

**ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ**  
**ΓΕΝΙΚΟ ΤΜΗΜΑ**



**ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ**  
**ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΕΣ ΕΠΙΣΤΗΜΕΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟΥ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**  
**ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ : «ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ**  
**ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΛΕΪΖΕΡ»**

**ΥΒΡΙΔΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗΣ ΒΑΣΙΣΜΕΝΟ ΣΤΙΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ**  
**ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΟΠΟΙΗΣΗ ΜΕ**  
**ΝΕΤΡΟΝΙΑ ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΒΡΑΧΥΧΡΟΝΩΝ ΠΑΛΜΩΝ ΛΕΪΖΕΡ**

**ΠΛΑΝΑ ΜΑΡΙΑ**

Επιβλέπων : Αναπλ. Καθηγητής **Μουσταϊζής Σταύρος**

**ΧΑΝΙΑ , 2012**

*Με την υπομονή κερδίζεις πιο πολλά*

*παρά με τη δύναμη.....*

# *Ευχαριστίες*

*Για την εκπόνηση της παρούσας μεταπτυχιακής διατριβής θα ήθελα να ευχαριστήσω κάποιους ανθρώπους, οι οποίοι συνέβαλαν τα μέγιστα για την ολοκλήρωση της.*

*Πρώτον και σημαντικότερον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον αναπληρωτή καθηγητή και διευθυντή του Εργαστηρίου Δομής της Ύλης και Φυσικής Λέιζερ κ. Σταύρο Μουσταϊζή, ο οποίος με επέβλεπε και με συμβούλευε κατά τη διάρκεια του ΜΔΕ. Θα ήθελα να ευχαριστήσω και τα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς επιτροπής, κ. Παρασκευά Λαλούση και Αργύριο Δελή για την τιμή που μου έκαναν να εξετάσουν την διατριβή μου.*

*Οφείλω ένα μεγάλο ευχαριστώ στο Πολυτεχνείο Κρήτης και τον ΕΛΚΕ που μου επέτρεψαν να συμμετάσχω στο 11<sup>th</sup> International Conference on Applications of Nuclear Techniques και τον οργανωτή του συνεδρίου καθηγητή κ. Γιώργο Βουρβόπουλο για τις πολύτιμες συμβουλές του.*

*Τέλος, ευχαριστώ όλα τα μέλη που απαρτίζουν το Εργαστήριο Δομής της Ύλης και Φυσικής Λέιζερ, από μόνιμους υπαλλήλους τους Κουφάκη Μαρία, Πετράκη Παναγιώτη, Σεργάκη Ελευθερία, Κορτσαλιουδάκη Ναθαναήλ, Καλλιατάλη Άρτεμις, καθώς και τους μεταπτυχιακούς Περάκη Κώστα, Σχετάκη Νίκο και Πλουμιστάκη Γιάννη με τους οποίους συμπορεύτηκα τα χρόνια των μεταπτυχιακών σπουδών μου.*

*Αυτή η εργασία δεν θα είχε πραγματοποιηθεί χωρίς την ψυχολογική στήριξη της οικογένειάς μου, του Μανώλη και του Νίκου, της Στέλλας και τέλος του Στέφανου, ο οποίος έδειξε αμέριστη συμπαράσταση και υπομονή κατά την εκπόνηση του ΜΔΕ.*



*αφιερωμένο στην Αιμιλία...*

# Περιεχόμενα

Περίληψη.....	XI
Abstract.....	XV
Εισαγωγή.....	1
Βιβλιογραφία.....	24

## Ενότητα I

### Μέρος I: Φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ(LIBS)

#### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1<sup>ο</sup>

1.1 Εισαγωγή.....	26
1.2 Ιδιότητες του λέιζερ.....	27
1.3 Πλάσμα.....	28
1.3.1 Βασικά στοιχεία αλληλεπίδρασης του λέιζερ με την επιφάνεια ενός υλικού.....	29
1.3.2 Νόμος Boltzmann.....	30
1.3.3 Νόμος Saha.....	32
1.3.4 Ακτινοβολία ατόμων.....	33
1.3.5 Δύναμη ταλάντωσης ατόμου.....	35

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2<sup>ο</sup>**

<b>2.1 Δημιουργία και μηχανισμοί παραγωγής πλάσματος υψηλής πυκνότητας.....</b>	<b>37</b>
<b>2.1.1 Πολυφωτονικός ιονισμός.....</b>	<b>37</b>
<b>2.1.2 Ιονισμός μέσω κρούσεων.....</b>	<b>37</b>
<b>2.1.3 Δημιουργία αρχικών ηλεκτρονίων.....</b>	<b>38</b>
<b>2.1.4 Πολλαπλασιασμός ηλεκτρονίων στα αέρια.....</b>	<b>39</b>
<b>2.2 Ποιοτική και ποσοτική ανάλυση πλάσματος.....</b>	<b>39</b>
<b>2.2.1 Ποιοτική ανάλυση.....</b>	<b>39</b>
<b>2.2.2 Ποσοτική ανάλυση.....</b>	<b>40</b>
<b>2.3 Βασικές φυσικές παράμετροι πλάσματος.....</b>	<b>40</b>
<b>2.3.1 Ένταση φασματικής γραμμής.....</b>	<b>41</b>
<b>2.3.2 Διαπλάτυνση φασματικής γραμμής.....</b>	<b>42</b>
<b>2.3.3 Συνεχής εκπομπή και ακτινοβολία πέδησης.....</b>	<b>43</b>
<b>2.3.3.α. Συνεχής εκπομπή.....</b>	<b>43</b>
<b>2.3.3.β Ακτινοβολία πέδησης.....</b>	<b>44</b>
<b>2.3.4 Πυκνότητα ηλεκτρονίων.....</b>	<b>44</b>
<b>2.3.5 Θερμοκρασία πλάσματος.....</b>	<b>45</b>
<b>2.3.6 Τοπική θερμοδυναμική ισορροπία.....</b>	<b>48</b>
<b>2.4 Δημιουργία και χρονική εξέλιξη πλάσματος.....</b>	<b>48</b>
<b>2.4.1 Τυπικά παραδείγματα φασμάτων LIBS.....</b>	<b>53</b>
<b>2.4.2 Φαινόμενο θωράκισης πλάσματος.....</b>	<b>54</b>
<b>2.4.3 Τεχνική χρόνου καθυστέρησης .....</b>	<b>55</b>
<b>2.4.4 Ταχύτητα περιστροφής – μετακίνησης δείγματος.....</b>	<b>56</b>
<b>2.4.5 Σημείο εστίασης στο δείγμα.....</b>	<b>56</b>

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3<sup>ο</sup>**

<b>3.1</b> Βασικά τμήματα διάταξης LIBS.....	58
<b>3.2</b> Μονοχρωμάτορας – Φασματογράφος.....	59
<b>3.3</b> Ανιχνευτής φωτονίων CCD.....	60

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4<sup>ο</sup>**

<b>4.</b> Επιλεγμένες περιοχές που χρησιμοποιείται η τεχνική LIBS.....	62
<b>4.1</b> Ανίχνευση εκρηκτικών υλικών.....	62
<b>4.2</b> Ανίχνευση πετρωμάτων - Αναφορά στα πετρώματα του πλανήτη Άρη.....	68

<b>Βιβλιογραφία.....</b>	73
--------------------------	----

## **Μέρος II: Συνδυασμός μη-γραμμικής διάδοσης βραχύχρονου παλμού λέιζερ στην ατμόσφαιρα με τη φασματοσκοπία LIBS**

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5<sup>ο</sup>**

<b>5.1.</b> Εισαγωγή.....	76
<b>5.2</b> Τεχνική Chirped Pulse Amplification-CPA.....	76
<b>5.3</b> Διάδοση βραχύχρονων παλμών λέιζερ στην ατμόσφαιρα.....	78
<b>5.4</b> Γενική μη-γραμμική εξίσωση διάδοσης-Εξίσωση κύματος.....	79
<b>5.5</b> Νηματοποίηση βραχύχρονου παλμού λέιζερ στην ατμόσφαιρα.....	81
<b>5.6</b> Νηματοποίηση UV λέιζερ για φασματοσκοπική ανάλυση με LIBS: Εφαρμογές στην πολιτιστική κληρονομιά.....	84

<b>Βιβλιογραφία.....</b>	90
--------------------------	----

## **Ενότητα II**

### ***Τεχνική ανάλυσης με ενεργοποίηση νετρονίων (NAA). Περιγραφή μαγνητικού περιορισμού υψηλής θερμοκρασίας πλάσματος***

#### **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6°**

<b>6.1</b>	<b>Εισαγωγή.....</b>	<b>93</b>
<b>6.2</b>	<b>Κατηγοριοποίηση νετρονίων με βάση την ενέργειά τους.....</b>	<b>98</b>
<b>6.3</b>	<b>Αλληλεπιδράσεις νετρονίων με την ύλη.....</b>	<b>100</b>
<b>6.4</b>	<b>Ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης νετρονίων με πυρήνες στοιχείων.....</b>	<b>102</b>
<b>6.5</b>	<b>Βασικός εξοπλισμός τεχνικής NAA.....</b>	<b>105</b>
<b>6.6</b>	<b>Τρόποι παραγωγής νετρονίων και πηγές νετρονίων.....</b>	<b>106</b>
<b>6.6.1</b>	<b>Συνεχείς πηγές νετρονίων.....</b>	<b>106</b>
<b>6.6.2</b>	<b>Παλμικές πηγές νετρονίων.....</b>	<b>111</b>
<b>6.7</b>	<b>Κατηγορίες ανάλυσης με ενεργοποίηση νετρονίων.....</b>	<b>123</b>
<b>6.8</b>	<b>Οργανική και ραδιοχημική μέθοδος NAA.....</b>	<b>124</b>
<b>6.9</b>	<b>Ανιχνευτές νετρονίων και ακτινοβολίας.....</b>	<b>124</b>
<b>6.10</b>	<b>Ανάλυση στοιχείων με χρήση φασματοσκοπίας ακτίνων-γ.....</b>	<b>133</b>
<b>6.11</b>	<b>Υπολογισμός συγκέντρωσης στοιχείων με χρήση ακτίνων-γ.....</b>	<b>136</b>
<b>6.12</b>	<b>Μέθοδοι ανίχνευσης ακτίνων-γ.....</b>	<b>137</b>
<b>6.13</b>	<b>Μια ειδική εφαρμογή αλληλεπίδρασης <math>^{10}\text{B}</math> με νετρόνια και εφαρμογές στην Ιατρική.....</b>	<b>142</b>

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7<sup>ο</sup>**

<b>7.1</b>	Κίνηση φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητικό πεδίο.....	143
<b>7.2</b>	Μοντέλο τοπολογίας μαγνητικού πεδίου “mirror-like” .....	145
<b>7.3</b>	Μαγνητική ροπή.....	147
<b>7.4</b>	Η μαγνητική ροπή ως αναλλοίωτη ποσότητα.....	148
<b>7.5</b>	Συνέπεια της σταθερότητας της μαγνητικής ροπής.....	149
<b>7.6</b>	Σχέση γωνίας $\theta$ και μαγνητικής ροπής.....	152
<b>7.7</b>	Κώνος διαφυγής.....	153
<b>7.8</b>	Κατανομή του κώνου διαφυγής.....	154
<b>7.9</b>	Το μαγνητικό πεδίο της Γης – Ζώνες Van Allen.....	154
<b>7.10</b>	Παραγωγή μαγνητικών πεδίων από τράπεζα πυκνωτών - Σύστημα πηγής νετρονίων υψηλής ροής με μηχανισμό λείζερ.....	157
<b>7.11</b>	Το μαγνητικό πεδίο του Ήλιου – Φαινόμενο Zeeman.....	159
<b>Βιβλιογραφία.....</b>		<b>161</b>

## **Ενότητα III**

### ***Συνδυασμός και Εφαρμογές των διαγνωστικών τεχνικών LIBS και NAA – Συμπεράσματα***

#### **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8<sup>ο</sup>**

<b>8.1</b>	<b>Εισαγωγή.....</b>	<b>164</b>
<b>8.2</b>	<b>Τεχνικές φασματοσκοπίας με λέιζερ.....</b>	<b>165</b>
<b>8.3</b>	<b>Ανίχνευση των εκρηκτικών υλών με χρήση λέιζερ που βασίζονται στη Φασματοσκοπία Raman.....</b>	<b>173</b>
<b>8.4</b>	<b>Τεχνικές νετρονίων για την ανίχνευση εκρηκτικών υλικών.....</b>	<b>175</b>
<b>8.4.1</b>	<b>Ανίχνευση και εξουδετέρωση ναρκών ξηράς.....</b>	<b>185</b>
<b>8.4.2</b>	<b>Εκπομπή ακτίνων-γ επαγόμενη από νετρόνια.....</b>	<b>189</b>
<b>8.4.3</b>	<b>Εξασθένηση ακτίνων-γ.....</b>	<b>190</b>
<b>8.4.4</b>	<b>Σκεδασμός ταχέων νετρονίων.....</b>	<b>191</b>
<b>8.5</b>	<b>Τεχνική ανίχνευσης εκρηκτικών υλικών.....</b>	<b>191</b>
<b>8.6</b>	<b>Ανίχνευση ιχνοστοιχείων σε βιολογικά υλικά.....</b>	<b>193</b>
<b>8.7</b>	<b>Απεικόνιση και σύγκριση δειγμάτων που έχουν βομβαρδιστεί με νετρόνια.....</b>	<b>195</b>
<b>8.8</b>	<b>Εφαρμογή προτεινόμενου υβριδικού συστήματος ανίχνευσης στα αεροδρόμια και συμπεράσματα.....</b>	<b>195</b>
	<b>Βιβλιογραφία.....</b>	<b>198</b>

# Περίληψη

Στη παρούσα εργασία μελετάται ένα υβριδικό σύστημα αποτελούμενο από δύο μονάδες ανίχνευσης στοιχείων που οδηγούνται από το ίδιο σύστημα λέιζερ το οποίο παράγει μεγάλης έντασης βραχύχρονους παλμούς. Στην πρώτη μονάδα η δέσμη λέιζερ χρησιμοποιείται για φασματοσκοπία πλάσματος (**Laser Induced Breakdown Spectroscopy - LIBS**) και στη δεύτερη μονάδα χρησιμοποιείται για την παραγωγή νετρονίων από την αλληλεπίδραση του βραχύχρονου παλμού λέιζερ με cluster δευτερίου. Τα παραγόμενα νετρόνια στη δεύτερη μονάδα ενεργοποιούν (αλληλεπιδρούν) με τους πυρήνες του προς ανίχνευση υλικού. Η αποδιέγερση των πυρήνων παράγει χαρακτηριστικό φάσμα εκπομπής ακτίνων-γ (**Neutron Activation Analysis - NAA**) ανάλογα των πυρήνων που περιέχονται στο προς εξέταση υλικό. Για ένα σύστημα λέιζερ που διαθέτει μεγάλο ρυθμό επανάληψης παλμών (rep. rate) της τάξεως των 20-30 Hz είναι δυνατό το 50% των παλμών να οδηγούν την πρώτη μονάδα και το άλλο 50% την δεύτερη μονάδα. Το πλεονέκτημα του προτεινόμενου υβριδικού συστήματος είναι ότι οι δύο τεχνικές μπορούν να εφαρμοστούν ταυτόχρονα και συμπληρωματικά για την ανίχνευση, ταυτοποίηση στοιχείων και επικίνδυνων ουσιών (π. χ. ναρκωτικά ή και εκρηκτικές ύλες).

Η παρούσα εργασία χωρίζεται σε τρεις επιμέρους ενότητες.

Η **πρώτη** ενότητα περιγράφει την πρώτη μονάδα και χωρίζεται σε δύο μέρη. Στο πρώτο μέρος παρουσιάζεται η φασματοσκοπία LIBS. Στο δεύτερο μέρος μελετάται ο συνδυασμός της μη-γραμμικής διάδοσης βραχύχρονου



παλμού λέιζερ σε συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης και η χρήση της φασματοσκοπία LIBS σ' αυτές τις συνθήκες. Το πλεονέκτημα είναι ότι η μη-γραμμική διάδοση βραχύχρονου παλμού λέιζερ επιτρέπει την φασματική παρατήρηση και ανάλυση του παραγόμενου (ή επαγόμενου) πλάσματος σε μεγάλες αποστάσεις. Με την τεχνική αυτή, η ανάλυση βλαβερών και επικίνδυνων ουσιών μπορεί να γίνει σε σχετικά μεγάλη απόσταση από την περιοχή ανίχνευσης.

Η **δεύτερη** ενότητα αφορά τη δεύτερη μονάδα όπου μελετάται η παραγωγή μονο-ενεργητικών νετρονίων από την αλληλεπίδραση βραχύχρονου παλμού λέιζερ μεγάλης έντασης με cluster δευτερίου. Κατά την αλληλεπίδραση τα cluster ιονίζονται και τα παραγόμενα ιόντα αποκτούν κινητική ενέργεια ( $> 40\text{keV}$ ) ικανή να παράγει νετρόνια από αντιδράσεις σύντηξης του δευτερίου. Το πλάσμα που δημιουργείται έχει υψηλή θερμοκρασία και μεγάλη ταχύτητα εκτόνωσης. Για να διατηρήσουμε το παραγόμενο πλάσμα σε σχετικά μεγάλη πυκνότητα και για μεγάλη σχετικά χρονική διάρκεια ώστε ο παραγόμενος αριθμός νετρονίων να αυξηθεί γίνεται χρήση μαγνητικού πεδίου. Η δεύτερη αυτή μονάδα αναφέρεται σαν συσκευή σύντηξης μαγνητικού περιορισμού πλάσματος. Για την προσομοίωση των φυσικών διεργασιών του πλάσματος της συσκευής χρησιμοποιούμε ένα 2-D MHD αριθμητικό κώδικα. Τα νετρόνια που παράγονται από την πηγή αυτή είναι της τάξης των  $10^9$ - $10^{10}$  ανά παλμό λέιζερ. Τα παραγόμενα νετρόνια μπορούν να αλληλεπιδράσουν και να διεγείρουν τους πυρήνες της προς εξέταση και ανάλυση ουσίας,. Η αποδιέγερση των πυρήνων αυτών εκπέμπει χαρακτηριστικό φάσμα ακτίνων-γ. Η τεχνική αυτή επιτρέπει την ταυτοποίηση των συστατικών των ουσιών.

Στην **τρίτη** ενότητα επικεντρωνόμαστε στη σύνθεση του υβριδικού συστήματος που αποτελείτε από τις δύο προηγουμένως περιγραφόμενες μονάδες και το οποίο οδηγείται από ένα σύστημα λέσερ βραχύχρονων παλμών καθώς και σε εφαρμογές μεθόδων ανάλυσης και ανίχνευσης που αφορά διάφορα επιστημονικά πεδία. Ο συνδυασμός των αποτελεσμάτων των παραπάνω τεχνικών επιτρέπει να βελτιωθεί η ευαισθησία ανίχνευσης και να μειωθούν τα σφάλματα ανίχνευσης κατά την διάρκεια εφαρμογής. Η μέθοδος LIBS βρίσκει εφαρμογές σε περιβαλλοντολογικές μελέτες, στη βιομηχανία, στα έργα τέχνης, σε ιατρικές εφαρμογές. Κυρίως όμως μπορεί να χρησιμοποιηθεί για εντοπισμό και ανάλυση σε ιδιαίτερα επικίνδυνες ουσίες όπως τα εκρηκτικά. Από την διεθνή βιβλιογραφία φαίνεται ότι η μέθοδος NAA μπορεί να εφαρμοστεί για την ανίχνευση ιχνοστοιχείων σε βιολογικά υλικά, στο περιβάλλον, στην ιατρική, στην ανίχνευση εκρηκτικής ύλης και εξουδετέρωση ναρκών ξηράς με μεγάλα ποσοστά επιτυχίας.

Η παρούσα εργασία παρουσιάστηκε στο *11<sup>th</sup> International Conference on Applications of Nuclear Techniques, Ρέθυμνο 12-18 Ιουνίου 2011* με αφίσα και με τον τίτλο: **«A promising laser driven device for elements detection and analysis using neutron activation and LIBS techniques»**. Επισυνάπτεται το *‘Abstract’* της εργασίας που παρουσιάστηκε στο Συνέδριο.



# *Abstract*

We investigate studies on a hybrid system composed by two units, a laser based neutron generator and a laser induced breakdown spectroscopy (LIBS) for elements detection and analysis. The main element of the proposed system is a laser generating ultra short pulses which drive both units.

The first unit concerns the production of mono-energetic neutrons from ultra-short laser beam interaction with deuterated targets in a compact magnetic fusion device; Laser pulses generate a relatively long filament and accelerate D ions to energies capable to produce D-D fusion nuclear reactions. Simulations using a 2-D resistive MHD code confirm the production of  $10^9$ - $10^{10}$  neutrons per laser shot. In the second unit the combination of the self-guided propagation of an ultra-short laser beam in the atmosphere with LIBS techniques, enables remote spectral analysis of micro-plasma produced by laser pulse-surface interactions. Both units will work simultaneously combining the results in order to improve the detection sensitivity and decrease the analysis errors.

The development of the proposed system is based on well established and cost effective technologies for laser systems, laser-plasma interaction, compact magnetic fusion devices and laser induced spectroscopic diagnostics

## Εισαγωγή

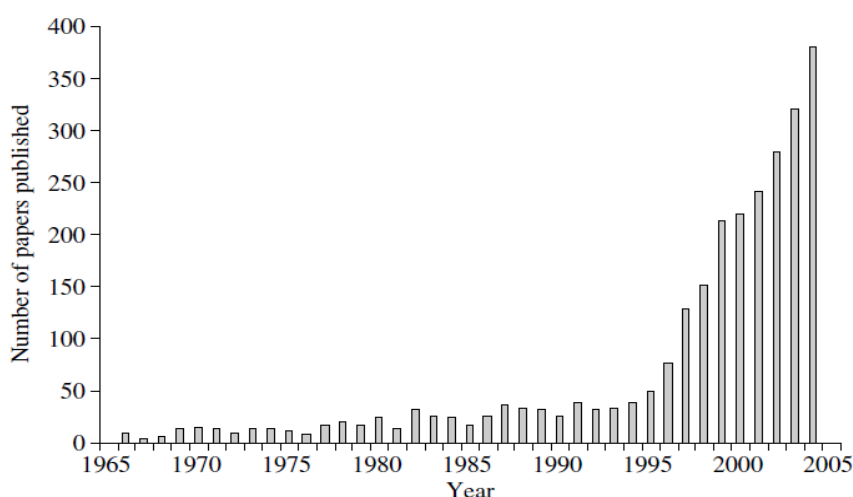
Η αυξανόμενη ανάγκη των τελευταίων χρόνων για αξιόπιστες φασματοσκοπικές τεχνικές οι οποίες μπορούν να δώσουν άμεσα και ασφαλή αποτελέσματα εντός και εκτός εργαστηρίου, οδήγησε στην ανάπτυξη μίας τεχνικής για ταχεία ποιοτική και ποσοτική ανάλυση. Η φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) αποτελεί μία ιδιαίτερα ελκυστική, μη-καταστρεπτική τεχνική η οποία δίνει τη δυνατότητα για άμεση ανάλυση σε στερεά, υγρά και αέρια χωρίς να είναι αναγκαία η προετοιμασία του δείγματος.

Η τεχνική αυτή έχει αναπτυχθεί σημαντικά την τελευταία δεκαετία και παρέχει ταχεία ποιοτική και ποσοτική ανάλυση μέσω των χαρακτηριστικών γραμμών στο φάσμα εκπομπής, οι οποίες επιτρέπουν τον προσδιορισμό των στοιχείων στο υλικό που μελετάμε. Μπορεί να αναλύσει στερεά, υγρά και αέρια και να επιτρέψει γρήγορα αποτελέσματα, προκαλώντας ελάχιστη φθορά στο δείγμα. Η εξέλιξη των παλμικών λέιζερ και των συστημάτων ανίχνευσης φασματικών γραμμών επέτρεψε την κατασκευή μεταφερομένων συστημάτων LIBS μικρών σχετικά διαστάσεων και βάρους. Αυτό αποτέλεσε το βασικό πλεονέκτημα για την διάδοση της εφαρμογής της τεχνικής LIBS ιδιαίτερα όταν υπάρχουν δυσκολίες μεταφοράς δειγμάτων όπως στη περίπτωση έργων τέχνης ή έργων πολιτιστικής κληρονομιάς. Με τα νέα συστήματα LIBS δεν είναι απαραίτητη η μεταφορά του δείγματος στο εργαστήριο, όπως απαιτούν οι περισσότερες μέθοδοι ανάλυσης, διότι μπορεί να αναλύσει ποιοτικά και ποσοτικά τα υλικά κάτω από ιδιαίτερα δύσκολες συνθήκες όπως σε βιομηχανικές περιοχές. Αν και το λέιζερ βρίσκεται αρκετά μακριά από το δείγμα είναι σε θέση να λειτουργήσει αποτελεσματικά. Κατά την εφαρμογή αυτής της τεχνικής σε ένα δείγμα έχουμε εκτόνωση του πλάσματος που δημιουργείται από μία εστιασμένη δέσμη λέιζερ, όπως θα δούμε αναλυτικά στο κύριο μέρος της εργασίας<sup>[1]</sup>.

Σύντομα μετά την κατασκευή του πρώτου παλμικού λέιζερ Ρουβιδίου το 1960, σε μία σχετική δημοσίευση (Brech, Cross, 1962) παρατηρήθηκε για πρώτη φορά το παραγόμενο πλάσμα. Το 1963, οι Debras-Guidon και Liodec δημοσίευσαν αποτελέσματα σχετικά με την φασματική ανάλυση επιφανειών. Την ίδια δεκαετία παρατηρήθηκε παραγόμενο πλάσμα σε αέριο και σε επιφάνειες μετάλλων. Τα επόμενα χρόνια ακολούθησαν έρευνες σχετικά με

τον χρόνο εξέλιξης του πλάσματος και προτάθηκαν διαφορετικά συστήματα ανίχνευσης για την παρατήρηση του φάσματος. Στα μέσα της δεκαετίας του 1970 έγιναν αντικείμενο έρευνας τα αερολύματα, σκόνη και σωματίδια του περιβάλλοντος. Ειδικότερα, το ερευνητικό εργαστήριο του Los Alamos επικεντρώθηκε στην ανίχνευση τοξικής σκόνης βηρυλλίου και ακολούθησε μελέτη επικίνδυνων αερίων. Το κρουστικό κύμα που παράγεται με τη δημιουργία του πλάσματος μελετήθηκε το 1982 και από τότε ξεκίνησε μία ενδιαφέρουσα έρευνα σχετικά με ανίχνευση σωματιδίων σε υγρά. Η εφαρμογή της LIBS για εξ αποστάσεως ανάλυση ξεκίνησε τη δεκαετία του 1990, όπου χρησιμοποιήθηκαν καλώδια οπτικών ινών. Τη δεκαετία του 2000 αναφέρθηκε χρήση της μεθόδου LIBS για εξερεύνηση επιφανειών των πλανητών και ιδιαίτερα έγινε αναφορά στα πετρώματα του πλανήτη Άρη μέσω ενός φορητού συστήματος LIBS. Αναλυτική ιστορική περιγραφή παρουσιάζεται αναλυτικά στα βιβλία: *Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy*, David A. Cremers, Leon J. Radziemski και *Laser Induced Breakdown Spectroscopy, Fundamentals and applications*, Andrzej W. Miziolek, Vincenzo Palleschi, Israel Schechter.

