right] \quad (1.4.42)$$

και

$$\frac{\beta_4^{(2)}}{\beta_0^{(2)}} = \frac{18}{7} \cdot \frac{(T_{J=2}^{(2)})^2}{(t_{J=0}^{(2)})^2 + (T_{J=2}^{(2)})^2} \quad (1.4.43)$$

και η διαφορά φάσης  $\Delta\psi$  δίνεται από της σχέση,

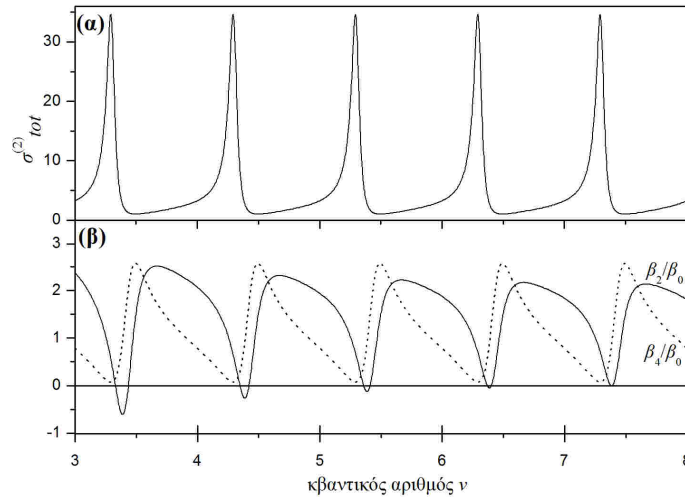
$$\Delta\psi = \eta_0 - \eta_2 - \pi t \quad (1.4.44)$$

με  $\eta_0$  και  $\eta_2$  τις φάσεις Coulomb που εξαρτώνται από τον κυματάριθμο,

$$k = [(E - IP)/Ryd]^{1/2} \quad (1.4.45)$$

και είναι πολύ αργά μεταβαλλόμενες συναρτήσεις της ενέργειας.

Η ποσότητα  $(I_{J=0}^{(2)})^2 + (I_{J=2}^{(2)})^2 (= \beta_0^{(2)})$  που εμφανίζεται στους παρονομαστές των (1.4.42) και (1.4.43) είναι ανάλογη της ολικής ενεργούς διατομής διφωτονικού ιονισμού (Σχήμα 1.8(α), που είναι ίδιο με το Σχήμα 1.5 που δείξαμε στην ενότητα 1.3, λόγω του ότι χρησιμοποιήσαμε τις ίδιες παραμέτρους).



**Σχήμα 1.8:** Ενεργειακή εξάρτηση της ολικής ενεργούς διατομής ιονισμού (α) και των λόγων των παραμέτρων  $\beta_2/\beta_0$  (με συνεχή γραμμή), με  $\beta_4/\beta_0$  (με διακεκομμένη γραμμή) (β), για το μοντέλο της MQDT του Σχήματος 1.4.2. Για τις διάφορες παραμέτρους χρησιμοποιήθηκαν “τυπικές” τιμές για το άτομο του Sr το οποίο και μελετάται στην παρούσα διατριβή ( $IP=45932 \text{ cm}^{-1}$ ,  $Ryd=109736.63 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I(4d_j)=60481.1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\mu=0.3$ ,  $R=0.35$ ,  $D_{BG}^{(2)}=D_2^{(2)}=1$  και  $D_1^{(2)}=2$ ).

Η παράμετρος  $\beta_4^{(2)}$  δεν εξαρτάται από την ενέργεια. Όμως, ο λόγος  $\beta_4^{(2)}/\beta_0^{(2)}$  (που είναι το μέγεθος που προσδιορίζεται πειραματικά) προφανώς εξαρτάται. Οι δύο λόγοι σχεδιάζονται στο Σχήμα 1.8(β) για σχετικά χαμηλές τιμές του ν, που αντιστοιχούν στην ενεργειακή περιοχή λίγο πάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού,  $IP$ . Στην περιοχή αυτή έχουμε εμφανέστερη μεταβολή των φάσεων Coulomb. Ως αποτέλεσμα (και όπως φαίνεται και από το σχήμα), ο λόγος  $\beta_2^{(2)}/\beta_0^{(2)}$  δεν είναι απόλυτα περιοδική συνάρτηση του ν. Ωστόσο, το κυρίαρχο στοιχείο εδώ είναι η συντονιστική συμπεριφορά των λόγων  $\beta_{2k}^{(2)}/\beta_0^{(2)}$   $k=1,2$  που αναφέραμε παραπάνω, λόγω της παρουσίας των αυτοϊονιζομένων καταστάσεων. Στην απλή περίπτωση που συζητάμε σ’ αυτήν την ενότητα, εάν είναι γνωστή ο ολική ενεργός δι-

ατομή διφωτονικού ιονισμού και οι λόγοι  $\beta_{2k}^{(2)} / \beta_0^{(2)}$ , μπορούμε να βρούμε τις μερικές ενεργές διατομές (για  $J=0$  και  $J=2$ ) καθώς και τη διαφορά φάσης  $\Delta\psi$  και, κατ' επέκταση, και τη φάση  $\pi\tau$  του συνεχούς  $m$ σε.

Οι μερικές ενεργές διατομές θα μπορούσαν να είχαν βρεθεί και πειραματικά καταγράφοντας το φάσμα των παραγομένων ιόντων τόσο με γραμμική όσο και με κυκλική πόλωση (στην τελευταία περίπτωση θα είχαμε διέγερση μόνο του φάσματος στροφορμής  $J=2$ ). Αντίθετα, η καταγραφή γωνιακών κατανομών φωτοηλεκτρονίων είναι η μόνη πειραματική μέθοδος που μπορεί να μας δώσει και τη φάση  $\pi\tau$ . Εδώ βέβαια η φάση αυτή εξαρτάται μόνο από τις παραμέτρους  $\mu$  και  $R$ . Κατά την περιγραφή πραγματικών συστημάτων, με πολλά ανοιχτά και κλειστά αλληλεπιδρώντα κανάλια, οι εκφράσεις που δίνουν τις διαφορές μεταξύ των φάσεων  $\pi\tau$  (μία για κάθε ανοιχτό κανάλι-συνεχές) είναι περιπλοκότερες και τότε αναδύεται καθαρότερα η χρησιμότητα των γωνιακών κατανομών στην κατανόηση και ανάλυση των συστημάτων αυτών, καθώς και στον αυστηρό έλεγχο των μεθόδων θεωρητικής περιγραφής τους.

## **2.1 Εισαγωγή**

Για την πειραματική μελέτη των διαύλων (καναλιών) ιονισμού κατά την πολυφωτονική διέγερση laser των αυτοϊονιζομένων ατομικών καταστάσεων των Αλκαλικών Γαιών, που αποτελεί τον σκοπό της παρούσας διατριβής, χρησιμοποιήθηκαν διατάξεις ανίχνευσης ιόντων και ηλεκτρονίων σε περιβάλλον ατομικής δέσμης και μία διάταξη ανίχνευσης φθορισμού σε κελί παραγωγής ατμών. Στο περιβάλλον ατομικής δέσμης τα παραγόμενα ιόντα ανιχνεύονται μέσω ενός φασματογράφου μάζας τύπου χρόνου πτήσης (Time of flight – TOF) και τα ηλεκτρόνια καταγράφονται μέσω ενός ηλεκτροστατικού ημισφαιρικού αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων (Electron Energy Analyzer – EEA) ή ενός φασματομέτρου τύπου απεικόνισης ταχυτήτων (VMI). Και στα δύο συστήματα τα φορτισμένα σωματίδια ανιχνεύθηκαν από ζεύγος μικροκαναλικών πλακιδίων (multi-channel plates – MCP's). Στο κελί παραγωγής ατμών ο φθορισμός αναλύθηκε από μονοχρωμάτορα και ανιχνεύθηκε μέσω ενός φωτοπολλαπλασιαστή. Παρακάτω, περιγράφονται λεπτομερώς τα διάφορα μέρη των διατάξεων που χρησιμοποιήθηκαν.

## **2.2 Γενική Περιγραφή των διατάξεων**

Λόγω των πολλών και διαφορετικών μετρήσεων που καταγράφηκαν στα πλαίσια αυτής της διδακτορικής διατριβής η πειραματική διάταξη χωρίζεται σε πολλά μέρη. Το κύριο μέρος των πειραματικών μετρήσεων έγινε στο Εργαστήριο Ατομικής και Μοριακής Φυσικής του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων και περιελάμβανε μετρήσεις με παλμούς laser μεγάλης διάρκειας ns και υπερβραχείς παλμούς laser διάρκειας fs. Οι υπόλοιπες πειραματικές μετρήσεις με υπερβραχείς παλμούς laser ελήφθησαν στο *Institute Lumière Matière* του *Université Claude Bernard Lyon 1* συνεργασία με την ομάδα του Ερευνητή Α' βαθμίδας του CNRS, Christian Bordas.

Οι παλμοί laser διάρκειας ns χρησιμοποιήθηκαν για τη μελέτη των ατόμων των Αλκαλικών Γαιών Mg και Sr. Η μελέτη των παραπάνω μετάλλων περιελάμβανε τόσο παλμούς laser μήκους κύματος στο ορατό μέρος του φάσματος καθώς και, με τη χρήση κρυστάλλου

διπλασιασμού της συχνότητας, παλμούς laser στο υπεριώδες τμήμα του φάσματος. Και στις δυο περιπτώσεις καταγράφηκαν φάσματα ιόντων καθώς φάσματα ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων σε συνδυασμό με την καταγραφή των γωνιακών τους κατανομών. Επιπλέον όσον αφορά το άτομο του Mg πραγματοποιήθηκε επιπλέον συμπληρωματικό πείραμα μελέτης του εκπεμπόμενου σήματος φθορισμού.

Με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser μελετήθηκε μόνο το άτομο του Sr για λόγους που θα εξηγηθούν στο επόμενο κεφάλαιο. Το κύριο μέρος των πειραματικών μετρήσεων πραγματοποιήθηκε στη Λυών και οι υπόλοιπες στα Ιωάννινα.

### **2.2.1 Πειραματική διάταξη Κέντρου Εφαρμογών Laser**

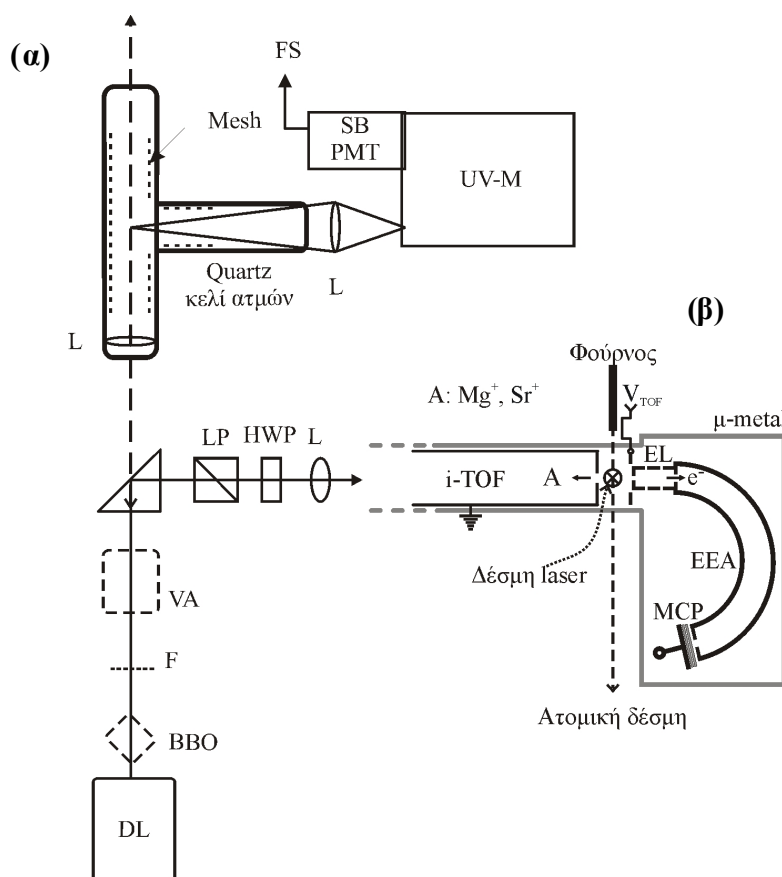
Οι πειραματικές μετρήσεις με τη χρήση παλμών laser διάρκειας ns πραγματοποιήθηκαν εξ' ολοκλήρου στο εργαστήριο του Κέντρου Εφαρμογών Laser και στο εργαστήριο Ατομικής και Μοριακής Φυσικής του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Η πειραματική διάταξη απεικονίζεται στο Σχήμα 2.1. Η δέσμη laser οδηγείται και εστιάζεται είτε στη διάταξη ατομικής δέσμης είτε στη διάταξη κελιού ατμών τα οποία θα αναλυθούν διεξοδικότερα παρακάτω.

Κατά τη διαδρομή της προς το θάλαμο κενού του πειράματος ατομικής δέσμης, η δέσμη laser διέρχεται από ένα γραμμικό πολωτή Glan-Laser ώστε να εξασφαλιστεί κατά μέγало ποσοστό η γραμμική πόλωσή της. Αυτό κρίνεται αναγκαίο λόγω των ατελειών που προκαλούνται στη γραμμική πόλωση από τα δυο ορθογώνια πρίσματα που χρησιμοποιούνται για την καθοδήγηση της δέσμης. Στην περίπτωση δέσμης laser μήκους κύματος στην περιοχή του υπεριώδους χρησιμοποιείται ένας πρισματικός πολωτής alpha-BBO Rochon. Στα πειράματα μελέτης γωνιακών κατανομών των εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων είναι απαραίτητη η περιστροφή του επιπέδου της πόλωσης της δέσμης. Για το ορατό και το υπέρυθρο φως αυτό επιτυγχάνεται με την παρεμβολή, μετά το γραμμικό πολωτή Glan-Laser, ενός αχρωματικού πλακιδίου  $\lambda/2$  Quartz –  $\text{MgF}_2$  (Newport 10RP52-1), ενώ για το υπεριώδες φως επιτυγχάνεται μέσω ενός διπλού ρόμβου Fresnel. Ο έλεγχος της ενέργειας του παλμού επιτυγχάνεται παρεμβάλλοντας στην πορεία της δέσμης διάταξη μείωσης ενέργειας (Newport Model 735-5) η οποία δεν επιφέρει χωρική μετατόπιση της δέσμης, ενώ η ενέργεια του παλμού μετράται με ένα ψηφιακό ενεργόμετρο (joule meter) (Ophir



Model PD300). Τέλος, για τον υπολογισμό του μήκους κύματος στο υπεριώδες από την ένδειξη του laser λαμβάνεται υπόψη ο δείκτης διάθλασης του αέρα.

Ο θάλαμος κενού διαθέτει δυο παράθυρα, ένα για την είσοδο και ένα για την έξοδο της δέσμης. Οι ατμοί μετάλλων παράγονται από ένα φούρνο ο οποίος βρίσκεται στην κορυφή του θαλάμου που θα παρουσιαστεί στη συνέχεια και ταξιδεύουν κάθετα στο εσωτερικό του. Τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια που παράγονται από την αλληλεπίδραση laser – ατομικής δέσμης ανιχνεύονται κάθετα και στην ατομική δέσμη και στη δέσμη laser από το φασματόμετρο τύπου χρόνου πτήσης (TOF) και τον αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων (EEA) αντίστοιχα.



**Σχήμα 2.1** Σχηματικό διάγραμμα της πειραματικής διάταξης Κέντρου Εφαρμογών Laser όπου η παλμική ακτινοβολία (5 ns) που παράγεται στο σύστημα Nd:YAG dye laser διέρχεται πρώτα από μια διάταξη μείωσης ενέργειας (VA) και στη συνέχεια κατευθύνεται είτε σε ένα πείραμα παραγωγής ατμών (α) το οποίο περιλαμβάνει ένα κελί ατμών από Quartz, ένα φακό εστίασης (L) στο εσωτερικό του, ένα UV-Μονοχρωμάτωρα (UV-M) και ένα φωτοπολλαπλασιαστή (SB-PMT), είτε σε ένα πείραμα ατομικής δέσμης (β) αφού πρώτα διέλθει από ένα γραμμικό πολωτή (LP) ένα πλακίδιο λ/2 (HWP) και εστιαστεί από ένα φακό (L). Το σύστημα αποτελείται από διάταξη ατομικής δέσμης με φασματογράφο μάζας τύπου χρόνου ελεύθερης πτήσης για την ανίχνευση ιόντων (TOF), Ημισφαιρικό αναλυτή Ενέργειας Ηλεκτρονίων γωνίας 166° (EEA), Ηλεκτροστατικό φακό ηλεκτρονίων (EL), Πλακίδιο απώθησης ιόντων που δέχεται υψηλή τάση  $V_{TOF}$ , πολυκαναλικός ανιχνευτής (MCP).

Η δέσμη laser εστιάζεται στο χώρο αλληλεπίδρασης χρησιμοποιώντας ένα φακό εστιακής απόστασης  $f \approx 10$  cm. Η ένταση της ακτινοβολίας σε  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  υπολογίστηκε σύμφωνα με τον τύπο [Siegman 1986]:

$$I = \frac{1}{(1.22)^2 \pi \lambda^2} \frac{E}{\Delta t} \left( \frac{d}{f} \right)^2 \quad (2.1)$$

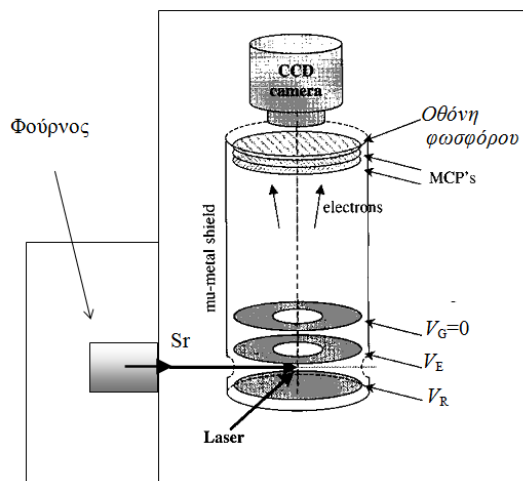
όπου  $\lambda$ : το μήκος κύματος του laser σε cm,  $E$  (σε mJ) και  $\Delta t$  (σε sec) η ενέργεια και το χρονικό εύρος του παλμού laser αντίστοιχα,  $d$  η διάμετρος της ανεστίαστης δέσμης laser και  $f$  η εστιακή απόσταση του φακού.

Για τη μελέτη του εκπεμπόμενου σήματος φθορισμού του μετάλλου του Mg η δέσμη laser οδηγείται σε διάταξη παραγωγής ατμών που αποτελείται από ένα κελί από quartz, σχήματος T. Η διάταξη αυτή θα παρουσιαστεί αναλυτικά στη συνέχεια.

Η διάταξη ατομικής δέσμης χρησιμοποιήθηκε και για την ανίχνευση ιόντων/ηλεκτρονίων με τη χρήση παλμών laser διάρκειας fs. Οι μετρήσεις σε αυτή την περίπτωση όμως ήταν περιορισμένες καθώς για την πλειοψηφία των μετρήσεων με υπερβραχείς παλμούς laser χρησιμοποιήθηκε φασματόμετρο τύπου απεικόνισης ταχυτήτων VMI.

### **2.2.2 Πειραματική διάταξη Φασματομέτρου τύπου απεικόνισης ταχυτήτων (Velocity Map Imaging - VMI)**

Η μελέτη μας επάνω στο άτομο του Sr επεκτάθηκε και στη χρήση υπερβραχέων παλμών laser. Το κύριο μέρος των πειραματικών μετρήσεων με χρήση υπερβραχέων παλμών πραγματοποιήθηκε στη Λυών με τη χρήση φασματομέτρου τύπου απεικόνισης ταχυτήτων (VMI). Η πειραματική διάταξη φαίνεται στο Σχήμα 2.2 και αποτελείται από δυο ξεχωριστούς θαλάμους κενού οι οποίοι αντλούνται από ισάριθμες αντλίες turbo. Στον ένα θάλαμο τοποθετείται ο φούρνος δημιουργίας ατμών Sr ο οποίος τροφοδοτείται μέσω ηλεκτρονικού κυκλώματος ελέγχου θερμοκρασίας και προστασίας και ο οποίος λειτουργεί στους  $\approx 500$  °C. Στο δεύτερο θάλαμο κενού βρίσκεται το σημείο αλληλεπίδρασης και το φασματόμετρο VMI που είναι τοποθετημένο κατακόρυφα. Οι δυο θάλαμοι επικοινωνούν μεταξύ τους με μια οπή διαμέτρου 0.5 mm η οποία μπορεί να φράζεται μέσω μιας ηλεκτρονικά ελεγχόμενης βαλβίδας. Το κενό που επιτυγχάνεται και στους δυο θαλάμους είναι της τάξης των  $10^{-7}$  mbar.



**Σχήμα 2.2:** Σχηματικό διάγραμμα της πειραματικής διάταξης μετρήσεων με χρήση φασματομέτρου τύπου VMI. Το φασματόμετρο αποτελείται από τρία ηλεκτρόδια που τροφοδοτούνται με κατάλληλες τάσεις, ζεύγος μικροκαναλικών πλακιδίων (MCP's), οθόνη φωσφόρου και κάμερα CCD.

Η δέσμη laser εστιάζεται στο χώρο αλληλεπίδρασης χρησιμοποιώντας ένα φακό εστιακής απόστασης  $f \approx 25$  cm. Τα ιόντα ή τα ηλεκτρόνια που παράγονται από την αλληλεπίδραση laser –ατόμων ανιχνεύονται κάθετα τόσο στην ατομική δέσμη όσο και στη δέσμη laser. Το φασματόμετρο αποτελείται από τρία ηλεκτρόδια, ένα χώρο ελεύθερο πεδίου μήκους  $D$ , έναν ανιχνευτή φορτισμένων σωματιδίων (MCPs) και μια οθόνη φωσφόρου (F2226-24PX, Hamamatsu Photonics). Στο πρώτο ηλεκτρόδιο απώθησης (repeller) εφαρμόζεται τάση  $V_R$ , στο δεύτερο ηλεκτρόδιο απόσπασης (extractor) εφαρμόζεται τάση  $V_E$ . Το τρίτο ηλεκτρόδιο είναι γειωμένο ( $V_G=0$  V). Μια κάμερα CCD (AVT Dolphin F-201C) χρησιμοποιείται για την καταγραφή της δισδιάστατης εικόνας που παράγεται από την πρόσκρουση των σωματιδίων στην οθόνη του φωσφόρου.

Στα πειράματά μας οι συνήθεις τιμές των τάσεων για ανίχνευση φωτοηλεκτρονίων ήταν  $V_R = -3.5$  kV και  $V_E = -2.448$  kV. Αναλυτικότερα η αρχή λειτουργίας του φασματομέτρου VMI θα περιγραφεί σε επόμενη παράγραφο. Όσον αφορά το μήκος του φασματομέτρου VMI χρησιμοποιήθηκαν δυο διαφορετικές ρυθμίσεις μήκους  $D$ . Στην μια περίπτωση το μήκος του VMI ήταν  $D \approx 50$  cm, κάτι το οποίο μας έδινε τη δυνατότητα καλύτερης παρατήρησης των ομάδων ηλεκτρονίων χαμηλότερης κινητικής ενέργειας ενώ στην δεύτερη ρύθμιση όπου  $D \approx 15$  cm μας δίνονταν η δυνατότητα καλύτερης παρατήρησης των ηλεκτρονίων λόγω φαινομένου ATI.

Για τον υπολογισμό της έντασης της δέσμης laser κατεγράφησαν φάσματα ιόντων του αερίου Xe μέσω μιας μπουκάλας του αερίου η οποία ήταν συνδεδεμένη με το σύστημα. Ο

ακριβής υπολογισμός της έντασης έγινε μέσω της μέτρησης του λόγου  $Xe^+/Xe^{2+}$  και σύγκρισης με παλαιότερες μετρήσεις της Γαλλικής ομάδας.

## 2.3 Συστήματα laser

### 2.3.1 Σύστημα laser χρονικής διάρκειας παλμών ns

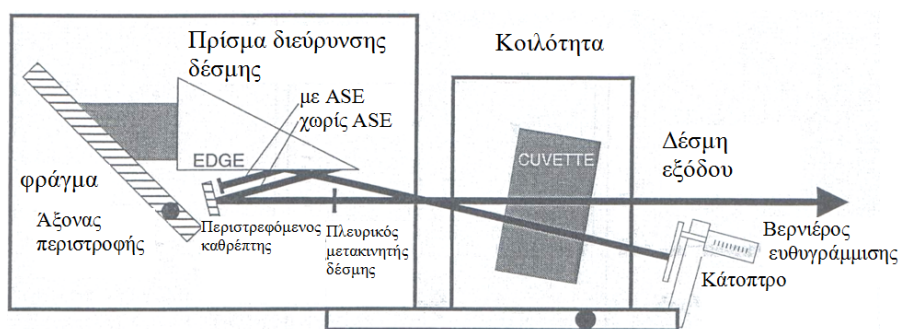
Η ακτινοβολία που χρησιμοποιείται και στις δυο πειραματικές διατάξεις (ιόντων/ηλεκτρονίων και φθορισμού) παράγεται από ένα laser χρωστικής (dye laser) (Lambda Physic ScanMate 2EC- 400) το οποίο αντλείται από ένα Nd:YAG laser (Quantel Brilliant BW). Το Nd:YAG laser παράγει παλμούς χρονικής διάρκειας  $\approx 5$  ns, μήκους κύματος 1064 nm, με μέγιστη ενέργεια παλμού  $\approx 850$  mJ και επαναληπτικότητα 10 Hz. Με τη χρήση κατάλληλων κρυστάλλων παραγωγής αρμονικών επιλέγεται, στην περίπτωση μας, η δεύτερη αρμονική στα 532 nm. Η εξερχόμενη από το Nd:YAG ακτινοβολία αντλεί οπτικά το laser χρωστικής το οποίο ανάλογα με τη χρωστική ουσία που επιλέγεται προσφέρει τη δυνατότητα επιλογής και παραγωγής οποιουδήποτε μήκους κύματος γραμμικά πολωμένης ακτινοβολίας (θεμελιώδους) στο ορατό φάσμα ( $\lambda_{vis} = 400 - 700$  nm). Το laser χρωστικής αποτελείται από τρία μέρη. Τον ταλαντωτή (oscillator) τον προενισχυτή (preamplifier) και τον ενισχυτή (amplifier). Το πιο σημαντικό μέρος από τα τρία μέρη είναι ο ταλαντωτής ο οποίος και καθορίζει την ποιότητα της παραγόμενης δέσμης. Ο ταλαντωτής του dye laser που χρησιμοποιήσαμε αποτελείται με τη σειρά του από τα εξής μέρη

- ένα φράγμα (grating) για την επιλογή του μήκους κύματος
- ένα αχρωματικό πρίσμα για την μεγέθυνση της δέσμης ώστε να μειωθεί το φασματικό εύρος της δέσμης
- ένα κελί όπου ρέει το διάλυμα (σε μεθανόλη) της χρωστικής ουσίας
- ένα πολλαπλό κάτοπτρο με κατάλληλες επιστρώσεις το οποίο με κατάλληλη επιλογή μιας από τις τρεις διαθέσιμες θέσεις μπορεί να καλύψει όλη τη φασματική περιοχή (UV, VIS, IR)

Χάρη στο σύστημα εξαγωγής της ακτινοβολίας laser, «Outcoupling», που διαθέτει το συγκεκριμένο laser χρωστικής, περιορίζεται σημαντικά το μεγαλύτερο μέρος της ενισχυμένης αυθόρμητης εκπομπής (Amplified Spontaneous Emission- ASE) η οποία είναι εκπομπή μεγάλου φασματικού περιεχομένου που οφείλεται στην αυθόρμητη εκπομπή φωτο-

νίων από τους διεγερμένους φορείς του ενισχυτή, τα οποία στη συνέχεια ενισχύονται κατά τη διάδοσή τους στο ενεργό μέσο. Η ASE καταλήγει τελικά να είναι σημαντικά μικρότερη από ότι σε άλλα laser χρωστικής [Nd:YAG Lambda Physic manual]. Ο προενισχυτής του συγκεκριμένου dye laser επιτρέπει την λειτουργία ενός κελιού χρωστικής ταυτόχρονα και ως ταλαντωτή αλλά και ως προ-ενισχυτή ο οποίος αντλείται σε άλλη περιοχή του ίδιου κελιού. Αλλάζοντας τη διεύθυνση της δέσμης εξόδου σε σχέση με τη δέσμη εισόδου επιτρέπει περαιτέρω μείωση του ASE που δημιουργείται στην αρχή της ταλάντωσης και με τη σειρά του αυξάνει την ενέργεια της δέσμης στην έξοδο του laser.

Η επέκταση λειτουργίας του laser στο υπεριώδες επιτυγχάνεται μέσω της παρεμβολής στην πορεία της δέσμης ενός κρυστάλλου διπλασιασμού της συχνότητας (τύπου BBO III). Έτσι παράγεται υπεριώδης ακτινοβολία (UV) (δεύτερη αρμονική της θεμελιώδους) με μήκη κύματος ( $\lambda_{UV} \approx 200 - 400 \text{ nm}$ ), γραμμικά πολωμένη κάθετα όμως σε σχέση με το επίπεδο πόλωσης της θεμελιώδους. Ο διαχωρισμός της δεύτερης αρμονικής (υπεριώδες) από τη θεμελιώδη ακτινοβολία (ορατό) επιτυγχάνεται με τη διέλευση της διχρωματικής δέσμης laser μέσω διάταξης πρισμάτων τύπου Pelin – Broca τα οποία διατηρούν αναλλοίωτη τη διεύθυνση της υπεριώδους ακτινοβολίας με την αλλαγή του μήκους κύματος. Επειδή όμως σε αυτή την περίπτωση λόγω των πολλών ανακλάσεων στις επιφάνειες των πρισμάτων έχουμε σημαντική μείωση της έντασης της δέσμης εναλλακτικά χρησιμοποιήθηκε φίλτρο αποκοπής του ορατού (Lambda Physik 22631).



**Σχήμα 2.3:** Βασικά μέρη ταλαντωτή για αντλούμενο από Nd:YAG laser χρωστικής (Lambda Physik ScanMate 2EC-400).

Για της ανάγκες των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν, χρησιμοποιήθηκαν οι παρακάτω χρωστικές ουσίες

(α) για το Μαγνήσιο,

i) η χρωστική ουσία Rhodamin B 610 (Exciton) παρέχοντας ακτινοβολία στην περιοχή 584-596 nm με μέγιστη ενέργεια παλμού  $\approx 30 \text{ mJ}$ .

ii) η χρωστική ουσία LC 5900 παρέχοντας ακτινοβολία στην περιοχή 561-569 nm με μέγιστη ενέργεια παλμού  $\approx 40$  mJ.

iii) στην ενδιάμεση φασματική περιοχή (570 – 583 nm) χρησιμοποιήθηκε κατάλληλο μείγμα των παραπάνω δυο χρωστικών ουσιών με μέγιστη ενέργεια παλμού  $\approx 30$  mJ.

(β) για το Στρόντιο, η χρωστική ουσία Pyridin 3 (LC 7300 Lambda Physik) παρέχοντας ακτινοβολία laser στην περιοχή 715 – 745 nm με μέγιστη ενέργεια παλμού  $\approx 30$  mJ.

Το σύστημα laser προσφέρει τη δυνατότητα ελέγχου του μήκους κύματος της ακτινοβολίας με ελάχιστο βήμα 0.001 nm. Το ενεργειακό εύρος είναι  $\approx 0.1$  cm<sup>-1</sup> ενώ η ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή διατηρείται σε χαμηλά επίπεδα,  $\approx 1.5\%$ , σε σχέση με τη μέγιστη ενέργεια του παλμού. Το παραπάνω επιτυγχάνεται ρυθμίζοντας κατάλληλα τη συγκέντρωση της χρωστικής ουσίας στον ταλαντωτή και στον ενισχυτή του laser χρωστικής. Ο έλεγχος των επιπέδων ASE στη δέσμη γίνεται με σύγκριση της έντασης της δέσμης σε μήκη κύματος μέσα και έξω από τα όρια της χρωστικής. Βέβαια σε αυτή την περίπτωση όταν βγάλουμε το φράγμα έξω από τη φασματική περιοχή του εκάστοτε χρησιμοποιούμενου dye ενισχύουμε ως ASE όλη τη μπάντα του. Αντίθετα όταν το φράγμα βρίσκεται εντός της φασματικής περιοχής και επομένως έχουμε ύπαρξη laser ενισχύεται μια πολύ μικρή φασματική περιοχή και ως εκ τούτου τα επίπεδα ASE είναι πολύ μικρότερα. Αυτό σημαίνει ότι στην πραγματικότητα συγκρίνοντας της ένταση εντός και εκτός φασματικής περιοχής του dye έχουμε μια υπερεκτίμηση των επιπέδων της ASE. Το ορθότερο θα ήταν να αναλύσουμε φασματικά τη δέσμη laser για να βρούμε το πραγματικό ποσοστό της ASE. Η διαδικασία περιγράφεται από τους [McKee 1982].

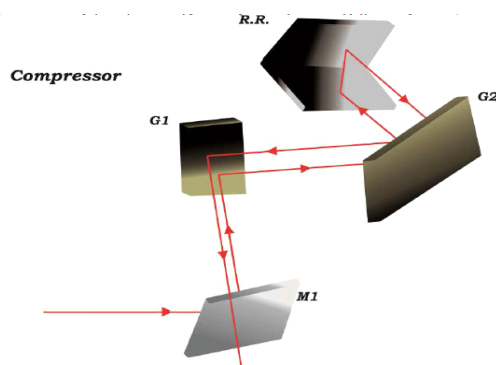
### **2.3.2. Συστήματα laser χρονικής διάρκειας παλμών fs**

Όσον αφορά στα πειράματα με χρήση υπερβραχέων παλμών laser και στα Ιωάννινα και στη Λυών τα laser που χρησιμοποιήθηκαν ήταν τύπου Coherent, Legend Elite Duo USX Ti: Sapphire fs laser με ελάχιστες διαφορές μεταξύ τους. Η πλήρης περιγραφή του συστήματος laser γίνεται από τον [Καρράς 2011]. Εν συντομία, το συγκεκριμένο σύστημα laser αποτελείται από δυο βασικά μέρη. Το πρώτο λειτουργεί ως οπτικό αντηχείο (ταλαντωτής) και το δεύτερο ως ενισχυτής.

Ο ταλαντωτής αποτελείται από τρία ξεχωριστά συστήματα laser. Το πρώτο είναι ένα laser στερεάς κατάστασης του οποίου η άντληση γίνεται από ένα διοδικό laser υψηλής ι-

σχός που εκπέμπει στα 808 nm. Ο φθορισμός του κρυστάλλου Nd:YVO<sub>4</sub> (τμήμα *Verdi*) έχει υψηλή απόδοση εκπομπής στα 1064 nm και χρησιμοποιείται για την άντληση ενός μη γραμμικού κρυστάλλου LBO εντός της κοιλότητας ο οποίος παράγει ακτινοβολία laser στα 532 nm. Αυτοί οι παλμοί laser αντλούν με τη σειρά τους έναν τρίτο κρύσταλλο ζαφειριού (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) ο οποίος είναι εμπλουτισμένος με ιόντα τιτανίου (κρύσταλλος Ti:Sapphire) και ο οποίος ανήκει σε μια αυτόνομη διάταξη (τμήμα *MICRA*) στην οποία σχηματίζεται ο παλμός που θα περάσει στη συνέχεια στον ενισχυτή. Σύμφωνα με τις προδιαγραφές του κατασκευαστή τα χαρακτηριστικά του εξερχόμενου παλμού είναι: χρονική διάρκεια ≈15 fs, φασματικό εύρος >100 nm, συχνότητα λειτουργίας 80 MHz και ισχύς >350 mW.

Η ενίσχυση του παλμού γίνεται με την τεχνική CPA (Chirped Pulsed Amplification). Αρχικά επάγεται διαπλάτυνση του χρονικού εύρους του παλμού (Stretching) και στη συνέχεια αυτός ενισχύεται αφού διέλθει από δύο ενισχυτές, έναν Regenerative Amplifier (RGA) και έναν Single Pass Amplifier (SPA). Η δέσμη laser που έρχεται από το *MICRA* (παλμός seed) έχει εν τω μεταξύ διευρυνθεί χρονικά και κυκλοφορεί στο εσωτερικό της κοιλότητας για χρονικό διάστημα που καθορίζεται από μια παλμογεννήτρια και κατόπιν αφού αυτός ενισχυθεί διέρχεται από τον δεύτερο ενισχυτή (SPA).



**Σχήμα 2.4.** Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης συμπίεσης. **M1**: κάτοπτρο υψηλής ανακλαστικότητας στα 800 nm, **G1,G2**: φράγματα περίθλασης, **R.R.**: ζεύγος κατόπτρων υψηλής ανακλαστικότητας στα 800 nm το οποίο χρησιμοποιείται για την ανύψωση της δέσμης.

Προκειμένου τέλος, ο ενισχυόμενος παλμός να αποκτήσει μικρότερο χρονικό εύρος οδηγείται σε μια διάταξη συμπίεσης (Compressor) η οποία και απεικονίζεται στο Σχήμα 2.4. Αρχικά ο παλμός προσπίπτει στο πρώτο φράγμα και αναλύεται. Στη συνέχεια προσπίπτει σε ένα δεύτερο φράγμα και ύστερα σε ένα ζεύγος κάτοπτρων τα οποία είναι έτσι τοποθετημένα ώστε τα μικρότερα μήκη κύματος του παλμού να διανύουν μικρότερο οπτικό δρόμο. Μετά το ζεύγος κατόπτρων η δέσμη του laser ακολουθεί πάλι την ίδια διαδρομή και τελικά εξέρχεται από το σύστημα. Το φασματικό εύρος των παλμών στην έξοδο είναι

$\geq 55$  nm. Η διάταξη συμπίεσης μας δίνει τη δυνατότητα να μεταβάλουμε τη χρονική διάρκεια των εξερχόμενων παλμών.

Το laser του Institute Lumière Matière του Université Claude Bernard Lyon 1 είχε τα εξής χαρακτηριστικά: μήκος κύματος  $\approx 798.4$  nm, επαναληψιμότητα 5 kHz, χρονική διάρκεια παλμού  $\approx 25$  fs και εύρος παλμού  $\approx 52$  nm. Η μέγιστη ένταση της δέσμης ανά παλμό ήταν  $\approx 1$  mJ. Το laser του κέντρου εφαρμογών laser του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων είχε τα εξής χαρακτηριστικά: μήκος κύματος  $\approx 801$  nm, επαναληψιμότητα 1 kHz, χρονική διάρκεια παλμού  $\approx 20$  fs και εύρος παλμού  $\approx 52$  nm. Η μέγιστη ένταση της δέσμης ανά παλμό είναι  $\approx 6$  mJ.

## 2.4 Διάταξη Ατομικής δέσμης και συστήματα κενού

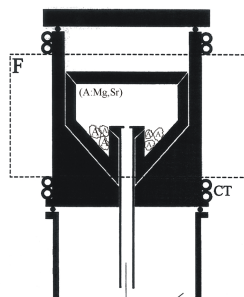
Η χρήση ατομικής δέσμης ενδείκνυται σε πειράματα πολυφωτονικού ιονισμού διότι δίνει την δυνατότητα ύπαρξης ενός περιβάλλοντος αλληλεπίδρασης χαμηλής πυκνότητας. Αυτό έχει ως συνέπεια την αποφυγή ανεπιθύμητων φαινομένων φορτίου χώρου (space charge effects). Η χρήση της είναι πιο συνήθης σε πειράματα μη-συντονιστικού πολυφωτονικού ιονισμού με μια δέσμη laser. Σε αυτή την περίπτωση δεν υπάρχει ανάγκη ύπαρξης ενδιάμεσων ατομικών καταστάσεων καθώς η διαδικασία πραγματοποιείται μέσω επαγόμενων από το laser εικονικών καταστάσεων οι οποίες και δρουν ως ατομικές καταστάσεις [Mainfray 1991].

Οι ατμοί Mg (Aldrich 99.98%) και Sr (Aldrich 99.50%) παράγονται σε φούρνο από ανοξείδωτο χάλυβα που βρίσκεται στο επάνω μέρος του θαλάμου και τροφοδοτείται μέσω ηλεκτρονικού κυκλώματος ελέγχου θερμοκρασίας και προστασίας (Σχήμα 2.5). Τα σημεία επαφής του φούρνου με την υπόλοιπη διάταξη ψύχονται με κλειστό κύκλωμα ψύξης νερού.

Οι ατμοί που παράγονται στο χώρο εξάχνωσης κατευθύνονται στο χώρο αλληλεπίδρασης μέσω μιας οπής διαμέτρου 0.5 mm που είναι ευθυγραμμισμένη με ένα σωλήνα από ανοξείδωτο χάλυβα διαμέτρου 5 mm και μήκους  $\approx 15$  cm. Περίπου 2 cm κάτω από την έξοδο του σωλήνα και προς την κατεύθυνση του ρεύματος ατμών η ατομική δέσμη και η δέσμη laser τέμνονται κάθετα μεταξύ τους. Η ατομική τους πυκνότητα σε εκείνο το σημείο εκτιμήθηκε μέσω γεωμετρικών υπολογισμών  $\approx 10^7 - 10^8$  άτομα/cm<sup>3</sup> [Nesmeyanov 1963].



Ο φούρνος λειτουργεί κάτω από τα εκάστοτε σημεία τήξης των Mg και Sr και η θερμοκρασία λειτουργίας για το Mg είναι 580 – 600 °C ενώ για το Sr είναι 600 – 720 °C.



**Σχήμα 2.5:** Διάταξη παραγωγής ατομικής δέσμης μετάλλων. **F:** Κυλινδρικός φούρνος από ανοξείδωτο χάλυβα, **CT:** Σύστημα ψύξης.

Το σύστημα άντλησης αποτελείται από μια περιστροφική αντλία και μια μοριακή αντλία turbo (Leybold Turbovac TW 250S) ενώ ο θάλαμος είναι εφοδιασμένος με δυο παγίδες υγρού αζώτου οι οποίες λόγω της χαμηλής τους θερμοκρασίας «παγιδεύουν» σωματίδια από το να καταλήξουν στα παράθυρα του θαλάμου αλληλεπίδρασης αλλά και στα ευαίσθητα πτερύγια της μοριακής αντλίας. Το κενό που επιτυγχάνεται στο θάλαμο κενού της διάταξης ατομικής δέσμης είναι της τάξης των  $10^{-8}$  mbar.

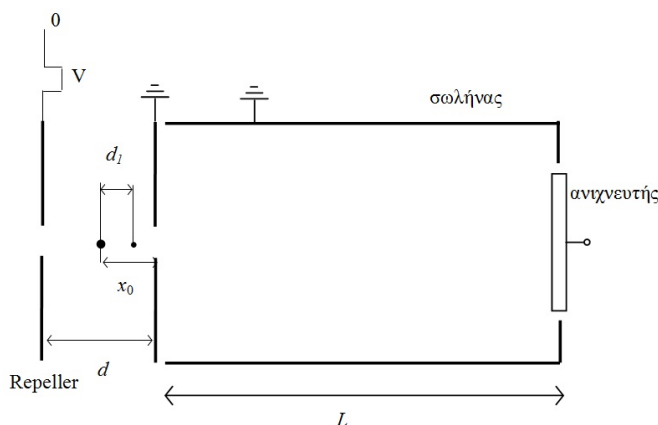
Σε αυτό το σημείο θα κάνουμε μια μικρή αλλά χρήσιμη τεχνική παρατήρηση για τη σωστή λειτουργία του φούρνου. Ως γνωστόν το μέταλλο του Sr, σε αντίθεση με το Mg, παρουσιάζει το μειονέκτημα της γρήγορης οξείδωσης όταν έρχεται σε επαφή με τον αέρα. Επειδή το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί ανάμεσα στην τοποθέτηση των κομματιών του Sr στο φούρνο και στο σφράγισμα του είναι σημαντικό, είναι αναγκαία η πραγματοποίηση κατάλληλων ενεργειών για την αποφυγή της οξείδωσης του Sr. Στα πρώτα πειράματα που πραγματοποιήσαμε πριν τοποθετήσουμε τα κομμάτια του Sr στο φούρνο φροντίσαμε να έχουν μια μικρή επικάλυψη λαδιού ώστε να αποφεύγεται η επαφή τους με τον αέρα. Αυτή η μέθοδος παρουσίαζε όμως σημαντικά μειονεκτήματα. Πρώτον ο φούρνος χρειαζόταν περίπου μια βδομάδα λειτουργίας στους  $\approx 500$  °C για την απομάκρυνση του μεγαλύτερου μέρους του λαδιού. Δεύτερον, υπήρχε κίνδυνος αναθυμιάσεις από τα λάδια να καταλήξουν στο παράθυρο εισόδου της δέσμης laser παρά την ύπαρξη των παγίδων αζώτου. Τρίτος και κυριότερος λόγος ήταν η αύξηση του παρασιτικού σήματος ηλεκτρονίων και ιόντων από αναθυμιάσεις του λαδιού μέσα στο θάλαμο κενού. Για να εξαλειφθούν αυτά τα προβλήματα λόγω της χρήσης του λαδιού, ακολουθήθηκε μια διαφορετική διαδικασία, κατά την οποία τα κομμάτια του Sr τοποθετούνταν στο φούρνο χωρίς λάδι αλ-

λά υπό συνεχή ροή αδρανούς αερίου Ar το οποίο είναι βαρύτερο του αέρα του αέρα και ως εκ τούτου προστατεύει τα κομμάτια του Sr από οξείδωση.

## 2.5 Φασματόμετρο μάζας τύπου χρόνου πτήσης (TOF)

Τα ιόντα που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση ατόμων/ιόντων με τη χρήση ενός παλμικού φασματομέτρου μάζας τύπου χρόνου πτήσης (Time-of-Flight) διαχωρίζονται ανάλογα με το λόγο μάζα-προς-φορτίο ( $m/q$ ). Το φασματόμετρο περιέχει μια περιοχή ιονισμού και επιτάχυνσης των ιόντων και ένα σωλήνα πτήσης τους, μήκους  $L \approx 18$  cm, το εσωτερικό του οποίου είναι απομονωμένο από εξωτερικά πεδία και φέρει ένα ανιχνευτή φορτίων στο άκρο του σωλήνα (Σχήμα 2.6).

Η περιοχή ιονισμού και επιτάχυνσης αποτελείται από ένα μεταλλικό πλακίδιο απόθησης (repeller), το οποίο διαθέτει τρύπα  $\approx 2$  mm και στο οποίο εφαρμόζεται κατάλληλη τάση ώστε να απωθεί τα παραγόμενα ιόντα. Τα ιόντα που δημιουργούνται στο χώρο παραγωγής επιταχύνονται λόγω του ηλεκτρικού πεδίου προς το χώρο ανίχνευσης περνώντας μέσα από την οπή διαμέτρου  $\approx 3$  mm ενός δεύτερου γειωμένου πλακιδίου. Μετά το δεύτερο πλακίδιο τα ιόντα ταξιδεύουν απουσία πεδίου μέσα στο σωλήνα προς τον ανιχνευτή.



**Σχήμα 2.6:** Σχηματική αναπαράσταση του φασματομέτρου μάζας χρόνου πτήσης

Υπάρχουν δυο τρόποι λειτουργίας ενός φασματογράφου τύπου χρόνου πτήσης. Με εφαρμογή σταθερής τάσης και με εφαρμογή παλμικής τάσης [Wiley 1955]. Εάν ονομάσουμε την απόσταση του σημείου αλληλεπίδρασης από το γειωμένο πλακίδιο  $x_0$  και την απόσταση που διανύει το ιόν υπό την επίδραση του πεδίου  $d_1$  (βλ Σχήμα 2.6) οι δυο τρόποι λειτουργίας ορίζονται ως:

i) Εφαρμογή μεταξύ των δυο πλακιδίων σταθερής τάσης ώστε ο παλμός τάσης να διαρκεί τόσο ώστε  $d_1=x_0$ , για όλα τα είδη ιόντων. Σε αυτή την περίπτωση όλα τα ιόντα ίσου φορτίου αποκτούν ίση τελική κινητική ενέργεια και ο χρόνος πτήσης είναι ανάλογος της ρίζας του λόγου μάζας προς φορτίο.

ii) Εφαρμογή μεταξύ των δυο πλακιδίων κατάλληλης παλμικής τάσης ώστε να ισχύει  $d_1 < x_0$  για όλα τα είδη ιόντων. Σε αυτή την περίπτωση όλα τα ιόντα ίσου φορτίου αποκτούν ίση τελική ορμή και ο χρόνος πτήσης είναι ανάλογος του λόγου μάζας προς φορτίο [Κοέν 1992].

Στην περίπτωσή μας ισχύει  $x_0 \approx 0.5$  cm και η παλμική τάση που εφαρμόζεται είναι  $\approx 1$  kV ενώ εφαρμόζεται  $\approx 500$  ns μετά τον παλμό της δέσμης laser και έχει διάρκεια  $\approx 1$  μs. Αυτό σημαίνει ότι ο χρόνος αυτός είναι αρκετά μεγάλος ώστε  $d_1 > x_0$  για όλα τα ιόντα. Συνεπώς ο δικός μας τρόπος λειτουργίας του φασματομέτρου είναι ένας συνδυασμός των παραπάνω δυο τρόπων λειτουργίας. Από τη μια εξασφαλίζεται ότι η διέγερση των ατόμων λαβαίνει χώρα χωρίς την επίδραση του πεδίου, κάτι το οποίο δεν ισχύει στην πρώτη περίπτωση. Παράλληλα όμως ο χρόνος πτήσης μέχρι τον ανιχνευτή θα είναι ανάλογος της ρίζας του λόγου μάζας προς φορτίο, κάτι το οποίο συμβαίνει στην πρώτη περίπτωση.

Ο χρόνος  $t_{ολ}$  που μεσολαβεί από τη στιγμή της δημιουργίας των ιόντων μέχρι τη χρονική στιγμή ανίχνευσης τους από τον πολυκαναλικό πολλαπλασιαστή ηλεκτρονίων (MultiChannel Plates – MCP's) είναι το άθροισμα του χρόνου πτήσης  $t_1$  στο χώρο που υφίσταται το ηλεκτρικό πεδίο και του χρόνου πτήσης  $t_2$  στον χώρο που δεν είναι υπό την επίδραση πεδίου.

Με απλές εξισώσεις κινηματικής και αγνοώντας την αρχική ταχύτητα των ιόντων ισχύει:

$$t_{ολ} = t_1 + t_2 = \sqrt{\frac{2x_0}{\alpha}} + \frac{L}{\sqrt{2\alpha d}} \quad (2.2)$$

όπου (δες Σχήμα 2.6)

$\alpha = \frac{V_{rep}}{d} \cdot \frac{q}{m}$  : επιτάχυνση των ιόντων στο χώρο υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου

$x_0$ : απόσταση ιόντων από το γειωμένο πλακίδιο

$d$ : Απόσταση repeller από το γειωμένο πλακίδιο

$L$ : μήκος διαδρομής ελεύθερης πτήσης

$q$ : πολλαπλότητα φορτίου ιόντων

$m$ : μάζα ιόντων

Μετρώντας την τάση σε Volts, τις αποστάσεις σε m και το φορτίο σε μονάδες στοιχειώδους φορτίου  $e^-$ , το  $t_{ολ}$  (σε sec) δίνεται από τον τύπο:

$$t_{ολ} \approx \frac{(\sqrt{2dx_0} + L)}{\sqrt{V}} \cdot \sqrt{\frac{AB}{q}} \times 10^{-4} \quad (2.3)$$

όπου AB το ατομικό βάρος του στοιχείου. Συνεπώς, όπως περιγράψαμε παραπάνω, ο συνολικός χρόνος πτήσης που απαιτείται για τα ιόντα ώστε να φτάσουν στον ανιχνευτή από τη χρονική στιγμή δημιουργίας τους είναι ανάλογος της τετραγωνικής ρίζας του λόγου  $m/q$ . Επακόλουθα, είναι μεγαλύτερος για ιόντα με μεγαλύτερη μάζα σε σχέση με ιόντα μικρότερης μάζας και ίδιας πολλαπλότητας φορτίου. Αντίστοιχα, ο χρόνος άφιξης στον ανιχνευτή για ιόντα ίδιας μάζας είναι μικρότερος για ιόντα με μεγαλύτερη πολλαπλότητα φορτίου σε σχέση με ιόντα μικρότερης πολλαπλότητας φορτίου.

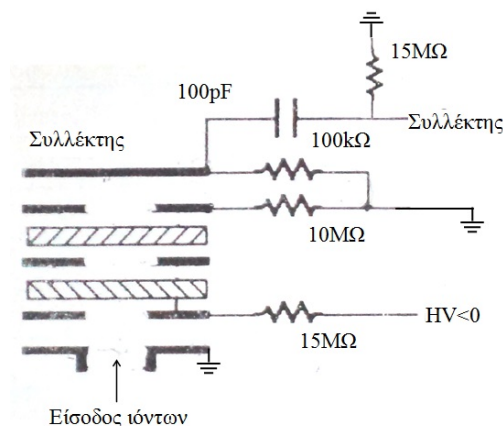
Η διακριτική ικανότητα του φασματογράφου μάζας ορίζεται ως  $m/\Delta m$ . Διαφορίζοντας τη σχέση (2.2) προκύπτει ότι

$$m/\Delta m = t/\Delta t$$

όπου  $\Delta t$  είναι το πλάτος στο μισό του μεγίστου (FWHM).

Οι παράγοντες που επηρεάζουν τη διακριτική ικανότητα του φασματομέτρου χρόνου πτήσης είναι η διασπορά στις αρχικές θέσεις των ιόντων  $\Delta x$ , οι αρχικές κινητικές ενέργειες των ιόντων κυρίως λόγω θερμικών φαινομένων και τα φορτία χώρου που δημιουργούνται κατά την αλληλεπίδραση ατόμων- ακτινοβολίας [Λιόντος 2007].

Η συνδεσμολογία του ανιχνευτή ιόντων που χρησιμοποιήθηκε στον φασματόμετρο χρόνου πτήσης παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.7.



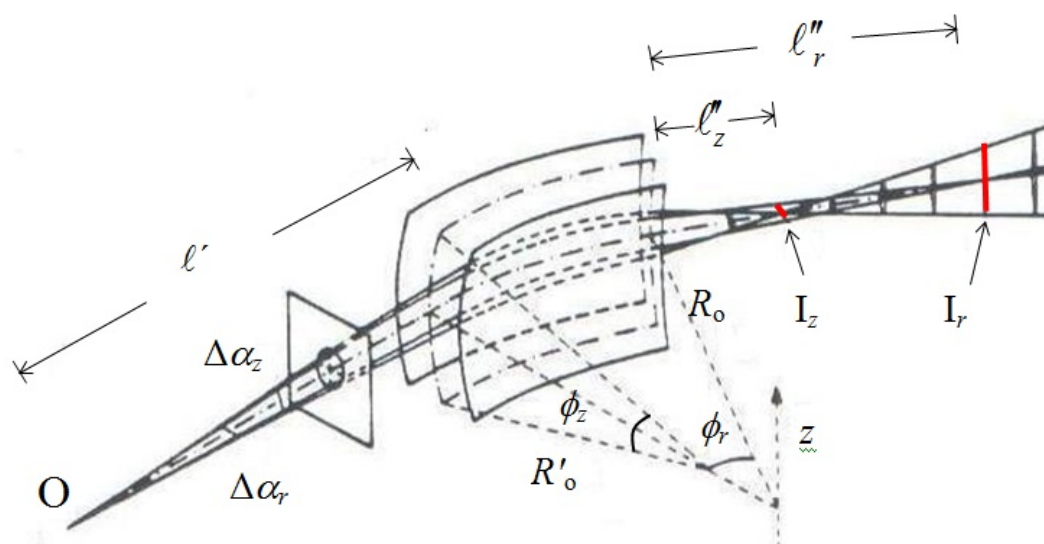
**Σχήμα 2.7:** Διάγραμμα ηλεκτρικών συνδέσεων και τροφοδοσίας του ανιχνευτή ηλεκτρονίων του φασματομέτρου μάζας τύπου χρόνου πτήσης

Το σήμα της εξόδου του ανιχνευτικού συστήματος απεικονίζεται σε έναν ψηφιακό παλμογράφο (LeCroy 9310) αφού πρώτα διέλθει από έναν ολοκληρωτικό ενισχυτή με πύλη (Stanford Research Systems SR 250 - Boxcar). Ο παλμογράφος συνδέεται μέσω μιας θύρας GPIB<sup>®</sup> σε ένα προσωπικό υπολογιστή και μας δίνει την δυνατότητα αποθήκευσης του σήματος μέσω ενός προγράμματος LabView<sup>®</sup>.

## 2.6 Αναλυτής Ενέργειας Ηλεκτρονίων

### 2.6.1 Ο αναλυτής

Ο αναλυτής ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία είναι ηλεκτροστατικός ημισφαιρικός αναλυτής γωνίας  $\phi=166^\circ$  (Comstock AC-902B) και ανήκει στην ευρύτερη οικογένεια των αναλυτών εκτροπής (deflector type analyzers) ή τοροειδών πρισμάτων (toroidal prisms) δηλαδή πυκνωτές των οποίων τα ηλεκτρόδια είναι τμήματα καμπύλων επιφανειών εκ περιστροφής. Η εφαρμογή διαφοράς δυναμικού μεταξύ των ηλεκτροδίων έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ανομοιογενούς ακτινικού ηλεκτρικού πεδίου ανάμεσά τους. Η ανομοιογένεια αυτή είναι υπεύθυνη για την εμφάνιση ενεργειακού διασκεδασμού (διασποράς) στο ακτινικό επίπεδο (Σχήμα 2.8).



Σχήμα 2.8: Γενική περίπτωση ηλεκτροστατικών τοροειδών πρισμάτων.

Η ακτινική εκτροπή των ηλεκτρονίων εξαρτάται από την αρχική κινητική τους ενέργεια. Εκτός από τον ενεργειακό διασκεδασμό<sup>1</sup> τα τοροειδή πρίσματα μπορούν και να εστιάσουν τις εισερχόμενες σε αυτά αποκλίνουσες δέσμες φορτισμένων σωματιδίων, λειτουργούν δηλαδή ταυτόχρονα ως ηλεκτροστατικοί φακοί. Σημαντικό χαρακτηριστικό ενός τοροειδούς πρίσματος (αλλά και οποιουδήποτε άλλου φασματομέτρου ηλεκτρονίων) είναι και η αποδοτικότητα διέλευσης (transmission efficiency) των σωματιδίων, για την οποία όμως ο ορισμός ποικίλει ανάλογα με την εφαρμογή. Μερικές φορές αναφέρεται ως ο λόγος του ρεύματος εξόδου προς το ρεύμα εισόδου, αλλά αυτό δεν είναι απόλυτα σωστό, γιατί εξαρτάται από την ενεργειακή κατανομή της εισερχόμενης δέσμης.

Για τους ημισφαιρικούς αναλυτές, στην οικογένεια των οποίων ανήκει ο αναλυτής μας, η ακτίνα καμπυλότητας  $R_0$  στο ακτινικό επίπεδο είναι ίση με την ακτίνα καμπυλότητας στο αξονικό πεδίο  $R'_0$  (βλέπε Σχήμα 2.8). Στη γενικότερη περίπτωση των τοροειδών πρισμάτων που ισχύει  $R_0 \neq R'_0$ , εμφανίζεται αστιγματισμός και το αρχικό σημείο  $O$  απεικονίζεται σε δυο διαφορετικά σημεία (ακριβέστερα, ευθύγραμμα τμήματα)  $I_r$  και  $I_z$  σε αποστάσεις  $\ell_r''$  και  $\ell_z''$  αντίστοιχα από αυτό.

Το σημαντικότερο πλεονέκτημά των σφαιρικών αναλυτών τους είναι ότι εστιάζουν κατά τον ίδιο τρόπο και στα δύο επίπεδα και επιτρέπουν στιγματική απεικόνιση έτσι ώστε σημειακό αντικείμενο να απεικονίζεται σε σημειακό είδωλο. Επιπλέον απαιτούν την εφαρμογή χαμηλών δυναμικών στα ηλεκτρόδιά τους και κατά κανόνα εμφανίζουν την καλύτερη διακριτική ικανότητα μεταξύ των τοροειδών πρισμάτων ιδίων διαστάσεων. Επίσης δεν επηρεάζονται σημαντικά από τα περιθωριακά πεδία (fringing fields), τα οποία είναι διαφοροποιήσεις του ηλεκτρικού πεδίου και του δυναμικού σε σύγκριση με την 'ιδανική' τους μορφή που θα αναμενόταν λόγω της γεωμετρίας των ηλεκτροδίων [Zouros 2006, Wollnick 1967]. Το μοναδικό μειονέκτημά τους είναι η δυσκολία κατασκευής τους, μια και μικρά ακόμα κατασκευαστικά σφάλματα στις ακτίνες τους ή στην τοποθέτηση των ηλεκτροδίων μπορούν να οδηγήσουν σε σημαντικές διαφοροποιήσεις των τροχιών των ηλεκτρονίων σε σχέση με τις αναμενόμενες [Wollnick 1967].

Στην οπτική φορτισμένων σωματιδίων ορίζουμε την επιθυμητή τροχιά ενός σωματιδίου σε κάποιο οπτικό στοιχείο ως τροχιά αναφοράς και μελετάμε όλες τις άλλες τροχιές σε σχέση με αυτή. Η κινητική ενέργεια  $E_0$  που πρέπει να έχουν τα σωματίδια για να ακολουθήσουν την τροχιά αναφοράς και να εξέλθουν του πρίσματος ονομάζεται ενέργεια διέλευ-

<sup>1</sup> Πιο ορθά πρόκειται για διασκεδασμό ενέργειας προς φορτίο, ενώ δεν εμφανίζουν διασκεδασμό μάζας προς φορτίο. [Wollnick 1967]

σης (Pass Energy ή Transmission Energy). Σωματίδια με κινητική ενέργεια διαφορετική από  $E_0$  ακολουθούν τροχιές που διαφέρουν πολύ από την τροχιά αναφοράς και τελικά εστιάζονται σε διαφορετικά σημεία, συνήθως δε αποκóπτονται από το διάφραγμα στην έξοδο του αναλυτή. Αν  $V_1$  η τάση του ηλεκτροδίου μικρότερης ακτίνας και  $V_2$  η τάση του ηλεκτροδίου μεγαλύτερης ακτίνας η ενέργεια διέλευσης είναι ανάλογη της διαφοράς δυναμικού  $\Delta V = V_2 - V_1$ . Συγκεκριμένα ισχύει

$$E_0 = ek\Delta V \quad (2.4)$$

όπου  $k$  ένας αδιάστατος παράγοντας βαθμονόμησης (calibration factor) που, απουσία παρασιτικών ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων, εξαρτάται αποκλειστικά από τη γεωμετρία και τις διαστάσεις της συσκευής [Roy 1990] και  $e$  το φορτίο του ηλεκτρονίου ( $1.6 \times 10^{-19}$  Cb).

Στο εσωτερικό ενός σφαιρικού πρίσματος το δυναμικό είναι της μορφής

$$V(r) = A/r + C, \quad A > 0.$$

Οι ισοδυναμικές επιφάνειες είναι, όπως και τα ηλεκτρόδια, ομόκεντρα τμήματα σφαίρας. Οι ακτίνες των ηλεκτροδίων συμβολίζονται με  $R_1$  και  $R_2$  ( $R_2 > R_1$ ). Η δυναμική ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι  $U(r) = (-e) \cdot V(r)$  και συνεπώς υφίστανται ελκτική ηλεκτρική δύναμη  $F(r) = (-e) \cdot (-dV/dr) = -eA/r^2$  (με  $A > 0$ ) οπότε οι τροχιές τους είναι τμήματα ελλειπτικών τροχιών Kepler. Η παράμετρος  $A$  επιλέγεται έτσι ώστε τα ηλεκτρόνια προεπιλεγμένης κινητικής ενέργειας  $E_0$  που εισέρχονται εφαπτομενικά στην κύρια ισοδυναμική επιφάνεια να διαγράφουν τμήμα κυκλικής τροχιάς ακτίνας  $R_0$  και γωνιακού ανοίγματος  $\phi_r$  (τροχιά αναφοράς). Εάν  $V_{ref}$  είναι η τιμή του δυναμικού στην κύρια ισοδυναμική επιφάνεια, θα ισχύει

$$V(R_0) = V_{ref}$$

ενώ θα πρέπει το δυναμικό αυτό να εφαρμοστεί και στα διαφράγματα εισόδου και εξόδου που βρίσκονται σε αποστάσεις  $\ell'$  και  $\ell''$  από το πρίσμα (και των οποίων το κέντρο βρίσκεται στη θέση  $r = R_0$ , βλέπε Σχήμα 2.8). Για την κυκλική τροχιά αναφοράς θεωρώντας την ηλεκτρική δύναμη ως κεντρομόλο δύναμη αποδεικνύεται η σχέση που συνδέει την ενέργεια διέλευσης  $E_0$  με τη διαφορά δυναμικού  $\Delta V = V_2 - V_1$  μεταξύ των ηλεκτροδίων ( $V_1 = V(R_1)$ ,  $V_2 = V(R_2)$ ) [Δημητρίου 2007].

$$E_0 = e \frac{R_1 R_2}{2R_0 (R_2 - R_1)} \Delta V \quad (2.5)$$

Συγκρίνοντας την (2.4) με την (2.5) βρίσκουμε το θεωρητικό παράγοντα βαθμονόμησης

$$k_{th} = \frac{R_1 R_2}{2R_0(R_2 - R_1)}. \quad (2.6)$$

Στον αναλυτή της παρούσας εργασίας ισχύει:

$$R_0 = (R_1 + R_2)/2 \quad (2.7)$$

οπότε, χρησιμοποιώντας το λόγο των ακτινών των ηλεκτροδίων

$$\xi \equiv R_2/R_1$$

τα δυναμικά τους γράφονται

$$V_1 = V_{ref} + \frac{E_0}{e}(\xi - 1)$$

και

$$V_2 = V_{ref} - \frac{E_0}{e} \left( \frac{\xi - 1}{\xi} \right)$$

Ο θεωρητικός παράγοντας βαθμονόμησης είναι

$$k_{th} = \frac{\xi}{\xi^2 - 1} \quad (2.8)$$

Σε προσέγγιση πρώτης τάξης η διακριτική ικανότητα του αναλυτή γράφεται. [Wollnick 1967]

$$\frac{\Delta E}{E_0} \approx \frac{w_{out}}{R_0(1 - \cos \phi_r) + \ell'' \sin \phi_r} \quad (2.9)$$

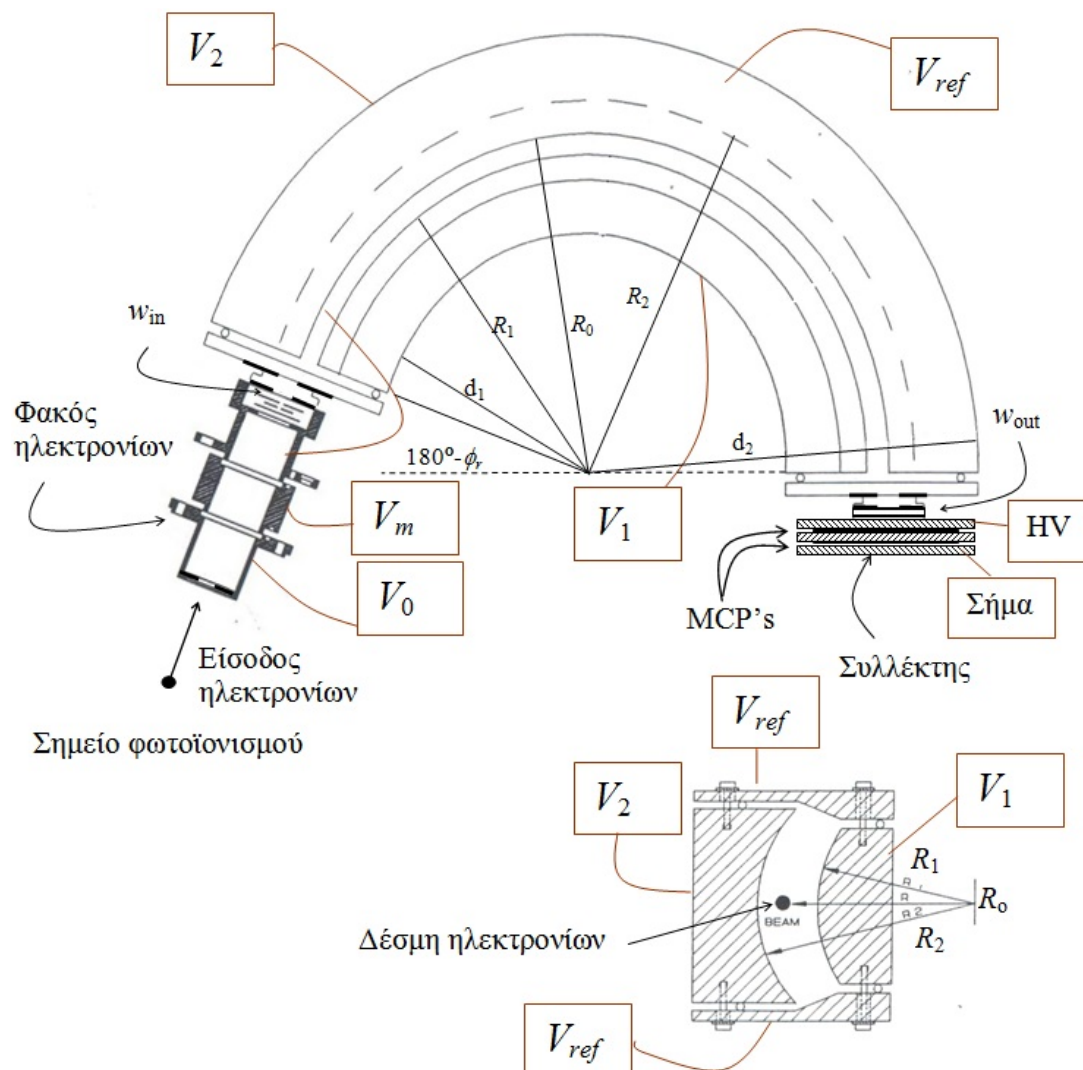
όπου  $\ell''$  η απόσταση μεταξύ της εξόδου του αναλυτή και του σημείου εστίασης των ηλεκτρονίων (δες Σχήμα 2.8) και  $w_{out}$  η διάμετρος διαφράγματος εξόδου. Στην περίπτωση μας ισχύει  $w_{out} \approx w_{in} \approx 1$  mm (δες Σχήμα 2.9 (α)). Στην είσοδο του αναλυτή είναι τοποθετημένος ένας φακός ηλεκτρονίων τριών στοιχείων στην ο οποίος και θα παρουσιαστεί ξεχωριστά στη συνέχεια. Στο Σχήμα 2.9 και στον Πίνακα 1.1 φαίνονται η δομή και οι διαστάσεις του αναλυτή, ενώ στον Πίνακα 1.2 φαίνονται συγκεντρωμένα τα κύρια χαρακτηριστικά λειτουργίας του.

Ο αναλυτής είναι κατασκευασμένος από χαλκό ελεύθερο οξυγόνου. Η διάταξη περιλαμβάνει διορθωτικά ηλεκτρόδια-διαφράγματα περιθωριακών πεδίων στην είσοδο και την έξοδο του αναλυτή, στα οποία ενσωματώνονται και τα διαφράγματα εισόδου και εξόδου. Περιλαμβάνει ακόμη ηλεκτρόδια διόρθωσης πλευρικών περιθωριακών πεδίων στην αξιωματική διεύθυνση (Σχήμα 2.9 (β)) μια και, για λόγους οικονομίας χώρου, τα σφαιρικά ηλεκτρόδια είναι κομμένα σε γωνία  $\phi_z \sim 70^\circ$ . Στα πλευρικά αυτά ηλεκτρόδια εφαρμόζεται



δυναμικό ίσο με  $V_{ref}$ , ώστε να μην επηρεάζεται η κίνηση των ηλεκτρονίων που κινούνται σε τροχιά ακτίνας  $R_0$ . Οι απαραίτητες αποστάσεις μεταξύ των ηλεκτροδίων και η ηλεκτρική τους μόνωση επιτυγχάνονται με ζαφειρόνιες σφαίρες τοποθετημένες σε ειδικές υποδοχές που υπάρχουν σε κάθε ηλεκτρόδιο. Για τη συγκράτηση των ηλεκτροδίων σε ένα σώμα χρησιμοποιούνται ατσάλινες βίδες 4-40 με εξωτερικό κεραμικό μονωτικό περίβλημα διαμέτρου 0.050" και μικρά ελατήρια στις άκρες τους για καλύτερη εφαρμογή. Ο αναλυτής με το φακό είναι τοποθετημένος σε βάση αλουμινίου και το όλο σύστημα βρίσκεται σε κουτί από μ-metal κατασκευασμένο από κράμα Conetic AA πάχους 2 mm.

Οι αναγκαίες τάσεις  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_{ref}$  για τη λειτουργία του Αναλυτή παρέχονται από το τροφοδοτικό που παρέχει ο κατασκευαστής (Comstock model ES 101).



**Σχήμα 2.9:** Κάτοψη του αναλυτή Comstock AC-902B όπου φαίνονται και τα ηλεκτρόδια εξάλειψης των περιθωριακών πεδίων στην είσοδο και έξοδο του πρίσματος καθώς και η θέση του φακού Comstock EL-321 στην είσοδό του. Στο Σχήμα απεικονίζεται επίσης η τομή του εσωτερικού του αναλυτή, όπου φαίνονται τα δυο σφαιρικά και τα δυο πλευρικά ηλεκτρόδια, όπως επίσης και οι τάσεις που εφαρμόζονται σε αυτά. Οι τιμές των γεωμετρικών μεγεθών δίνονται στον Πίνακα 1.2.

**Πίνακας 1.1.** Γεωμετρικά χαρακτηριστικά Σφαιρικού Αναλυτή AC-902B (σε mm)

$R_0$	$R_1$	$R_2$	$\phi_r$	$\ell'$	$\ell''$	$d_1$	$d_2$	H	$w_{out} \approx w_{in}$
54.7	48.8	60.7	166°	6.6	6.8	34.5	67.8	56.6	1

**Πίνακας 1.2** Χαρακτηριστικά λειτουργίας Σφαιρικού Αναλυτή AC-902B. Το  $w_{in}$  είναι σε mm.

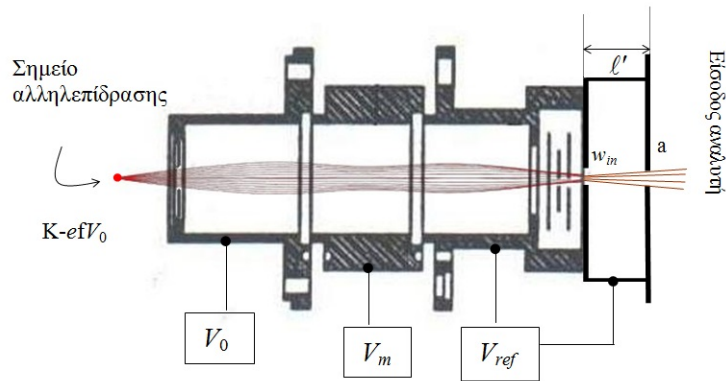
Λόγος $\xi=R_2/R_1$	Σταθερά $k_{th}$	Μεγέθυνση $M$	Διασπορά $D$	Διακριτική ικανότητα
1.244	2.273	-1	$2R_0$	$\Delta E \approx 9.14 \times 10^{-3} w_{in} \cdot E_0$

Για την καταγραφή των φασμάτων ενέργειας ηλεκτρονίων το τροφοδοτικό χρειάζεται την παροχή μιας τάσης ράμπας 0–10 V η οποία παρέχεται είτε χειροκίνητα, κατά την εσωτερική λειτουργία του τροφοδοτικού (internal mode), είτε εξωτερικά (external mode) μέσω μιας μονάδας σύνδεσης με H/Y (Stanford SR245) η οποία με τη σειρά της προγραμματίζεται από έναν H/Y μέσω ενός προγράμματος σε γλώσσα LabView® το οποίο ταυτόχρονα συλλέγει και το εκπεμπόμενο σήμα ηλεκτρονίων.

Για την καταγραφή των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων, η διαδικασία είναι η εξής: Όλες οι τάσεις παραμένουν σταθερές ώστε η ενέργεια διέλευσης να παραμένει σταθερή για όλη τη διάρκεια της κάθε μέτρησης. Αφήνουμε το πρόγραμμα σε γλώσσα LabView να συλλέξει για μερικά δευτερόλεπτα σήμα ηλεκτρονίων, κατόπιν σταματάμε την καταγραφή, μετακινούμε κατά 4° το πλακίδιο  $\lambda/2$  από το οποίο διέρχεται η δέσμη laser (αυτό συνεπάγεται στροφή του επιπέδου πόλωσης του laser κατά 8°) και επαναλαμβάνουμε την ίδια διαδικασία μέχρι να καλύψουμε περίπου ένα πλήρη κύκλο. Η τιμή του σήματος για κάθε θέση της γωνίας της πόλωσης του laser βρίσκεται υπολογίζοντας το μέσο όρο των τιμών που έχουν καταγραφεί.

### 2.6.2 Ο ηλεκτροστατικός φακός

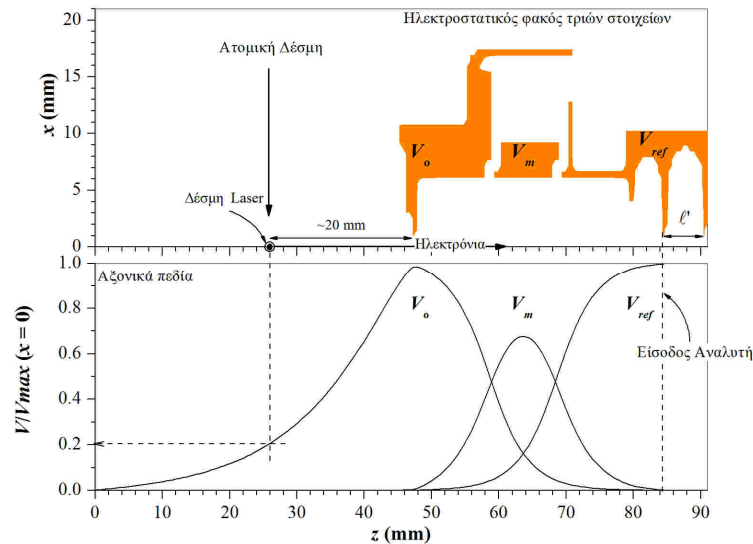
Ο φακός ηλεκτρονίων (Comstock EL-321) αποτελείται από τρία στοιχεία. Το πρώτο στοιχείο βρίσκεται υπό τάση που την ονομάζουμε  $V_0$ , το μεσαίο στοιχείο υπό τάση που την ονομάζουμε  $V_m$  ενώ το τρίτο στοιχείο μιας και βιδώνει πάνω στο διάφραγμα εισόδου του αναλυτή βρίσκεται υπό τάση  $V_{ref}$ . Στο Σχήμα 2.10 βλέπουμε το φακό μαζί με το ηλεκτρόδιο εισόδου του αναλυτή και τα διαφράγματα εισόδου και διόρθωσης περιθωριακών πεδίων. Φαίνονται επίσης μερικές τροχιές των φωτοηλεκτρονίων.



**Σχήμα 2.10:** Ο Φακός ηλεκτρονίων τριών στοιχείων EL-321 [Comstock EL-321 lens manual]. Στα τρία στοιχεία εφαρμόζονται τάσεις  $V_0$ ,  $V_m$  και  $V_{ref}$  αντίστοιχα. Συνδεδεμένο με το φακό και πριν την είσοδο του αναλυτή βρίσκεται το διάφραγμα εισόδου ανοίγματος  $w_{in}$  και το διάφραγμα προστασίας από τα περιθωριακά πεδία ανοίγματος  $a$ . Και τα δυο διαφράγματα βρίσκονται στην ίδια τάση  $V_{ref}$  με το τελευταίο ηλεκτρόδιο. Στο Σχήμα φαίνονται μερικές τυπικές τροχιές που ακολουθούν τα ηλεκτρόνια που ξεκινούν από το σημείο αλληλεπίδρασης, διέρχονται από το φακό και καταλήγουν στον αναλυτή [Comstock AC-902B analyzer].

Όταν στο πρώτο ηλεκτρόδιο δεν εφαρμόζεται τάση το γωνιακό εύρος της ανιχνευόμενης ηλεκτρονιακής δέσμης εξαρτάται μόνο από τα γεωμετρικά όρια του διαφράγματος εισόδου του πρώτου ηλεκτροδίου του φακού. Παρουσία τάσης  $V_0$  στο πρώτο ηλεκτρόδιο η δέσμη των ηλεκτρονίων στενεύει με αποτέλεσμα κάποια από αυτά, ενώ στην περίπτωση όπου  $V_0=0$  δεν θα διέρχονταν από το άνοιγμα στην είσοδο του φακού, με την εφαρμογή τάσης να διέλθουν. Σε αυτή την περίπτωση το γωνιακό εύρος δεν εξαρτάται πλέον μόνο από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του φακού. Τα διαφράγματα εισόδου του αναλυτή καθορίζουν τις τιμές των διαμέτρων  $w_{in}$  και  $a$  (Σχήμα 2.10) μέσω των οποίων καθορίζεται η ίδια η διακριτική ικανότητα του αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων. Διατυπώνοντας συνοπτικά, μπορούμε να πούμε ότι το διάφραγμα στην είσοδο του αναλυτή καθορίζει την διακριτική ικανότητα (εφόσον η διάμετρος της εστιασμένης δέσμης είναι μεγαλύτερη από  $w_{in}$ ), ενώ το διάφραγμα στην είσοδο του φακού καθορίζει το γωνιακό εύρος της ανιχνευόμενης ηλεκτρονιακής δέσμης. Στα περισσότερα πειράματά μας επιλέξαμε να εργαστούμε με το πρώτο ηλεκτρόδιο υπό τάση  $V_0=10$  V ώστε να αυξήσουμε το σήμα ηλεκτρονίων. Στο Σχήμα 2.11 βλέπουμε τη μεταβολή του αξονικού δυναμικού στο εσωτερικό του φακού. Παρατηρούμε ότι το δυναμικό λόγω του πρώτου ηλεκτροδίου δε μηδενίζεται αρκετά γρήγορα με αποτέλεσμα το δυναμικό στο σημείο παραγωγής των φωτοηλεκτρονίων να είναι μη μηδενικό και ίσο με  $fV_0$  ( $0 \leq f \leq 1$ ). Τότε η δυναμική ενέργεια στο σημείο αυτό θα είναι ίση με  $U = -feV_0$  και η μηχανική ενέργεια  $E = K - feV_0$  την οποία ο αναλυτής τη “βλέπει” ως φαινόμενη αρχική κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων. Σύμφωνα με θεωρητικούς υπολο-

γισμούς για απόσταση πηγής 20 mm από την είσοδο του φακού ο παράγοντας  $f$  έχει τιμή  $\approx 0.2$ . Επίσης παρατηρούμε ότι, λόγω των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του φακού, στην πραγματικότητα το δυναμικό στον άξονα  $z$  δε φτάνει ποτέ την τιμή  $V_m$  στο κέντρο του φακού αλλά περίπου στο 60% αυτής, πράγμα που οφείλεται στο μικρό μήκος του μεσαίου ηλεκτροδίου σε σχέση με τη διάμετρό του.



**Σχήμα 2.11:** Μεταβολή του δυναμικού κατά τον άξονα διέλευσης  $z$  των φωτοηλεκτρονίων στο εσωτερικού του ηλεκτροστατικού φακού τριών στοιχείων EL-321. Λόγω των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του φακού το δυναμικό στον άξονα  $z$  στο κέντρο του φακού δεν φτάνει ποτέ την τιμή  $V_m$ , ενώ αποκτά την τιμή  $V_{ref}$  στην είσοδο του αναλυτή.

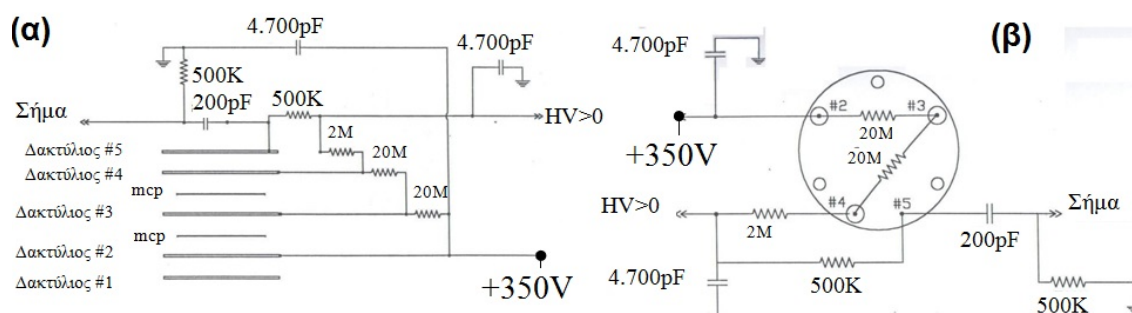
Όσον αφορά στην τάση  $V_m$  οι κατάλληλες τιμές της για υψηλό σήμα είχαν μελετηθεί παλαιότερα αλλά μόνο για την περίπτωση  $V_0=0$  V [Δημητρίου 2007]. Στην παρούσα εργασία όπου  $V_0=10$  V το μέγιστο δυνατό σήμα βρισκονταν εμπειρικά πριν από κάθε πειραματική μέτρηση. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι για  $K \approx 1$  eV και  $V_0=10$  V έχουμε  $V_m \approx 85$  V. Η τάση  $V_0$  παρέχεται στον φακό μέσω της μονάδας σύνδεσης με H/Y (Stanford SR245). Η τάση  $V_m$  παρέχεται από ξεχωριστό τροφοδοτικό (Fluke 415B Power Supply). Για  $V_0=+10$  V και  $K \approx 1$  eV η συνήθης τιμή αυτής της τάσης ήταν  $V_m \approx +80$  V.

### 2.6.3 Ο ανιχνευτής

Ο ανιχνευτής ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε είναι το μοντέλο CP-601B της Comstock, που αποτελείται από τέσσερις μονωμένους μεταξύ τους επίπεδους δακτυλίους από ανοξείδωτο χάλυβα, όπου εφαρμόζονται οι κατάλληλες τάσεις. Το σύστημα αυτό ακολουθείται από ένα ακόμη δίσκο, το συλλέκτη (άνοδος). Μεταξύ του δεύτερου και τρίτου κα-

θώς και τρίτου και τέταρτου δακτυλίου συγκρατούνται μικροκαναλικά πλακίδια (MCP's), ενώ το πρώτο ηλεκτρόδιο έχει έκκεντρη βάση υποδοχής μέσω της οποίας συνδέεται (βιδώνεται) στην έξοδο του σφαιρικού αναλυτή. Η αρχή λειτουργίας των πλακιδίων είναι παρόμοια με αυτή των φωτοπολλαπλασιαστών [Comstock CP-601 manual]. Κατά τον κατασκευαστή (Burle) η ενίσχυση (λόγος ρεύματος εξόδου προς ρεύμα εισόδου) είναι  $\approx 10^4$  ανά πλακίδιο, όταν μεταξύ των δύο επιφανειών τους εφαρμοστεί τάση  $\approx 1000$  Volts. Η ικανότητα ανίχνευσης (detection efficiency) ορίζεται ως το ποσοστό των σωματιδίων στην είσοδο που ανιχνεύονται τελικά. Παρότι τα μικροπλακίδια δεν παρουσιάζουν μεγάλη ευαισθησία σε χαμηλής ενέργειας ηλεκτρόνια, αρχικά επιταχυντικά πεδία επιτρέπουν την ανίχνευση ηλεκτρονίων οποιασδήποτε ενέργειας. Η ικανότητα ανίχνευσης εξαρτάται από τις συνθήκες του πειράματος αλλά και από άλλους παράγοντες, όπως το σχήμα των καναλιών. Σύμφωνα με τον κατασκευαστή παρουσιάζουν ικανότητα ανίχνευσης περίπου 50% για ηλεκτρόνια ενέργειας 50 eV. Όταν τα μικροπλακίδια βρίσκονται υπό τάση η πίεση του συστήματος πρέπει να είναι  $\leq 10^{-5}$  mbar, διαφορετικά ενδέχεται να προκληθούν βλάβες στην απόδοσή τους. Ακόμη και όταν τα μικροπλακίδια δε χρησιμοποιούνται καλό είναι να φυλάσσονται σε κατάσταση κενού αέρος.

Η συνδεσμολογία που χρησιμοποιήθηκε για ανίχνευση ηλεκτρονίων (διότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για θετικά ιόντα ή και φωτόνια μεγάλης ενέργειας) φαίνεται στο Σχήμα 2.12 [Comstock CP-601 B manual]. Το σύστημα αποτελείται από ζεύγος πολυκαναλικών πλακιδίων και 5 μεταλλικούς δακτυλίους οι οποίοι είναι απομονωμένοι μεταξύ τους.



**Σχήμα 2.12:** (α) Διάγραμμα ηλεκτρικών συνδέσεων και τροφοδοσίας του ανιχνευτή ηλεκτρονίων. (β) Συνδέσεις αντιστάσεων και πυκνωτών.

Θα πρέπει να αναφέρουμε ότι σύμφωνα με τον κατασκευαστή ο Δακτύλιος #2 στην είσοδο του ανιχνευτή αρχικά ήταν γειωμένος. Εφαρμόζοντας όμως σε αυτόν τάση +350 V διαπιστώθηκε στην πράξη ότι αυξάνεται σημαντικά το σήμα στην έξοδο του ανιχνευτή. Εξερχόμενα τα ηλεκτρόνια από τον αναλυτή και διερχόμενα από το Δακτύλιο #1 βρίσκο-

νται υπό δυναμικό  $V_{ref}$  το οποίο στα πειράματά κυμαίνονταν γύρω στα 30 V. Εφαρμόζοντας μια τάση στο Δακτύλιο #2 αρκετά υψηλότερη από  $V_{ref}$  τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται και χτυπούν με μεγαλύτερη ταχύτητα στα μικροπλακίδια, αυξάνοντας την ικανότητα ανίχνευσης.

#### 2.6.4 Βαθμονόμηση

Λόγω της παρουσίας των Δυναμικών επαφής (που θα συμβολίσουμε με  $V_{CP}$ ) που εμφανίζονται όταν η πηγή των ηλεκτρονίων είναι μεταλλική επιφάνεια διαφορετικού έργου εξόδου από αυτό του διαφράγματος εισόδου του αναλυτή δε μπορούμε να εμπιστευτούμε απόλυτα τις θεωρητικές παραμέτρους του αναλυτή, όπως για παράδειγμα τον παράγοντα βαθμονόμησης  $k_{th}$ . Η αλγεβρική τιμή των Δυναμικών επαφής είναι χοντρικά η διαφορά των δύο έργων εξόδου και μπορεί να φτάσει μέχρι και  $\approx 1$  eV. Εμφανίζονται ακόμη και στην περίπτωση μεταλλικών ατομικών δεσμών-στόχων, όπου υλικό της δέσμης επικάθεται στα διάφορα μέρη της εισόδου του αναλυτή. Σε κάθε περίπτωση τα ηλεκτρόνια ανιχνεύονται με φαινόμενη κινητική ενέργεια που διαφέρει από την πραγματική κατά τον παράγοντα  $e \cdot V_{CP}$ ,

$$K \rightarrow K + (-e) \cdot V_{CP}. \quad (2.10)$$

Ακόμη και χωρίς την παρουσία ηλεκτρικών παρασιτικών πεδίων σχεδιαστικά ή κατασκευαστικά λάθη μπορούν να οδηγήσουν στη μέτρηση φαινόμενης κινητικής ενέργειας που διαφέρει από την πραγματική. Εάν, παραδείγματος χάριν, το μήκος του ηλεκτροδίου ενός ηλεκτροστατικού φακού είναι συγκρίσιμο με το διάκενο μεταξύ των ηλεκτροδίων η μεταβολή της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων δε θα είναι η αναμενόμενη.

Τα σφάλματα αυτά συνήθως ενσωματώνονται στο δυναμικό επαφής και συμβολίζονται και αυτά με  $V_{CP}$ , αν και η προέλευσή τους είναι τελείως διαφορετική. Επίσης πρέπει να ληφθεί υπόψη και η επίδραση του παράγοντα  $f$  λόγω της τάσης στο πρώτο ηλεκτρόδιο του φακού. Έτσι με τον όρο βαθμονόμηση του αναλυτή εννοούμε την εύρεση του πειραματικού παράγοντα βαθμονόμησης  $k_{exp}$  και του δυναμικού  $V_{CP}$  μέσω του διαγράμματος βαθμονόμησης που φαίνεται στο Σχήμα 2.13.

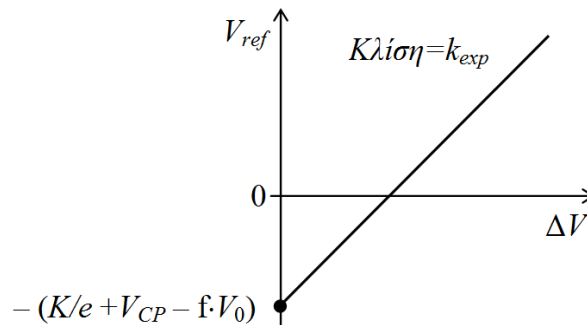
Για το σκοπό αυτό απαιτείται μια γνωστή φασματική γραμμή φωτοηλεκτρονίων που παράγονται με γνωστή κινητική ενέργεια  $K$  (ως προς δυναμικό μηδέν), οπότε, σύμφωνα με όσα προαναφέραμε, έχουμε

$$E_0 = e \cdot k_{exp} \Delta V = K + e \cdot V_{ref} + e \cdot V_{CP} - f \cdot e \cdot V_0. \quad (2.11)$$

Θέτουμε την (2.11) στη μορφή

$$V_{ref} = k_{exp} \Delta V - (K/e + V_{CP} - f \cdot V_0) \quad (2.12)$$

που είναι μια εξίσωση ευθείας  $V_{ref}(\Delta V)$  με κλίση  $k_{exp}$  και τέμνει τον άξονα  $y$  στο σημείο  $-(K/e + V_{CP} - f \cdot V_0)$ . Στην πράξη μεταβάλλουμε τη  $V_{ref}$  και μετρούμε τη διαφορά δυναμικού  $\Delta V$  που αντιστοιχεί στο μέγιστο της φασματικής γραμμής. Για την εύρεση της κλίσης δεν είναι ανάγκη να είναι γνωστή η κινητική ενέργεια  $K$ . Αυτό όμως είναι απαραίτητο για την εύρεση του  $V_{CP}$ , όπου επιπλέον φροντίζουμε κατ' αρχήν να ισχύει  $f \cdot V_0 = 0$ .



**Σχήμα 2.13:** Καμπύλη βαθμονόμησης σφαιρικού αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων. Η κλίση της ευθείας που προκύπτει από τη γραφική παράσταση της τάσης  $V_{ref}$  ως προς την ποσότητα  $\Delta V = V_1 - V_2$  μας δίνει την πειραματική τιμή της σταθεράς  $k$  του αναλυτή σύμφωνα με τη σχέση (2.11). Από την ίδια σχέση είναι δυνατός ο υπολογισμός του παράγοντα  $V_{CP} - f \cdot V_0$  γνωστής ούσης της  $K$ .

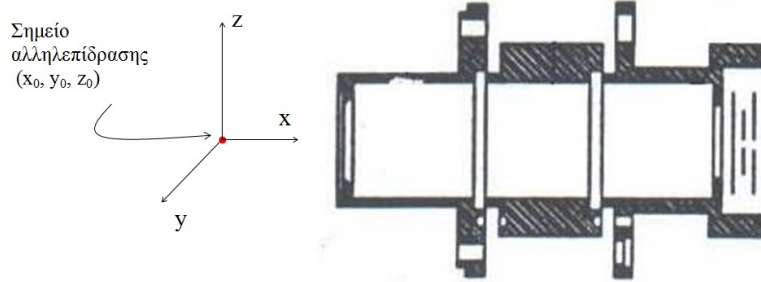
Μετά τον προσδιορισμό του  $V_{CP}$  η βαθμονόμηση επαναλαμβάνεται με  $f \cdot V_0 \neq 0$  για τον προσδιορισμό του παράγοντα  $f$ . Συγκεκριμένα η σχέση (2.11) γράφεται:

$$E_0/e = -f \cdot V_0 + (K/e + V_{CP} + V_{ref}) \quad (2.13)$$

και είναι μια εξίσωση ευθείας  $E_0/e(V_0)$  με κλίση  $f$ .

Στην περίπτωση μας πραγματοποιήθηκε βαθμονόμηση του οργάνου με τη χρήση αερίου Ξένου (Xe) το οποίο προσφέρει τη δυνατότητα εύκολου συντονιστικού πολυφωτονικού ιονισμού με πολύ χαμηλές εντάσεις ακτινοβολίας. Στη θεμελιώδη του κατάσταση έχει ηλεκτρονιακή διάταξη,  $[Kr]4d^{10}5s^25p^6 \ ^1S_0$ . Οι διαδικασίες συντονιστικού πολυφωτονικού ιονισμού που επιλέχθηκαν μπορούν να οδηγήσουν στην παραγωγή δυο ομάδων ηλεκτρονίων με κινητικές ενέργειες από  $\sim 0.6$  έως  $\sim 5$  eV και διαφορά ενέργειας μεταξύ τους  $1.31 \pm 0.05$  eV. [Δημητρίου 2007]. Αυτή η περιοχή ενεργειών είναι που μας ενδιαφέρει περισσότερο, αφού είναι η περιοχή ενεργειών που συναντούμε στις διαδικασίες πολυφωτονικού ιονισμού των ατόμων Mg και Sr.

Όπως αποδείχθηκε η τιμή του  $k_{exp}$  και του  $V_{CP}$  εξαρτώνται από τη θέση του σημείου αλληλεπίδρασης σε σχέση με την είσοδο του ηλεκτροστατικού φακού. Αυτό φαίνεται από τις μετρήσεις του Πίνακα 1.3 όπου απεικονίζονται οι μετρήσεις των  $k_{exp}$  και του  $V_{CP}$  για τρεις διαφορετικές θέσεις του σημείου αλληλεπίδρασης μεταβάλλοντας την θέση του φακού εστίασης της δέσμης laser αρχικά κατά τον οριζόντιο άξονα x, και κατά τον κατακόρυφο άξονα z σε σχέση με ένα κεντρικό σημείο με συντεταγμένες  $(x_0, y_0, z_0)$  όπου είχαμε βέλτιστο σήμα (Σχήμα 2.14).



**Σχήμα 2.14:** Μελέτη των  $k_{exp}$  και  $V_{CP}$  για τρεις διαφορετικές θέσεις του σημείου αλληλεπίδρασης σε σχέση με την είσοδο του φακού ηλεκτρονίων.

**Πίνακας 1.3.** Μεταβολή των  $k_{exp}$  και  $V_{CP}$  σε σχέση με τη μεταβολή της διεύθυνσης της δέσμης laser.

Διεύθυνση x(mm)	$k_{exp}$	$V_{CP}$ (Volts)	Διεύθυνση z(mm)	$k_{exp}$	$V_{CP}$ (Volts)
$x_0$	$2.282 \pm 0.001$	$0.19 \pm 0.01$	$z_0$	$2.287 \pm 0.003$	$0.35 \pm 0.06$
$x_0-2$	$2.281 \pm 0.008$	$0.15 \pm 0.09$	$z_0-1$	$2.286 \pm 0.003$	$0.35 \pm 0.04$
$x_0+2$	$2.283 \pm 0.002$	$0.20 \pm 0.02$	$z_0+0.3$	$2.292 \pm 0.004$	$0.38 \pm 0.04$

Από τα δεδομένα του Πίνακα 1.3 είναι προφανές ότι κατά την διάρκεια των μετρήσεων η θέση του σημείου αλληλεπίδρασης και ως εκ τούτου η διεύθυνση της δέσμης laser έπρεπε να παραμένει αμετακίνητη. Το τροφοδοτικό του κατασκευαστή που χρησιμοποιήθηκε είχε δυνατότητα επιλογής και τιμής της τάσης  $V_{CP}$ . Επειδή κατά τις μετρήσεις μας ίσχυε  $V_0=10$  V το  $V_{CP}$  βρισκόταν εμπειρικά παρατηρώντας το σήμα μιας γνωστής ενέργειας ομάδας ηλεκτρονίων.

### 2.6.5 Τρόπος λειτουργίας σταθερής απόλυτης διακριτικής ικανότητας $\Delta E$

Δυο είναι οι δυνατοί τρόποι λειτουργίας των ηλεκτροστατικών αναλυτών. Αν υποθέσουμε για ευκολία  $V_{CP} = f \cdot V_0 = 0$ , η σχέση (2.11) παίρνει τη μορφή:



$$E_0 = K + e \cdot V_{ref} \quad (2.14)$$

(εάν ο αναλυτής έχει βαθμονομηθεί, αρκεί στις σχέσεις που ακολουθούν να κάνουμε την αντικατάσταση  $K \rightarrow K + e \cdot V_{CP} - fe \cdot V_0$ ). Έστω λοιπόν ότι ενδιαφερόμαστε για τη σάρωση των κινητικών ενεργειών από μία αρχική τιμή  $K_i$  έως μια τελική τιμή  $K_f$ . Η σάρωση αυτή μπορεί να επιτευχθεί είτε κρατώντας την ενέργεια διέλευσης σταθερή και μεταβάλλοντας το δυναμικό αναφοράς από την τιμή  $(E_0 - K_i)/e$  έως την  $(E_0 - K_f)/e$  (Μέθοδος {I}) είτε κρατώντας το δυναμικό αναφοράς  $V_{ref}$  σταθερό και μεταβάλλοντας την ενέργεια διέλευσης  $E_0$  από την τιμή  $K_i + eV_{ref}$  έως την τιμή  $K_f + eV_{ref}$  (Μέθοδος {II}) είτε. Παρακάτω συζητούμε ξεχωριστά τα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα του κάθε τρόπου.

Με τη μέθοδο {I} τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται ή επιβραδύνονται κατά μεταβλητό ποσό ενέργειας  $eV_{ref}$ , πριν από την είσοδό τους στον αναλυτή, έτσι ώστε η συνολική κινητική τους ενέργεια να είναι ίση με την ενέργεια διέλευσης  $E_0$  που παραμένει σταθερή [Roy 1990, Comstock ES 101 manual]. Ως εκ τούτου σταθερό παραμένει και το εύρος  $\Delta E$  (σχέση 2.9). Τα δυναμικά των σφαιρικών ηλεκτροδίων γράφονται

$$V_1 = \frac{E_0}{e} \xi - \frac{K}{e} \quad (2.15)$$

$$V_2 = \frac{E_0}{e} \frac{1}{\xi} - \frac{K}{e} \quad (2.16)$$

και (παρόλο που η διαφορά τους  $\Delta V$  παραμένει σταθερή) μεταβάλλονται καθώς μεταβάλλεται η  $K$ . Δεδομένου ότι με μεταβλητή  $V_{ref}$  δε διατηρούνται οι ίδιες συνθήκες εστίασης για όλες τις τιμές της  $K$ , είναι απολύτως απαραίτητο στη μέθοδο αυτή να μεταβάλλεται κατά τη σάρωση τουλάχιστον και η τάση  $V_m$  (πιθανότατα δε και η  $V_0$ ). Συνεπώς κατ' αυτό τον τρόπο λειτουργίας πρέπει να μεταβάλλονται ταυτόχρονα τουλάχιστον τέσσερα δυναμικά ( $V_{ref}$ ,  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_m$ ), γεγονός που τον κάνει περίπλοκο. Από την άλλη, εφόσον η ενέργεια διέλευσης είναι σταθερή και έχοντας εξασφαλίσει ίδιες συνθήκες εστίασης, παραμένει σταθερή και η ικανότητα διέλευσης στο εσωτερικό του αναλυτή. Αυτή ήταν και η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή.

Κατά τη μέθοδο {II}, η οποία και δεν χρησιμοποιήθηκε, τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται ή επιβραδύνονται κατά σταθερό ποσό ενέργειας  $eV_{ref}$  πριν από την είσοδό τους στον αναλυτή. Σε αυτή την περίπτωση όταν η ενέργεια διέλευσης  $E_0$  μεταβάλλεται, μεταβάλλεται ανάλογα και το εύρος  $\Delta E$ , αλλά ο λόγος τους παραμένει σταθερός. [Roy 1990, Δημητρίου 2007]

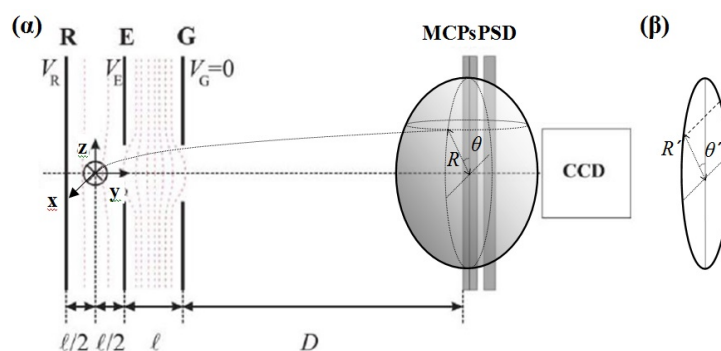
Εκτός του μεταβλητού εύρους  $\Delta E$  κύριο μειονέκτημα της μεθόδου {II} είναι και η μεταβλητή, κατά τη σάρωση των  $V_1$  και  $V_2$ , ενέργεια διέλευσης  $E_0$  (που είναι ανάλογη του  $\Delta E$ ) στο εσωτερικό του αναλυτή. Αυτό μπορεί να δημιουργήσει κάποια προβλήματα σε μετρήσεις όπου μας ενδιαφέρουν τα σχετικά ύψη των φασματικών γραμμών που αντιστοιχούν σε πολύ διαφορετικές κινητικές ενέργειες.

## 2.7 Φασματόμετρο τύπου απεικόνισης ταχυτήτων VMI

Η αρχή λειτουργίας του φασματομέτρου VMI απεικονίζεται στο Σχήμα 2.15. Η αρχή λειτουργίας του φασματομέτρου βασίζεται στην πολύ απλή ιδέα ότι ένα ηλεκτρόνιο το οποίο δημιουργείται από την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας – ατόμου θα ξεκινήσει από το σημείο αλληλεπίδρασης, το οποίο θεωρούμε ως σημειακή πηγή, μια χρονική στιγμή  $t=0$ , με μια συγκεκριμένη κινητική ενέργεια  $K$  και θα βρεθεί ύστερα από χρόνο  $t$  στην επιφάνεια μιας σφαίρας (τη λεγόμενη σφαίρα Newton) με ακτίνα  $r_t = \sqrt{2K/m} \cdot t$ . Αυτός ο χρόνος  $t$  είναι ανάλογος της αρχικής ταχύτητας  $v_0$  των ηλεκτρονίων. Αυτή η τρισδιάστατη σφαίρα Newton προβάλλεται σε δυο διαστάσεις επάνω σε μια ευαίσθητη οθόνη φωσφόρου. Αυτή η προβολή προκαλείται από τη συγκέντρωση φορτισμένων σωματιδίων που η θέση ανίχνευσής τους στον ανιχνευτή διαφέρει μόνο κατά την αζιμουθιακή γωνία  $\varphi$ . Αν θεωρήσουμε ότι  $\ell \ll D$  τότε ο χρόνος πτήσης  $t$  είναι  $t \approx D/v_{oy} = D \cdot \sqrt{m/(2qV)}$ , όπου  $V$  το εφαρμοζόμενο δυναμικό. Τότε η μέγιστη ακτίνα, για δεδομένη κινητική ενέργεια  $K$ , δίνεται από τη σχέση  $R \approx D \sqrt{K/qV}$ . Επειδή όμως το ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι εξ ολοκλήρου παράλληλο με τον άξονα  $y$  του ανιχνευτή άλλα έχει και μια μικρή ακτινική συνιστώσα στο πεδίο  $yx$  (Σχήμα 2.15) υπεισέρχεται και ένας παράγοντας αναλογίας  $N$  στην ακτίνα  $R$  ώστε αυτή να πάρει τη μορφή  $R \approx ND \sqrt{K/qV}$ .

Ένα μεγάλο πλεονέκτημα του φασματομέτρου VMI είναι ότι με μια απλή αλλαγή στην πολικότητα των  $V_R$  και  $V_E$  μπορούμε να ανιχνεύσουμε είτε θετικά είτε αρνητικά φορτισμένα σωματίδια αφήνοντας τις συνθήκες εστίασης αναλλοίωτες. Η ακριβής μεθοδολογία εύρεσης των συντεταγμένων κατά την κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων μέσα στο φασματόμετρο VMI μέχρι την στιγμή που προσκρούουν στην οθόνη του ανιχνευτή περιγράφεται από τον Harb [Harb 2010].

Η απεικόνιση στην οθόνη του φωσφόρου αντιστοιχεί σε δισδιάστατη απεικόνιση. Για να αποκαταστήσουμε την αρχική τρισδιάστατη εικόνα πρέπει να αντιστρέψουμε την δισδιάστατη εικόνα που παίρνουμε από την οθόνη φωσφόρου. Αυτή η ανάγκη αντιστροφής αποτελεί το κυριότερο μειονέκτημα του φασματομέτρου VMI. Στο παρελθόν είχε προταθεί να θεωρηθεί ως τέταρτη διάσταση ο χρόνος πτήσης των ανιχνευόμενων σωματιδίων [Lafosse 2000]. Στη περίπτωση όμως των ηλεκτρονίων οι χρόνοι αυτοί είναι εξαιρετικά μικροί περιορίζοντας σημαντικά την διακριτική ικανότητα της Ενέργειας των ηλεκτρονίων.



**Σχήμα 2.15:** (α) Αρχή λειτουργίας φασματομέτρου VMI. Η δέσμη laser συναντά κάθετα την ατομική δέσμη που εξέρχεται από το φούρνο ανάμεσα στον ηλεκτρόδιο απώθησης (R) και στο ηλεκτρόδιο απόσπασης (E). Τα ηλεκτρόνια αφού διέλθουν και από το γειωμένο ηλεκτρόδιο (G) καταλήγουν σε ένα ζευγάρι ανιχνευτών (MCPs) και μια οθόνη φωσφόρου (PSD). Τα φορτισμένα σωματίδια έχουν τη μορφή τρισδιάστατης σφαίρας Newton. Σε μια κάμερα CCD προβάλλεται ένα επίπεδο αυτής της σφαίρας δημιουργώντας μια δισδιάστατη κυκλική απεικόνιση (β).

Υπάρχουν δυο διαφορετικές προσεγγίσεις στη βιβλιογραφία για την αντιστροφή αυτή. Η πρώτη βασίζεται σε πειραματικές τεχνικές που περιορίζονται μόνο στο κεντρικό δισδιάστατο επίπεδο της σφαίρας Newton [Tonokura 1994]. Πιο διαδεδομένη είναι η αναλυτική προσέγγιση κατά την οποία γίνεται προσπάθεια αποκατάστασης του κεντρικού δισδιάστατου επιπέδου της σφαίρας Newton από την δισδιάστατη προβολή στην οθόνη φωσφόρου. Πιο γνωστές μέθοδοι είναι οι μέθοδοι οπισθοπροβολής (back-projection procedure) [Winterhalter 1999], ο αλγόριθμος Basex [Garcia 2004], η μέθοδος Dribinski [Dribinski 2002] και η μέθοδος “ξεφλουδίσματος κρεμμυδιού” (onion peeling method) [Manzhos 2003].

Πιο ευρέως διαδεδομένος μετασχηματισμός είναι ο αντίστροφος μετασχηματισμός Abel [Whitaker 2000] στη συνέχεια όμως παρουσιάστηκαν και άλλοι. Η ομάδα του Christian Bordas με την οποία συνεργαστήκαμε μας παρείχε τον κώδικα για την αντιστροφή των πειραματικών μας εικόνων οποίος προτάθηκε από τον Vrakking [Vrakking 2001]. Περισσότερα για τη μέθοδο αντιστροφής αναφέρονται στο Παράρτημα II. Απαραίτητη προϋ-

πόθεση για την εφαρμογή του κατάλληλου μετασχηματισμού είναι η πόλωση του laser να είναι κάθετη στον άξονα του φασματομέτρου.

Σε αντίθεση με τον Αναλυτή Ενέργειας Ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στις μετρήσεις με παλμούς ns το φασματομέτρο VMI μας δίνει μια δισδιάστατη απεικόνιση της κατανομής των ηλεκτρονίων που παράγονται από τον πολυφωτονικό ιονισμό ενός ατόμου δίνοντας μας έτσι τη δυνατότητα για ταυτόχρονη κατανομή και του φάσματος ενέργειας ηλεκτρονίων και των γωνιακών κατανομών.

## 2.8 Κελί ατμών

Για τα πειράματα ανίχνευσης φθορισμού του Mg χρησιμοποιήθηκε ένας κυλινδρικός θάλαμος από χαλαζία σχήματος-T ο οποίος αντλείται από μια περιστροφική αντλία και μια μοριακή αντλία [Edwards BRV 10]. Η έξοδος του laser εστιάζεται στο θάλαμο στον οποίο το Mg υφίσταται συνεχή εξάχνωση. Ο φακός με εστιακή απόσταση  $f \approx 11$  cm βρισκόταν στο εσωτερικό του γυάλινου θαλάμου. Η πυκνότητα των ατμών προσδιορίστηκε μετρώοντας τη θερμοκρασία του κελιού μέσω ενός θερμοστοιχείου που βρίσκεται σε εξωτερική επαφή με το κέντρο του κελιού. Για την αποφυγή της επικάλυψης των παραθύρων χαλαζία με άτομα Mg χρησιμοποιήθηκε ένα κυλινδρικό μεταλλικό πλέγμα από ανοξειδωτο χάλυβα (100 mesh) και αέριο Ήλιο (Helium) πίεσης  $\sim 3-7$  Torr. Υπό αυτές τις συνθήκες μπορούσαν να αναπαραχθούν πειραματικά δεδομένα για τρεις με τέσσερις πειραματικές ημέρες. Έπειτα το κελί έπρεπε να καθαριστεί και να ξαναγεμίσει με καινούρια κομμάτια Μαγνησίου.

Στο κελί παραγωγής ατμών ο φθορισμός συλλέγεται κάθετα σε σχέση με τη διεύθυνση της δέσμης laser, αναλύεται μέσω ενός μονοχρωμάτορα (McPherson 218) και ανιχνεύεται μέσω ενός φωτοπολλαπλασιαστή EMI (model RFIB214FV) εξαιρετικά χαμηλής ευαισθησίας στο υπεριώδες φως. Για την προστασία του μονοχρωμάτορα από την είσοδο του σκεδαζόμενου φωτός χρησιμοποιείται κατάλληλο φίλτρο αποκοπής συχνοτήτων του ορατού φάσματος στην είσοδό του. Το σήμα του φωτοπολλαπλασιαστή στη συνέχεια ενισχύεται (Ortec model 485) γιατί η απόσταση μεταξύ των δυο υπό ανίχνευση γραμμών φθορισμού είναι πολύ κοντά στα όρια της διακριτικής ικανότητας του μονοχρωμάτορα, καθιστώντας αναγκαία την χρήση πολύ μικρών διαφραγμάτων εισόδου και εξόδου του μονοχρωμάτορα ώστε να επιτυγχάνεται ο πλήρης διαχωρισμός τους. Σε κάθε περίπτωση το σήμα φθορι-

σμού οδηγείται σε ένα ολοκληρωτικό ενισχυτή με πύλη και στη συνέχεια καταγράφεται σε ένα καταγραφικό χαρτιού ή/και αποθηκεύεται σε ένα προσωπικό υπολογιστή μέσω ενός προγράμματος LabView<sup>®</sup>.

## **A. Μαγνήσιο**

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, σε προηγούμενες μελέτες στο εργαστήριό μας [Liontos 2004] μελετήθηκε ο απλός και διπλός ιονισμός του Mg στη φασματική περιοχή της διέγερσης της διπλά διεγερμένης  $3p^2 \ ^1S_0$  με τέσσερα φωτόνια από τη θεμελιώδη κατάσταση ( $3s^2 \ ^1S_0$ ). Οι διαδικασίες αυτοϊονισμού και φωτοϊονισμού που εμπλέκονται ταυτοποιήθηκαν μέσω της φασματοσκοπίας ιόντων και φθορισμού. Στην παρούσα διατριβή εξετάζουμε με μεγαλύτερη έμφαση τις διαδικασίες του απλού ιονισμού. Συγκεκριμένα, εξετάζουμε το ρόλο που παίζουν στον απλό ιονισμό οι εμπλεκόμενες ατομικές αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις (οι οποίες επηρεάζονται από την ένταση της δέσμης laser). Το κύριο εργαλείο της μελέτης μας είναι η ανάλυση ενέργειας των παραγόμενων φωτοηλεκτρονίων και η γωνιακή τους κατανομή. Η πληροφορία που μπορούμε να λάβουμε από τη φασματοσκοπία ηλεκτρονίων συνδέεται άμεσα με τις διαδικασίες ιονισμού και όχι έμμεσα όπως ο φθορισμός. Επίσης, τα πειραματικά δεδομένα των διαδικασιών φωτοϊονισμού και φθορισμού μπορεί να μην είναι συγκρίσιμα μεταξύ τους, καθότι η πυκνότητα ατόμων κατά την καταγραφή φωτοηλεκτρονίων είναι παραπλήσια με αυτή της καταγραφής των ιόντων ενώ στα πειράματα φθορισμού είναι περίπου επτά τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη.

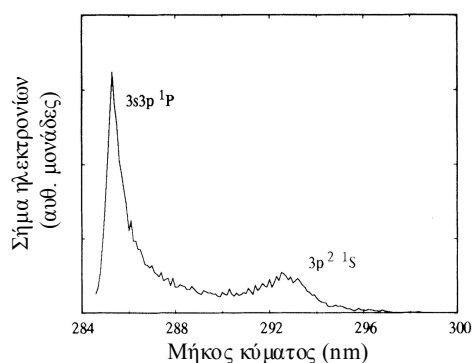
Η κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  βρίσκεται ενεργειακά λίγο πιο ψηλά από το πρώτο κατώφλι ιονισμού και παρουσιάζει μεγάλη σύζευξη μεταξύ των δύο διεγερμένων ηλεκτρονίων. Κατά την τετραφωτονική της διέγερση από τη θεμελιώδη κατάσταση, συζευγνύεται ισχυρά, μέσω της ακτινοβολίας laser, με άλλες δέσμιες και αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ενεργειακών μετατοπίσεων και διαπλάτυνσης των φασματικών γραμμών

Αντιθέτως, όπως φαίνεται και από θεωρητικές εργασίες [Karapanagioti 1995, Moccia 1988, Chang 1992, Luc-Koenig 1997] κατά τη διφωτονική διέγερση της  $3p^2 \ ^1S_0$  του Mg οι διαταραχές αυτές δεν εμφανίζονται. Στη βιβλιογραφία υπάρχει μόνο μία πειραματική μέτρηση γωνιακής κατανομής στο μέγιστο της φασματικής γραμμής της  $3p^2 \ ^1S_0$  [Shao 1993]. Αντίθετα, οι υπάρχουσες στη βιβλιογραφία θεωρητικές μελέτες καλύπτουν όλη τη φασματική περιοχή γύρω από αυτή. Για το λόγο αυτό, καθώς και για να έχουμε ένα μέτρο

σύγκρισης με την ισχυρά διαταραγμένη περίπτωση του τετραφωτονικού ιονισμού, μελετήθηκε επίσης ο διφωτονικός ιονισμός της κατάστασης αυτής. Τέλος, ένας επιπλέον λόγος για αυτό το προκαταρκτικό πείραμα ήταν και η ανάγκη χαρακτηρισμού και βαθμονόμησης της πειραματικής μας διάταξης.

### A3.1 Διφωτονικός ιονισμός της διπλά διεγερμένης κατάστασης $3p^2 \ ^1S_0$

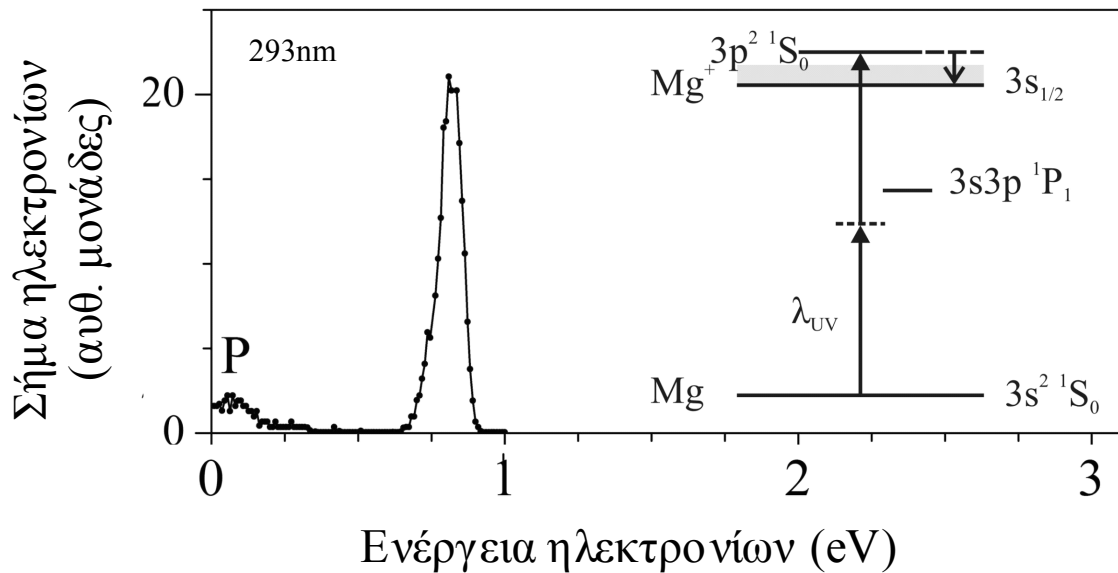
Η διπλά διεγερμένη κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  ( $E \approx 68275 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Gamma \approx 280 \text{ cm}^{-1}$ ) απέχει  $\approx 6604 \text{ cm}^{-1}$  από το πρώτο κατώφλι ιονισμού του Mg ( $3s_{1/2}$ ,  $61671.02 \text{ cm}^{-1}$ ). Σ' αυτή την ενεργειακή περιοχή ισχύει η σύζευξη LS. Συνεπώς, σύμφωνα με τους κανόνες επιλογής, για γραμμική πόλωση της ακτινοβολίας laser, οι προσβάσιμες καταστάσεις από τη θεμελιώδη ( $3s^2 \ ^1S_0$ ) στο πρώτο φωτόνιο έχουν συμμετρία  $^1P_1^o$  ενώ στο δεύτερο φωτόνιο συμμετρίες  $^1S_0^e$  και  $^1D_2^e$ . Η  $3p^2 \ ^1S_0$  αυτοϊονίζεται στο συνεχές  $3ses$  (s-wave). Στην περιοχή του δεύτερου φωτονίου δεν υπάρχουν αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις με  $J=2^e$  αλλά μπορεί να διεγερθεί το συνεχές  $3sed$  (d-wave). Το φάσμα ιόντων καταγράφηκε από τους [Bonanno 1986], [Shao 1993] και [Karapanagioti 1995] και υπολογίστηκε θεωρητικά από τους [Moccia 1988], [Chang 1992] και [Luc-Koenig 1997]. Τα πειραματικά φάσματα (Σχήμα 3.1) έδειξαν ότι, πέρα από τη φαρδιά φασματική γραμμή που αντιστοιχεί στην  $3p^2 \ ^1S_0$ , εμφανίζεται και μια σχετικά στενή γραμμή που αποδίδεται στη δέσμια κατάσταση  $3s3p \ ^1P_1$  ( $\approx 285 \text{ nm}$ ). Η τελευταία όμως βρίσκεται εκτός της φασματικής περιοχής που μελετήθηκε στην παρούσα διατριβή (290.5 έως 295 nm).



**Σχήμα 3.1** Φάσμα ιόντων  $Mg^+$  μέσω διφωτονικού ιονισμού από τη βασική στάθμη του Mg [Shao 1993]. Πέρα από τη φαρδιά διπλά διεγερμένη κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  είναι εμφανής και η παρουσία της δέσμιας κατάστασης  $3s3p \ ^1P_1$ .

Όπως είπαμε και προηγουμένως, όσον αφορά στη φασματοσκοπία και στις γωνιακές κατανομές των φωτοηλεκτρονίων, υπάρχει μόνο μία προϋπάρχουσα μέτρηση στο μέγιστο του συντονισμού της  $3p^2 \ ^1S_0$  [Shao 1993].