Τα επόμενα χρόνια μέχρι και σήμερα, η τεχνική LIBS εξελίσσεται συνεχώς λόγω των αυξημένων αναγκών για καλύτερη και αποδοτικότερη ανίχνευση<sup>[5]</sup>. Στο σχεδιάγραμμα παρακάτω παρουσιάζονται δημοσιευμένες μελέτες από το 1966 μέχρι το 2005. Τα τελευταία 5 χρόνια έχουν δημοσιευτεί περίπου 1140 μελέτες που σχετίζονται με τη LIBS.



Σχήμα\_1: Έρευνες που δημοσιεύτηκαν ανά χρονολογία και αφορούν την LIBS

Το βασικό πλεονέκτημα της τεχνικής LIBS σε σχέση με τις συμβατικές μεθόδους ανίχνευσης (π.χ. χημικές και χρωματο-γραφικές) είναι ότι δίνει αποτελέσματα ανίχνευσης στοιχείων σε πραγματικό χρόνο. Επιπλέον είναι μη καταστροφική γεγονός που την κάνει ιδιαίτερα ελκυστική για τα έργα τέχνης. Παρακάτω παρουσιάζονται ορισμένα επιλεγμένα για την ιδιαιτερότητα τους και την δυσκολία ανίχνευση στοιχείων σε πραγματικό χρόνο επιστημονικά πεδία στα οποία βρίσκει εφαρμογή η LIBS<sup>[1]</sup>.

Ανίχνευση επικίνδυνων ουσιών: Το ενδιαφέρον για την εφαρμογή της LIBS για την ανίχνευση διαφόρων επικίνδυνων υλικών στο περιβάλλον έχει αυξηθεί ραγδαία. Γι αυτό το λόγο έχουν αναπτυχθεί δύο φορητά συστήματα LIBS. Το ένα σύστημα έχει χρησιμοποιηθεί από το ερευνητικό εργαστήριο του αμερικάνικου στρατού για την ανάλυση του μολυσμένου εδάφους και σε άλλες γεωλογικές εφαρμογές. Το άλλο σύστημα χρησιμοποιείται από το Πανεπιστήμιο του Μισισιπή για ανίχνευση και αποκατάσταση μολυσμένων υδάτων βιομηχανικών περιοχών. Το τελικό αποτέλεσμα της εφαρμογής της μεθόδου έχει κριθεί ενθαρρυντικό και μελλοντική ανάπτυξη των συστημάτων ανίχνευσης μπορεί να δώσει ακόμα πιο βελτιωμένα αποτελέσματα.

Ανίχνευση ναρκών ξηράς: Οι νάρκες ξηράς αποτελούν υπολείμματα πολέμων και είναι δύσκολο να εντοπιστούν διότι είναι μεγέθους μερικών εκατοστών. Οι νάρκες κατά προσωπικού (Anti-personal mines) συνήθως κατασκευάζονται από πλαστικό και δεν εντοπίζονται από τους ανιχνευτές μετάλλων. Έτσι, μπορούμε να δούμε ανιχνευτές ναρκών ξηράς ακόμα και δίπλα σε ανιχνευτές μετάλλων<sup>[2]</sup>.



Σχήμα\_2: Νάρκες APM<sup>[2]</sup>

Η τεχνική LIBS κρίνεται αποτελεσματική και σε τέτοιες περιπτώσεις. Η συσκευή ανίχνευσης, η οποία συνδυάζει μία οπτική ίνα με έναν αισθητήρα LIBS, διαπερνά μέσω της οπτικής ίνας το έδαφος σε απόσταση μερικών εκατοστών και όταν χτυπήσει ένα

αντικείμενο, αυτό θα πρέπει να αποκαλύπτεται προσεκτικά. Έχει ακρίβεια ανίχνευσης σχεδόν 100% και είναι εύχρηστο σε δύσκολα εδάφη.



Σχήμα\_3: Συσσκευή ανίχνευσης ναρκών APM<sup>[2]</sup>

Λόγω του ότι ο ανιχνευτής λαμβάνει και λανθασμένα σήματα από διάφορα αντικείμενα τα οποία δεν κατατάσσονται στις νάρκες και τα οποία μετά τη λήψη του σήματος πρέπει να ανασκαφτούν, η διαδικασία είναι πολύ χρονοβόρα και ο ανιχνευτής είναι σε θέση να λειτουργήσει μόνο για μερικά τετραγωνικά μέτρα ημερησίως.

Πληροφορίες μπορούμε να έχουμε σε πραγματικό χρόνο, κατά τη διάρκεια της ανάδυσης του αντικειμένου, τόσο για το αν το αντικείμενο ανήκει στις νάρκες ή όχι, όσο και για το είδος της νάρκης για την πρώτη περίπτωση. Η αποναρκοθέτηση μπορεί να επιταχυνθεί δεδομένου ότι για διάφορα αντικείμενα που δεν εντοπίζονται σαν νάρκες δεν χρειάζεται να αποκαλυφτούν.

Ανάλυση έργων τέχνης και αρχαιολογικών αντικειμένων: Οι αρχαιολόγοι και οι συντηρητές έργων τέχνης έχουν συνειδητοποιήσει εδώ και καιρό την ανάγκη να γνωρίζουν τη χημική σύνθεση των υλικών από τα οποία αποτελούνται τα αντικείμενα της πολιτιστικής κληρονομιάς μας, το οποίο επιτρέπει την κατανόηση του πότε και του πως δημιουργήθηκαν. Η LIBS έχει χαρακτηριστεί ως μία πολλά υποσχόμενη τεχνική για την ανάλυση και τον χαρακτηρισμό ενός μεγάλου φάσματος αντικειμένων της πολιτιστικής κληρονομιάς, στα οποία συμπεριλαμβάνονται οι πίνακες ζωγραφικής, οι εικόνες, τα κεραμικά, τα γλυπτά και λίθινα αντικείμενα. Για παράδειγμα, από τις αρχαιολογικές ανασκαφές συχνά προκύπτει ένας μεγάλος αριθμός αντικειμένων στα οποία κρίνεται αναγκαίος ο άμεσος χαρακτηρισμός τους. Η επί τόπου χρήση της LIBS εξαλείφει την ανάγκη



για δειγματοληψία, η οποία αποτελεί χρονοβόρα και επιζήμια διαδικασία. Η ευαισθησία και η αξία των περισσότερων έργων τέχνης αποκλείει τη χρήση εργαστηριακών αναλυτικών τεχνικών στις οποίες κρίνεται αναγκαία η δειγματοληψία, στο οποίο υπερτερεί η τεχνική LIBS.

Ανάλυση φαρμακευτικών υλικών: Η ομοιόμορφη κατανομή των φαρμακευτικών υλικών στη σύνθεση των φαρμακευτικών μειγμάτων σκόνης και η σωστή δοσολογία τους αποτελεί κρίσιμη σημείο στη βέλτιστη απόδοση του προϊόντος. Καθένα από τα δισκία που παράγονται πρέπει να περιέχουν το ίδιο ποσοστό φαρμακευτικού υλικού. Στην πράξη, αυτό είναι δύσκολο να επιτευχθεί γιατί τα φαρμακευτικά υλικά που αναμιγνύονται έχουν γενικά μεγάλο μέγεθος σωματιδίων καθώς και ανόμοιες ιδιότητες μεταξύ τους, όπως είναι η πυκνότητα, το σχήμα, η επιφάνεια. Οι αναλυτικές μέθοδοι ανάλυσης που ήταν διαθέσιμες μέχρι σήμερα ήταν χρονοβόρες, μέχρι και 30 λεπτά ανά εξέταση δείγματος, επίπονες, και δεν καθιστούσαν εύκολη την άμεση παρακολούθηση της διαδικασίας ελέγχου του προϊόντος. Η LIBS σε αυτό το σημείο αποτέλεσε μία πολύ καλή αναλυτική τεχνική η οποία μπορεί να μετρήσει άμεσα την επιφάνεια και την εσωτερική κατανομή πολλών φαρμακευτικών υλικών. Ο προσδιορισμός αυτός είναι πολύτιμος για την έρευνα και την ανάπτυξη της φαρμακολογίας, δεδομένου ότι οδηγεί σε βελτιώσεις στην παρακολούθηση της διαδικασίας παραγωγής των σκευασμάτων. Η αξιολόγηση των δειγμάτων επιτυγχάνεται χρονική διάρκεια μικρότερη των 30 sec ανά δείγμα.

Εφαρμογή στην βιοϊατρική: Η ανάλυση με χρήση LIBS εφαρμόζεται επιτυχώς στην ανάλυση βιολογικών και ιατρικών δειγμάτων. Η σειρά των δειγμάτων περιλαμβάνει ουσίες με κύριο συστατικό το ασβέστιο, όπως δόντια και οστά, το ανθρώπινο δέρμα και η ανάλυση συγκέντρωσης του αίματος. Τα όρια ανίχνευσης για στερεά δείγματα μπορούν να φτάσουν μέχρι και μερικά ppm. Ενώ αυτό μπορεί να αποτελεί μειονέκτημα σε σχέση με άλλες μεθόδους ανάλυσης, ωστόσο η ανάλυση με LIBS προσφέρει άμεση in situ ανάλυση και σε απομακρυσμένες αποστάσεις, καθώς και ανάλυση in vivo όταν πρόκειται για ζωντανούς οργανισμούς. Σημαντικές προσπάθειες γίνονται για να συνδεθούν οι πληροφορίες αυτές με διατροφικές και περιβαλλοντικές επιδράσεις. Στα πλαίσια της ανθρώπινης υγείας, η γνώση της παρουσίας ή απουσίας βασικών στοιχείων είναι ζωτικής σημασίας. Για παράδειγμα, οι υπερβολικές συγκεντρώσεις διαφόρων στοιχείων στον οργανισμό μπορεί να έχουν τοξικές

επιδράσεις. Τέτοια στοιχεία μπορεί να είναι το αλουμίνιο, το κάδμιο, ο υδράργυρος και ο μόλυβδος. Αντιθέτως, η παρουσία μερικών ιχνοστοιχείων μπορεί να είναι ζωτικής σημασίας για την υγεία, όπως το ασβέστιο, το μαγνήσιο και το σίδηρο.

Ευρωπαϊκό Πρόγραμμα OPTIX για ανίχνευση εκρηκτικών: Πολλές φορές έχουν παρατηρηθεί ύποπτα πακέτα σε δημόσιους χώρους, σε τρένα ή σε αεροδρόμια τα οποία είτε είναι εντελώς ακίνδυνα ή μπορούν να αποτελέσουν βομβιστικό μηχανισμό. Οι αυτοσχέδιοι εκρηκτικοί μηχανισμοί αποτελούν το 60% των τρομοκρατικών επιθέσεων, λόγω του ότι μπορούν να κατασκευαστούν οπουδήποτε χωρίς να αποτελούν εμφανή στόχο. Για τον εντοπισμό τους απαιτούνται ισχυρά εργαλεία και τεχνικές ώστε να καθίσταται δυνατός ο άμεσος, γρήγορος και ασφαλής εντοπισμός των ύποπτων πακέτων κυρίως εξ αποστάσεως. Αυτή η σκέψη οδηγείται και ολοένα στην πραγματοποίηση της, ως αποτέλεσμα ενός ερευνητικού έργου που χρηματοδοτείται εδώ και τρεισήμισι χρόνια από την Ευρωπαϊκή Ένωση. Το ευρωπαϊκό αυτό έργο ονομάζεται OPTIX και αποτελεί την πιο τεχνολογικά φιλόδοξη προσπάθεια που έχει εφαρμοστεί ποτέ στην Ευρώπη για να καταστεί δυνατή η διεξαγωγή εξ αποστάσεως ανίχνευση εκρηκτικών υλικών. Η Ευρωπαϊκή Ένωση συνείσφερε περίπου το 75% του συνολικού κόστους ύψους 3.3 εκατομμυρίων ευρώ του έργου<sup>[3]</sup>. Διευθύνεται από μία κορυφαία εταιρία της Ισπανίας, την IT company, INDRA, και συγκεντρώνει μία σειρά από τεχνικούς και βιομηχανικούς εταίρους από 6 κράτη μέλη της Ευρωπαϊκής Ένωσης, συμπεριλαμβανομένων των εξειδικευμένων επιχειρήσεων, ερευνητικών ινστιτούτων, πανεπιστημίων και τις δυνάμεις ασφαλείας της Ισπανίας<sup>[3]</sup>.

Το OPTIX παρέχει υπηρεσίες ασφαλείας με μία μέθοδο εντοπισμού εκρηκτικών σε αποστάσεις μέχρι 20 m. Με την ικανότητα να ανιχνεύει ακόμα και μικροσκοπικά ίχνη εκρηκτικών υλικών, όπως για παράδειγμα εξωτερικά ενός ύποπτου πακέτου, αντιπροσωπεύει μία πραγματικά δυναμική ανακάλυψη: την δυνατότητα άμεσης, αξιόπιστης, εξ αποστάσεως ταυτοποίησης εκρηκτικών υλικών. Μέχρι σήμερα, κανένα σύστημα στον κόσμο δεν ήταν σε θέση να προσφέρει επαρκή ακρίβεια για μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία<sup>[4]</sup>. Το μοναδικό χαρακτηριστικό της συσκευής Optix είναι ότι συνδυάζει τρεις προηγμένες τεχνολογίες για την παροχή τριών διαφορετικών τρόπων αξιολόγησης ενός ύποπτου πακέτου. Τέτοιες τεχνολογίες έχουν αποδειχθεί πολύ χρήσιμες στην παρεμπόδιση πλαστών φαρμάκων, αναλύοντας το μοριακό αποτύπωμα χωρίς να

χρειάζεται να ανοιχτεί η συσκευασία. Η συσκευή για το έργο OPTIX μπορεί να αποτελέσει ένα σημαντικό εργαλείο για τον εντοπισμό εμπόρων που μπορεί να μεταφέρουν υλικά για βόμβες, σπάζοντας έτσι την αλυσίδα εφοδιασμού των τρομοκρατών. Αν όλα πάνε καλά με την τρέχουσα δοκιμή πρωτοτύπου OPTIX, θα έχει γίνει ένα σημαντικό βήμα στην παγκόσμια καταπολέμηση της τρομοκρατίας, χάρη σε μία έξυπνη και καινοτόμο πράξη συνεργασίας ειδικευμένων ευρωπαϊκών εταιριών<sup>[4]</sup>.

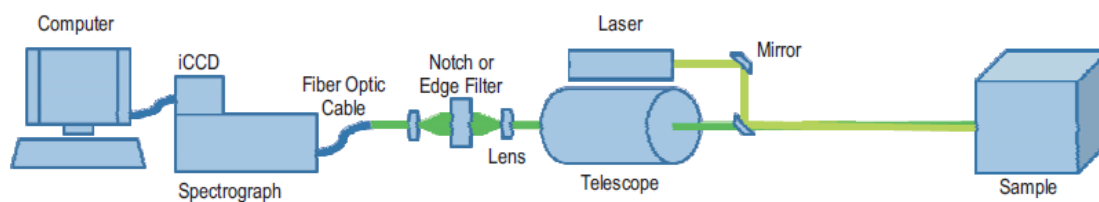
Στο OPTIX εφαρμόζεται φασματοσκοπία Raman, φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ (LIBS) και υπέρυθρη φασματοσκοπία IR σε συνδυασμό με τεχνικές στοιχειομετρίας για τον εντοπισμό των εκρηκτικών και στην ανάλυση τους. Το έργο OPTIX αποτελεί το πιο εξελιγμένο σύστημα ανίχνευσης το οποίο όμως χρησιμοποιεί nsec παλμούς λέιζερ. Παρακάτω περιγράφονται τρεις πειραματικές διατάξεις για χρήση φασματοσκοπίας με nsec παλμούς λέιζερ που η αρχή λειτουργίας είναι παρόμοια με το εν λόγω Ευρωπαϊκό πρόγραμμα.

Η Φασματοσκοπία Raman βασίζεται στη σκέδαση του φωτός όταν προσπέσει σε ένα δείγμα και μπορεί να δώσει πληροφορίες για τη δομή των μορίων. Το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας διαφέρει από αυτό της σκεδαζόμενης. Οι μετατοπίσεις στο μήκος κύματος εξαρτώνται από τη χημική δομή των μορίων που προκαλούν τη σκέδαση<sup>[4]</sup>.

Όταν μία ακτίνα δέσμης λέιζερ αλληλεπιδράσει με ένα μόριο του δείγματος, τότε τα φωτόνια της δέσμης σκεδάζονται κυρίως ελαστικά (σκέδαση Rayleigh), ενώ ένα μικρό μέρος τους σκεδάζονται ανελαστικά (σκέδαση Raman). Στη σκέδαση Rayleigh δεν έχουμε αλλαγή στη συχνότητα. Αντίθετα, στη σκέδαση Raman παρατηρείται μεταβολή της συχνότητας της σκεδαζόμενης δέσμης μεταξύ της προσπίπτουσας και σκεδαζόμενης δέσμης. Συγκεκριμένα, οι φασματικές γραμμές των οποίων η συχνότητα είναι μικρότερη της συχνότητας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας λέιζερ καλούνται γραμμές Stokes (Stokes lines) και οφείλονται στη σύγκρουση φωτονίων με μόρια που βρίσκονται στη θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση, ενώ οι φασματικές γραμμές με συχνότητα μεγαλύτερη καλούνται γραμμές anti-Stokes (anti-Stokes lines), και οφείλονται στη σύγκρουση φωτονίων με μόρια που βρίσκονται σε διεγερμένες ενεργειακές καταστάσεις. Η περίσσεια ενέργειας μεταφέρεται στα φωτόνια καθώς τα μόρια επανέρχονται στην αρχική θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση. Η διαφορά ενέργειας, ΔΕ, μεταξύ δύο επιτρεπόμενων καταστάσεων αντιπροσωπεύει

αλλαγές στη δονητική και/ή περιστροφική ενέργεια του μορίου. Σε ένα φάσμα Raman ουσιαστικά μετρώνται οι διαφορές συχνότητας από αυτή του Rayleigh<sup>[4]</sup>.

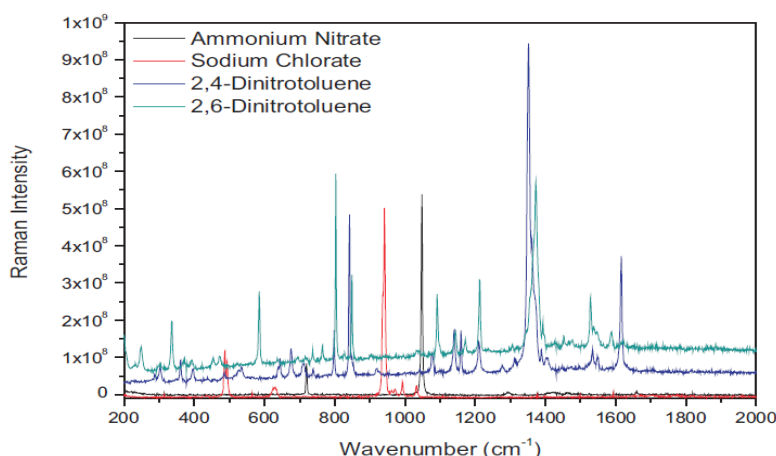
Στη φασματοσκοπία Raman, το λέιζερ μπορεί να εκπέμπει στο ορατό, στο υπεριώδες ή στο εγγύς υπέρυθρο και χρησιμοποιούνται κυρίως ανιχνευτές σύζευξης φορτίου (CCD) οι οποίοι είναι ευαίσθητοι στα μήκη κύματος που εκπέμπονται κατά τη διέγερση Raman. Η τεχνική φασματοσκοπίας Raman είναι μη καταστροφική και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να αναλύσει ευρύ φάσμα ουσιών σε αέρια, υγρή και στερεή μορφή. Στο σχήμα παρακάτω περιγράφεται η διαδικασία που ακολουθείται σε μία σκέδαση Raman.



Σχήμα\_4: Απεικόνιση ενός συστήματος Raman<sup>[4]</sup>

Η δέσμη λέιζερ μέσω διαδοχικών ανακλάσεων προσπίπτει στο δείγμα. Η σκεδαζόμενη ακτινοβολία κατευθύνεται και συλλέγεται από το τηλεσκόπιο. Στη συνέχεια, διαπερνά ένα φίλτρο απόρριψης ζωνών Rayleigh και κατευθύνεται σε ένα φασματογράφο μέσω οπτικών ινών. Ένας ανιχνευτής CCD επιτρέπει την ανίχνευση, μειώνοντας το φθορισμό και την ακτινοβολία από τον περιβάλλοντα χώρο κατά τη συλλογή των φασμάτων.

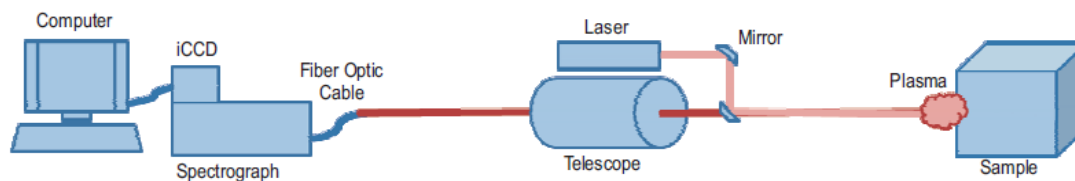
Ακολουθώντας αυτή τη διαδικασία, μπορούν να ληφθούν φάσματα από εκρηκτική ύλη, η οποία μπορεί να περιβάλλεται είτε από μέταλλο είτε από πλαστικό και σε διαφορετικές αποστάσεις μεταξύ λέιζερ και εκρηκτικής ύλης. Φάσματα επίσης μπορούν να ληφθούν και υπό αντίξοες συνθήκες, όπως βροχή και ομίχλη, σε περίπτωση που αναφερόμαστε σε εξωτερικό περιβάλλοντα χώρο. Ένα τυπικό διάγραμμα Raman για διάφορες εκρηκτικές ύλες παρουσιάζεται στο σχήμα\_5<sup>[4]</sup>:



Σχήμα\_5: Φάσματα Raman επιλεγμένων εκρηκτικών<sup>[4]</sup>

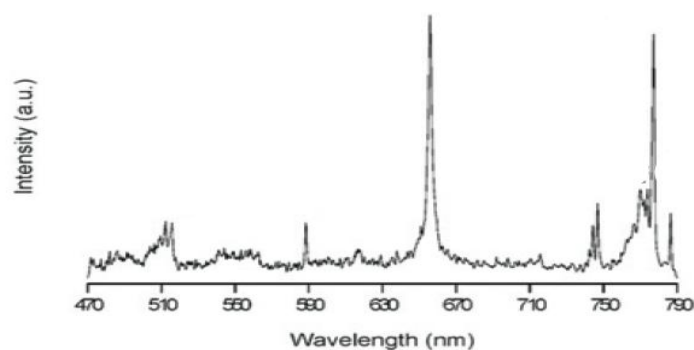
Η φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ (LIBS) βασίζεται στη φασματοσκοπία ατομικής εκπομπής. Μία ισχυρή δέσμη λέιζερ αλληλεπιδρά με μία μικρή περιοχή ενός δείγματος (στερεο, υγρό ή αέριο) με αποτέλεσμα τον ιονισμό ή την διέγερση των ατόμων της περιοχής αλληλεπίδρασης του δείγματος με την δέσμη λέιζερ διεγείροντας τα ηλεκτρόνια των ουδετέρων ατόμων και ιόντων από τη θεμελιώδη κατάσταση σε επίπεδα υψηλότερης ενέργειας και τον σχηματισμό πλάσματος. Δεδομένου ότι η θερμοκρασία του πλάσματος ελατώνεται με την πάροδο του χρόνου τα διεγερμένα ηλεκτρόνια επιστρέφουν στη θεμελιώδη κατάσταση και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ενώνονται με τα ιόντα δημιουργώντας ουδέτερα άτομα ή διεγερμένα άτομα που σύντομα με την παροδο ου χρόνου θα επανέλθουν στη βασική τους κατάσταση. Οι φυσικές αυτές διαδικασίες αυτοδιέγερσης ή επανασύνδεσης έχουν σαν αποτέλεσμα να εκπέμπονται φωτόνια χαρακτηριστικών μηκών κύματος ανάλογα των ατόμων που αλληλεπιδρούν με την παλμική δέσμη λέιζερ και να παρατηρηθούν χαρακτηριστικές φασματικές γραμμές των στοιχείων. Οι φασματικές γραμμές εκπομπής συλλέγονται με ένα οπτικό σύστημα και κατευθύνονται σε ένα φασματογράφο μέσω οπτικών ινών. Με τη χρήση ενός ανιχνευτή CCD που σκανδαλίζεται σε επιλεγμένο χρονικό διάστημα μετά τον παλμό λέιζερ μπορεί να πραγματοποιείται ελάττωση του υποβάθρου συνεχούς εκπομπής που δημιουργείται αμέσως μετά το σχηματισμό του πλάσματος. Η αναγνώριση των ατόμων που περιέχονται στο υπό εξέταση δείγμα πραγματοποιείται με την βοήθεια γνωστών αναλυτικών μεθόδων καταγραφής φασμάτων βαθμονόμησης γνωστών στοιχείων. Το λέιζερ που συνήθως χρησιμοποιείται στη LIBS εκπέμπει μήκος κύματος στα 1064nm ή 532nm και η φασματική περιοχή ανίχνευσης κυμαίνεται από 200 nm - 980nm. Λόγω του ότι η περιοχή εστίασης της

δέσμης και δημιουργίας του πλάσματος είναι μικρή, επιτρέπονται μετρήσεις υψηλής χωρικής ανάλυσης.



Σχήμα\_6: Απεικόνιση μιας διάταξης συστήματος LIBS<sup>[4]</sup>.

Η LIBS έχει χρησιμοποιηθεί για να μελετήσει ένα ευρύ φάσμα εκρηκτικών υλών σε αποστάσεις έως και 130 m. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται ένα φάσμα για ταυτοποίηση εκρηκτικών DNT.