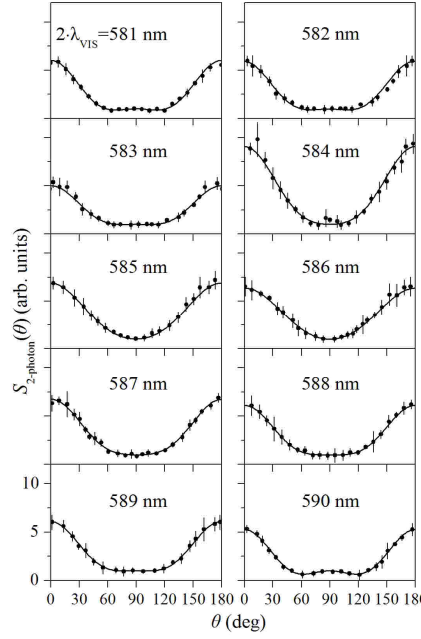
Το φάσμα ηλεκτρονίων που καταγράψαμε στην παρούσα εργασία στα  $\approx 293$  nm παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.2 και αποτελείται από μια μόνο κορυφή με ενέργεια  $\approx 0.81$  eV. Αυτό είναι αναμενόμενο για την ένταση της δέσμης laser με την οποία καταγράφηκε το φάσμα αυτό ( $\approx 1 \times 10^{10}$  W·cm<sup>-2</sup>), εφόσον, σύμφωνα με τις θεωρητικές προβλέψεις [Reber 2003] σε αυτή τη χαμηλή ένταση δεν αναμένεται απορρόφηση περισσότερων από δύο φωτονίων. Επακόλουθα, η καταγραφή των γωνιακών κατανομών επικεντρώθηκε σ' αυτή τη μοναδική γραμμή του φάσματος ηλεκτρονίων και η ενέργεια διέλευσης  $E_0$  του αναλυτή επιλέχθηκε να είναι αρκετά μεγάλη ( $\approx 30$  eV), ώστε να αυξήσει του ανιχνευόμενο σήμα ηλεκτρονίων  $S$ . Σε κάθε μήκος κύματος η τάση αναφοράς  $V_{ref}$  και οι τάσεις  $V_1$  και  $V_2$  επιλέγονται έτσι ώστε να βρισκόμαστε στο μέγιστο της γραμμής (βλ. Κεφάλαιο 2) και το  $S$  καταγράφεται ως συνάρτηση της γωνίας  $\theta$  μεταξύ της διεύθυνσης ανίχνευσης των ηλεκτρονίων και της διεύθυνσης της γραμμικής πόλωσης της δέσμης laser.



**Σχήμα 3.2.** Φάσμα ηλεκτρονίων κατά τον διφωτονικό ιονισμό από τη βασική στάθμη του Mg σε μήκος κύματος laser 293 nm. Η κορυφή P, σχεδόν μηδενικής ενέργειας ηλεκτρονίων, είναι παρασιτική. Η ενέργεια διέλευσης του Αναλυτή Ενέργειας Ηλεκτρονίων είναι  $E_0=10$  eV και η διακριτική ικανότητα  $\Delta E_{FWHM} \approx 0.08 \cdot E_0$ . Ένταση δέσμης:  $I \approx 1 \times 10^{10}$  W·cm<sup>-2</sup>, Παράλληλα απεικονίζεται και ένα απλό ενεργειακό διάγραμμα της διαδικασίας.

Οι γωνιακές κατανομές που καταγράφηκαν (σημεία) για διάφορα μήκη κύματος φαίνονται στο Σχήμα 3.3.





**Σχήμα 3.3:** Μετρήσεις γωνιακών κατανομών φωτοηλεκτρονίων κατά τον διφωτονικό ιονισμό του Mg γύρω από την κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  (σημεία) και οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.2. Τα μήκη κύματος στο γράφημα αναφέρονται στο μήκος κύματος της θεμελιώδους συχνότητας του laser πριν από τον υποδιπλασιασμό της συχνότητας για ευκολότερη σύγκριση με τις τετραφωτονικές γωνιακές κατανομές που θα συζητηθούν αργότερα. Η κλίμακα όλων των κατακόρυφων αξόνων των επιμέρους γραφημάτων είναι η ίδια.

Οι συνεχείς γραμμές του σχήματος είναι τα αποτελέσματα της παρεμβολής μεταξύ των πειραματικών δεδομένων της σχέσης:

$$S(\omega, \theta) \propto \sum_{k=0}^N \beta_{2k}^{(N)}(\omega) \cdot P_{2k}(\cos\theta) \propto \sum_{k=0}^N a_{2k}(\omega) \cdot \cos^{2k}(\theta) \quad (3.1)$$

όπου  $P_{2k}$  είναι τα γνωστά πολυώνυμα Legendre και για το διφωτονικό ιονισμό  $N=2$ . Στην πράξη, κατά την παρεμβολή η παραπάνω σχέση γράφεται στη μορφή:

$$S(\omega, \theta) = C \cdot \left[ 1 + \sum_{k=1}^N \left( \frac{\beta_{2k}^{(N)}}{\beta_0} \right) \cdot P_{2k}(\cos\theta) \right] \quad (3.2)$$

προσδιορίζεται ο παράγοντας  $C$  (που δεν μας ενδιαφέρει εδώ) και οι λόγοι  $\beta_{2k}/\beta_0$ . Απουσία ενδιάμεσων καταστάσεων και κορεσμού του ιονισμού, η παράμετρος  $\beta_0$  είναι [Luc-Koenig 1997]:

$$\beta_0(\omega) = \frac{\sigma_{tot}^{(N)}(\omega)}{4\pi} \quad (3.3)$$

όπου  $\sigma_{tot}^{(N)}(\omega)$  είναι η ολική ενεργός διατομή διφωτονικού ιονισμού. Εάν η ένταση της ακτινοβολίας laser είναι τέτοια ώστε να μην έχουμε φαινόμενα κορεσμού, η  $\sigma_{tot}^{(N)}(\omega)$  είναι ανάλογη του ιοντικού σήματος  $Mg^+$ . Για λόγους ευκολίας η έκφραση  $\beta_{2k}^{(N)}$  θα χρησιμοποι-

είναι μόνο στην αρχή κάθε παραγράφου, ενώ στη συνέχεια ο αριθμός των φωτονίων  $N$  θα παραλείπεται.

Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να κάνουμε μια σημαντική παρατήρηση και να εξηγήσουμε γιατί χρησιμοποιήσαμε την πρώτη μορφή της σχέσης (3.1) με τις παραμέτρους  $\beta_{2k}$  και όχι τη δεύτερη με τις παραμέτρους  $\alpha_{2k}$ . Η συνθήκη  $\alpha_0=1$  σημαίνει αυτομάτως ότι  $S(\theta=90^\circ)=1$ , δηλαδή μη-μηδενικό σήμα στις  $90^\circ$ . Όμως ο ιονισμός μια αρχικής κατάστασης  $^1S_0$  με άρτιο αριθμό φωτονίων οδηγεί σε  $S_{N-ph}(\theta=90^\circ)\neq 0$  ενώ για ιονισμό με περιττό αριθμό φωτονίων έχουμε  $S_{N-ph}(\theta=90^\circ)=0$  (για σύζευξη LS) άρα η δεύτερη μορφή της σχέσης (3.1) δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί στις γωνιακές κατανομές πενταφωτονικού ιονισμού που θα παρουσιαστούν στην επόμενη ενότητα. Σύμφωνα με τον [Smith 1988] είναι προτιμότερο τα πειραματικά δεδομένα να προσαρμόζονται μέσω μιας σχέσης της οποίας οι συντελεστές δεν συσχετίζονται μεταξύ τους. Τα πολυώνυμα Legendre υπακούουν στη σχέση ορθογωνιότητας:

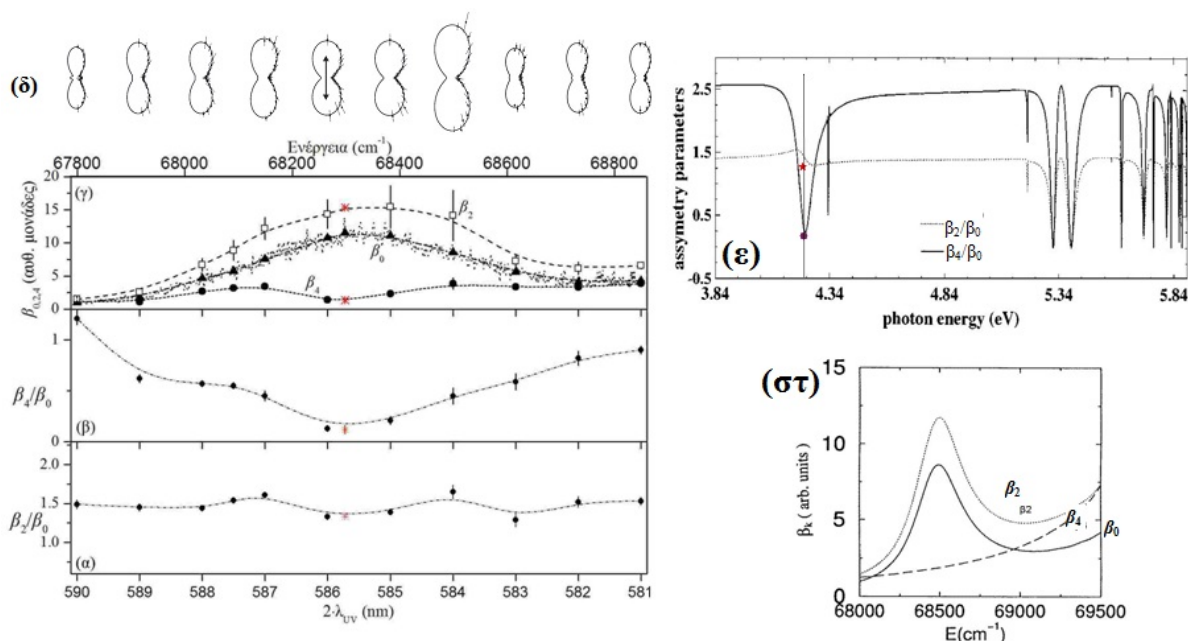
$$\int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \cdot \sin \theta \cdot P_n(\cos \theta) \cdot P_m(\cos \theta) = 0, \text{ για } n \neq m.$$

Εφόσον οι συντελεστές ορθογώνιων συναρτήσεων δεν συσχετίζονται μεταξύ τους είναι προτιμότερη η έκφραση της 3.1 με τις παραμέτρους  $\beta_{2k}$ . Επίσης, η έκφραση της (3.1) με τις παραμέτρους  $\alpha_{2k}$  παρήγαγε πολύ μεγαλύτερα σφάλματα στο λογισμικό πρόγραμμα που χρησιμοποιήσαμε για την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων.

Συνεπώς, πολλαπλασιάζοντας τους λόγους  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  που προκύπτουν από την παρεμβολή με το φάσμα των ιόντων  $Mg^+$  που καταγράψαμε, μπορούμε να βρούμε την φασματική μεταβολή των παραμέτρων  $\beta_2$  και  $\beta_4$ . Εφόσον όμως το φάσμα του  $Mg^+$  είναι απλώς ανάλογο της ενεργούς διατομής, οι  $\beta_0$ ,  $\beta_2$  και  $\beta_4$  μπορούν μεν να συγκριθούν μεταξύ τους αλλά είναι εκφρασμένες σε αυθαίρετες μονάδες.

Στο Σχήμα 3.4 απεικονίζονται οι γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.3 σε πολική μορφή μαζί με τις παραμέτρους του Πίνακα 3.1 που δίδονται σε ξεχωριστό παράρτημα. Παράλληλα στο Σχήμα 3.4 έχουμε προσθέσει και τις τιμές της αναφοράς [Shao 1993]. Από το Σχήμα 3.4(α) βλέπουμε ότι λόγος  $\beta_2/\beta_0 \approx 1.5$  είναι σχεδόν σταθερός σε όλη τη φασματική περιοχή, σε συμφωνία με τη βιβλιογραφία (Σχήμα 3.4 (στ)). Ο λόγος  $\beta_4/\beta_0$  έχει την ίδια μορφή με τη βιβλιογραφία (Σχήμα 3.4 (στ)) με μόνη διαφορά την ελάχιστη τιμή του. Σύμφωνα με τις μετρήσεις μας, η ελάχιστη τιμή του λόγου  $\beta_4/\beta_0$  βρέθηκε μικρότερη κατά ένα παράγοντα  $\approx 2$  ( $\approx 0.13$  αντί για  $\approx 0.23$ — βλ πίνακα II [Nikolopoulos 2005]). Παρατηρώ-

ντας και τις γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.4(δ) η ελάττωση αυτή μπορεί να συνδεθεί με την εμφάνιση ενός λοβού στις γωνιακές κατανομές για  $\theta=90^\circ$ . Ο λοβός αυτός ο οποίος αυξάνεται όσο αυξάνεται και ο λόγος  $\beta_4/\beta_0$ . Η ελάττωση του λοβού σηματοδοτεί και την ελάττωση της σημασίας του συνεχούς  $ed$  σε σχέση με το συνεχές  $es$  στην κορυφή της κατάστασης  $3p^2\ ^1S_0$ , κάτι τι οποίο αντιστρέφεται όσο απομακρυνόμαστε από αυτήν. Και στους δυο λόγους υπάρχει καλή συμφωνία μεταξύ των μετρήσεών μας και της πειραματικής τιμής του [Shao 1993].



**Σχήμα 3.4:** Οι τιμές των παραμέτρων που παρατίθενται στον Πίνακα 3.1 ως συνάρτηση του μήκους κύματος της θεμελιώδους συχνότητας του laser (πριν από τον υποδιπλασιασμό της) που στην ουσία εκφράζουν τους λόγους  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  **(α)**, **(β)** των διφωτονικών γωνιακών κατανομών που φαίνονται στο Σχήμα 3.3. **(γ)**. Οι αντίστοιχες πραγματικές παράμετροι  $\beta_0$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  όπως προκύπτουν από το φάσμα του  $Mg^+$  στην περιοχή της κατάστασης  $3p^2\ ^1S_0$ , όπως καταγράφηκε για την ίδια ένταση laser. Και στα τρία γραφήματα τα σημεία ( $\times$ ) αντιστοιχούν στην προηγούμενη πειραματική μέλητη [Shao 1993]. Στο **(δ)** απεικονίζονται οι γωνιακές κατανομές σε πολική μορφή ως προς το μήκος κύματος της θεμελιώδους συχνότητας της δέσμης laser. Στο **(ε)** απεικονίζεται ένα διατιθέμενο στη βιβλιογραφία [Luc-Koenig 1997] θεωρητικό διάγραμμα των παραμέτρων  $\beta_0$ ,  $\beta_2$ ,  $\beta_4$ . Στο **(στ)** απεικονίζεται θεωρητικό διάγραμμα των λόγων  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  [Nikolopoulos 2005] στο οποίο έχουν προστεθεί και οι πειραματικές τιμές του [Shao 1993]

Επί πλέον, αν πολλαπλασιάσουμε αυτούς τους λόγους με το φάσμα του  $Mg^+$  ( $\propto \beta_0$  – σχέση 3.2), το οποίο καταγράφηκε με την ίδια ένταση laser, παίρνουμε την ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων  $\beta_{2k}$   $k=1,2$  οι οποίες και απεικονίζονται στο Σχήμα 3.4(γ). Σε σχέση με τη θεωρία (Σχήμα 3.4 (ε)) παρατηρούμε ότι πέρα από τη διαφορά στη θέση της κατάστασης  $3p^2\ ^1S_0$  υπάρχει ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των θεωρητικών υπολογισμών για τις παραμέτρους  $\beta_2$  και  $\beta_4$ . Ειδικά για την παράμετρο  $\beta_2$  η ενεργειακή εξάρτηση παρουσιάζει την ίδια ακριβώς συμπεριφορά. Για την

παράμετρο  $\beta_4$ , η οποία είναι και ανάλογη της μερικής ενεργού διατομής του συνεχούς  $^1D_2$ , υπήρχε πρόβλεψη για μια μικρή αύξηση σε σχέση με την ενέργεια [Luc-Koenig 1997]. Η αύξηση αυτή συνδέεται με την δέσμια κατάσταση  $3s3p \ ^1P_1$  που βρίσκεται στην περιοχή του πρώτου φωτονίου, και συνδυάζεται με την αυξημένη μερική ενεργό διατομή του  $^1D_2$  [Nikolopoulos 2005]. Στην περίπτωσή μας έχουμε την εμφάνιση ενός βυθίσματος για την τιμή της  $\beta_4$  (δες Σχήμα 3.4 (γ)) στην περιοχή της  $3p^2 \ ^1S_0$  η οποία δεν υπάρχει στο Σχήμα 3.4 (ε). Αυτό μπορεί να οφείλεται σε τυχόν υψηλή τιμή της έντασης της δέσμης laser με την οποία πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις μας. Αν η ένταση της δέσμης βρίσκεται πάνω από το σημείο κορεσμού αναμένεται να επηρεαστεί η μορφή των γωνιακών κατανομών [Dixit 1983].

## A3.2 Τετραφωτονικός ιονισμός της $3p^2 \ ^1S_0$

### A3.2.1 Εισαγωγικά

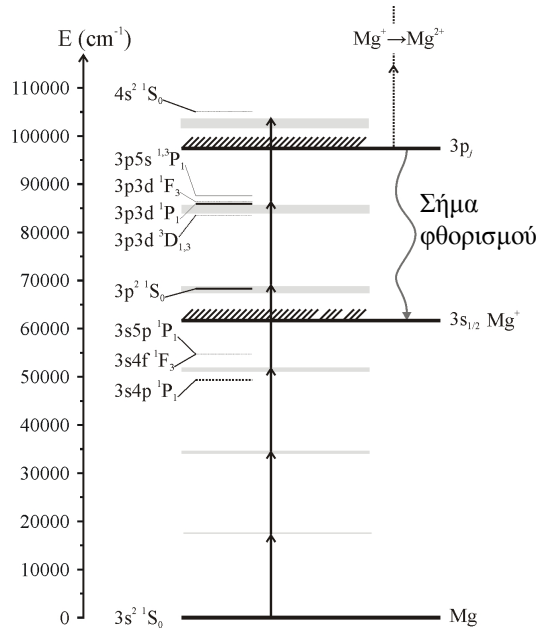
Όπως προαναφέραμε, στην παρούσα εργασία επεκτείνουμε την υπό εξέταση περιοχή μηκών κύματος σε σχέση με την εργασία [Liontos 2004] όπου παρατηρήθηκε για πρώτη φορά απορρόφηση δύο φωτονίων στο δομημένο συνεχές με παλμούς χρονικής διάρκειας ns. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η τετραφωτονική διέγερση της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  από τη θεμελιώδη ( $3s^2 \ ^1S_0$ ) ευνοεί τον πολλαπλό συντονισμό της με άλλες δέσμιες και αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις. Συγκεκριμένα, η ισχυρή ακτινοβολία laser επάγει ισχυρή μονοφωτονική σύζευξη μεταξύ της  $3p^2 \ ^1S_0$  με τη δέσμια κατάσταση  $3s4p \ ^1P_1$  (στην περιοχή του τρίτου φωτονίου) και, κυρίως, την αυτοϊονιζόμενη  $3p3d \ ^1P_1$  που βρίσκεται στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου - το πρώτο φωτόνιο που απορροφάται επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού (φαινόμενο ATA). Θεωρητικοί υπολογισμοί [Liontos 2004], που παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.6, απέδωσαν τη μεγάλη φασματική μετατόπιση προς μεγαλύτερα μήκη κύματος της  $3p^2 \ ^1S_0$  στη μη-διαταρακτική αλληλεπίδραση AC-Stark με τις  $3s4p \ ^1P_1$  και  $3p3d \ ^1P_1$ . Ο όρος μη-διαταρακτική σημαίνει μη-γραμμική εξάρτηση της μετατόπισης ως συνάρτηση της έντασης.

Στην παραπάνω εργασία συζητήθηκε το ενδεχόμενο κατά το οποίο η ισχυρή σύζευξη  $3p^2 \ ^1S_0 - 3p3d \ ^1P_1$  μπορεί να οδηγήσει σε φασματικό διαχωρισμό Rabi (Rabi splitting) της  $3p^2 \ ^1S_0$  και την αναμενόμενη μετατόπιση της  $3p3d \ ^1P_1$ . Τίποτε όμως από τα δύο δεν διερευνήθηκε περαιτέρω. Να σημειώσουμε ότι και τα δύο παραπάνω φαινόμενα είναι σπανιότατα σε αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις και για το λόγο αυτό αποτελούν το κεντρικό ερευνητικό θέμα της παρούσας μελέτης.

Στο Σχήμα 3.5 παρουσιάζουμε ένα ενεργειακό διάγραμμα του Mg για την περίπτωση διέγερσης της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  με τέσσερα φωτόνια που διαφέρει αρκετά από αυτό της διφωτονικής διέγερσης, με την έννοια ότι στην πρώτη εμφανίζονται πολλοί ενδιάμεσοι συντονισμοί. Στο σχήμα παρουσιάζεται η ενεργειακή περιοχή γύρω από την κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  που ερευνήθηκε στην προαναφερθείσα εργασία ( $584 \text{ nm} \leq \lambda \leq 596 \text{ nm}$ ).

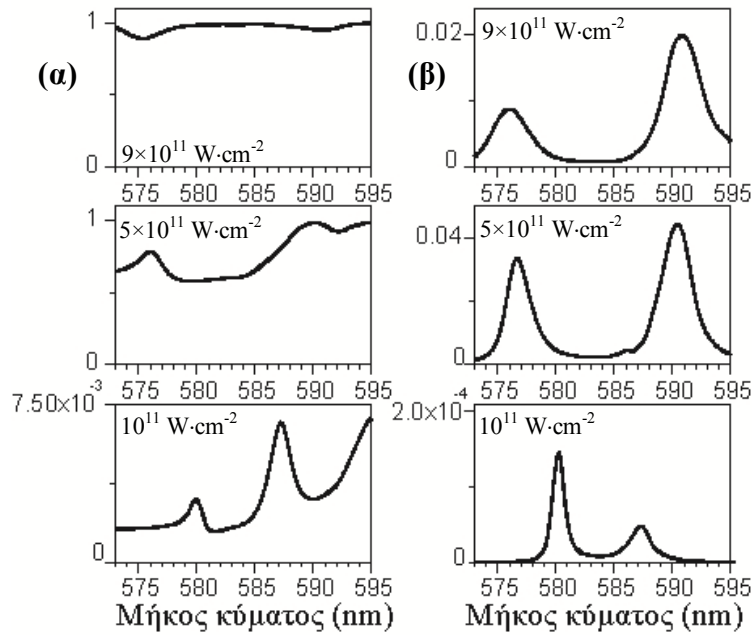
Στο θεωρητικό μοντέλο της προαναφερθείσας εργασίας δεν περιέχεται ρητά η δέσμια κατάσταση  $3s4p \ ^1P_1$ . Αυτή λήφθηκε υπ' όψιν μέσω της ενεργειακής εξάρτησης κάποιων σχετικών παραμέτρων (συχνότητες Rabi, πλάτη ιονισμού κλπ). Για την επέκταση του μο-

ντέλου σε μεγαλύτερες ενέργειες διέγερσης θα έπρεπε αυτές οι παράμετροι να υπολογιστούν και στις ενέργειες αυτές. Αυτό δεν κατέστη δυνατόν, αλλά σε μια πρώτη προσπάθεια πρόβλεψης των παραπάνω φαινομένων, υπολογίσαμε με το ίδιο μοντέλο τα φάσματα απλού ιονισμού και ιοντικού φθορισμού κρατώντας όμως τις παραμέτρους αυτές σταθερές στις τιμές που είχαν υπολογιστεί για την υψηλότερη ενέργεια (μικρότερο μήκος κύματος) της προηγούμενης μελέτης. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο Σχήμα 3.6 για μία ενεργειακή περιοχή πολύ μεγαλύτερη της προηγούμενης και για διάφορες τιμές της έντασης του laser.



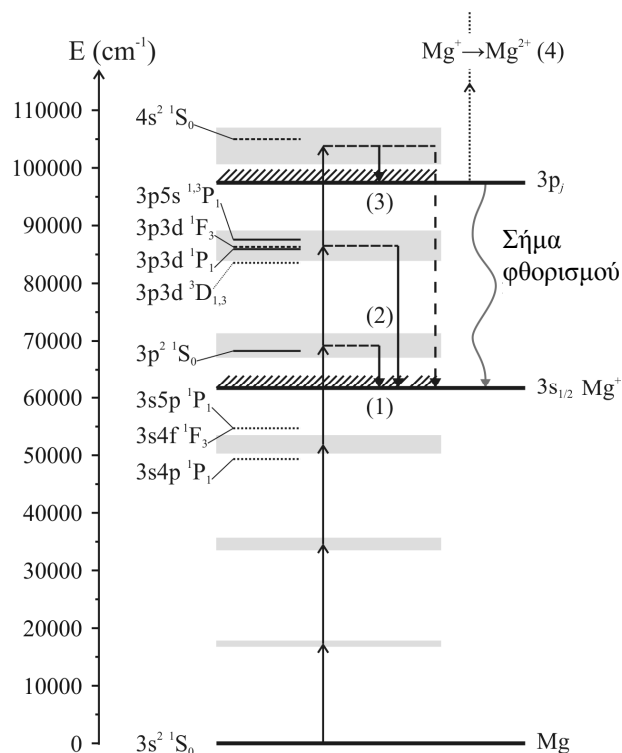
**Σχήμα: 3.5** Ενεργειακό φάσμα του Mg για την περίπτωση της τετραφωτονικής διέγερσης της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$ . Οι γκριζες ζώνες υποδηλώνουν την υπό εξέταση φασματική περιοχή που ερευνήθηκε στην [Liontos 2004].

Παρατηρούμε ότι το μέγιστο του συντονισμού της  $3p^2 \ ^1S_0$  μετατοπίζεται προς μεγαλύτερα μήκη κύματος όσο μεγαλώνει η ένταση. Για μεγαλύτερες εντάσεις laser αυξάνει η συνεισφορά του υποβάθρου οδηγώντας σε διαπλάτυνση τη γραμμής.



**Σχήμα 3.6:** Θεωρητικά φάσματα σύμφωνα με το μοντέλο που αναπτύχθηκε παλαιότερα στο εργαστήριό μας [Liontos 2004] για διάφορες εντάσεις laser για **(α)** σήμα ιόντων  $Mg^+$  και **(β)** συνολικό σήμα φθορισμού. Παρατηρούμε τις διαπλατύνσεις αλλά και αντίθετες φασματικές μετατοπίσεις των φασματικών γραμμών που αποδίδονται στην κατάσταση  $3p^2\ ^1S_0$  (αδιατάρακτη θέση 585.7 nm) που είχε ήδη μελετηθεί και στην  $3p3d\ ^1P_1$  που μελετήθηκε στη παρούσα εργασία.

Επίσης παρατηρείται ένας δεύτερος συντονισμός ο οποίος μετατοπίζεται προς μικρότερα μήκη κύματος όσο αυξάνεται η ένταση. Στο φάσμα ιόντων σε μεγάλες εντάσεις υπερिσχύει της γραμμής της  $3p^2\ ^1S_0$  και συνεπώς αποδίδεται στην πενταφωτονική  $3p3d\ ^1P_1$ . Η εμφάνιση μιας κορυφής στο φάσμα ιόντων λόγω μιας πενταφωτονικής διαδικασίας σημαίνει ότι σε αυτή την περίπτωση δεν ισχύει η σχέση (3.3) και έτσι σε αντίθεση με την περίπτωση του διφωτονικού ιονισμού δεν μπορούμε να πολλαπλασιάσουμε τους λόγους  $\beta_{2k}/\beta_0$  με το ιοντικό φάσμα ώστε να πάρουμε τις πραγματικές παραμέτρους  $\beta_{2k}$ .



**Σχήμα 3.7:** Ενεργειακό φάσμα του Mg για την περίπτωση της τετραφωτονικής διέγερσης της κατάστασης  $3p^2\ ^1S_0$ . Οι γκριζες ζώνες υποδηλώνουν την υπό εξέταση φασματική περιοχή της παρούσας διατριβής. Οι αδιατάρακτες θέσεις των ενεργειακών επιπέδων βρίσκονται εντός της υπό εξέταση ενεργειακής περιοχής (γκρι ζώνες) και απεικονίζονται με συνεχείς ευθείες γραμμές [NIST]. Οι ευθείες γραμμές με τελείες απεικονίζουν την αδιατάρακτη θέση ενεργειακών επιπέδων που βρίσκονται εκτός της υπό εξέταση ενεργειακής περιοχής αλλά μπορεί να παίξουν ρόλο στο σύστημα. Οι διακεκομμένες γραμμές απεικονίζουν θεωρητικές προβλέψεις ενεργειακών επιπέδων που δεν έχουν καταγραφεί πειραματικά.

Στο Σχήμα 3.7 παρουσιάζεται το αντίστοιχο ενεργειακό διάγραμμα του Mg στο οποίο απεικονίζεται η υπό εξέταση φασματική περιοχή της παρούσας διατριβής. Οι αδιατάρακτες θέσεις των αυτοϊονιζόμενων επιπέδων που βρίσκονται εντός των γκρι ζωνών απεικονίζονται με συνεχείς οριζόντιες γραμμές. Αυτά τα ενεργειακά επίπεδα αντιστοιχούν στις καταστάσεις  $3p3d\ ^1P_1$  και  $3p5s\ ^1\ ^3P_1$  στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου. Τα επίπεδα που βρίσκονται εκτός των γκρι ζωνών αλλά παίζουν κάποιο ρόλο στο όλο σύστημα απεικονίζονται με διακεκομμένες οριζόντιες γραμμές και περιλαμβάνουν τις δέσιμες καταστάσεις  $3s4p\ ^1P_1$ ,  $3s5p\ ^1P_1$  και  $3s4f\ ^1F_3$  στην περιοχή του τρίτου φωτονίου αλλά και τις καταστάσεις  $3p3d\ ^3D_{1,3}$  που βρίσκονται στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου. Το Σχήμα 3.7 περιλαμβάνει και τις αναμενόμενες θεωρητικές τιμές των καταστάσεων  $3p3d\ ^1F_3$  (πέμπτο φωτόνιο) και  $4s^2\ ^1S_0$  στην περιοχή του έκτου φωτονίου, δηλαδή το δεύτερο φωτόνιο λόγω ΑΤΑ, για τις οποίες δεν υπάρχουν διαθέσιμες πειραματικές τιμές. Στην πραγματικότητα υπάρχουν στη βιβλιογραφία πειραματικά δεδομένα μόνο για την  $3p3d\ ^1F_3$  μέσω πειραμα-



των σκέδασης ηλεκτρονίων χαμηλής ενέργειας [Rassi 1977] που την τοποθετούν στους  $\sim 80000 \text{ cm}^{-1}$ , δηλαδή λίγο κάτω από τα επίπεδα  $3p3d \ ^3D_{1,3}$ .

Παρόλα αυτά υπάρχει καλή συμφωνία ανάμεσα στα περισσότερα θεωρητικά αποτελέσματα για την  $3p3d \ ^1F_3$  που βρίσκονται διαθέσιμα στη βιβλιογραφία [Moccia 1988, Nikolopoulos 2005] και προβλέπουν ότι η κατάσταση αυτή βρίσκεται ενεργειακά λίγο χαμηλότερα της  $3p3d \ ^1P_1$ . Το ίδιο παρατηρείται για τις θεωρητικές τιμές όσον αφορά την θέση αλλά και το πλάτος της  $4s^2 \ ^1S_0$  [Zatsarinnyi 1984]. Θεωρητικοί υπολογισμοί [Luc-Koenig 1997] έδειξαν ότι αυτή η κατάσταση διαθέτει μεγάλο φασματικό πλάτος ( $\approx 1300 \text{ cm}^{-1}$ ) και δεν αναμένεται να φανεί καθαρά στο φάσμα μας. Από τη στιγμή όμως που μπορεί να συζευχθεί μέσω του laser με καταστάσεις  $J=1^o$  στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου, μπορεί να διευκολύνει την απορρόφηση του έκτου φωτονίου (πάνω από το δεύτερο κατώφλι ιονισμού). Σε αυτή την περίπτωση το Σχήμα 3.6 εμφανίζει καθαρά ένα κλιμακωτό σχήμα διέγερσης (ladder system),  $J=1^o - J=0^e - J=1^o - J=0^e$ , το οποίο εκτείνεται από την περιοχή του τρίτου έως και την περιοχή του έκτου φωτονίου. Το πιο ενδιαφέρον βήμα σε αυτό το κλιμακωτό σχήμα διέγερσης είναι σίγουρα η πολλαπλή σύζευξη που παρουσιάζει η κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  με τα διάφορα επίπεδα  $J=1^o$  που βρίσκονται στην περιοχή του τρίτου αλλά κυρίως του πέμπτου φωτονίου.

Στο ανωτέρω ενεργειακό διάγραμμα έχουν συμπεριληφθεί και οι τριπλές καταστάσεις στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου γιατί, παρά το γεγονός ότι το άτομο του Mg αναμένεται να περιγράφεται καλά μέσω της σύζευξης LS [Aymar 1996], θεωρητικά και πειραματικά δεδομένα μονοφωτονικού ιονισμού του Mg [Fang 2007, Wehlitz 2007] έδειξαν ότι οι σειρές Rydberg  $3pns \ ^3P_1 \ n \geq 5$  διεγείρονται από τη θεμελιώδη κατάσταση. Συνεπώς, η ανάμιξη των απλών και τριπλών καταστάσεων (singlet- triplet mixing) δεν μπορεί να αποκλειστεί σε αυτή την ενεργειακή περιοχή. Πρέπει επίσης να τονιστεί ότι πέρα από τα επίπεδα που φαίνονται στο Σχήμα 3.7 δεν υπάρχουν άλλες καταστάσεις κατάλληλης συμμετρίας στην περιοχή του κάθε φωτονίου όπου βρίσκονται εντός ή κοντά στις υπό εξέταση ενεργειακές περιοχές. Για παράδειγμα, στην περιοχή του τέταρτου φωτονίου, δεν υπάρχουν άλλα επίπεδα με  $J=0^e - 4^e$ .

Σύμφωνα με το παραπάνω σχήμα διέγερσης αναμένεται η παραγωγή διαφόρων ομάδων ηλεκτρονίων διαφορετικής ενέργειας. Από την εργασία της αναφοράς [van Druten 1994], όπου χρησιμοποιήθηκαν παλμοί διάρκειας ps, και της [Liontos 2004] αναμένουμε τις παρακάτω διαδικασίες και ομάδες:

$$(1) : \text{Mg} + 4\omega \rightarrow \text{Mg}^+(3s_{1/2}) + e^-(0.7 - 1.2 \text{ eV})$$

$$(2) : \text{Mg} + 5\omega \rightarrow \text{Mg}^+(3s_{1/2}) + e^-(2.8 - 3.4 \text{ eV})$$

$$(3) : \text{Mg} + 6\omega \rightarrow \text{Mg}^+(3p_j) + e^-(0.4 - 1.2 \text{ eV})$$

$$(4\alpha): \text{Mg}^+(3p_j) + 6\omega \rightarrow \text{Mg}^{2+} (\text{βασική στάθμη}) + e^- (1.9 - 2.1 \text{ eV}), \lambda > 585 \text{ nm}$$

$$(4\beta): \text{Mg}^+(3p_j) + 5\omega \rightarrow \text{Mg}^{2+} (\text{βασική στάθμη}) + e^- (0 - 0.5 \text{ eV}), \lambda < 585 \text{ nm}$$

Οι ομάδες (1) και (2) αντιστοιχούν στον ιονισμό του ατόμου με τέσσερα και πέντε φωτόνια αντίστοιχα αφήνοντας το ιόν του  $\text{Mg}^+$  στην θεμελιώδη του κατάσταση  $3s_{1/2}$ . Η ομάδα (3) προέρχεται από τον εξαφωτονικό ιονισμό του ατόμου αφήνοντας το ιόν στις διεγερμένες του καταστάσεις  $3p_j$ . Τέλος, η ομάδα (4) προκύπτει από τον πολυφωτονικό ιονισμό των επιπέδων  $3p_j$  του ιόντος  $\text{Mg}^+$  καταλήγοντας στο διπλό ιονισμό. Σημειώνουμε ότι υπάρχει και μια ακόμα διαδικασία η οποία και απεικονίζεται στο Σχήμα 3.7 με κάθετο διακεκομμένο βέλος. Αυτή είναι η περίπτωση απορρόφησης έξι φωτονίων αφήνοντας το ιόν  $\text{Mg}^+$  στην θεμελιώδη του κατάσταση  $3s_{1/2}$ . Η διαδικασία αυτή όμως αναμένεται να έχει πολύ μικρή πιθανότητα να συμβεί [Liontos 2004].

Για την αναζήτηση πειραματικών ενδείξεων που παραπέμπουν σε διάφορες μορφές φασματικού διαχωρισμού Rabi, χρησιμοποιήσαμε τη φασματοσκοπία ιόντων, ηλεκτρονίων και ιοντικού φθορισμού. Παρακάτω, παρουσιάζουμε και συζητούμε τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα.

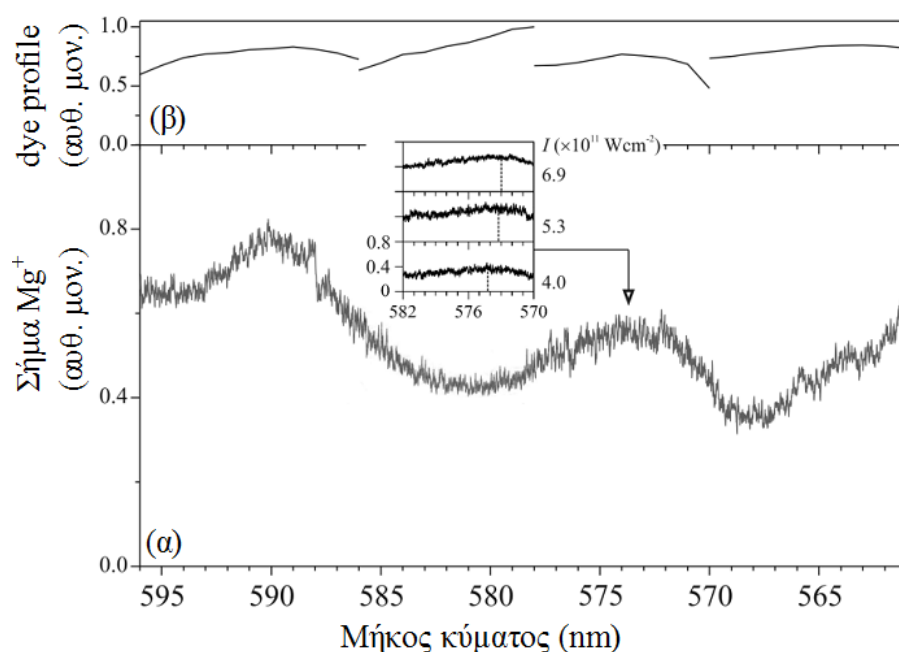
### A3.2.2 Φάσμα ιόντων $\text{Mg}^+$

Στο Σχήμα 3.8 παρουσιάζεται το φάσμα του  $\text{Mg}^+$  συναρτήσει του μήκους κύματος της ακτινοβολίας laser.

Το φάσμα καταγράφηκε σε τρία ξεχωριστά μέρη και τα αντίστοιχα φασματικά προφίλ των διαφόρων διαλυμάτων χρωστικών και των συνδυασμών τους που χρησιμοποιήθηκαν (dye profiles) φαίνονται στο πάνω μέρος του σχήματος. Παρά τις ασυνέχειες ανάμεσα σε αυτά τα φασματικά προφίλ, η ένταση της δέσμης laser ( $\approx 6.5 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) κρατήθηκε σταθερή κατά περίπου 15% σε όλη την υπό εξέταση περιοχή μηκών κύματος. Το φάσμα παρουσιάζει σημαντικό σήμα υποβάθρου και δυο πλατιές γραμμές συντονισμού. Το σήμα υποβάθρου αυξάνεται και στα δυο άκρα του φάσματος και σχηματίζει μια «κοιλιάδα» ανάμεσα στα δυο άκρα.

Με τη βοήθεια του ενεργειακού διαγράμματος του Σχήματος 3.7 αλλά και του [Nikolopoulos 2005] (βλ. Σχήμα 3.9) καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι αυτή η «κοιλιάδα» σχη-

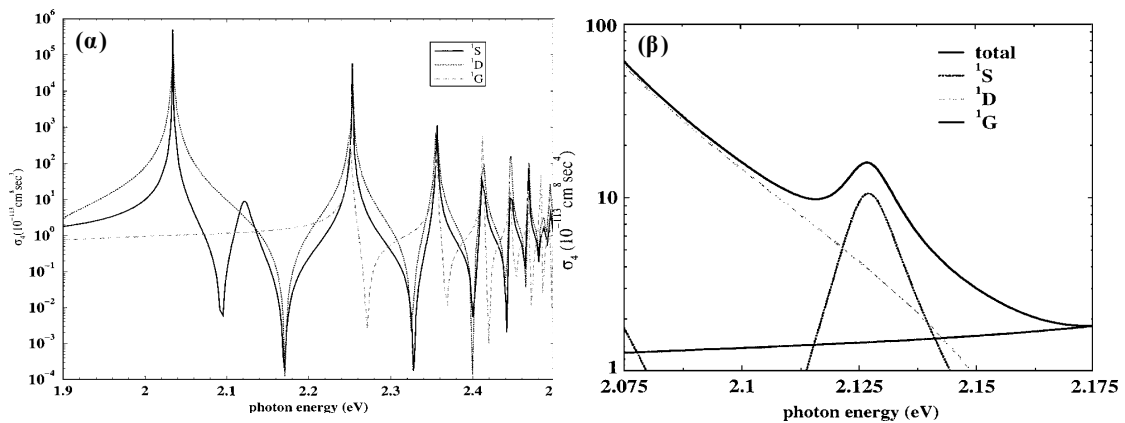
ματίζεται από τα μπλε (προς μικρότερα μήκη κύματος) και κόκκινα (προς μεγαλύτερα μήκη κύματος) φασματικά άκρα των διεγερμένων καταστάσεων  $3s4p\ ^1P_1$  και  $3s5p\ ^1P_1$  αντίστοιχα. Κρίνοντας από την ενεργό διατομή του συνεχούς 3σεg συμμετρίας  $^1G_4$  στο Σχήμα 3.9 (β) [Nikolopoulos 2005] η κόκκινη «ουρά» της  $3s4f\ ^1F_3$  μπορεί επίσης να συνεισφέρει στην αύξηση του ιοντικού σήματος που παρατηρείται στα  $\approx 564$  nm. Όσο για τις δυο πλατιές γραμμές συντονισμού, αυτή που εμφανίζεται στα  $\approx 591$  nm αποδίδεται στη (μετατοπισμένη προς μεγαλύτερα μήκη κύματος), διπλά διεγερμένη κατάσταση  $3p^2\ ^1S_0$ . Η μετατόπιση αυτή ως προς την ένταση της δέσμης έχει καταγραφεί από τον [Liontos 2004].



**Σχήμα 3.8:** Φάσμα  $Mg^+$  ως συνάρτηση του μήκους κύματος. Ο συντονισμός στο μέσο του φάσματος καταγράφηκε και για διαφορετικές εντάσεις δέσμης laser. Η ταυτοποίηση των δύο κορυφών δίνεται στο κείμενο. (β). Τα προφίλ της έντασης της δέσμης laser. Η αριστερή καμπύλη αντιστοιχεί στη Rhodamine B ενώ η δεξιά καμπύλη στη Rhodamine 6G. Οι μεσαίες καμπύλες προκύπτουν από κατάλληλη μίξη των δυο προηγούμενων διαλυμάτων χρωστικών. Το φάσμα καταγράφηκε κατά τμήματα με ένταση laser  $I \approx 6.5 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

Η αδιατάρακτη θέση της  $3p^2\ ^1S_0$  βρίσκεται στα 585.7 nm [Ralchenko 2011, Bonanno 1986] ενώ τα δεδομένα των [Nikolopoulos 2005] και [Buica 2008] δείχνουν ένα φασματικό μέγιστο που κυμαίνεται ανάμεσα στα  $\approx 584$  nm και στα  $\approx 583$  nm. Η διαφορά μεταξύ της πειραματικής τιμής και των προβλέψεων των [Nikolopoulos 2005] και [Buica 2008] όσον αφορά στο μέγιστο της  $3p^2\ ^1S_0$  οφείλεται στο γεγονός ότι σε αυτές τις εργασίες α-γνοήθηκε η μονοφωτονική σύζευξη της  $3p^2\ ^1S_0$  με τις αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις ολικής στροφορμής  $J=1^o$  που βρίσκονται στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου. Συνεπώς, οι εργασίες αυτές δεν μπορούν να προβλέψουν την εμφάνιση της  $3p3d\ ^1P_1$  στο φάσμα ιόντων, που από την άλλη μεριά, προβλέπεται από το θεωρητικό μοντέλο του [Liontos 2004]. Βασι-

σμένοι λοιπόν σε αυτή την πρόβλεψη (Σχήμα 3.6), αποδίδουμε το συντονισμό του Σχήματος 3.8 στα  $\approx 573$  nm στην κατάσταση  $3p3d\ ^1P_1$  η οποία είναι συζευγμένη με την  $3p^2\ ^1S_0$ . Η αδιατάρακτη θέση του συντονισμού αναμένεται στα  $\approx 582$  nm αλλά η θεωρητική πρόβλεψη, που συζητήθηκε στην παράγραφο A.3.2.1, μας δίνει μετατόπισή κατά  $\approx 6$  nm (στην ένταση laser καταγραφής του φάσματος) και προς μικρότερα μήκη κύματος. Το πρόσημο της μετατόπισης συμφωνεί με τα πειραματικά δεδομένα. Ωστόσο, στο πείραμα η μετατόπιση του μήκους κύματος συντονισμού της  $3p3d\ ^1P_1$  κυμαίνεται μεταξύ των  $\approx 9$  nm για ένταση δέσμης laser  $\approx 7 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup> και  $\approx 7.5$  nm για ένταση τρεις φορές μικρότερη. Δεν μπορέσαμε να καταγράψουμε τη μετατόπιση για χαμηλότερες εντάσεις λόγω του πολύ χαμηλού σήματος ιόντων Mg<sup>+</sup>. Η διαφορά μεταξύ θεωρίας και πειράματος θα πρέπει να αποδοθεί στις προσεγγίσεις του θεωρητικού μοντέλου, δηλαδή στην απουσία εξάρτησης κάποιων σημαντικών παραμέτρων του μοντέλου από το μήκος κύματος και, πιθανόν, στο γεγονός ότι, για αυτή την εκτεταμένη φασματική περιοχή που διερευνάται στη παρούσα εργασία, δεν έχουν ληφθεί υπ' όψη όλες οι καταστάσεις που εμπλέκονται στο πρόβλημα.



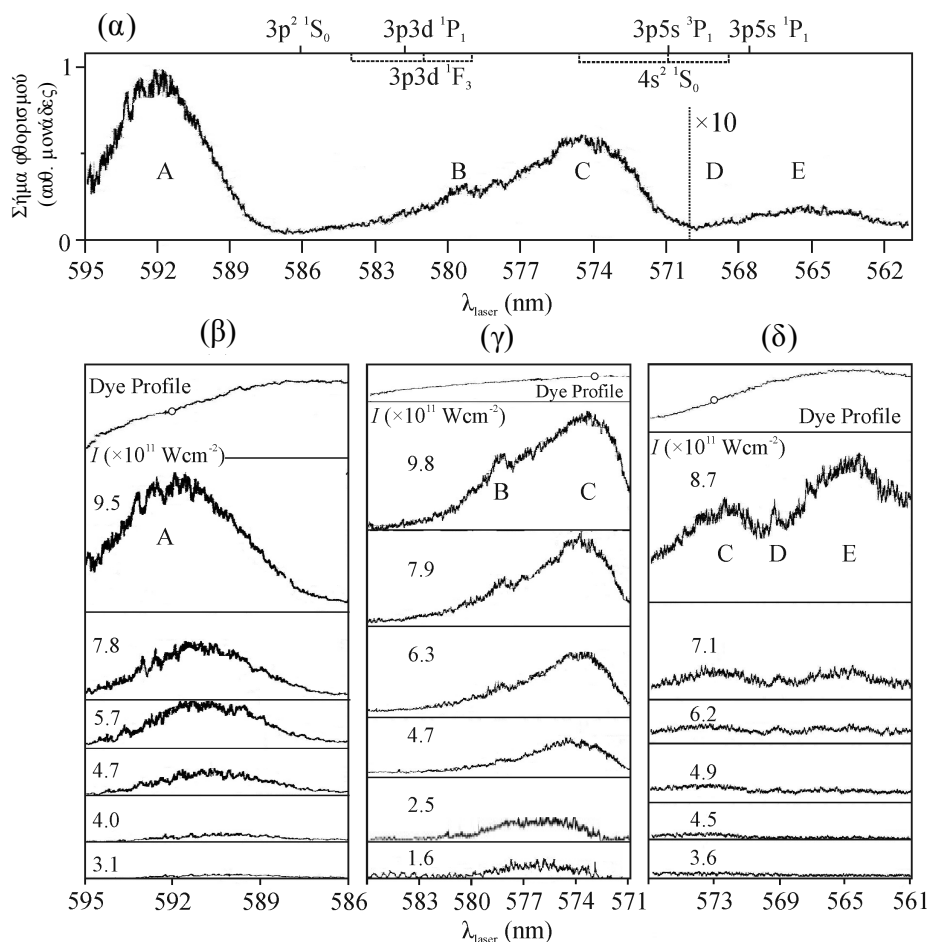
**Σχήμα 3.9:** Μερική ενεργός διατομή για την περίπτωση της βασικής στάθμης  $3s^2\ ^1S_0$  βασικής στάθμης του Mg με τέσσερα φωτόνια για τα  $^1S$ ,  $^1D$  και  $^1G$  συνεχή όπως δίνονται από τον [Nikolopoulos 2005]. Το σχήμα (β) αποτελεί λεπτομέρεια του (α) γύρω από την περιοχή της  $3p^2\ ^1S_0$ .

Για την επιβεβαίωση των παραπάνω συμπερασμάτων αλλά και για να απαλλαγούμε από το ισχυρό σήμα υποβάθρου του φάσματος ιόντων προχωρήσαμε σε συμπληρωματικό πείραμα καταγραφής του σήματος ιοντικού φθορισμού. Ως γνωστόν, πειραματικά οι μετρήσεις φθορισμού παρουσιάζουν το πλεονέκτημα του υψηλού λόγου σήματος προς θόρυβο (signal-to-noise ratio) μιας και πραγματοποιούνται σε κελί ατμών με πυκνότητα ατόμων πολύ μεγαλύτερη από αυτή που πραγματοποιούνται τα πειράματα ανίχνευσης ιόντων/ηλεκτρονίων

### A3.2.3 Μελέτη φθορισμού

Το σήμα φθορισμού εκπέμπεται κατά την αποδιέγερση διεγερμένων ιόντων από τα ιοντικά επίπεδα  $3p_{1/2,3/2}$  του  $Mg^+$  στην βασική κατάσταση  $3s_{1/2}$  του ιόντος. Όπως και στην περίπτωση των ιοντικού σήματος  $Mg^+$ , επεκτείναμε την υπό εξέταση φασματική περιοχή σε σχέση με την προηγούμενη μελέτη [Liontos 2004]. Ο εκπεμπόμενος φθορισμός αναλύθηκε και ανιχνεύθηκε με τη βοήθεια του μονοχρωμάτορα υπεριώδους (UV-monochromator). Η ενεργειακή εξάρτηση του σήματος φθορισμού φαίνεται στο Σχήμα 3.10 μαζί με την αδιατάρακτη θέση των εμπλεκόμενων ενεργειακών επιπέδων του Mg.

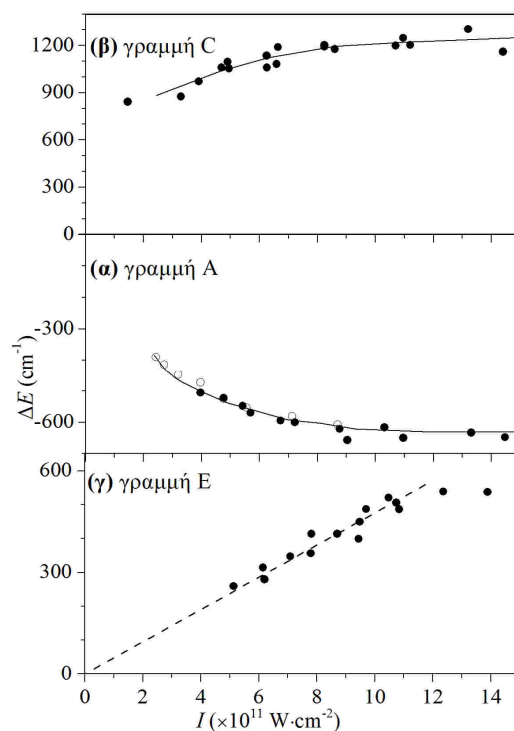
Το φάσμα αυτό περιλαμβάνει πέντε συντονισμούς τους οποίους για λόγους ευκολίας ονομάσαμε A, B, C, D και E. Μια σειρά από φάσματα για τους συντονισμούς A, C και E φαίνονται στα Σχήματα 3.10 (β), (γ) και (δ) και είναι εμφανές ότι αυτές οι γραμμές παρουσιάζουν μετατόπιση του μεγίστου εξαρτώμενη από την ένταση της δέσμης laser. Η γραμμή A έχει καταγραφεί και στην εργασία [Liontos 2004] και συμφωνεί με την μετατοπισμένη προς το κόκκινο κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$ , του φάσματος ιόντων στο Σχήμα 3.8. Επίσης, η γραμμή C συμφωνεί με την φαρδιά κατάσταση που εμφανίζεται στο μέσο του φάσματος ιόντων του Σχήματος 3.8 για μήκος κύματος  $\sim 573$  nm. Αυτές οι δυο γραμμές A και C παρατηρούνται ακόμα και στα φάσματα φθορισμού πολύ χαμηλής έντασης δέσμης laser ( $\approx 1.5 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>). Απεναντίας, οι γραμμές B, D και E εμφανίζονται μόνο στα φάσματα φθορισμού υψηλής έντασης. Αυτό είναι κυρίως εμφανές στο Σχήμα 3.10 (δ) όπου, για χαμηλή ένταση δέσμης laser εμφανίζεται μόνο η γραμμή C. Με την αύξηση της έντασης της δέσμης laser παρατηρείται η άνοδος και τελικά η επικράτηση του σήματος των γραμμών D και E. Βασισμένοι σε αυτή τη συμπεριφορά αλλά και στην αδιατάρακτη θέση των καταστάσεων μπορούμε να αποδώσουμε τη γραμμή C στη μετατοπισμένη προς το μπλε  $3p3d \ ^1P_1$  ενώ οι γραμμές D και E αποδίδονται στις  $3p5s \ ^3P_1$  και  $^1P_1$  αντίστοιχα. Αυτές οι αντιστοιχίες συμφωνούν και με τα διαφορετικά φασματικά πλάτη αυτών των γραμμών.



**Σχήμα 3.10:** (α) Φάσματα συνολικού φθορισμού συναρτήσει του μήκους κύματος του laser. Οι παρατηρούμενες κορυφές για λόγους ευκολίας ονομάζονται A, B, C, D και E. Οι εντάσεις του laser με τις οποίες καταγράφηκε το φάσμα είναι για κάθε κορυφή: A:  $I \approx 9.5 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , B:  $I \approx 5.8 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , C:  $I \approx 7.1 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , D:  $I \approx 8.1 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , E:  $I \approx 9.1 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . (β), (γ), (δ): Φάσματα συνολικού φθορισμού συναρτήσει του μήκους κύματος του laser καταγεγραμμένο για διάφορες εντάσεις laser. Τα αντίστοιχα dye profile του laser φαίνονται στην κορυφή του σχήματος. Κάποιες κορυφές (όπως η κορυφή C) καταγράφηκαν με περισσότερα από ένα dye. Η κορυφή A καταγράφηκε και από τον [Liontos 2004]. Η αντίστοιχη ένταση της δέσμης σε κάθε σχήμα αντιστοιχεί στο σημείο που είναι τονισμένο σε κάθε dye profile.

Πράγματι θεωρητικές και πειραματικές προβλέψεις και πειραματικές μετρήσεις της ενεργού διατομής φωτοϊονισμού δείχνουν ότι σε αντίθεση με τις φασματικά φαρδιές καταστάσεις <sup>1</sup>P<sub>1</sub>, τα πλάτη αυτοϊονισμού των καταστάσεων της σειράς 3pns <sup>3</sup>P<sub>1</sub> είναι σημαντικά μικρότερα [Fang 2007, Wehlitz 2007]. Επιπλέον, το μικρό εύρος της γραμμής D στο σχήμα αποκλείει την πιθανότητα της απόδοσής του συντονισμού αυτού στη διέγερση της κατάστασης 4s<sup>2</sup> ¹S<sub>0</sub> (μετά από απορρόφηση έξι φωτονίων από τη βασική κατάσταση του ατόμου). Οι καταστάσεις 3p5s <sup>3</sup>P<sub>1</sub> και <sup>1</sup>P<sub>1</sub> μπορούν να είναι επίσης μονοφωτονικά συζευγμένες με τη 3p<sup>2</sup> ¹S<sub>0</sub>. Ωστόσο, λόγω του μεγαλύτερου ρυθμού αποδιέγερσης (και ειδικά για την γραμμή D λόγω και του τριπλού χαρακτήρα της) η σύζευξή τους είναι σημαντικά α-

σθενέστερη σε σχέση με τη σύζευξη  $3p^2\ ^1S_0 - 3p3d\ ^1P_1$ . Η ασθενέστερη σύζευξη συνάγεται και από την εξάρτηση από την ένταση της κορυφής των γραμμών η οποία παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.11. Για την περίπτωση της κορυφής A (3.10 (α)) απεικονίζονται παράλληλα με τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας μελέτης και τα δεδομένα της [Liontos 2004] όπου και βλέπουμε ότι υπάρχει τέλεια συμφωνία. Η μετατόπιση της κορυφής A σε σχέση με την ένταση είναι καθαρά μη-γραμμική και από μια τιμή της έντασης και μετά ( $\approx 8 \times 10^{11}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) παρατηρείται «κορεσμός». Όσον αφορά τη μετατόπιση της κορυφής C (Σχήμα 3.9 (γ)) προς μικρότερα μήκη κύματος, αυτή είναι μεν μεγαλύτερη σε μέγεθος κατά ένα παράγοντα  $\approx 2$  σε σχέση με τη μετατόπιση της A, αλλά παρουσιάζει παρόμοια με αυτή συμπεριφορά. Αντιθέτως η μετατόπιση της γραμμής E προς το μπλε μέρος του φάσματος είναι γραμμική μέχρι τιμές εντάσεων  $\approx 10^{12}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  και έπειτα επέρχεται απότομος «κορεσμός». Η γραμμικότητα της μετατόπισης για μικρές εντάσεις συνεπάγεται τη δυνατότητα της μελέτης της μέσω θεωρίας διαταραχών δεύτερης τάξης. Η μετατόπιση της τριπλής κατάστασης σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση της είναι περίπου η μισή σε σχέση με τη μετατόπιση της απλής κατάστασης. Αυτό είναι αναμενόμενο για ένα ελαφρύ άτομο, όπως το Mg, για το οποίο υποθέτουμε την ισχύ της σύζευξης LS.



**Σχήμα 3.11:** Μετατόπιση του μεγίστου των κορυφών του Σχήματος 3.10 ως συνάρτηση της έντασης δέσμης laser. (α) Γραμμή A σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση ενεργειακού επιπέδου  $3p^2\ ^1S_0$ . Αυτή η γραμμή έχει μελετηθεί και από τον [Liontos 2004]. Τα δεδομένα του εικονίζονται με άσπρα σημεία. (β) Γραμμή C σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση ενεργειακού επιπέδου  $3p3d\ ^1P_1$  (γ) Γραμμή E σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση ενεργειακού επιπέδου  $3p5s\ ^1P_1$ .

Από την άλλη, η εμφάνιση της κορυφής D στο φάσμα και η μη-μετατόπισή της σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση της υποδηλώνει ότι δεν πρέπει να αναμένουμε πλήρη ισχύ της σύζευξης LS στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου. Αυτό θα μας απασχολήσει ξανά στη μελέτη των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων που προέρχονται από πενταφωτονικό ιονισμό.

Όσον αφορά στην κατάσταση  $3p5s\ ^1P_1$ , υποθέτουμε ότι η μετατόπιση AC-Stark είναι της μορφής  $\Delta E \approx \alpha_{3p5s,1P} \cdot I$ , όπου  $\alpha_{3p5s,1P}$  είναι η δυναμική διπολική πολωσιμότητά της. Τότε η θέση του συντονισμού ως συνάρτηση της έντασης γράφεται:

$$5\hbar\omega_{res}(I) = E_{3p5s,1P} - E_{3s^2} + (\alpha_{3p5s,1P} - \alpha_{3s^2}) \cdot I \quad (3.4)$$

όπου  $\alpha_{3s^2}$  είναι η δυναμική διπολική πολωσιμότητα της θεμελιώδους κατάστασης του Mg. Ωστόσο, η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων σε μια θεωρητική ευθεία (Σχήμα 3.10.(γ)) μας δίνει τη διαφορά  $\Delta\alpha = \alpha_{3p5s,1P} - \alpha_{3s^2}$ . Το αποτέλεσμα από αυτή την προσαρμογή είναι η τιμή  $\Delta\alpha = 90 \pm 2$  (rad/sec)/(W·cm<sup>2</sup>). Χρησιμοποιώντας τη θεωρητική τιμή  $\alpha_{3s^2} = -25.3$  (rad/sec)/(W·cm<sup>2</sup>) [Liontos 2004], εκτιμούμε τη δυναμική διπολική πολωσιμότητα  $\alpha_{3p5s,1P} \approx +115 \pm 2$  (rad/sec)/(W·cm<sup>2</sup>) της κατάστασης  $3p5s\ ^1P_1$ .

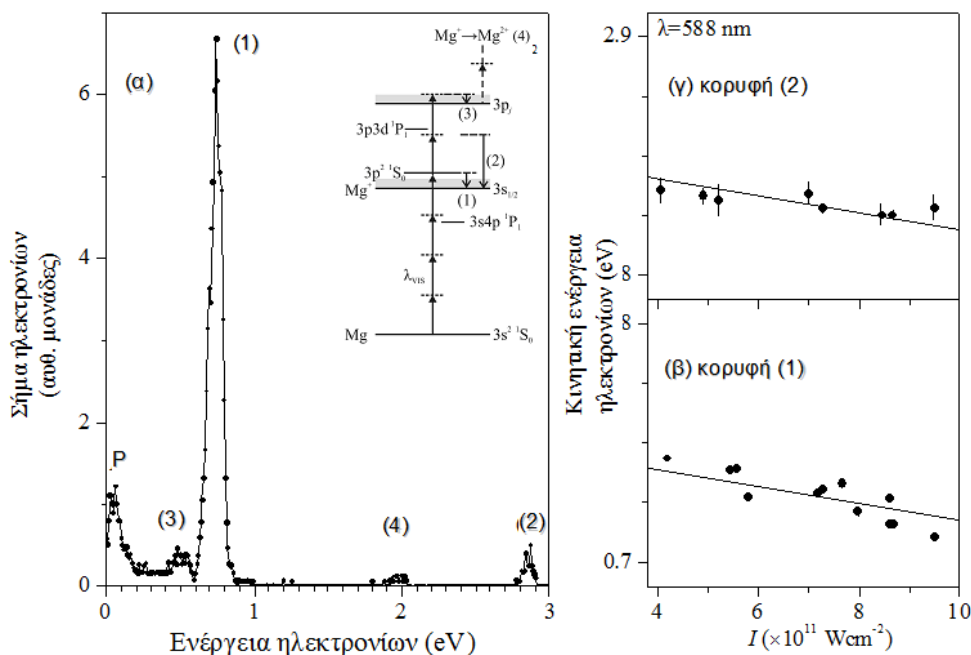
Όσον αφορά στην κορυφή B είναι φανερό από το Σχήμα 3.10 ότι εμφανίζεται μόνο σε υψηλές τιμές της έντασης δέσμης laser. Σε συνδυασμό με τη χαμηλή της ισχύ στο φάσμα μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι αντιστοιχεί σε συντονισμό με κατάσταση που βρίσκεται στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου. Όπως προαναφέραμε, πέρα από όσες καταστάσεις επισημάνθηκαν παραπάνω δεν υπάρχουν άλλες καταστάσεις  $J=1^0$  στην υπό εξέταση περιοχή. Λαβαίνοντας υπόψη τους κανόνες επιλογής της διπολικής προσέγγισης για γραμμικά πολωμένο φώς ( $\Delta m_J=0$ ,  $\Delta J=\pm 1$ /ανα φωτόνιο,  $\Delta J \neq 0$ ) η γραμμή B ανήκει είτε σε κατάσταση  $J=3^0$  είτε σε  $J=5^0$ . Η περίπτωση  $J=5^0$  αποκλείεται γιατί οι υποψήφιες σειρές Rydberg  $3png$  που εμφανίζουν υδρογονική συμπεριφορά βρίσκονται εκτός της υπό εξέταση περιοχής [Chen 2002]. Συνεπώς, συμπεραίνουμε ότι η γραμμή B αντιστοιχεί σε κατάσταση  $J=3^0$ . Το συμπέρασμα αυτό όμως μπορεί να επιβεβαιωθεί μέσω των μετρήσεων των γωνιακών κατανομών πενταφωτονικού ιονισμού που θα παρουσιαστούν στη συνέχεια. Το μέγιστο της κορυφής B βρίσκεται στα  $\approx 578.7$  nm ή  $\approx 86380$  cm<sup>-1</sup> πάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού. Συνεπώς μπορεί να αποδοθεί στην κατάσταση  $3p3d\ ^1F_3$  με μεγάλο εύρος αυτοϊονισμού ( $\sim 800$  cm<sup>-1</sup>), η οποία στις περισσότερες θεωρητικές μελέτες [Moccia 1988, Nikolopoulos 2005] υπολογίζεται μεταξύ των  $\approx 584$  nm και  $\approx 579$  nm (με πιο πιθανή τιμή τα 581 nm). Αυτή η αντιστοιχία ενισχύεται και από το γεγονός ότι η κατάσταση αυτή προφανώς



δεν συμμετέχει στο κλιμακωτό σχήμα διέγερσης (το οποίο περιέχει μόνο καταστάσεις  $J=0^{\circ}$  και  $J=1^{\circ}$ ) και για αυτό δεν αναμένεται να παρουσιάσει μετατόπιση με την μεταβολή της έντασης της δέσμης laser. Αν και δεν είμαστε σίγουροι για το αν η θέση της  $3p3d\ ^1F_3$  επηρεάζεται από το πεδίο του laser η θέση της κορυφής Β δεν διαφέρει σημαντικά από τις περισσότερες υπολογισμένες θέσεις των θεωρητικών εργασιών που είναι διαθέσιμες στη βιβλιογραφία, καθώς η διαφορά της με αυτές κυμαίνεται από  $\approx 300\text{ cm}^{-1}$  έως  $\approx 800\text{ cm}^{-1}$ . Αντίθετα, απέχει αρκετά ( $\approx 5000\text{ cm}^{-1}$ ) από τις λίγες διαθέσιμες στη βιβλιογραφία πειραματικές μετρήσεις [Rassi 1977, Okasaka 1982] οι οποίες όμως βασίζονται σε τεχνικές χωρίς τη χρήση ακτινοβολίας laser.

### A3.2.4 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων

Η απορρόφηση μέχρι και δυο φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού του Mg που αποδείχθηκε έμμεσα στην εργασία [Liontos 2004] επιβεβαιώνεται από το φάσμα ηλεκτρονίων του Σχήματος 3.12 (α). Το φάσμα καταγράφηκε για γωνία πόλωσης της δέσμης laser σε σχέση με τον άξονα ανίχνευσης  $\theta=0^{\circ}$ .



**Σχήμα 3.12:** (α) Φάσμα ηλεκτρονίων κατά τη διέγερση με τέσσερα φωτόνια της βασικής κατάστασης του Mg ( $3s^2\ ^1S_0$ ) με δέσμη laser μήκους κύματος 590 nm. Ένταση δέσμης:  $I \approx 6.2 \times 10^{11}\text{ Wcm}^{-2}$ . Ο άξονας της πόλωσης είναι παράλληλος με τον άξονα ανίχνευσης ( $\theta=0^{\circ}$ ). Ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0=10\text{ eV}$ . Πέρα από την παρασιτική κορυφή P το φάσμα αποτελείται από τέσσερις κορυφές που προκύπτουν από τις διαδικασίες της παραγράφου A3.2.1 και απεικονίζονται στο ενεργειακό διάγραμμα. (β), (γ): Εξάρτηση από την ένταση της δέσμης laser της κινητικής ενέργειας των κορυφών (1) και (2) του σχήματος (α), (μήκος κύματος 588 nm). Τα σημεία αντιστοιχούν σε πειραματικά σημεία και οι ευθείες στις θεωρητικές καμπύλες (3.4).

Η ενέργεια διέλευσης με την οποία καταγράφηκε το φάσμα ήταν χαμηλή ( $E_0=10$  eV) έτσι ώστε να αυξήσουμε τη διακριτική ικανότητα και να διαχωρίσουμε τις διάφορες ομάδες ηλεκτρονίων. Όπως αναφέραμε νωρίτερα η περίπτωση απορρόφησης έξι φωτονίων αφήνοντας το ιόν  $Mg^+$  στην θεμελιώδη του κατάσταση  $3s_{1/2}$  έχει πολύ μικρή πιθανότητα και το φάσμα ηλεκτρονίων το επιβεβαιώνει καθώς δεν ανιχνεύονται ηλεκτρόνια από αυτή τη διαδικασία. Ολοκληρώνοντας το σήμα κάθε γραμμής βρίσκουμε ότι  $\approx 90\%$  του ολικού σήματος ηλεκτρονίων προέρχεται από τετραφωτονικό ιονισμό και  $\approx 4\%$  από πενταφωτονικό ιονισμό. Η διαδικασία εξαφωτονικού ιονισμού όπου το ιόν απομένει στην κατάσταση  $3p_j$  του ιόντος αντιστοιχεί σε  $\approx 4\%$  και  $\approx 2\%$  σε διπλό ιονισμό (δες και Σχήμα 3.12 (α)).

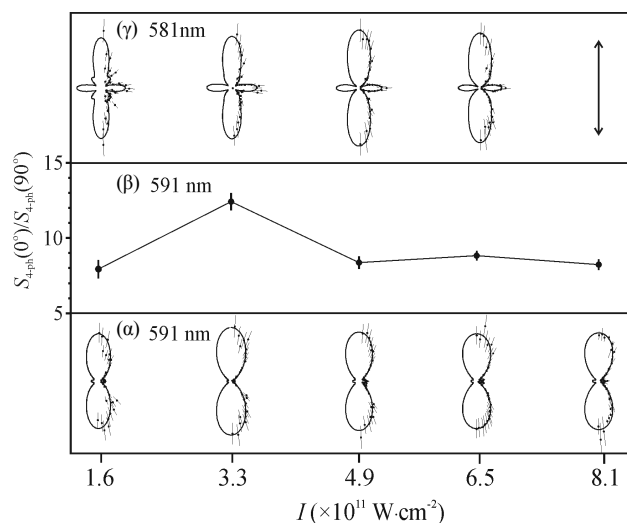
Στα Σχήματα 3.12 (β) και (γ) βλέπουμε την εξάρτηση από την ένταση της δέσμης laser της κινητικής ενέργειας των κορυφών (1) και (2) του Σχήματος 3.12 (α) αντίστοιχα για μήκος κύματος laser  $\approx 588$  nm. Δεν μπορέσαμε να κάνουμε ανάλογο διάγραμμα για την γραμμή (3) αφενός λόγω χαμηλού σήματος και αφετέρου γιατί βρίσκεται πολύ κοντά στην ισχυρότερη γραμμή (1). Μια λύση θα ήταν να αυξήσουμε τη ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ( $E_0=30$  eV) ώστε να αυξήσουμε το σήμα των ηλεκτρονίων αλλά η παράλληλη μείωση της διακριτικής ικανότητας θα έκανε αδύνατο τον διαχωρισμό της από την γραμμή (1). Η ενέργεια κάθε γραμμής ως συνάρτηση της έντασης δίνεται από τη σχέση [Liontos 2004]

$$\varepsilon_N(I) = N\hbar\omega - IP + (a_{3s^2} - a_{3s_{1/2}}) \cdot I \quad (3.5)$$

όπου  $IP$  είναι το πρώτο κατώφλι ιονισμού του  $Mg$ . Προφανώς για την γραμμή (1) ισχύει  $N=4$  ενώ για την γραμμή (2)  $N=5$ . Χρησιμοποιώντας τις δυναμικές διπολικές πολωσιμότητες από τον [Liontos 2004] καταλήγουμε στις θεωρητικές ευθείες των Σχημάτων 3.12 (β) και (γ). Παρά τη διασπορά των πειραματικών σημείων η συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα είναι ικανοποιητική.

### A3.2.5 Γωνιακές κατανομές

Η ένταση της δέσμης laser παίζει σημαντικό ρόλο στις γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων, επηρεάζοντας τη μορφή τους, ειδικά στην περίπτωση όπου εμπλέκονται συντονισμοί [Smith 1988], όπως στην περίπτωσή μας. Ένα πρώτο παράδειγμα φαίνεται στο Σχήμα 3.13(α) όπου βλέπουμε την εξάρτηση των τετραφωτονικών γωνιακών κατανομών (ομάδα (1) του Σχήματος 3.12) για  $\lambda=591$  nm και στο Σχήμα 3.13(γ) για  $\lambda=581$  nm.



**Σχήμα 3.13:** Εξάρτηση τετραφωτονικών γωνιακών κατανομών (ομάδα (1) Σχήματος 3.10) από την ένταση της δέσμης laser. **(α):** μήκος κύματος 591 nm, στην περιοχή της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  **(β):** Η ασυμμετρία των γωνιακών κατανομών  $A \equiv S_{4\text{-ph}}(0^\circ)/S_{4\text{-ph}}(90^\circ)$  για 591 nm. **(γ):** Γωνιακές κατανομές για 581 nm (μακριά από οποιαδήποτε κατάσταση συντονισμού). Εδώ οι γωνιακές κατανομές παραμένουν σχεδόν ανεπηρέαστες από την ένταση. Το κάθετο βέλος ορίζει την πόλωση της δέσμης laser ως προς την οποία μετράται η γωνία  $\theta$ . Η κλίμακα όλων των γραφημάτων είναι ίδια.

Στο Σχήμα 3.13(β) φαίνεται η εξάρτηση της ασυμμετρίας  $A \equiv S_{4\text{-ph}}(0^\circ)/S_{4\text{-ph}}(90^\circ)$  για 591 nm. Όπως αναφέραμε και στην παράγραφο A3.1 η παρουσία του συνεχούς εδ συνδυάζεται με την εμφάνιση ενός λοβού στη γωνία  $\theta=90^\circ$  στις γωνιακές κατανομές ενώ η αύξηση της παρουσίας του εs συνεχούς στην περιοχή της  $3p^2 \ ^1S_0$  συνδυάζεται με την αύξηση του σήματος των γωνιακών κατανομών στη γωνία  $\theta=0^\circ$ . Συνεπώς χαμηλή τιμή του  $A$  σημαίνει αύξηση του λοβού στις  $90^\circ$  και συνεπώς αύξηση της συνεισφοράς του συνεχούς  $3s_{ed}$ . Αντίστοιχα υψηλή τιμή του  $A$  σημαίνει αυξημένη σημασία του συνεχούς  $3s_{es}$ . Για χαμηλή ένταση φωτός είναι εμφανής η έντονη παρουσία του λοβού για  $\theta=90^\circ$  στις γωνιακές κατανομές (μακριά από κατάσταση συντονισμού/μικρό  $A$ ) ενώ καθώς το  $I$  αυξάνεται ο λοβός πρακτικά εξαφανίζεται (κοντά σε κατάσταση συντονισμού/μικρό  $A$ ) προτού ξαναεμφανιστεί πάλι μακριά από την κατάσταση συντονισμού. Στο Σχήμα 3.13 (γ) ( $\lambda=581$  nm), δηλαδή μακριά από την αδιατάρακτη θέση της  $3p^2 \ ^1S_0$ , βλέπουμε ότι ο λοβός υπάρχει σε όλες τις εντάσεις. Εδώ, η μεταβολή της μορφής της γωνιακής κατανομής είναι μικρή, πχ. οι δευτερεύοντες λοβοί, που βρίσκονται στο πλάι του κύριου λοβού εμφανίζονται αρχικά αλλά η σημασία τους ελαττώνεται με την αύξηση της έντασης.

Ως εκ τούτου, η μελέτη του τετραφωτονικού ιονισμού χωρίστηκε σε δυο μέρη. Στο πρώτο μέρος μελετήσαμε τις γωνιακές κατανομές για χαμηλή ένταση ( $\approx 2 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) κατά την οποία δεν εμφανίζονται φαινόμενα κορεσμού του ιοντικού σήματος  $\text{Mg}^+$  [Liontos 2004]. Σε αυτή την ένταση δεν κατέστη δυνατό να καταγράψουμε γωνιακές κατανομές

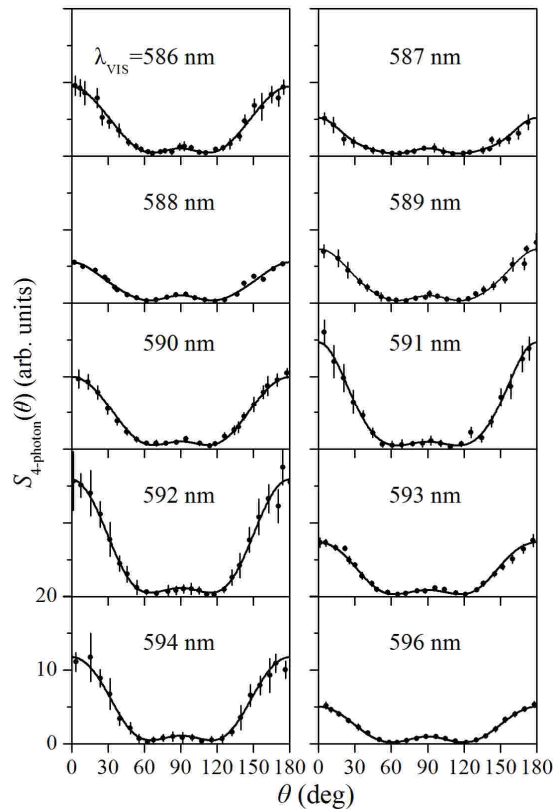
για μεγάλο φασματικό εύρος ούτε να καταγράψουμε γωνιακές κατανομές από πενταφωτονικό ιονισμό (ομάδα (2) – Σχήμα 3.12) λόγω του χαμηλού σήματος ηλεκτρονίων. Στη συνέχεια καταγράψαμε τις γωνιακές κατανομές των ομάδων (1) και (2) για υψηλή ένταση ( $\approx 8 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) και σε μια διευρυμένη φασματική περιοχή. Σε αυτή την περιοχή εμφανίζονται φαινόμενα κορεσμού του ιοντικού σήματος  $\text{Mg}^+$  [Liontos 2004].

### **A3.2.5.a** *Ιονισμός τεσσάρων Φωτονίων-Χαμηλή ένταση δέσμης laser*

Στην περίπτωση του τετραφωτονικού ιονισμού στην περιοχή της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  η εξίσωση (3.1) εφαρμόζεται για  $N=4$ . Οι καταγεγραμμένες γωνιακές κατανομές φαίνονται στο Σχήμα 3.14 ενώ στο Σχήμα 3.15 (στ) οι αντίστοιχες γωνιακές κατανομές απεικονίζονται σε πολική μορφή.

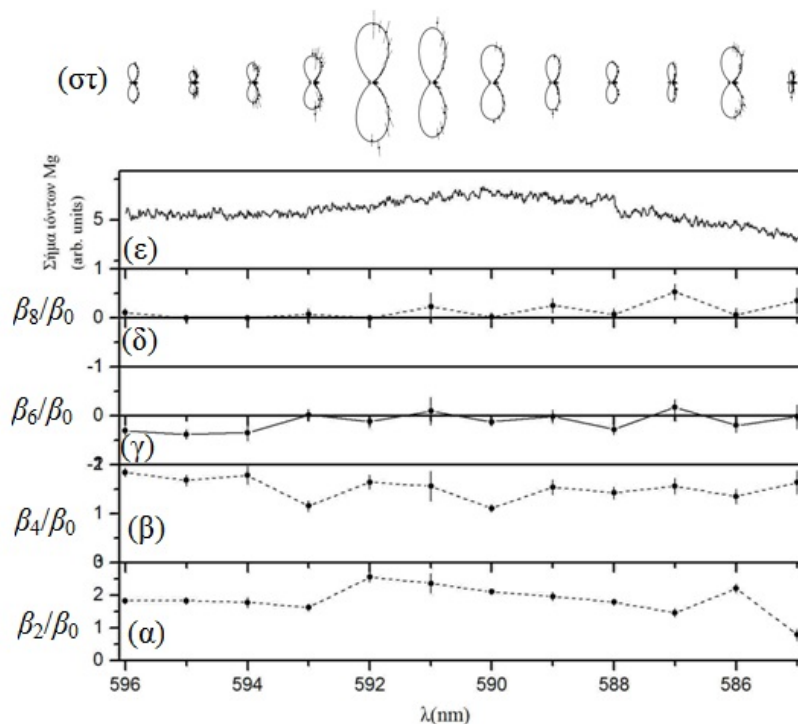
Οι λόγοι των παραμέτρων  $\beta_{2k}^{(4)}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  όπως προκύπτουν από την προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων δίδονται στον Πίνακα 3.2 του παραρτήματος και η αντίστοιχη ενεργειακή τους εξάρτηση απεικονίζεται στο Σχήμα 3.15 (α)-(δ) μαζί με φάσμα ιόντων  $\text{Mg}^+$  καταγεγραμμένο στην ίδια ένταση (Σχήμα 3.14 (ε)). Σε αντίθεση με την περίπτωση του διφωτονικού ιονισμού δεν πολλαπλασιάσαμε τους λόγους με το ιοντικό φάσμα ώστε να πάρουμε τις πραγματικές παραμέτρους  $\beta_{2k}$  καθότι αυτό έχει συνεισφορά πέρα από τη διέγερση τεσσάρων φωτονίων και από διέγερση πέντε φωτονίων (κοίτα A3.2.2) και ως εκ τούτου δεν ισχύει η σχέση (3.3).

Όπως και στην περίπτωση των γωνιακών κατανομών λόγω διφωτονικού ιονισμού η συντονιστική συμπεριφορά των γωνιακών κατανομών αποκαλύπτεται από την ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων  $\beta_{2k}$ . Στην περιοχή 591–594 nm, του μετατοπισμένου συντονισμού με την  $3p^2 \ ^1S_0$  (που φαίνεται στο φάσμα ιόντων  $\text{Mg}^+$ ), οι λόγοι  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$ , παρουσιάζουν ένα μέγιστο και ένα ελάχιστο αντίστοιχα, ενώ οι λόγοι  $\beta_6/\beta_0$  και  $\beta_8/\beta_0$  είναι σχεδόν μηδενικοί.



**Σχήμα 3.14:** Πειραματικές μετρήσεις τετραφωτονικών γωνιακών κατανομών του Mg γύρω από την κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  (σημεία) και οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.1 (καμπύλες). Ένταση δέσμης:  $I \approx 2 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης Αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 30 \text{ eV}$ . Οι κατακόρυφες κλίμακες όλων των γωνιακών κατανομών είναι ίδιες.

Όλες οι γωνιακές κατανομές παρουσιάζουν ένα λοβό στις  $\theta = 90^\circ$  ο οποίος συνδυάζεται με τη σχεδόν σταθερή τιμή του λόγου  $\beta_4/\beta_0$ . Αυτό συνεπάγεται την συνεχή παρουσία του συνεχούς  $ed$  σε όλη την υπό εξέταση φασματική περιοχή. Όπως αναμενόταν [Liontos 2004, Nikolopoulos 2005] στις γωνιακές κατανομές δεν υπάρχει παρουσία του συνεχούς  $eg$ . Είναι επίσης εμφανές από την πολική μορφή των γωνιακών κατανομών του Σχήματος 3.15 (στ), ότι ο λόγος του σήματος  $S(0^\circ)/S(90^\circ)$  αυξάνεται σημαντικά στην περιοχή μηκών κύματος 591 nm και 592 nm. Δηλαδή, η συμπεριφορά του λοβού στις  $90^\circ$  δείχνει μια συντονιστική μείωση, σηματοδοτώντας την κυριαρχία του συνεχούς  $es$  στο οποίο αυτοϊονίζεται η κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$ . Τέλος, θα πρέπει να σημειώσουμε την αύξηση του λόγου  $S(0^\circ)/S(90^\circ)$  στα  $\approx 586 \text{ nm}$ . Το γεγονός αυτό υποδηλώνει ότι έχουμε εκεί επίσης μια αύξηση της σημασίας του συνεχούς  $es$  και επακόλουθα μια, κατά τα φαινόμενα, επανεμφάνιση της συντονιστικής συμπεριφοράς στην αδιατάρακτη θέση της  $3p^2 \ ^1S_0$ .



**Σχήμα: 3.15:** (α), (β), (γ), (δ) Οι λόγοι  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  (όπως προκύπτουν από την σχέση (3.2) και παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.2 του παραρτήματος) για την περίπτωση τετραφωτονικού ιονισμού ως προς το μήκος κύματος της δέσμης. (ε) Φάσμα  $Mg^+$  στην περιοχή της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  καταγεγραμμένο στην ίδια ένταση και (στ) εξάρτηση των γωνιακών κατανομών (σε πολική μορφή) από το μήκος κύματος.

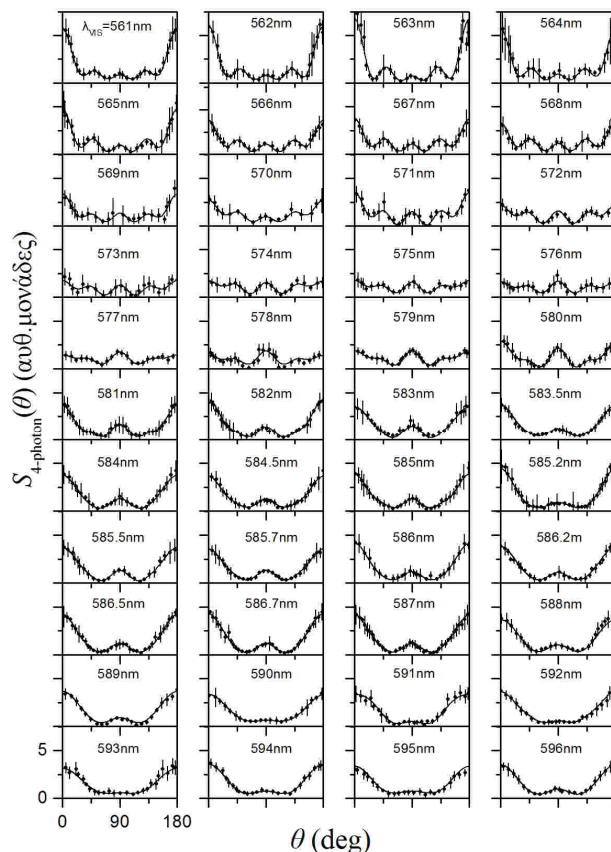
Η συντονιστική συμπεριφορά των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών λόγω τετραφωτονικού ιονισμού αποδεικνύεται ευρύτερη του εύρους αυτοϊονισμού της ίδιας της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$ . Επίσης, τα σημεία που οι λόγοι  $\beta_{2k}/\beta_0$  παρουσιάζουν μέγιστα ή ελάχιστα είναι μετατοπισμένα σε σχέση με το μέγιστο του φάσματος  $Mg^+$ . Αυτό είναι αναμενόμενο γιατί (i) υπάρχει σημαντικό ιοντικό σήμα χαρακτήρα  $^1D$  που επηρεάζει το προφίλ της γραμμής αλλά και μετατοπίζει το μέγιστο του συντονισμού και (ii) σύμφωνα με προηγούμενες θεωρητικές και πειραματικές μελέτες [Grum-Grzhimailo 2005, Tauro 2008] οι παράμετροι αναμένεται μεν να έχουν συντονιστική συμπεριφορά αλλά με μεγαλύτερο εύρος, και μετατοπισμένη σε σχέση με τα χαρακτηριστικά του αντίστοιχου ιοντικού φάσματος.

### A3.2.5.β Ιονισμός τεσσάρων Φωτονίων-Υψηλή ένταση δέσμης laser

Μετά από αυτή την πρώτη σειρά μετρήσεων γωνιακών κατανομών, συνεχίσαμε τη μελέτη μας αυξάνοντας την ένταση της δέσμης laser ( $\approx 7 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) σε τιμή που σύμφωνα με τον [Liontos 2004] οδηγεί το σήμα σε κορεσμό. Η αύξηση του σήματος ηλεκτρο-

νίων που συνοδεύεται από την αύξηση της έντασης επέτρεψε τη διεύρυνση της υπό εξέταση φασματικής περιοχής. Επίσης κατέστησε δυνατή την καταγραφή γωνιακών κατανομών ηλεκτρονίων που προκύπτουν από τον ιονισμό της βασικής στάθμης  $3s^2 \ ^1S_0$  του Mg με πέντε φωτόνια.

Στο Σχήμα 3.16 παρουσιάζονται οι γωνιακές κατανομές της ομάδας ηλεκτρονίων (1) για υψηλή ένταση δέσμης laser ( $\approx 6.5 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).



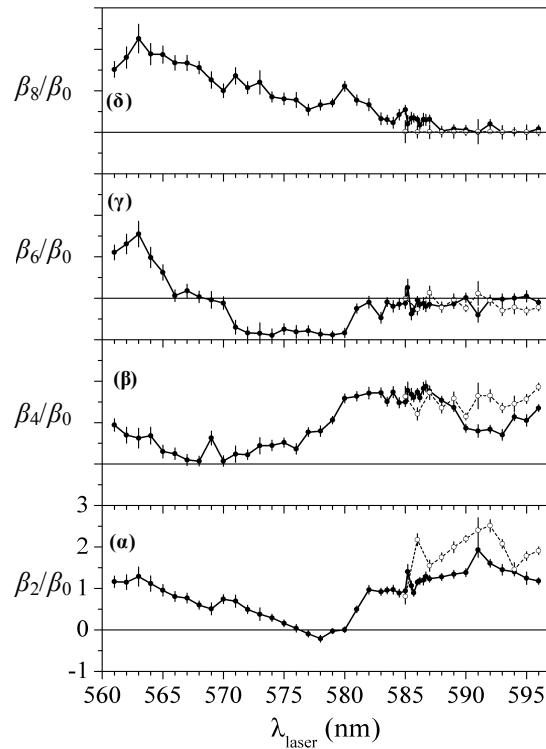
**Σχήμα 3.16:** Πειραματικές μετρήσεις τετραφωτονικών γωνιακών κατανομών του Mg γύρω από την κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  (σημεία) και οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.1 (καμπύλες). Ένταση δέσμης laser:  $I=8 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης Αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0= 30 \text{ eV}$ . Οι κατακόρυφες κλίμακες όλων των γωνιακών κατανομών είναι ίδιες.

Οι μετρήσεις καταγράφηκαν με βήμα ενός nm, εκτός από την περιοχή γύρω από τον (αδιατάρακτο) συντονισμό  $3p^2 \ ^1S_0$  όπου οι μετρήσεις καταγράφηκαν με μικρότερο βήμα. Για τις ενέργειες των ηλεκτρονίων των ομάδων (1) και (2) (δες παράγραφο A.3.2.1) η ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ηλεκτρονίων είναι  $E_0=10 \text{ eV}$  και οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν είτε στο μέγιστο της γραμμής είτε εκτός του μεγίστου, χωρίς να παρατηρηθεί κάποια διαφορά. Ωστόσο, για να αποφύγουμε κάποια παρεμβολή στο σήμα μας από την ομάδα (3), οι γωνιακές κατανομές για  $\lambda < 580 \text{ nm}$ , όπου οι δυο ομάδες αρχίζουν και αλληλοκαλύπτονται δεν καταγράφηκαν στο μέγιστο αλλά στην «πλευρά» της γραμμής προς τις

μεγαλύτερες ενέργειες. Για την θεωρητική καμπύλη προσαρμογής στα πειραματικά δεδομένα χρησιμοποιήθηκε πάλι η σχέση (3.2).

Οι λόγοι των παραμέτρων,  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  που προκύπτουν από τη θεωρητική προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα βρίσκονται συγκεντρωμένες στον Πίνακα 3.3 του παραρτήματος και η ενεργειακή τους εξάρτηση απεικονίζεται στο Σχήμα 3.17. Όπως βλέπουμε από το Σχήμα 3.16 ο λοβός στις  $90^\circ$  στις γωνιακές κατανομές είναι μεγάλος για  $\lambda=596$  nm, μικραίνει στην περιοχή μηκών κύματος 590–594 nm και μεγαλώνει ξανά για  $\lambda<590$  nm. Επιπλέον η παρουσία του συνεχούς εγ ξεκινά να εκδηλώνεται από τα 582 nm και κρίνεται από την παρουσία των δευτερευόντων λοβών στις γωνιακές κατανομές όχι μόνο διατηρείται μέχρι τα 561 nm αλλά είναι και το κυρίαρχο συνεχές στην περιοχή μηκών κύματος 578–570 nm. Επιπλέον, η αύξηση του λόγου  $S_{4-ph}(0^\circ)/S_{4-ph}(90^\circ)$  που παρατηρείται για  $\lambda<570$  nm υποδεικνύει την επανεμφάνιση του συνεχούς ed και πιθανώς και του συνεχούς es. Οι σχέσεις που δίνουν τις παραμέτρους  $\beta_{2k}^{(4)}$  [Nikolopoulos 2005] για την διέγερση μιας κατάστασης  $^1S_0$  με  $N$  αριθμό φωτονίων και υποθέτοντας ισχύ μόνο της σύζευξης LS δείχνουν ότι η παράμετρος  $\beta_8$  είναι ανάλογη του λόγου  $\sigma_{J=4}^{(4)} / \sigma_{tot}^{(4)}$  (δηλαδή της ενεργού διατομής του συνεχούς  $^1G_4$  ως προς την ολική ενεργό διατομή). Η εξάρτηση της παραμέτρου  $\beta_8$  από το μήκος κύματος, όπως αυτή που φαίνεται στο Σχήμα 3.17, επιβεβαιώνει την πρόβλεψη για μια προοδευτική αύξηση της σημασίας της ενεργού διατομής του συνεχούς εγ [Nikolopoulos 2005], το οποίο υπερισχύει των συνεχών es και ed στην περιοχή 580 nm  $< \lambda < 561$  nm. Συνεπώς, το σήμα υποβάθρου του  $Mg^+$  (Σχήμα 3.8) σε αυτή την περιοχή προέρχεται από τον τετραφωτονικό ιονισμό στο συνεχές  $^1G_4$ . Αυτό δυσκολεύει την ανάλυση της συμπεριφοράς των παραμέτρων  $\beta_6$ ,  $\beta_4$  και  $\beta_2$  στην παραπάνω φασματική περιοχή. Μπορούμε όμως να αναλύσουμε την περιοχή  $\lambda > 580$  nm (όπου  $\beta_8 \approx \beta_6 \approx 0$ ) η οποία όμως έχει μεγάλη σημασία λόγω της παρουσίας της  $3p^2 \ ^1S_0$  και ο ιονισμός οδηγεί μόνο στα συνεχή  $J=0^e$  και  $J=2^e$ , όπως είχε ήδη υποθεθεί προηγουμένως [Liontos 2004]. Μπορούμε λοιπόν να εκτιμήσουμε τη σχετική σημασία αυτών των δυο συνεχών, καθότι, για  $\beta_8 \approx \beta_6 \approx 0$ , η παράμετρος  $\beta_4$  είναι ανάλογη του λόγου  $\sigma_{J=2}^{(4)} / \sigma_{tot}^{(4)}$ .



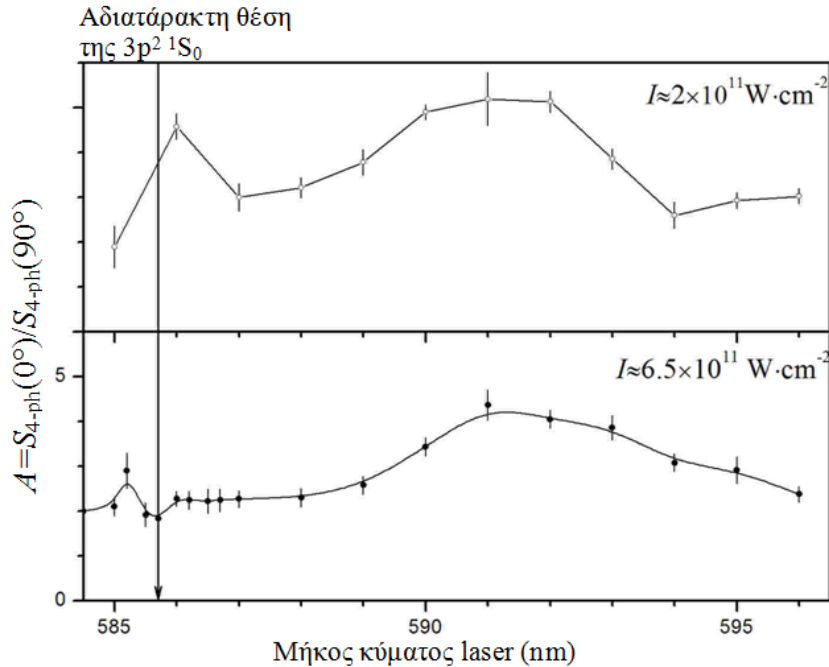


**Σχήμα: 3.17:** Ενεργειακή εξάρτηση των λόγων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  όπως προκύπτουν από τις τετραφωτονικές γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.16 για υψηλή ένταση δέσμης laser και παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.3 του Παραρτήματος I. Με άσπρους κύκλους απεικονίζονται οι αντίστοιχοι λόγοι για την περίπτωση χαμηλής έντασης δέσμης laser (Σχήμα 3.14).

Το Σχήμα 3.17 περιλαμβάνει και τις τιμές των λόγων  $\beta_{2k}^{(4)}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  για χαμηλή ένταση δέσμης laser (παράγραφος A3.2.5.α). Η σύγκριση των μετρήσεων των δυο περιπτώσεων διαφορετικής έντασης οδηγεί σε μερικές σημαντικές παρατηρήσεις. Αρχικά, βλέπουμε τη διαφορά της συμπεριφοράς του λόγου  $\beta_2/\beta_0$  ανάμεσα στις δυο μετρήσεις. Για τις μετρήσεις υψηλής έντασης δέσμης laser παρατηρούμε ότι οι τιμές της λόγου χαμηλώνουν και η καμπύλη της φαρδαίνει, σε αντίθεση με τις τιμές χαμηλής έντασης δέσμης laser. Επίσης παρατηρούμε ότι υπάρχει διαφορά στο μέγιστο της θέσης συντονισμού ανάμεσα στις δυο σειρές μετρήσεων και μια απότομη αύξηση της τιμής του λόγου  $\beta_2/\beta_0$  στα  $\approx 586$  nm, δηλαδή κοντά στην αδιατάρακτη θέση της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$ . Η αύξηση αυτή παρατηρήθηκε και στις μετρήσεις για χαμηλή ένταση και ήταν αυτή που μας ώθησε να πάρουμε περισσότερες μετρήσεις γωνιακών κατανομών σε αυτή την περιοχή. Μάλιστα, στις μετρήσεις για υψηλή ένταση δέσμης laser η αύξηση του λόγου  $\beta_2/\beta_0$  είναι μετατοπισμένη προς ελαφρώς μικρότερα μήκη κύματος από ότι η αδιατάρακτη θέση της  $3p^2 \ ^1S_0$ .

Ενδεικτική επίσης είναι και η συμπεριφορά του λόγου  $A \equiv S_{4-ph}(0^\circ)/S_{4-ph}(90^\circ)$  συναρτήσει του μήκους κύματος που φαίνεται στο Σχήμα 3.18 για τις δυο προαναφερθείσες φωτεινές εντάσεις. Η συμπεριφορά του  $A$  δείχνει μια συντονιστική αύξηση της σημασίας του

συνεχούς ες για  $\sim 591$  nm και κοντά στην αδιατάρακτη θέση της  $3p^2 \ ^1S_0$ . Η κύρια γραμμή του  $A$  για  $\approx 591$  nm δείχνει ότι έχουμε μια μετατόπιση προς το κόκκινο της  $3p^2 \ ^1S_0$  ενώ με την αύξηση της έντασης αυτή η γραμμή φαρδαίνει αλλά δεν μετατοπίζεται περαιτέρω προς μεγαλύτερα μήκη κύματος.

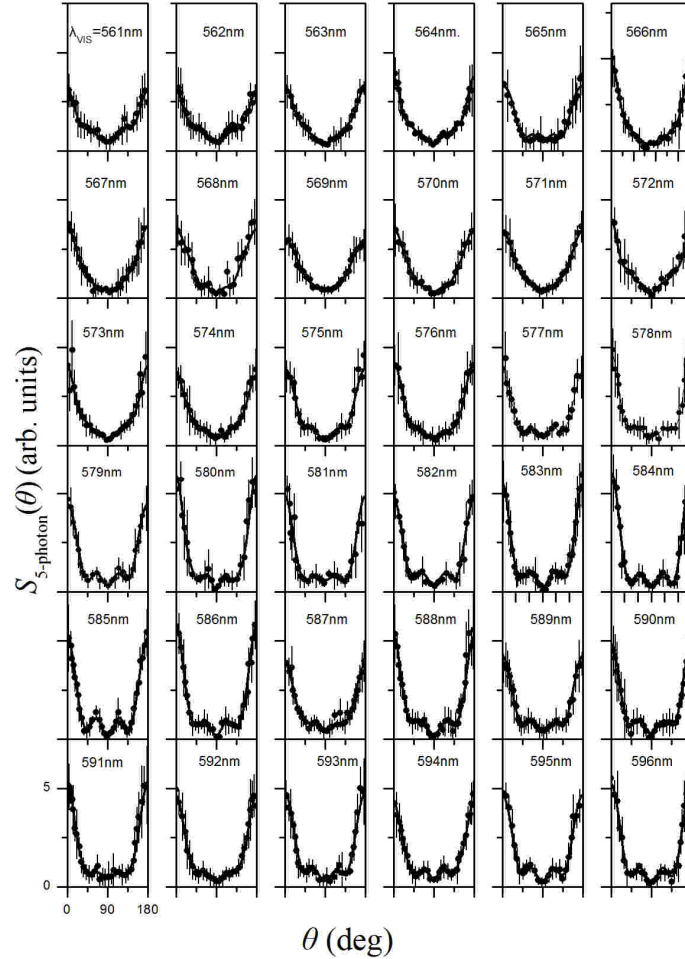


**Σχήμα 3.18:** Η ασυμμετρία  $A \equiv S(0^\circ)/S(90^\circ)$  των τετραφωτονικών γωνιακών κατανομών στην περιοχή της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  για τις δυο διαφορετικές εντάσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία. Είναι εμφανής η αύξηση του  $A$  για 591 nm αλλά και κοντά στην αδιατάρακτη θέση της  $3p^2 \ ^1S_0$ .

Η αύξηση του συνεχούς ες κοντά στην αδιατάρακτη θέση της  $3p^2 \ ^1S_0$  μετατοπίζεται προς μικρότερα μήκη κύματος με την αύξηση της έντασης αν και οι μετρήσεις για χαμηλή ένταση έγιναν με μεγάλο βήμα καθιστώντας δύσκολη την εξαγωγή ακριβών συμπερασμάτων. Όμως οι μετρήσεις υψηλής έντασης όπου οι γωνιακές κατανομές καταγράφηκαν με μικρότερο βήμα κάνουν εμφανή την παρουσία αυτής της γραμμής. Η απουσία άλλων καταστάσεων  $J=0$  σε αυτή τη φασματική περιοχή σημαίνει ότι πέρα από το διαχωρισμό της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$  με την  $3p3d \ ^1P_1$  που είδαμε τις προηγούμενες ενότητες παρουσιάζεται και διαχωρισμός Rabi στην ίδια την κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  ο οποίος μάλιστα εμφανίζεται αποκλειστικά μέσω των γωνιακών κατανομών. Οι δυο συνιστώσες Rabi της  $3p^2 \ ^1S_0$  δεν έχουν το ίδιο μέγεθος καθώς η συνιστώσα κοντά στην αδιατάρακτη θέση της κατάστασης είναι εμφανώς μικρότερη και για αυτό ευθύνεται ότι χρησιμοποιούμε μια δέσμη laser η οποία ταυτόχρονα δρα και ως πεδίο ένδυσης (dressing field) και ως πεδίο δείκτης (probing field).

### A3.2.5.γ Ιονισμός πέντε Φωτονίων-Υψηλή ένταση δέσμης laser

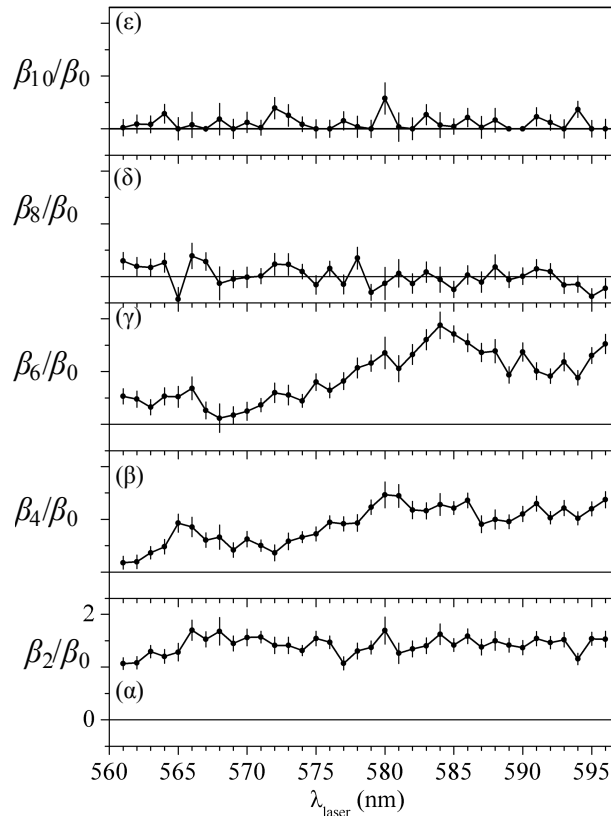
Στο Σχήμα 3.19 βλέπουμε τις γωνιακές κατανομές για την ομάδα ηλεκτρονίων (2) (δες Σχήμα 3.12) και υψηλή ένταση ( $\approx 6.5 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) όπως και στην παράγραφο A3.2.5.β. Οι μετρήσεις καταγράφηκαν με βήμα 1 nm.



**Σχήμα 3.19:** Πειραματικές μετρήσεις πενταφωτονικών διφωτονικών γωνιακών κατανομών του Mg γύρω από την κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  (σημεία) και οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.1 (καμπύλες). Ένταση δέσμης laser:  $I \approx 8 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης Αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 30 \text{ eV}$ . Οι κατακόρυφες κλίμακες όλων των γωνιακών κατανομών είναι ίδιες.

Οι τιμές των λόγων  $\beta_{2k}^{(5)}/\beta_0$ ,  $k=1-5$ , που προκύπτουν από τη προσαρμογή των δεδομένων παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.4 του Παραρτήματος I ενώ η ενεργειακή εξάρτησή τους στο Σχήμα 3.20. Από το Σχήμα 3.19 είναι εμφανές ότι για τις περισσότερες καμπύλες το σήμα  $S_{5-ph}(\theta=90^\circ)$  ελαχιστοποιείται μεν αλλά είναι διάφορο του μηδενός. Όπως αναφέρθηκε και στη θεωρία, εάν ισχύει η σύζευξη LS, για πενταφωτονικό ιονισμό από μια αρχική κατάσταση  $^1S_0$  θα αναμέναμε  $S_{5-ph}(\theta=90^\circ)=0$  [Dixit 1983, Smith 1988]. Αντίστοιχα

φαινόμενα σε γωνιακές κατανομές για πολυφωτονικό ιονισμό με περιττό αριθμό φωτονίων έχουν αναφερθεί και στο παρελθόν [Hirpler 1983]. Κατά την εκτέλεση των πειραμάτων επιβεβαιώσαμε ότι η εμφάνιση αυτού του μη μηδενικού σήματος δεν οφείλεται σε πειραματικούς λόγους. Αποκλείσαμε τα φαινόμενα φορτίου-χώρου (space charge effects) καθώς τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν με τη χαμηλότερη δυνατή πυκνότητα ατομικής δέσμης. Επίσης αποκλείσαμε και τα φαινόμενα μεταβολής της πόλωσης της δέσμης laser κατά τη διέλευσή της από τα παράθυρα του θαλάμου κενού.



**Σχήμα 3.20:** Η ενεργειακή εξάρτηση των λόγων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-5$  όπως προκύπτουν από τις πενταφωτονικές γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.17 και τον Πίνακα 3.4 του Παραρτήματος I.

Η πόλωση της δέσμης laser καθ' όλη τη διάρκεια των πειραμάτων ελέγχονταν με την τοποθέτηση ενός επιπλέον πολωτή μετά το πλακίδιο  $\lambda/2$  (ο οποίος και στρέφονταν ταυτόχρονα με το πλακίδιο αλλά κατά διπλάσια γωνία) [Lindsay 1992]. Κατά συνέπεια το μη μηδενικό σήμα  $S_{5-ph}(\theta=90^\circ)$  πρέπει να οφείλεται στη μερική κατάρρευση της σύζευξης LS στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου και στην ευαισθησία των γωνιακών κατανομών σε φαινόμενα αλληλεπίδρασης σπιν-τροχιάς. Ένα ακόμα σημαντικό συμπέρασμα που εξάγεται από το Σχήμα 3.19 είναι η εμφάνιση στις γωνιακές κατανομές δυο λοβών εκατέρωθεν της γωνίας  $\theta=90^\circ$  οι οποίοι εξασθενούν για  $\lambda \leq 578$  nm. Η παρουσία των λοβών αυτών μπορεί να ερμηνευτεί με τη βοήθεια του Σχήματος 3.18 όπου απεικονίζεται η ενεργειακή

εξάρτηση των λόγων  $\beta_{2k}^{(5)}/\beta_0$ ,  $k=1-5$ . Υπενθυμίζουμε ότι ο πενταφωτονικός ιονισμός για γραμμικά πολωμένο φως καταλήγει σε καταστάσεις  $J=1^{\circ}$ ,  $3^{\circ}$  και  $J=5^{\circ}$  (είτε αυτοϊονιζόμενες είτε του συνεχούς).

Παρά το γεγονός ότι έχουμε απομακρυνθεί από την πλήρη ισχύ της σύζευξης LS και οι πλήρεις εκφράσεις των παραμέτρων γωνιακών κατανομών γίνονται πολύπλοκες, μπορούμε να υποθέσουμε ότι οι εκφράσεις που δίνονται για τις παραμέτρους  $\beta_{2k}^{(N)}$  από τον [Nikolopoulos 2005] ισχύουν και για αυτή την περίπτωση. Σε αυτή την περίπτωση η παράμετρος  $\beta_{10}$ , είναι ανάλογη του λόγου  $\sigma_{J=5}^{(5)}/\sigma_{tot}^{(5)}$ . Αυτό σημαίνει ότι η παράμετρος  $\beta_{10}$  συνδέεται με το συνεχές  $J=5$ . Από το Σχήμα 3.20 είναι εμφανής η απουσία ιονισμού σε αυτό το συνεχές καθώς οι παράμετροι  $\beta_{10}/\beta_0$  και  $\beta_8/\beta_0$  παραμένουν πρακτικά μηδενικές σε όλη την φασματική περιοχή. Συνεπώς, για  $\beta_{10} \approx \beta_8 \approx 0$ , η παράμετρος  $\beta_6$  αναμένεται να είναι τώρα ανάλογη του λόγου  $\sigma_{J=3}^{(5)}/\sigma_{tot}^{(5)}$ . Συνεπώς, οι υψηλές τιμές της παραμέτρου  $\beta_6/\beta_0$  (και  $\beta_4/\beta_0$ ) στην περιοχή μηκών κύματος  $575 \text{ nm} \leq \lambda \leq 596 \text{ nm}$  συνεπάγονται μια σημαντική συνεισφορά του συνεχούς  $J=3^{\circ}$  στο πενταφωτονικό σήμα το οποίο με τη σειρά του είναι υπεύθυνο για την εμφάνιση των πλάγιων λοβών στις γωνιακές κατανομές.

Η μορφή της μεταβολής των παραμέτρων  $\beta_6/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  στην περιοχή μηκών κύματος  $570 \text{ nm} \leq \lambda \leq 590 \text{ nm}$  θυμίζει συντονισμό Fano και αυτό συνεπάγεται την ύπαρξη μιας κατάστασης  $J=3^{\circ}$ . Οι παραπάνω μεταβολές μπορούν να αποδοθούν στην  $3p3d \ ^1F_3$  (γραμμή B του Σχήματος 3.10). Οι υψηλές τιμές που παρουσιάζουν οι παράμετροι  $\beta_6/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  για μεγαλύτερα μήκη κύματος στην υπό εξέταση περιοχή υπαινίσσεται μια επιπλέον συνεισφορά της κατάστασης  $3p3d \ ^3D_3$  η οποία και αναμένεται για μήκος κύματος  $\approx 598 \text{ nm}$ . Τέλος, η τιμή του λόγου  $\beta_2/\beta_0$  παραμένει σχεδόν σταθερή και μη-μηδενική σε όλη την υπό εξέταση περιοχή μηκών κύματος. Αν και είναι δύσκολο να εκφράσουμε το λόγο  $\sigma_{J=1}^{(5)}/\sigma_{tot}^{(5)}$  συναρτήσει των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών στην περίπτωση που συμπεριλάβουμε τη σύζευξη σπιν-τροχιάς, η μεταβολή του λόγου  $\beta_2/\beta_0$  υποδηλώνει την παρουσία του χαρακτήρα  $J=1^{\circ}$  σε όλη την υπό εξέταση περιοχή μηκών κύματος  $561-596 \text{ nm}$ . Ειδικότερα, στην περιοχή  $575 \text{ nm} \leq \lambda \leq 596 \text{ nm}$  όπου οι τιμές των λόγων  $\beta_6/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  γίνονται πολύ μικρές, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι σε αυτή την περίπτωση υπάρχει παρουσία καταστάσεων  $J=1^{\circ}$ . Σε αυτή την περιοχή παρατηρήσαμε μια φαρδιά κατάσταση συντονισμού στο φάσμα ιόντων του Σχήματος 3.8 ενώ στο φάσμα φθορισμού του Σχήματος 3.10

σε αυτή την περιοχή βρίσκονται οι συντονισμοί C, D και E οι οποίοι αποδίδονται στη μετατοπισμένη  $3p3d\ ^1P_1$  και στις  $3p5s\ ^1,^3P_1$  αντίστοιχα.

### A3.2.6 Σύνοψη - Συζήτηση

Συνοψίζοντας, σε αυτή την ενότητα μελετήσαμε τα φαινόμενα που οφείλονται στην ισχυρή μονοφωτονική σύζευξη που επάγει η ακτινοβολία laser μεταξύ της  $3p^2\ ^1S_0$  και των αυτοϊονιζομένων καταστάσεων με  $J=1^0$  στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου από τη βασική κατάσταση του ατόμου. Όπως είδαμε, ο χαρακτήρας του ιονισμού με τέσσερα φωτόνια από τη βασική στάθμη  $3s^2\ ^1S_0$  του Mg μπορεί να είναι είτε συντονιστικός ( $J=0^e$ ) είτε μη συντονιστικός ( $J=2^e$ ) κάτι το οποίο σημαίνει ότι ο ιονισμός είναι πάντα δυνατός για τις εντάσεις της δέσμης laser που χρησιμοποιήσαμε. Αντίθετα, κατά τον πενταφωτονικό ιονισμό από την  $3s^2\ ^1S_0$ , όπως δείχνουν οι αντίστοιχες γωνιακές κατανομές, η απουσία καταστάσεων  $J=5^0$  σημαίνει ότι χωρίς την παρουσία ημι-δέσμιων καταστάσεων δεν απορροφάται το πέμπτο φωτόνιο. Επίσης, παρότι υπάρχει και είναι διαθέσιμο, το συνεχές 3seh δεν διεγείρεται στην περίπτωση μας. Η απορρόφηση του πέμπτου φωτονίου συνδέεται με τις αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις με  $J=1^0$  και  $J=3^0$  και διαφέρει από όλες τις γνωστές περιπτώσεις απορρόφησης φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού (φαινόμενο ATA) [Agostini 1979, DiMauro 1995, Joachain 2000] με παλμούς διάρκειας ps ή fs, υψηλότερη ένταση αλλά και καμία κατάσταση συντονισμού εντός του συνεχούς.

Παρόμοια συμπεράσματα μπορούν να ειπωθούν και για την απορρόφηση του έκτου φωτονίου, επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού, όπου η μελέτη μας επιβεβαίωσε το κλιμακωτό σχήμα διέγερσης που είχε προτείνει ο [Liontos 2004] και απέδειξε ότι απουσία καταστάσεων συντονισμού σε αυτές τις πειραματικές συνθήκες δεν θα είχαμε εμφάνιση φαινομένου ATA.

Με τη βοήθεια του φάσματος συνολικού φθορισμού αλλά και της ενεργειακής εξάρτησης των παραμέτρων ασυμμετρίας των γωνιακών κατανομών του πενταφωτονικού ιονισμού εντοπίσαμε τη θέση της αυτοϊονιζόμενης κατάστασης  $3p3d\ ^1F_3$  η οποία και βρέθηκε να είναι  $\approx 86380\text{ cm}^{-1}$ . Η συγκεκριμένη κατάσταση δεν ανήκει στο κλιμακωτό σχήμα διέγερσης και η θέση της δεν έχει εξάρτηση από την ένταση του laser. Η παραπάνω τιμή βρίσκεται κοντά στις περισσότερες θεωρητικές προβλέψεις [Moccia 1988, Chang 1988, Chang 1992, Reber 2005].

Τα πειραματικά αποτελέσματα στην φασματική περιοχή του πέμπτου φωτονίου διαφέρουν ελαφρώς με τις προβλέψεις του θεωρητικού μοντέλου που αναπτύχθηκε στον [Liontos 2004]. Η μετατόπιση της  $3p3d \ ^1P_1$  προς μικρότερα μήκη κύματος αποδείχτηκε μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μετατόπιση της  $3p^2 \ ^1S_0$  προς μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτό σημαίνει ότι η θεωρητική ανάλυση του [Liontos 2004] χρήζει βελτίωσης καθώς θα πρέπει να επεκταθεί σε ευρύτερη φασματική περιοχή ώστε να περιλαμβάνει και άλλες καταστάσεις που ανήκουν στο κλιμακωτό σχήμα διέγερσης και ιδιαίτερα τις  $3p3d \ ^1,^3P_1$ .

## B. Στρόντιο

Μετά τη μελέτη του ατόμου του Mg χρησιμοποιήσαμε τα ίδια πειραματικά εργαλεία και τις ίδιες τεχνικές για τη μελέτη του πιο πολύπλοκου ατόμου του Sr. Συγκεντρώσαμε την προσοχή μας πάλι στην κατάσταση  $5p^2 \ ^1S_0$  του Sr που εμφανίζει τα ίδια περίπου χαρακτηριστικά με την αντίστοιχη κατάσταση  $3p^2 \ ^1S_0$  του Mg. Ξεκινώντας τη μελέτη μας με τη χρήση laser διάρκειας παλμών ns, η διέγερση αυτής της διπλά διεγερμένης κατάστασης του Sr χωρίστηκε σε δυο μέρη. Αρχικά μελετήσαμε τη διέγερσή της με δυο φωτόνια και στη συνέχεια με τέσσερα φωτόνια. Η διέγερση με δυο φωτόνια έγινε για τους ίδιους λόγους με την αντίστοιχη μελέτη στο άτομο του Mg, δηλαδή περισσότερο για λόγους βαθμολόμησης. Επιπλέον θα μας έδινε τη δυνατότητα να προσθέσουμε τη φασματοσκοπία ηλεκτρονίων σε προηγούμενες μελέτες της ίδιας διαδικασίας που ήταν διαθέσιμες στη βιβλιογραφία και περιορίζονταν στη μελέτη ιόντων  $Sr^+$  [Kompitsas 1991, Λιόντος 2007]. Όμως τα πειραματικά αποτελέσματα αποδείχτηκε ότι είχαν μεγαλύτερο ερευνητικό ενδιαφέρον από ότι αναμενόταν και ως εκ τούτου αποφασίσαμε να επιμείνουμε περισσότερο. Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων διαπιστώσαμε ενδιαφέρουσες αυξομειώσεις στην ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών στη γειτονιά των διπλά διεγερμένων καταστάσεων που μπορούν να διεγερθούν σ' αυτή την ενεργειακή περιοχή. Παρατηρήθηκε μάλιστα ότι αυτή η έντονη αυξομείωση των παραμέτρων  $\beta_{2k}$  συνδέεται στενά με την απορρόφηση περισσότερων από δυο φωτόνια στο δομημένο συνεχές (φαινόμενο ATA).

Όσον αφορά στη διέγερση της  $5p^2 \ ^1S_0$  με τέσσερα φωτόνια, στην εργασία [Liontos 2008] είχε μελετηθεί η απόδοση των ιόντων  $Sr^+$ ,  $Sr^{2+}$  καθώς και η απόδοση του σήματος ιοντικού φθορισμού  $5p \rightarrow 5s$ . Να σημειώσουμε εδώ ότι όλα τα άτομα των Αλκαλικών Γαιών που είναι βαρύτερα του Mg, όπως το Sr, δεν έχουν πρώτο διεγερμένο κατώφλι ιονισμού τροχιακού p αλλά τροχιακού d. Συνεπώς, αν και σε αυτή την εργασία ανιχνεύτηκε πληθυσμός στη διεγερμένη κατάσταση  $5p_j$  (που σηματοδοτεί την απορρόφηση δύο φωτονίων στο δομημένο συνεχές) ο ιοντικός φθορισμός προς την  $5s$  δεν μπορεί (λόγω κανόνων επιλογής) να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση πληθυσμού στην επίσης διεγερμένη ιοντική κατάσταση  $4d_j$ . Στην προαναφερθείσα εργασία, ο διπλός ιονισμός αποδόθηκε μεν σε μια βηματική διαδικασία χωρίς όμως να ταυτοποιηθεί ο ακριβής μηχανισμός του ιονισμού του  $Sr^+$ . Ως βηματική διαδικασία εννοούμε την δημιουργία διπλού ιόντος μέσω απορρόφησης περαιτέρω αριθμού φωτονίων όταν το σύστημα βρίσκεται ήδη σε κάποια από τις



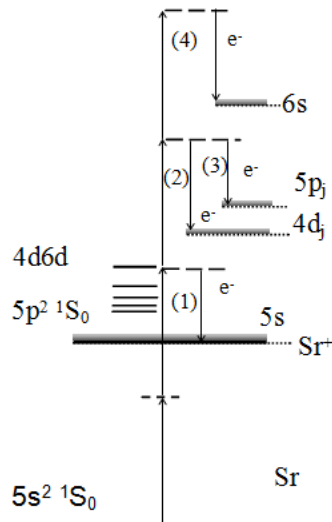
ιοντικές καταστάσεις μετά την απόσπαση ενός ηλεκτρονίου σθένους. Για μία τέτοια ταυτοποίηση και για την επιβεβαίωση της απορρόφησης φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού (φαινόμενο ΑΤΑ) απαιτείται φασματοσκοπία ηλεκτρονίων. Αυτό είναι το κενό που καλείται να καλύψει η παρούσα εργασία.

Τέλος, επειδή το μήκος κύματος της τετραφωτονικής διέγερσης της κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  (735 nm) είναι σχετικά κοντά σε αυτό του laser υπερβραχέων παλμών τύπου Titanium-Sapphire (800 nm), θεωρήσαμε ιδιαίτερα ενδιαφέρον να διερευνήσουμε τις αντίστοιχες διαδικασίες στην περίπτωση όπου η διάρκεια του παλμού laser (25 fs) είναι συγκρίσιμη ή ακόμη και μικρότερη των χρόνων αυτοϊονισμού των διπλά διεγερμένων ατομικών καταστάσεων που εμπλέκονται (σε αντίθεση με τους μεγάλης διάρκειας παλμούς της τάξης των μερικών ns). Εκτός όμως από την πολύ διαφορετική διάρκεια παλμών, τα διαθέσιμα lasers Titanium-Sapphire (του Κέντρου Laser του Π.Ι. αλλά και του Institute Lumière Matière του Université Claude Bernard Lyon 1 στη Γαλλία) προσφέρουν επίσης και φωτεινές εντάσεις που είναι κατά περίπου δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από αυτές που είναι διαθέσιμες με τους παλμούς διάρκειας μερικών ns.