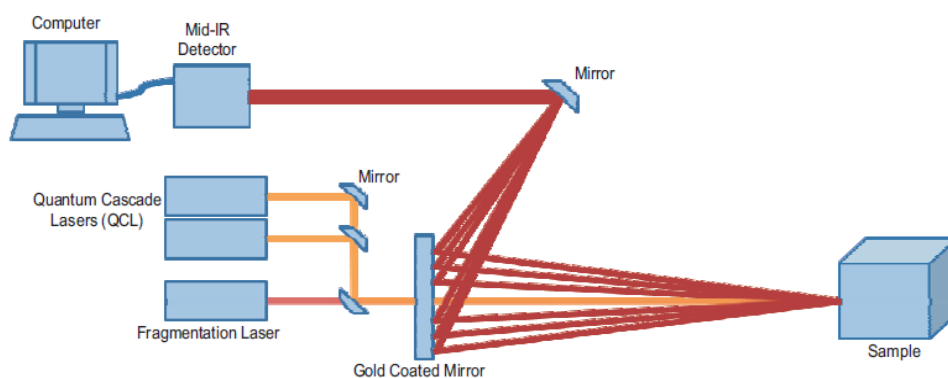


Σχήμα\_7: Φάσμα LIBS της εκρηκτικής ύλης DNT<sup>[4]</sup>

Η υπέρυθρη φασματοσκοπία αφορά φασματοσκοπία απορρόφησης και όπως η φασματοσκοπία Raman δίνει ειδικές πληροφορίες για τη χημική δομή ενός μορίου, δίνοντας ένα δακτυλικό αποτύπωμα για το υπό εξέταση δείγμα. Η υπέρυθρη φασματοσκοπία στηρίζεται στο γεγονός ότι τα περισσότερα μόρια ακόμα και στη βασική ενεργειακή τους κατάσταση δεν παραμένουν ποτέ ακίνητα αλλά αντιθέτως εκτελούν κινήσεις δόνησης και περιστροφής. Όταν μία ποσότητα ύλης ακτινοβολείται με υπέρυθρη ακτινοβολία, ένα ποσοστό από τα μόρια που δέχονται την ακτινοβολία διεγείρονται, αυξάνοντας την ενέργεια δόνησης και περιστροφής τους. Για να λάβει χώρα απορρόφηση ενέργειας από τα μόρια, θα πρέπει η συχνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας να συμπίπτει με την συχνότητα δόνησης των ατόμων του δεσμού. Οι συχνότητες με τις οποίες δονούνται τα άτομα στο μόριο εξαρτώνται μόνο από τις μάζες των ατόμων, τον τύπο του δεσμού και το σχήμα του μορίου.

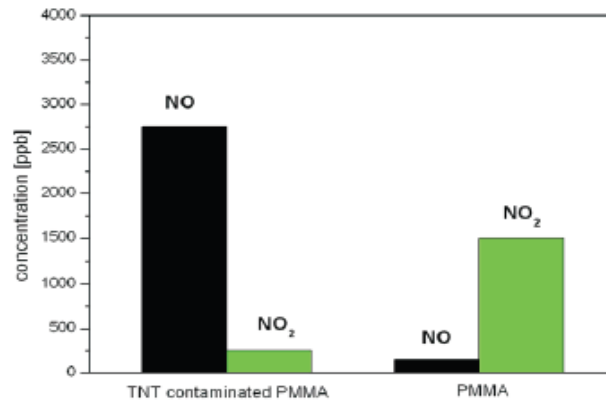
Αν ένα μόριο είναι συμμετρικό δεν παρατηρείται απορρόφηση υπέρυθρης ακτινοβολίας. Ένα μόριο θα απορροφήσει στο IR μόνο εφόσον μεταβάλλεται η διπολική ροπή του κατά την διάρκεια της δόνησης. Διαφορετικά, η δόνηση θεωρείται ανενεργή στο IR. Όσο μεγαλύτερη είναι η μεταβολή της διπολικής ροπής, τόσο ισχυρότερη είναι και η απορρόφηση. Για την μέθοδο αυτή γίνεται συνήθως χρήση δύο παλμικών δεσμών λέιζερ. Οι δύο δέσμες περνούν η μία μέσα από το υπό εξέταση δείγμα και η άλλη από τον αέρα<sup>[4]</sup>.

Στο σχήμα\_8 απεικονίζεται μία πειραματική διάταξη για ανίχνευση μέσω υπέρυθρης φασματοσκοπίας. Χρησιμοποιείται ένα σύστημα διπλής δέσμης φωτός από δύο λέιζερ που εκπέμπουν σε διαφορετικό μήκος κύματος, λόγω του γεγονότος ότι ο ατμοσφαιρικός αέρας περιέχει  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ , υγρασία κτλ, τα οποία μόρια απορροφούν στην περιοχή του υπερύθρου. Ο ανιχνευτής λοιπόν δέχεται εναλλασσόμενα μία στιγμή τη μία δέσμη και μία την άλλη, που διανύουν την ίδια απόσταση και η ενέργεια τους έχει μειωθεί εξίσου από τα συστατικά του αέρα. Η ανισότητα των δύο δεσμών φωτός προκαλεί στον ανιχνευτή σήμα εναλλασσόμενου ρεύματος ανάλογο με τη διαφορά των εντάσεών τους. Μέσω διαφόρων διαδικασιών ο ανιχνευτής υπερύθρου καταγράφει τα φάσματα σε βαθμονομημένο χαρτί IR.



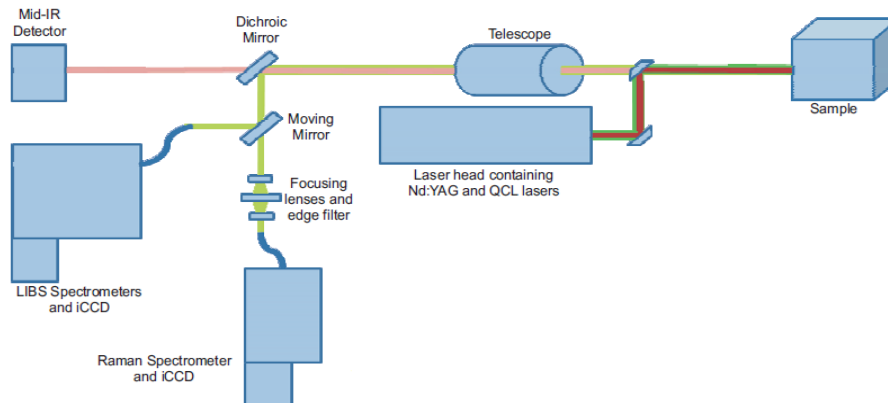
Σχήμα\_8: Πειραματική διάταξη υπέρυθρης φασματοσκοπίας<sup>[4]</sup>

Η υπέρυθρη φασματοσκοπία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για ανάλυση και άμεση ανίχνευση του αζώτου σε εκρηκτικές ύλες όπως το TNT και HMX με ταυτόχρονη ανίχνευση των NO και  $NO_2$  στο δείγμα, υπολογίζοντας την αναλογία τους. Η εφαρμοσμένη απόσταση για ανίχνευση κυμαίνεται στα 5 m, αλλά με διάφορες βελτιώσεις μπορούν να επιτευχθούν αποστάσεις μέχρι και 20 m.



Σχήμα\_9

Οι τρεις παραπάνω τεχνικές κάνουν χρήση οργάνων και συσκευών με παραπλήσια τεχνικά χαρακτηριστικά γεγονός που επιτρέπει την ταυτόχρονη λειτουργία σε ένα ολοκληρωμένο σύστημα. Στις τεχνικές αυτές εφαρμόζεται fs παλμός λέιζερ Nd:YAG διπλής συχνότητας, το οποίο εκπέμπει στα 1064 και 532 nm. Η δυσκολία παρουσιάζεται κατά την ανάλυση όπου δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί ταυτόχρονα όταν έχουμε διαφορετικές απαιτήσεις στην πυκνότητα ισχύος του λέιζερ<sup>[4]</sup>.



Σχήμα\_10

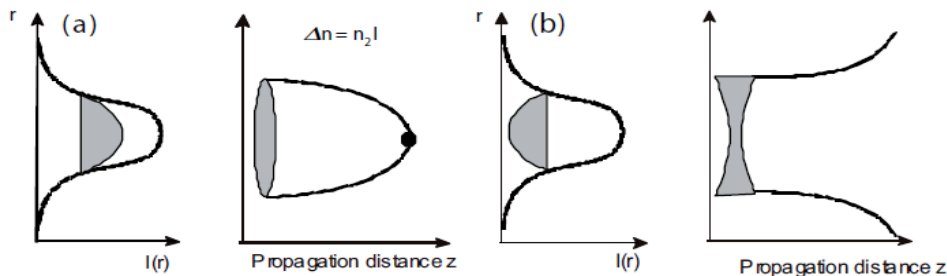
Αν και το έργο OPTIX έχει δώσει πολύ καλά αποτελέσματα για πειράματα εντός εργαστηρίου παρουσιάζει κάποια μειονεκτήματα που οφείλονται κυρίως στη χρήση nsec παλμών.

Στη συνέχεια προτείνουμε την δυνατότητα να γίνεται χρήση βραχύχρονων παλμών (fsec) αντί των nsec σε μια προσπάθεια ανάπτυξης βελτιωμένου συστήματος ανίχνευσης. Το



σύστημα αυτό θα είναι βασισμένο στα πλεονεκτημάτων που παρουσιάζει η διάδοση σε πολύ μεγάλες αποστάσεις της τάξεως μερικών εκατοντάδων μέτρων στην ατμόσφαιρα των fsec παλμών λέιζερ λόγω των φαινόμενα της μη-γραμμικής οπτικής και πως η νέα τεχνολογία βραχύχρονων παλμών μπορεί να εφαρμοστεί σε μια βελτιωμένη τεχνική φασματοσκοπίας LIBS και Raman.

Κατά τη διάδοση ενός βραχύχρονου παλμού λέιζερ στην ατμόσφαιρα, ο δείκτης διάθλασης του αέρα μεταβάλλεται με την ένταση της δέσμης του λέιζερ σύμφωνα με τη σχέση  $n = n_0 + n_2 \cdot I$ , όπου  $n_2$  είναι ο μη-γραμμικός δείκτης διάθλασης και  $I = \frac{1}{2} n_0 \cdot c \cdot \varepsilon_0 \cdot E^2$ , με αποτέλεσμα να αλλάζουν οι ιδιότητες του παλμού κατά μήκος της διάδοσης. Αυτό το φαινόμενο, είναι γνωστό ως οπτικό φαινόμενο Kerr και συνδέεται άμεσα με το φαινόμενο της αλλαγής του δείκτη διάθλασης με αποτέλεσμα την αυτό-εστίασης της δέσμης. Για τον αέρα, το  $n_2$  είναι τόσο μικρό που η ισχύς της δέσμης του λέιζερ πρέπει να υπερβαίνει τα TWatts ώστε να έχουμε αυτό-εστίαση και μόνο βραχύχρονοι παλμοί λέιζερ μπορούν να αποδώσουν τέτοια ισχύ<sup>[7], [8]</sup>.



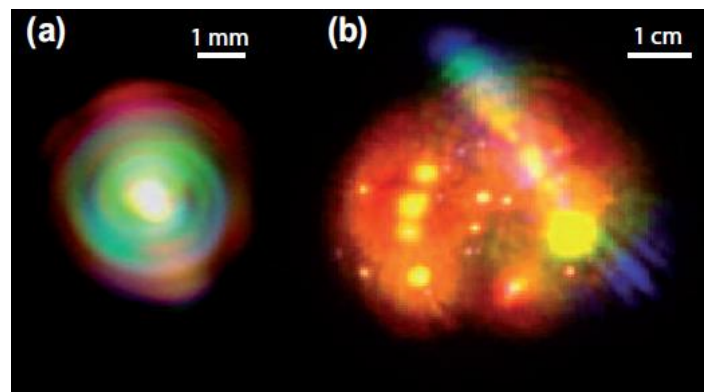
**Σχήμα\_11:** (a)Αυτό-εστίαση και κατάρρευση της διατομής της δέσμης του λέιζερ λόγω φαινομένου Kerr, (b) ο ιονισμός δημιουργεί αποεστίαση της δέσμης (defocusing)<sup>[7], [8]</sup>

Η ένταση σε μία διατομή της δέσμης του λέιζερ δεν είναι ομοιόμορφη, στα άκρα της διατομής η ένταση εξασθενεί με αποτέλεσμα το κέντρο της διατομής της δέσμης να παρουσιάζει μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης από ότι στα άκρα. Το ενεργό μέσο στο οποίο η ένταση είναι μεγαλύτερη λειτουργεί ως συγκλίνοντας φακός και οδηγεί στην αυτό-εστίαση της δέσμης, για μία συγκεκριμένη κρίσιμη τιμή ισχύος της δέσμης  $P_{cr}$ <sup>[7], [8]</sup>. Όταν η ισχύς της δέσμης του λέιζερ ξεπερνά την κρίσιμη τιμή, στην οποία έχουμε αυτό-εστίαση, λαμβάνει χώρα η νηματοποίηση της δέσμης, όταν η ενέργεια της δέσμης έχει μία τιμή ισχύος μεγαλύτερη μιας κρίσιμης τιμής. Η νηματοποίηση είναι ένα μη-γραμμικό οπτικό φαινόμενο

όπου η αρχική εστιαζόμενη δέσμη διαδίδεται διατηρώντας μικρές διαστάσεις και με πολύ μικρές απώλειες της ενέργειας της. Αυτό οφείλεται στην πόλωση του μέσου διάδοσης και την αλλαγή του δείκτη διάθλασης λόγω του υψηλού ηλεκτρικού πεδίου της δέσμης λέιζερ. Η κρίσιμη τιμή ισχύος (ή ενέργειας για δεδομένο παλμό δέσμης λέιζερ) για νηματοποίηση δίνεται από την σχέση<sup>[9]</sup>

$$P_c = \frac{3.77 \cdot \lambda^2}{8 \cdot \pi \cdot n_0 \cdot n_2}, \text{ όπου } n_0 \text{ και } n_2 \text{ είναι ο γραμμικός και μη-}$$

γραμμικός δείκτης διάθλασης αντίστοιχα. Τα παραγόμενα νημάτια δεν έχουν σταθερή κατανομή στο χώρο, έχουν όμως σταθερή ένταση, άρα παρουσιάζουν παρόμοιες ιδιότητες. Με τη νηματοποίηση του λέιζερ προσαρμόζεται αυτόματα η ένταση του λέιζερ σε όλο το μήκος των νημάτων που μπορεί να φτάσει πολλές δεκάδες μέτρα. Έτσι, όταν ένα δείγμα τοποθετηθεί κατά μήκος της πορείας της δέσμης, λαμβάνεται ένα εύρος φάσματος σταθερής φασματική κατανομής.



**Σχήμα\_12:** (α) Διατομή δέσμης λέιζερ που υποβάλλεται σε νηματοποίηση, (β) η αρχική δέσμη έχει χωριστεί σε πολλαπλά νημάτια<sup>[7]</sup>

Η χωρική κατανομή των νημάτων στην εγκάρσια διατομή της έντασης της δέσμης του λέιζερ μπορεί να αυξηθεί, λόγω αστάθειας της νηματοποίησης, η οποία οφείλεται στην αλληλεπίδραση περίθλασης και μη-γραμμικής αυτό-εστίασης. Αν υποθέσουμε ότι η εγκάρσια διατομή μίας δέσμης λέιζερ διαταράσσεται ελαφρώς από τη δημιουργία ενός εντοπισμένου νηματίου, τότε ο ρυθμός χωρικής αύξησης του νηματίου δίνεται από τη σχέση<sup>[9]</sup>:

$$\Gamma = \frac{\lambda}{\pi x_{\perp}} \left( \frac{3\pi I}{P_{cr}} - \frac{1}{x_{\perp}^2} \right)^{1/2}$$

Όπου  $x_{\perp}$  είναι η εγκάρσια διατομή του νηματίου και  $I$  η ένταση του λέιζερ. ο ρυθμός αύξησης των νημάτων είναι συνάρτηση της διάστασης του και στην περίπτωση όπου<sup>[9]</sup>:

$$x_{\perp} \leq x_{\min} \equiv \left[ \frac{P_{cr}}{3\pi I} \right]^{1/2}$$

τότε δεν υπάρχει περαιτέρω αύξηση και η διάσταση των νημάτων παραμένει σταθερή, ενώ στην περίπτωση όπου:

$$x_{\perp} = \sqrt{2} x_{\min}$$

τότε ο ρυθμός αύξησης παίρνει μία μέγιστη τιμή ίση με:

$$\Gamma_{\max} = \frac{3\lambda I}{2P_{cr}}$$

και μειώνεται (αντιστρόφως ανάλογα με το  $x_{\perp}$ ) καθώς  $x_{\perp} \rightarrow \infty$

Μία δέσμη λέιζερ ισχύος  $P$  θα χωριστεί σε  $N$  νήματα, όπου  $N \leq \frac{P}{P_{cr}}$

Το ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης του λέιζερ πολώνει το οπτικό μέσο διάδοσης. Για χαμηλότερες εντάσεις, η σχέση μεταξύ του ηλεκτρικού πεδίου  $E$  και της πόλωσης  $P$  είναι γραμμική, σύμφωνα με τη σχέση<sup>[9]</sup>:  $\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} = \vec{P}_{linear}$

όπου  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά στο κενό και  $\chi$  είναι η ηλεκτρική επιδεκτικότητα του μέσου. Για μεγάλες τιμές εντάσεων επικρατούν μη-γραμμικά φαινόμενα και η πόλωση δίνεται από τη σχέση:

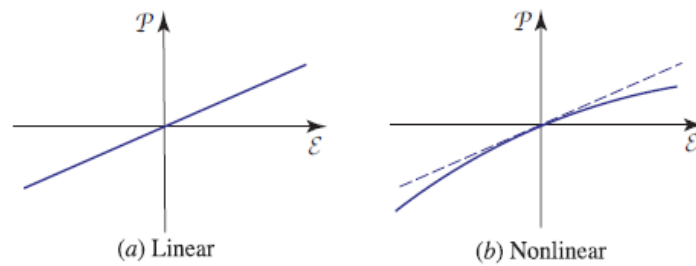
$$\vec{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots) \Rightarrow$$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} + \vec{P}_{non-linear} \Rightarrow \vec{P} = \vec{P}_{linear} + \vec{P}_{non-linear}$$

όπου  $\vec{P}_{linear}$  και  $\vec{P}_{non-linear}$  είναι οι γραμμικοί και οι μη γραμμικοί όροι της εξίσωσης αντίστοιχα.

Ο πρώτος όρος, ο οποίος είναι γραμμικός, κυριαρχεί μόνο σε μικρές εντάσεις. Το  $\chi$  συνδέεται με την διηλεκτρική σταθερά και τον δείκτη διάθλασης, σύμφωνα με τη σχέση<sup>[9]</sup>:

$$n^2 = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi$$



Σχήμα\_13

Η μη-γραμμική εξίσωση διάδοσης πηγάζει από την κυματική εξίσωση του Maxwell

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$$

Με χρήση των σχέσεων  $n^2 = 1 + \chi$ ,  $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}}$ ,  $c = \frac{c_0}{n}$  παίρνουμε:  $\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = P$

όπου:  $P = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{non-linear}}{\partial t^2}$ , η οποία αποτελεί την κυματική εξίσωση για γραμμικά υλικά.

Σημαντικό ρόλο στη νηματοποίηση διαδραματίζει ο σχηματισμός του πλάσματος<sup>[7],[8]</sup>. Η αυτό-εστίαση αυξάνει την ένταση, το οποίο οδηγεί σε μεγαλύτερη αυτό-εστίαση, το οποίο στη συνέχεια αυξάνει κι άλλο την ένταση και η ανεξέλεγκτη αυτή διαδικασία διακόπτεται με τον ιονισμό του πλάσματος, εφόσον το ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης του λέιζερ μετά από κάποια απόσταση δεν είναι ικανό να μεταβάλλει το δείκτη διάθλασης του μέσου. Επιπλέον, τα ηλεκτρόνια του πλάσματος δίνουν αρνητικό δείκτη διάθλασης και έτσι σταματά η περαιτέρω διαδικασία της εστίασης.

Το 1994, αμέσως μετά την εμφάνιση των βραχύχρονων παλμών λέιζερ, η ερευνητική ομάδα του G. Mourou στο Πανεπιστήμιο του Michigan μελέτησε τη διάδοση ενός 200 fs παλμού λέιζερ, ισχύος 10 GWatt στον αέρα σε εργαστηριακό χώρο. Αυτό που ανακάλυψαν, παράλληλα με την αυτό-εστίαση της δέσμης, είναι η διάδοση αυτό-οδηγούμενων στενών παλμών λέιζερ διατηρώντας το πλάτος τους σταθερό σε όλη τη διάρκεια της διάδοσης μέχρι και δεκάδες μέτρα μέσα στο εργαστήριο.

Με χρήση nsec παλμού λέιζερ, η δέσμη δεν μπορεί να φτάσει εστιασμένη σε μακρινές αποστάσεις με αποτέλεσμα κατά την αλληλεπίδραση της δέσμης με το υπό εξέταση δείγμα δεν δημιουργείται επαρκές πλάσμα για ανίχνευση. Με τον fs παλμό, λόγω του ότι η ένταση του λέιζερ και η διάμετρος της δέσμης είναι αυτορυθμιζόμενη, καταργείται η ανάγκη ενός υπερσύγχρονου οπτικού συστήματος εστίασης, όπως αυτά που απαιτούνται στην περίπτωση nsec LIBS<sup>[6]</sup>.

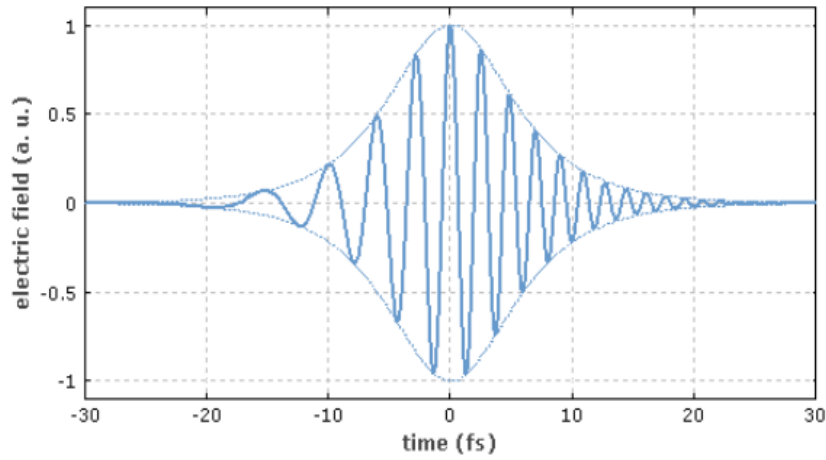
Το φασματικό περιεχόμενο του εκπεμπόμενου φωτός παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον<sup>[9]</sup>. Η μη-γραμμική διάδοση των παλμών υψηλής έντασης δεν παρέχει μόνο αυτό-οδηγούμενη διάδοση παλμών εξ αποστάσεως, αλλά και ένα ευρύ συνεχές φάσμα το οποίο εκτείνεται από το υπεριώδες μέχρι το υπέρυθρο. Ο φυσικός μηχανισμός παραγωγής του λευκού φωτός από αυτό-οδηγούμενη δέσμη οφείλεται στο μη-γραμμικό φαινόμενο της αυτό-διαμόρφωσης φάσης (**Self-Phase Modulation**), στην οποία η μη-γραμμική αλληλεπίδραση ενός βραχύχρονου παλμού λέιζερ στην ατμόσφαιρα μπορεί να οδηγήσει σε μία φασματική διαπλάτυνση του παλμού.

Όπως είναι γνωστό, ο δείκτης διάθλασης ενός μέσου εξαρτάται άμεσα από το μήκος κύματος. Η εμπειρική σχέση που δείχνει αυτήν την εξάρτηση και χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της διασποράς του φωτός στο μέσο είναι<sup>[10]</sup> (σχέση Sellmeir):

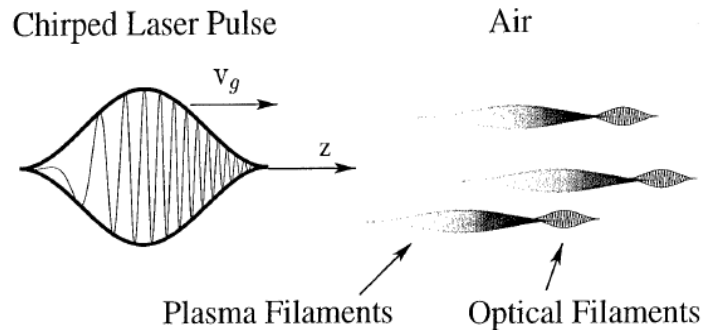
$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^3}{\lambda^3 - C_3}$$

όπου οι σταθερές  $B_{1,2,3}$  και  $C_{1,2,3}$  αποτελούν πειραματικά δεδομένα. Με τον όρο διασπορά (dispersion) εννοούμε το φαινόμενο κατά το οποίο η ταχύτητα φάσης του παλμού εξαρτάται από τη συχνότητα του. Λόγω της διασποράς, ο παλμός διαδίδεται με

διαφορετικές ταχύτητες και παράγει μη-γραμμικά φαινόμενα, μεταβάλλοντας το ηλεκτρικό πεδίο του παλμού. Η μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου του παλμού ονομάζεται *chirp*<sup>[9]</sup>.



Σχήμα\_14: Ηλεκτρικό πεδίο ενός chirped παλμού λέιζερ<sup>[10]</sup>



Σχήμα\_15: Νηματοποίηση ενός chirped παλμού λέιζερ

Η φάση του ηλεκτρικού πεδίου του λέιζερ μεταβάλλεται όταν περάσει από έναν χρονικά εξαρτώμενο δείκτη διάθλασης. Ας θεωρήσουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο του λέιζερ έχει τη μορφή  $A(z, \tau) = B(z, \tau)e^{i\theta(z, \tau)}$  Α το πλάτος του και  $\theta$  η φάση του, δεδομένου ότι τόσο το πλάτος όσο και η φάση είναι πραγματικές συναρτήσεις του  $z$  και του  $\tau$ . Η συχνότητα του παλμού στο άξονα διάδοσης δίνεται από τη σχέση<sup>[9]</sup>:

$$\omega(z, \tau) = \omega_0 - \frac{\partial \theta(z, \tau)}{\partial \tau}$$

όπου  $\omega_0$  είναι η συχνότητα του λέιζερ και  $\frac{\partial \theta(z, \tau)}{\partial \tau}$  είναι η χρονική μεταβολή της φάσης.

Για την εξίσωση μη-γραμμικής διάδοσης έχουμε:

$$2ik_o \frac{\partial A}{\partial z} = - \left[ n^2(z, \tau) - n_o^2 \right] \frac{\omega_o^2}{c^2} A$$

όπου  $n(z, \tau)$  είναι δείκτης διάθλασης σε μεταβλητές χώρου και χρόνου. Ο μη-γραμμικός δείκτης διάθλασης δίνεται από τη σχέση:

$$\delta n = n(z, \tau) - n_o = \delta n_{Kerr} + \delta n_{Raman} + \delta n_{plasma}$$

όπου φαίνεται η συνεισφορά στο δείκτη διάθλασης από μη-γραμμικά φαινόμενα, λόγω φαινομένου Kerr, σκέδασης Raman και παραγόμενου πλάσματος. Αναλύοντας τον παραπάνω τύπο παίρνουμε<sup>[9]</sup>:

$$\delta n(\vec{r}, \tau) = n_2 I(\vec{r}, \tau) - n_R \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' W(\tau') R(\tau - \tau') I(\vec{r}, \tau') - \frac{\omega_p^2(z, \tau)}{2n_o \omega_o^2}$$

όπου  $n_R$  είναι η συνεισφορά Raman στο μη-γραμμικό δείκτη για μεγάλους παλμούς και  $W(\tau')$  είναι η μεταβλητή του ανάστροφου πληθυσμού,  $R(\tau)$  είναι η συνάρτηση Green η οποία με κανονικοποίηση  $\int_0^{\infty} R(\tau) d\tau = 1$  δίνει:

$$R(\tau) = \left( \frac{\omega_R^2 + \Gamma_2^2}{\omega_R} \right) e^{-\Gamma_2 \tau} \sin(\omega_R \tau)$$

όπου  $\omega_R$  είναι η συχνότητα Raman και  $\Gamma_2$  είναι ο ρυθμός απόσβεσης. Για την αναστροφή πληθυσμού θεωρούμε  $W(\tau') = -1$ . Συνδυάζοντας τις παραπάνω σχέσεις παίρνουμε για τη διασπορά της συχνότητας κατά μήκος του παλμού:

$$\delta \omega(z, \tau) = \omega(z, \tau) - \omega_o = - \frac{\omega_o}{c} \int_0^z \frac{\partial \delta n_r(z', \tau)}{\partial \tau} dz'$$

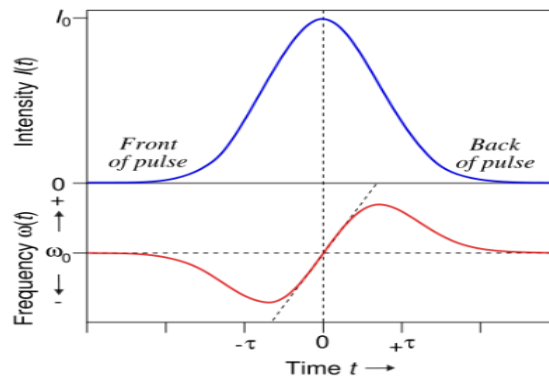
Παρατηρούμε ότι μόνο οι μη-γραμμικοί όροι στο δείκτη διάθλασης θα δημιουργήσουν νέες συχνότητες ενώ οι γραμμικοί όροι ανακατανέμουν τις συχνότητες μέσα στον παλμό. Η διασπορά της συχνότητας δίνεται από<sup>[9]</sup>:

$$\delta\omega = \delta\omega_{Kerr} + \delta\omega_{Raman} + \delta\omega_{plasma}$$

από όπου παίρνουμε ( $I$  : ένταση δέσμης) :

$$\delta\omega(z, \tau) = \left( -n_2 \frac{\partial I}{\partial \tau} + n_R \int_0^\tau d\tau' W(\tau') \frac{\partial R(\tau - \tau')}{\partial \tau} I(\vec{r}, \tau') + \frac{1}{2n_0 \omega_0^2} \frac{\partial \omega_p^2}{\partial \tau} \right) \frac{\omega_0 z}{c}$$

Οπότε λόγω της αλληλεπίδρασης της δέσμης του λέιζερ με μη-γραμμικά φαινόμενα παίρνουμε τη διασπορά της συχνότητας η οποία οδηγεί σε φασματική διαπλάτυνση. Όπως αναφέραμε, η ένταση της δέσμης και επομένως ο δείκτης διάθλασης διαφοροποιείται με το χρόνο. Ο δείκτης διάθλασης είναι αντιστρόφως ανάλογος με το μήκος κύματος και ανάλογος με την ταχύτητα διάδοσης της δέσμης, με αποτέλεσμα στα σημεία της δέσμης όπου έχουμε μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης να έχουμε μικρότερα μήκη κύματος τα οποία καθυστερούν σε σχέση με τα σημεία της δέσμης όπου έχουμε μικρότερη δείκτη διάθλασης, άρα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτή η μεταβολή του δείκτη διάθλασης οδηγεί σε ένα ευρύ φάσμα μηκών κύματος. Λόγο της μεγάλης διασποράς στα μήκη κύματος που παρουσιάζει ένας βραχύχρονος παλμός, έχουμε τη δημιουργία λευκού φωτός<sup>[7]</sup>.



**Σχήμα\_16:** Ένας παλμός διαδίδεται σε ένα μη-γραμμικό μέσο και υποβάλλεται σε μία μετατόπιση συχνότητας λόγω της αυτό-διαμόρφωσης φάσης. Το εμπρόσθιο μέρος του παλμού μετατοπίζεται σε χαμηλότερες συχνότητες και το πίσω μέρος σε υψηλότερες. Στο κέντρο του παλμού η αλλαγή της συχνότητας είναι περίπου γραμμική<sup>[10]</sup>.

Το λευκό φάσμα του φωτός<sup>[17]</sup> που παράγεται από νηματοποίηση βραχύχρονων παλμών λέιζερ μπορεί να εκτείνεται από το υπεριώδες μέχρι το υπέρυθρο<sup>[11-16]</sup>. Αυτό το καθιστά ιδανική πηγή για εφαρμογή στην τηλε-ανίχνευση σε πολύ μεγάλες αποστάσεις των πολλαπλών συστατικών στον αέρα, καθώς και αναλύσεις επιφανειών<sup>[19]</sup>, συνδυάζοντας φασματοσκοπία απορρόφησης με την τεχνική LIDAR, καθώς και τη διασπορά του λευκού



φωτός<sup>[18]</sup>. Δεδομένου ότι ο αέρας έχει μία συγκεκριμένη ταχύτητα διασποράς ομάδος στο μήκος κύματος ενός λέιζερ Ti:sapphire, ένα αρνητικό chirp παλμού έχει ως αποτέλεσμα τη συμπίεση του παλμού σε κάποια απόσταση, λόγω του συνδυασμού των συνιστωσών του Fourier. Η νηματοποίηση των chirped παλμών συνήθως ξεκινά σε μεγάλες αποστάσεις. Ο σχηματισμός του νήματος παρατηρήθηκε σε υψόμετρο αρκετών χιλιομέτρων<sup>[18-21]</sup>. Σε αποστάσεις άνω των 2 km από την έξοδο του συστήματος λέιζερ παρατηρήθηκαν κηλίδες (hot spots) στην διατομή του παλμού<sup>[22,23]</sup>.

Η διάδοση ενός fs παλμού περιγράφεται από την ακόλουθη εξίσωση<sup>[24],[25]</sup>:

$$2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E - k_0 k_{\omega}'' \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{2k_0^2}{n_0} \Delta n_k(x, y, t, z) E + \frac{2k_0^2}{n_0} \Delta n_p(x, y, t, z) E + \frac{2k_0^2}{n_0} \tilde{n}(x, y, z) E - ik_{\alpha} E$$

όπου  $k_0$  είναι ο κυματάρυθος,  $\omega_0$  είναι η κεντρική συχνότητα φάσματος του παλμού και  $n_0$  είναι ο γραμμικός δείκτης διάθλασης του αέρα. Οι δύο πρώτοι όροι περιγράφουν την περίθλαση του παλμού και την δεύτερης τάξης διασπορά. Ο τρίτος όρος αναφέρεται στη μη-γραμμικότητα του αέρα λόγω του φαινομένου Kerr. Η συμβολή της μη-γραμμικότητας του πλάσματος περιγράφεται στον τέταρτο όρο. Η μεταβολή του δείκτη διάθλασης του αέρα είναι υπεύθυνη για τον χαρακτηρισμό της νηματοποίησης. Ο τελευταίος όρος αναφέρεται στις απώλειες ενέργειας κατά τον φωτοιονισμό. Η συνεισφορά του φαινομένου Kerr στο δείκτη διάθλασης γράφεται ως:

$$\Delta n_k(x, y, t, z) = n_2 I(x, y, t, z)$$

όπου  $\frac{\epsilon_0 c n_0}{2} |E|^2$  είναι η ενέργεια του παλμού και  $\epsilon_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά. Ο μη-

γραμμικός δείκτης διάθλασης του αέρα είναι<sup>[26]</sup>:  $n_2 = 4 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$

Κατά τον φωτοιονισμό των μορίων του αέρα παρουσία του έντονου πεδίου του λέιζερ, το παραγόμενο πλάσμα υφίσταται αλλαγή στον δείκτη διάθλασης, ο οποίος μπορεί να εκφραστεί ως:

$$\Delta n_p(x, y, t, z) = -\frac{\omega_p^2}{2n_0\omega^2}$$

όπου  $\omega_p^2(x, y, t, z) = e^2 N_e(x, y, t, z) / \epsilon_0 m$  είναι η συχνότητα του πλάσματος υψωμένη στο τετράγωνο,  $e$  και  $m$  είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου και η μάζα, αντίστοιχα και  $N_e$  είναι η πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων, η οποία περιγράφεται από:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(I) (N_0 - N_e)$$

όπου  $N_0$  είναι η συγκέντρωση των ουδετέρων μορίων και  $R(I)$  είναι το ποσοστό ιονισμού, σύμφωνα με το μοντέλο Perelomov-Popov-Terent'ev<sup>[27]</sup>.

Οι διακυμάνσεις του δείκτη διάθλασης στην ατμόσφαιρα δημιουργούν διαταραχές στη φάση του ηλεκτρικού πεδίου του παλμού, το οποίο οδηγεί στη νηματοποίηση. Για ένα παλμό λέιζερ «Γκαουσιανής» μορφής, η ένταση του παλμού στην έξοδο του λέιζερ έχει τη μορφή:

$$E = E_0 \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau_{\delta 0}}} \exp \left( -\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_{\delta 0}^2} + i\frac{\delta t^2}{2} \right)$$

όπου  $a_0$  είναι η ακτίνα διατομής του παλμού,  $\tau_{\delta 0}$  είναι η διάρκεια του chirped παλμού,  $\tau_0$  και  $E_0$  είναι η διάρκεια και το πλάτος του. Η παράμετρος  $\delta$  που αναφέρεται στη φάση διαμόρφωσης δίνεται από:

$$\delta = -\frac{\sqrt{(\tau_{\delta 0}/\tau_0)^2 - 1}}{\tau_{\delta 0}^2}$$

Ο αρνητικός chirped παλμός ( $\delta < 0$ ) που διαδίδεται σε ένα μέσο με κανονική διασπορά, θα συμπιεστεί σε ένα περιορισμένο μήκος  $L_{com}$ :

$$L_{com} = -\frac{\tau_0^2 \tau_{\delta 0}^2 \delta}{|k''_{\omega}|}$$

Το μήκος διασποράς ισούται με:

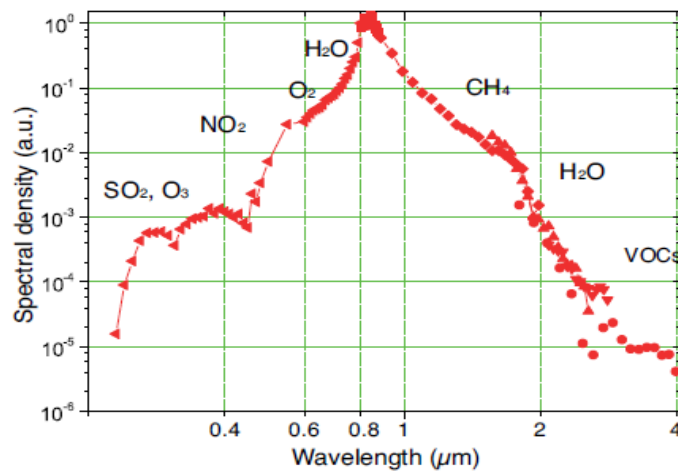
$$L_{disp} = \tau_0^2 / |k''_{\omega}|$$

Η διάρκεια παλμού  $\tau_{\delta 0}$  και η παράμετρος  $\delta$  μπορούν να εκφραστούν μέσω των  $L_{com}$

Και  $L_{disp}$  ως:

$$\tau_{\delta 0} = \tau_0 \sqrt{1 + \left( \frac{L_{com}}{L_{disp}} \right)^2} \quad \delta = -\frac{L_{com}}{\tau_{\delta 0}^2 L_{disp}}$$

Στο σχήμα\_17 παρουσιάζεται το φάσμα που εκπέμπεται από νημάτια τα οποία δημιουργήθηκαν από τη διάδοση ενός TWatt παλμού λέιζερ. Το συνεχές φάσμα εκτείνεται από 230 nm μέχρι περισσότερο από 4  $\mu\text{m}$ , το οποίο καλύπτει ζώνες απορρόφησης πολλών αερίων στην ατμόσφαιρα, όπως μεθάνιο, πτητικές οργανικές ενώσεις (VOCs),  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}_x$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  κ.α.



**Σχήμα\_17:** Συνεχές φάσμα λευκού φωτός. Παρουσιάζονται οι ζώνες απορρόφησης διαφόρων αερίων στην ατμόσφαιρα<sup>[7]</sup>.

## **BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [1] Andrzej W. Miziolek, V. Palleschi, Israel Schechter, Laser induced breakdown spectroscopy: Fundamentals and applications
- [2] [http://www.secopta.de/a\\_minen\\_en.html](http://www.secopta.de/a_minen_en.html)
- [3] <http://ec.europa.eu/research/horizon2020/pdf/projects/optix.pdf>
- [4] Alison J Hobro , Bernhard Zachhuber , Bernhard Lendl, Optical technologies for the identification of explosives
- [5] David A. Cremers, Leon J. Radziemski, Handbook of Laser Induced Breakdown Spectroscopy
- [6] Stelios Tzortzakos, Demetrios Anglos, Ultraviolet laser filaments for remote laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) analysis: applications in cultural heritage monitoring, April 15, 2006 / Vol. 31, No. 8 / OPTICS LETTERS,
- [7] Jérôme Kasparian, Jean-Pierre Wolf, Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation
- [8] <http://www.teramobile.org/>
- [9] Phillip Sprangle, J.R.Penano, Bahman Hafizi, Propagation of Intense, Short Laser Pulses in the Atmosphere
- [10] <http://en.wikipedia.org>
- [11] Chin, S.L., Hosseini, S.A. Liu, W.Luo, Q.Théberge, F. Aközbek, N. Becker, A. Kandidov, V.P. Kosareva, O.G. Schroeder, H. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: Physics, applications, and new challenges. *Can. J. Phys.* **2005**, *83*, 863- 905.
- [12] Couairon, A. Mysyrowicz, A. Femtosecond filamentation in transparent media. *Phys. Rep.* **2007**, *441*, 47-189.
- [13] Berge, L. Skupin, S. Nuter, R. Kasparian, J. Wolf, J.-P. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media. *Rep. Prog. Phys.* **2007**, *70*, 1633-1713.
- [14] Kasparian, J. Wolf, J.-P. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation. *Opt. Exp.* **2008**, *16*, 466-493.
- [15] Kandidov, V.P. Shlenov, S.A. Kosareva, O.G. Filamentation of high-power femtosecond laser radiation. *Quan. Electron.* **2009**, *39*, 205-228.
- [16] Chin, S.L. *Femtosecond Laser Filamentation*, 1st ed. Springer: New York, NY, USA, 2010 pp. 1-124.
- [17] Huai Liang Xu and See Leang Chin, *Sensors* 2011, *11*, 32-53, Femtosecond Laser Filamentation for Atmospheric Sensing
- [18] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Mejean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. Andre, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Woste, *Science* **301**, 61 (2003)

- [19] P. Rohwetter, K. Stelmaszczyk, L. Woste, R. Ackermann, G. Mejean, E. Salmon, J. Kasparian, J. Yu, J.-P. Wolf, *Spectrochim. Acta B* **60**, 1025 (2005)
- [20] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Woste, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **20**, 183 (2002)
- [21] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Mejean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eisloffel, U. Laux, A.P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Woeste, J.-P. Wolf, *Phys. Rev. E* **69**, 036607 (2004)
- [22] G. Mechain, C. D'Amico, Y.-B. Andre, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, *Opt. Commun.* **247**, 171 (2005)
- [23] V.Y. Fedorova, S.A. Shlenov, and V.P. Kandidov, Filamentation of chirped pulses on long-range atmospheric paths, *Eur. Phys. J. D* **50**, 185–191 (2008)
- [24] O.G. Kosareva, V.P. Kandidov, A. Brodeur, C.Y. Chien, S.L. Chin, *Opt. Lett.* **22**, 1332 (1997); A. Chiron, B. Lamouroux, R. Lange, J.F. Ripoche, M. Franco, B. Prade, G. Bonnaud, G. Riazuelo, A. Mysyrowicz, *Eur. Phys. J. D* **6**, 383 (1999)
- [25] S.A. Shlenov, V.P. Kandidov, *Atmos. Ocean. Opt.* **17**, 565 (2004)
- [26] E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M.A. Franco, B.S. Prade, A. Mysyrowicz, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 650 (1997)
- [27] A.M. Perelomov, V.S. Popov, M.V. Terent'ev, *Sov. Phys. JETP* **23**, 924 (1966)
- [28] ] History and fundamentals of Laser Induced Breakdown Spectroscopy (Chapter 1.1 Introduction ), David A. Cremers, Leon J. Radziemski

## ΕΝΟΤΗΤΑ Ι

### **ΜΕΡΟΣ Ι: ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ ΕΠΑΓΟΜΕΝΟ ΑΠΟ ΛΕΙΖΕΡ**

#### **(Laser Induced Breakdown Spectroscopy-LIBS )**

#### **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1<sup>ο</sup>**

##### **1.1 Εισαγωγή**

Η φασματοσκοπία εκπομπής πλάσματος επαγόμενου (ή παραγόμενου) από παλμική δέσμη λέιζερ ( Laser Induced Breakdown Spectroscopy – LIBS ) είναι μία τεχνική φασματοσκοπικής ανάλυσης πλάσματος το οποίο δημιουργείται στο υπό εξέταση δείγμα (στερεό, υγρό ή αέριο) όταν αλληλεπιδράσει η ακτινοβολία του παλμικού λέιζερ με το δείγμα. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η εφαρμογή της τεχνικής αυτής σε στερεά δείγματα. Η τεχνική αυτή έχει αναπτυχθεί σημαντικά την τελευταία δεκαετία και παρέχει ταχεία ποιοτική και ποσοτική ανάλυση μέσω των χαρακτηριστικών γραμμών στο φάσμα εκπομπής, οι οποίες επιτρέπουν τον προσδιορισμό των στοιχείων στο υλικό που μελετάμε. Μπορεί να αναλύσει στερεά, υγρά και αέρια και να επιτρέψει γρήγορα αποτελέσματα, προκαλώντας ελάχιστη φθορά στο δείγμα. Η εξέλιξη των παλμικών λέιζερ και των συστημάτων ανίχνευσης φασματικών γραμμών επέτρεψε την κατασκευή μεταφερομένων συστημάτων LIBS μικρών σχετικά διαστάσεων. Αυτό αποτέλεσε ένα βασικό λόγο για την διάδοση της εφαρμογής της τεχνικής LIBS ιδιαίτερα όταν υπάρχουν δυσκολίες μεταφοράς δειγμάτων όπως στη περίπτωση έργων τέχνης ή έργων πολιτιστικής κληρονομιάς. Με τα νέα συστήματα LIBS δεν είναι απαραίτητη η μεταφορά του δείγματος στο εργαστήριο, όπως απαιτούν οι περισσότερες μέθοδοι ανάλυσης, διότι μπορεί να αναλύσει ποιοτικά και ποσοτικά τα υλικά κάτω από ιδιαίτερα δύσκολες συνθήκες όπως σε βιομηχανικές περιοχές. Αν και το λέιζερ βρίσκεται αρκετά μακριά από το δείγμα είναι σε θέση να λειτουργήσει αποτελεσματικά. Κατά την εφαρμογή αυτής της τεχνικής σε ένα δείγμα έχουμε εκτόνωση του πλάσματος που δημιουργείται από μία εστιασμένη δέσμη λέιζερ, όπως θα δούμε αναλυτικά παρακάτω<sup>[1]</sup>.

## 1.2 Ιδιότητες του λέιζερ

Για τη φασματοσκοπία LIBS πρέπει να ληφθούν υπόψη ορισμένα χαρακτηριστικά του λέιζερ, τα οποία αφορούν άμεσα την εκπομπή πλάσματος και επομένως τις μετρήσεις μας. Τα βασικότερα είναι η ένταση της ακτινοβολίας, το μήκος κύματος και η διάρκεια παλμού του λέιζερ.

Η ένταση της ακτινοβολίας είναι μία πολύ σημαντική παράμετρος όσον αφορά τις αλληλεπιδράσεις που προκαλούνται από το λέιζερ με το δείγμα καθώς και για την δημιουργία του πλάσματος <sup>[2], [2α]</sup>. Όταν η ενέργεια του λέιζερ είναι μικρή, η πυκνότητα του πλάσματος είναι αρκετά μικρή με αποτέλεσμα οι μετρήσεις μας να μην είναι ακριβείς. Στην τεχνική LIBS βασικό χαρακτηριστικό είναι η υψηλή ενέργεια λέιζερ. Με αυτόν τον τρόπο παρατηρείται αύξηση της ποσότητας του υλικού που διεγείρεται και κατά συνέπεια αύξηση στο σήμα εκπομπής του πλάσματος.

Το επαγόμενο πλάσμα εξαρτάται άμεσα και από το μήκος κύματος που χρησιμοποιεί το λέιζερ. Έχει παρατηρηθεί ότι σε μεγάλα μήκη κύματος (1064 nm) ευνοείται η αύξηση της πυκνότητας του πλάσματος, μέσω αύξησης των κρούσεων των ηλεκτρονίων με τα άτομα του υπό εξέταση δείγματος. Αντίθετα, σε χαμηλότερα μήκη κύματος παρατηρείται το ελάττωση της διαδικασίας των κρούσεων.

Επίσης, η διάρκεια του παλμού του λέιζερ διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στη δημιουργία του πλάσματος. Η χρονική διάρκεια των γεγονότων που λαμβάνουν χώρα όταν η ακτινοβολία ενός λέιζερ προσπίπτει σε ένα δείγμα θα παρουσιαστεί αναλυτικά παρακάτω. Η χρονική διάρκεια εξαρτάται και από την κατάσταση στην οποία βρίσκεται το δείγμα, διαφορετικές διαδικασίες συμβαίνουν αν το δείγμα είναι στερεό, υγρό ή αέριο. Γενικά, μέση τιμή της έντασης της ακτινοβολίας ενός παλμού λέιζερ δίνεται από τον τύπο :

$$I_f = \pi \cdot E_L \cdot D^2 / 4 \cdot \tau_L \cdot f^2 \cdot \lambda^2 \cdot (M^2)^2$$

όπου  $I_f$  : ένταση της ακτινοβολίας (W/m<sup>2</sup>)

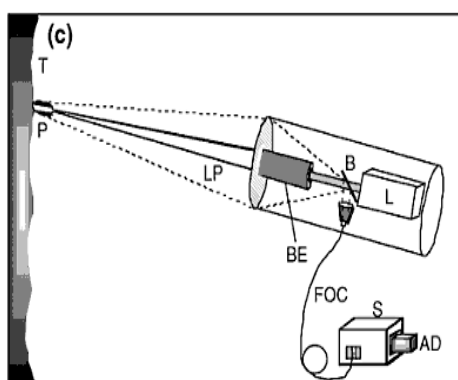
$D$ : διάμετρος της δέσμης του λέιζερ

$\tau_L$  : διάρκεια του παλμού

$f$  : εστιακή απόσταση φακού

$\lambda$ : μήκος κύματος λέιζερ

$M^2$ : συντελεστής διάδοσης δέσμης ( beam propagation ratio ). Για το λέιζερ Nd:YAG οι τιμές του κυμαίνονται από 2 μέχρι 10.

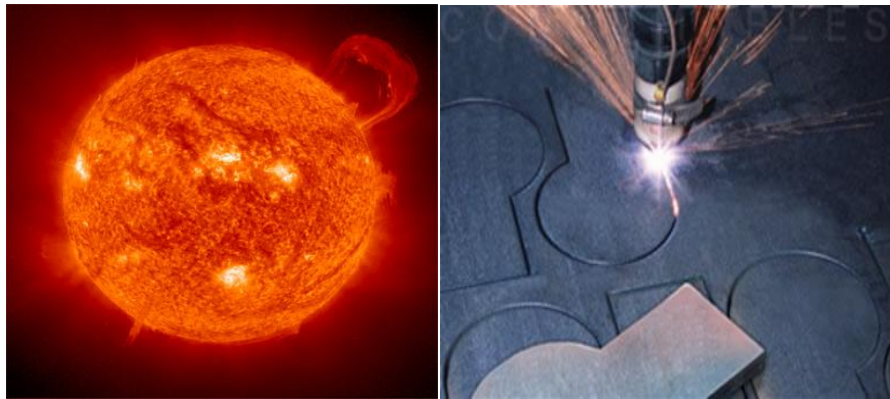


Σχήμα 1\_1.2 : L: Laser, LP: Laser Pulse <sup>[2α],[32]</sup>

### 1.3 Πλάσμα

Το πλάσμα μπορεί να προσομοιαστεί ή να περιγραφεί με αέριο που αποτελείται από ηλεκτρόνια και ιόντα και το οποίο χαρακτηρίζεται από υψηλές τιμές πίεσης, θερμοκρασίας ( $10^4 - 3 \cdot 10^4 K$ ) και ηλεκτρονικής πυκνότητας ( $10^{17} - 10^{19} cm^{-3}$ ). Μακροσκοπικά το πλάσμα είναι ουδέτερο διότι έχει ίδιο αριθμό ηλεκτρονίων και ιόντων. Λόγω των ελευθέρων ηλεκτρονίων και ιόντων το πλάσμα καθίσταται ηλεκτρικά αγωγίμο και ανταποκρίνεται έντονα στην παρουσία ηλεκτρομαγνητικών πεδίων. Οι ιδιότητες του διαφέρουν κατά πολύ από τις ιδιότητες των στερεών, των υγρών και των ουδετέρων αερίων, και δεν έχουν καθορισμένη μορφή ή όγκο.





Σχήμα 1\_1.3: Εικόνες αερίου πλάσματος<sup>[16]</sup>

Η θερμοκρασία του πλάσματος καθορίζει και το βαθμό ιονισμού του. Συγκεκριμένα, η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων σχετίζεται με την ενέργεια ιονισμού του πλάσματος μέσω της εξίσωσης του Saha. Όταν η θερμοκρασία του αερίου αυξηθεί τόσο ώστε η ενέργεια των ατόμων προσεγγίσουν την ενέργεια ιονισμού, τότε το αέριο ιονίζεται.