### **B3.1 Διφωτονικός ιονισμός της διπλά διεγερμένης κατάστασης $5p^2 \ ^1S_0$**

#### **B3.1.1 Εισαγωγικά**

Όπως φαίνεται και από το απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του Σχ. 3.22, η απορρόφηση, από τη βασική κατάσταση, δύο γραμμικά πολωμένων φωτονίων κατάλληλης συχνότητας οδηγεί και στη διέγερση της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  του ατόμου του Sr ( $\approx 54451.0 \pm 30 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Gamma \approx 230 \text{ cm}^{-1}$ ), [Kompitsas 1991]) αλλά και αριθμού καλά χαρακτηρισμένων καταστάσεων των σειρών  $4dnd$   $J=0, 2$  με  $n=6$ . Ο ιονισμός στο δεύτερο φωτόνιο αφήνει το ιόν  $\text{Sr}^+$  στη βασική του κατάσταση  $5s$  ενώ τα διαθέσιμα συνεχή είναι τα  $5ses$  και  $5sed$ . Η απορρόφηση επιπλέον αριθμού φωτονίων, τρίτου ή και τέταρτου, μπορεί να αφήσει το ιόν σε διεγερμένες καταστάσεις ( $4d_j$  και  $5p_j$  για το τρίτο και  $6s$  για το τέταρτο φωτόνιο). Τα διαθέσιμα συνεχή είναι  $5pes$ ,  $5ped$  και  $5peg$  για την διεγερμένη κατάσταση  $5p_j$  και  $4dep$ ,  $4def$  και  $4deh$  για την  $4d_j$ ).



**Σχήμα 3.21:** Ενεργειακό διάγραμμα του Sr κατά τον ιονισμό με δυο φωτόνια της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr. Στο σχήμα απεικονίζονται και οι αναμενόμενες ομάδες ηλεκτρονίων στην περίπτωση απορρόφησης μέχρι και επιπλέον δυο φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού  $5s$  του  $Sr^+$ .

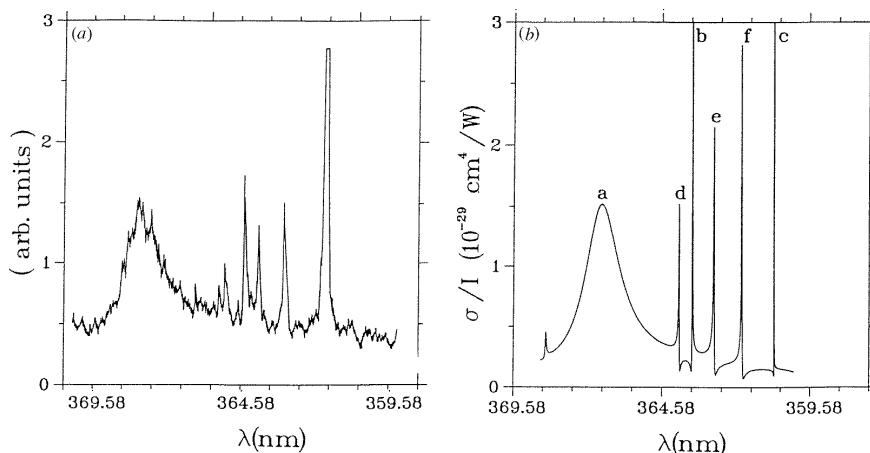
Οι ομάδες ηλεκτρονίων που αναμένονται από τις παραπάνω διαδικασίες φαίνονται στον Πίνακα 3.B.1. Σε αυτές δεν περιλαμβάνονται οι διαδικασίες ιονισμού μετά από απορρόφηση τριών ή τεσσάρων φωτονίων που αφήνουν το ιόν στην θεμελιώδη  $5s$  (φαινόμενο ATI) διότι δεν παρατηρήθηκαν στο πείραμά μας.

**Πίνακας 3.B.1:** Ομάδες ηλεκτρονίων ενεργειακού διαγράμματος Σχήματος 3.21.

Ομάδα	Διαδικασία παραγωγής φωτοηλεκτρονίων
(1)	$Sr + 2\omega_{UV} \rightarrow Sr^+(5s) + e^-$ ( $\sim 1.1$ eV)
(2)	$Sr + 3\omega_{UV} \rightarrow Sr^+(4d) + e^-$ ( $\sim 2.7$ eV)
(3)	$Sr + 3\omega_{UV} \rightarrow Sr^+(5p) + e^-$ ( $\sim 1.6$ eV)
(4)	$Sr + 4\omega_{UV} \rightarrow Sr^+(6s) + e^-$ ( $\sim 2$ eV)

Στην προαναφερθείσα εργασία [Kompitsas 1991] είχε καταγραφεί μόνο το φάσμα του σήματος του  $Sr^+$  με γραμμικά πολωμένο φως. Επίσης, δεν μετρήθηκαν οι σχετικές εντάσεις μεταξύ των φασματικών γραμμών και του υποβάθρου καθώς η ποιότητα του φάσματος ήταν τέτοια που δεν ήταν δυνατή η σύγκριση μεταξύ θεωρητικών και πειραματικών φασματικών προφίλ. Από τη μεριά της θεωρίας, υπάρχουν λεπτομερείς εργασίες που όμως αφορούν κυρίως τη βηματική διέγερση των παραπάνω καταστάσεων (μέσω πραγματικών ενδιάμεσων καταστάσεων και με δύο διαφορετικές δέσμες laser) [Kompitsas 1991, Luc-Koenig 1998, Goutis 1992] καθώς και μελέτες της καθαρά διφωτονικής διέγερσης, είτε σε ενδιάμεση σύζευξη [Aymar 1989] (ολική ενεργός διατομή ιονισμού), είτε σε σύζευξη LS [van der Hart 1993] (ολική και μερικές ενεργές διατομές). Το πειραματικό φάσμα ιόντων

$\text{Sr}^+$  του [Kompitsas 1991] και το θεωρητικό φάσμα ιόντων  $\text{Sr}^+$  της [Luc-Koenig 1998] φαίνονται στο Σχήμα 3.22.



**Σχήμα 3.22:** Πειραματικό [Kompitsas 1991] (αριστερά) και θεωρητικό [Luc-Koenig 1998] φάσμα (δεξιά) ιόντων κατά τον ιονισμό με δυο φωτόνια της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr με γραμμικά πολωμένο φως. Στο φάσμα εμφανίζονται οι εξής κορυφές (a) διπλά διεγερμένη  $5p^2 \ ^1S_0$  και διάφοροι συντονισμοί της σειράς  $4d6d \ J=0, 2$ . (b)  $^3P_0$  (c)  $^1S_0$ , (d)  $^3F_2$  (e)  $^1D_2$  (f)  $^3P_2$ . Το μηδέν του σήματος ιόντων του πειραματικού φάσματος δεν είναι καλά ορισμένο.

Είναι εμφανείς οι συντονισμοί που αντιστοιχούν στην διπλά διεγερμένη  $5p^2 \ ^1S_0$  καθώς στη σειρά  $4d6d \ J=0, 2$ . Ο ασθενής συντονισμός για μήκος κύματος  $\approx 368.58 \text{ nm}$  στο θεωρητικό φάσμα ο οποίος δεν παρατηρήθηκε στο αντίστοιχο πειραματικό φάσμα αποδίδεται στο συντονισμό με την κατάσταση  $4d6d \ ^3D_2$ . Υπάρχει λοιπόν ένα κενό στη βιβλιογραφία, τόσο όσον αφορά στα φάσματα ιονισμού όσο και στη φασματοσκοπία ηλεκτρονίων και το κενό αυτό έρχεται να καλύψει η παρούσα εργασία.

### B3.1.2 Φάσμα ιόντων $\text{Sr}^+$

Στο Σχήμα 3.23 (α) παρουσιάζεται το φάσμα ιόντων  $\text{Sr}^+$  στην περιοχή της κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  με γραμμικά πολωμένη δέσμη laser. Η ένταση του φωτός ( $\approx 2 \times 10^{10} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) επιλέχθηκε έτσι ώστε να μην δημιουργείται κορεσμός του σήματος ιόντων. Στο Σχήμα 3.23 (β) βλέπουμε ένα φάσμα  $\text{Sr}^+$  με κυκλικά πολωμένη δέσμη laser. Τα δυο φάσματα βαθμονομήθηκαν ξεχωριστά το ένα από το άλλο. Ενδέχεται να υπάρχουν μικρές διαφορές μεταξύ τους στο μήκος κύματος και αυτό έχει να κάνει με ατέλειες στην βαθμονόμηση. Αντιθέτως όσον αφορά το μέγεθος των σημάτων  $\text{Sr}^+$ , τα φάσματα καταγράφηκαν με ίδιες συνθήκες και τα σήματα μπορούν να συγκριθούν.

Το φάσμα του Σχήματος 3.23(α) στη γενική του μορφή είναι ίδιο με το αντίστοιχο φάσμα ιόντων της εργασίας [Kompitsas 1991] (Σχήμα 3.22) αλλά και της εργασίας [Λιό-

ντος 2007] (το οποίο όμως δεν έχει δημοσιευτεί). Ο ευρύς συντονισμός στα  $\approx 367$  nm αποδίδεται στην  $5p^2 \ ^1S_0$ . Η θέση της ( $\approx 54490$   $\text{cm}^{-1}$ ) είναι ενεργειακά μετατοπισμένη κατά  $\approx 30$   $\text{cm}^{-1}$  σε σχέση με την πρώτη εργασία. Μια τέτοια διαφορά μπορεί να δικαιολογηθεί καθώς ισούται με  $\approx 10\%$  του εύρους της και βρίσκεται εντός σφάλματος. Το σχήμα φανερώνει επίσης αριθμό καλά χαρακτηρισμένων συντονισμών της σειράς  $4d6d$   $J=0, 2$  που σημειώνονται στο διάγραμμα σε σύζευξη LS. Από όλες τις διαθέσιμες καταστάσεις δεν διεγείρεται μόνο η  $4d6d \ ^3D_2$  η οποία όπως είδαμε υπάρχει μόνο στο θεωρητικό φάσμα του Σχήματος 3.22. Αυτοί οι συντονισμοί είναι πολύ πιο στενοί από το συντονισμό της  $5p^2 \ ^1S_0$  μιας και τα πλάτη αυτοϊονισμού τους κυμαίνονται μεταξύ  $\approx 3$  και  $\approx 5$   $\text{cm}^{-1}$ , δηλαδή πολύ μικρότερα από το πλάτος αυτοϊονισμού της τελευταίας ( $\approx 230$   $\text{cm}^{-1}$ ). Αυτό συμβαίνει λόγω του ότι ο αυτοϊονισμός ( $4d6d \rightarrow 5ses$ ) πραγματοποιείται μέσω του ασθενούς τετραπολικού όρου του πολυπολικού αναπτύγματος του όρου  $1/r_{12}$  (βλέπε θεωρητικό μέρος). Σε αντίθεση με την  $5p^2 \ ^1S_0$  οι θέσεις των συντονισμών διαφέρουν ελάχιστα με τις προαναφερθείσες εργασίες ( $\approx 1$   $\text{cm}^{-1}$ ). Οι περισσότερες φασματικές γραμμές των συντονισμών με τις  $4d6d$   $J=0, 2$  εμφανίζουν ασύμμετρα προφίλ Fano, με παράμετρο Fano  $q < 0$ , δηλαδή το ελάχιστο τους εμφανίζεται στη “μπλε” πλευρά τους. Στα ελάχιστα, όμως, το σήμα ελαχιστοποιείται χωρίς όμως να μηδενίζεται λόγω της διέγερσης συνεχών με τα οποία οι διάκριτες καταστάσεις δεν αλληλεπιδρούν (οι καταστάσεις με  $J=0$  δεν αλληλεπιδρούν με τα συνεχή με  $J=2$  και αντίστροφα). Τα προφίλ του Σχήματος 3.23 συμφωνούν με το φάσμα του Σχήματος 3.22. Εξάιρεση αποτελεί ο συντονισμός με την κατάσταση  $4d6d \ ^1S_0$  καθώς στο θεωρητικό φάσμα ιόντων Sr [Luc-Koenig 1998] (Σχήμα 3.22) η παράμετρος Fano είναι θετική, δηλαδή το ελάχιστό της βρίσκεται στο “κόκκινο” μέρος του φάσματος.

Για τις σειρές  $4dnd$   $J=2$  και για  $n < 14$  δεν ισχύει πλήρως η σύζευξη  $jj$ . Η κατάσταση περιπλέκεται περαιτέρω λόγω ανάμειξης των καναλιών. Χρησιμοποιούμε τις εκφράσεις  $|6d_{++}\rangle$ ,  $|6d_{--}\rangle$ ,  $|6d_{+-}\rangle$  και  $|6d_{-+}\rangle$  για τα κανάλια  $4d_{5/2}6d_{5/2}$ ,  $4d_{3/2}6d_{3/2}$ ,  $4d_{5/2}6d_{3/2}$  και  $4d_{3/2}6d_{5/2}$ , αντίστοιχα. Σύμφωνα με την βιβλιογραφία [Goutis 1992] από τις τέσσερις σειρές της  $4dnd$   $J=2$  η μια έχει χαρακτήρα  $|6d_{++}\rangle$  σε ποσοστό 97% ενώ η δεύτερη έχει χαρακτήρα  $|6d_{--}\rangle$  σε ποσοστό 100%. Αντιθέτως στις δυο άλλες σειρές οι χαρακτήρες  $|6d_{+-}\rangle$  και  $|6d_{-+}\rangle$  είναι ισχυρά αναμειγμένοι σχεδόν κατά το ίδιο ποσοστό. Συνεπώς μπορούμε να τις γράψουμε ως εξής: Η υψηλότερης ενέργειας,

$$|h\rangle \approx (2)^{-1/2} [|6d_{+-}\rangle \pm |6d_{-+}\rangle]$$

και η χαμηλότερης ενέργειας,

$$|l\rangle \approx (2)^{-1/2} [|6d_{+-}\rangle \mp |6d_{-+}\rangle]$$

Από τους πίνακες μετασχηματισμού από την σύζευξη jj στη σύζευξη LS γνωρίζουμε ότι τα κανάλια  $|6d_{+>}$ ,  $|6d_{->}$  έχουν ίδιο ποσοστό χαρακτήρα  $^1D_2$ . Σύμφωνα με την εργασία [Aymer 1989] στην περιοχή του πρώτου φωτονίου όπου κυριαρχεί η σειρά  $5snp \ ^1P$  ισχύει πλήρως η σύζευξη LS. Εφόσον στην σύζευξη LS ισχύει ο κανόνας επιλογής  $\Delta S=0$  το στοιχείο πίνακα μετάβασης του δεύτερου φωτονίου γράφεται ως:

$$\langle ^1P|d|h(\eta 1)\rangle \approx (1/5) \cdot (3/2)^{1/2} \cdot \langle ^1P|d|n^1D\rangle \times f_{\pm}$$

και για τους παράγοντες  $f_{\pm}$  θα ισχύει:  $f_{+} \approx 2$  και  $f_{-} \approx 0$ . Αυτό σημαίνει ότι η σειρά  $|D\rangle$  δεν αναμένεται να διεγερθεί με δυο φωτόνια. Πράγματι στο φάσμα του Σχήματος 3.23 καταγράφηκαν τρεις συντονισμοί της σειράς  $4d6d \ J=2$  και όχι τέσσερις. Αυτό εξηγεί και γιατί ενώ στη θεωρία (Σχήμα 3.22) εμφανίζεται και ο συντονισμός με την κατάσταση  $4d6d \ ^3D_2$  δεν εμφανίζεται στα πειραματικά φάσματα ιόντων  $Sr^+$  (Σχήματα 3.22 και 3.23).

Όσον αφορά το Σχ. 3.23(β), ως γνωστόν, για απορρόφηση δυο φωτονίων με κυκλική πόλωση, επιτρέπεται η διέγερση καταστάσεων με μοναδικό ολικό αριθμό στροφορμής  $J=2$  οπότε όπως αναμενόταν δεν εμφανίζονται στο φάσμα οι γραμμές με  $J=0$ , δηλαδή οι  $4d6d \ ^1S_0$  και  $^3P_0$  καθώς και η  $5p^2 \ ^1S_0$ . Παρατηρούμε ότι και στα δυο σχήματα υπάρχει σήμα υποβάθρου το οποίο παραμένει στα ίδια επίπεδα. Ειδικά για τους συντονισμούς με τις καταστάσεις  $4d6d \ ^1S_0$  έχει σημασία γιατί το σήμα τους ελαχιστοποιείται αλλά δεν μηδενίζεται έξω από το συντονισμό.

Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [Cohen 2001] η ενεργός διατομή για γραμμικά πολωμένο φως  $\sigma^{(l)}$  και η ενεργός διατομή για κυκλικά πολωμένο φως  $\sigma^{(c)}$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$\sigma^{(l)} = \frac{1}{3} \sigma_{J=0}^{tot} + \frac{2}{15} \sigma_{J=2}^{tot} \quad (3.6)$$

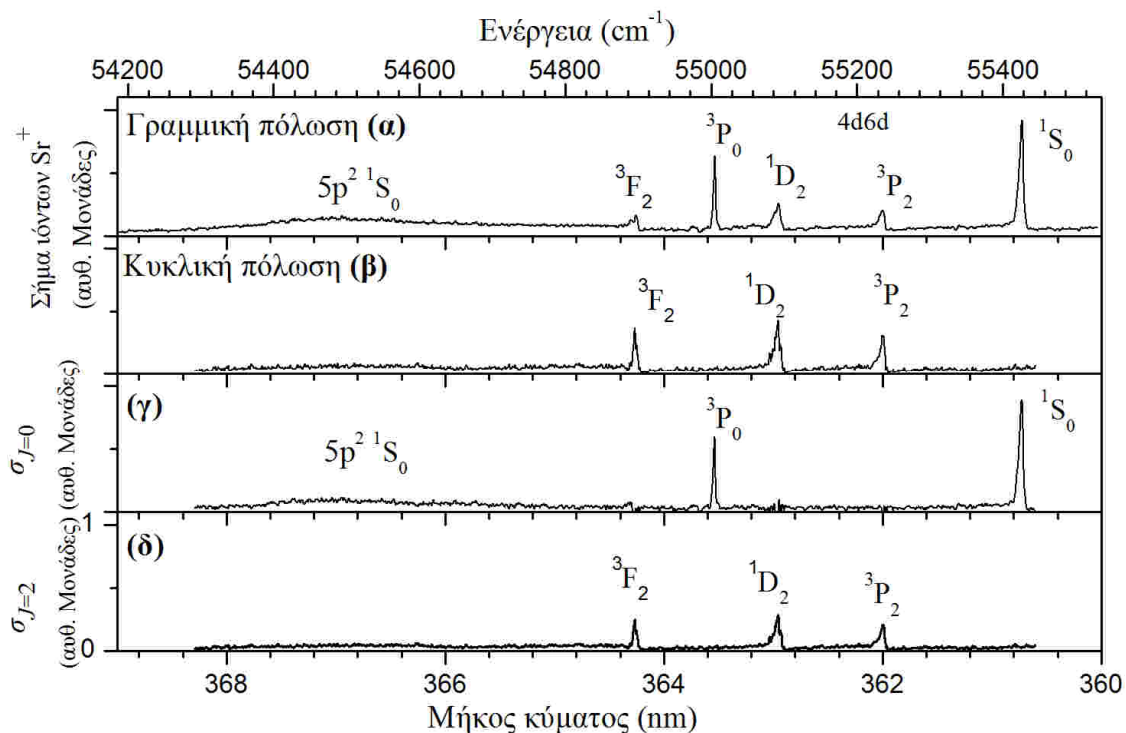
$$\sigma^{(c)} = \frac{1}{5} \sigma_{J=2}^{tot} \quad (3.7)$$

όπου  $\sigma_{J=0}^{tot}$  και  $\sigma_{J=2}^{tot}$  οι ενεργές διατομές για  $J=0$  και  $J=2$  αντίστοιχα και για μη-πολωμένο φως. Από τις παραπάνω σχέσεις μπορούμε να υπολογίσουμε ξεχωριστά τις μερικές ενεργές διατομές για  $J=0$  και  $J=2$  για γραμμικά πολωμένο φως. Συνεπώς έχουμε:

$$\sigma_{J=0} = \sigma^{(l)} - 2 \cdot \sigma^{(c)} / 3 \quad (3.8)$$

$$\sigma_{J=2} = \sigma^{(c)} / 3 \quad (3.9)$$

Στα Σχήματα 3.23(γ) και (δ) βλέπουμε την ενεργειακή εξάρτηση των  $\sigma_{J=0}$  και  $\sigma_{J=2}$  όπως υπολογίζονται από τις σχέσεις (3.8) και (3.9) και τα φάσματα των Σχημάτων 3.20 (α) και (β). Όπως ήταν αναμενόμενο από το Σχήμα 3.23(γ) έχουν εξαφανιστεί όλες οι καταστάσεις με  $J=2$  ενώ από το Σχήμα 3.23 (δ) έχουν εξαφανιστεί όλες οι καταστάσεις με  $J=0$ .



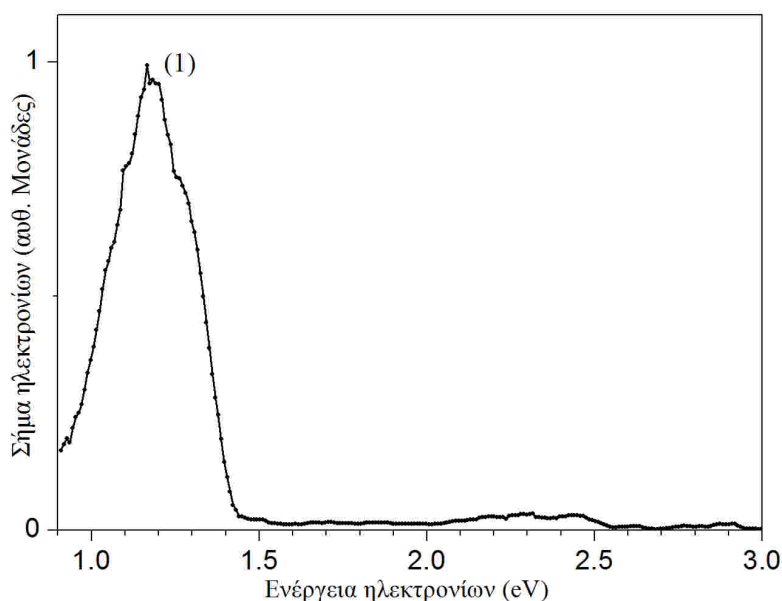
**Σχήμα 3.23:** Φάσματα ιόντων  $\text{Sr}^+$  κατά τον ιονισμό με δυο φωτόνια της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του  $\text{Sr}$  με (α) γραμμικά πολωμένο και (β) κυκλικά πολωμένο φως (γ) Ενεργειακή εξάρτηση μερικής ενεργού διατομής για γραμμικά πολωμένο φως (δ) μερικής ενεργού διατομής για κυκλικά πολωμένο φως. Ένταση δέσμης laser:  $I \approx 2 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

Στο Σχήμα 3.23 (γ) παρατηρούμε ότι υπάρχουν κάποιες μικρές ασυνέχειες οι οποίες όμως βρίσκονται μέσα στα επίπεδα του θορύβου του φάσματος και δεν μπορούν να αλλάξουν την προφανή διαπίστωση της απουσίας συντονισμών με τις καταστάσεις  $J=2$ . Άμεση συνέπεια των παραπάνω είναι ότι η καταγραφή του φάσματος  $\text{Sr}^+$  με γραμμικά και με κυκλικά πολωμένο φως μας αρκεί για τον υπολογισμό των μερικών ενεργών διατομών για  $J=2$  και  $J=0$  όμως τα φάσματα ιόντων από μόνα τους δεν μας αρκούν για τον υπολογισμό της διαφοράς φάσης των στοιχείων πίνακα. Αυτή την πληροφορία μπορούμε να την λάβουμε, όπως θα δούμε στη συνέχεια, μόνο μέσω των γωνιακών κατανομών.

### B3.1.3 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων

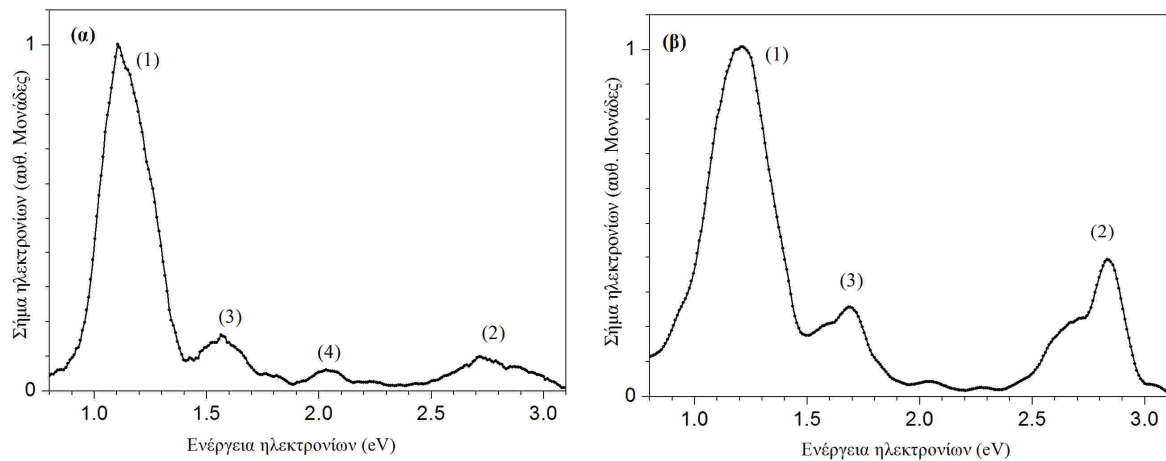
Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει η ανάλυση της ενέργειας των εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων. Στην γενικότερη περίπτωση τα φάσματα ηλεκτρονίων με χαμηλή ένταση δέσμης σε όλη υπόλοιπη φασματική περιοχή με εξαίρεση τους συντονισμούς με τις καταστάσεις  $4d6d \ ^1S_0$  και  $^3P_0$  δεν απεκάλυψαν απορρόφηση φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι (φαινόμενο ATA). Στο Σχήμα 3.24 βλέπουμε ένα τυπικό φάσμα ηλεκτρονίων για

μήκος κύματος 360.77 nm όπου είναι εμφανές ότι παρατηρείται μόνο μια ομάδα ηλεκτρονίων και αυτή είναι η ομάδα (1) του Πίνακα 3.Β.1. Δηλαδή εμφανίζονται μόνο ηλεκτρόνια από διφωτονικό ιονισμό που αφήνουν το ιόν στην βασική του στάθμη (5s).



**Σχήμα 3.24** Φάσμα ηλεκτρονίων από ιονισμό με δυο φωτόνια της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr για μήκος κύματος laser 365.3 nm. Ένταση δέσμης:  $I \approx 4 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ηλεκτρονίων  $E_0 = 30 \text{ eV}$ . Το ασθενές σήμα που εμφανίζεται για  $\approx 2.4 \text{ eV}$  είναι παρασιτικό.

Στα Σχήματα 3.25(α) και (β) παρουσιάζονται δυο φάσματα ηλεκτρονίων που αντιστοιχούν στο συντονισμό με τις αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις  $4d6d \ ^1S_0$  και  $^3P_0$  αντίστοιχα. Τα δυο φάσματα κατεγράφησαν με τις ίδιες συνθήκες. Το σήμα των ηλεκτρονίων κατά το συντονισμό με την κατάσταση  $4d6d \ ^1S_0$  είναι τριπλάσιο από ότι κατά το συντονισμό με την κατάσταση  $4d6d \ ^3P_0$ . Είναι εμφανές ότι σε αυτές τις δυο καταστάσεις πέρα από την εμφάνιση της ομάδας (1) του Πίνακα 3.Β.1 έχουμε και εμφάνιση των ομάδων (2) και (3) τα οποία προέρχονται από τριφωτονικό ιονισμό που αφήνει το ιόν στα κατώφλια  $4d_j$  και  $5p_j$  αντίστοιχα (φαινόμενο ΑΤΑ). Στο Σχήμα (α), δηλαδή κατά το συντονισμό με την κατάσταση  $4d6d \ ^1S_0$ , παρατηρείται και μία ακόμη γραμμή που η ενέργειά της συμπίπτει με αυτή της ομάδας (4), δηλαδή ηλεκτρόνια που προέρχονται από την απορρόφηση τέταρτου φωτονίου από τη βασική κατάσταση του ατόμου και όπου το ιόν βρίσκεται στη διεγερμένη του κατάσταση  $6s$ . Το σήμα στη γραμμή αυτή όμως είναι πολύ μικρό, στα όριά του υποβάθρου του θορύβου, και η εμφάνισή της δεν είναι πάντα επαναλήψιμη.



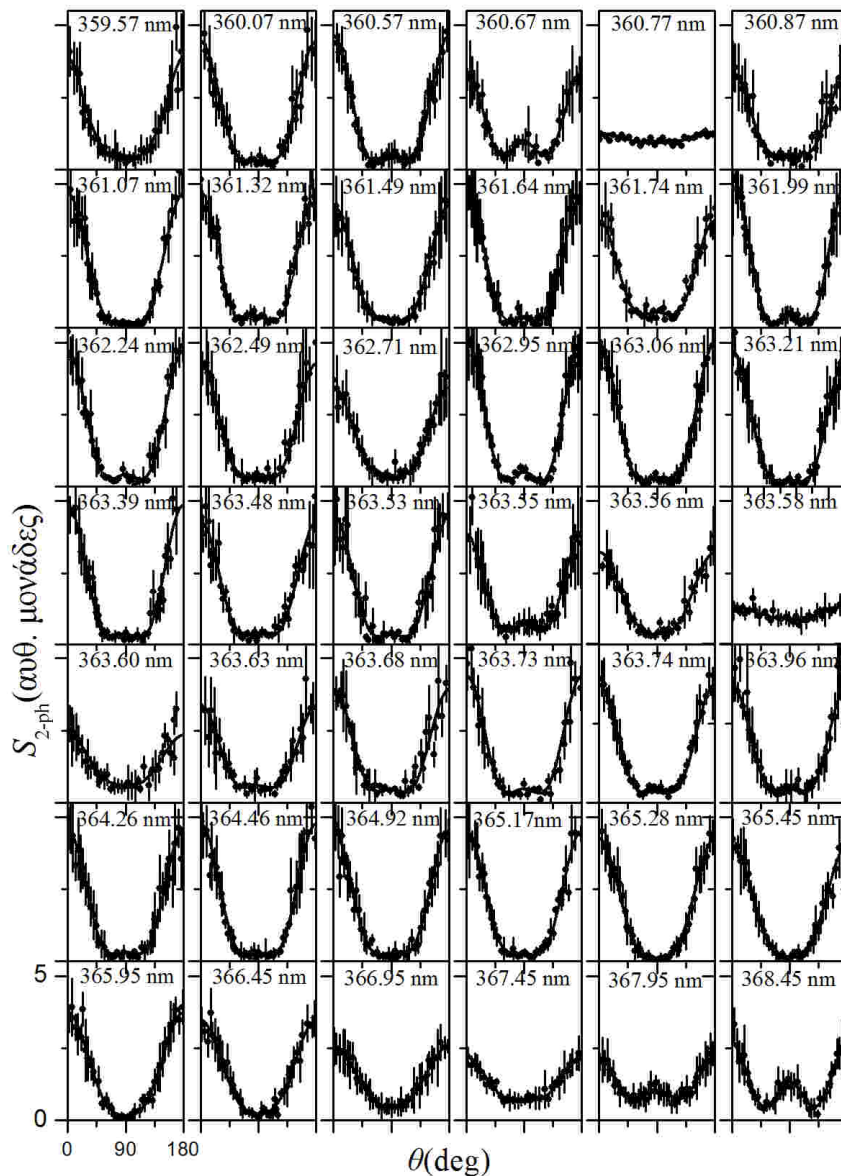
**Σχήμα 3.25:** Φάσμα ηλεκτρονίων από ιονισμό της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr με δυο φωτόνια. Μήκος κύματος **(α)** 360.77 nm που αντιστοιχεί στο συντονισμό με την αυτοϊονιζόμενη κατάσταση  $4d6d \ ^1S_0$  και **(β)** 363.58 nm που αντιστοιχεί στο συντονισμό με την αυτοϊονιζόμενη κατάσταση  $4d6d \ ^3P_0$ . Ένταση δέσμης laser:  $I \approx 4 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , Ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ηλεκτρονίων  $E_0 = 30 \text{ eV}$ .

Το γεγονός δε ότι δεν παρατηρήθηκε στην κατάσταση  $4d6d \ ^3P_0$  (363.5 nm) σε συνδυασμό με τη μικρότερη ένταση της στο σχήμα (α) σε σχέση με τις ομάδες (2) και (3) μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι χρειαζόμαστε ακόμα μεγαλύτερη ένταση δέσμης laser για την ευκρινέστερη καταγραφή της.

### B3.1.4 Γωνιακές κατανομές

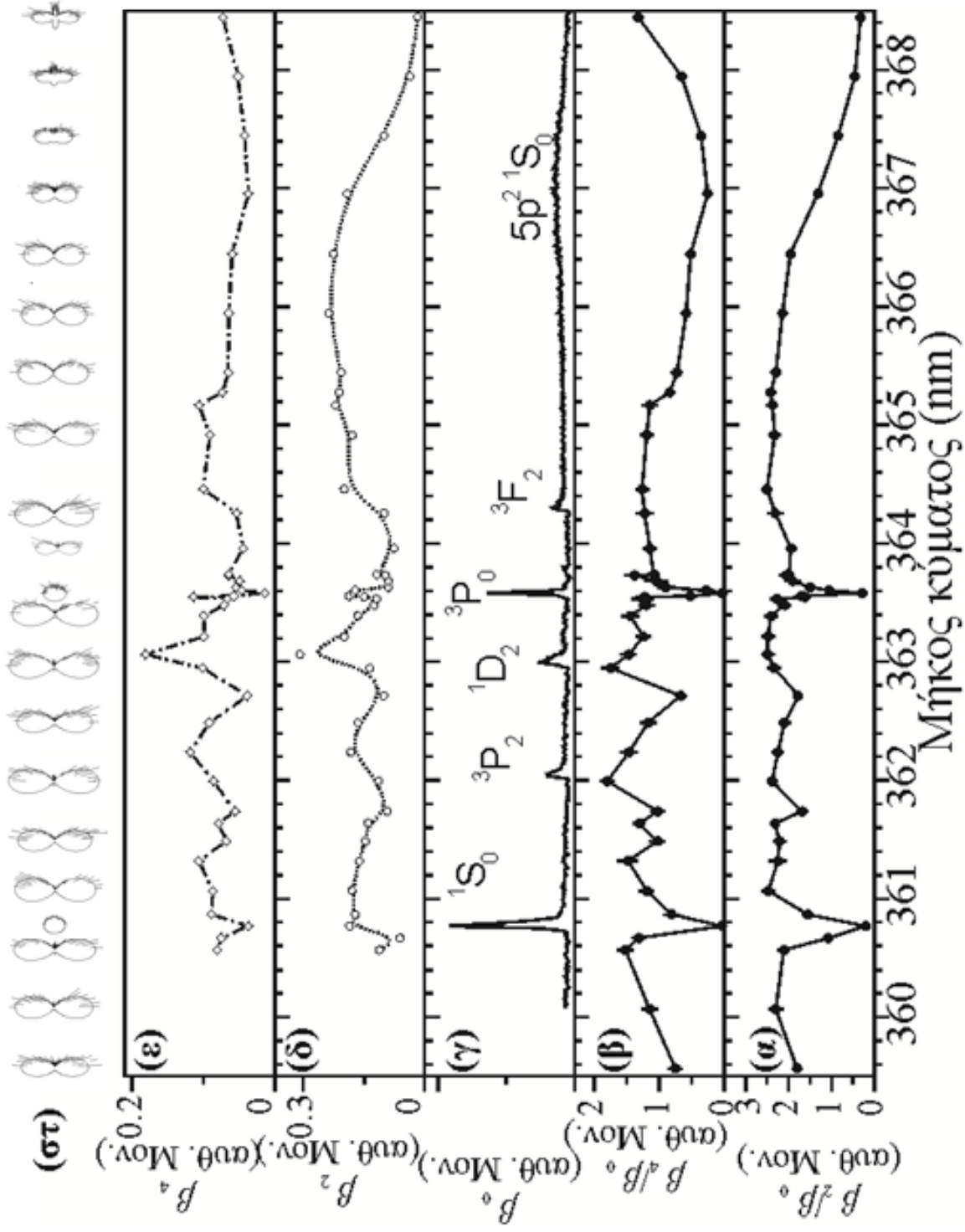
Στο Σχήμα 3.26 απεικονίζονται όλες οι καταγραφείσες γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων που προκύπτουν από το διφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr μαζί με τις αντίστοιχες καμπύλες προσαρμογής (ομάδα (1) Πίνακας 3.B.1). Οι αντίστοιχοι λόγοι  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-2$  που προκύπτουν από τις θεωρητικές καμπύλες παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.5 του παραρτήματος. Οι μετρήσεις δεν πραγματοποιήθηκαν πάντα με ίδιο βήμα. Για τη φαρδιά κατάσταση  $5p^2 \ ^1S_0$  ένα βήμα της τάξης του 0.5 nm είναι αρκετό ενώ στη γειτονιά των φασματικά στενών συντονισμών με τις καταστάσεις  $4d6d$  το βήμα ήταν πολύ μικρότερο, της τάξης ακόμη και 0.02 nm. Είναι εμφανές ότι κατά το συντονισμό με τις καταστάσεις  $J=0$  ( $4d6d \ ^1S_0$  (360.77 nm) και  $4d6d \ ^3P_0$  (363.58 nm)) οι καμπύλες των γωνιακών κατανομών γίνονται ισοτροπικές.





**Σχήμα 3.26:** Πειραματικές μετρήσεις διφωτονικών γωνιακών κατανομών του Sr στη φασματική περιοχή του Σχήματος 2.33 (σημεία) και οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.1. Ένταση φωτεινής δέσμης laser:  $I \approx 2 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης Αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 30 \text{ eV}$ . Όλες οι γωνιακές βρίσκονται στην ίδια κλίμακα στον κατακόρυφο άξονα.

Πιο αποκαλυπτικό είναι το Σχήμα 3.27 όπου παρουσιάζονται η ενεργειακή εξάρτηση των λόγων  $\beta_2/\beta_0$  (α) και  $\beta_4/\beta_0$  (β) των γωνιακών κατανομών του Πίνακα 3.5 του Παραρτήματος I. Τα σημεία έχουν ενωθεί με ευθείες γραμμές για καλύτερη κατανόηση της ενεργειακής εξάρτησης των λόγων. Στο Σχήμα 3.27(στ) απεικονίζονται οι γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.26 σε πολική μορφή, στην ίδια κλίμακα. Από το Σχήμα 3.27 αποκαλύπτεται ότι στην περίπτωση των συντονισμών με τις καταστάσεις  $4d6d \ ^1S_0$  και  $4d6d \ ^3P_0$  οι λόγοι των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  ελαχιστοποιούνται και σχεδόν μηδενίζονται.



**Σχήμα 3.27:** Εξάρτηση των λόγων (α)  $\beta_z/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  (β) από το μήκος κύματος όπως παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.5 του Παραρτήματος Ι. Παράμετροι  $\beta_0$ , (γ)  $\beta_2$  (δ) και  $\beta_4$  (ε) όπως προκύπτουν από τον πολλαπλασιασμό των λόγων με το φάσμα του  $\text{Sr}^{2+}$ . Στο (στ) απεικονίζονται οι γωνιακές κατανομές σε πολική μορφή.

Ο λόγος  $\beta_2/\beta_0$  έχει σχεδόν μηδενική τιμή για  $\approx 368.5$  nm και καθώς πηγαίνουμε προς μικρότερα μήκη κύματος φτάνοντας στην περιοχή της διπλά διεγερμένης  $5p^2 \ ^1S_0$  αυξάνεται η τιμή του και στη συνέχεια σχεδόν σταθεροποιείται, με εξαίρεση φυσικά τις δυο προαναφερθείσες καταστάσεις. Ο λόγος  $\beta_4/\beta_0$  ο οποίος συνδέεται με την παρουσία του συνεχούς ed και αυτός έχει μια σχεδόν σταθερή τιμή στην περιοχή από  $\approx 359$  nm έως  $\approx 365$  nm, με εξαίρεση τις δυο προαναφερθείσες καταστάσεις. Φτάνοντας στην περιοχή της  $5p^2 \ ^1S_0$  με την αύξηση της ενέργειας (μείωση του μήκους κύματος) ελαττώνεται για να ξανά αυξηθεί στο άνω όριο του φάσματος. Όταν υπερσχύει η συνεισφορά του συνεχούς es εξαφανίζεται από τις γωνιακές κατανομές ο λοβός στις  $90^\circ$  (ή γίνονται ισοτροπικές). Όπως βλέπουμε από το Σχήμα 3.25 στο συντονισμό με τις καταστάσεις  $J=0$  υπάρχει παρουσία σήματος υποβάθρου το οποίο διατηρείται και στο φάσμα Στροντίου με κυκλική πόλωση. Εφόσον υπάρχει έστω και μικρή συνεισφορά των συνεχών es και ed, με το πρώτο να υπερσχύει, οι παράμετροι  $\beta_2$ ,  $\beta_4$  έχουν μια έστω μικρή πεπερασμένη τιμή και το σήμα των ιόντων ( $\propto \beta_0$ ) είναι πιο έντονο από ότι στο συντονισμό με καταστάσεις  $J=0$ , οι λόγοι  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  ελαχιστοποιούνται αλλά είναι διάφοροι του μηδενός.

Αν πολλαπλασιάζουμε τους παραπάνω λόγους με το φάσμα των ιόντων μπορούμε να απεικονίσουμε τη φασματική μεταβολή των παραμέτρων  $\beta_2$  και  $\beta_4$ . (Σχήμα 3.27(δ) (ε)). Η παράμετρος  $\beta_4$  παρουσιάζει ένα βύθισμα κατά το συντονισμό με την κατάσταση  $5p^2 \ ^1S_0$  ενώ η παράμετρος  $\beta_2$ , που συνδέεται και με το συνεχές es στο οποίο αυτοϊονίζεται η  $5p^2 \ ^1S_0$ , παρουσιάζει μια φαρδιά κορυφή για  $\approx 366.5$  nm δηλαδή στο μπλε μέρος της αδιατάρακτης θέσης της  $5p^2 \ ^1S_0$ .

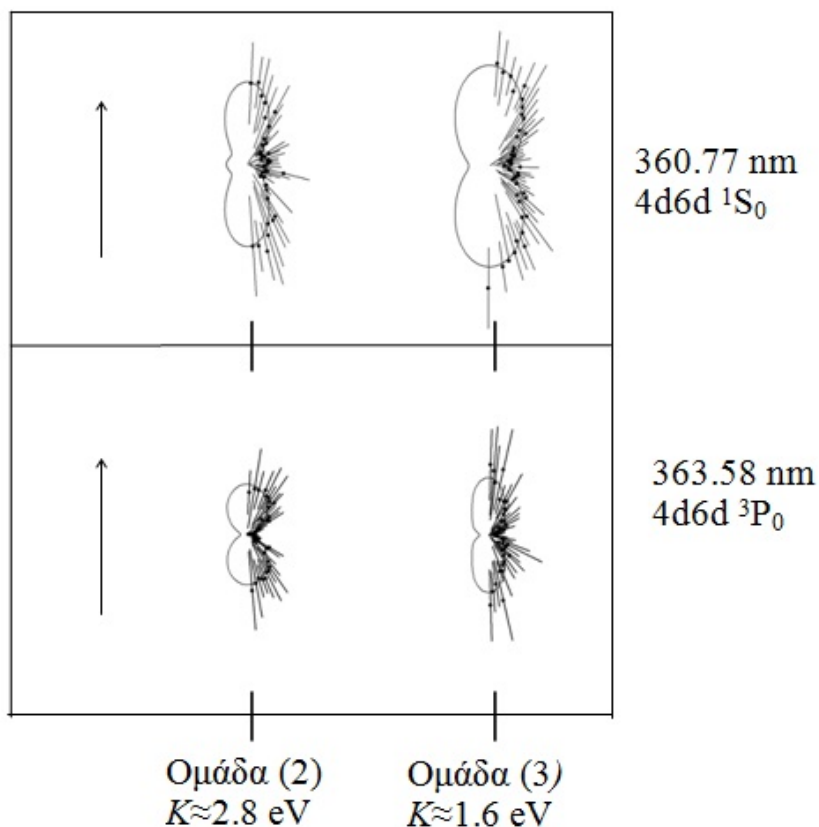
Υποθέτοντας ισχύ της σύζευξης LS, οι παράμετροι  $\beta_0$ ,  $\beta_2$  και  $\beta_4$  δίνονται από τις σχέσεις του [Nikolopoulos 2005] ενώ υποθέτοντας σύζευξη jj οι παράμετροι δίνονται μέσω των τύπων που δίνει η [Luc-Koenig 1997] και παρατίθενται στον Πίνακα 3.6 του Παραρτήματος I. Όπως βλέπουμε στην περίπτωση της σύζευξης LS έχουμε τρεις αγνώστους, τα ανηγμένα στοιχεία πίνακα  $T^{(2)}_0$ ,  $T^{(2)}_2$  και τη διαφορά φάσης  $\Delta\psi$  η οποία είναι η διαφορά φάσης των στοιχείων πίνακα μείον τη διαφορά των μετατοπίσεων-φάσεων Coulomb (Coulomb phase shifts). Για να τους βρούμε θα πρέπει να έχουμε ένα σύστημα τριών εξισώσεων. Αυτές είναι το φάσμα ιόντων  $\text{Sr}^+$  με γραμμική πόλωση ( $\sigma^{(l)}$ ) και οι λόγοι  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  που περιέχουν τα στοιχεία πίνακα  $T^{(2)}_0$ ,  $T^{(2)}_2$  και τη φάση  $\Delta\psi$ . Συνεπώς, η λύση του συστήματος θα μας δώσει τις μερικές ενεργές διατομές και τη  $\Delta\psi$  χωρίς τη βοήθεια του φάσματος με κυκλική πόλωση. Οι μερικές ενεργές διατομές θα μπορούσαν να συγκριθούν με αυτές του Σχήματος 3.27, που παρήχθησαν μόνο με τη χρήση των φασμάτων γραμμικής

και κυκλικής πόλωσης, ενώ η  $\Delta\psi$  δεν μπορεί να εξαχθεί παρά μόνο μέσω των γωνιακών κατανομών.

Όσο για την περίπτωση όπου υποθέτουμε την *πλήρη* ισχύ της σύζευξης  $jj$ , η κυριότερη διαφοροποίηση έγκειται στο ότι εδώ υπάρχουν πλέον στην πραγματικότητα δύο συνεχή με  $J=2$ , τα  $3s_{1/2}e d_{3/2}$  και  $3s_{1/2}e d_{5/2}$ . Επακόλουθα, υπάρχουν πλέον τρία ανηγμένα στοιχεία πίνακα προς προσδιορισμό (τα  $T(j,J)$ :  $T(1/2,0)$ ,  $T(3/2,2)$ ,  $T(5/2,2)$ ) που μαζί με τη φάση  $\Delta\psi$  μας κάνουν τέσσερις αγνώστους. Χρειαζόμαστε συνεπώς μία επιπλέον εξίσωση σε ένα σύστημα τεσσάρων εξισώσεων με τέσσερις αγνώστους και αυτή η επιπλέον εξίσωση είναι το φάσμα με κυκλικά πολωμένο φως. Αυτή η ανάλυση βρίσκεται σε εξέλιξη στα πλαίσια μιας νέας θεωρητικής μελέτης του διφωτονικού ιονισμού της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr η οποία λαβαίνει υπόψη τα πειραματικά ευρήματα της παρούσας εργασίας.

Διπλασιάζοντας σχεδόν την ένταση του φωτός σε σχέση με τις γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.26 ( $\approx 4 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) μπορέσαμε να καταγράψουμε τις γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων που εμφανίζονται λόγω φαινομένου ΑΤΑ (ομάδες (2) και (3) του Πίνακα 3.Β.1) στις δυο καταστάσεις  $4d6d \ ^1S_0$  και  $4d6d \ ^3P_0$ . Οι γωνιακές κατανομές απεικονίζονται στο Σχήμα 3.28 ενώ οι αντίστοιχοι λόγοι  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-3$  παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.7 του Παραρτήματος Ι. Το σήμα της ομάδας (4) δεν ήταν αρκετό ισχυρό ώστε να μας επιτρέψει την καταγραφή της γωνιακής κατανομής της.

Όπως βλέπουμε από το Σχήμα 3.28 η μια από τις δύο γωνιακές κατανομές έχει ένα λοβό στις  $90^\circ$  κάτι το όμως δεν έρχεται σε αντίθεση με ότι ειπώθηκε στην παράγραφο Α3.2.5.β, δηλαδή να αναμένουμε ελαχιστοποίηση του σήματος για  $\theta=90^\circ$ . Όπως έχουμε αναφέρει όμως στη θεωρία κάτι τέτοιο αναμένεται να ισχύει μόνο στην περίπτωση που το άτομο αποδιεγείρεται στην βασική στάθμη ms του ιόντος.



**Σχήμα 3.28:** Πειραματικές μετρήσεις γωνιακών κατανομών των ομάδων ηλεκτρονίων του Σχήματος 3.25 που προκύπτουν από την εμφάνιση φαινομένου ATA κατά τον διφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $3s^2 \ ^1S_0$  του Sr (σημεία) και οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.2 (καμπύλες) για τις καταστάσεις  $4d6d \ ^1S_0$  και  $4d6d \ ^3P_0$ . Τα μεγάλα σφάλματα οφείλονται στο ασθενές σήμα των ηλεκτρονίων. Ένταση δέσμης:  $I \approx 4 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης Αναλυτή:  $E_0 = 30 \text{ eV}$ .

Γενικά, βλέπουμε ότι μεταξύ των δυο καταστάσεων υπάρχουν διαφορές στις γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων, προφανώς λόγω του διαφορετικής ιοντικής κατάστασης στην οποία καταλήγει το σύστημα. Στις γωνιακές κατανομές της ομάδας (2), κατά το συντονισμό με την κατάσταση  $4d6d \ ^1S_0$ , όπως προαναφέραμε υπάρχει ένας λοβός στις  $90^\circ$  ενώ κατά το συντονισμό της κατάστασης  $4d6d \ ^3P_0$  το σήμα της γωνιακής κατανομής στις  $90^\circ$  ελαχιστοποιείται. Επίσης και οι γωνιακές κατανομές της ομάδας (3) διαφέρουν μεταξύ τους. Η γωνιακή κατανομή για μήκος κύματος  $360.77 \text{ nm}$  έχει πιο διογκωμένο τον κύριο λοβό ενώ στην αντίστοιχη κατανομή για  $363.58 \text{ nm}$  ο κύριος λοβός είναι πιο τετραγωνισμένος. Επίσης διαφέρουν στο σήμα για  $\theta = 90^\circ$  όπου στην πρώτη κατανομή είναι σαφώς μεγαλύτερο από τη δεύτερη.

Περισσότερο φως στην ερμηνεία των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων που ανιχνεύονται κατά την απορρόφηση περαιτέρω αριθμού φωτονίων στο δομημένο συνεχές μπορεί να δοθεί μόνο μέσω εκτεταμένης θεωρητικής ανάλυσης.

### B3.1.5 Συζήτηση των αποτελεσμάτων

Σε αυτή την παράγραφο μελετήσαμε την περίπτωση διέγερσης της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  του Sr με δυο φωτόνια. Αρχικά καταγράψαμε το φάσμα ιόντων  $Sr^+$  με γραμμικά πολωμένη δέσμη laser όπου επιβεβαιώσαμε παλαιότερες μελέτες αφού κατεγράψαν πέρα από την  $5p^2 \ ^1S_0$  και αριθμός καλά χαρακτηρισμένων συντονισμών της σειράς  $4d6d \ J=0, 2$ . Καταγράφοντας το φάσμα ιόντων  $Sr^+$  με κυκλικά πολωμένο φως αποκτήσαμε ένα επιπλέον εργαλείο για τη μελέτη του συστήματος. Στο φάσμα παρουσιάζονται όπως αναμενόταν μόνο καταστάσεις  $J=2$ . Τα δυο αυτά φάσματα, από μόνα τους μας δίνουν τη δυνατότητα υπολογισμού των μερικών ενεργών διατομών  $\sigma_{J=0}$  και  $\sigma_{J=2}$ .

Όπως είδαμε οι γωνιακές κατανομές γίνονται ισοτροπικές και έχουμε απορρόφηση μέχρι και δύο επιπλέον φωτονίων στο συνεχές μόνο στην περίπτωση του συντονισμού με καταστάσεις  $4d6d \ J=0$  παρόλο που οι καταστάσεις  $4d6d \ J=2$  έχουν ίδια τάξης πλάτη αυτοϊονισμού. Η δε ένταση του φωτός ( $\approx 4 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) δεν αναμένεται να προκαλέσει κορεσμό του σήματος. Συγκεκριμένα αν και η συγκεκριμένη ένταση του laser κρίνεται χαμηλή ανιχνεύθηκε απορρόφηση μέχρι και τρίτου φωτονίου στο συνεχές και τέταρτου συνολικά από τη βασική κατάσταση  $5s^2 \ ^1S_0$ . Στο υπόλοιπο εύρος της υπό εξέταση φασματικής περιοχής δεν ανιχνεύτηκε πουθενά επιπλέον απορρόφηση φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι για την ίδια ένταση φωτός.

Παράλληλα οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη σχέση 3.2 έδειξαν έντονες αυξομειώσεις των λόγων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-2$ . Όπως δείξαμε, στην περίπτωση που υποθέσουμε ισχύ της σύζευξης LS μας αρκεί η καταγραφή του φάσματος ιόντων  $Sr^+$  με γραμμικά πολωμένο φως και η γνώση των παραμέτρων  $\beta_{2k}$ ,  $k=1-2$  για τον υπολογισμό των απαραίτητων στοιχείων πίνακα. Στην πιο ρεαλιστική περίπτωση όπου υποθέτουμε ότι δεν ισχύει η σύζευξη LS η καταγραφή του φάσματος  $Sr^+$  με κυκλικά πολωμένο φως είναι απαραίτητη για τον υπολογισμό των απαραίτητων στοιχείων πίνακα. Η διαφορά φάσης  $\Delta\psi$  είναι αδύνατο να υπολογιστεί χωρίς την καταγραφή των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων.

Το φάσμα ιόντων που καταγράψαμε έχει κάποιες διαφορές, όπως τον θετικό παράγοντα Fano  $q$  κατά το συντονισμό με την κατάσταση  $4d6d \ ^1S_0$ , με τα θεωρητικά φάσματα που είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία (Σχήμα 3.22), κάτι το οποίο σημαίνει ότι η θεωρία θα πρέπει να επανεξεταστεί λαβαίνοντας υπόψη τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας

εργασίας. Σε αυτή την επανεξέταση θα πρέπει να μελετηθεί επίσης κατά πόσο όσα το φαινόμενο να απορροφούνται περαιτέρω φωτόνια στο δομημένο συνεχές για χαμηλή ένταση φωτός σε συνδυασμό με την εμφάνιση ισοτροπικών γωνιακών κατανομών αποτελεί ιδιαιτερότητα του ατόμου του Sr ή αποτελεί γενικότερη ιδιότητα των ατόμων των Αλκαλικών Γαιών.

## **B3.2 Τετραφωτονικός ιονισμός της $5p^2 \ ^1S_0$ (παλμοί διάρκειας $\approx 5$ ns)**

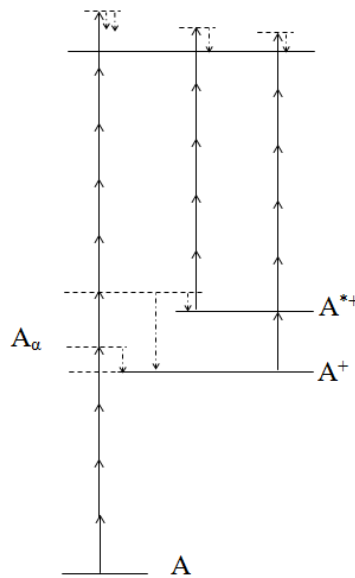
### **B3.2.1 Εισαγωγικά**

Σκοπός αυτού του τμήματος της μελέτης μας είναι η διερεύνηση των μηχανισμών που εμπλέκονται κατά τον απλό και διπλό ιονισμό του Sr, στη φασματική περιοχή που αντιστοιχεί στην τετραφωτονική διέγερση της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  με παλμούς laser διάρκειας  $\sim$ ns. Κατά τη διέγερσή της με αυτόν τον αριθμό φωτονίων η  $5p^2 \ ^1S_0$  συζευγνύεται μονοφωτονικά μέσω της ακτινοβολίας laser με δέσμιες (τρίτο φωτόνιο) και αυτοιονιζόμενες καταστάσεις (πέμπτο φωτόνιο). Υπάρχει λοιπόν κάποια ομοιότητα με την περίπτωση του Mg στην οποία αναφερθήκαμε προηγουμένως.

Στο σημείο αυτό, θα ήταν εποικοδομητικό για την παραπέρα συζήτηση να αναφέρουμε τους δύο κύριους μηχανισμούς διπλού ιονισμού των Αλκαλικών Γαιών. Ο λεγόμενος *διαδοχικός διπλός ιονισμός* (I & II στο Σχήμα 3.29) αναφέρεται στη διαδικασία κατά την οποία, μέσω της απορρόφησης κάποιου αριθμού φωτονίων, αποσπάται αρχικά από το άτομο μόνο ένα ηλεκτρόνιο σθένους, σχηματίζοντας το απλά φορτισμένο ιόν είτε στη θεμελιώδη είτε σε διεγερμένες ιοντικές καταστάσεις. Η δημιουργία πληθυσμού στις τελευταίες οφείλεται στην παρουσία διπλά διεγερμένων καταστάσεων στο συνεχές και επακόλουθα, στην διηλεκτρονιακή συσχέτιση. Στη συνέχεια, μέσω της απορρόφησης περαιτέρω αριθμού φωτονίων από τον ίδιο παλμό laser ιονίζεται και το δεύτερο ηλεκτρόνιο. Αντίθετα, κατά τον λεγόμενο *απευθείας διπλό ιονισμό* (III στο Σχήμα 3.29) τα δύο ηλεκτρόνια ιονίζονται ταυτόχρονα προς δημιουργία του διπλού ιόντος, απορροφώντας τον απαραίτητο αριθμό φωτονίων και χωρίς τη βοήθεια του ενδιάμεσου βήματος απλού ιονισμού.

Αναμένεται ότι η πιθανότητα απευθείας διπλού ιονισμού είναι κατά πολύ μικρότερη του διαδοχικού [Liontos 2008]. Χαρακτηριστικό του πρώτου είναι η δημιουργία ηλεκτρονίων καλά καθορισμένης ενέργειας. Σε αντιδιαστολή, κατά τον απευθείας ιονισμό η ενεργ-

γειακή διαφορά μεταξύ της συνολικής ενέργειας των απορροφούμενων φωτονίων και του κατωφλίου διπλού ιονισμού μοιράζεται στα δύο ηλεκτρόνια, δημιουργώντας ένα συνεχές φάσμα ηλεκτρονίων (από μηδέν έως κάποια μέγιστη ενέργεια) [Hou 1990]. Παλαιότερες αλλά και πρόσφατες μελέτες που βασίστηκαν στην ανίχνευση ιόντων και ιοντικού φθορισμού [Lambropoulos 1998, Lontos 2008] κατέδειξαν ότι, από όλες τις Αλκαλικές Γαίες που μελετήθηκαν, το Sr είναι το μοναδικό άτομο όπου υπάρχουν ισχυρές ενδείξεις απορρόφησης επτά ή ακόμη και οκτώ φωτονίων από τη θεμελιώδη κατάσταση (τρία ή τέσσερα εκ των οποίων στο συνεχές) με παλμούς διάρκειας  $\sim$ ns και σχετικά χαμηλής έντασης ( $<10^{12}$  W·cm<sup>-2</sup>). Από την άλλη, παρατηρήθηκε επίσης και έντονος διπλός ιονισμός.



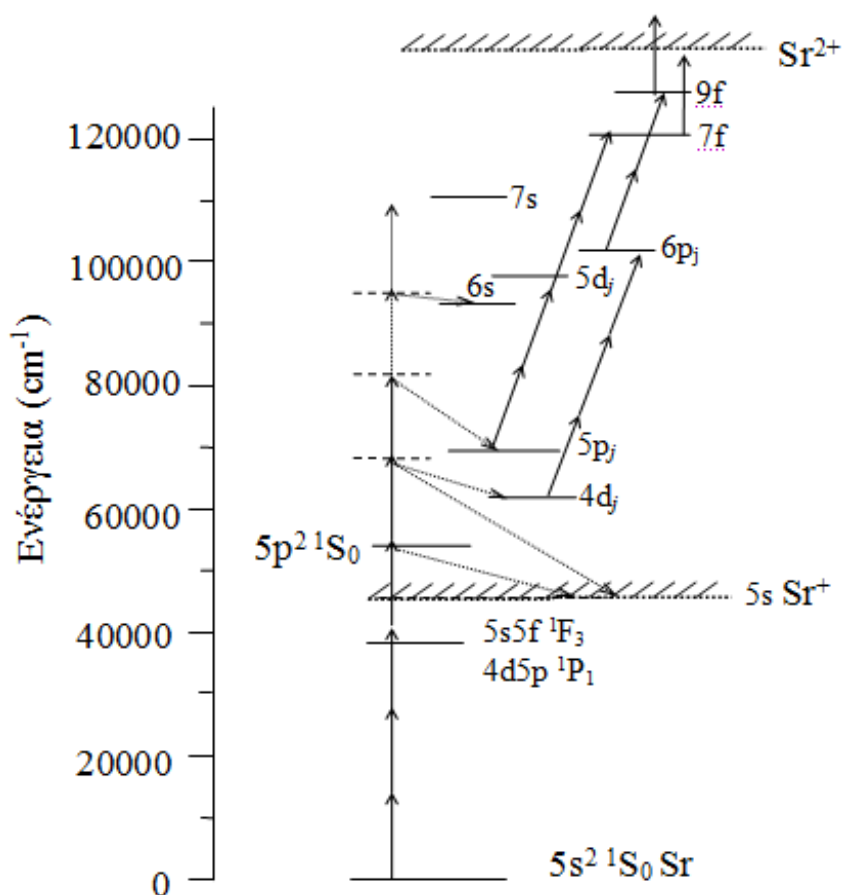
**Σχήμα 3.29:** Τυπικό ενεργειακό διάγραμμα μηχανισμών παραγωγής διπλά φορτισμένων ιόντων μέσω αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων (I), μέσω διεγερμένης κατάστασης του ιόντος (II) και μέσω διαδοχικού ιονισμού (III). Στην τελευταία περίπτωση η διαφορά της συνολικής ενέργειας των απορροφούμενων φωτονίων και του κατωφλίου διπλού ιονισμού μοιράζεται στα δύο ηλεκτρόνια.