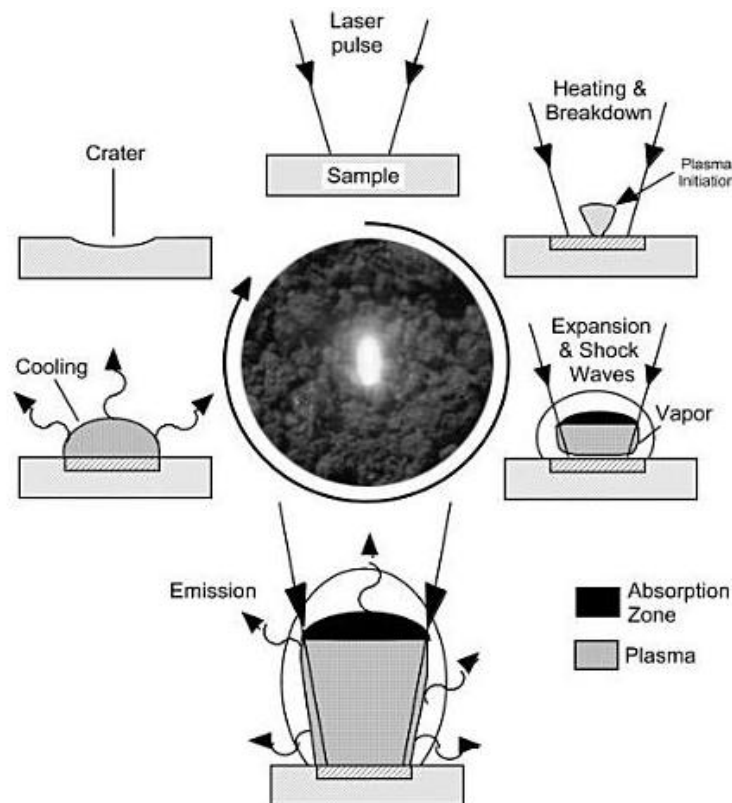
$$K_B \cdot T \propto E_{\text{ιονισμού}} = E_{\infty} - E_1$$

### 1.3.1 Βασικά στοιχεία αλληλεπίδρασης του λέιζερ με την επιφάνεια ενός υλικού

Όταν ένας παλμός υψηλής ενέργειας εστιάζει πάνω σε ένα υλικό, η ένταση στο σημείο εστίασης προκαλεί μία ραγδαία τοπική θέρμανση και ακολουθεί έντονη εξάτμιση και δημιουργία πλάσματος. Η αλληλεπίδραση αυτή είναι μία περίπλοκη διαδικασία που εξαρτάται τόσο από τα χαρακτηριστικά του λέιζερ όσο και από το στερεό υλικό. Υπάρχουν πολλοί παράγοντες που επηρεάζουν την εκπομπή από ένα υλικό, όπως είναι η διάμετρος του παλμού του λέιζερ, η χρονική διάρκεια του παλμού και η ισχύς του. Επίσης σπουδαίο ρόλο παίζουν οι φυσικές και οι χημικές ιδιότητες του υλικού στη δημιουργία του πλάσματος, καθώς και η θερμική αγωγιμότητα κατά την εξάτμιση του υλικού υπό συνθήκες κενού<sup>[3], [3a]</sup>.

Το πλάσμα εκτονώνεται και αλληλεπιδρά με το περιβάλλον αέριο με δύο τρόπους: Πρώτον, καθώς το πλάσμα υψηλής πίεσης και θερμοκρασίας εκτονώνεται παράγεται ένα ωστικό κύμα το οποίο οφείλεται στη διαφορά θερμοκρασίας πλάσματος και του περιβάλλοντος αερίου. Δεύτερον, κατά τη διάρκεια της εκτόνωσης μεταφέρεται ενέργεια

στο περιβάλλον αέριο λόγω της θερμικής αγωγιμότητας, τη μεταφορά της ακτινοβολίας και τη θέρμανση που προκαλείται από το ωστικό κύμα. Παράγοντες που πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν στην εξέλιξη του πλάσματος είναι η ένταση του λέιζερ, το μήκος κύματος του, το μέγεθος του παλμού εστίασης, το είδος των ατόμων του αερίου που δημιουργείται καθώς και η πίεση του χώρου που περιβάλλει το δείγμα<sup>[19],[33],[34]</sup>.



**Σχήμα 1\_1.3.1:** Διαδικασίες που λαμβάνουν μέρος όταν εστιάζεται ένας παλμός λέιζερ (5 nsec) στην επιφάνεια ενός στερεού δείγματος. Η αλληλουχία των γεγονότων ξεκινά με τοπική θέρμανση του δείγματος, την δημιουργία αερίου υψηλής πίεσης με ταυτόχρονη δημιουργία ωστικού κύματος και την εκτόνωση του πλάσματος<sup>[19],[33],[34]</sup>.

### 1.3.2 Νόμος Boltzmann

Ο σχετικός πληθυσμός των διαφόρων ενεργειακών επιπέδων εξαρτάται από πολλές λεπτομερείς διαδικασίες. Εξαίρεση αποτελεί η κατάσταση της θερμικής ισορροπίας όπου ο πληθυσμός καθορίζεται πλήρως από τη θερμοκρασία  $T$ . Η κατανομή των ατόμων στα διάφορα ενεργειακά επίπεδα είναι ανάλογη με το  $g \cdot e^{-\theta E}$ , όπου

$$\theta = \frac{1}{k_B \cdot T}$$

$k_B$  : σταθερά του Boltzmann

$g$  : στατιστικό βάρος της κάθε ενεργειακής κατάστασης

$T$ : θερμοκρασία

Το στατιστικό βάρος ισούται με  $g = 2 \cdot J + 1$  όπου  $J$  είναι ο κβαντικός αριθμός της στροφορμής<sup>[4]</sup>.

Για να μετρήσουμε την ενέργεια στα διάφορα ενεργειακά επίπεδα θεωρούμε ως σημείο αναφοράς τη θεμελιώδη κατάσταση. Οι ενέργειες στα διάφορα ενεργειακά επίπεδα συμβολίζονται ως  $E_i$  για το  $i$  επίπεδο. Αν  $N_i$  είναι ο πληθυσμός ( ανά μονάδα όγκου ) στο  $i$  επίπεδο και  $N$  είναι ο συνολικός πληθυσμός των ατόμων , τότε από το νόμο του Boltzmann παίρνουμε<sup>[4],[4b],[31]</sup>:

$$N_i = \frac{N}{U} \cdot g_i \cdot e^{-\theta E_i}$$

όπου  $U$  είναι η σταθερά αναλογίας και ονομάζεται συνάρτηση επιμερισμού

Αν θεωρήσουμε ότι το άθροισμα των πληθυσμών σε όλα τα ενεργειακά επίπεδα είναι:

$$N = \sum N_i$$

τότε παίρνουμε ότι :

$$U = \sum g_i \cdot e^{-\beta \cdot E_i}$$

Σε αρκετά χαμηλές θερμοκρασίες, μόνο ο πρώτος όρος στο άθροισμα είναι σημαντικός, οπότε παίρνουμε:

$$U = g_0$$

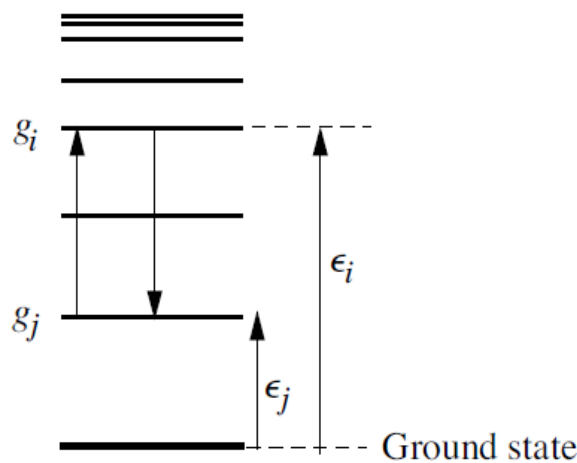
Όπου  $g_0$  είναι το στατιστικό βάρος της θεμελιώδους κατάστασης.<sup>[4]</sup>

Ένα άτομο με πολλαπλές ενεργειακές καταστάσεις στη θερμική ισορροπία μπορεί να βρεθεί σε καθεμιά από αυτές τις καταστάσεις. Οι συχνότητες μετάπτωσης θα εμφανιστούν

ως φωτόνια που αλληλεπιδρούν με τα άτομα. Ο λόγος των πληθυσμών δύο ενεργειακών καταστάσεων  $i$  και  $j$  δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{n_i}{n_j} = \frac{g_i}{g_j} \exp\left(-\frac{h \cdot \nu_{ij}}{k_B \cdot T}\right)$$

Στο σχήμα 1\_1.3.2 φαίνονται οι ενεργειακές καταστάσεις  $i$  και  $j$  ενός ατόμου και οι μεταβάσεις που πραγματοποιούνται. Τα ενεργειακά επίπεδα υποδεικνύουν την απαιτούμενη ενέργεια που χρειάζεται για να μεταβούν από τη θεμελιώδη στη διεγερμένη κατάσταση:



Σχήμα 1\_1.3.2: ενεργειακές καταστάσεις ενός ατόμου<sup>[4]</sup>.

### 1.3.3 Νόμος Saha

Για να καθορίσουμε τον πληθυσμό των ατόμων μεταξύ δύο ενεργειακών καταστάσεων διαφορετικού βαθμού ιονισμού χρησιμοποιούμε την εξίσωση Saha. Η εξίσωση αυτή μας δίνει τον λόγο των ιονισμένων ατόμων που βρίσκονται σε δύο διαφορετικές ενεργειακές καταστάσεις και έχουν διαφορετικό βαθμό ιονισμού.

Για να βρούμε τον πληθυσμό των ατόμων σε κάθε ενεργειακή κατάσταση, όχι μόνο τη θεμελιώδη, χρησιμοποιούμε το νόμο του Boltzmann:

$$\frac{N_o}{N} = \frac{g_o}{U(T)} \quad , \quad \frac{N_o^+}{N^+} = \frac{g_o^+}{U^+(T)}$$

Η εξίσωση Saha, για τα ουδέτερα και για τα μια φορά ιονισμένα άτομα, μας δίνει:

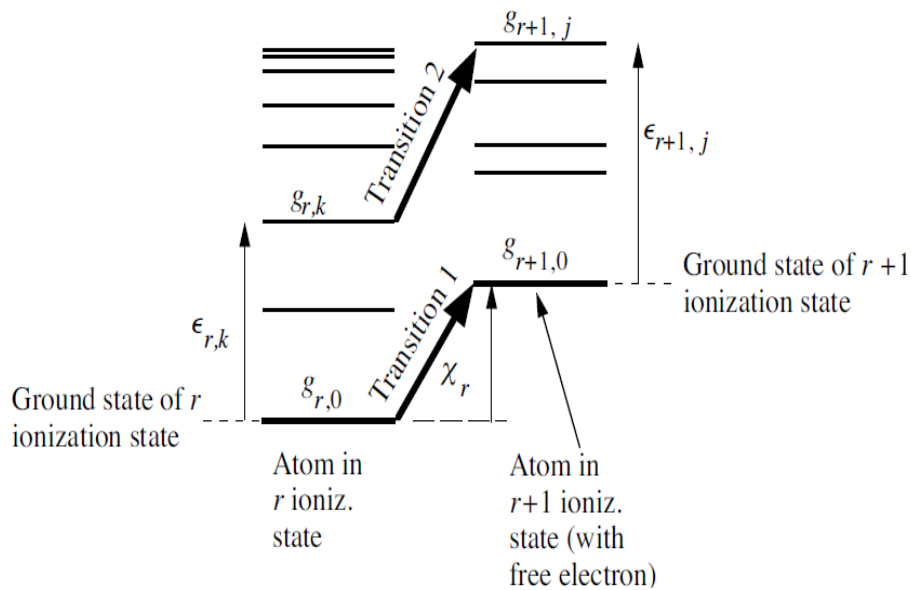
$$\frac{N^+ N_e}{N} = \frac{2 \cdot U^+(T)}{U(T)} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot k_B \cdot T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-x/k_B T} \quad (\text{Σχέση}_1)$$

όπου  $N$  και  $N^+$  είναι ο πληθυσμός των ουδετέρων και των μία φορά ιονισμένων ατόμων στη θεμελιώδη και στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση αντίστοιχα, ενώ  $U$  και  $U^+$  είναι η συναρτήσεις επιμερισμού αντίστοιχα,  $N_e$  είναι η ηλεκτρονική πυκνότητα και  $x$  η ενέργεια ιονισμού των ατόμων. <sup>[4α],[4β]</sup>

Όταν συνδέονται δύο ενεργειακές καταστάσεις ιονισμού, τότε η εξίσωση Saha (Σχέση\_1) μας δίνει:

$$\frac{N_{j+1} N_e}{N_j} = \frac{2 \cdot U_{j+1}(T)}{U_j(T)} \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot k_B \cdot T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot e^{-x_{j,j+1}/k_B T}$$

όπου οι δείκτες αναφέρονται σε κατάσταση ιονισμού. <sup>[4], [4α],[4β]</sup>



**Σχήμα 1\_1.3.3:** Ενεργειακές στάθμες ενός ατόμου σε δύο διαφορετικές καταστάσεις ιονισμού. Η  $r+1$  κατάσταση έχει ένα λιγότερο δέσμιο ηλεκτρόνιο από την  $r$  κατάσταση. Στη  $r+1$  κατάσταση το ηλεκτρόνιο είναι ελεύθερο(μη δέσμιο). <sup>[9]</sup>

### 1.3.4 Ακτινοβολία ατόμων

Η ένταση μιας φασματικής γραμμής εξαρτάται από τον πληθυσμό των ατόμων του αρχικού επιπέδου καθώς και με την πιθανότητα μετάβασης στο τελικό ενεργειακό επίπεδο.

Η πιθανότητα μετάβασης εξαρτάται από τους συντελεστές του Αϊνστάιν  $A$  και  $B$ , όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.3.4.  $E_1$  και  $E_2$  είναι τα δύο κβαντικά επίπεδα του ατόμου με πληθυσμό  $N_1$  και  $N_2$  άτομα/cm<sup>3</sup> αντίστοιχα. Η συχνότητα της φασματικής γραμμής που προκύπτει από τη μετάβαση μεταξύ των δύο ενεργειακών επιπέδων δίνεται από τη σχέση  $h \cdot \nu_{12} = E_2 - E_1$ . Υπάρχουν τρία είδη ακτινοβολίας για τη μεταφορά των ατόμων μεταξύ των δύο ενεργειακών επιπέδων<sup>[5]</sup>:

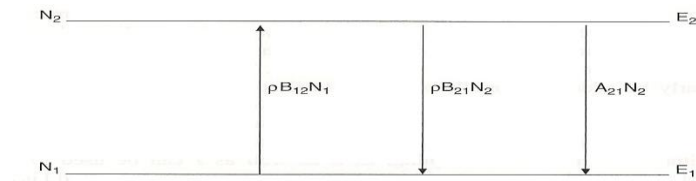
- (1) Ένα άτομο ενέργειας  $E_2$  μπορεί να μεταβεί αυθόρμητα στην κατάσταση ενέργειας  $E_1$  με ταυτόχρονη εκπομπή ενέργειας  $h \cdot \nu_{12}$ . Η πιθανότητα αυτής της μετάβασης ανά δευτερόλεπτο είναι  $A_{21}$  και ο αριθμός των μεταβάσεων ανά δευτερόλεπτο και ανά cm<sup>3</sup> είναι  $A_{21} \cdot N_2$ .
- (2) Υπό την επίδραση εξωτερικής ακτινοβολίας πυκνότητας  $\rho(\nu_{12})$ , ένα άτομο μπορεί να μεταβεί από την κατάσταση  $E_1$  στην  $E_2$  με απορρόφηση ενέργειας  $h \cdot \nu_{12}$ . Η πιθανότητα αυτής της μετάβασης ανά δευτερόλεπτο είναι  $\rho \cdot B_{12}$  και ο αριθμός των μεταβάσεων είναι  $\rho \cdot B_{12} \cdot N_1 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ .
- (3) Υπό την επίδραση εξωτερικής ακτινοβολίας πυκνότητας  $\rho(\nu_{12})$ , ένα άτομο μπορεί να υποπέσει από την κατάσταση  $E_2$  στην  $E_1$ . Η πιθανότητα αυτής της μετάβασης ανά δευτερόλεπτο είναι  $\rho \cdot B_{21}$  και ο αριθμός των μεταβάσεων είναι  $\rho \cdot B_{21} \cdot N_2 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ .

Οι συντελεστές Αϊνστάιν για αυθόρμητη εκπομπή  $A_{21}$ , εξαναγκασμένη εκπομπή  $B_{21}$  και απορρόφηση  $B_{12}$  αποτελούν χαρακτηριστικές ιδιότητες του ατόμου και μπορούν να υπολογιστούν αν είναι γνωστές οι κυματοσυναρτήσεις των δύο ενεργειακών καταστάσεων. Αν οι ενεργειακές καταστάσεις  $E_1$  και  $E_2$  είναι εκφυλισμένες με τις παραμέτρους εκφυλισμού  $g_1$  και  $g_2$  αντίστοιχα, τότε η σχέση που τις συνδέει με τους συντελεστές του Αϊνστάιν είναι<sup>[5]</sup>:

$$g_1 \cdot B_{12} = g_2 \cdot B_{21}$$

$$A_{21} = \frac{8 \cdot \pi \cdot h \cdot \nu^3}{c^3} \cdot B_{21}$$

όπου:  $\nu = \nu_{12} = \nu_{21}$  είναι η συχνότητα των φασματικών γραμμών προερχόμενη από τις μεταβιβάσεις μεταξύ των δύο ενεργειακών καταστάσεων.



Σχήμα 1\_1.3.4 : Διαδικασίες εκπομπής και απορρόφησης μεταξύ δύο ενεργειακών επιπέδων. <sup>[5]</sup>

### 1.3.5 Δύναμη ταλάντωσης ατόμου

Το κλασσικό πρότυπο του ατόμου έχει το ηλεκτρόνιο να εκτελεί απλή αρμονική ταλάντωση με χαρακτηριστική συχνότητα  $\nu$ , αλλά με το πλάτος να μειώνεται με το χρόνο λόγω της ακτινοβολούμενης ενέργειας. Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία ενεργεί ως αποσβένουσα για την κίνηση του ηλεκτρονίου και η σταθερά απόσβεσης δίνεται από <sup>[5]</sup>:

$$\gamma = \frac{2 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot \nu^2}{3 \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot c^3} \quad (\text{Σχέση}_2)$$

όπου  $m$  είναι η ηλεκτρονιακή μάζα. Η διάρκεια ζωής ενός κλασσικού ταλαντωτή είναι αντίστροφη της σταθεράς απόσβεσης  $\tau = \frac{1}{\gamma}$  και είναι της τάξης των  $10^{-8}$  sec για εκπομπή στην ορατή περιοχή.

Όταν το φως περάσει μέσω ενός μέσου απορρόφησης, η ενέργεια που απορροφάται από τα άτομα του μέσου είναι ανάλογη με το πάχος του μέσου αλλά και από την προσπίπτουσα ροή του φωτός. Η ένταση του εκπεμπόμενου φωτός δίνεται από τη σχέση\_3<sup>[5]</sup>:

$$I(\ell) = I(0) \cdot \exp(-k_\nu \cdot \ell) \quad (\text{Σχέση}_3)$$

όπου  $\nu$ : συχνότητα,

$\ell$ : πάχος υλικού απορρόφησης,

$k_\nu$ : σταθερά απορρόφησης ( $\text{cm}^{-1}$ ).

Η απορρόφηση εκφράζεται επίσης με τον συντελεστή ατομικής απορρόφησης  $\alpha_\nu = \frac{k_\nu}{N_1}$

όπου  $N_1$  η πυκνότητα του πληθυσμού της κατάστασης με τη χαμηλότερη ενέργεια. Το

γινόμενο  $E_1 \cdot \alpha_\nu$  έχει χωρικές διαστάσεις. Πρέπει να σημειωθεί ότι η σταθερά  $k_\nu$  εξαρτάται από το προφίλ της φασματικής γραμμής και η σχέση της με το  $B_{12}$  δίνεται από τη Σχέση\_4:

$$\int k_\nu \cdot d\nu = \frac{h \cdot \nu_0}{c} \cdot N_1 \cdot B_{12} \quad (\text{Σχέση}_4)$$

όπου  $\nu_0$  η συχνότητα που αντιστοιχεί στην κορυφή του προφίλ της γραμμής. Αν η αριθμητική πυκνότητα  $N_2$  των ατόμων στο ανώτερο ενεργειακό επίπεδο  $E_2$  είναι αισθητή, θα έχουμε εξαναγκασμένη εκπομπή και η Σχέση\_4 γίνεται:

$$\int k_\nu \cdot d\nu = \frac{h \cdot \nu_0}{c} \cdot N_1 \cdot B_{12} \cdot \left( 1 - \frac{g_1 \cdot N_2}{g_2 \cdot N_1} \right)$$

Η κβαντική μηχανική και τα κλασσικά πρότυπα εκπομπής φωτός σχετίζονται μέσω μιας ποσότητας που ονομάζεται δύναμη ταλαντωτή απορρόφησης (oscillator strength). Αυτό επιτυγχάνεται εξισώνοντας την απορρόφηση φωτός από  $N_1$  άτομα στην μετάβαση  $E_2 \leftrightarrow E_1$  με την απορρόφηση στην ίδια συχνότητα από  $N$  ταλαντώσεις έτσι ώστε  $N = f_{12} \cdot N_1$ . Η δύναμη ταλάντωσης  $f$  σχετίζεται με τη σταθερά  $B$  του Αϊνστάιν ως εξής :

$$f_{12} = \frac{4 \cdot m \cdot h \cdot \epsilon_0}{e^2} \cdot \nu_{12} \cdot B_{12}$$

Αν αντικαταστήσουμε το  $\epsilon_0 = \frac{1}{4 \cdot \pi}$  παίρνουμε :  $f_{12} = \frac{m \cdot h}{e^2 \cdot \pi} \cdot \nu_{12} \cdot B_{12}$

Η σχέση μεταξύ  $f_{12}$  και  $f_{21}$  είναι:  $f_{21} = -\frac{g_1}{g_2} f_{12}$

Η δύναμη ταλάντωσης  $f$  μπορεί να ερμηνευτεί ως ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά άτομο για μια συγκεκριμένη μετάβαση. Έχει την τιμή 1 για το υδρογόνο και τα αλκάλια και την τιμή 2 για τις αλκαλικές γαίες. Δεδομένου ότι κάθε ηλεκτρόνιο μπορεί να συμμετάσχει σε πολλές διαφορετικές μεταβάσεις, η ολική δύναμη ταλάντωσης είναι αναλόγως κατανομημένη μεταξύ πολλών φασματικών γραμμών. Έτσι, αντιπροσωπεύει τα διαθέσιμα ηλεκτρόνια που συμμετέχουν σε μια συγκεκριμένη μετάβαση και η τιμή της κυμαίνεται από 1 – 0.01 για ισχυρές φασματικές γραμμές<sup>[5]</sup>.



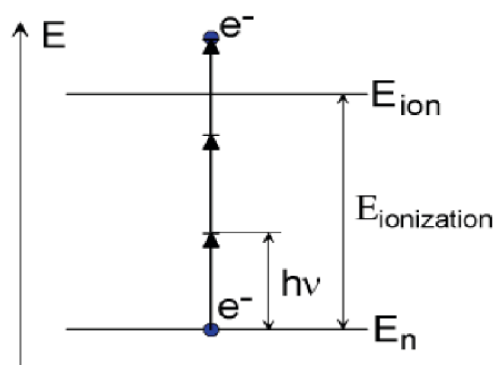
## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2<sup>ο</sup>

### 2.1 Δημιουργία και μηχανισμοί παραγωγής πλάσματος υψηλής πυκνότητας

Υπάρχουν δύο κύριοι μηχανισμοί για την παραγωγή και την αύξηση των ηλεκτρονίων, ο **α)** πολυφωτονικός ιονισμός ( Multiphoton ionization ) και ο **β)** ιονισμός μέσω κρούσεων ( Collision-Induced Ionization) <sup>[6]</sup>.

#### 2.1.1 Πολυφωτονικός ιονισμός ( Multiphoton ionization )

Ο μηχανισμός αυτός συνεπάγεται την ταυτόχρονη απορρόφηση από ένα άτομο ή μόριο επαρκούς αριθμού φωτονίων για να προκαλέσουν ιονισμό. Περιγράφεται από τη σχέση\_5:



Αν  $E_i$  είναι η ενέργεια ιονισμού, ο αριθμός των φωτονίων  $m$  πρέπει να υπερβαίνει το ακέραιο μέρος του  $(E_i / h\nu + 1)$ . Το ποσοστό του ιονισμού είναι ανάλογο προς  $I^m$ , όπου  $m$  είναι ο αριθμός φωτονίων που πρέπει να απορροφηθούν ταυτόχρονα προκειμένου να ιονιστεί το αέριο. Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων ιονισμού, για σταθερή  $I$ , αυξάνει γραμμικά με το χρόνο. Ο πολυφωτονικός ιονισμός είναι σημαντικός μόνο σε μικρά μήκη κύματος ( $\lambda < 1\mu\text{m}$ ) <sup>[6]</sup>.

#### 2.1.2 Ιονισμός μέσω κρούσεων ( Collision-Induced Ionization )

Ο μηχανισμός αυτός περιλαμβάνει απορρόφηση της ακτινοβολίας λέιζερ από τα ηλεκτρόνια μέσω κρούσεων. Αν τα ηλεκτρόνια αποκτήσουν την απαιτούμενη ενέργεια, το

δείγμα αρχίζει να θερμαίνεται με αποτέλεσμα τον ιονισμό του και παράλληλα η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων αυξάνεται εκθετικά με το χρόνο. Απαραίτητη προϋπόθεση για αυτόν το μηχανισμό είναι ότι πρέπει να υπάρχει μία αρχική συγκέντρωση ηλεκτρονίων στον εστιακό όγκο καθώς και ότι η ενέργεια που αποκτούν τα ηλεκτρόνια πρέπει να υπερβαίνει την ενέργεια ιονισμού του αερίου. Ο μηχανισμός αυτός περιγράφεται από τη σχέση\_6<sup>[6]</sup>:



### 2.1.3 Δημιουργία αρχικών ηλεκτρονίων

Τα αρχικά ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από τον πολυφωτονικό ιονισμό ενός αερίου ή στερεού πραγματοποιούνται όταν το μήκος κύματος είναι αρκετά μικρό και η ένταση της ακτινοβολίας του λέιζερ αρκετά υψηλή. Θεωρώντας την παραγωγή πλάσματος π.χ. του αζώτου από μήκος κύματος λέιζερ στα 1.06 μm και ατμοσφαιρικής πίεσης  $p = 1 \text{ atm}$ , το κατώτερο όριο της έντασης της ακτινοβολίας (κατώφλι κατάρρευσης) είναι  $2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  για διάρκεια παλμού 30 nsec. Ο πολυφωτονικός ιονισμός του  $N_2$  απαιτεί την απορρόφηση 12 φωτονίων και η ενεργός διατομή του παλμού είναι  $\sigma_{12} = 4 \cdot 10^{-142} (\text{W/cm}^2)^{-12} \text{ sec}^{-1}$ . Ο αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται σε 10 nsec είναι  $4 \cdot 10^{-142} \cdot (2 \cdot 10^{11})^{12} \cdot 10^{-8} \cdot n = 2 \cdot 10^{-15} \cdot n$ , όπου  $n$  είναι η αριθμητική πυκνότητα των μορίων του  $N_2$ . Σε πίεση  $p = 1 \text{ atm}$ ,  $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  και τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται καταλαμβάνουν εστιακό όγκο  $2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^3$ . Η παρουσία προσμίξεων, όπως οργανικοί ατμοί, που έχουν χαμηλό δυναμικό ιονισμού μπορεί να συμβάλλουν στη δημιουργία αρχικών ηλεκτρονίων με τον πολυφωτονικό ιονισμό<sup>[6]</sup>.

Το πρόβλημα με τη διαδικασία του πολυφωτονικού ιονισμού εμφανίζεται στα μεγαλύτερα μήκη κύματος, διότι δεν μπορούν να παραχθούν οποιαδήποτε ηλεκτρόνια, αν και το όριο κατάρρευσης είναι πολύ χαμηλότερο. Ως όριο ή κατώφλι κατάρρευσης ορίζεται η τιμή της έντασης όπου το δείγμα καταρρέει για περισσότερους από τους μισούς παλμούς που εστιάζονται στο δείγμα<sup>[6]</sup>.