Οι μηχανισμοί διέγερσης, ιονισμού και αποδιέγερσης μέσω φθορισμού που εμπλέκονται το πρόβλημα που εξετάζουμε εδώ μπορούν να κατανοηθούν καλύτερα μέσω του ενεργειακού διαγράμματος του Σχήματος 3.30 όπου απεικονίζονται οι ενεργειακές θέσεις των κύριων ατομικών και ιοντικών καταστάσεων του Sr στην περίπτωση ιονισμού με μήκος κύματος  $\approx 734$  nm. Το διάγραμμα αυτό χρησιμοποιήθηκε στην εργασία [Lontos 2008]. Ο κατακόρυφος άξονας είναι βαθμονομημένος σε μονάδες ενέργειας cm<sup>-1</sup>. Στο επίπεδο του τρίτου φωτονίου υπάρχουν τρεις δέσμιες καταστάσεις, οι 5s5f<sup>1</sup>F<sub>3</sub>, 5s5f<sup>3</sup>F<sub>3</sub> και η διπλά διεγερμένη κατάσταση 4d5p<sup>1</sup>P<sub>1</sub>. Η τελευταία διαταράσσει ισχυρά τα χαμηλότερα μέλη της σειράς 5snp<sup>1</sup>P<sub>1</sub> (για n=7–8) και αντιστοιχεί στο επίπεδο που έχει μεγαλύτερο ποσοστό χαρακτήρα 4d5p<sup>1</sup>P<sub>1</sub> ( $\sim 17\%$ ) [Vaecck 1988]. Είναι η μοναδική από τις τρεις προαναφερθεί-



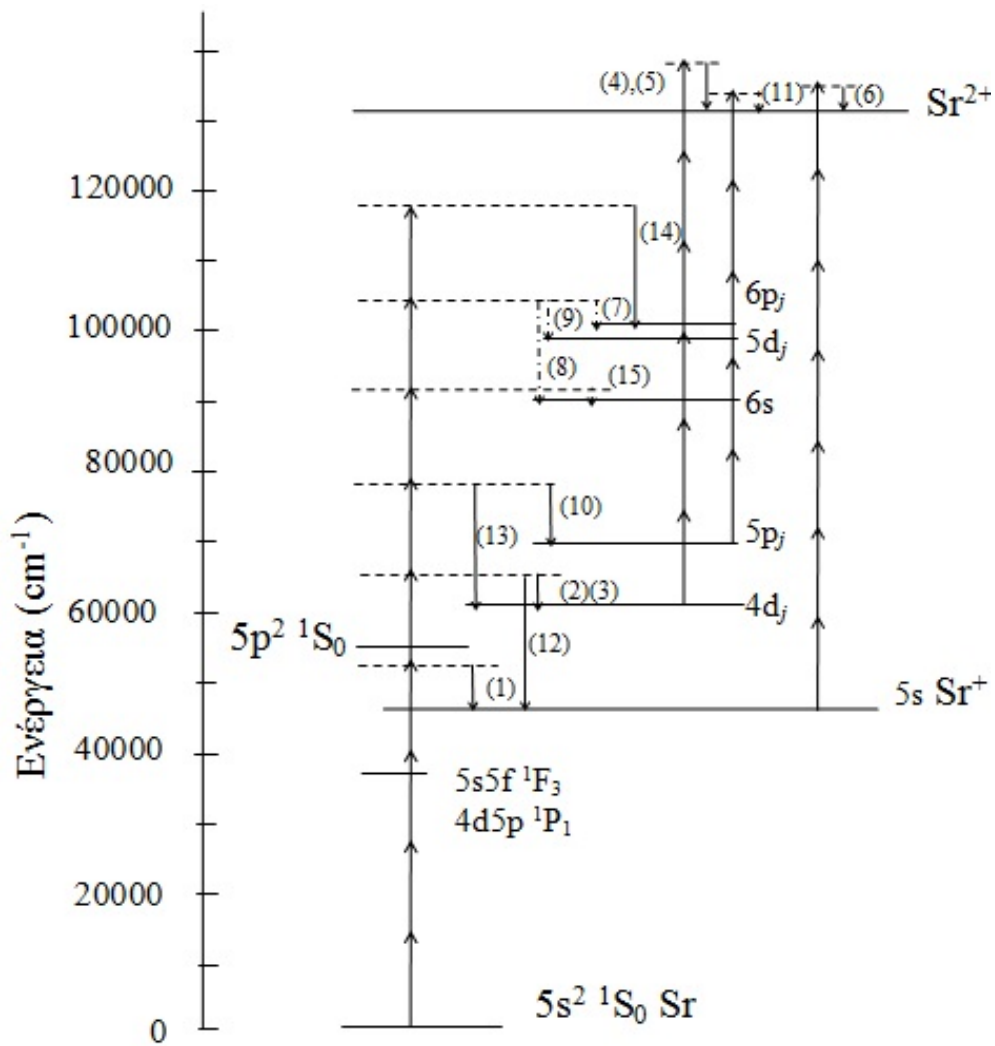
σες καταστάσεις που μπορεί να συνδεθεί ακτινοβολητικά μέσω μονοφωτονικής σύζευξης με την κατάσταση  $5p^2 \ ^1S_0$ . Το τέταρτο φωτόνιο βρίσκεται ενεργειακά κοντά σε αριθμό χαμηλά διεγερμένων μελών της  $4dnl$  αυτοϊονιζόμενης σειράς με ενεργό κβαντικό αριθμό  $n \sim 5$ . Σύμφωνα με τους κανόνες επιλογής της ηλεκτρικής διπολικής προσέγγισης, για γραμμικά πολωμένο φως ο αριθμός ολικής στροφορμής αυτών των τετραφωτονικά διεγερμένων καταστάσεων μπορεί να είναι  $J=0, 2$  και  $4$ . Συμπεριλαμβάνονται λοιπόν και οι καταστάσεις  $4d6d \ J=0, 2$  που συναντήσαμε κατά το πείραμα του διπλού ιονισμού. Από την άλλη, όπως έχει αποδειχθεί προηγουμένως [Liontos 2008] αλλά όπως και θα δούμε αργότερα, οι καταστάσεις αυτές δεν φαίνεται να διεγείρονται ικανοποιητικά. Ο ιονισμός στο τέταρτο φωτόνιο αφήνει το ιόν αναγκαστικά στη θεμελιώδη του κατάσταση  $5s$ . Όσον αφορά στο πέμπτο φωτόνιο, βρίσκεται κοντά και μπορεί να ξεπερνά ελαφρώς το κατώφλι ιονισμού  $5p_{1/2}$ . Στην περίπτωση διέγερσης των περιττής ομοτιμίας αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων  $5p_{1/2,3/2}nl$  σειρών Rydberg (με  $J=1, 3, 5$  για γραμμική πόλωση του δέσμης laser) οι αντίστοιχοι ενεργοί κβαντικοί αριθμοί είναι  $n \geq 20$  και  $n \sim 20 - 40$  αντίστοιχα. Συνεπώς, κατά τον ιονισμό στο πέμπτο φωτόνιο μπορούν να παραχθούν ιόντα είτε στη θεμελιώδη  $5s$  είτε στις διεγερμένες  $4d_j$ , είτε ακόμη (για κάποια περιοχή μηκών κύματος) και στην  $5p_{1/2}$ . Κατά την απορρόφηση ενός ακόμη φωτονίου επάνω από το πρώτο κατώφλι το σύστημα αποδιεγείρεται στα επίπεδα  $5p_j$ ,  $4d_j$  και  $5s$ . Στο έκτο φωτόνιο το σύστημα ξεπερνά ελαφρώς το επίπεδο  $6s$ . Τέλος, το έβδομο φωτόνιο ξεπερνά τα επίπεδα  $5d_j$  και  $6p_j$ .

Οι κύριοι μηχανισμοί δημιουργίας  $Sr^{2+}$  στην υπό μελέτη ενεργειακή περιοχή ξεκινούν από τα επίπεδα των διεγερμένων ιοντικών καταστάσεων  $4d_j$  και οι  $5p_j$ . Ένας δρόμος ξεκινά από τις διεγερμένες ιοντικές καταστάσεις  $4d_j$  μέσω εξαφωτονικού ιονισμού με το τρίτο και πέμπτο φωτόνιο σε συντονισμό με τα επίπεδα  $6p_j$  και  $9f$  αντίστοιχα. Από τα επίπεδα  $5p_j$  ξεκινούν δυο δρόμοι που αφορούν διαδικασία πενταφωτονικού ιονισμού που οδηγούν στην παραγωγή  $Sr^{2+}$ . Ο πρώτος δρόμος λαβαίνει χώρα μέσω διφωτονικού και τετραφωτονικού συντονισμού με τα επίπεδα  $5d_j$  και  $7f$  αντίστοιχα. Η απόδοση του  $Sr^{2+}$  καταγράφηκε στην εργασία [Liontos 2008], αλλά δεν έγινε δυνατή η ακριβής ταυτοποίηση της διαδρομής. Έδειξε όμως, με σχεδόν πλήρη βεβαιότητα, ότι η συνεισφορά της βασικής κατάστασης του  $Sr^+$  ως αρχικό επίπεδο στην παραγωγή  $Sr^{2+}$  είναι αμελητέα.



**Σχήμα 3.30:** Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα Sr- Sr<sup>+</sup> για πολλαπλό ιονισμό με φωτόνια μήκους κύματος  $\approx 734$  nm και χρονική διάρκεια παλμού 5 ns που απεικονίζονται οι ατομικές και ενεργειακές καταστάσεις καθώς και οι κυριότερες μεταβάσεις που εμπλέκονται στην μελέτη του τετραφωτονικού ιονισμού της κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$ . Ο κατακόρυφος άξονας είναι βαθμονομημένος σε μονάδες ενέργειας  $\text{cm}^{-1}$ .

Φθορισμός εκπέμπεται κατά τις μεταβάσεις  $5p \rightarrow 4d$  και  $5p \rightarrow 5s$ . Η πρώτη μετάβαση όμως αντιστοιχεί στο υπέρυθρο και η καταγραφή της δεν ήταν δυνατή στην προαναφερθείσα εργασία. Με απορρόφηση ενός επιπλέον φωτονίου (του πέμπτου από τη βασική κατάσταση) το σύστημα μπορεί να ιονιστεί αφήνοντας το ιόν στις διεγερμένες ιοντικές καταστάσεις  $4d_j$ , ενώ με απορρόφηση δυο επιπλέον φωτονίων πληθυσμός δημιουργείται και στα  $5p_j$  ιοντικά επίπεδα. Ο πληθυσμός αποδιεγείρεται στη βασική κατάσταση  $5s_{1/2}$  του Sr<sup>+</sup> καθώς και στα επίπεδα  $4d_j$  εκπέμποντας φθορισμό. Επίσης, τα πειραματικά δεδομένα στη μελέτη φθορισμού στην προαναφερθείσα εργασία προσφέρουν ισχυρές ενδείξεις ότι λαμβάνει χώρα απορρόφηση μέχρι και τεσσάρων φωτονίων πάνω από το πρώτο δυναμικό ιονισμού, αφήνοντας το ιόν στις διεγερμένες καταστάσεις  $6s_{1/2}$  και  $5d_j$  από τις οποίες ανιχνεύεται φθορισμός προς τα επίπεδα  $5p_j$  του Sr<sup>+</sup>.

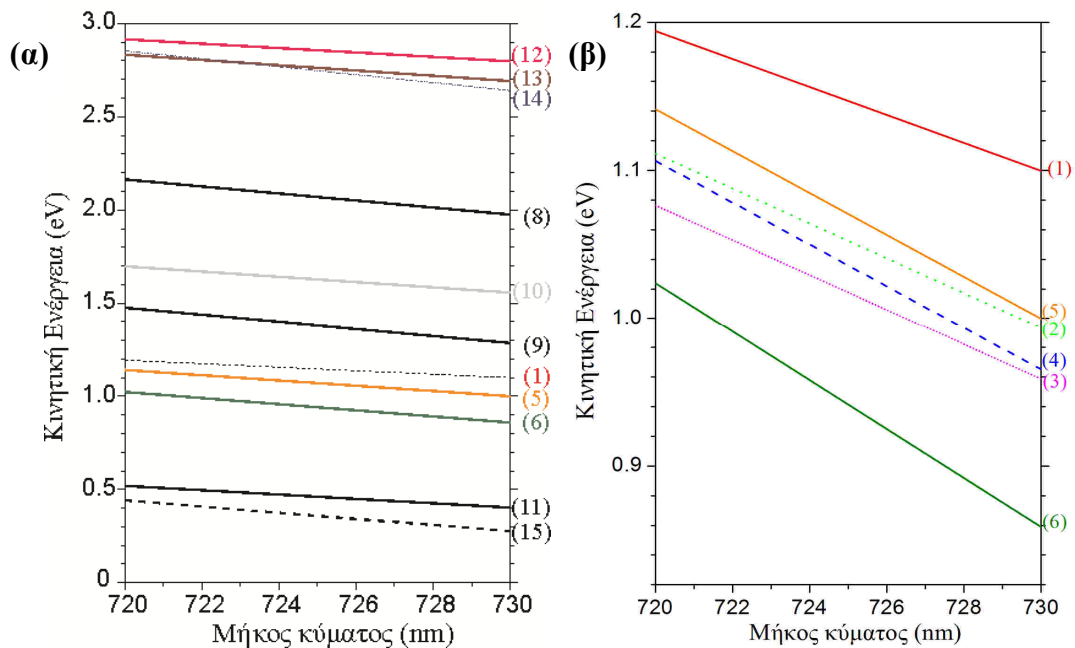


**Σχήμα 3.31: (α)** Ενεργειακό διάγραμμα του ατόμου του Sr για πολλαπλό ιονισμό με φωτόνια μήκους κύματος ~725 nm όπου απεικονίζονται οι ομάδες ηλεκτρονίων που αναφέρονται στο κείμενο

Επιστρέφοντας στον ιονισμό, οι κυριότερες ομάδες ηλεκτρονίων του Σχήματος 3.31 παρουσιάζονται αναλυτικά στον Πίνακα 3.B.2. Λόγω του πλήθους των ομάδων ηλεκτρονίων και για την καλύτερη κατανόηση των σχημάτων που ακολουθούν αντιστοιχήσαμε κάθε ομάδα που στη συνέχεια παρατηρήθηκε στα φάσματα μας με ένα χρώμα για την παρουσίασή της.

**Πίνακας 3.B.2:** Αναμενόμενες ομάδες ηλεκτρονίων στην περιοχή ενεργειών από 0 έως ~3 eV.

Ομάδα	Διαδικασία παραγωγής φωτοηλεκτρονίων	Χρωματική αντιστοιχία
(1)	$\text{Sr} + 4\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5s) + e^-$	Κόκκινο
(2)	$\text{Sr} + 5\omega \rightarrow \text{Sr}^+(4d_{3/2}) + e^-$	Πράσινο
(3)	$\text{Sr} + 5\omega \rightarrow \text{Sr}^+(4d_{5/2}) + e^-$	Μωβ
(4)	$\text{Sr}^+(4d_{3/2}) + 6\omega \rightarrow \text{Sr}^{++} + e^-$	Μπλε
(5)	$\text{Sr}^+(4d_{5/2}) + 6\omega \rightarrow \text{Sr}^{++} + e^-$	Πορτοκαλί
(6)	$\text{Sr}^+(5s) + 7\omega \rightarrow \text{Sr}^{++} + e^-$	Βαθύ πράσινο
(7)	$\text{Sr} + 8\omega \rightarrow \text{Sr}^+(6p_j) + e^-$	
(8)	$\text{Sr} + 8\omega \rightarrow \text{Sr}^+(6s) + e^-$	Μαύρο
(9)	$\text{Sr} + 8\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5d_j) + e^-$	
(10)	$\text{Sr} + 6\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5p_j) + e^-$	Γκρι
(11)	$\text{Sr}^+(5p_j) + 5\omega \rightarrow \text{Sr}^{++} + e^-$	
(12)	$\text{Sr} + 5\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5s) + e^-$	Ροζ
(13)	$\text{Sr} + 6\omega \rightarrow \text{Sr}^+(4d_j) + e^-$	Βαθύ κόκκινο
(14)	$\text{Sr} + 9\omega \rightarrow \text{Sr}^+(6p_j) + e^-$	Βαθύ μπλε
(15)	$\text{Sr} + 7\omega \rightarrow \text{Sr}^+(6s) + e^-$	



**Σχήμα 3.32:** Εξάρτηση της ενέργειας των ομάδων των ηλεκτρονίων του Πίνακα 3.B.2 από το μήκος κύματος. Στο Σχήμα Β δεν περιλαμβάνεται η ομάδα (7) η οποία προέρχεται από μια διαδικασία με πολύ μικρή πιθανότητα εμφάνισης και η οποία δεν έχει παρατηρηθεί σε προηγούμενες εργασίες.

Στα Σχήματα 3.32(α) και (β) απεικονίζεται η ενεργειακή εξάρτηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων των παραπάνω ομάδων, χωρίς να λαμβάνονται υπόψη μετατοπίσεις λόγω επίδρασης της δέσμης laser ή σύζευξης μεταξύ των καταστάσεων. Λόγω συνωστισμού

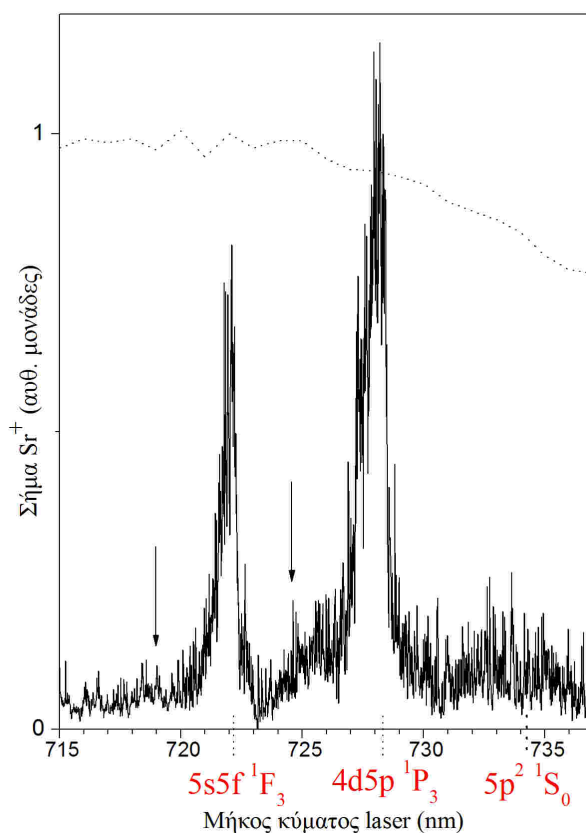
πολλών ομάδων ηλεκτρονίων με ενέργειες  $\approx 1$  eV, στο Σχήμα 3.32(γ) παρουσιάζεται λεπτομερέστερα αυτή η ενεργειακή περιοχή.

### B3.2.2 Φάσμα ιόντων $\text{Sr}^+$

Πρώτο μας μέλημα ήταν να επιβεβαιώσουμε κάποια κύρια στοιχεία της μελέτης του [Liontos 2008]. Για το λόγο αυτό καταγράψαμε αρχικά το φάσμα των ιόντων του  $\text{Sr}^+$  συναρτήσει του μήκους κύματος στην περιοχή της διπλά διεγερμένης αυτοϊονιζόμενης κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  με ένταση δέσμης  $\approx 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>. Το φάσμα φαίνεται στο Σχήμα 3.33. Η παρατηρούμενη δομή οφείλεται σε συντονισμούς, από τη βασική κατάσταση του ατόμου, τόσο δέσμιων όσο και αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων. Ο φαρδύς συντονισμός στα  $\approx 733.4$  nm αποδίδεται στην τετραφωτονική διέγερση της  $5p^2 \ ^1S_0$ . Όπως και στην εργασία [Liontos 2008] παρατηρείται μια μετατόπιση της τετραφωτονικής διέγερσης της  $5p^2 \ ^1S_0$  σε σχέση με την αδιατάρακτη θέση της η οποία αντιστοιχεί σε μήκος κύματος  $\approx 734.3$  nm. Σύμφωνα με την εργασία [Kompitsas 1991] υπάρχει μια συνολική ενεργειακή μετατόπιση AC-Stark της  $5p^2 \ ^1S_0$  κατά  $\approx 80$  cm<sup>-1</sup> και προς μικρότερα μήκη κύματος δηλαδή στο “μπλε” μέρος του φάσματος σε σχέση με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας [Kompitsas 1991].

Οι άλλες δυο ισχυρές φασματικές γραμμές οφείλονται σε τετραφωτονικές διαδικασίες ιονισμού με το τρίτο φωτόνιο σε συντονισμό με δέσμιες καταστάσεις. Η γραμμή για μήκος κύματος  $\approx 728.2$  nm αποδίδεται στην διπλά διεγερμένη  $4d5p \ ^1P_1$  [Vaack 1988] ενώ η δεύτερη για  $\approx 722.0$  nm αποδίδεται στην  $5s5f \ ^1F_3$  [Moore 1958]. Παρατηρείται όμως μια σαφής διαφορά στο προφίλ τους σε σχέση με το αντίστοιχο φάσμα ιόντων της εργασίας [Liontos 2008]. Στο φάσμα μας οι δυο αυτές κορυφές στο «ερυθρό» μέρος τους, δηλαδή όσο αυξάνεται το μήκος κύματος, καταλήγουν σε σχεδόν μηδενικό σήμα ενώ στην προηγούμενη εργασία παραμένουν σε υψηλό σήμα υποβάθρου. Όλο το φάσμα, εμφανίζει δομή επάνω σε μη-μηδενικό υπόβαθρο ιονισμού, μικρότερο όπως από αυτό που παρατηρήθηκε στην προαναφερθείσα εργασία. Μια πιθανή αιτία αυτού μπορεί να είναι η συλλογή ιόντων από περιοχή της αλληλεπίδρασης ατόμων-laser, η οποία δεν αντιστοιχεί ακριβώς στην εστία της φωτεινής δέσμης (που θα συζητηθεί λεπτομερέστερα παρακάτω). Το σήμα υποβάθρου, σύμφωνα με την παραπάνω εργασία, οφείλεται στη διέγερση καναλιών του συνεχούς, είτε από την απορρόφηση τεσσάρων είτε από την απορρόφηση πέντε φωτονίων συνολικά, με ολικό αριθμό στροφορμής  $J=0-5$ . [Liontos 2008]. Σύμφωνα με την τελευταία

εργασία η ασυμμετρία και η διαπλάτυνση του φασματικού προφίλ των δυο παραπάνω φασματικών γραμμών ενδέχεται να οφείλονται στις έντονες συνθήκες εστίασης.



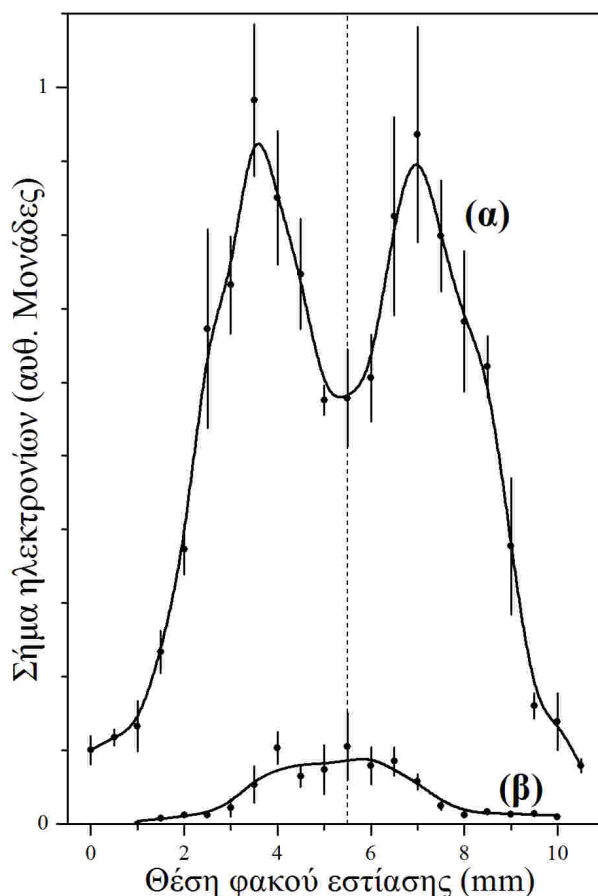
**Σχήμα 3.33:** Γραφική παράσταση του σήματος  $\text{Sr}^+$  συναρτήσει του μήκους κύματος του laser για γραμμική πόλωση. Ένταση δέσμης laser:  $I \approx 4 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Οι αναμενόμενες αδιατάρακτες θέσεις των γραμμών που αντιστοιχούν στις δέσμιες καταστάσεις  $5s5f \ ^1F_3$ ,  $4d5p \ ^1P_3$  και την αυτοϊονιζόμενη  $5p^2 \ ^1S_0$  σημειώνονται με διακεκομμένες γραμμές. Η μαύρη διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στο προφίλ της έντασης της δέσμης (dye profile).

Στο φάσμα επισημαίνονται με βέλη και μερικοί ασθενέστεροι συντονισμοί όπου σύμφωνα με την εργασία [Liontos 2008] η προέλευσή τους δεν είναι ξεκάθαρη. Ο συντονισμός που παρατηρείται στο φάσμα στα  $\approx 718 \text{ nm}$  δεν μπόρεσε στην ίδια εργασία να αποδοθεί σε κανένα από τα γνωστά μέλη των σειρών  $4d_n l \ J=4$ .

### B3.2.3 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων

Μετά την καταγραφή του φάσματος των ιόντων  $\text{Sr}^+$  προχωρήσαμε στη μελέτη της εκπομπής των παραγόμενων φωτοηλεκτρονίων. Μία πρώτη δυσκολία που προέκυψε γίνεται εμφανής από το Σχήμα 3.32(β). Βλέπουμε ότι οι κινητικές ενέργειες των ομάδων ηλεκτρονίων (1) έως (7) είναι πολύ κοντά μεταξύ τους και δεν μπορούν πρακτικά να διαχωρι-

στούν. Συνεπώς για το διαχωρισμό των διάφορων κοντινών ομάδων ηλεκτρονίων είναι απαραίτητη η μέγιστη διακριτική ικανότητα του αναλυτή για την οποία έχουμε ανιχνεύσιμο σήμα. Αυτό επιτυγχάνεται με χαμηλή ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων. Για το λόγο αυτό καταγράφηκαν μετρήσεις τόσο με χαμηλή όσο και υψηλή ένταση δέσμης laser (με την πρώτη να μην είναι αρκετή για την παραγωγή διπλού ιόντος). Παρατηρήσαμε όμως και ένα ακόμα φαινόμενο. Για κινητική ενέργεια  $K \sim 1$  eV, μεταβάλλοντας την εστίαση της δέσμης μεταβάλλεται το σήμα των ανιχνευόμενων ηλεκτρονίων. Στο Σχήμα 3.34 βλέπουμε αυτή τη μεταβολή του σήματος ηλεκτρονίων για δυο εντάσεις. Μια υψηλή ( $\approx 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>) και μια χαμηλή ( $\approx 1.2 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>).

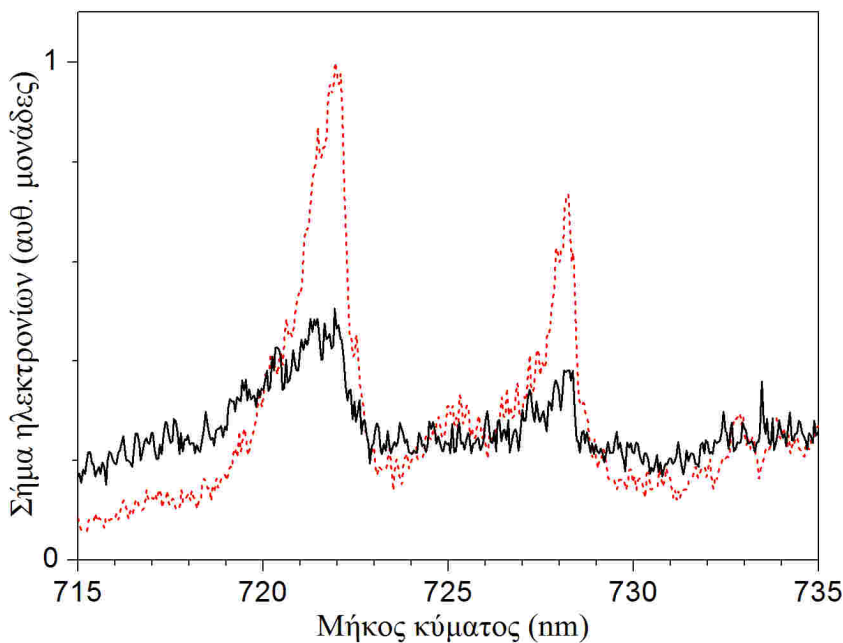


**Σχήμα 3.34:** Μεταβολή του σήματος ηλεκτρονίων ως προς τη θέση του φακού εστίασης της δέσμης για δυο διαφορετικές εντάσεις **(α)**  $I \approx 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup> και **(β)**  $I \approx 1.2 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>. Μήκος κύματος: 721.4 nm (αντιστοιχεί στο συντονισμό με τη δέσμια  $5s5f^1F_3$ ). Κινητική ενέργεια ηλεκτρονίων:  $K \approx 1.3$  eV. Ενέργεια διέλευσης αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 40$  eV. Η διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί στη θέση όπου η εστία του φακού βρίσκεται απέναντι από τον άξονα του φακού ηλεκτρονίων του αναλυτή

Είναι εμφανές ότι για υψηλή ένταση της δέσμης laser στη θέση όπου η εστία του φακού βρίσκεται απέναντι από τον άξονα του φακού ηλεκτρονίων του αναλυτή το σήμα εμφανίζει μια “κοιλάδα”. Σε απόσταση  $\pm 2$  mm αυτής της θέσης το σήμα μεγιστοποιείται και

στη συνέχεια όσο μεγαλώνει η απόσταση ελαττώνεται.. Αυτό συμβαίνει επειδή στην εστία η ένταση της δέσμης αποκτά τη μέγιστη τιμή της και συνεπώς ευνοείται η παραγωγή ηλεκτρονίων από διπλό ιονισμό, που είναι μια διαδικασίας ανταγωνιστική ως προς την παραγωγή ηλεκτρονίων από απλό ιονισμό. Αντίθετα, για χαμηλή ένταση το σήμα ηλεκτρονίων μεγιστοποιείται μόνο σε ένα σημείο που αντιστοιχεί στην εστία του φακού, επειδή στην περίπτωση αυτή πρακτικά δεν είναι δυνατή η παραγωγή ηλεκτρονίων από διπλό ιονισμό και τα ηλεκτρόνια που ανιχνεύονται προέρχονται κυρίως από διαδικασίες απλού ιονισμού.

Ας δούμε τώρα τη διαφορά στο φάσμα ηλεκτρονίων σε σχέση με την θέση της εστίας στη μεγάλη ένταση. Στο Σχήμα 3.34 βλέπουμε την εξάρτηση του σήματος ηλεκτρονίων από το μήκος κύματος. Έχουν καταγραφεί δυο φάσματα για δυο διαφορετικές θέσεις του φακού του Σχήματος 3.34. Ένα φάσμα στη θέση της εστίας όπου το σήμα είναι μέγιστο και ένα μακριά από την εστία όπου το σήμα είναι χαμηλό. Οι δυο θέσεις απέχουν μεταξύ τους κατά 3 mm.



**Σχήμα 3.35:** Φάσματα ηλεκτρονίων ως προς το μήκος κύματος για δυο θέσεις του φακού εστίασης. Η καμπύλη με μαύρη συνεχή γραμμή αντιστοιχεί στη θέση 7 mm της εστίας του Σχήματος 3.34 και με κόκκινη διακεκομμένη αντιστοιχεί στη θέση 10 mm του ίδιου σχήματος. Φωτεινή ένταση:  $I \approx 4 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 40 \text{ eV}$  ώστε να συλλέγει ηλεκτρόνια από όλες σχεδόν τις δυνατές διαδικασίες.

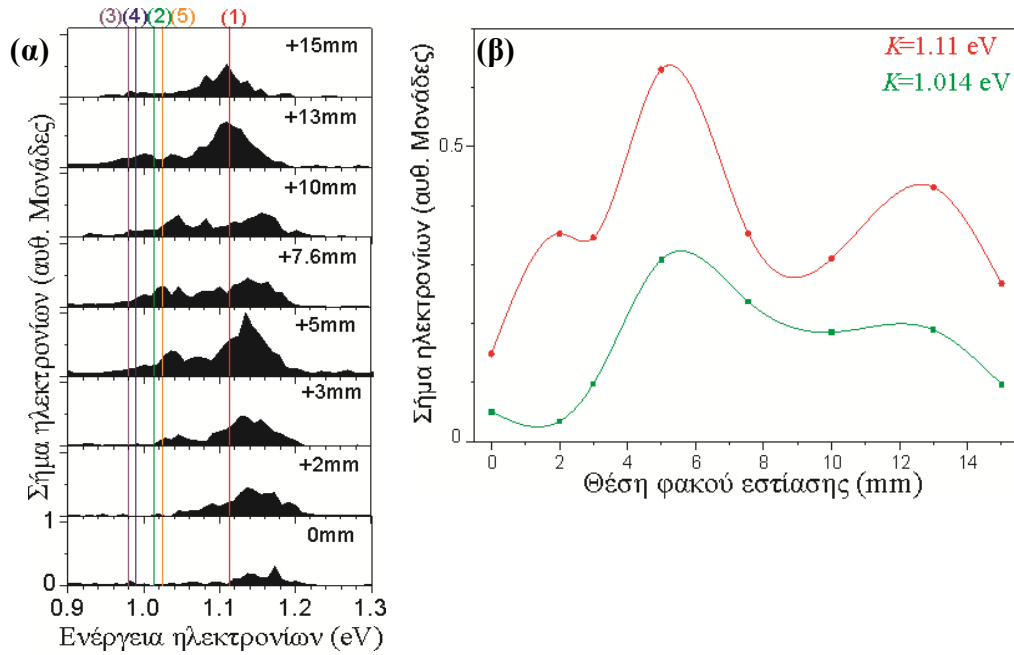
Η γενική μορφή των φασμάτων μοιάζει έντονα με το φάσμα ιόντων του Σχήματος 3.33. Και στα δυο φάσματα φαίνονται οι συντονισμοί με τις δέσμιες καταστάσεις  $5s5f \ ^1F_3$  και  $4d5p \ ^1P_1$  καθώς και την αυτοϊονιζόμενη  $5p^2 \ ^1S_0$ . Ο δευτερεύον συντονισμός για μήκος κύματος  $\approx 725 \text{ nm}$  είναι πιο εμφανής στο Σχήμα 3.35 από ότι στο Σχήμα 3.33. Τα δυο φά-



σηματα του Σχήματος 3.35 έχουν μεταξύ τους και διαφορές. Η πρώτη διαφορά βρίσκεται στο σήμα υποβάθρου το οποίο και μεταβάλλεται όταν αλλάζει η θέση του φακού εστίασης. Όσο απομακρυνόμαστε από τη θέση εστίασης όπου το σήμα μεγιστοποιείται (θέση 7 mm Σχήματος 3.34) τόσο αυτό ελαττώνεται και προσεγγίζει τα επίπεδα του φάσματος ιόντων του Σχήματος 3.33. Παράλληλα όσο απομακρυνόμαστε από τη θέση της εστίας όπου το σήμα μεγιστοποιείται γίνονται πιο έντονοι οι συντονισμοί με τις δέσμιες καταστάσεις  $5s5f\ ^1F_3$  και  $4d5p\ ^1P_1$ .

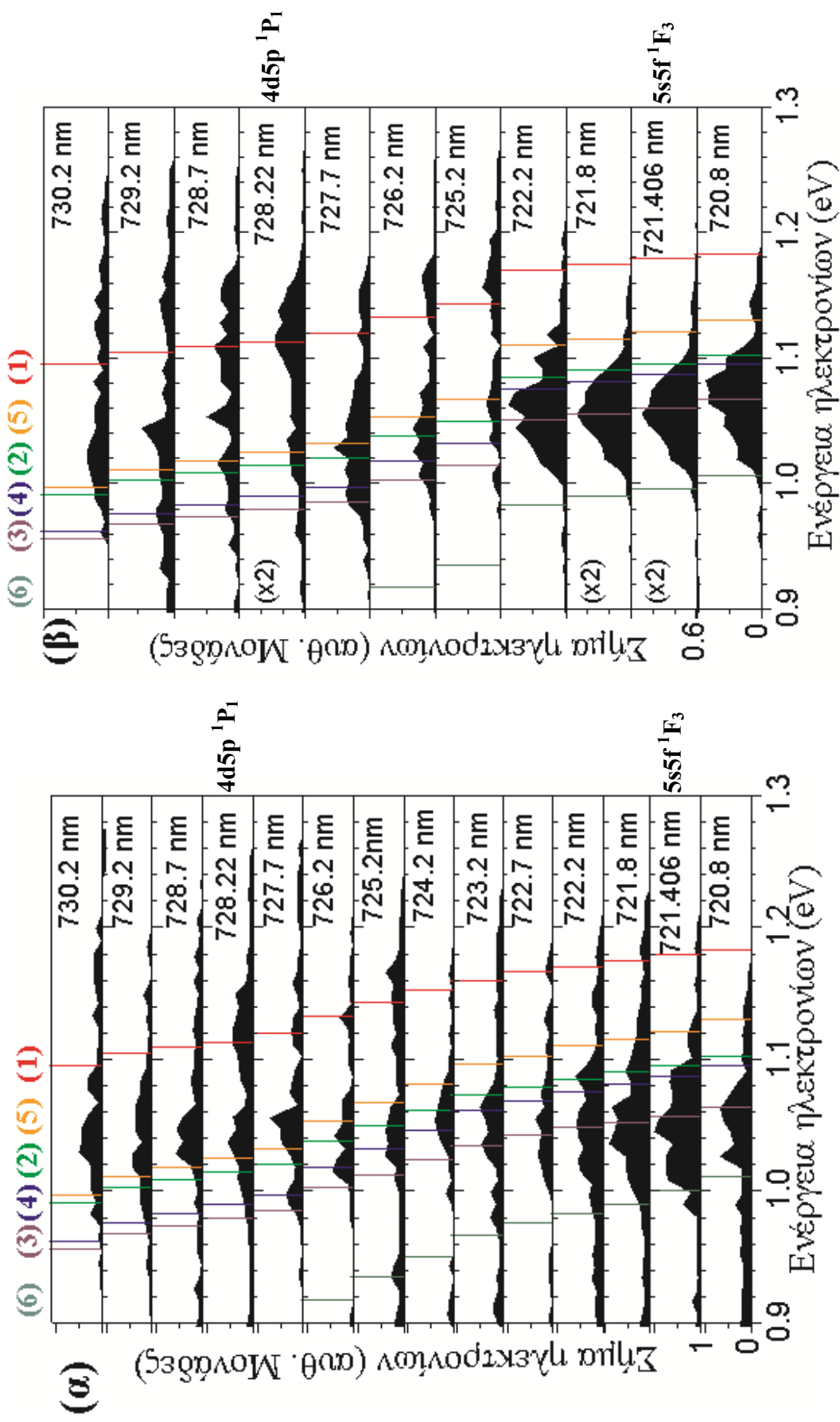
Στο Σχήμα 3.36 βλέπουμε μια σειρά φασμάτων ηλεκτρονίων για μήκος κύματος  $\sim 728.22$  nm, που όπως είδαμε αντιστοιχεί στη διπλά διεγερμένη κατάσταση  $4d5p\ ^1P_1$ , για διάφορες θέσεις του φακού εστίασης της δέσμης laser και υψηλή ένταση ( $\approx 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>). Οι χρωματιστές γραμμές αντιστοιχούν στις αναμενόμενες ομάδες ηλεκτρονίων που παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.B.2.

Όπως παρατηρούμε από το σχήμα, ανάλογα με τη θέση του φακού εστίασης ευνοούνται συγκεκριμένες διαδικασίες παραγωγής ηλεκτρονίων. Ο συντονισμός για  $K \sim 1.15$  eV αντιστοιχεί σε ηλεκτρόνια που προέρχονται από τον τετραφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $5s^2\ ^1S_0$  του Sr (ομάδα (1)). Από τις θέσεις από +2 mm έως +10 mm η ενέργεια της είναι μεγαλύτερη από την αναμενόμενη τιμή της ομάδας (1) πιθανώς λόγω μετατόπισης Stark. Για τις θέσεις +13 mm και +15 mm η μετατόπιση Stark μειώνεται καθώς η ένταση πλέον ελαττώνεται. Όταν βρισκόμαστε στο κέντρο της εστίασης του φακού, όπου η ένταση είναι μέγιστη, ευνοείται η παρουσία άλλων ομάδων ηλεκτρονίων, κυρίως της ομάδας (2) καθώς και ομάδων που προέρχονται από διπλό ιονισμό (ομάδες (4) και (5)). Στο Σχήμα 3.36(β) απεικονίζεται η μεταβολή του σήματος ηλεκτρονίων ως προς τη θέση του φακού για δυο κινητικές ενέργειες ηλεκτρονίων των φασμάτων του Σχήματος 3.36(α). Και σε αυτή την κατάσταση όπως και στην  $5s5f\ ^1F_3$  ( $\approx 721.4$  nm) για υψηλή ένταση δέσμης laser υπάρχουν δύο θέσεις του φακού που ευνοούν την αύξηση του σήματος ηλεκτρονίων.



**Σχήμα 3.36:** (α) Φάσματα ηλεκτρονίων για διάφορες σχετικές θέσεις του φακού εστίασης για μήκος κύματος δέσμης laser 728.22 nm (αντιστοιχεί στο συντονισμό με τη δέσμια κατάσταση  $4d5p \ ^1P_1$ ) Ένταση της δέσμης laser:  $I \approx 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>. Ενέργεια διέλευσης αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 7$  eV. Η ενέργεια διέλευσης του αναλυτή τοποθετήθηκε σε χαμηλή τιμή ώστε να αυξηθεί η διακριτική του ικανότητα και να ξεχωρίσουν οι κοντινές ενεργειακά ομάδες ηλεκτρονίων. Οι χρωματιστές γραμμές αντιστοιχούν στην ενέργεια των παραγόμενων ηλεκτρονίων από τις διαδικασίες του Πίνακα 3.B.2. (β) Μεταβολή του σήματος ηλεκτρονίων ως προς τη θέση του φακού εστίασης. Η θέση 7.6 mm αντιστοιχεί στη θέση όπου η εστίας βρίσκεται απέναντι από το φακό ηλεκτρονίων στην είσοδο του αναλυτή. Η κόκκινη συνεχής καμπύλη αντιστοιχεί σε ηλεκτρόνια κινητικής ενέργειας  $K=1.11$  eV ενώ η μαύρη διακεκομμένη για ηλεκτρόνια κινητικής ενέργειας  $K=1.014$  eV.

Στο Σχήμα 3.37 βλέπουμε μια σειρά φασμάτων ηλεκτρονίων για διάφορα μήκη κύματος της δέσμης laser για δυο θέσεις του φακού εστίασης. Το Σχήμα 3.37(α) αντιστοιχεί στην εστία και το Σχήμα 3.37(β) σε μια θέση 2 mm μακριά από αυτή. Όπως παρατηρούμε, αναλόγως του μήκους κύματος ευνοείται και η εμφάνιση διαφορετικής ομάδας ηλεκτρονίων. Για τα μήκη κύματος κοντά στο συντονισμό με τη δέσμια κατάσταση  $5s5f \ ^1F_3$  ( $\approx 720.8$  nm) κυριαρχεί η ομάδα (3) (απορρόφηση πέντε φωτονίων με το ιόν στο επίπεδο  $4d_{5/2}$ ) ενώ δεν εμφανίζονται καθόλου ηλεκτρόνια από τετραφωτονικό ιονισμό (ομάδα (1)). Η ομάδα (1) παρουσιάζει σημαντική αύξηση στην περιοχή της διπλά διεγερμένης  $4d5p \ ^1P_1$  ( $\approx 728.22$  nm) και σχεδόν εξαφανίζεται στην υπόλοιπη φασματική περιοχή. Επίσης, έχουμε εμφάνιση ηλεκτρονίων λόγω διπλού ιονισμού σε κάποια μήκη κύματος (ομάδες (4) και (5)). Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι όταν το σύστημα βρίσκεται στα επίπεδα  $4d_j$  του ιόντος σε άλλα μήκη κύματος ευνοείται το επίπεδο  $4d_{3/2}$  και σε άλλα το επίπεδο  $4d_{5/2}$ , και αυτό είναι κάτι που παρατηρείται είτε στον απλό είτε στο διπλό ιονισμό.



**Σχήμα 3.37:** Φάσματα ηλεκτρονίων ως συνάρτηση του μήκους κύματος για δυο θέσεις του φακού εστίασης. (α) Στην εστία (β) Απομακρυσμένος από την προηγούμενη θέση κατά 2 mm. Ένταση φωτεινής δέσμης:  $I \approx 4 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0 = 7 \text{ eV}$ . Οι χρωματιστές γραμμές αντιστοιχούν στην ενέργεια των παραγόμενων ηλεκτρονίων από τις διαδικασίες που περιγράφονται στον Πίνακα 3.Β.2. Όλα τα φάσματα είναι στην ίδια κλίμακα εκτός από όπου αναφέρεται (x2) όπου είναι διπλάσια από αυτή του πρώτου φάσματος.

Ακριβέστερα, για μικρότερα μήκη κύματος επικρατεί η ομάδα (3) (απορρόφηση πέντε φωτονίων με το ιόν στο επίπεδο  $4d_{5/2}$ ) ενώ σε μεγάλα μήκη κύματος υπάρχει αύξηση της ομάδας (2) (απορρόφηση πέντε φωτονίων με το ιόν στο επίπεδο  $4d_{3/2}$ ). Όσον αφορά το διπλό ιονισμό σε μικρότερα μήκη κύματος έχουμε εμφάνιση της ομάδας (4) (διπλός ιονισμός από το επίπεδο  $4d_{3/2}$  του ιόντος) ενώ σε μεγαλύτερα μήκη κύματος έχουμε αύξηση της ομάδας (5) (διπλός ιονισμός από το επίπεδο  $4d_{5/2}$  του ιόντος). Στο Σχήμα 3.37(α) παρατηρούμε ότι έχουμε μεγάλη αύξηση του σήματος των ηλεκτρονίων στην περιοχή των διπλά διεγερμένων  $4d5p\ ^1P_1$  και  $5s5f\ ^1F_3$  σε αντίθεση με το Σχήμα 3.37(β). Η απουσία σήματος ηλεκτρονίων που να αποδίδεται στην ομάδα (6) επιβεβαιώνει το συμπέρασμα στο οποίο είχε αναφερθεί στην εργασία [Liontos 2008] ότι η συνεισφορά της βασικής κατάστασης του  $Sr^+$  ( $5s$ ) ως αρχικό επίπεδο στην παραγωγή διπλά φορτισμένων ιόντων είναι αμελητέα.

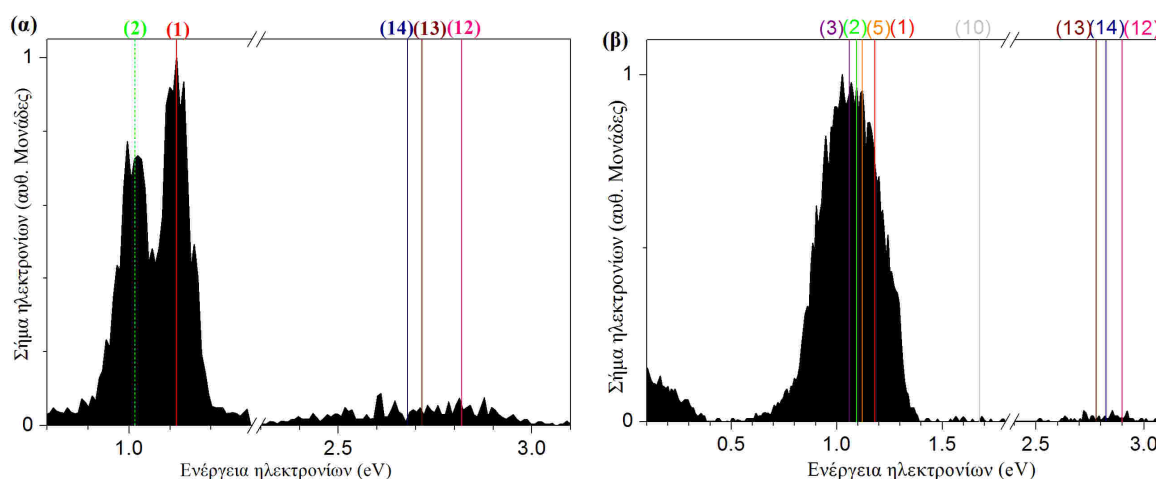
Στο Σχήμα 3.37(α) είναι πιο έντονη η παρουσία των ομάδων (4) και (5), δηλαδή έχουμε σημαντικότερη παρουσία ηλεκτρονίων λόγω διπλού ιονισμού όταν η δέσμη laser είναι καλά εστιασμένη και συνεπώς η ένταση της δέσμης έχει τη μέγιστη τιμή της. Επίσης, στο Σχήμα 3.37(α) βλέπουμε ότι το σήμα ηλεκτρονίων γενικά έχει την ίδια ένταση και δεν παρουσιάζει σημαντικές μεταβολές όσο μεταβάλλεται το μήκος κύματος. Αντίθετα, στο Σχήμα 3.37(β), παρατηρούμε μια απότομη αύξηση του σήματος ηλεκτρονίων στην περιοχή γύρω από τις δυο δέσμιες καταστάσεις  $5s5f\ ^1F_3$  και  $4d5p\ ^1P_1$  δηλαδή σε μήκη κύματος  $\approx 721.4\text{ nm}$  και  $\approx 728.22\text{ nm}$  αντίστοιχα. Ειδικά στην πρώτη βλέπουμε ότι το σήμα των ηλεκτρονίων σχεδόν διπλασιάζεται.

Ακόμα μπορούμε να παρατηρήσουμε και στα δυο Σχήματα 3.37(α) και (β) ότι και στα τρία φάσματα με μήκος κύματος μεγαλύτερο από  $\approx 728.22\text{ nm}$  οι παρατηρούμενες ομάδες ηλεκτρονίων δεν συμπίπτουν με κάποια από τις θέσεις των ομάδων του Πίνακα 3.B.2 όπου θεωρήθηκε ότι δεν υπάρχει μετατόπιση λόγω φαινομένου Stark. Τα συγκεκριμένα φάσματά μας δίνουν την εντύπωση ότι μετατοπίζονται προς μεγαλύτερες κινητικές ενέργειες. Αιτία αυτού του φαινομένου πιθανώς να είναι η μετατόπιση Stark.

Τέλος η ύπαρξη των ομάδων (2) και (3) επιβεβαιώνουν την κατανομή πληθυσμού στα επίπεδα  $4d_j$ , κάτι το οποίο δεν μπόρεσε να επιβεβαιωθεί στην πιο πάνω εργασία με την καταγραφή του ιοντικού φθορισμού καθώς το μήκος κύματος των μεταβάσεων  $5p_i \rightarrow 4d_j$  ανήκει στο υπέρυθρο και βρισκόταν εκτός ορίων του καταγραφικού του συστήματος.

Στο Σχήμα 3.38 παρουσιάζονται δυο φάσματα ηλεκτρονίων. Στο Σχήμα 3.38(α) για μήκος κύματος  $\approx 728.22\text{ nm}$  (που αντιστοιχεί στην διπλά διεγερμένη  $4d5p\ ^1P_1$ ) και στο (β)

για μήκος κύματος  $\approx 721.4$  nm (που αντιστοιχεί στην διπλά διεγερμένη  $5s5f \ ^1F_3$ ). Για να μπορέσουμε να ανιχνεύσουμε ομάδες ηλεκτρονίων με χαμηλή ισχύ σήματος έπρεπε να αυξήσουμε την ενέργεια διέλευσης του αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων. Για αυτό το λόγο το πρώτο φάσμα χωρίστηκε σε δυο μέρη. Στο πρώτο μέρος του φάσματος η ενέργεια διέλευσης του αναλυτή είναι  $E_0=8$  eV ώστε να επιτύχουμε την μεγάλη διακριτική ικανότητα που χρειάζεται για να διαχωρίσουμε τις δυο κοντινές ενεργειακά ομάδες ηλεκτρονίων ενώ αντίθετα στο δεύτερο μέρος του φάσματος αυξήσαμε την ενέργεια διέλευσης ( $E_0=40$  eV) και παρατηρήσαμε την εμφάνιση σήματος ηλεκτρονίων για κινητική ενέργεια  $K \approx 2.8$  eV. Η χαμηλή διακριτική ικανότητα η οποία συνοδεύεται με τόσο υψηλή ενέργεια διέλευσης δεν μας επιτρέπει να αποδώσουμε με σιγουριά αυτή την κορυφή ηλεκτρονίων με κάποια από τις ομάδες του Πίνακα 3.B.2. Το πιθανότερο όμως είναι να αποδίδεται στην ομάδα (12) (που οφείλεται στη διαδικασία  $Sr + 5\omega \rightarrow Sr^+(5s) + e^-$ ). Στο Σχήμα 3.38(β) διατηρήσαμε σε όλο το φάσμα υψηλή ενέργεια διέλευσης για την αύξηση του σήματος καθώς όπως είδαμε και νωρίτερα για αυτό το μήκος κύματος οι ομάδες ηλεκτρονίων με ενέργεια  $\approx 1$  eV είναι αδύνατο να διαχωριστούν ακόμα και με χαμηλή ενέργεια διέλευσης.



**Σχήμα 3.38:** Φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίων για μήκος κύματος **(α)** 728.22 nm (που αντιστοιχεί στην διπλά διεγερμένη  $4d5p \ ^1P_1$ . Ενέργεια διέλευσης αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0=8$  eV μέχρι τη διακεκομμένη γραμμή και  $E_0=40$  eV μετά τη διακεκομμένη γραμμή ). Ένταση δέσμης laser:  $I \sim 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup> και **(β)** 721.4 nm (που αντιστοιχεί στην διπλά διεγερμένη  $5s5f \ ^1F_3$ ). Ενέργεια διέλευσης αναλυτή ηλεκτρονίων:  $E_0=40$  eV. Ένταση δέσμης laser:  $I \sim 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>. Και τα δυο φάσματα του σχήματος είναι ανηγμένα στη μονάδα συνεπώς δεν μπορεί να αποδοθεί η διαφορά στην ένταση του σήματος καθώς αυξάνουμε την ενέργεια διέλευσης. Για ηλεκτρόνια κινητικής ενέργειας  $\approx 1$  eV το σήμα στο Σχήμα **(β)** είναι ισχυρότερο κατά ένα παράγοντα  $\approx 5$ .

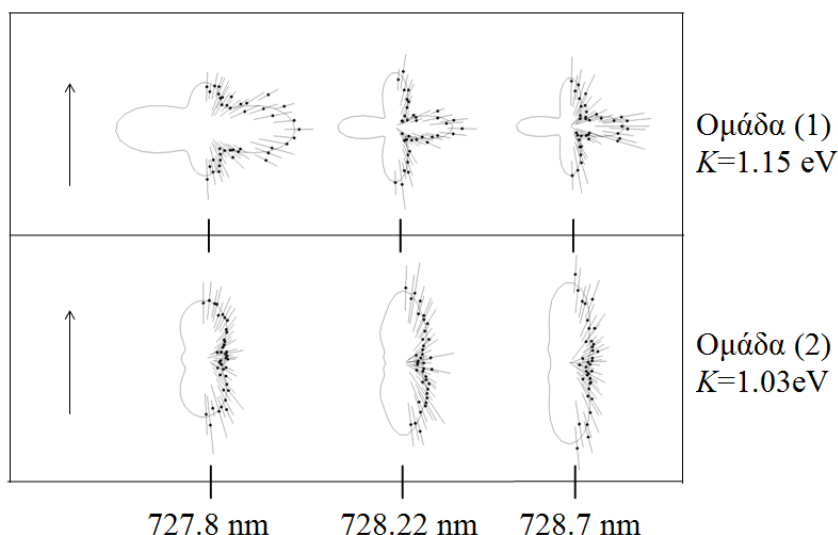
Στο φάσμα του Σχήματος 3.38 (β), παρατηρούμε ένα ασθενές αλλά πραγματικό σήμα ηλεκτρονίων για  $K=1.6$  eV. Αυτό μπορεί να αποδοθεί στην ομάδα (10) του Πίνακα 3.B.2 που αντιστοιχεί σε απορρόφηση έξι φωτονίων που αφήνουν το ιόν στο επίπεδο  $5p_j$ . Αυτό επιβεβαιώνει την απορρόφηση μέχρι και τρίτου φωτονίου επάνω από το κατώφλι ιονισμού

του  $\text{Sr}^+$  (5s) καθώς και την ύπαρξη πληθυσμού στα επίπεδα  $5p_j$  του ιόντος. Ο συντονισμός που παρατηρείται για  $K=0.2$  eV, υποθέτοντας μια πολύ ισχυρή μετατόπιση AC-Stark θα μπορούσε να αποδοθεί είτε στην ομάδα (11) (που αντιστοιχεί είτε σε διπλό ιονισμό από το επίπεδο  $5p_j$  είτε στην ομάδα (15) (που αντιστοιχεί σε επταφωτονικό ιονισμό που αφήνει το ιόν στο επίπεδο 6s). Όμως δεν είναι απόλυτα σίγουρο κατά πόσο αυτό το σήμα είναι πραγματικό και όχι παρασιτικό καθότι με το κλείσιμο του φούρνου εξαφανιζόταν σε χαμηλότερη θερμοκρασία σε σχέση με τις υπόλοιπες ομάδες ηλεκτρονίων του φάσματος.

### B3.2.4 Γωνιακές κατανομές

Με βάση το φάσμα ηλεκτρονίων του Σχήματος 3.38 (α) καταγράψαμε τις γωνιακές κατανομές των ομάδων (1) και (2), με ενέργειες  $K \approx 1.15$  eV και  $K \approx 1.03$  eV αντίστοιχα, στην περιοχή μηκών κύματος γύρω από τη διπλά διεγερμένη  $4d5p \ ^1P_1$  (728.22 nm). Οι κατανομές αυτές απεικονίζονται στο Σχήμα 3.39. Δεν κατέστη δυνατό να καταγραφούν γωνιακές κατανομές σε μεγάλο εύρος μηκών κύματος γιατί όπως είδαμε παραπάνω μακριά από την κατάσταση  $4d5p \ ^1P_1$  αφενός το σήμα των ηλεκτρονίων ελαττώνεται δραστικά, αφετέρου οι ομάδες ηλεκτρονίων με ενέργεια  $\approx 1$  eV πλησιάζουν τόσο πολύ μεταξύ τους που ακόμη και με πολύ μικρή ενέργεια διέλευσης του αναλυτή είναι αμφίβολο ότι θα διαχωριστούν επαρκώς. Οι αντίστοιχοι λόγοι  $\beta_{2k}/\beta_0$  των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών παρουσιάζονται στο Παράρτημα I, στους Πίνακες 3.8 και 3.9.

Στις γωνιακές κατανομές της ομάδας (1) (τετραφωτονικός ιονισμός) παρατηρείται ένας λοβός για  $\theta=90^\circ$ , ο οποίος, όπως έχουμε ξαναπεί, οφείλεται στο συνεχές 5sed. Μάλιστα, όπως είναι εμφανές από το σχήμα, το σήμα των ηλεκτρονίων για  $\theta=90^\circ$  υπερσχύει του σήματος για  $\theta=0^\circ$ . Ειδικά για 727.8 nm είναι σχεδόν διπλάσιο. Αυτό συνεπάγεται ότι η μερική ενεργός διατομή του ιονισμού στο συνεχές 5ded είναι κατά πολύ μεγαλύτερη αυτής του συνεχούς 5ses. Κρίνοντας δε από την απουσία άλλων, πλευρικών, λοβών, αλλά και από τις τιμές των λόγων  $\beta_8/\beta_0$  του Πίνακα 3.8 η συνεισφορά του συνεχούς 5seg είναι πολύ μικρή.



**Σχήμα 3.39:** Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων των ομάδων (1) και (2) στην περιοχή μηκών κύματος γύρω από τη διπλά διεγερμένη  $4d5p \ ^1P_1$  (728.22 nm). Ένταση δέσμης laser:  $I \sim 4 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Ενέργεια διέλευσης:  $E_0=7\text{eV}$ . Το κάθετο βέλος δείχνει την πόλωση του laser για  $\theta=0^\circ$ .

Όσον αφορά στην ομάδα (2) (πενταφωτονικός ιονισμός στο κατώφλι  $4d_{3/2}$ ), η γωνιακή κατανομή στα 727.8 nm εμφανίζει ένα μικρό λοβό στις  $\theta=90^\circ$ . Στις άλλες δυο γωνιακές κατανομές παρατηρούμε ότι για  $\theta=90^\circ$  το σήμα ελαχιστοποιείται αλλά δεν μηδενίζεται. Ειδικά για τα 727.8 nm το μη-μηδενικό σήμα στις  $\theta=90^\circ$  μπορεί να οφείλεται και στην παρεμβολή κάποιας από τις γειτονικές ομάδες ηλεκτρονίων (4) και (5). Τέλος, οι μικρές τιμές του λόγου  $\beta_{10}/\beta_0$  του Πίνακα 3.9 του Παραρτήματος I καταδεικνύουν την απουσία ιονισμού στο συνεχές ολικής στροφορμής  $J=5$ .