### 2.1.4 Πολλαπλασιασμός ηλεκτρονίων στα αέρια

Η αύξηση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων περιγράφεται από την ακόλουθη σχέση<sup>[6]</sup>:

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i \cdot n_e + W_m \cdot I^m \cdot n - \nu_a \cdot n_e - \nu_R \cdot n_e + \nabla(D\nabla n_e)$$

όπου :  $W_m$  : συντελεστής ρυθμού πολυφωτονικού ιονισμού

$\nu_i$ : συχνότητα επίπτωσης ιονισμού

$\nu_a$ : συχνότητα σύνδεσης

$\nu_R$ : συχνότητα επανασύνδεσης

$D$ : συντελεστής διάχυσης για τα ηλεκτρόνια

$I^m$ : ένταση υψωμένη στην m-οστή δύναμη

Το ποσοστό που πολυφωτονικού ιονισμού είναι ανάλογο του  $I^m$ , όπου m είναι ο αριθμός των φωτονίων που πρέπει να απορροφηθούν ταυτόχρονα ώστε να ιονίσουν το αέριο.

$$m = \text{ακέραιο μέρος του } \frac{\varepsilon_i}{h \cdot \nu} + 1$$

## 2.2 Ποιοτική και ποσοτική ανάλυση πλάσματος

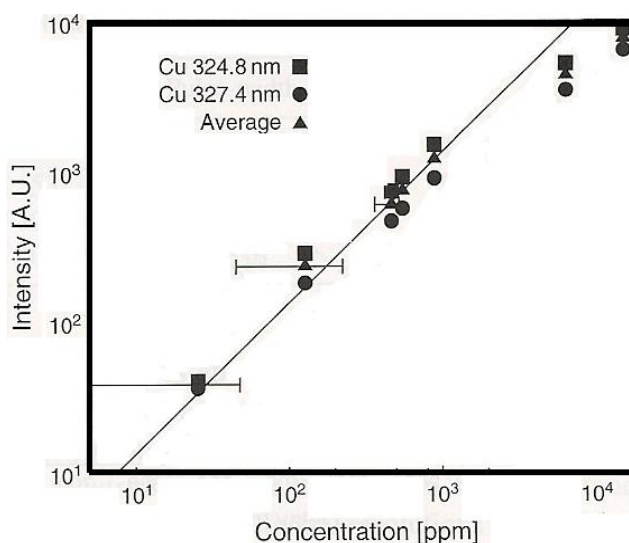
### 2.2.1 Ποιοτική ανάλυση

Το φάσμα εκπομπής την ακτινοβολίας του πλάσματος μας δίνει την πληροφορία για την ποιοτική ανάλυση των υλικών με αυτή την τεχνική. δηλαδή των συστατικών από τα οποία αποτελείται το δείγμα. Κατά την αποδιέγερση ενός ατόμου ή ιόντος στο πλάσμα εκπέμπεται ακτινοβολία με συγκεκριμένο μήκος κύματος το οποίο το συγκρίνουμε με το φάσμα που έχουμε πάρει, για να αντλήσουμε πληροφορίες για τα στοιχεία από τα οποία αποτελείται το δείγμα.

### 2.2.2 Ποσοτική ανάλυση

Η ποσοτική ανάλυση επιτυγχάνεται με τη μέτρηση των εντάσεων των φασματικών γραμμών του δείγματος και με τη συσχέτιση τους με τη συγκέντρωση των στοιχείων του

δείγματος. Μετρήσεις έχουν δείξει πως η ένταση είναι ανάλογη της πυκνότητας των στοιχείων. Αυτή η γραμμική κλιμάκωση παρατηρείται π.χ στην εκπομπή του Cu σε στόχους αλουμινίου για συγκεντρώσεις μικρότερες τους 0.1%, όπως φαίνεται στο σχήμα παρακάτω. Η γραμμικότητα εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της γραμμής, την εστίαση του λέιζερ και τον χρόνο παρατήρησης. Ωστόσο έχει παρατηρηθεί ότι η γραμμικότητα αυτή παρατηρείται, ανεξαρτήτως των παραπάνω προϋποθέσεων, σε πολλά στοιχεία με συγκεντρώσεις κάτω των 1000 ppm<sup>[7], [7a]</sup>.



**Σχήμα 1\_2.2.2 :** Γραφική παράσταση χαλκού σε μήτρα αλουμινίου. Κάθε σημείο είναι ο μέσος όρος δέκα παλμών των 240μ στα 248 nm. Ο χρόνος παρατήρησης είναι 300 ns και ο χρόνος καθυστέρησης στα 200 ns. <sup>[7], [7a]</sup>

### 2.3 Βασικές φυσικές παράμετροι πλάσματος

Οι βασικές παράμετροι που αναφέρονται στο πλάσμα είναι η ηλεκτρονική πυκνότητα και η θερμοκρασία και έχουν να κάνουν με τον ιονισμό του και την κατανομή των σωματιδίων στο πλάσμα. Άλλη φυσική παράμετρος είναι η ταχύτητα εκτόνωσης που εξαρτάται από την θερμοκρασία καθώς και ο ρυθμός επανασύνδεσης των ηλεκτρονίων με τα ιόντα που εξαρτάται από την ηλεκτρονική πυκνότητα και την θερμοκρασία. Επειδή η χώρο-χρονική εξέλιξη του πλάσματος είναι πολύπλοκη δεν υπάρχουν αναλυτικές περιγραφές και η λύση βρίσκεται με χρήση προγραμμάτων για την αριθμητική προσομοίωση του προβλήματος. Επίσης σημαντικό ρόλο στη συμπεριφορά του πλάσματος διαδραματίζουν οι συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων του καθώς και η συχνότητα του.

### 2.3.1 Ένταση φασματικής γραμμής

Η παρατηρούμενη ένταση της φασματικής γραμμής εξαρτάται από δύο παράγοντες.

Ο πρώτος παράγοντας έχει να κάνει με την ιδιότητα του ατόμου η οποία μπορεί να περιγραφεί από την πιθανότητα μετάβασης ή την δύναμη ταλάντωσης  $f$ . Ο δεύτερος παράγοντας εξαρτάται από τις συνθήκες διέγερσης. Όταν το μέσο εκπομπής είναι τέτοιο ώστε ένα φωτόνιο παράγεται από αυθόρμητη εκπομπή, δεν υπάρχει πιθανότητα να απορροφηθεί εκ νέου και το μέσο ονομάζεται οπτικά πυκνό. Αυτό προϋποθέτει εκτόνωση του αερίου σε χαμηλή πίεση, όπου η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων κατανέμεται σύμφωνα με το νόμο του Maxwell. Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων καθορίζεται από την κινητική ενέργεια των ατόμων ή των ιόντων.

Δεδομένου ότι η πιθανότητα διέγερσης των ηλεκτρονίων είναι πολύ υψηλή σε αυτές τις συνθήκες, ο πληθυσμός των διεγερμένων καταστάσεων τείνει να είναι σε συμφωνία με τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Συνθήκες ισορροπίας υπάρχουν σε μια πηγή αποδιέγερσης όπου η ανταλλαγή ενέργειας μεταξύ ατόμων και ηλεκτρονίων είναι άμεση, συγκρινόμενη με το ποσοστό διέγερσης. Στην περίπτωση εκτόνωσης αερίου πίεσης ίσης ή μεγαλύτερης από την ατμοσφαιρική πίεση, η θερμοκρασία του αερίου προσεγγίζει τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων.

Αν δύο φασματικές γραμμές που προέρχονται από τα ανώτερα επίπεδα  $E_1$  και  $E_2$  στην κατάσταση θερμικής ισορροπίας παρατηρείται να έχουν εντάσεις  $I_1$  και  $I_2$  αντίστοιχα, τότε σχετίζονται με τις πιθανότητες μετάβασης  $A_1$  και  $A_2$  ως εξής:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 \cdot N_1}{A_2 \cdot N_2} = \frac{A_1 \cdot g_1}{A_2 \cdot g_2} e^{(E_2 - E_1)/k_B \cdot T}$$

όπου  $k_B$  : σταθερά Boltzmann

$T$  : θερμοκρασία του αερίου.

Οι φασματικές γραμμές στις οποίες το χαμηλότερο επίπεδο αποδιέγερσης είναι η θεμελιώδης κατάσταση ονομάζονται *γραμμές συντονισμού* (resonance lines). Τα φωτόνια που εκπέμπονται σε αυτήν την περίπτωση έχουν μεγάλη πιθανότητα να απορροφηθούν εκ νέου στη διάρκεια δημιουργίας του πλάσματος οπότε παρατηρείται το φαινόμενο της *αυτό-απορρόφησης* (self-absorption) του φωτός από το πλάσμα. Η αυτό-απορρόφηση τείνει να διευρύνει το προφίλ των φασματικών γραμμών και σε ακραίες περιπτώσεις η κορυφή φαίνεται αρκετά πεπλατυσμένη, με αποτέλεσμα να μην είναι ευδιάκριτες οι κορυφές των φασματικών γραμμών και να καθίσταται δύσκολη η ποσοτικοποίηση τους. Η αύξηση της ενέργειας του παλμού σε αυτήν την περίπτωση δεν επιφέρει καμία αλλαγή στην εμφάνιση των κορυφών, αφού πλέον στο πλάσμα έχει επέλθει κορεσμός.

### 2.3.2 Διαπλάτυνση φασματικής γραμμής

Σημαντικό ρόλο στην φασματοσκοπική μελέτη των εκπομπών φασματικής γραμμής από το πλάσμα διαδραματίζει η ένταση της φασματικής γραμμής, καθώς και το προφίλ της, το οποίο περιέχει πληροφορίες και για τον περιβάλλοντα χώρο γύρω από το πλάσμα. Υπάρχουν διάφοροι τύποι διαπλάτυνσης της φασματικής γραμμής <sup>[8], [8α]</sup>. Η φυσική διαπλάτυνση οφείλεται στον πεπερασμένο χρόνο ζωής των διεγερμένων καταστάσεων και οδηγεί σε κατανομή Lorentz.

Η διαπλάτυνση Doppler προκαλείται λόγω της θερμικής ή κατευθυνόμενης κίνησης της εκπομπής των ιόντων και αντιπροσωπεύεται από μια «Γκαουσιανή» κατανομή με πλάτος ανάλογο προς την τετραγωνική ρίζα της θερμοκρασίας εκπομπής. Αυτός ο μηχανισμός διαπλάτυνσης προτιμάται για χαμηλές πυκνότητες ηλεκτρονίων και η ένταση της φασματικής κατανομής δίνεται από τη σχέση\_7:<sup>[8],[8α]</sup>:

$$I(\omega) = \frac{\gamma}{2 \cdot \pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega(u) du}{(\omega - \omega_0 - \omega \cdot \frac{u}{c})^2 + (\frac{\gamma}{2})^2} \quad (\text{Σχέση}_7)$$

όπου  $\omega \cdot \frac{u}{c} = \delta\omega_D$  είναι το εύρος της καμπύλης στο σημείο 1/e

Το εύρος της καμπύλης στο μισό της μέγιστης τιμής δίνεται από τη σχέση\_8:

$$(Σχέση\_8) \quad \Delta\omega_D = 2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot \delta\omega_D = 2 \cdot \omega_0 \cdot \left( 2 \cdot \ln 2 \cdot \frac{k_B \cdot T}{M \cdot c^2} \right)^{1/2} = 7.16 \cdot 10^{-7} \cdot \omega_0 \cdot \left( \frac{T}{A} \right)^{1/2}$$

Η ταχύτητα  $u$  δίνεται από τη σχέση\_9:

$$u = \sqrt{\frac{2 \cdot k_B \cdot T}{M}} = 1.28 \cdot 10^4 \cdot \left( \frac{T}{A} \right)^{1/2} \text{ (cm/sec)} \quad (Σχέση\_9)$$

A: ατομικό βάρος σε ατομικές μονάδες.

### 2.3.3 Συνεχής εκπομπή και ακτινοβολία πέδησης

#### 2.3.3.α. Συνεχής εκπομπή

Υπάρχουν ελεύθερες ( μη-δέσμιες ) καταστάσεις σε ένα σύστημα ηλεκτρονίου-ιόντος για τις οποίες η ενέργεια είναι θετική. Οι μεταβάσεις μεταξύ μιας ελεύθερης κατάστασης και μιας δέσμιας κατάστασης  $E_j$  του ατόμου οδηγεί σε συνεχή εκπομπή του οποίου οι συχνότητες είναι:

$$h \cdot \nu = \xi - E_j + \frac{1}{2} \cdot m \cdot u^2$$

όπου  $\frac{1}{2} \cdot m \cdot u^2$  είναι η κινητική ενέργεια των ελεύθερων ηλεκτρονίων και  $\xi$  είναι η ενέργεια ιονισμού του ατόμου. Αυτή η διαδικασία εκπομπής λέγεται *ακτινοβολία επανασύνδεσης* και συμβαίνει όταν ένα ιόν επανασυνδέεται με ένα ηλεκτρόνιο και μεταβαίνει προς την δέσμια ενεργειακή κατάσταση  $E_j$ . Όταν το γινόμενο  $h \cdot \nu$  είναι αρκετά μεγάλο ώστε να φτάσει το επόμενο δέσμιο ενεργειακό επίπεδο, τότε η εκπομπή χαρακτηρίζεται από ασυνέχεια. Ο ρυθμός με τον οποίο το ζεύγος αντίδρασης ηλεκτρονίου-ιόντος πραγματοποιείται ανά μονάδα όγκου είναι ανάλογη με τις πυκνότητες ηλεκτρονίων-ιόντων. Από την κβαντική μηχανική μπορεί να υπολογιστεί μια αναλογία στην ακτινοβολία αυθόρμητης εκπομπής.

### 2.3.3.β Ακτινοβολία πέδησης

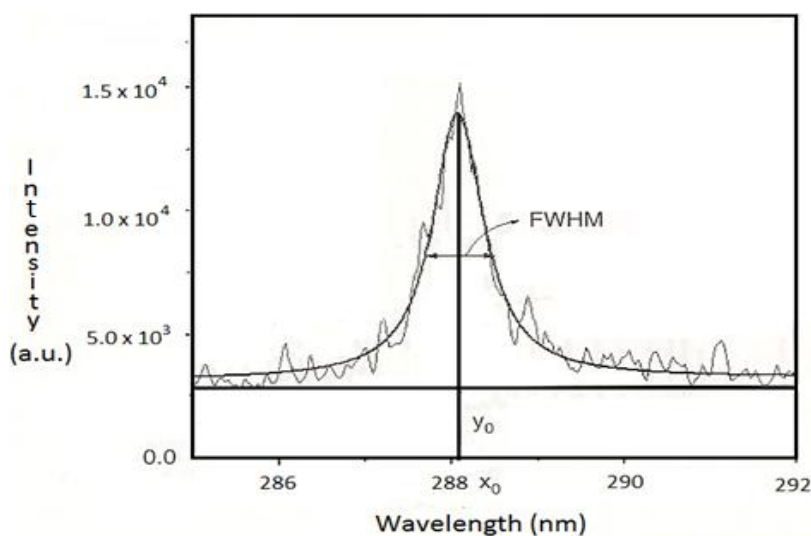
Οι μεταβάσεις μεταξύ δύο ελεύθερων επιπέδων αναφέρονται στη μείωση της κινητικής ενέργειας ενός ηλεκτρονίου κατά την κρούση του με ένα ιόν και αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την επιβράδυνση του ηλεκτρονίου και την εκπομπή ακτινοβολίας που ονομάζεται ακτινοβολία πέδησης. Ο χρόνος μεταξύ των εκπομπών του ηλεκτρονίου είναι πολύ μεγαλύτερος από το χρονικό διάστημα μεταξύ των συγκρούσεων του με άλλα ηλεκτρόνια. Η ακτινοβολία επιβράδυνσης μπορεί να θεωρηθεί κατανομή Maxwell.

Είναι δύσκολο να γίνει διαχωρισμός μεταξύ της ακτινοβολίας λόγω επανασύνδεσης και λόγω επιβράδυνσης, όμως η πρώτη δεσπόζει σε υψηλότερες συχνότητες ενώ η τελευταία σε χαμηλότερες.

### 2.3.4 Πυκνότητα ηλεκτρονίων

Για τη μέτρηση της πυκνότητας ηλεκτρονίων του πλάσματος χρησιμοποιούνται δύο φασματοσκοπικές μέθοδοι. Η πρώτη απαιτεί τη μέτρηση του εύρους της κατανομής του πλάσματος και η δεύτερη τη μέτρηση του λόγου των πληθυσμών των δύο διαδοχικών ενεργειακών σταθμών του ίδιου στοιχείου. <sup>[9], [12]</sup>

Η δημιουργία μιας φασματικής γραμμής είναι αποτέλεσμα πολλών επιδράσεων και για μια τυπική ανάλυση με τη μέθοδο LIBS η κύρια συμβολή για το εύρος της γραμμής προέρχεται από το φαινόμενο Stark.





**Σχήμα 1\_2.3.4 :** Το εύρος κατανομής στο ήμισυ του πλάτους χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ηλεκτρονικής πυκνότητας. <sup>[12]</sup>

Στην πραγματικότητα, το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται από τα ηλεκτρόνια στο πλάσμα διαταράσσει τα ενεργειακά επίπεδα των ιόντων με αποτέλεσμα να διευρύνονται οι γραμμές εκπομπής των ενεργειακών καταστάσεων. Η διαπλάτυνση Stark μιας γραμμής η οποία εκφράζεται ως *εύρος κατανομής στο ήμισυ του πλάτους* ( **FWHM** - *full width at half maximum* ) δίνεται (σε nm) από τη σχέση\_10: <sup>[9],[9a]</sup>

$$\Delta\lambda_{Stark} = 2 \cdot w \cdot \frac{n_e}{10^{16}} + 3.5 \cdot A \cdot \left( \frac{n_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \left[ 1 - B \cdot N_D^{1/3} \right] \cdot w \cdot \frac{n_e}{10^{16}} \quad (\text{Σχέση}_10)$$

**B :** συντελεστής ίσος με 1,2 ή 0,75 για γραμμές ιοντικών ή ουδετέρων ατόμων αντίστοιχα

**w :** παράμετρος των μεταβάσεων των ηλεκτρονίων (ή παράμετρος μισού εύρους)

**A :** παράμετρος διαπλάτυνσης ιόντων

**$n_e$  :** πυκνότητα ηλεκτρονίων

**$N_D$  :** αριθμός φορτισμένων σωματιδίων στη σφαίρα Debye και δίνεται από τη σχέση\_11:

$$N_D = 1.72 \cdot 10^9 \cdot \frac{T_e^{3/2}}{n_e^{1/2}} \quad (\text{Σχέση}_11)$$

όπου T είναι η θερμοκρασία.

Για ένα τυπικό σύστημα LIBS η διαπλάτυνση λόγω της συνεισφοράς των ιόντων θεωρείται αμελητέα, οπότε η διαπλάτυνση Stark απλοποιείται σε <sup>[9],[9a],[12]</sup>:

$$\Delta\lambda_{Stark} = 2 \cdot w \cdot \frac{n_e}{10^{16}}$$

### 2.3.5 Θερμοκρασία πλάσματος

Η θερμοκρασία του πλάσματος συχνά καθορίζεται από τις μετρήσεις του λόγου των εντάσεων των ιόντων και των ατόμων προς τις γραμμές ουδετέρων ατόμων, αναφερόμενοι στο ίδιο στοιχείο<sup>[10],[10α]</sup>.

Στην πρώτη περίπτωση, για διαφορετικά επίπεδα ιονισμού, για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας ιονισμού του πλάσματος παίρνουμε το λόγο των εντάσεων δύο φασματικών γραμμών οι οποίες συνδυάζονται με την εξίσωση Saha και την πυκνότητα των ηλεκτρονίων ως εξής :

$$\frac{I_{ion}}{I_{atom}} = 2 \cdot \frac{(2 \cdot \pi \cdot m_e \cdot k_B \cdot T)^{3/2}}{N_e \cdot h^3} \cdot \left( \frac{g \cdot A}{\lambda} \right)_{ion} \cdot \left( \frac{\lambda}{g \cdot A} \right)_{atom} \cdot \exp \left[ \frac{-(V^+ + E_{ion} + E_{atom})}{k_B \cdot T_{ion}} \right]$$

όπου  $I$  : ολοκλήρωση της φασματικής έντασης των ιόντων ή των ατόμων

$N_e$ : ηλεκτρονιακή πυκνότητα

$g \cdot A$  : αποτέλεσμα προερχόμενο από το στατιστικό βάρος και ο συντελεστής Αινστάιν για αυθόρμητη εκπομπή σε ανώτερο επίπεδο ( $s^{-1}$ )

$\lambda$ : μήκος κύματος (nm),  $T_{ion}$ : θερμοκρασία ιονισμού (K),  $V^+$ : δυναμικό ιονισμού ατόμων (J)

$E_{ion}$ : ενέργεια διέγερσης των ιοντικών γραμμών (J),  $E_{atom}$ : ενέργεια διέγερσης των ατομικών γραμμών(J),  $K_B$ : σταθερά του Boltzmann (J/K),  $h$ :σταθερά του Planck (J s)

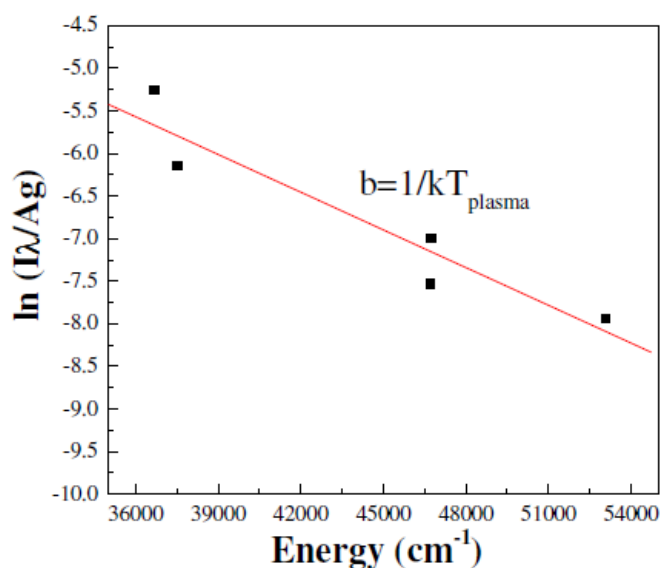
Στην δεύτερη περίπτωση, για το ίδιο επίπεδο ιονισμού, οι εντάσεις των φασματικών γραμμών συνδυάζονται με την εξίσωση του Boltzmann για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας ιονισμού του πλάσματος. Ο λόγος δύο φασματικών γραμμών του ίδιου στοιχείου είναι<sup>[10]</sup> :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 \cdot A_1}{g_2 \cdot A_2} \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \exp \left( \frac{-|E_1 - E_2|}{k_B \cdot T_e} \right)$$

όπου οι δείκτες 1 και 2 αναφέρονται στις διαφορετικές φασματικές γραμμές. Από κάθε φασματική γραμμή παίρνουμε:

$$\frac{\lambda_1 \cdot I_1}{A_1 \cdot g_1} = \exp \left( \frac{-E_1}{k_B \cdot T} \right) \Rightarrow \ln \left( \frac{\lambda_1 \cdot I_1}{A_1 \cdot g_1} \right) = -\frac{1}{k_B \cdot T} \cdot E_1$$

Από την κλίση της γραφικής παράστασης προκύπτει η τιμή της θερμοκρασίας  $T$ . Στο σχήμα 1\_2.3.5 φαίνεται ένα τυπικό διάγραμμα Boltzmann για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας του πλάσματος.



Σχήμα 1\_2.3.5: Τυπικό διάγραμμα Boltzmann<sup>[36]</sup>

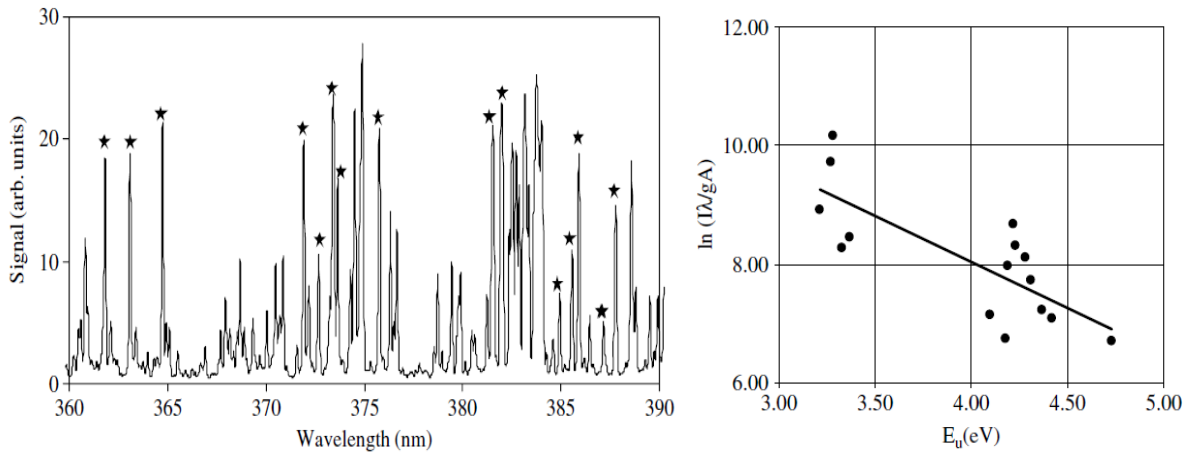
Η ακρίβεια στον προσδιορισμό της θερμοκρασίας αυξάνει με την αύξηση της ενεργειακής διαφοράς  $E_1 - E_2$ . Ωστόσο πρέπει να σημειωθεί ότι η ακρίβεια της μέτρησης εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό και από τις τιμές των συντελεστών και στο σφάλμα στον συντελεστή  $A$  ο οποίος κυμαίνεται από 5% έως 50%. Η ακρίβεια μπορεί να βελτιωθεί μετρώντας τον αριθμό των διαφόρων ζευγών φασματικών γραμμών και λαμβάνοντας το μέσο όρο αυτών<sup>[10], [10α]</sup>.

Ένα τυπικό παράδειγμα υπολογισμού θερμοκρασίας πλάσματος παρουσιάζεται παρακάτω. Στον επόμενο πίνακα παρουσιάζονται τα μήκη κύματος των φασματικών γραμμών του Σιδήρου. Με αστεράκια συμβολίζονται οι κορυφές των γραμμών.

Wavelength (nm)	$E_u$ (eV)	$gA^b$	Wavelength (nm)	$E_u$ (eV)	$gA^b$
361.877	4.42	5.1	382.043	4.10	6.01
363.146	4.37	4.65	384.044	4.22	1.41
364.784	4.31	3.21	384.997	4.23	0.61
371.994	3.33	1.78	385.637	3.27	0.23
372.762	4.28	1.12	385.991	3.21	0.87
373.487	4.18	9.92	387.250	4.19	0.53
373.713	3.37	1.28	387.857	3.28	0.2
381.584	4.73	9.1			

<sup>a</sup> Data from: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>

<sup>b</sup> In units of  $10^8/s$ .



Με τα δεδομένα του πίνακα γίνεται η γραφική παράσταση Boltzmann, όπου από την κλίση υπολογίζεται η θερμοκρασία του πλάσματος. Για το συγκεκριμένο παράδειγμα, η θερμοκρασία υπολογίστηκε στα 7500 K.