Είναι προφανές ότι η αδυναμία καταγραφής περισσότερων γωνιακών κατανομών για τους λόγους που προαναφέραμε δεν μας επιτρέπουν να βγάλουμε αντίστοιχα συμπεράσματα για το σύνολο της υπό-εξέταση φασματικής περιοχής.

### B3.2.5 Σύνοψη – Συζήτηση

Όπως είδαμε σε αυτή την παράγραφο, αρχικά με την καταγραφή του φάσματος  $\text{Sr}^+$  επαναλάβαμε την αντίστοιχη μέτρηση στην εργασία [Liontos 2008]. Οι καταγραφές των φασμάτων ηλεκτρονίων μας έδωσαν τις πληροφορίες που έλειπαν από την παραπάνω εργασία.

Καταρχάς, η φασματοσκοπία ηλεκτρονίων μας επέτρεψε να επιβεβαιώσουμε την απορρόφηση φωτονίων λόγω φαινομένου ATA αλλά και να ταυτοποιήσουμε τον μηχανισμό παραγωγής διπλού ιόντος. Επιβεβαιώσαμε την κατανομή πληθυσμού στα επίπεδα  $4d_j$ , κάτι

το οποίο δεν μπόρεσε να επιβεβαιωθεί στην προαναφερθείσα εργασία με την καταγραφή του σήματος ιοντικού. Όπως είδαμε η παραγωγή  $\text{Sr}^{2+}$  πραγματοποιείται μέσω της βηματικής διέγερσης από τα επίπεδα  $4d_j$  με περαιτέρω απορρόφηση 6 φωτονίων. Τέλος, επιβεβαιώσαμε ένα συμπέρασμα που εξήχθη στην πιο πάνω εργασία, ότι η συνεισφορά της βασικής κατάστασης του  $\text{Sr}^+$  ( $5s$ ) ως αρχικό επίπεδο στην παραγωγή διπλά φορτισμένων ιόντων είναι αμελητέα.

Στις μετρήσεις μας δεν παρατηρήθηκε καθόλου πληθυσμός στα επίπεδα  $5d_j$  του ιόντος. Αυτό όμως θα έπρεπε μάλλον να είναι αναμενόμενο καθώς στις μετρήσεις σήματος φθορισμού της πιο πάνω εργασίας το σήμα των επιπέδων  $5p_j$  επιπέδων ήταν πολύ ισχυρότερο από το αντίστοιχο των  $5d_j$  και η ύπαρξη πληθυσμού στα επίπεδα  $5p_j$  του ιόντος επιβεβαιώθηκε με μεγάλη δυσκολία (Σχήμα 3.38). Είναι επόμενο λοιπόν να μην καταστεί εφικτό να παρατηρήσουμε τους ασθενέστερους μηχανισμούς όπου εμπλέκονται τα επίπεδα  $5d_j$ . Επίσης, υπάρχει μια μικρή πιθανότητα ύπαρξης πληθυσμού στο επίπεδο  $6s$  του ιόντος. Για επιβεβαίωση αυτού χρειάζεται διερεύνηση κατά πόσο το σήμα ηλεκτρονίων με ενέργεια  $K \approx 0.3$  eV είναι αληθινό και όχι παρασιτικό.

Επίσης παρατηρήθηκε ότι οι μηχανισμοί παραγωγής ηλεκτρονίων είτε από απλό είτε από διπλό ιονισμό έχουν εξάρτηση τόσο από την εστίαση της δέσμης laser όσο και από την επιλογή του μήκους κύματος. Θέση εστίασης με μεγαλύτερη ένταση ευνοεί την παραγωγή ηλεκτρονίων από διπλό ιονισμό σε ανταγωνισμό με την παραγωγή ηλεκτρονίων από τον απλό ιονισμό. Όσον αφορά στον απλό ιονισμό, στην υπό εξέταση φασματική περιοχή διαπιστώσαμε ότι ηλεκτρόνια από τετραφωτονικό ιονισμό δημιουργούνται κυρίως γύρω από την δέσμια  $4d5p \ ^1P_1$ . Στην υπόλοιπη φασματική περιοχή ευνοείται η δημιουργία ηλεκτρονίων από πενταφωτονικό ιονισμό που αφήνει το ιόν στα επίπεδα  $4d_j$ .

Δυστυχώς το γεγονός ότι οι περισσότερες από τις αναμενόμενες ομάδες ηλεκτρονίων βρίσκονται σε πολύ κοντινές ενέργειες δεν μας επέτρεψε να βγάλουμε ασφαλέστερα συμπεράσματα στην περιοχή γύρω από τη δέσμια  $5s5f \ ^1F_3$  καθώς απαιτούνταν πολύ χαμηλή ενέργεια διέλευσης για το διαχωρισμό τους, η οποία όμως μείωνε το ανιχνευόμενο σήμα ηλεκτρονίων. Επίσης λόγω των παραπάνω, δεν μπορέσαμε να αξιοποιήσουμε όσο θα επιθυμούσαμε την μελέτη των γωνιακών κατανομών και έτσι οι μετρήσεις μας περιορίστηκαν σε μια πολύ μικρή φασματική περιοχή γύρω από την δέσμια  $4d5p \ ^1P_1$ , όπου μόνο εκεί, χάρη στο ισχυρό σήμα ηλεκτρονίων κατέστη εφικτός ο διαχωρισμός των γειτονικών ομάδων ηλεκτρονίων.



## B3.3 Τετραφωτονικός ιονισμός της $5p^2 \ ^1S_0$ (παλμοί διάρκειας $\approx 25$ fs)

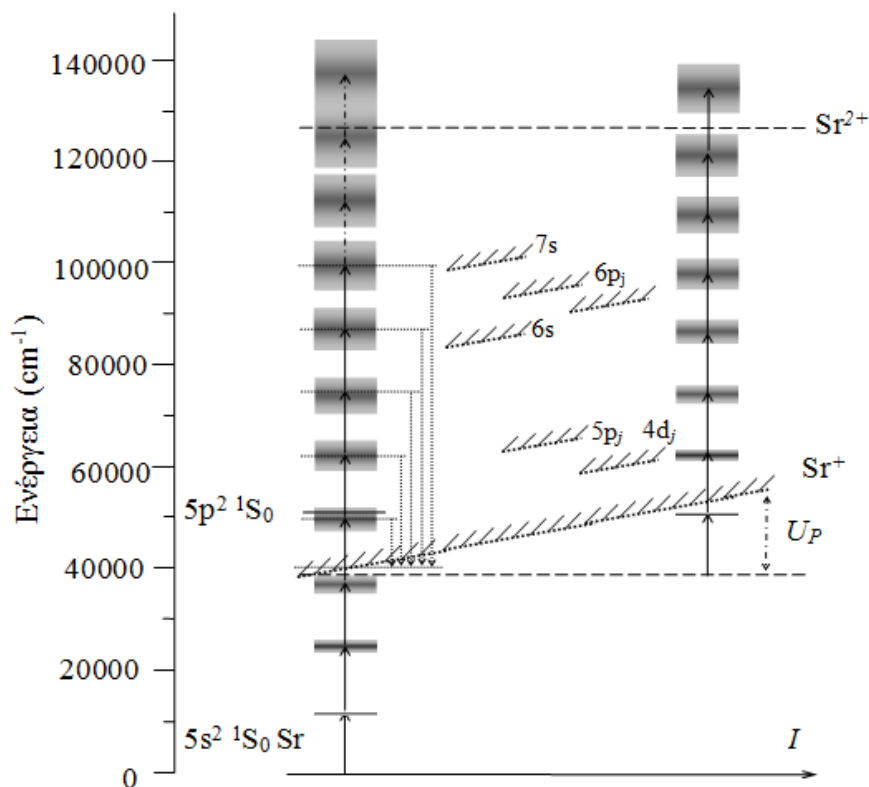
### B3.3.1 Εισαγωγικά

Στην προηγούμενη ενότητα μελετήσαμε τον απλό και διπλό πολυφωτονικό ιονισμό του Sr με παλμούς laser χρωστικής, μήκους κύματος 730–740 nm, διάρκειας  $\approx 5$  ns και μέγιστης έντασης  $\approx 4 \times 10^{11}$  W·cm<sup>-2</sup>. Η διάρκεια των παλμών αυτών είναι κατά αρκετές τάξεις μεγαλύτερη από τους χρόνους ζωής των περισσοτέρων καταστάσεων αυτοϊονισμού, της τάξης των δεκάδων fs έως δεκάδων ps. Θα ήταν ιδιαίτερα ενδιαφέρον να συγκρίνουμε, για την ίδια ενεργειακή περιοχή, τα αποτελέσματα της αλληλεπίδρασης των ατόμων με μεγάλης διάρκειας παλμούς με τα αντίστοιχα αποτελέσματα με φωτεινούς παλμούς διάρκειας συγκρίσιμης με τους χρόνους αυτοϊονισμού. Στην περίπτωση μας αυτό είναι δυνατόν, επειδή τα μήκη κύματος που ενδιαφέρουν είναι αρκετά κοντά σε αυτό των συστημάτων laser Ti:Sapphire ( $\approx 800$  nm) που παράγουν υπερβραχείς παλμούς. Στην εργασία μας χρησιμοποιήσαμε δύο τέτοια συστήματα, αυτό του Κέντρου Laser του Π.Ι (ενέργεια/παλμό  $\leq 6$  mJ, διάρκεια παλμού  $\sim 20$ – $30$  fs, επαναληπτικότητα 1 kHz) και αυτό της συνεργαζόμενης ομάδας στο Institute Lumière Matière της Λυών (ενέργεια/παλμό  $\leq 1$  mJ, διάρκεια  $\approx 25$  fs, επαναληπτικότητα 5 kHz). Τα δύο συστήματα είναι, για τις ανάγκες του πειράματός μας, συγκρίσιμα και επιπλέον προσφέρουν, εκτός από τους υπερβραχείς παλμούς, περίπου δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη ένταση σε σχέση με το laser χρωστικής. Η διαφορά των πειραμάτων σε Ιωάννινα και Λυών έγκειται στο σύστημα ανίχνευσης των ηλεκτρονίων (σφαιρικός ηλεκτροστατικός αναλυτής στα Ιωάννινα που χρησιμοποιήθηκε λιγότερο και φασματόμετρο VMI στη Λυών στο οποίο και βασίστηκε κυρίως η μελέτη μας).

Ξεκινάμε τη συζήτησή μας αναφέροντας μερικές διαφορές που αναμένουμε κατά την αλληλεπίδραση ισχυρών υπερβραχέων παλμών με τα άτομα του Sr, σε σχέση με τους παλμούς  $\sim$ ns. Κατ' αρχήν, οι υπερβραχείς παλμοί είναι «περιορισμένοι κατά Fourier» (Fourier transform limited pulses), ισχύει δηλαδή ότι η διάρκειά τους  $\tau$  είναι αντιστρόφως ανάλογη του φασματικού τους εύρους  $\Delta\omega$ , Δηλαδή:  $\Delta\omega \cdot \tau \approx 2\pi$ . Συνεπώς, για  $\tau \approx 25$  fs το φασματικό εύρος  $\Delta\lambda \approx \lambda^2 / (c\Delta\tau)$  ανά φωτόνιο είναι πλέον  $\approx 0.15$  eV.

Κατά τη είσοδο των ηλεκτρονίων στην περιοχή αλληλεπίδρασης αυτά αρχίζουν να επιβραδύνονται λόγω του δυναμικού  $U_p$  (ενέργεια ponderomotive) και η κινητική τους ενέργεια ελαττώνεται κατά  $\sim U_p$ . Λόγω της μικρής πλέον διάρκειας των παλμών, τα ηλε-

κτρόνια κατά την έξοδό τους από την περιοχή αλληλεπίδρασης δεν προλαβαίνουν να επιταχυνθούν και έτσι δεν προλαβαίνουν να αναπληρώσουν πλήρως την προηγούμενη απώλεια της κινητικής ενέργειας. Συνεπώς, η ενέργεια αυτή, η οποία και μετατοπίζει τα κατώφλια ιονισμού (δέσμιες καταστάσεις του ιόντος), πρέπει να τώρα να ληφθεί υπ' όψη (με τους παλμούς μεγάλης διάρκειας ns αυτό δεν χρειαζόταν). Συνδυάζοντας λοιπόν το φασματικό εύρος του laser/φωτόνιο και την ενέργεια  $U_p$ , καταλήγουμε στο ενεργειακό διάγραμμα του Σχήματος 3.40.



**Σχήμα 3.40:** Ενεργειακό διάγραμμα του ατόμου του Sr στην περίπτωση αλληλεπίδρασης με δέσμη laser διάρκειας παλμού  $\approx 25$  fs και μήκους κύματος  $\sim 800$  nm. Στο διάγραμμα αποτυπώνεται τη φασματικό εύρος  $\approx 0.15$  eV ανά φωτόνιο. Τα ιοντικά επίπεδα μετατοπίζονται στην ενέργεια κατά  $U_p$ . Εφόσον η  $U_p$  εξαρτάται από την ένταση της δέσμης, ο άξονας x πλέον εκφράζει την ένταση.

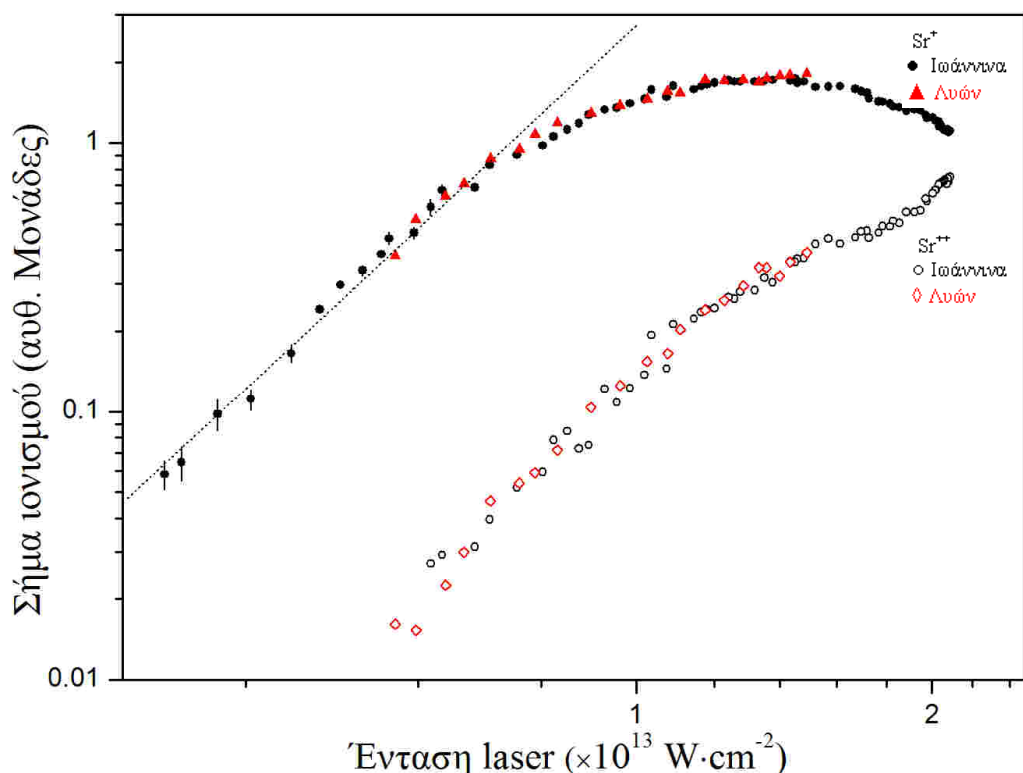
Με απορρόφηση τεσσάρων φωτονίων από την  $5s^2 \ ^1S_0$  έχουμε δημιουργία απλού ιόντος. Η ισχυρή ένταση της δέσμης laser ευνοεί την απορρόφηση περαιτέρω αριθμού φωτονίων και την εμφάνιση φαινομένου ATI, κάτι το οποίο και αναμένουμε να αποτυπωθεί στα φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίων. Η απορρόφηση ακόμα επτά ακόμη φωτονίων και έντεκα συνολικά από τη θεμελιώδη κατάσταση ξεπερνά το κατώφλι του διπλού ιόντος. Το μεγάλο φασματικό εύρος ανά φωτόνιο του laser παίζει σημαντικό ρόλο στην απορρόφηση φωτονίων κοντά στο δεύτερο κατώφλι ιονισμού. Στο επίπεδο του δέκατου φωτονίου το φασματικό εύρος είναι  $\approx 1.5$  eV. Συνεπώς, όταν τα φωτόνια που έχει απορροφήσει το σύ-

στημα από τη βασική του κατάσταση ξεπερνούν το κατώφλι του διπλού ιόντος τα φασματικά εύρη των φωτονίων ξεπερνούν πλέον την ενέργεια του φωτονίου ( $\approx 1.55$  eV) και έτσι τα εύρη μεταξύ των διαδοχικών φωτονίων αρχίζουν να επικαλύπτονται.

Επίσης, για ισχυρές εντάσεις δέσμης, που είναι εφικτές με υπερβραχείς παλμούς, αναμένεται η δημιουργία ιόντων  $\text{Sr}^{2+}$  μέσω απευθείας διπλού ιονισμού (διαδρομή III στο Σχήμα 3.29).

### B3.3.2 Φάσμα ιόντων $\text{Sr}^+$

Στο Σχήμα 3.41 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση του ιοντικού σήματος  $\text{Sr}^+$  και  $\text{Sr}^{2+}$  συναρτήσει της έντασης της δέσμης laser. Το γράφημα περιλαμβάνει και τις μετρήσεις που καταγράφηκαν στη Λυών (απεικονίζονται με κόκκινο χρώμα) αλλά και τις μετρήσεις που καταγράφηκαν στα Ιωάννινα (με μαύρο χρώμα).



**Σχήμα 3.41:** Καταγραφή σήματος  $\text{Sr}^+$  και  $\text{Sr}^{2+}$  συναρτήσει της έντασης της δέσμης. Μήκος κύματος  $\sim 800$  nm. Χρονική διάρκεια παλμού. Ιωάννινα:  $\approx 20$  fs, Λυών:  $\approx 25$  fs. Η κλίση της ευθείας στην περιοχή εντάσεων όπου το σήμα των απλά φορτισμένων ιόντων είναι γραμμικό είναι  $3.4 \pm 0.08$ .

Καταρχάς, βλέπουμε ότι οι δυο σειρές μετρήσεων συμφωνούν μεταξύ τους παρά τη μικρή διαφορά στη χρονική διάρκεια των παλμών που υπήρχε ανάμεσα στα δυο laser. Η εξάρτηση του σήματος ιονισμού του  $\text{Sr}^+$  από την ένταση του laser χωρίζεται σε δυο περιο-

χές, στη γραμμική και τη μη- γραμμική (κορεσμός). Το γραμμικό μέρος του απλού ιόντος παρουσιάζει μια εξάρτηση της μορφής  $I^K$ . Η προσαρμογή της συνάρτησης  $I^K$  στη γραμμική περιοχή παράγει μια τάξη γραμμικότητας  $K=3.4\pm 0.08$ . Για διαδικασίες τετραφωτονικού ιονισμού θα αναμέναμε μια τάξη γραμμικότητας πιο κοντά στο τέσσερα. Η εμφάνιση διπλά φορτισμένων ιόντων ξεκινά από την ένταση  $\approx 0.57 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , για την οποία ξεκινά και ο κορεσμός των απλά φορτισμένων ιόντων. Για μεγάλες εντάσεις ( $\approx 2 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) το σήμα  $\text{Sr}^{2+}$  φθάνει επίσης σε κορεσμό λόγω εξάντλησης του πληθυσμού  $\text{Sr}^+$ . Αυτά όμως αποτελούν ένδειξη βηματικού και όχι απευθείας διπλού ιονισμού. Στο σήμα των διπλά φορτισμένων ιόντων είναι εμφανής η παρουσία ενός σημείου αλλαγής της κλίσης για ένταση δέσμης  $\approx 1.57 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Αυτό το είδος ‘γονάτου’ συνοδεύεται από μια ελάττωση του σήματος των ιόντων  $\text{Sr}^+$  και είχε παρατηρηθεί και στην εργασία [Liontos 2008] σε αντίστοιχο φάσμα με laser χρονικής διάρκειας παλμών ns. Η συμπεριφορά αυτή είχε παρατηρηθεί παλαιότερα και σε ευγενή αέρια και είχε αποδοθεί σε διαδικασία απευθείας διπλού ιονισμού [L’Huillier 1982]. Μετέπειτα μελέτες [Charalambidis 1994] όμως, αποκάλυψαν ότι παρόμοια συμπεριφορά αναμένεται και όταν ο ιονισμός πραγματοποιείται μέσω πολυφωτονικής διέγερσης μιας διπλά διεγερμένης ατομικής κατάστασης.

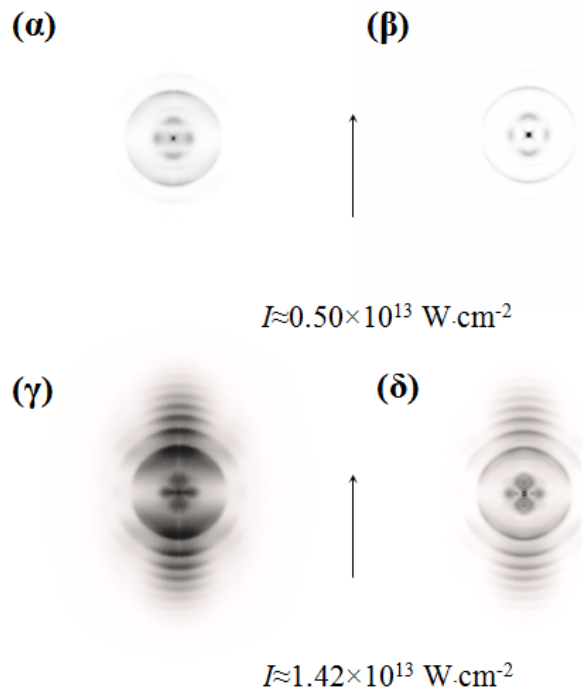
### B3.3.3 Ανάλυση ενέργειας ηλεκτρονίων

Στο Σχήμα 3.42 παρουσιάζονται δυο τυπικές εικόνες φασματομέτρου VMI, πριν και μετά την εφαρμογή μετασχηματισμού αντιστροφής της δισδιάστατης εικόνας, για δυο διαφορετικές εντάσεις της δέσμης laser.

Από τις εικόνες του φασματομέτρου του Σχήματος 3.42, όπου βλέπουμε παράλληλα με την γωνιακή κατανομή των ηλεκτρονίων και το φάσμα των ενεργειών τους, γίνεται εύκολα αντιληπτό και ένα από τα μεγάλα πλεονεκτήματα των φασματομέτρων τύπου VMI. Για ένταση δέσμης  $\approx 1.42 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  είναι εμφανής στην εικόνα του φασματομέτρου η καταγραφή πολλών ομάδων ηλεκτρονίων που ισαπέχουν ενεργειακά λόγω της εμφάνισης φαινομένου ATI.

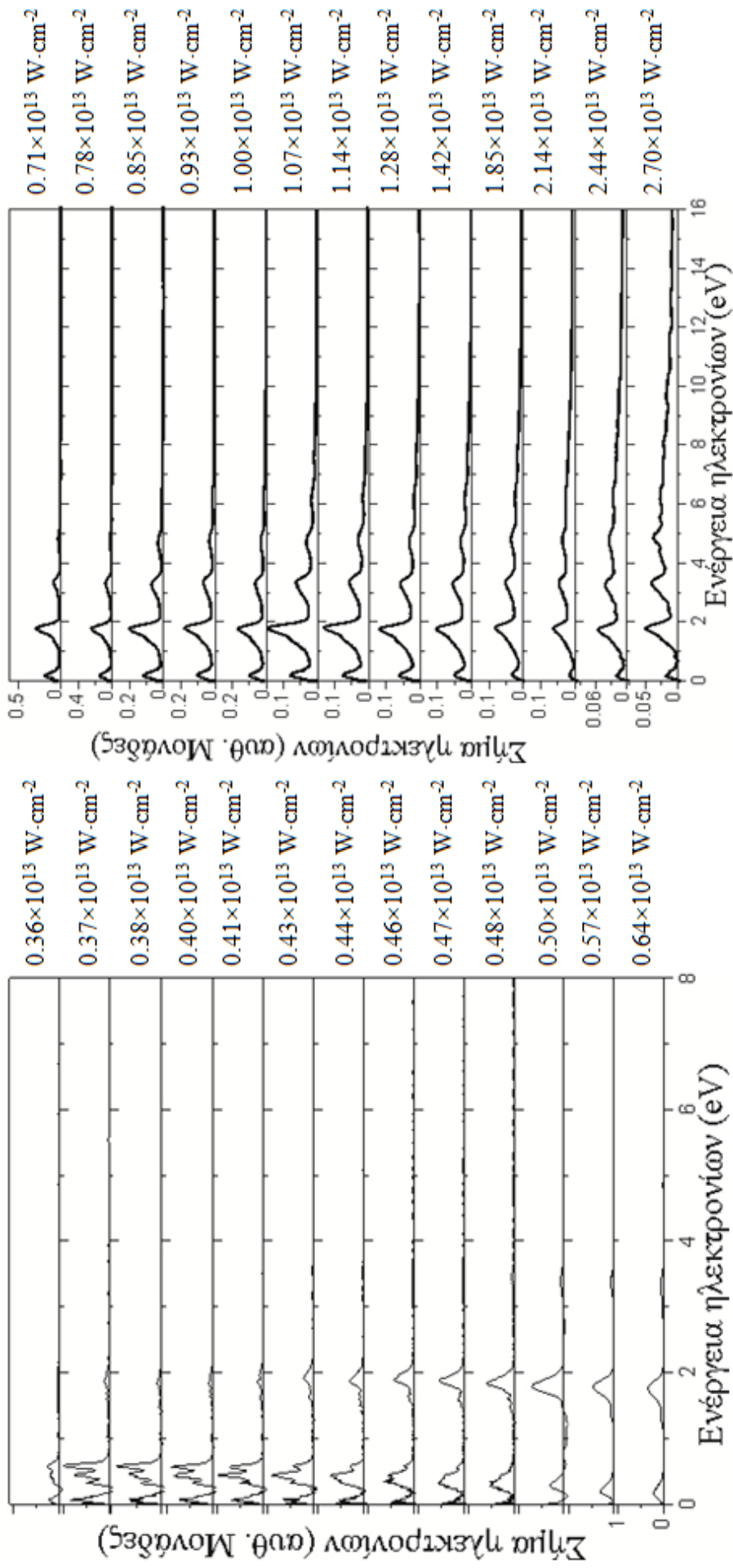
Στο Σχήμα 3.43 βλέπουμε μια σειρά φασμάτων ηλεκτρονίων καταγεγραμμένα με φασματομέτρο τύπου VMI για διάφορες τιμές φωτεινής έντασης. Για χαμηλές εντάσεις ( $I \leq 0.5 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) παρατηρούμε την ύπαρξη μιας γραμμής με ενέργεια  $K \approx 0.1 \text{ eV}$ . Λόγω της μεθόδου αντιστροφής των εικόνων τα δεδομένα κοντά στο μηδέν δεν είναι πλήρως αξιόπιστα. Θα επανέλθουμε στην ερμηνεία αυτής της γραμμής στη συνέχεια. Για εντάσεις

μέχρι  $\approx 0.43 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  παρατηρούμε την εμφάνιση τριών κοντινών γραμμών στην περιοχή ενεργειών  $\approx 0.3 \text{ eV}$ .



**Σχήμα 3.42:** Εικόνες φωτοηλεκτρονίων στην οθόνη του φασματομέτρου VMI για δυο διαφορετικές εντάσεις δέσμης laser. **(α)**  $I \approx 0.5 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  πριν την αντιστροφή **(β)**  $I \approx 0.5 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  μετά την αντιστροφή, **(γ)**  $I \approx 1.42 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  πριν την αντιστροφή **(δ)**  $I \approx 1.42 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  μετά την αντιστροφή. Το κάθετο βέλος ορίζει την πόλωση του laser για  $\theta = 0^\circ$ .

Όσο περισσότερο αυξάνεται η ένταση οι γραμμές αυτές συγχωνεύονται και επικρατεί μόνο μια η οποία και μετατοπίζεται ενεργειακά προς μικρότερες ενέργειες όσο περισσότερο αυξάνει η ένταση. Στη συνέχεια, με περαιτέρω αύξηση της έντασης το σήμα αυτής της γραμμής ελαττώνεται και πλέον αρχίζουν να εμφανίζονται ηλεκτρόνια σε μεγαλύτερες ενέργειες που ισαπέχουν ενεργειακά, λόγω απορρόφησης φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού (φαινόμενο ATI). Τα φάσματα επιβεβαιώνουν την παρουσία της ενέργειας  $U_p$  καθώς όσο αυξάνεται η ένταση της δέσμης και μέχρι αυτή να φτάσει την τιμή  $\approx 0.8 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  οι ομάδες ηλεκτρονίων ανιχνεύονται με διαρκώς και μικρότερη κινητική ενέργεια. Όταν η ένταση φτάσει στην προαναφερθείσα τιμή, η ενέργεια με την οποία ανιχνεύονται τα ηλεκτρόνια παύει πλέον να μεταβάλλεται. Όταν φτάνουμε σε πολύ υψηλές τιμές εντάσεων ( $\approx 2 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) παρατηρούμε ότι το σήμα των διαφόρων ομάδων ηλεκτρονίων ελαττώνεται με παράλληλη αύξηση του σήματος υποβάθρου λόγω εμφάνισης των συντονισμών Freeman. Όπως αναφέραμε στη θεωρία αυτές είναι υπό-ομάδες ηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά τον συντονισμό δέσμιων αλλά διεγερμένων καταστάσεων με κάποιο αριθμό φωτονίων του πεδίου.



Σχήμα 3.43: Σειρές φασμάτων ηλεκτρονίων για διάφορες εντάσεις της δέσμης laser κατά τον πολυφωτονικό ιονισμό του Sr με δέσμη laser διάρκειας παλμού ~25 fs και μήκους κύματος ~800 nm όπως καταγράφηκαν με τη βοήθεια φασματομέτρου VMI με μήκος  $D \approx 15 \text{ cm}$ . Οι γραφικές παραστάσεις της αριστερά στήλης είναι στην ίδια κλίμακα.

Για την καλύτερη κατανόηση του Σχήματος 3.43 παρουσιάζουμε στο Σχήμα 3.44 τρία από τα φάσματα ηλεκτρονίων με χαμηλές εντάσεις δέσμης. Εδώ βλέπουμε καθαρά αυτό που αναφέραμε προηγουμένως, δηλαδή την εμφάνιση τριών κοντινών γραμμών στην περιοχή ενεργειών  $\approx 0.3$  eV. Οι διάφορες ομάδες ηλεκτρονίων που εμφανίζονται στα φάσματα μετατοπίζονται προς μικρότερες κινητικές ενέργειες όσο αυξάνεται η ένταση της δέσμης. Στο Σχήμα 3.44(α) η γραμμή (1) αντιστοιχεί στην διαδικασία:  $\text{Sr} + 4\omega \rightarrow \text{Sr}^+ + e^- (\approx 0.505 \text{ eV})$ . Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί στην ενέργεια των ηλεκτρονίων χωρίς να ληφθεί υπόψη η μετατόπιση λόγω  $U_p$ . Αυτή η γραμμή, όπως αναφέραμε και προηγουμένως, μέχρι την περιοχή εντάσεων  $\approx 0.8 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  μετατοπίζεται προς μικρότερες ενέργειες. Στο Σχήμα 3.44 (β) παρουσιάζεται η εξάρτηση της κινητικής ενέργειας της κορυφής (1) από την ένταση της δέσμης σε αυτή την ενεργειακή περιοχή.

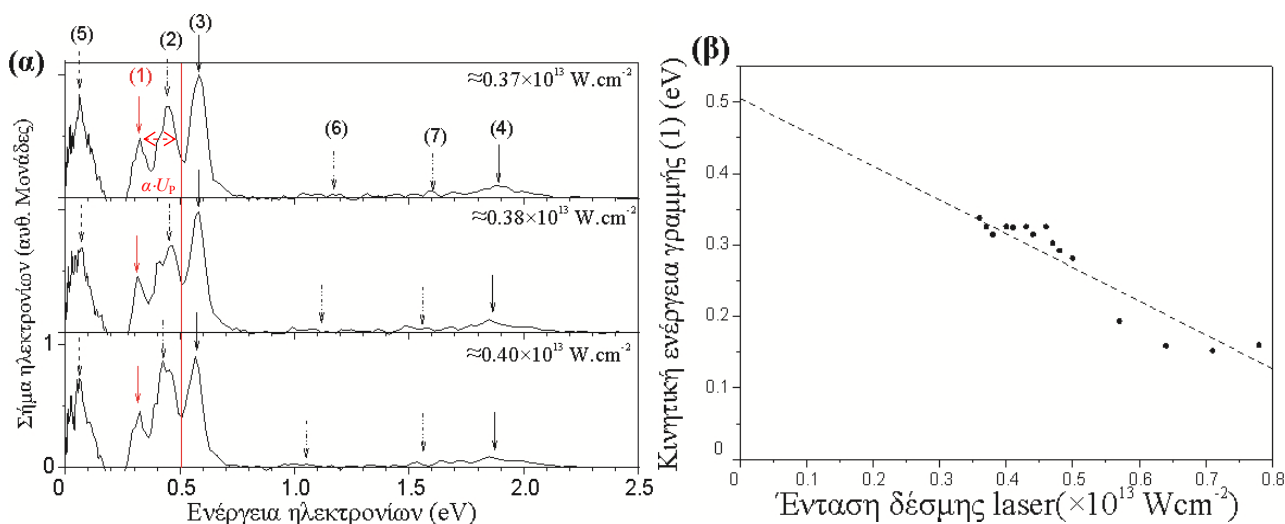
Η ευθεία των σημείων μας δίνει κλίση:  $k = -0.47 \pm 0.02$ . Η κινητική ενέργεια με την οποία ανιχνεύονται τα ηλεκτρόνια που προέρχονται από την παραπάνω διαδικασία είναι:

$$K(\text{eV}) = 0.505 - \alpha \cdot U_p$$

Από τον τύπο:  $U_p(\text{eV}) = 9.34 \times 10^{-20} \times (\lambda(\text{nm}))^2 \times I[\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}]$ , η παραπάνω σχέση γράφεται:

$$K(\text{eV}) = 0.505 - \alpha \cdot 0.6 \times 10^{-13} \cdot I$$

και από αυτή, και την κλίση της ευθείας του Σχήματος 3.44(β), βρίσκουμε τον παράγοντα  $\alpha \approx 0.8$ .



**Σχήμα 3.44:** (α) Τρεις σειρές φασμάτων ηλεκτρονίων του Σχήματος 3.42 για χαμηλές εντάσεις της δέσμης laser κατά τον πολυφωτονικό ιονισμό του Sr με δέσμη laser διάρκειας παλμού 25 fs όπως καταγράφηκαν με τη βοήθεια φασματομέτρου VMI με μήκος  $D \approx 15$  cm. Μήκος κύματος:  $\approx 800$  nm. (β) Εξάρτηση από την ένταση της κινητικής ενέργειας της κορυφής ηλεκτρονίων (1) του Σχήματος (α).

Μετακινώντας όλο το φάσμα προς μεγαλύτερες ενέργειες κατά ένα ποσό ενέργειας  $\alpha \cdot U_p$  μπορούμε να αντιστοιχίσουμε την κορυφή (2) με ενέργεια  $K \approx 0.44$  eV στον εξαφωτονικό ιονισμό με αποδιέγερση στο επίπεδο  $5p_j$  του ιόντος. Η κορυφή (3) με ενέργεια  $K \approx 0.58$  eV αποδίδεται σε οκταφωτονικό ιονισμό που αφήνει το σύστημα στην κατάσταση  $6s$  του ιόντος. Επίσης η κορυφή (4) με  $K \approx 1.9$  eV αποδίδεται σε πενταφωτονικό ιονισμό που αφήνει το σύστημα στο επίπεδο  $5s$  του ιόντος. Η γραμμή με  $K \approx 0.1$  eV μπορεί να αποδοθεί σε ηλεκτρόνια που προέρχονται από απορρόφηση πέντε φωτονίων και αφήνουν το σύστημα στην ιοντική κατάσταση  $4d_j$ . Όλες οι αναμενόμενες ομάδες ηλεκτρονίων παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.B.3.

Οι ομάδες (13) και (14) που οφείλονται στο διπλό ιονισμό δεν εμφανίζονται στο Σχήμα 3.44(α) για την ένταση με την οποία αυτά καταγράφηκαν τα φάσματα σε αυτό δεν αναμένεται η εμφάνιση διπλού ιόντος, σύμφωνα με το Σχήμα 3.41. Επίσης, αν και το σήμα είναι ασθενές και δεν μπορεί να υποστηριχθεί με βεβαιότητα, ενδέχεται να έχουμε και παρουσία των ομάδων (6) ( $K \approx 1.6$  eV) και (7) ( $K \approx 1.1$  eV) δηλαδή να έχουμε απορρόφηση μέχρι και εννιά συνολικά φωτονίων που στη συνέχεια να έχουμε αποδιέγερση είτε στα επίπεδα  $4d_j$  είτε στα επίπεδα  $6p_j$  του ιόντος.

Από τα παραπάνω εξάγεται το συμπέρασμα ότι για πολυφωτονικό ιονισμό με υπερβραχείς παλμούς laser για χαμηλές εντάσεις επικρατεί έναντι άλλων μηχανισμών η συσχέτιση μεταξύ των δυο ηλεκτρονίων και το σύστημα πλέον αποδιεγείρεται πέρα από τη βασική στάθμη του ιόντος και στα διάφορα διεγερμένα ιοντικά επίπεδα. Αντίθετα, σε υψηλές εντάσεις δέσμης laser ελαττώνεται πλέον η σημασία της ηλεκτρονιακής συσχέτισης και το σύστημα συμπεριφέρεται ως μονοηλεκτρονιακό, αποδιεγειρόμενο πλέον αποκλειστικά στην βασική στάθμη του ιόντος. Παράλληλα αυξάνεται και η ικανότητα απορρόφησης περαιτέρω αριθμού φωτονίων στο συνεχές.

**Πίνακας 3.B.3** Ομάδες ηλεκτρονίων στην περιοχή ενεργειών 0–3 eV για πολυφωτονικό ιονισμό του Sr με laser παλμούς χρονικής διάρκειας 25 fs.

Ομάδα	Διαδικασία παραγωγής φωτοηλεκτρονίων
(1)	$Sr + 4\omega \rightarrow Sr^+(5s) + e^-$
(2)	$Sr + 6\omega \rightarrow Sr^+(5p_j) + e^-$
(3)	$Sr + 8\omega \rightarrow Sr^+(6s) + e^-$
(4)	$Sr + 5\omega \rightarrow Sr^+(5s) + e^-$
(5)	$Sr + 5\omega \rightarrow Sr^+(4d_j) + e^-$
(6)	$Sr + 6\omega \rightarrow Sr^+(4d_j) + e^-$

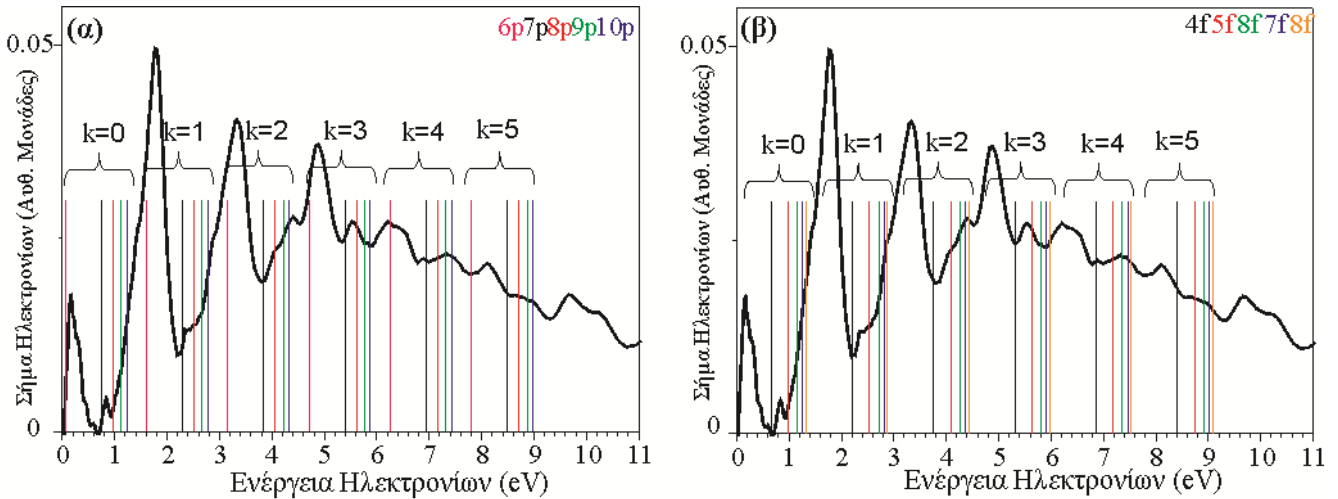


(7)	$\text{Sr} + 9\omega \rightarrow \text{Sr}^+ (6p_j) + e^-$
(8)	$\text{Sr} + 7\omega \rightarrow \text{Sr}^+ (5p_j) + e^-$
(9)	$\text{Sr} + 8\omega \rightarrow \text{Sr}^+ (5d_j) + e^-$
(10)	$\text{Sr} + 9\omega \rightarrow \text{Sr}^+ (6s) + e^-$
(11)	$\text{Sr} + 9\omega \rightarrow \text{Sr}^+ (5d_j) + e^-$
(12)	$\text{Sr} + 10\omega \rightarrow \text{Sr}^+ (6p_j) + e^-$
(13)	$\text{Sr} + 11\omega \rightarrow \text{Sr}^{2+} + e^- + e^-$
(14)	$\text{Sr}^+ (5s) + 8\omega \rightarrow \text{Sr}^{2+} + e^-$

Όσον αφορά στις μεγάλες εντάσεις εκεί έχουμε παρουσία των συντονισμών Freeman. Στο Σχήμα 3.45 εμφανίζεται το φάσμα ηλεκτρονίων για ένταση  $\approx 2.7 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  και οι συντονισμοί Freeman των σειρών 4snp- (α) και 5snf- (β). Οι ενέργειες των σειρών υπολογίζονται από τη σχέση (1.4.22) που δόθηκε στη θεωρία,

$$E = (N+k)\hbar\omega - (IP + K\hbar\omega - E_i)$$

οπου  $k$  η τάξη του φωτονίου ATI. Για απορρόφηση τεσσάρων φωτονίων:  $k=0$ , για απορρόφηση πέντε φωτονίων  $k=1$  κ.ο.κ. Όπου  $K$  ο αριθμός των φωτονίων που διεγείρουν την ενδιάμεση κατάσταση ενέργειας  $E_i$  (στην περίπτωση μας  $K=3$ ). Στο Σχήμα έχουμε σημειώσει τις τάξεις  $k$  των ηλεκτρονίων λόγω φαινομένου ATI με τις αντίστοιχες τάξεις των συντονισμών Freeman.

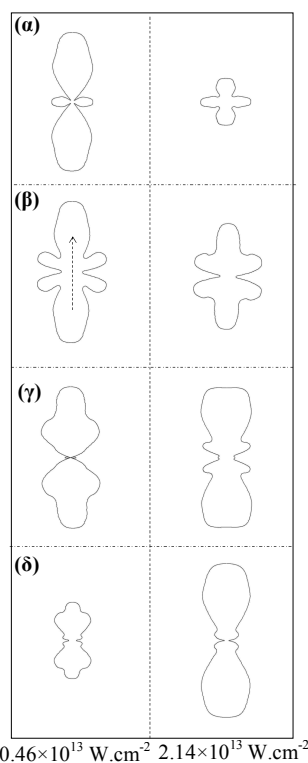


**Σχήμα 3.45:** Φάσμα ηλεκτρονίων για ένταση δέσμης laser  $\sim 2.7 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  όπου απεικονίζονται καθαρά οι ομάδες ηλεκτρονίων λόγω εμφάνισης φαινομένου ATI (όπου  $k$  τάξη των φωτονίων ATI) και οι συντονισμοί Freeman της σειράς 4snp- (α) και της 5snf- σειράς (β).

Όπως βλέπουμε υπάρχει ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των εμφανιζόμενων υποομάδων ηλεκτρονίων και των αναμενόμενων συντονισμών Freeman, ιδιαίτερα για το Σχήμα 3.45(α) και τη σειρά 4snp.

### B3.2.4 Γωνιακές κατανομές

Στο Σχήμα 3.46 παρουσιάζονται, για δυο διαφορετικές εντάσεις της δέσμης laser, οι γωνιακές κατανομές για ηλεκτρόνια που προέρχονται από τετραφωτονικό ιονισμό (τάξη ATI k=0) (α), πενταφωτονικό ιονισμό (τάξη ATI k=1) (β), εξαφωτονικό ιονισμό (τάξη ATI k=2) (γ) επταφωτονικό ιονισμό (τάξη ATI k=3). Το σύστημα αποδιεγείρεται στη βασική κατάσταση (5s) του ιόντος.

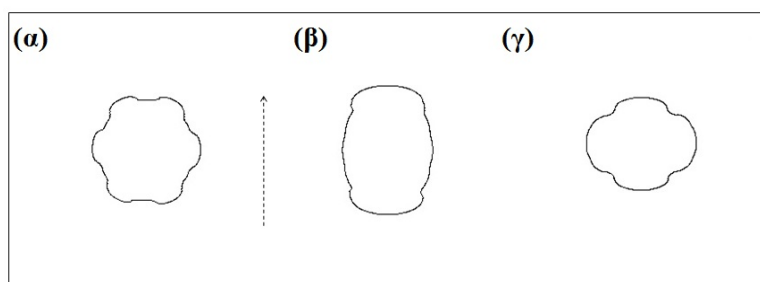


**Σχήμα 3.46:** Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων για ηλεκτρόνια που προέρχονται από (α) τετραφωτονικό ( $\text{Sr} + 4\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5s) + e^-$ ) και (β) πενταφωτονικό ( $\text{Sr} + 5\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5s) + e^-$ ) (γ) εξαφωτονικό ( $\text{Sr} + 6\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5s) + e^-$ ) και (δ) επταφωτονικό ( $\text{Sr} + 7\omega \rightarrow \text{Sr}^+(5s) + e^-$ ) ιονισμό για δυο διαφορετικές εντάσεις δέσμης laser. Μήκος κύματος  $\sim 800$  nm. Διάρκεια παλμού:  $\sim 25$  fs.

Από το σχήμα επιβεβαιώνεται αυτό που γνωρίζουμε από τη βιβλιογραφία [Nandor 1998] δηλαδή ότι με αύξηση της έντασης της δέσμης παρουσιάζεται αλλαγή στη μορφή των γωνιακών κατανομών. Στις γωνιακές κατανομές των (α) και (γ) έχουμε την εμφάνιση ενός λοβού στις  $90^\circ$  πράγμα αναμενόμενο για γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων που

προέρχονται από απορρόφηση άρτιου αριθμού φωτονίων. Αντίστοιχα στις γωνιακές κατανομές (β) και (δ) το σήμα ελαχιστοποιείται στις  $90^\circ$  κάτι επίσης αναμενόμενο για γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων που προέρχονται από απορρόφηση περιττού αριθμού φωτονίων. Στην προαναφερθείσα εργασία είχαν παρατηρηθεί περισσότερο πολύπλοκες δομές στις γωνιακές κατανομές, όμως η ένταση της δέσμης laser ήταν σχεδόν διπλάσια από την ένταση των δικών μας μετρήσεων.

Κατά τη διάρκεια αυτής της εργασίας έχουν καταγραφεί γωνιακές κατανομές των ομάδων ηλεκτρονίων (2) (εξαφωτονικός ιονισμός με το ιόν στο επίπεδο  $5p_j$ ), (3) (οκταφωτονικός ιονισμός με το ιόν στο επίπεδο  $6s$  και (5) (πενταφωτονικός ιονισμός με το ιόν στο επίπεδο  $4d_j$ ). Μια γωνιακή κατανομή για κάθε μια φαίνεται στο Σχήμα 3.47. Από τα Σχήματα 3.46 και 3.47 γίνεται εμφανές ότι κατά την αποδιέγερση του συστήματος σε κάποιο από τα διεγερμένα επίπεδα του ιόντος οι γωνιακές κατανομές διαφοροποιούνται πλήρως από όταν το σύστημα αποδιεγείρεται στη βασικά κατάσταση  $5s$  του ιόντος. Οι γωνιακές κατανομές του Σχήματος 3.47 είναι σχεδόν ισοτροπικές.



**Σχήμα 3.47:** Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων για ηλεκτρόνια που προέρχονται από τις εξής διαδικασίες (α)  $Sr+6\omega \rightarrow Sr^+(5p_j) + e^-$  (β)  $Sr + 8\omega \rightarrow Sr^+(6s) + e^-$  και (γ)  $Sr+5\omega \rightarrow Sr^+(4d_j) + e^-$ . Μήκος κύματος  $\approx 800$  nm. Ένταση δέσμης:  $I \approx 0.39 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ , Διάρκεια παλμού:  $\approx 25$  fs.

Στο Σχήμα 3.46 παρουσιάζεται μόνο μια γωνιακή κατανομή των ομάδων (2), (3) και (5) αλλά στα πλαίσια της παρούσας εργασίας έχουμε καταγράψει γωνιακές κατανομές αυτών των ομάδων σε όλη την ενεργειακή περιοχή του Σχήματος 3.43. Για την ίδια περιοχή έχουμε καταγράψει και τις γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων λόγω φαινομένου ΑΤΙ μέχρι τάξης  $k=4$ . Η ανάλυση όμως αυτών των γωνιακών κατανομών δεν έχει ολοκληρωθεί ακόμα και για το λόγο αυτό δεν παρουσιάζονται στην παρούσα διατριβή.

### B3.3.5 Σύνοψη – Συζήτηση

Στην παρούσα εργασία μελετήσαμε την επίδραση των υπερβραχέων παλμών laser (fs) και των υψηλών εντάσεων ( $\approx 2.7 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) κατά τον απλό και διπλό πολυφωτονικό ιονισμό του Sr. Η μελέτη έγινε με τη χρήση της καταγραφής του σήματος ιόντων  $\text{Sr}^+$  και  $\text{Sr}^{2+}$  και της φασματοσκοπίας ηλεκτρονίων μέσω φασματομέτρου VMI. Αρχικά να αναφέρουμε πως στην παρούσα εργασία διαπιστώσαμε στην πράξη τα δυο κύρια πλεονεκτήματα του φασματομέτρου VMI έναντι του Αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στις προηγούμενες παραγράφους. Πρώτον, η ταυτόχρονη καταγραφή των γωνιακών κατανομών μαζί και με την καταγραφή του φάσματος ηλεκτρονίων. Δεύτερον, η δυνατότητα λειτουργίας του VMI ως φασματομέτρο ιόντων με τις ίδιες εστιακές συνθήκες με μια απλή αλλαγή της πολικότητας των τάσεων. Αυτά τα δυο πλεονεκτήματα το καθιστούν ελκυστικό εργαστηριακό εργαλείο.

Η υψηλή ένταση της δέσμης laser καθιστά εύκολη την απορρόφηση αριθμού φωτονίων πλέον των τεσσάρων απαραίτητων για τον απλό ιονισμό του Sr καθιστώντας εφικτό ακόμα και τον *απευθείας διπλό ιονισμό* αν και αυτός δεν ανιχνεύθηκε στις μετρήσεις μας. Στα φάσματα ηλεκτρονίων που καταγράψαμε διαπιστώσαμε απορρόφηση μέχρι και δέκατου φωτονίου (τάξη ATI  $k=6$ ) από τη βασική κατάσταση  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr. Μια άλλη συνέπεια της παρουσίας του  $U_p$  είναι η εμφάνιση για μεγάλες εντάσεις στο φάσμα ηλεκτρονίων επιπλέον υπό-ομάδων ηλεκτρονίων οι οποίες και ονομάζονται συντονισμοί Freeman. Αυτή η επιπλέον δομή προέρχεται από δέσμιες καταστάσεις στην περιοχή του τρίτου φωτονίου που μετατοπίζονται ενεργειακά λόγω της παρουσίας του  $U_p$  μαζί με το δυναμικό ιονισμού του ατόμου. Αυτά τα επίπεδα ερχόμενα σε συντονισμό με κάποια αρμονική του πεδίου δημιουργούν επιπλέον ομάδες ηλεκτρονίων.

Οι παλμοί χρονικής διάρκειας  $\approx 25$  fs συνοδεύονται από ένα μεγάλο φασματικό εύρος  $\approx 0.15$  eV ανά φωτόνιο κάτι το οποίο παίζει ιδιαίτερο ρόλο όταν είναι εφικτή η απορρόφηση μεγάλου αριθμού φωτονίων στο συνεχές, όπως συμβαίνει και στην περίπτωση μας. Σε μεγάλες εντάσεις παρατηρείται αύξηση του σήματος υποβάθρου αλλά και μετατόπιση της ενέργειας με την οποία ανιχνεύονται τα ηλεκτρόνια από υψηλής τάξης φωτόνια ATI. Όπως παρατηρήσαμε για τάξη ATI μεγαλύτερη από  $k=3$  οι κορυφές των ηλεκτρονίων δεν ισαπέχουν πλέον κατά  $\approx 1.55$  eV, όσο δηλαδή είναι η ενέργεια του φωτονίου.

Τα δεδομένα αυτά καταγράφηκαν πολύ πρόσφατα και η ανάλυσή τους επί του παρόντος συνεχίζεται. Το σημαντικό συμπέρασμα όμως που προκύπτει από τη μέχρι τώρα επε-

ξεργασία τους και που ενδιαφέρει περισσότερο εδώ, σε σχέση με τα αποτελέσματα του τετραφωτονικού ιονισμού της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr με τέσσερα φωτόνια και παλμούς διάρκειας ns (Κεφάλαιο B3.2), είναι ότι για χαμηλές εντάσεις ( $I \leq 0.4 \times 10^{13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) επικρατεί ηλεκτρονιακή συσχέτιση μεταξύ των δυο ηλεκτρονίων σθένους του ατόμου, έναντι άλλων ανταγωνιστικών διαδικασιών που εξαρτώνται από την ένταση. Στα φάσματα ηλεκτρονίων που καταγράφηκαν διαπιστώθηκε ότι σε αυτή την περιοχή εντάσεων έχουμε απορρόφηση μέχρι και πέντε επιπλέον φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού και αποδιέγερση του συστήματος πέρα από τη βασική στάθμη 5s του ιόντος και στα επίπεδα  $5p_j$ ,  $6s$  και πιθανώς και στα επίπεδα  $4d_j$  και  $6p_j$ . Με την αύξηση της έντασης της δέσμης ελαττώνεται η σημασία της ηλεκτρονιακής συσχέτισης και το σύστημα πλέον αρχίζει να συμπεριφέρεται ως μονοηλεκτρονιακό με τη βασική στάθμη 5s του ιόντος να είναι το μοναδικό επίπεδο αποδιέγερσης του συστήματος. Οι καταγραφείσες γωνιακές κατανομές των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων, αν και δεν έχουν αναλυθεί ακόμα στο σύνολό τους, μέχρι στιγμής έδειξαν ότι αλλάζουν ως προς τη μορφή τους όταν το σύστημα αποδιεγείρεται σε κάποια από τις διεγερμένες καταστάσεις του ιόντος από όταν διεγείρεται στη βασική κατάσταση 5s. Κάτι αντίστοιχο είχε παρατηρηθεί και κατά την τετραφωτονική διέγερση της  $5p^2 \ ^1S_0$  με παλμούς διάρκειας ns. Συνοψίζοντας μπορούμε να πούμε ότι κατά τον τετραφωτονικό ιονισμό του ατόμου του Sr με παλμούς διάρκειας fs για μεγάλες εντάσεις το σύστημα αποδιεγείρεται μόνο στη βασική κατάσταση του ιόντος ενώ όσο μειώνεται η ένταση η εικόνα του συστήματος αρχίζει να μοιάζει με την εικόνα κατά την τετραφωτονική διέγερση του ατόμου του Sr με παλμούς διάρκειας ns όπου το σύστημα αρχίζει πλέον και αποδιεγείρεται και στα διεγερμένα ιοντικά κατώφλια. Αυτό είναι αξιοσημείωτο γιατί κατά τη μελέτη αυτών των δυο περιπτώσεων όσον αφορά στη διάρκεια τη διάρκεια του παλμού της φωτεινής δέσμης στην παρούσα διατριβή, η έντασή της διαφέρει κατά δυο τάξεις μεγέθους.

## ΣΥΝΟΨΗ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν οι διαδικασίες ιονισμού των ατόμων των Αλκαλικών Γαιών (Mg, Sr). (κυρίως του απλού ιονισμό και δευτερευόντως του διπλού ιονισμού). Αρχικά μελετήθηκε πειραματικά ο ρόλος των αυτοϊονιζόμενων καταστάσεων στις διαδικασίες αυτές στην περίπτωση όπου τα άτομα αλληλεπιδρούν με παλμούς laser χρονικής διάρκειας ns και χαμηλές εντάσεις ( $10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2} \leq I \leq 10^{12} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Η πειραματική μελέτη βασίστηκε κυρίως στην ανάλυση της ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων και στην καταγραφή των γωνιακών τους κατανομών με τη χρήση ηλεκτροστατικού σφαιρικού αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων. Επίσης πραγματοποιήθηκε ανίχνευση ιόντων  $\text{Mg}^+$  και  $\text{Sr}^+$  σε περιβάλλον ατομικής δέσμης, με τη χρήση φασματομέτρου μάζας τύπου χρόνου πτήσης, καθώς και ανίχνευση φθορισμού σε κελί παραγωγής ατμών του Mg. Επίσης μελετήθηκε πειραματικά ο ρόλος της χρονικής διάρκειας του παλμού της δέσμης laser στην αλληλεπίδραση laser/ατόμων με χρήση υπερβραχέων παλμών laser διάρκειας fs στο άτομο του Sr.

Σε όλες τις περιπτώσεις η εξεταζόμενη περιοχή επιλέχθηκε έτσι ώστε να περιλαμβάνει την τετραφωτονική διέγερση της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $np^2 \ ^1S_0$  από τη θεμελιώδη κατάσταση  $ms^2 \ ^1S_0$  του ατόμου ( $m=3, 5$  για Mg και Sr αντίστοιχα). Οι καταστάσεις  $np^2 \ ^1S_0$  βρίσκονται λίγο υψηλότερα από το πρώτο κατώφλι ιονισμού και παρουσιάζουν έντονη ηλεκτρονιακή συσχέτιση και αυτοϊονίζονται πολύ γρήγορα στα διαθέσιμα συνεχή ( $\approx 10$  fs).

Όσον αφορά τον διφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $3s^2 \ ^1S_0$  του Mg με παλμούς laser διάρκειας ns υπήρχε στη βιβλιογραφία μόνο μια διαθέσιμη πειραματική μέτρηση γωνιακής κατανομής στο μέγιστο της φασματικής γραμμής της  $3p^2 \ ^1S_0$  [Shao 1993]. Για το λόγο αυτό, αλλά και για να έχουμε ένα μέτρο σύγκρισης με την ισχυρά διαταραγμένη περίπτωση του τετραφωτονικού ιονισμού που μελετήθηκε στη συνέχεια πρώτα μελετήθηκε αρχικά ο διφωτονικός ιονισμός της κατάστασης αυτής. Ένας ακόμα λόγος που μας ώθησε στην ανάγκη αυτής της μελέτης είναι η ανάγκη του χαρακτηρισμού και της βαθμονόμησης της πειραματικής μας διάταξης. Από την άλλη, η υπάρχουσα στη βιβλιογραφία θεωρητική μελέτη κάλυπτε όλη τη φασματική περιοχή γύρω από αυτή. Για τους παραπάνω λόγους αποφασίσαμε να καλύψουμε το κενό αυτό, ως ένα μέσο χαρακτηρισμού της διάταξής μας. Η καταγραφή του φάσματος ηλεκτρονίων για εντάσεις  $\approx 1 \times 10^{10} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  απεκάλυψε την ανίχνευση μόνο μιας ομάδας ηλεκτρονίων, ενώ η

ενεργειακή εξάρτηση των λόγων  $\beta_2/\beta_0$  και  $\beta_4/\beta_0$  των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών έδειξε την ελάττωση της σημασίας του συνεχούς  $ed$  σε σχέση με το συνεχές  $es$  στην κορυφή της κατάστασης  $3p^2 \ ^1S_0$ , κάτι τι οποίο αντιστρέφεται όσο απομακρυνόμαστε από αυτήν. Οι πειραματικές μετρήσεις των παραπάνω λόγων είναι σε καλή συμφωνία με τη βιβλιογραφία εκτός από την ελάχιστη τιμή του λόγου  $\beta_4/\beta_0$  που βρέθηκε μικρότερη κατά ένα παράγοντα  $\approx 2$ . Εφόσον υπάρχει απουσία ενδιάμεσων καταστάσεων και δεν παρατηρείται κορεσμός του σήματος για την ένταση laser που χρησιμοποιήθηκε, η παράμετρος  $\beta_0$  είναι ανάλογη του σήματος ιόντων  $Sr^+$ . Αυτό μας επέτρεψε να απεικονίσουμε τη φασματική μεταβολή των παραμέτρων  $\beta_2$  και  $\beta_4$  και να τη συγκρίνουμε με τη διαθέσιμη στη βιβλιογραφία θεωρία.

Στην περίπτωση του Mg αρχικά μελετήσαμε την ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων των γωνιακών κατανομών  $\beta_{2k}/\beta_0$  για την περίπτωση του διφωτονικού ιονισμού της  $3p^2 \ ^1S_0$  όπου παρατηρήθηκε ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των μετρήσεών μας με τη θεωρία [Luc–Koenig 1997] αλλά και τη μοναδική πειραματική εργασία η οποία ήταν διαθέσιμη στη βιβλιογραφία [Shao 1993]. Επί πλέον, αν πολλαπλασιάσουμε αυτούς τους λόγους με το φάσμα του  $Mg^+$  (το οποίο και είναι ανάλογο της παραμέτρου  $\beta_0$ ), το οποίο καταγράφηκε με την ίδια ένταση laser, παίρνουμε την ενεργειακή εξάρτηση των παραμέτρων  $\beta_{2k}$ . Η ενεργειακή εξάρτηση της παραμέτρου  $\beta_2$  παρουσιάζει την ίδια ακριβώς συμπεριφορά με τη θεωρία. Για την παράμετρο  $\beta_4$ , η οποία είναι και ανάλογη με την μερική ενεργό διατομή του  $^1D_2$  συνεχούς, υπήρχε πρόβλεψη για μια μικρή αύξηση σε σχέση με την ενέργεια [Luc–Koenig 1997]. Στην περίπτωσή μας έχουμε την εμφάνιση ενός βυθίσματος για την τιμή της  $\beta_4$  στην περιοχή της  $3p^2 \ ^1S_0$  η οποία δεν προβλέπονταν στη θεωρία.