### 2.3.6 Τοπική θερμοδυναμική ισορροπία (ΤΘΙ)

Απαραίτητη προϋπόθεση για ένα σύστημα ανάλυσης φασματοσκοπίας πλάσματος επαγόμενου από λέιζερ είναι το πλάσμα να βρίσκεται σε ΤΘΙ. Σε αυτήν την περίπτωση, η μέση ελεύθερη διαδρομή των σωματιδίων στο πλάσμα υπερβαίνει τις διαστάσεις του πλάσματος. Επίσης τα ηλεκτρόνια αποδιεγείρονται λόγω συγκρούσεων μεταξύ τους. Απαραίτητη προϋπόθεση για την ΤΘΙ είναι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων να υπερβαίνει μια συγκεκριμένη τιμή, που δίνεται από τη σχέση\_11:

$$n_e (cm^{-3}) = 10^{12} T_e (K)^{1/2} [\Delta E (eV)]^3 \quad (\text{Σχέση\_11})$$

όπου  $\Delta E$  είναι η διαφορά δύο ενεργειακών καταστάσεων <sup>[11]</sup>.

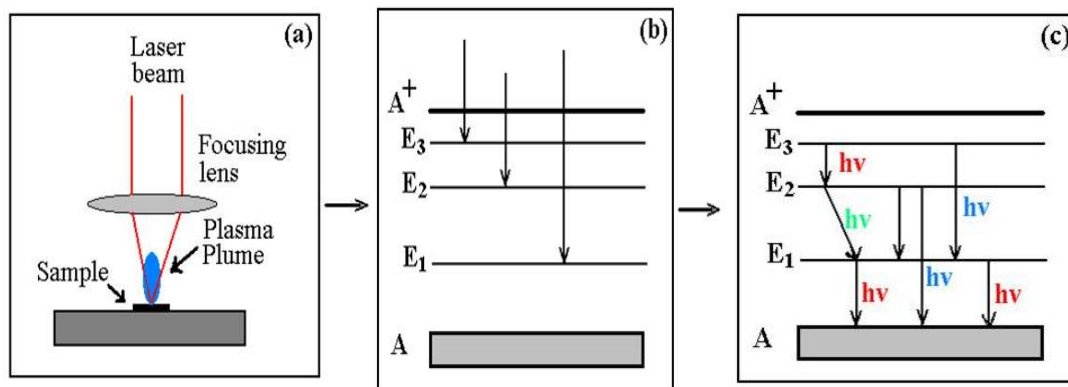
### 2.4 Δημιουργία και χρονική εξέλιξη πλάσματος

Για τη δημιουργία του πλάσματος χρησιμοποιείται, για παράδειγμα, ένα λέιζερ **Nd: YAG** με μήκος κύματος στα 1064 nm. Το **Nd: YAG** προτιμάται λόγω της μεγαλύτερης αντοχής

του, της σταθερότητας και της αξιοπιστίας του. Το αρχικό στάδιο διαρκεί όσο και ο παλμός του λέιζερ, από 5 μέχρι 20 nsec. Η δέσμη συναντά ένα κάτοπτρο και οδηγείται σε ένα φακό μικρής εστιακής απόστασης και εστιάζεται πάνω στο δείγμα. Ορισμένα συστήματα λειτουργούν στο εργαστήριο και τοποθετείται ένα δείγμα πάχους μερικών εκατοστών μέσα σε ένα θάλαμο. Άλλα συστήματα μπορούν και μεταφέρονται σε απομακρυσμένες περιοχές και χρησιμοποιούνται για την ανάλυση σε μεγαλύτερα αντικείμενα. Όσο περισσότερη εστιασμένη είναι η δέσμη του λέιζερ, τόσο λιγότερη ενέργεια χρειάζεται το δείγμα για να ιονιστεί. Στην πραγματικότητα, ένας παλμός λέιζερ γι' αυτή την τεχνική πλησιάζει τα 10-100 mJoules.

Η εκπομπή πλάσματος συλλέγεται με τη χρήση ενός δεύτερου φακού μέσω μιας οπτικής ίνας. Το πλεονέκτημα της οπτικής ίνας είναι ότι τοποθετεί το σύστημα ανίχνευσης μακριά από το δείγμα, ενώ ένα μειονέκτημα μπορεί να θεωρηθεί ότι μειώνει την απόδοση της ανίχνευσης. Στη συνέχεια, η οπτική ίνα οδηγείται σε ένα μονοχρωμάτορα, ο οποίος αναλύει την ακτινοβολία στα αντίστοιχα μήκη κύματος που την αποτελούν. Από μία σχισμή η προσπίπτουσα ακτινοβολία οδηγείται σε ένα φράγμα περίθλασης. Η μείωση της σχισμής εισόδου και η αύξηση των χαραγών του φράγματος αυξάνουν τη διακριτική ικανότητα. Στην σχισμή εξόδου τοποθετείται ένας υψηλής ευαισθησίας ανιχνευτής ICCD για την καταγραφή του φάσματος <sup>[1]</sup>.

Καθώς το λέιζερ αλληλεπιδρά με το δείγμα, δημιουργούνται ηλεκτρόνια λόγω θερμικής εκπομπής της επιφάνειας του δείγματος. Τα ηλεκτρόνια αυτά απορροφούν επιπλέον ενέργεια από το λέιζερ με αποτέλεσμα λόγω των κρούσεων τους με τα άτομα του δείγματος να δημιουργούν επιπλέον ηλεκτρόνια και ιόντα. Η απορρόφηση των φωτονίων εξαρτάται από το μήκος κύματος του λέιζερ. Παράλληλα με αυτήν την επαναλαμβανόμενη διαδικασία ακούγεται και ένας χαρακτηριστικός ήχος ο οποίος προέρχεται από το κύμα πίεσης ( shock wave ) του πλάσματος, λόγω των υψηλών θερμοκρασιών και υψηλών τοπικών πιέσεων που αναπτύσσονται σε σχέση με το περιβάλλον αέριο <sup>[1],[33],[34]</sup>.

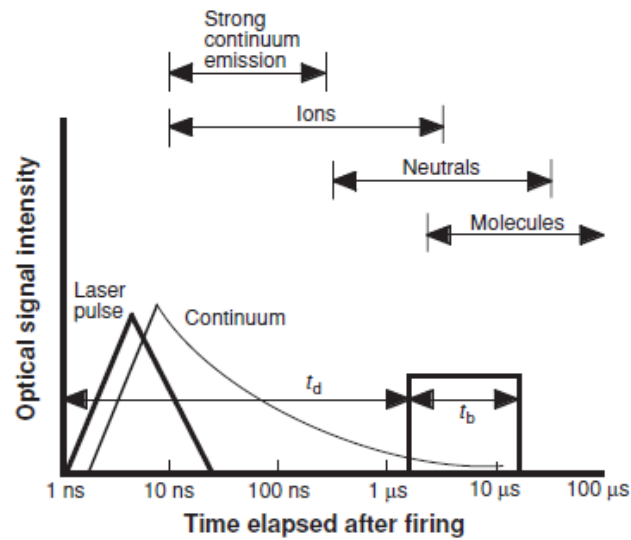


Σχήμα 1\_2.4: Αρχή της φασματοσκοπίας LIBS <sup>[20]</sup>

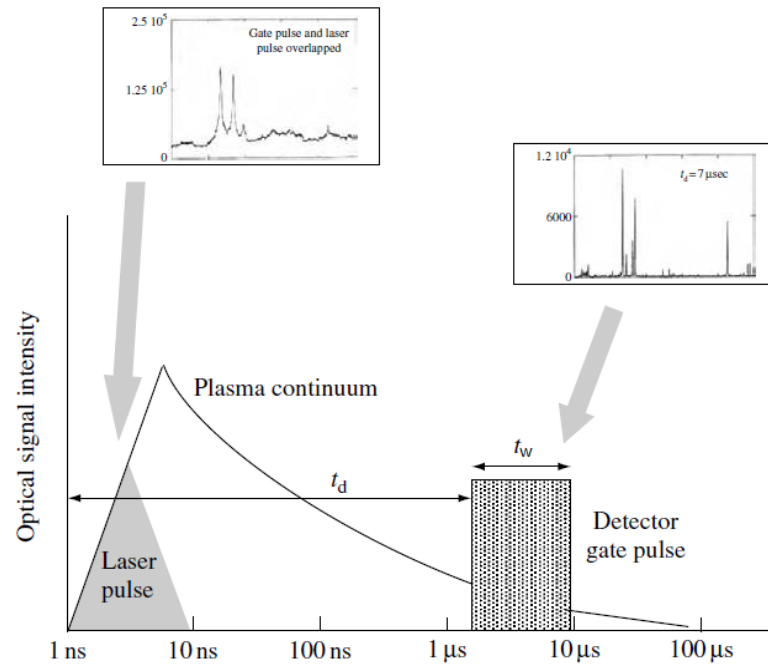
Μερικά nsec από τη δημιουργία του πλάσματος το φάσμα εκπομπής χαρακτηρίζεται από ένα συνεχές υπόβαθρο λόγω της ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung), δηλαδή παρατηρούμε αλλαγή στη ταχύτητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων και απώλεια ενέργειας υπό τη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, και της επανασύνδεσης (recombination) ελεύθερων ηλεκτρονίων – ιόντων, η οποία οδηγεί σε μείωση της συγκέντρωσης των ηλεκτρονίων και ιόντων που υπάρχουν στο πλάσμα.

Με την πάροδο του χρόνου το πλάσμα ψύχεται και το συνεχές υπόβαθρο μειώνεται με αποτέλεσμα να φαίνονται καθαρά οι φασματικές γραμμές του δείγματος, οι οποίες διαρκούν μερικά μseconds. Γι αυτό το λόγο θέλουμε οι μετρήσεις μας να απέχουν μερικές εκατοντάδες nsec από τη δημιουργία του πλάσματος ώστε να αποφύγουμε το συνεχές που περιορίζει την ανίχνευση των χαρακτηριστικών γραμμών εκπομπής.

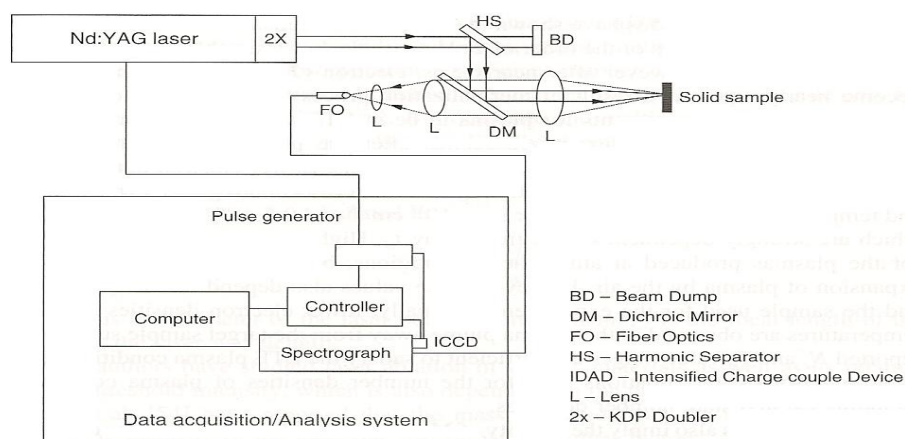
Το χρονικό παράθυρο από τη στιγμή που προσπίπτει ο παλμός λέιζερ μέχρι τη στιγμή που θα αρχίσει η μέτρηση-παρατήρηση του φάσματος ονομάζεται χρόνος καθυστέρησης (time delay) . Το χρονικό διάστημα από τη στιγμή που ο ανιχνευτής συλλέγει το φως που εκπέμπεται από το πλάσμα ονομάζεται χρόνος παρατήρησης (time width). Και τα δύο χρονικά διαστήματα εξαρτώνται από τον τύπο του λέιζερ <sup>[1],[33],[34]</sup>



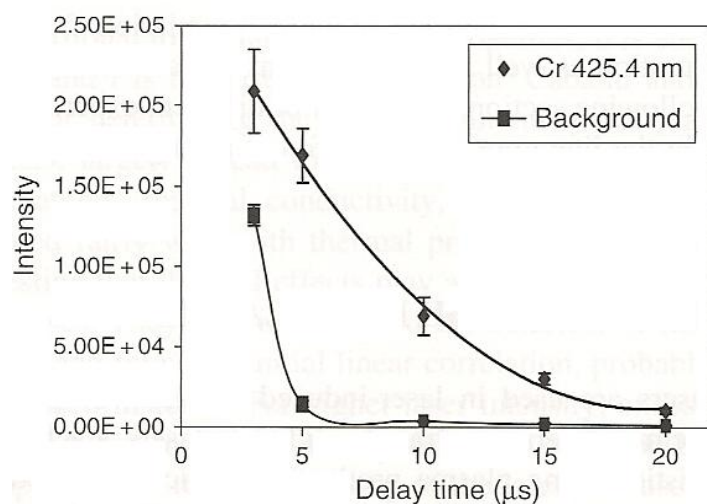
**Σχήμα 2\_2.4:**  $t_d$  : στιγμή που προσπίπτει ο παλμός μέχρι την ανίχνευση του φάσματος και  $t_w$  : χρονικό διάστημα όπου συλλέγεται το φως του πλάσματος



**Σχήμα 3\_2.4:** Σχηματική αναπαράσταση χρόνων<sup>[37]</sup>



**Σχήμα 4\_2.4:** Διάγραμμα καταγραφής φάσματος LIBS από στερεό δείγμα.<sup>[3]</sup>



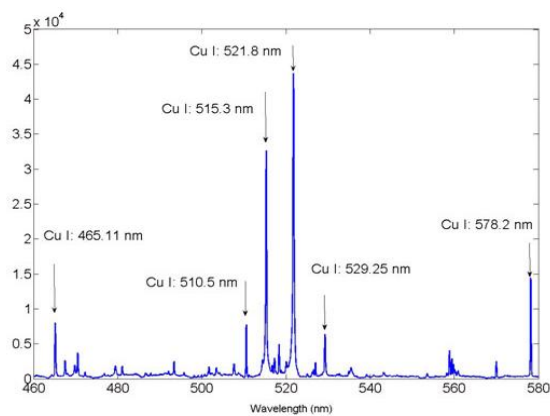
**Σχήμα 5\_2.4:** Μεταβολή ατομικής γραμμής και έντασης υποβάθρου υδατικού διαλύματος χλωρίου με χρόνο καθυστέρησης. Χρονικό παράθυρο διεξαγωγής της μέτρησης :  $t_b = 10 \mu\text{m}$ <sup>[3]</sup>

Οι εντάσεις των γραμμών εκπομπής καταγράφονται κατά τη διάρκεια του χρόνου παρατήρησης μετά το δεδομένο χρόνο καθυστέρησης από τη δημιουργία του πλάσματος. Αρχικά η παρουσία του συνεχούς υπόβαθρου εισάγει έναν θόρυβο στις μετρήσεις επειδή το πλάσμα έχει υψηλή θερμοκρασία και εκπέμπει ακτινοβολία επιβράδυνσης. Οπότε οι παρουσία του χρόνου καθυστέρησης και του χρόνου παρατήρησης βελτιώνουν το λόγο σήματος προς θόρυβο καθώς και το λόγο σήματος προς υπόβαθρο.

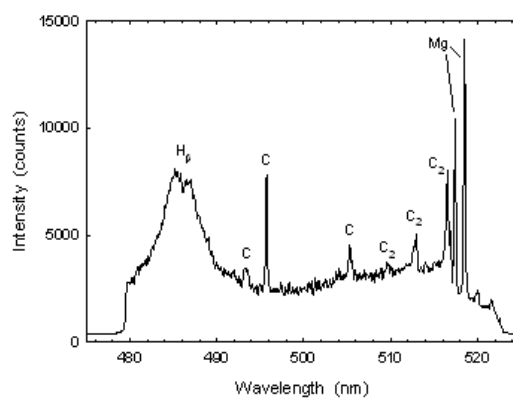


### 2.4.1 Τυπικά παραδείγματα φασμάτων LIBS

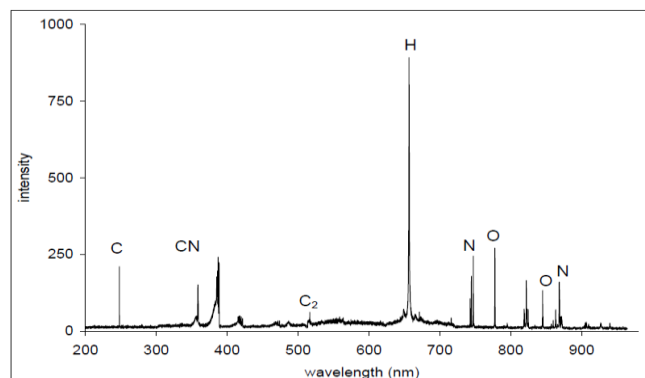
Παρακάτω φαίνονται μερικά χαρακτηριστικά φάσματα από ποικίλα δείγματα



Σχήμα 1\_2.4.1: φάσμα LIBS από δείγμα χαλκού<sup>[16]</sup>



Σχήμα 2\_2.4.1: Φάσμα δείγματος στην περιοχή του Mg (518,36 nm). Παρατηρούνται και άλλες ατομικές και διατομικές εκπομπές<sup>[19]</sup>.



Σχήμα 3\_2.4.1: Φάσμα LIBS από πλαστικό το οποίο συλλέχθηκε από ένα παλμό λέιζερ ενέργειας 320 mJ και διάρκειας 8 ns<sup>[28]</sup>

## 2.4.2 Θωράκιση πλάσματος

Η θωράκιση είναι ένα φαινόμενο που συμβαίνει κατά τη διάρκεια της δημιουργίας του πλάσματος σχετίζεται με την ικανότητά του να απορροφά την προσπίπτουσα ενέργεια της δέσμης του λέιζερ πάνω στο δείγμα, όταν αυτή ξεπεράσει μία συγκεκριμένη τιμή. Αν η θωράκιση εμφανιστεί πολύ νωρίς, η απορρόφηση μπορεί να μην είναι αρκετή για να παράγει μια μετρήσιμη ανάλυση σήματος. Η κύρια διαδικασία που οδηγεί στην θωράκιση είναι η απορρόφηση της ενέργειας λέιζερ από τα ηλεκτρόνια (inverse bremsstrahlung - αντίστροφη ακτινοβολία πέδησης ) και ο πολυφωτονικός ιονισμός (multiphoton ionization ) κυρίως για τα μικρότερα μήκη κύματος λέιζερ.

Για παράδειγμα, αν ο περιβάλλοντας χώρος γύρω από το δείγμα είναι Αργό (αέριο με χαμηλό δυναμικό ιονισμού), η θωράκιση είναι ισχυρότερη από ό, τι του Ηλίου (υψηλό δυναμικό ιονισμού). Σε πειράματα με LIBS έχουν παρατηρηθεί σήματα περίπου 16 φορές υψηλότερα για τις εκπομπές χαλκού (Cu) σε αντίθεση με ένα καθαρό δείγμα Ήλιου (He) όταν αντικαθιστάται ως αέριο της ατμόσφαιρας.

Όσο η ηλεκτρονική πυκνότητα παραμένει σε χαμηλές τιμές , το δείγμα απορροφά σε μεγάλο βαθμό την εκπεμπόμενη ενέργεια με αποτέλεσμα να αυξάνονται οι διαστάσεις του πλάσματος και της εκπομπής του. Στην αντίθετη περίπτωση, ο στόχος θωρακίζεται από το πλάσμα και μειώνεται η ένταση της εκπομπής . Η συλλογική συμπεριφορά των οπτικά πυκνού πλάσματος που λαμβάνεται με υψηλή πυκνότητα ισχύος ορίζει μια συχνότητα συντονισμού που δίνεται από τη σχέση<sup>[2]</sup><sub>12</sub>:

$$u_p = ( 4 \cdot \pi \cdot n_e \cdot e^2 / m_e )^{1/2} = 8.9 \cdot 10^3 (n_e)^{1/2} \quad (\text{Σχέση}_{12})$$

$n_e$  : ηλεκτρονική πυκνότητα ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $e$  : φορτίο του ηλεκτρονίου,  $m_e$  : μάζα του ηλεκτρονίου

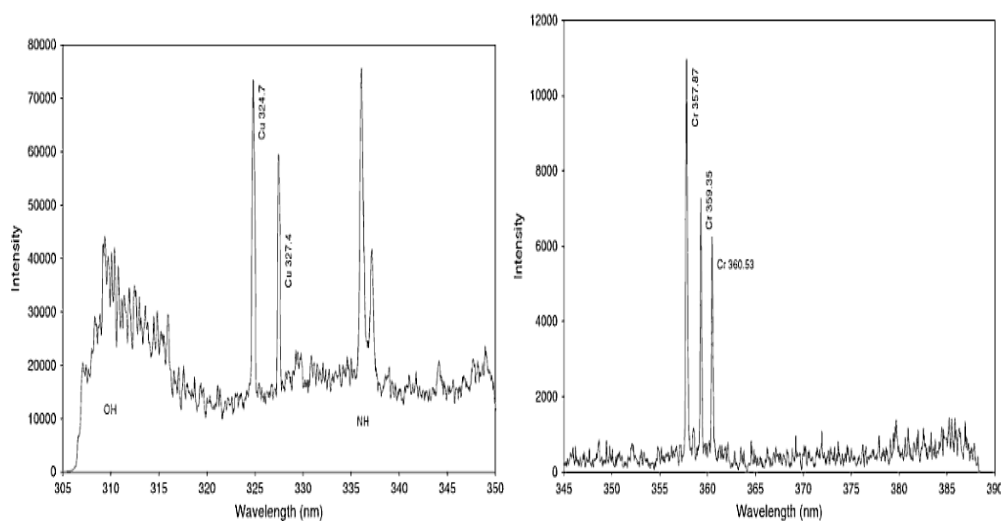
Υπάρχει μία κρίσιμη τιμή της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στην οποία η συχνότητα του λέιζερ ισούται με τη συχνότητα του πλάσματος,  $u_{laser} = u_p$  . Τότε η ακτινοβολία του λέιζερ απορροφάται έντονα από το πλάσμα. Όταν η συχνότητα του λέιζερ είναι μικρότερη από τη

συχνότητα του πλάσματος,  $U_{laser} < U_p$ , το πλάσμα αντανakλά την ακτινοβολία. Και στις δύο περιπτώσεις έχουμε μείωση της απορρόφησης από το δείγμα.<sup>[2]</sup>

Μετά το σχηματισμό του πλάσματος η ηλεκτρονική πυκνότητα μπορεί να φτάσει και τιμές μέχρι  $10^{23}$  μέσα σε μερικά psec. Λαμβάνοντας υπόψιν ότι για μήκος κύματος 1064 nm η κρίσιμη πυκνότητα μπορεί να φτάσει μέχρι και  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , η ακτινοβολία ενός λέιζερ Nd:YAG ( διάρκεια παλμού 5 nsec ) αντανakλάται από την επιφάνεια του πλάσματος, για όσο διαρκούν τιμές πυκνότητας μεγαλύτερες από την κρίσιμη.<sup>[2]</sup>

### 2.4.3 Τεχνική χρόνου καθυστέρησης

Σε όλα τα πειράματα με τη μέθοδο LIBS κρίνεται απαραίτητος ο χρόνος καθυστέρησης, δηλαδή το χρονικό διάστημα μεταξύ της άφιξης του παλμού λέιζερ στο δείγμα και τη μέτρηση του εκπεμπόμενου πλάσματος από τον ανιχνευτή. Με αυτόν τον τρόπο πετυχαίνουμε<sup>[14],[14a]</sup> ελαχιστοποίηση του υποβάθρου λόγω της συνεχούς εκπομπής της ακτινοβολίας πέδησης (Bremsstrahlung radiation) και μεγιστοποίηση της έντασης εκπομπής της φασματικής γραμμής που μας ενδιαφέρει



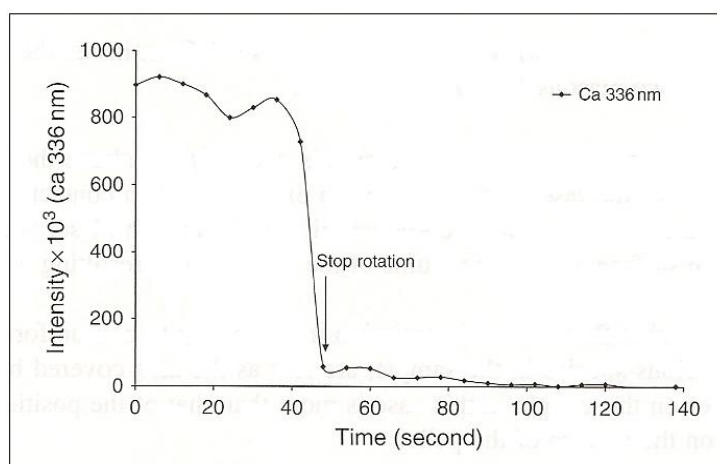
Σχήμα 1\_2.4.3: Λήψη φάσματος παρουσία χρόνου καθυστέρησης<sup>[14],[14a]</sup>

Σκοπός του χρονικού διαστήματος είναι επιπλέον να γίνεται ταυτοποίηση περισσότερων φασματικών γραμμών ταυτόχρονα. Κάθε στοιχείο εκπέμπει μετά από ένα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα που είναι χαρακτηριστικό του κάθε στοιχείου. Με τον ακριβή προσδιορισμό του χρόνου καθυστέρησης εξαλείφεται αυτό το πρόβλημα γιατί καλύπτει τα φάσματα των περισσότερων στοιχείων. Γενικά, το υπόβαθρο θεωρείται αμελητέο μετά από

χρόνο καθυστέρησης περίπου 0,1  $\mu\text{sec}$ , ενώ η ένταση των φασματικών γραμμών των περισσότερων ουδετέρων ατόμων είναι μέγιστες στο εύρος χρόνου καθυστέρησης 0,1-0,2  $\mu\text{sec}$  <sup>[14],[14a]</sup>.

#### 2.4.4 Ταχύτητα περιστροφής – μετακίνησης δείγματος

Το δείγμα πρέπει να περιστραφεί για να αποφευχθεί η εστίαση του παλμού του λέιζερ σε συγκεκριμένο σημείο στην επιφάνεια του δείγματος. Με την περιστροφή παίρνουμε φάσμα ομοιόμορφα από όλη της επιφάνεια και πετυχαίνουμε ομοιογένεια στα αποτελέσματα μας. Μελέτη που έγινε πάνω σε ένα δείγμα το οποίο περιστράφηκε με ταχύτητα ένας κύκλος στα 270 sec ( για τα πρώτα 50 sec ) έδειξε ότι υπάρχει μία εμφανέστατη αλλαγή στη ένταση εκπομπής της φασματικής γραμμής του Ca 336 nm με το που σταματήσει η περιστροφή. Η ένταση σχεδόν μηδενίζεται μετά από περίπου 130 δευτερόλεπτα. Αυτή η μείωση της έντασης, όπως προαναφέρθηκε, έχει να κάνει με τη μη εστίαση της δέσμης του λέιζερ σε συγκεκριμένο σημείο του δείγματος, με αποτέλεσμα να αποφεύγεται η δημιουργία κρατήρα ο οποίος με το χρόνο γίνεται και πιο βαθύς, εφόσον η δέσμη συνεχίσει να εστιάζει στο συγκεκριμένο σημείο της επιφάνειας του δείγματος <sup>[13]</sup>.