Μετά από τον χαρακτηρισμό και τη βαθμονόμηση της πειραματικής διάταξης μελετήσαμε τα φαινόμενα που οφείλονται στην ισχυρή μονοφωτονική σύζευξη που επάγει η ακτινοβολία laser μεταξύ της  $3p^2 \ ^1S_0$  και των αυτοϊονιζομένων καταστάσεων με  $J=1^o$  στην περιοχή του πέμπτου φωτονίου από τη βασική κατάσταση του ατόμου. Σε αυτή την περίπτωση ο χαρακτήρας του ιονισμού με τέσσερα φωτόνια από τη βασική στάθμη  $3s^2 \ ^1S_0$  του Mg μπορεί να είναι είτε συντονιστικός ( $J=0^o$ ) είτε μη συντονιστικός ( $J=2^o$ ) κάτι το οποίο σημαίνει ότι ο ιονισμός είναι πάντα δυνατός για τις εντάσεις της δέσμης laser που χρησιμοποιήσαμε ( $I \approx 6 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ). Αντίθετα, κατά τον πενταφωτονικό ιονισμό από την  $3s^2 \ ^1S_0$  όπως δείχνουν οι αντίστοιχες γωνιακές κατανομές, η απουσία  $J=5^o$  καταστάσεων σημαίνει ότι χωρίς ημι-δέσμια κατάσταση δεν απορροφάται το πέμπτο φυτόνιο. Παρότι

υπάρχει και είναι διαθέσιμο, το συνεχές 3seh δεν διεγείρεται στην περίπτωση μας. Η απορρόφηση του πέμπτου φωτονίου συνδέεται με τις αυτοϊονιζόμενες καταστάσεις με  $J=1^{\circ}$  και  $J=3^{\circ}$  και διαφέρει από όλες τις γνωστές μέχρι τώρα περιπτώσεις απορρόφησης φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού (φαινόμενο ΑΤΑ) με

Τα φάσματα ενέργειας ηλεκτρονίων επιβεβαίωσαν πλήρως το κλιμακωτό σχήμα διέγερσης που είχε παρουσιάσει πρώτος ο [Liontos 2004]. Επίσης οι γωνιακές κατανομές των ηλεκτρονίων που προκύπτουν από τετραφωτονικό ιονισμό, σε δυο μάλιστα διαφορετικές εντάσεις φωτός, εμφάνισαν το φασματικό διαχωρισμό Rabi (Rabi splitting) της  $3p^2 \ ^1S_0$  λόγω της ισχυρής σύζευξης της τελευταίας με την δέσμια  $3p3d \ ^1P_1$  που επίσης είχε προβλεφθεί στην προαναφερθείσα εργασία.

Με τη βοήθεια του ολικού σήματος φθορισμού καθώς και της ενεργειακής εξάρτησης των παραμέτρων ασυμμετρίας των γωνιακών κατανομών του πενταφωτονικού ιονισμού εντοπίσαμε τη θέση της αυτοϊονιζόμενης  $3p3d \ ^1F_3$  κατάστασης. Η συγκεκριμένη κατάσταση δεν ανήκει στο κλιμακωτό σχήμα διέγερσης και η θέση της δεν έχει εξάρτηση από την ένταση του φωτός. Η τιμή στην οποία καταλήξαμε βρίσκεται σε αρκετά καλή συμφωνία με τις περισσότερες θεωρητικές προβλέψεις [Moccia 1988, Chang 1988, Chang 1992, Reber 2005].

Τα πειραματικά αποτελέσματα στην φασματική περιοχή του πέμπτου φωτονίου διαφέρουν ελαφρώς με τις προβλέψεις του θεωρητικού μοντέλου που αναπτύχθηκε στον [Liontos 2004] και αυτό γιατί σε αυτό δεν περιέχονταν ρητά η δέσμια κατάσταση  $3s4p \ ^1P_1$ . Αυτή λήφθηκε υπ' όψιν μέσω της ενεργειακής εξάρτησης κάποιων σχετικών παραμέτρων (συχνότητες Rabi, πλάτη ιονισμού κλπ). Η μετατόπιση της  $3p3d \ ^1P_1$  προς μικρότερα μήκη κύματος αποδείχτηκε μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μετατόπιση της  $3p^2 \ ^1S_0$  προς μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτό σημαίνει ότι η θεωρητική ανάλυση της τελευταίας εργασίας χρήζει βελτίωσης καθώς θα πρέπει να συμπεριλάβει και άλλες καταστάσεις που ανήκουν στο κλιμακωτό σχήμα διέγερσης και ιδιαίτερα τις  $3p3d \ ^{1,3}P_1$ .

Κατά τη μελέτη του ατόμου του Sr αρχικά μελετήθηκε η διέγερσή της διπλά διεγερμένης  $5p^2 \ ^1S_0$  με παλμούς διάρκειας ns και δυο φωτόνια. Η διέγερση με δυο φωτόνια έγινε για τους ίδιους λόγους με την αντίστοιχη μελέτη στο άτομο του Mg, δηλαδή περισσότερο για λόγους βαθμονόμησης και χαρακτηρισμού της διάταξης. Επιπλέον σε καμία από τις προηγούμενες μελέτες είτε θεωρητικές είτε πειραματικές δεν συμπεριλαμβάνονταν η φασματοσκοπία ηλεκτρονίων. Θα μας έδινε τη δυνατότητα να προσθέσουμε τη φασματοσκοπία ηλεκτρονίων καθώς αυτές περιορίζονταν στη μελέτη



ιόντων  $\text{Sr}^+$  [Kompitsas 1991, Λιόντος 2008]. Όμως τα πειραματικά αποτελέσματα αποδείχτηκε ότι είχαν μεγαλύτερο ερευνητικό ενδιαφέρον από ό,τι αναμενόταν και ως εκ τούτου αποφασίσαμε να επιμείνουμε περισσότερο.

Το φάσμα ιόντων  $\text{Sr}^+$  με γραμμικά πολωμένο φως που καταγράψαμε επιβεβαίωσε παλαιότερες μελέτες αφού κατεγράφησαν πέρα από την  $5p^2 \ ^1S_0$  και αριθμός καλά χαρακτηρισμένων συντονισμών της σειράς  $4d6d \ J=0, 2$ . Το αντίστοιχο φάσμα ιόντων  $\text{Sr}^+$  με κυκλικά πολωμένο φως μας έδωσε ένα επιπλέον εργαλείο για τη μελέτη του συστήματος. Στο φάσμα παρουσιάζονται όπως αναμενόταν μόνο καταστάσεις  $J=2$ . Τα δυο αυτά φάσματα, όπως δείξαμε μας αρκούν για να υπολογίσουμε τις μερικές ενεργές διατομές  $\sigma_{J=0}$  και  $\sigma_{J=2}$ .

Στην περίπτωση του συντονισμού με καταστάσεις  $4d6d \ J=0$  οι γωνιακές κατανομές γίνονται ισοτροπικές και έχουμε απορρόφηση μέχρι και δύο επιπλέον φωτονίων στο συνεχές παρόλο που η ένταση του φωτός ( $\approx 4 \times 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) δεν είναι ιδιαίτερα υψηλή. Κατά το συντονισμό με τις καταστάσεις  $4d6d \ J=2$  δεν παρατηρείται κάτι ανάλογο παρότι και αυτές έχουν ίδιας τάξης πλάτη αυτοϊονισμού. Επίσης, στα φάσματα ηλεκτρονίων κατά το συντονισμό με τις καταστάσεις  $4d6d \ J=0$  ανιχνεύθηκε απορρόφηση μέχρι και τρίτου επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού και τέταρτου συνολικά από τη βασική κατάσταση  $5s^2 \ ^1S_0$ . Για αυτά τα ηλεκτρόνια που ανιχνεύονται λόγω φαινομένου ΑΤΑ κατέστη δυνατό να καταγραφεί και η γωνιακή τους κατανομή. Στο υπόλοιπο εύρος της υπό εξέταση φασματικής περιοχής δεν ανιχνεύτηκε πουθενά επιπλέον απορρόφηση φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι για την ίδια ένταση φωτός.

Παράλληλα οι καμπύλες προσαρμογής που προέκυψαν από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων στη Σχέση 3.2 έδειξαν έντονες αυξομειώσεις των λόγων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-2$ . Στην περίπτωση που υποθέσουμε ισχύ της σύζευξης LS μας αρκεί η καταγραφή του φάσματος ιόντων  $\text{Sr}^+$  με γραμμικώς πολωμένο φως και η γνώση των παραμέτρων  $\beta_{2k}$ ,  $k=1-2$  για τον υπολογισμό των απαραίτητων στοιχείων πίνακα. Στην πιο ρεαλιστική περίπτωση όπου υποθέτουμε ότι δεν ισχύει η σύζευξη LS η καταγραφή του φάσματος  $\text{Sr}^+$  με κυκλικά πολωμένο φως είναι απαραίτητη για τον υπολογισμό των απαραίτητων στοιχείων πίνακα. Όποια σύζευξη πάντως και να υποθέσουμε η διαφορά φάσης  $\Delta\psi$  των αντίστοιχων στοιχείων πίνακα είναι αδύνατο να υπολογιστεί χωρίς την καταγραφή των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων.

Το φάσμα ιόντων που καταγράψαμε έχει κάποιες διαφορές, με τα διαθέσιμα στη βιβλιογραφία θεωρητικά φάσματα κάτι το οποίο σημαίνει ότι υπάρχει ανάγκη

επανεξέτασης της θεωρίας ώστε αυτή να λάβει υπόψη τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας διατριβής. Αυτή η διαδικασία βρίσκεται ήδη σε εξέλιξη.

Στη συνέχεια προχωρήσαμε σε μελέτη των μηχανισμών που εμπλέκονται κατά τον απλό και διπλό ιονισμό του Sr, στη φασματική περιοχή που αντιστοιχεί στην τετραφωτονική διέγερση της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $5p^2 \ ^1S_0$  με παλμούς laser διάρκειας ns. Σε προηγούμενη εργασία [Liontos 2008] είχε επιβεβαιωθεί η ανίχνευση διπλά φορτισμένων ιόντων μέσω βηματικής διαδικασίας αλλά χωρίς όμως να ταυτοποιηθεί ο ακριβής μηχανισμός του ιονισμού του  $Sr^+$ . Μέσω της φασματοσκοπίας ηλεκτρονίων επιβεβαιώθηκε η απορρόφηση φωτονίων λόγω φαινομένου ATI διαπιστώθηκε ότι η παραγωγή διπλά φορτισμένων ιόντων Sr είναι εφικτή μέσω της βηματικής διέγερσης από τα επίπεδα  $4d_j$  με περαιτέρω απορρόφηση 6 φωτονίων. Επίσης επιβεβαιώσαμε την κατανομή πληθυσμού στα επίπεδα  $4d_j$ , κάτι το οποίο δεν μπόρεσε να επιβεβαιωθεί στην παραπάνω εργασία με την καταγραφή του σήματος ιοντικού φθορισμού. Ακόμα, επιβεβαιώθηκε ότι η συνεισφορά της βασικής κατάστασης του  $Sr^+$  ( $5s$ ) ως αρχικό επίπεδο στην παραγωγή διπλά φορτισμένων ιόντων είναι αμελητέα, κάτι που είχε αναπτυχθεί επίσης στην προαναφερθείσα εργασία.

Στα φάσματα ηλεκτρονίων που καταγράψαμε μας δεν παρατηρήθηκε καθόλου πληθυσμός στα  $5d_j$  επίπεδα του ιόντος. Αυτό όμως θα έπρεπε μάλλον να είναι αναμενόμενο καθώς στις μετρήσεις σήματος φθορισμού σε προηγούμενη εργασία [Liontos 2008] το σήμα των επιπέδων  $5p_j$  επιπέδων ήταν πολύ ισχυρότερο από το αντίστοιχο των  $5d_j$ . Από τη στιγμή που στις δικές μας μετρήσεις τα επίπεδα  $5p_j$  του ιόντος εμφανίστηκαν με μεγάλη δυσκολία είναι επόμενο να μην καταστεί εφικτό να παρατηρήσουμε τα ασθενέστερα επίπεδα  $5d_j$ .

Τόσο η θέση της εστίας του φακού όσο και η επιλογή του μήκους κύματος επηρεάζουν τους μηχανισμούς παραγωγής ηλεκτρονίων είτε από απλό είτε από διπλό ιονισμό. Όταν η εστία του φακού βρίσκεται απέναντι από τον άξονα του φακού ηλεκτρονίων του ενοείται η παραγωγή ηλεκτρονίων από διπλό ιονισμό σε ανταγωνισμό της παραγωγής ηλεκτρονίων από απλό ιονισμό. Όσον αφορά τον απλό ιονισμό, στην υπό εξέταση φασματική περιοχή διαπιστώσαμε ότι ηλεκτρόνια από τετραφωτονικό ιονισμό δημιουργούνται κυρίως κοντά στο συντονισμό με την δέσμια  $4d5p \ ^1P_1$ . Στην υπόλοιπη φασματική περιοχή ενοείται η δημιουργία ηλεκτρονίων από πενταφωτονικό ιονισμό που αφήνει το ιόν στα επίπεδα  $4d_j$ .

Οι περισσότερες από τις αναμενόμενες ομάδες ηλεκτρονίων βρίσκονται σε πολύ κοντινές ενέργειες κάτι το οποίο δεν μας επέτρεψε να βγάλουμε ασφαλέστερα συμπεράσματα στην φασματική περιοχή γύρω από τη δέσμια κατάσταση  $5s5f\ ^1F_3$  καθώς απαιτούνταν πολύ χαμηλή ενέργεια διέλευσης για το διαχωρισμό τους, η οποία όμως μείωνε το ανιχνεύσιμο σήμα ηλεκτρονίων. Επίσης λόγω του παραπάνω γεγονότος δεν μπορούσαμε να αξιοποιήσουμε όσο θα επιθυμούσαμε την μελέτη των γωνιακών κατανομών και έτσι οι μετρήσεις μας περιορίστηκαν σε μια πολύ μικρή φασματική περιοχή γύρω από την δέσμια  $4d5p\ ^1P_1$  όπου μόνο εκεί χάρη στο ισχυρό σήμα ηλεκτρονίων μας επιτράπη ο διαχωρισμός των γειτονικών ομάδων ηλεκτρονίων.

Τέλος, επειδή το μήκος κύματος της τετραφωτονικής διέγερσης της κατάστασης  $5p^2\ ^1S_0$  (~735 nm) είναι σχετικά κοντά σε αυτό του laser υπερβραχέων παλμών τύπου Titanium-Sapphire (~800 nm), θεωρήθηκε ιδιαίτερα ενδιαφέρον να διερευνήσουμε τις αντίστοιχες διαδικασίες στην περίπτωση υπερβραχέων παλμών laser (~25 fs) η οποία είναι συγκρίσιμη ή ακόμη και μικρότερη των χρόνων αυτοϊονισμού των διπλά διεγερμένων ατομικών καταστάσεων που εμπλέκονται. Το διαθέσιμο laser Titanium μπορεί επίσης να μας προσφέρει εντάσεις laser μέχρι και δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από αυτές που είναι διαθέσιμες με τους παλμούς διάρκειας ns. Η μελέτη έγινε με την καταγραφή του σήματος ιόντων  $Sr^+$  και  $Sr^{2+}$  και της ανάλυσης της ενέργειας των εκπεμπόμενων φωτοηλεκτρονίων με τη χρήση φασματομέτρου τύπου απεικόνισης ταχυτήτων - VMI. Η δυνατότητα του για ταυτόχρονη καταγραφή των γωνιακών κατανομών μαζί και με την καταγραφή του φάσματος ηλεκτρονίων σε συνδυασμό με τη δυνατότητα λειτουργίας του ως φασματόμετρο ιόντων με τις ίδιες εστιακές συνθήκες με μια απλή αλλαγή της πολικότητας των τάσεων αποτελούν το μεγάλο του πλεονέκτημά του σε σχέση με τον σφαιρικό αναλυτή ενέργειας ηλεκτρονίων που χρησιμοποιήθηκε στα προηγούμενα πειράματα.

Η παρουσία της, εξαρτώμενης από την ένταση, ενέργειας ponderomotive  $U_p$  μετατοπίζει τα κατώφλια ιονισμού και τις ιοντικές καταστάσεις προκαλώντας μεταβολή στην ενέργεια με την οποία ανιχνεύονται οι διάφορες ομάδες ηλεκτρονίων. Η υψηλή ένταση φωτός καθιστά εύκολη την απορρόφηση αριθμού φωτονίων πλέον των τεσσάρων απαραίτητων για τον απλό ιονισμό του Sr. Στα φάσματα ηλεκτρονίων που καταγράψαμε διαπιστώσαμε απορρόφηση μέχρι και δέκατου φωτονίου (τάξη ATI  $k=6$ ) από τη βασική κατάσταση  $5s^2\ ^1S_0$  του Sr. Μια άλλη συνέπεια της παρουσίας του  $U_p$  είναι η εμφάνιση στο

φάσμα ηλεκτρονίων επιπλέον δομής που προέρχεται από την εμφάνιση των συντονισμών Freeman.

Το πιο σημαντικό συμπέρασμα αυτού του πειράματος είναι η διαπίστωση ότι για χαμηλές εντάσεις δέσμης laser ( $\approx 0.4 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) αυξάνεται η σημασία της συσχέτισης μεταξύ των δυο ηλεκτρονίων σθένους του ατόμου. Για χαμηλές εντάσεις δέσμης ( $I \leq 0.45 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) οι διάφορες διεγερμένες καταστάσεις του ιόντος μπορούν να γίνουν κανάλια αποδιέγερσης του συστήματος. Στα φάσματα ηλεκτρονίων που καταγράψαμε επιβεβαιώσαμε την απορρόφηση έως και πέντε επιπλέον φωτονίων επάνω από το πρώτο κατώφλι ιονισμού, και αποδιέγερση του συστήματος πέρα από τη βασική στάθμη 5s του ιόντος και στα  $5p_j$ , 6s και πιθανώς και στα  $6p_j$  επίπεδα. Με την αύξηση της έντασης της δέσμης υποχωρεί και η σημασία της ηλεκτρονιακή συσχέτισης και το σύστημα πλέον αρχίζει να συμπεριφέρεται σαν μονοηλεκτρονιακό με τη βασική στάθμη 5s του ιόντος γίνεται το μοναδικό επίπεδο αποδιέγερσης του συστήματος.

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι (ΠΙΝΑΚΕΣ)

**Πίνακας 3.1:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-2$  όπως προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) των φωτοηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά τη διέγερση με δυο φωτόνια της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $3p^2\ ^1S_0$  του Mg.

Διφωτονικός ιονισμός Mg		
$2\cdot\lambda_{UV}$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$
581	1.53±0.05	0.9±0.04
582	1.52±0.07	0.82±0.07
583	1.29±0.09	0.59±0.08
584	1.65±0.09	0.45±0.08
585	1.39±0.04	0.21±0.04
586	1.33±0.04	0.13±0.03
587	1.61±0.04	0.45±0.05
587.5	1.54±0.04	0.55±0.03
588	1.44±0.04	0.57±0.03
589	1.45±0.05	0.62±0.04
590	1.49±0.06	1.21±0.06

**Πίνακας 3.2:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  όπως προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) των φωτοηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά τον τετραφωτονικό ιονισμό της θεμελιώδους κατάστασης  $3s^2\ ^1S_0$  του Mg για χαμηλή ένταση δέσμης laser. ( $I\approx 2\times 10^{11}\text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ )

Τετραφωτονικός ιονισμός Mg (χαμηλή ένταση δέσμης laser)				
$\lambda$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$	$\beta_6/\beta_0$	$\beta_8/\beta_0$
585	0.79±0.19	1.64±0.24	-0.02±0.25	0.35±0.26
586	2.21±0.15	1.35±0.15	-0.2±0.1	0.06±0.15
587	1.47±0.13	1.57±0.16	0.18±0.16	0.53±0.16
588	1.79±0.10	1.43±0.12	-0.28±0.11	0.07±0.12
589	1.97±0.13	1.54±0.15	-0.01±0.14	0.26±0.15
590	2.12±0.08	1.11±0.08	-0.12±0.08	0.02±0.09
591	2.37±0.30	1.56±0.31	0.09±0.28	0.23±0.29
592	2.56±0.15	1.64±0.15	-0.12±0.12	0.0±0.0

593	1.64±0.10	1.16±0.11	0.02±0.12	0.07±0.12
594	1.78±0.16	1.78±0.18	-0.35±0.16	0.0±0.0
595	1.83±0.10	1.69±0.11	-0.38±0.10	0.0±0.0
596	1.83±0.09	1.85±0.09	-0.31±0.09	0.12±0.09

**Πίνακας 3.3:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  όπως προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) των φωτοηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά τον τετραφωτονικό ιονισμό της θεμελιώδους κατάστασης  $3s^2 \ ^1S_0$  του Mg για υψηλή ένταση δέσμης laser . ( $I \approx 8 \times 10^{11} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ).

Τετραφωτονικός ιονισμός Mg (υψηλή ένταση δέσμης laser)				
$\lambda$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$	$\beta_6/\beta_0$	$\beta_8/\beta_0$
561	1.2±0.2	0.9±0.1	1.1±0.2	1.5±0.2
562	1.2±0.2	0.7±0.2	1.3±0.2	1.8±0.3
563	1.3±0.2	0.6±0.2	1.5±0.3	2.3±0.3
564	1.1±0.2	0.7±0.2	1.0±0.2	1.9±0.3
565	1.0±0.1	0.3±0.2	0.6±0.2	1.9±0.2
566	0.8±0.1	0.2±0.1	0.1±0.2	1.7±0.2
567	0.8±0.1	0.1±0.1	0.2±0.2	1.7±0.2
568	0.6±0.1	0.1±0.1	0.03±0.13	1.6±0.1
569	0.5±0.1	0.6±0.2	-0.04±0.21	1.3±0.2
570	0.7±0.1	0.1±0.1	-0.1±0.2	1.0±0.2
571	0.7±0.1	0.2±0.2	-0.7±0.2	1.4±0.2
572	0.5±0.1	0.2±0.1	-0.8±0.1	1.1±0.1
573	0.4±0.2	0.4±0.2	-0.8±0.3	1.2±0.3
574	0.29±0.09	0.4±0.1	-0.9±0.2	0.9±0.1
575	0.16±0.08	0.5±0.1	-0.7±0.1	0.8±0.1
576	0.04±0.09	0.4±0.1	-0.8±0.2	0.8±0.2
577	-0.10±0.07	0.8±0.1	-0.8±0.1	0.5±0.1
578	-0.21±0.08	0.8±0.1	-0.9±0.1	0.7±0.1
579	-0.03±0.06	1.06±0.09	-0.88±0.09	0.71±0.09
580	0.0±0.1	1.6±0.1	-0.8±0.1	1.1±0.1
581	0.50±0.08	1.6±0.1	-0.2±0.1	0.8±0.1
582	1.0±0.1	1.7±0.1	-0.1±0.1	0.7±0.1
583	0.92±0.08	1.7±0.1	-0.5±0.1	0.3±0.1

583.5	0.95±0.08	1.5±0.1	-0.1±0.1	0.3±0.1
584	1.0±0.1	1.7±0.1	-0.2±0.1	0.2±0.1
584.5	0.89±0.09	1.5±0.1	-0.1±0.1	0.4±0.1
585	0.94±0.08	1.5±0.1	-0.1±0.1	0.5±0.1
585.2	1.40±0.17	1.8±0.2	0.3±0.2	0.2±0.2
585.5	1.1±0.1	1.7±0.1	-0.4±0.1	0.3±0.1
585.7	0.89±0.08	1.6±0.1	-0.3±0.1	0.3±0.1
586	1.15±0.07	1.74±0.09	-0.1±0.1	0.31±0.09
586.2	1.18±0.08	1.6±0.1	-0.1±0.1	0.2±0.1
586.5	1.2±0.1	1.8±0.1	-0.1±0.1	0.3±0.1
586.7	1.3±0.1	1.9±0.1	-0.2±0.1	0.3±0.1
587	1.23±0.08	1.8±0.1	-0.1±0.1	0.3±0.1
588	1.28±0.08	1.5±0.1	-0.2±0.1	0.0±0.1
589	1.3±0.1	1.4±0.1	-0.1±0.1	0.1±0.2
590	1.38±0.09	0.9±0.1	0.0±0.1	0.1±0.1
591	1.9±0.2	0.8±0.1	-0.4±0.2	0.0±0.2
592	1.6±0.1	0.8±0.1	-0.0±0.1	0.2±0.1
593	1.4±0.1	0.7±0.1	-0.0±0.2	0.0±0.2
594	1.40±0.09	1.1±0.1	0.0±0.1	0.0±0.2
595	1.2±0.1	1.1±0.1	0.1±0.2	0.0±0.2
596	1.2±0.1	1.4±0.1	-0.1±0.1	0.1±0.1

**Πίνακας 3.4:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  όπως προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) των φωτοηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά τον πενταφωτονικό ιονισμό της θεμελιώδους κατάστασης  $3s^2 \ ^1S_0$  του Mg για υψηλή ένταση δέσμης laser . ( $I \approx 8 \times 10^{11} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).

Πενταφωτονικός ιονισμός Mg					
$\lambda$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$	$\beta_6/\beta_0$	$\beta_8/\beta_0$	$\beta_{10}/\beta_0$
561	1.1±0.1	0.2±0.1	0.5±0.1	0.3±0.2	0.0±0.1
562	1.1±0.1	0.2±0.1	0.5±0.2	0.2±0.2	0.1±0.2
563	1.3±0.1	0.4±0.1	0.3±0.1	0.2±0.2	0.1±0.2
564	1.2±0.1	0.5±0.1	0.5±0.2	0.3±0.2	0.3±0.2
565	1.3±0.2	0.9±0.2	0.5±0.2	-0.4±0.2	0.0±0.2

566	1.7±0.2	0.9±0.2	0.7±0.2	0.4±0.2	0.1±0.2
567	1.5±0.1	0.6±0.1	0.3±0.2	0.3±0.2	0.00±0.05
568	1.7±0.3	0.7±0.2	0.1±0.3	-0.1±0.3	0.2±0.3
569	1.4±0.1	0.4±0.1	0.2±0.2	-0.1±0.2	0.0±0.2
570	1.6±0.2	0.6±0.1	0.2±0.2	-0.0±0.2	0.1±0.2
571	1.6±0.1	0.5±0.1	0.4±0.1	0.0±0.1	0.0±0.1
572	1.4±0.2	0.4±0.2	0.6±0.2	0.2±0.2	0.4±0.2
573	1.4±0.2	0.6±0.2	0.6±0.2	0.2±0.2	0.3±0.2
574	1.3±.1	0.7±0.1	0.4±0.1	0.1±0.1	0.1±0.1
575	1.5±0.1	0.7±0.1	0.8±0.6	-0.2±0.2	0.0±0.1
576	1.5±0.1	0.9±0.1	0.6±0.1	0.2±0.1	0.0±0.2
577	1.1±0.1	0.9±0.1	0.8±0.2	-0.1±0.2	0.2±0.2
578	1.3±0.2	0.9±0.2	1.1±0.2	0.3±0.2	0.0±0.2
579	1.4±0.1	1.2±0.1	1.2±0.2	-0.3±0.1	0.0±0.2
580	1.7±0.3	1.5±0.2	1.4±0.3	-0.1±0.33	0.6±0.34
581	1.3±0.2	1.4±0.2	1.1±0.2	0.1±0.3	0.0±0.3
582	1.3±0.1	1.2±0.2	1.3±0.2	-0.1±0.2	0.0±0.2
583	1.4±0.1	1.2±0.2	1.6±0.2	0.1±0.2	0.3±0.2
584	1.6±0.2	1.3±0.2	1.9±0.3	-0.1±0.2	0.1±0.2
585	1.4±0.1	1.2±0.1	1.7±0.2	-0.2±0.2	0.0±0.1
586	1.6±0.1	1.4±0.1	1.5±0.2	0.0±0.2	0.2±0.2
587	1.4±0.1	0.9±0.2	1.4±0.2	-0.1±0.2	0.0±0.2
588	1.5±0.2	1.0±0.2	1.4±0.2	0.2±0.2	0.2±0.2
589	1.4±0.1	1.0±0.1	0.9±0.2	-0.1±0.1	0.00±0.03
590	1.4±0.1	1.1±0.1	1.4±0.2	0.0±0.2	0.00±0.03
591	1.5±0.1	1.3±0.1	1.0±0.2	0.1±0.2	0.2±0.2
592	1.5±0.1	1.0±0.1	0.9±0.1	0.1±0.1	0.1±0.1
593	1.5±0.1	1.2±0.1	1.2±0.2	-0.2±0.2	0.0±0.2
594	1.1±0.1	1.0±0.1	0.9±0.1	-0.1±0.2	0.4±0.2
595	1.5±0.1	1.2±0.1	1.3±0.1	-0.4±0.1	0.0±0.2
596	1.5±0.1	1.4±0.2	1.5±0.2	-0.2±0.2	0.0±0.2



**Πίνακας 3.5:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-2$  όπως προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) των φωτοηλεκτρονίων που δημιουργούνται κατά τον ιονισμό με δυο φωτόνια της θεμελιώδους κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr.

Διφωτονικός ιονισμός Sr		
$\lambda_{UV}$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$
359.57	1.81±0.11	0.75±0.11
360.07	2.29±0.16	1.14±0.13
360.57	2.12±0.14	1.56±0.12
360.67	1.07±0.11	1.31±0.12
360.77	0.20±0.05	0.04±0.06
360.87	1.55±0.14	0.81±0.12
361.07	2.48±0.15	1.19±0.11
361.32	2.25±0.19	1.48±0.15
361.49	2.21±0.15	1.03±0.12
361.64	2.32±0.11	1.31±0.09
361.74	1.69±0.13	1.02±0.11
361.99	2.38±0.12	1.80±0.11
362.24	2.25±0.15	1.46±0.13
362.49	2.09±0.14	1.17±0.12
362.71	1.78±0.10	0.67±0.09
362.95	2.33±0.15	1.75±0.13
363.06	2.49±0.15	1.47±0.12
363.21	2.48±0.14	1.24±0.11
363.39	2.41±0.16	1.44±0.14
363.48	2.09±0.15	1.19±0.12
363.53	2.26±0.16	1.25±0.17
363.55	1.61±0.14	1.22±0.13
363.56	1.71±0.12	0.53±0,10
363.58	0.28±0.05	0.02±0,06
363.60	1.05±0.11	0.29±0,11
363.63	1.50±0.14	0.89±0,13
363.68	1.90±0.18	1.04±0,17
363.73	2.04±0.17	1.37±0,15

363.74	1.99±0.08	1.09±0.08
363.96	1.95±0.11	1.14±0.09
364.26	2.30±0.17	1.22±0.14
364.46	2.50±0.13	1.26±0.10
364.92	2.32±0.13	1.19±0.10
365.17	2.37±0.14	1.14±0.11
365.28	2.41±0.11	0.84±0.08
365.45	2.30±0.12	0.73±0.09
365.95	2.14±0.11	0.59±0.08
366.45	1.99±0.10	0.52±0.08
366.95	1.32±0.07	0.26±0.06
367.45	0.84±0.04	0.35±0.04
367.95	0.45±0.05	0.66±0.06
368.45	0.32±0.05	1.32±0.07

**Πίνακας 3.6:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-3$  όπως προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται λόγω φαινομένου ΑΤΙ κατά το συντονισμό με τις καταστάσεις  $4d6d\ ^1S_0$  και  $4d6d\ ^3P_0$  κατά τη διέγερση με δυο φωτόνια της διπλά διεγερμένης κατάστασης  $5p^2\ ^1S_0$  του Sr.

	$4d6d\ ^1S_0$ (~360.77 nm)		$4d6d\ ^3P_0$ (~363.58 nm)	
	Sr + $3\omega_{UV} \rightarrow Sr^+ + e^-$		Sr + $3\omega_{UV} \rightarrow Sr^+ + e^-$	
	$4d_j$ (~2.8 eV)	$5p_j$ (~1.6 eV)	$4d_j$ (~2.8 eV)	$5p_j$ (~1.6 eV)
$\beta_2/\beta_0$	1.03±0.14	1.13±0.08	1.40±0.15	1.17±0.13
$\beta_4/\beta_0$	0.86±0.17	0.28±0.09	0.04 ± 0.1	0.31±0.14
$\beta_6/\beta_0$	0.16±0.16	0.10±0.1	0.004± 0.168	0.33±0.15

**Πίνακας 3.7:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-2$  για διφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr για σύζευξη LS [Nikolopoulos 2005] και σύζευξη jj [Luc –Koenig 1997].

<p>Σύζευξη LS</p> <p>Στοιχείο</p> <p>πίνακα:</p> <p><math>T_L^{(2)} =  T_L  e^{i\varphi_L}</math></p>	$\beta_0 = 1$ $\frac{\beta_2}{\beta_0} = \frac{1}{ T_0^{(2)} ^2 +  T_2^{(2)} ^2} \left( \frac{10}{7}  T_0^{(2)} ^2 - 2\sqrt{5}  T_0^{(2)}   T_2^{(2)}  \cos \Delta\psi \right)$ $\frac{\beta_4}{\beta_0} = \frac{18}{7} \frac{ T_0^{(2)} ^2}{ T_0^{(2)} ^2 +  T_2^{(2)} ^2}$ $\Delta\psi = \varphi_2 - \varphi_0 - (\eta_2 - \eta_0)$
<p>Σύζευξη jj</p> <p>Στοιχείο</p> <p>πίνακα:</p> <p><math>T^{(2)}(j,J)</math>:</p>	$\beta_0 = \frac{1}{3}  T(1/2, 0) ^2 + \frac{2}{15} \left\{  T(2/2, 2) ^2 +  T(5/2, 2) ^2 \right\}$ $\frac{\beta_2}{\beta_0} = \frac{2}{15}  T(3/2, 2) ^2 + \frac{16}{105}  T(5/2, 2) ^2 - \frac{4\sqrt{6}}{105} \text{Re}[T^*(3/2, 2) \cdot T(5/2, 2)] +$ $+ \frac{2\sqrt{10}}{15} \left\{ \sqrt{2} \text{Re}[T^*(1/2, 0) \cdot T(3/2, 2) \cdot \exp[i\Delta\psi]] \right.$ $\left. - \sqrt{3} \text{Re}[T^*(1/2, 0) \cdot T(5/2, 2) \cdot \exp[i\Delta\psi]] \right\}$ $\frac{\beta_4}{\beta_0} = \frac{4}{35} \left[  T(5/2, 2) ^2 - 2\sqrt{6} \text{Re}[T^*(3/2, 2) \cdot T(5/2, 2)] \right]$ $\Delta\psi = \varphi_2 - \varphi_0 - (\eta_2 - \eta_0)$

**Πίνακας 3.8:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-4$  (σχέση (3.2) κεφαλαίου 3) που προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων κινητικής ενέργειας  $K=1.15$  eV κατά τον τετραφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr.

Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων Sr κινητικής ενέργειας $K=1.15$ eV				
$\lambda$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$	$\beta_6/\beta_0$	$\beta_8/\beta_0$
727.8	-0.73±0.05	0.69±0.08	-0.1±0.1	-0.001±0.088
728.22	-0.43±0.07	1.37±0.103	-0.17±0.11	0.25±0.11
728.7	-0.52±0.07	1.22±0.11	-0.37±0.12	0.23±0.12

**Πίνακας 3.9:** Λόγοι παραμέτρων  $\beta_{2k}/\beta_0$ ,  $k=1-5$  (σχέση (3.1) κεφαλαίου 3) που προκύπτουν από την θεωρητική προσαρμογή των γωνιακών κατανομών των ηλεκτρονίων κινητικής ενέργειας  $K=1.03$  eV κατά τον πενταφωτονικό ιονισμό της βασικής κατάστασης  $5s^2 \ ^1S_0$  του Sr.

Γωνιακές κατανομές ηλεκτρονίων Sr κινητικής ενέργειας $K=1.03$ eV					
$\lambda$ (nm)	$\beta_2/\beta_0$	$\beta_4/\beta_0$	$\beta_6/\beta_0$	$\beta_8/\beta_0$	$\beta_{10}/\beta_0$
727.8	0.81±0.06	0.36±0.07	-0.16±0.08	0.003±0.086	0.04±0.09
728.22	0.91±0.09	0.36±0.09	0.05±0.1	0.05±0.12	0.17±0.11
728.7	0.91±0.1	0.49±0.11	0.35±0.13	0.11±0.15	-0.04±0.14

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ (ΜΕΘΟΔΟΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ)

Σε ένα τυπικό πείραμα φωτοϊονισμού η αρχική σφαίρα Newton προβάλλεται πάνω στον δισδιάστατο ανιχνευτή όπως φαίνεται και στο Σχήμα (2.15). Αν το πεδίο που εφαρμόζεται σε μια κατανομή φορτισμένων σωματιδίων  $F(R,\theta)$  είναι σημαντικά μεγαλύτερο από την κινητική ενέργεια του σωματιδίου [Bordas 1996] και ισχύει κυλινδρική συμμετρία, η αρχική και η τελική κατανομή  $F(R',\theta')$  συνδέονται μέσω του ολοκληρώματος Abel:

$$P(R',\theta') = 2 \int_{|x|}^{\infty} \frac{rF(R,\theta)}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr ,$$
$$\chi = R' \sin\theta' \quad (\text{II.1})$$
$$R = r \sin\theta$$

Οι αλγόριθμοι που βασίζονται στον αντίστροφο μετασχηματισμό Abel είναι πολύ ευαίσθητοι κατά την επιλογή του κέντρου της απεικόνισης. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε ο μετασχηματισμός που προτάθηκε από τον Vrakking [Vrakking 2001]. Σε αντίθεση με προηγούμενες μεθόδους οι οποίες αντιμετώπιζαν ένα δισδιάστατο πρόβλημα σαν μια σειρά από ανεξάρτητα μονοδιάστατα προβλήματα αυτή η μέθοδος αντιμετωπίζει τον μετασχηματισμό σαν ένα απλό πρόβλημα μετασχηματισμού από ένα δισδιάστατο σε ένα άλλο δισδιάστατο πρόβλημα με ένα γωνιακό και ένα ακτινικό μέρος. Το κύριο πλεονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι το γεγονός ότι ο θόρυβος μετά το μετασχηματισμό ο οποίος προβάλλεται στον άξονα συμμετρίας της τρισδιάστατης γωνιακής κατανομής πλέον προβάλλεται στο κέντρο της εικόνας όπου πλέον διαχωρίζεται με τις παρατηρούμενες ομάδες φορτισμένων σωματιδίων.

Η παρατηρούμενη εικόνα στον ανιχνευτή δεν είναι παρά μία φέτα της τρισδιάστατης γωνιακής κατανομής των ηλεκτρονίων κάθετα στον άξονα του ανιχνευτή. Αν υποθέσουμε ότι οι τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή και η τρισδιάστατη κατανομή ταχυτήτων έχουν κυλινδρική συμμετρία γύρω από έναν άξονα συμμετρίας στη μέτρησή μας, δηλαδή δεν έχουν εξάρτηση από την αζιμουθιακή γωνία  $\varphi$  τότε η τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή μπορεί να γραφτεί σαν ένα γινόμενο της κατανομής των ταχυτήτων  $P_1(v)$  και της εξαρτώμενης από την ταχύτητα γωνιακής κατανομής  $P_2(v,\theta)$ :

$$P(v_x, v_y, v_z) = P(v,\theta,\varphi) = P_1(v) \cdot P_2(v,\theta) \quad (\text{II.2})$$

Σαν άξονα  $x$  θεωρούμε τον άξονα στην δισδιάστατη εικόνα που είναι κάθετος στον άξονα συμμετρίας  $y$  ενώ σαν άξονα  $z$  θεωρούμε τον άξονα πόλωσης του laser. Θεωρώντας

την κανονικοποιημένη τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή και τρισδιάστατη κατανομή ταχυτήτων, έχουμε:

$$2\pi \int \int P_1(v) v^2 P_2(v, \theta) \sin \theta d\theta dv = 1$$

Κατά παρόμοιο τρόπο η δισδιάστατη εικόνα στον ανιχνευτή μπορεί να γραφτεί σαν το γινόμενο ενός ακτινικού μέρους  $F_{1,\text{exp}}(R)$  και της ακτινικά εξαρτώμενης γωνιακής κατανομής  $F_{2,\text{exp}}(R, \alpha)$ :

$$F_{\text{exp}}(x, y) = F_{\text{exp}}(R, \alpha) = F_{1,\text{exp}}(R) \cdot F_{2,\text{exp}}(R, \alpha):$$

Όπου η κανονικοποίηση της δισδιάστατης εικόνας απαιτεί να ισχύει:

$$\int \int F_{1,\text{exp}}(R) \cdot R \cdot F_{2,\text{exp}}(R, \alpha) d\alpha dR = 1$$

Όπως και στην τρισδιάστατη περίπτωση ο Vrakking επιλέγει να εργαστεί με κανονικοποιημένες γωνιακές κατανομές  $F_{2,\text{exp}}(R, \alpha)$  και επιλέγει το  $\alpha$  ώστε να μεταβάλλεται από 0 έως  $\pi$  για  $x > 0$  και  $\pi$  έως  $2\pi$  για  $x < 0$ . Σαν αποτέλεσμα τα  $F_{1,\text{exp}}(R)$  και  $F_{2,\text{exp}}(R)$  μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη διόρθωση των  $P_1(v)$  και  $P_2(v, \theta)$ : για τα οποία και εισάγεται και ο μετασχηματισμός:

$$P_{1,i=0}(v) = F_{1,\text{exp}}(R) / 2\pi R \quad (\text{Π.3α})$$

$$P_{2,i=0}(v, \theta) = F_{2,\text{exp}}(R, \alpha = \theta) \quad (\text{Π.3β})$$

Όπου το  $i$  χρησιμοποιείται σαν μια επαναληπτική μεταβλητή, ενώ η σχέση μεταξύ της ακτίνας  $R$  και της ταχύτητας  $v$  δίνεται από την απλή σχέση  $R = c_0 vt$  όπου  $c_0$  είναι μια σταθερά που συνήθως είναι κοντά στην μονάδα και εξαρτάται από τη γεωμετρία του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Με βάση αυτό το μετασχηματισμό μια δισδιάστατη εικόνα μπορεί να υπολογιστεί από μια νέα δισδιάστατη ακτινική και γωνιακή κατανομή  $F_{1,i=0}(R) \cdot F_{2,i=0}(R)$ . Αυτό ξεκινάει μια επαναλαμβανόμενη διαδικασία όπου μια μετρούμενη δισδιάστατη εικόνα και μια γωνιακή κατανομή  $F_{1,i}(R) \cdot F_{2,i}(R, \alpha)$  συγκρίνεται με την πειραματική δισδιάστατη γωνιακή και ακτινική κατανομή  $F_{1,\text{exp}}(R) \cdot F_{2,\text{exp}}(R, \alpha)$  και με βάση τις διαφορές τους οι διορθώσεις εφαρμόζονται στην τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή και την τρισδιάστατη κατανομή ταχυτήτων σύμφωνα με τη σχέση:

$$P_{1,i}(v) = P_{1,i-1}(v) - c_1 [F_{1,i-1}(R) - F_{1,\text{exp}}(R)] / 2\pi R \quad (\text{Π.4α})$$

$$P_{2,i}(v, \theta) = P_{2,i-1}(v, \theta) - c_2 [F_{2,i-1}(R, \alpha = \theta) - F_{2,\text{exp}}(R, \alpha = \theta)] \quad (\text{Π.4β})$$

Οι παράμετροι  $c_1$  και  $c_2$  καθορίζουν την διόρθωση στην τρισδιάστατη εικόνα. Οι πιο συνηθισμένες τιμές τους είναι 2.0 και 1.0 αντίστοιχα.

Λόγω της φυσικής σημασίας μιας εικόνας η οποία προκύπτει από την προβολή μιας σφαίρας Newton, η οποία και προφανώς είναι και πάντα θετική, αρνητικές τιμές των  $P_{1,i}(v)$  και  $P_{2,i}(v,\theta)$  δεν είναι αποδεκτές και για αυτό στην περίπτωση που οι εξισώσεις (Π.4) οδηγούν σε κάτι τέτοιο τότε αυτόματα τα δυο αυτά μεγέθη θέτονται ίσα με μηδέν.

Η συγκεκριμένη επαναληπτική διαδικασία ξεκινά με το αποτέλεσμα μιας από τις συνηθισμένες μεθόδους εφαρμογής του μετασχηματισμού Abel, όπως μετασχηματισμός Fourier- Hankel [Montgomery-Smith 1988] κάτι το οποίο οδηγεί σε πιο γρήγορη μείωση των διαφορών μεταξύ μετρούμενων εικόνων και των εικόνων από την προσομοίωση. Παρότι υπάρχει εξάρτηση από το εύρος του θορύβου στο κέντρο του μετασχηματισμού Fourier- Hankel, αν αυτός ο θόρυβος αφαιρεθεί από την προσομοίωση σε μερικές από τις επαναλήψεις σίγουρα συγκρίνεται με την προσομοίωση των εξισώσεων (Π.3).

Η πειραματικά ληφθείσα δισδιάστατη εικόνα είναι μια μέτρηση στην οποία τα δεδομένα δίδονται με καρτεσιανές συντεταγμένες και το ζευγάρι συντεταγμένων  $(x,y)$  αντιστοιχεί σε ένα ζευγάρι pixels  $\{n_x, n_y\}$ . Το ζεύγος pixels  $\{1,1\}$  απεικονίζει την ένταση του σήματος στο σημείο με συντεταγμένες  $(1/2, 1/2)$ . Για να υπολογίσουμε την ένταση του σήματος στο ζεύγος pixels  $\{n_x, n_y\}$  η τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή και η κατανομή ταχυτήτων πρέπει να ολοκληρωθούν σε μια διαδρομή κατά μήκος της  $v_z$  όπου σε μονάδες pixels ισχύει:  $v_x = n_x^{-1/2}$ ,  $v_y = n_y^{-1/2}$ . Σύμφωνα με την σχέση (Π.2) η τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή και η κατανομή ταχυτήτων δίνονται σε πολικές συντεταγμένες. Για μια συγκεκριμένη τιμή της  $v_z$  το μέτρο και η διεύθυνση της ταχύτητας  $v$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$v = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2}$$

$$\theta = a \tan((v_x^2 + v_y^2)^{1/2} / v_z)$$

Όπου η γωνία  $\theta$  πρέπει να αντικατασταθεί από την  $\theta + \pi$  αν  $\theta < 0$  ή από την  $2\pi - \theta$  αν  $v_x < 0$ . Στην παρούσα μέθοδο η ένταση του σήματος στις συντεταγμένες  $(\theta, \varphi)$  βρίσκεται ολοκληρώσουμε τα τέσσερα γειτονικά σημεία στην τρισδιάστατη γωνιακή κατανομή και την κατανομή ταχυτήτων  $P_1(v) \cdot P_1(v, \theta)$ . Κάτι αντίστοιχο συμβαίνει για να πάρουμε τα αντίστοιχα δισδιάστατα μεγέθη  $F_{1,i}(R) \cdot F_{2,i}(R, a)$ . Ένα συγκεκριμένο ζεύγος τιμών  $(R, a)$  αντιστοιχεί σε ένα ζευγάρι καρτεσιανών συντεταγμένων  $(x, y)$ , και η ένταση του σήματος υπολογίζεται από το μέσο όρο της έντασης του σήματος στα τέσσερα γειτονικά pixels.

Στην παρούσα διατριβή, η διαδικασία που ακολουθήθηκε για την επεξεργασία των πειραματικών μας μετρήσεων ήταν η εξής. Αρχικά η δισδιάστατη εικόνα των φορτισμένων σωματιδίων αποθηκεύεται σε ένα προσωπικό υπολογιστή σε μορφή raw. Στη συνέχεια η εικόνα επεξεργάζεται με τη βοήθεια του προγράμματος MATLAB ώστε να αφαιρεθεί ο θόρυβος και το σήμα υποβάθρου καθώς και ατέλειες στην οθόνη του φωσφόρου. Συνήθως σε αυτή τη διαδικασία η εικόνα χωρίζεται σε τέσσερα τεταρτημόρια από τα οποία επιλέγεται αυτό που έχει καλύτερη ποιότητα, με το οποίο εκμεταλλευόμενοι τη σφαιρική συμμετρία μπορούμε να αντικαταστήσουμε τα υπόλοιπα τρία τεταρτημόρια. Μετά το πέρας αυτής της επεξεργασίας στο τελικό αρχείο μορφής .dat εφαρμόζεται ο αντίστροφος μετασχηματισμός σε γλώσσα προγραμματισμού Fortran. Στα παράγωγα της εφαρμογής του μετασχηματισμού περιλαμβάνονται πέρα από την αντεστραμμένη εικόνα, το φάσμα ενέργειας ηλεκτρονίων και οι παράμετροι των γωνιακών κατανομών  $\beta_{2k}$ ,  $k=1-6$ .



## ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- Agostini P, Barjot G, Bannal J F and Manus C 1968 *IEEE J Quantum. Electron* **QE-4** 667
- Agostini P, Fabre F and Petite G 1984 “*Multiphoton Ionization of Atoms*” ed. Chin SL and Lambropoulos P (Orlando Academic)
- Agostini P, Farbre F, Mainfray G, Petite G and Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- Aleksakhin I S, Zapesochnyi I P and Suran V V 1977 *JETP Lett* **26** 11
- Aymar M and Lecomte J-M 1989 *J. PhysB: At. Mol. Opt. Phys* **22**, 223
- Aymar M, Greene C H, Luc-Koenig E 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 1015
- Bethe H A and Salpeter E E 1957 “*Quantum mechanics of One-Electron atoms*” p 308 Springer Verlag, Berlin
- Bonanno R E, Clark C W and Lucatorto T B 1986 *Phys. Rev. A* **34** 2082
- Bonch Bruevich A M and Khodovoi V A 1967 *Sov. Phys Uspekhi* **93** 637
- Bordas C, Paulig F, Helm H and Huestis D L 1996 *Rev Sci Instrum* **67** 2257
- Boyd R W 2003 “*Nonlinear optics*” 2nd ed. (Academic press)
- Bucksbaum P H, Bashkansky M and McIlrath T J 1987a *Phys. Rev Lett* **58** 439
- Buica G and Nakajima T 2008 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **109** 107
- Chang T N and Tang X 1988 *Phys. Rev. A* **38** 1258
- Chang T N and Tang X 1992 *Phys. Rev. A* **46** R2209
- Charalambidis D, Lambropoulos P, Schroder H, Faucher O, Xu H, Wagner M and Fotakis C 1994 *Phys. Rev. A* **50** R2822
- Chien R L Mullins O C and Berry R S 1983 *Phys Rev A* **28** 2078
- Cohen S, Aymar M, Bolovinos A, Kompitsas M, Luc-Koenig E, Mereu H and Tsekeris P 2001 *Eur. Phys J. D* **13** 165
- Comstock EL-321 Three element lens manual

Comstock Electrostatic Energy analyzer Model AC-902B manual

Comstock Electrostatic Energy Analyzer Power supply model ES 101 manual  
Comstock Models CP-601B, CP-602B Channelplate Charged Particle detectors manual.

Cook W E, Gallagher T F, Edelstein S A and Hill R M 1978 *Phys Rev Lett* **40** 178

Cooper J and Zare R N 1968 *J Chem Phys* **58** 942

Cowan R D 1981 "*The theory of Atomic structure and Spectra*" University of California press

Crance M 1984 "*Multiphoton Ionization of Atoms*" ed.Chin S L and Lambropoulos P (Orlando academic)

Delone N B 1975 *Sov. Phys Uspekhi* **18** 169

Delone N B and Krainov V P 1984 "*Atoms in Strong light fields*" Springer Ser. In Chem. Phys. v. **28** Springer-Verlag

Di Mauro L F, Kim D, Courtney M and Anselment M 1988 *Phys Rev A* **38** 2338

Di Mauro L F and Agostini P 1995 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **35** 79

Dixit S N and Lambropoulos P 1983 *Phys. Rev. A* **27** 861

Dribinski V, Ossadtchi A, Mandelshtam V A, and H. Reisler 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 2634

Edelstein S Lambropoulos M Duncanson J and Berry R S 1974 *Phys Rev A* **9** 2459

Fabre F, Petite G, Agostini P and clement M 1982 *J. Phys. B: At. Mol. Opt Phys.* **15** 1353

Fang T K and Chang T N 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012721

Fano U 1961 *Phys. Rev A* **124** 1866

Feneuille S and Jacquinet P 1981 *Adv. Atom. Mol Phys* **17** 99

Freeman R R and Bucksbaum P H 1991 *J. Phys. B: At. Mol. Opt Phys.* **24** 325

Garcia G, Nahon L and Powis I 2004 *Rev Scient Intrum* **75** 4989

Goeppert-Mayer M 1931 *Ann. Phys* **9** 273

- Goutis S, Aymar M, Kompitsas M and Camus P 1992 *J. PhysB: At. Mol. Opt. Phys* **25**, 3433
- Grum-Grzhimailo A N, Fritzsche S, O’Keeffe P and Meyer M 2005 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** 2545
- Hansen J C, Duncanson J A Jr, Chien R L and Berry R S 1980 *Phys Rev A* **21** 222
- Harb M M, Cohen S, Papalazarou E, Lepine F and Bordas C 2010 *Rev Sci Instrum* **81** 125111
- Hippler R, Humbert H- J, Schwier H, Jetzke S and Lutz H O 1983 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **16** L713
- Hou M, Berger P, Petite G and Agostini P 1990 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23** L583
- Joachain C J, Dorr M and Kylstra N 2000 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42** 225
- Karapanagioti N E, Faucher O, Shao Y L, Charalambidis D, Bachau H and Cormier E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2431
- Keldysh L V 1965 *JETP* **20** 1307
- Kompitsas M, Goutis S, Aymar M, and Camus P 1991 *J. PhysB: At. Mol. Opt. Phys* **24**, 1557
- L’ Huillier A, Lompre A, Mainfray G and Manus C 1982 *Phys. Rev. Lett* **48** 1814
- Lafosse A, Lebech M, Brenot J C, Guyon P-M, Jagutzki O, Spielberger L, Vervloet M, Houver J-C and Dowek D, 2000 *Phys. Rev Lett* **84** 5987
- Lambropoulos P and Teague M R 1976 *J Phys B: At Mol Phys* **9** 587
- Lambropoulos P, Maragakis P and Zhang Jian, “Two-Electron Atoms in Strong Fields” 1998 *Phys. Reports* **305** 203
- Lindsay M D, Cai L T, Schinn G W, Dai C-J and Gallagher T F 1992 *Phys. Rev. A* **45** 231
- Liontos I, Bolovinos A, Cohen S and Lyras A 2004 *Phys. Rev. A* **70** 033403
- Liontos I, Cohen S and Bolovinos A 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 04560
- Liu C R, Du N Y and Starace A F 1991 *Phys Rev A* **43** 5891
- Loudon R 1983 “*The quantum Theory of Light*” 2nd edition (Clarenton press)

- Luc –Koenig E, Aymar M, Lecompte J-M and Lyras A 1997 *J Phys B: At Mol Phys* **31** 727
- Luc –Koenig E, Lyras A, Lecompte J-M and Aymar M 1997 *J Phys B: At Mol Phys* **30** 5213
- Mainfray G and Manus C 1991 *Rep. Prog. Phys* **54** 1333
- Manzhos S, Looock H-P, 2003 *Comput Phys Comm* **154** 76
- McKee T J, Lobin J and Young W A 1982 *Applied Optics* **21** 725
- Moccia R and Spizzo P 1988 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21** 1121
- Montgomery-Smith L, Keefer D R and Sudharsanan S I 1981 *J Quant Spectrosc Radiat Transf* **39** 367
- Nandor M J, Walker M A and Van Woerkom L D 1998 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 4617
- Nd:YAG pumped Lambda Physic ScanMate 2EC-400 *dye laser manual*
- Nesmeyanov A M 1963 “*Vapor pressure of the chemical Elements*” (New York: Elsevier)
- Nikolopoulos L A A 2005 *Phys Rev A* **71** 033409
- NIST Mg I, Mg II  
NIST Atomic Spectra Database Levels Form ver. 3.1.3 (Online)  
[http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/levels_form.html)
- Okasaka R and Fukuda K 1982 *J. PhysB: At. Mol. Opt. Phys* **15** 347
- Ralchenko Y, Kramida A, Reader J and NIST ASD Team, 2011 NIST Atomic Spectra, Database (version 4.1)  
<http://physics.nist.gov/asd>
- Rassi D, Pejčev V, Ottley T W and Ross K J 1977 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **10** 2913
- Reber A, Baynard T, Martin F, Bachau H and Berry R S 2005 *Phys Rev A* **71** 053402
- Reber A, Martin F, Bachau H and Berry R S 2003 *Phys Rev A* **68** 063401
- Reiss H R and Hatzilambrou N 2005 *J. of Mod. Opt.* **53** 221

- Roy D and Trembley D 1990 “*Design of electron spectroscopy*” *Rep Prog Phys* **53** 1621
- Samson Y 1976 *Phys. Rep* 28 303
- Samson J A R 1982 In “*Handbuch der Physik, band XXXI*” (W Mehlhorn, ed) p 123 Springer Verlag, Berlin
- Shao Y L, Fotakis C and Charalambidis D 1993 *Phys. Rev. A* **48** 3636
- Siegman A E 1986 “*Laser*” (California: University Science Books
- Smith S J and Leuchs G 1988 *Advances in Atomic and Molecular Physics* **24** 157
- Sobel'man I I 1979 “*Atomic Spectra and Radiative Transitions*” *Springer Ser. Chem. Phys* v.1
- Starace A F 1982 In “*Handbuch der Physik, band XXXI*” (W Mehlhorn, ed) p.1 Springer Verlag, Berlin
- Tauro S and Liu K 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 225001
- Tonokura K and Suzuki T, 1994 *Chem Phys Lett* **224** 1
- Trahanas S 1988 “*Κβαντομηχανική III*» Πανεπιστημιακές εκδόσεις Κρήτης
- Vaeck N, Godefroid M and Hansen J E 1988 *Phys. Rev. A* **38** 2830
- Van der Hart H W, Laughlin C and Hansen J E 1993 *Phys. Rev. Lett* **71** 1506
- Van Druten N J, Trainham R and Muller H G 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1593
- Volkov D M 1935 *Zeit. Phys.* **94** 250
- Voronov G and Delone N 1965 *JETP Lett.* **1** 66
- Vrakking M J J 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 4084
- Wehlitz R, Lukić D and Juranić P N 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 2385
- Wiley W C, MacLaren I H 1955, *Rev. Sci. Instr* **26** 1150
- Winterhalter J, Maier D, Honerkamp J, Schyja V and Helm H 1999, *J. Chem. Phys.* 110 **11** 187.

Wollnick H 1967 *“Focusing of charged particles”* (London: Academic press) Vol 2

Zatsarinnyi O I, Lendel V I, Natvrotskii V T, Sabad E P and Salak M 1984 *Opt. Spectrosc.* **56** 358

Zoller P and Lambropoulos P 1984 *“Multiphoton Ionization of Atoms”* ed. Chin n S L and Lambropoulos P (Orlando academic)

Zouros T J M , Sise O, Melike U and Mevlut D 2006 *“Using the fringing fields of a hemispherical spectrograph to improve its energy resolution”*, *Meas. Sci Technol* **17** N81-N86.

Δημητρίου Α. 2007 Διπλωματική Εργασία Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Καρράς Γ. Διδακτορική διατριβή 2011 Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Κοεν Σ. 1990 Διδακτορική διατριβή, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Λιόντος Ι. 2007 Διδακτορική διατριβή, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Μέχρι την περάτωση της παρούσας διατριβής από τα πειραματικά δεδομένα τα οποία χρησιμοποιήθηκαν έχουν δημοσιευθεί οι παρακάτω εργασίες και έχουν πραγματοποιηθεί οι παρακάτω παρουσιάσεις σε διεθνή συνέδρια:

#### ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ

- “Energy dependence of photoelectron angular distributions from two- and four-photon ionization of Mg in the vicinity of the  $3p^2 \ ^1S_0$  doubly excited state”  
Anastasios Dimitriou, Samuel Cohen & Andreas Lyras.  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44**, 135001 (2011)
- “Strong laser-induced coupling between autoionizing states: the case of the four-photon-excited  $3p^2 \ ^1S_0$  state of magnesium”  
Anastasios Dimitriou, Samuel Cohen, Andreas Lyras and Ioannis Liontos.  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45** 205003 (2012)

## ΠΑΡΟΥΣΙΕΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΣΥΝΕΔΡΙΑ

- Strong laser-induced-coupling between autoionizing states in the vicinity of four-photon excitation of Mg  $3p^2\ ^1S_0$  state. (Poster)  
A. Dimitriou, I. Lontos, S. Cohen.  
ICO Photonics, Delphi-Greece, October 2009
- Multiphoton excitation and AC-Shift of autoionizing states of Mg probed by monitoring the Mg<sup>+</sup>  $3p \rightarrow 3s$  radiative decay. (Poster)  
A. Dimitriou, I. Lontos, S. Cohen, and A. Lyras  
43 EGAS, Fribourg, Switzerland, June 2011
- Strong laser-induced-coupling between autoionizing states in the vicinity of four-photon excitation of Mg  $3p^2\ ^1S_0$  resonance. (δεκαπεντάλεπτη **ομιλία** και poster)  
A. Dimitriou, S. Cohen, and A. Lyras  
43 EGAS, Fribourg, Switzerland, June 2011
- Energy dependence of photoelectron angular distributions from four- and five-photon ionization of Mg in the vicinity of the four-photon-excited  $3p^2\ ^1S_0$  state. (δεκαπεντάλεπτη **ομιλία**)  
A. Dimitriou, S. Cohen, and A. Lyras  
44 EGAS, Gothenburg, Sweden, July 2012
- Energy dependence of photoelectron angular distributions from two-photon ionization of Strontium in the proximity of the  $5p^2\ ^1S_0$  doubly excited state. (Poster)  
A. Dimitriou and S. Cohen  
44 EGAS, Gothenburg, Sweden, July 2012