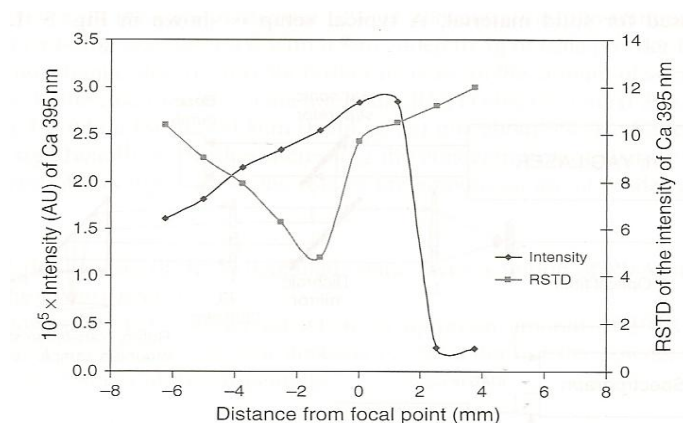


Σχήμα 1\_2.4.4 : Επίδραση της περιστροφής του δείγματος στην ένταση του φάσματος εκπομπής του Ca 336 nm <sup>[13]</sup>.

#### 2.4.5 Σημείο εστίασης στο δείγμα

Η σχετική τυπική απόκλιση ( $RSTD=100 \times \text{standard deviation}/\text{mean}$ ) των δεδομένων των φασμάτων LIBS εξαρτάται από τη θέση του σημείου εστίασης στο δείγμα. Η εξάρτηση της

έντασης της φασματικής εκπομπής της γραμμής του Ca 395.7 nm (ιζήμα) σε συνάρτηση με τη θέση του εστιακού σημείου φαίνεται στο σχήμα 1\_2.4.5<sup>[13]</sup>:



**Σχήμα 1\_2.4.5:** Ένταση και τυπική απόκλιση του φάσματος εκπομπής της γραμμής του Ca 395.7 nm σε συνάρτηση με την θέση εστίασης πάνω στο δείγμα<sup>[13]</sup>.

Η θέση 0 για τον άξονα x των δύο γραφικών παραστάσεων αντιστοιχεί στη θέση στο κεντρικό σημείο στην επιφάνεια του στόχου-ιζήματος Ca. Οι θετικές τιμές αντιστοιχούν σε σημεία πάνω από την επιφάνεια ενώ οι αρνητικές τιμές για σημεία μέσα στο ιζήμα. Τα γραφήματα δείχνουν ότι η ένταση της γραμμής εκπομπής είναι μέγιστη για το σημείο 0 , ενώ η σχετική τυπική απόκλιση είναι ελάχιστη (<0.5%) όταν το εστιακό σημείο είναι περίπου 1.5 mm μέσα στην επιφάνεια του ιζήματος. Υπάρχουν δύο λόγοι για αυτήν την παρατήρηση<sup>[13]</sup>:

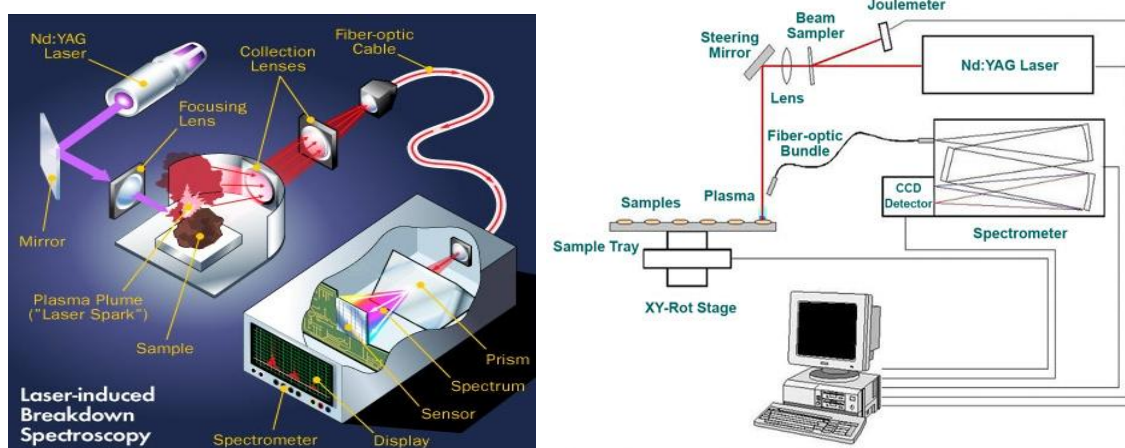
1. Πάνω από την επιφάνεια του ιζήματος, μέρος της ενέργειας του λέιζερ χρησιμοποιείται για να διεγείρει μέρος του ατμοσφαιρικού αέρα που έρχεται σε επαφή με το ιζήμα και οδηγεί σε λανθασμένη αναπαραγωγή σήματος, ενώ όταν η ενέργεια του λέιζερ επικεντρώνεται λίγο μέσα στην επιφάνεια λιγότερος όγκος αέρα διεγείρεται με αποτέλεσμα να ελαχιστοποιείται η τιμή της τυπικής απόκλισης
2. Οι διακυμάνσεις στην έντασης εκπομπής λόγω της μη ομοιόμορφης κατανομής των διαφόρων ειδών στο δείγμα ελαχιστοποιούνται όταν η θέση της εστίασης βρίσκεται κάτω από επιφάνεια του δείγματος.

Αν εισχωρήσουμε σε μεγαλύτερα βάθη παρατηρούμε μία αύξηση της τυπικής απόκλισης, η οποία οφείλεται στην αφαίρεση υλικού κατά το κύμα κρούσης το οποίο συνοδεύει την ανάλυση.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3<sup>ο</sup>

### 3.1 Βασικά τμήματα διάταξης LIBS

Ένα τυπικό σύστημα LIBS αποτελείται από μερικά βασικά στάδια, όπως περιγράφεται σχηματικά στα σχήματα 1\_3.1 και 2\_3.1:



Σχήμα 1\_3.1: Σχηματική παράσταση της τεχνικής LIBS σε τρισδιάστατη απεικόνιση <sup>[16]</sup>

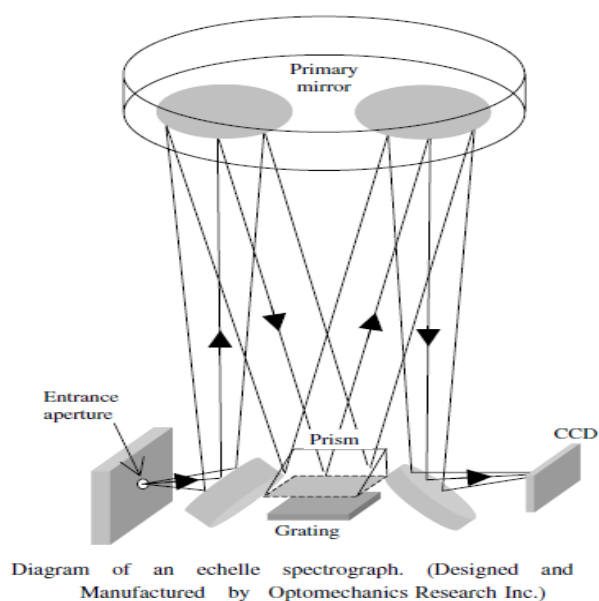
Τα βασικά τμήματα μιας διάταξης LIBS είναι ένα λέιζερ Nd:YAG (ρυθμός λειτουργίας - pulse duration- 5 ns, repetition rate 10 Hz, και μήκος κύματος στα  $\lambda=1064$  nm), ένα τροφοδοτικό, κατάλληλες οπτικές διατάξεις για την καθοδήγηση και εστίαση της δέσμης στο υπό εξέταση δείγμα, ένας μονοχρωμάτορας<sup>[15]</sup> για την φασματική ανάλυση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, ένας ανιχνευτής ICCD (Intensified Charge Coupled Device) για την καταγραφή του φάσματος, καθώς και ένας υπολογιστής, όπου γίνεται η επεξεργασία των φασμάτων και σύγκριση με βιβλιοθήκη φασμάτων LIBS .



**Σχήμα 2\_3.1:** Σύστημα λέιζερ με κρυστάλλους για την παραγωγή  $\omega$ ,  $2\omega$ ,  $3\omega$  και  $4\omega$  (Εργαστήριο δομής της ύλης και φυσικής λέιζερ, Πολυτεχνείο Κρήτης)

### 3.2 Μονοχρωμάτορας – φασματογράφος

Ο μονοχρωμάτορας αναλύει την ακτινοβολία που προέρχεται από το λέιζερ στα διάφορα μήκη κύματος. Αποτελείται από μια σχισμή εισόδου όπου εισέρχεται η δέσμη, μία σχισμή εξόδου όπου παίρνουμε την αναλυόμενη δέσμη η οποία είναι συναρτήσεως του πλάτους των σχισμών, καθώς και ένα στοιχείο διασποράς, όπως είναι ένα φράγμα περίθλασης. Το φράγμα περίθλασης αναλύει την ακτινοβολία που προσπίπτει στα μήκη κύματος από τα οποία αποτελείται και είναι υπολογίσιμο μόνο όταν το φως είναι ευθυγραμμισμένο, δηλαδή αν όλες οι ακτίνες είναι παράλληλες ή σχεδόν παράλληλες. Η δέσμη στην αρχή συναντά ένα συγκεντρωτικό φακό ο οποίος εστιάζει τη δέσμη πάνω στο φράγμα περίθλασης. Ο δεύτερος συγκεντρωτικός φακός εστιάζει την αναλυόμενη δέσμη προς τη σχισμή εξόδου. Η διακριτική ικανότητα του φράγματος περίθλασης ενισχύεται από τη μείωση του πλάτους της σχισμής και με την αύξηση της απόστασης μεταξύ σχισμής και φράγματος περίθλασης<sup>[1],[35]</sup>.



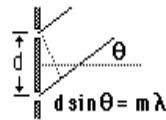
**Σχήμα 1\_3.2:** Απεικόνιση μονοχρωμάτορα<sup>[35]</sup>

Ένα φράγμα περίθλασης αποτελείται από μια σειρά απείρως μικρών σχισμών απόστασης  $d$  μεταξύ τους. Όταν ένα επίπεδο κύμα μήκους κύματος  $\lambda$  προσπέσει σε ένα φράγμα περίθλασης, κάθε σχισμή λειτουργεί ως πηγή κύματος και αναγκάζει το κύμα να

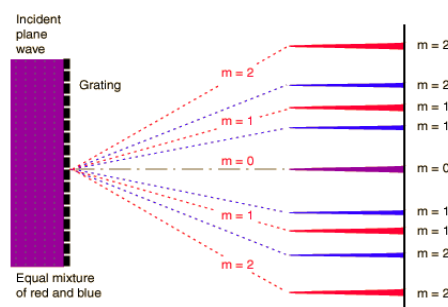
διασκορπίζεται προς όλες τις κατευθύνσεις . Οι φάσεις των κυμάτων που γεννιούνται από διαφορετικές σχισμές ως επί το πλείστον θα διαφέρουν μεταξύ τους, άλλες θα αλληλοεξουδετερώνονται μερικώς ή πλήρως<sup>[16]</sup>. Όταν η διαφορά φάσης είναι ίση με το μήκος κύματος  $\lambda$ , τότε τα κύματα θα βρίσκονται σε φάση.

Αυτό συμβαίνει όταν:

$$d \cdot \sin \theta_m = m \cdot \lambda$$



όπου  $m$  είναι ακέραιος αριθμός που δηλώνει την τάξη της περίθλασης και  $\theta_m$  η γωνία πρόσπτωσης της ακτινοβολίας στο φράγμα περίθλασης.



Σχήμα 1\_3.2: Φράγμα περίθλασης <sup>[16],[30]</sup>

Διακριτική ικανότητα ή συντελεστής φασματικής ανάλυσης  $R$  ονομάζεται ο λόγος του μήκους κύματος που συλλέγεται ως προς το μικρότερο εύρος δύο μηκών κύματος τα οποία μπορεί να διακρίνει η συσκευή. Η σχέση που περιγράφει τη διακριτική ικανότητα  $R$  είναι:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot N$$

Όσες περισσότερες είναι οι χαραγές του φράγματος περίθλασης, τόσο καλύτερη είναι η διακριτική ικανότητα<sup>[16]</sup>.

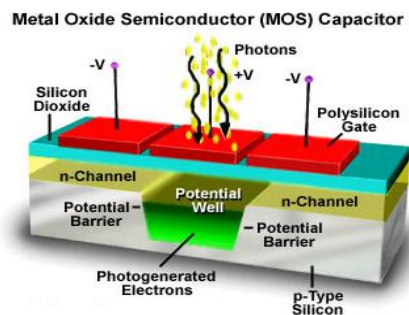
### 3.3 Ανιχνευτής φωτονίων CCD

Για την καταγραφή του φάσματος χρησιμοποιείται ένας υψηλής ευαισθησίας ανιχνευτής ICCD ( Intensified Charged Coupled Device ) . Ο αισθητήρας CCD είναι ένα chip που αποτελείται από μία σειρά πυκνωτών μετάλλου – οξειδίου – ημιαγωγού (MOS : Metal -

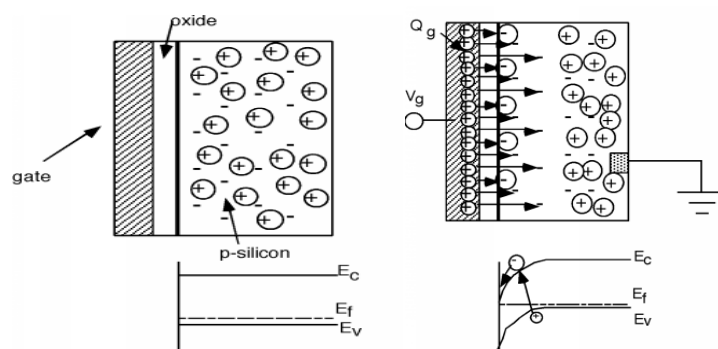


Oxide -Semicondustor ) όπου το μέταλλο είναι το Αλουμίνιο (Al), το οξείδιο  $\text{SiO}_2$  (διοξειδίου του Πυριτίου) και ο ημιαγωγός το Πυρίτιο (Si). Οι πυκνωτές είναι διατεταγμένοι σε μια δισδιάστατη μήτρα π.χ. 1024 γραμμών και 256 στηλών και αντιπροσωπεύουν μικροσκοπικούς φωτο-αισθητήρες που ονομάζονται pixels. Όταν μεταξύ των pixels εφαρμόσονται κατάλληλες τάσεις παράγονται " πακέτα " αρνητικού φορτίου τα οποία δημιουργούν ένα πηγάδι δυναμικού. Σε αυτό το πηγάδι εγκλωβίζονται τα φωτοηλεκτρόνια που απελευθερώνονται όταν προσπέσει ακτινοβολία σε ένα pixel. Το αρνητικό φορτίο που υπάρχει στο κάθε pixel μεταφέρεται στο επόμενο pixel της στήλης στην οποία ανήκει μέχρι να καταλήξει στην τελευταία γραμμή όπου συλλέγεται και αθροίζεται.

Το υπόβαθρο αποτελείται από πυρίτιο ( Si ) τύπου-p και είναι γειωμένο. Στην επιφάνεια του εναποτίθεται ένα λεπτό υμένιο μονωτικού υλικού από  $\text{SiO}_2$ . Πάνω σε αυτό το υλικό εξαχνώνονται οι μεταλλικές νησίδες από αλουμίνιο, στις οποίες εφαρμόζουμε θετικό δυναμικό, ελαττώνοντας με αυτόν τον τρόπο το επίπεδο των ενεργειακών σταθμών ( των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους ) του ημιαγωγού που βρίσκεται απέναντι από την καθεμία. Τότε, για τις περιοχές του ημιαγωγού κάτω από τις μεταλλικές νησίδες, οι θετικοί φορείς (οπές) απωθούνται και διαφεύγουν μέσω της γείωσης, αφήνοντας πίσω τους περιοχές κένωσης σε θετικό δυναμικό. <sup>[17]</sup>.



**Σχήμα 1\_3.3:** Όταν εφαρμόζονται κατάλληλα δυναμικά τα φωτοηλεκτρόνια που δημιουργούνται παγιδεύονται από πηγάδι δυναμικού που δημιουργούν τα αρνητικά φορτία <sup>[17]</sup>.



Σχήμα 2\_3.3: Βασική δομή ενός πυκνωτή MOS. Διαγράμματα ενεργειακών ζωνών <sup>[17]</sup>.

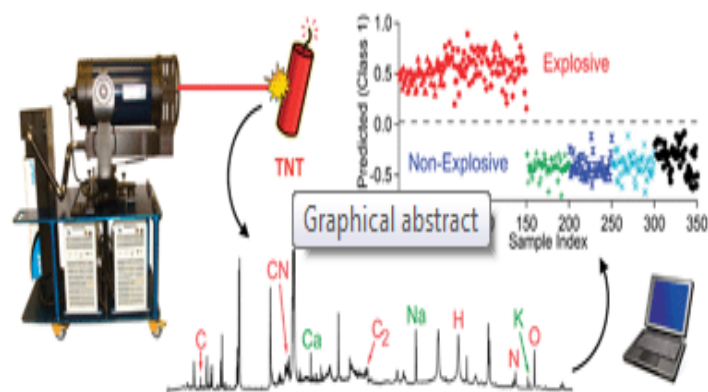
## 4. Επιλεγμένες περιοχές εφαρμογών που χρησιμοποιείται η τεχνική LIBS

### 4.1 Ανίχνευση εκρηκτικών υλικών

Οι εκρηκτικές ύλες συνίστανται κυρίως από C, H, O και N. Η ποσοτική σχέση μεταξύ αυτών των στοιχείων είναι το κλειδί για τον καθορισμό του είδους των εκρηκτικών. Ένα τυπικό παράδειγμα σε υλικό είναι η περιεκτικότητα σε άζωτο 13-37% και η περιεκτικότητα σε οξυγόνο πάνω από 40% τα οποία μπορούν να δηλώσουν την παρουσία εκρηκτικής ύλης<sup>[22]</sup>.

Η έρευνα τα τελευταία χρόνια απέδειξε ότι τα εκρηκτικά μπορούν να εντοπιστούν και να ξεχωρίσουν από άλλα υλικά χρησιμοποιώντας τη μέθοδο LIBS. Συγκεκριμένα, έγινε δοκιμή με ένα μη βαθμονομημένο σύστημα LIBS για μετρήσεις των ουσιών από αποστάσεις 6 και 25 cm. Η ενέργεια του παλμού του λέιζερ ήταν 5 mJoule. Το νιτρικό αμμώνιο (AN), το TNT και το DNMB παρουσιάζουν στα φάσματα τους τα κύρια στοιχεία οξυγόνο, άνθρακα και υδρογόνο. Το νιτρικό αμμώνιο δεν περιέχει άνθρακα και το TNT έχει τις χαμηλότερες εκπομπές υδρογόνου. Ένα ενδιαφέρον κριτήριο είναι η περιεκτικότητα σε άζωτο, η οποία δεν παρουσιάζεται με εμφανή τρόπο στα συγκεκριμένα υλικά <sup>[22], [23]</sup>.

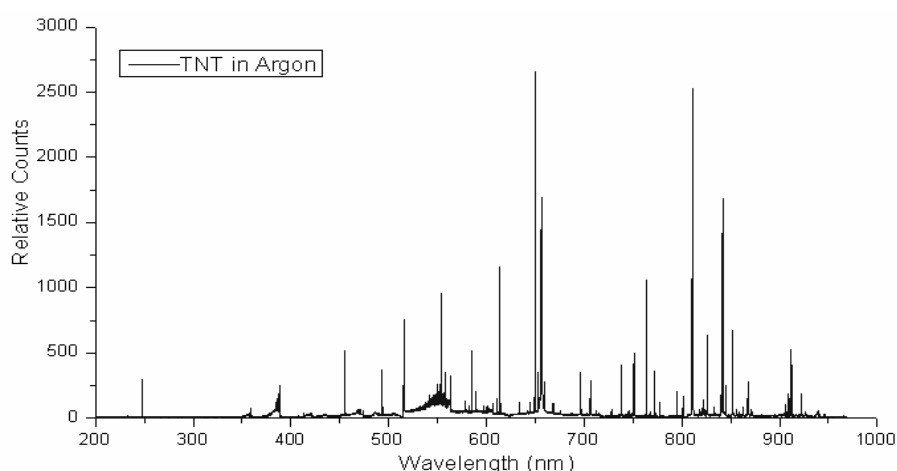
Η ανίχνευση των εκρηκτικών υλών σε περιβάλλοντα χώρο έχει αποδειχθεί ένα σύνθετο και προκλητικό πρόβλημα. Η τεχνική LIBS χρησιμοποιείται για την ανίχνευση εκρηκτικών από απόσταση γρήγορα και αποτελεσματικά. Χρησιμοποιείται ένας παλμός λέιζερ για να μετατραπεί το δείγμα σε ένα ιονισμένο πλάσμα από άτομα και ιόντα. Το φάσμα που θα πάρουμε θα έχει κορυφές με υψηλότερα ποσοστά σε άζωτο και οξυγόνο<sup>[22], [23]</sup>.



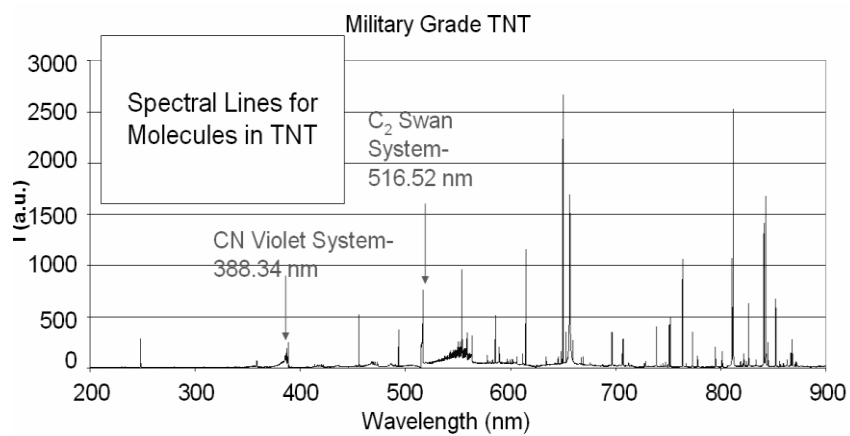
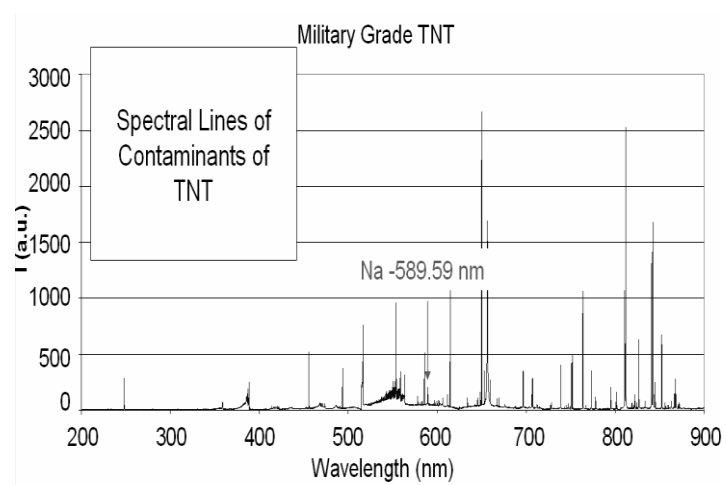
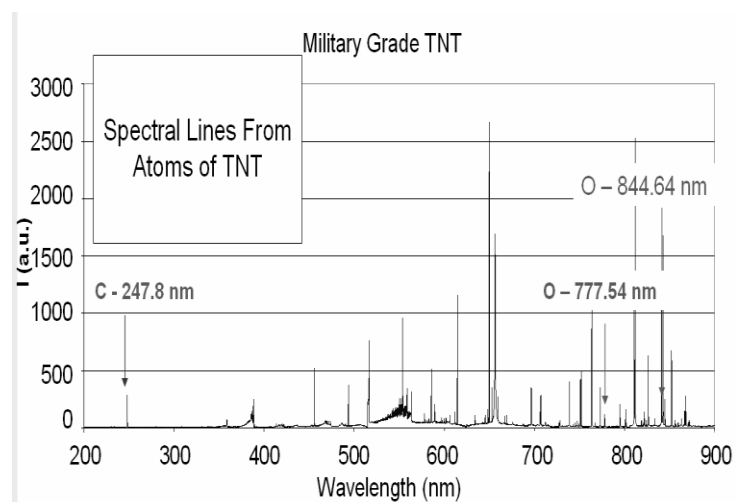
**Σχήμα 1\_4.1 :** Ανίχνευση TNT με τη LIBS <sup>[22], [23]</sup>

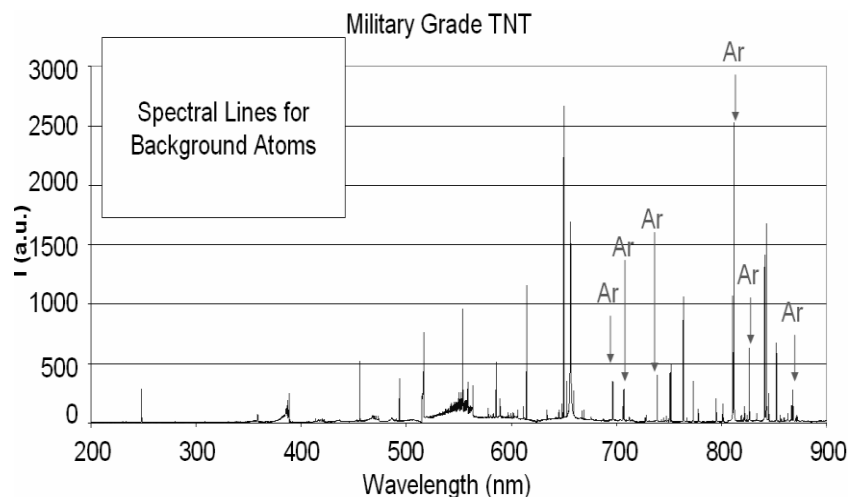
Η δυσκολία που παρουσιάζεται είναι ότι και ο αέρας περιέχει σε μεγάλο ποσοστό τα δύο αυτά στοιχεία οπότε δεν έχουμε μια καθαρή εικόνα του δείγματος. Το πρόβλημα αυτό λύθηκε χρησιμοποιώντας ποσότητα του αερίου Αργού, το οποίο μειώνει την παρεμβολή αυτών των χημικών στοιχείων σε μεγάλο βαθμό για την ανίχνευση εκρηκτικών υλικών από απόσταση. Ένας δεύτερος παλμός λέιζερ επέτρεψε επαρκή διαχωρισμό των N και O κορυφών που οφείλονται στον αέρα από τις ενώσεις του δείγματος. Στη συνέχεια αναπτύχθηκαν κατάλληλες μέθοδοι για να καταστεί δυνατή η ερμηνεία των δεδομένων, ακόμη και στην παρουσία των παρεμβολών, όπως η σκόνη.

Μερικές φασματικές γραμμές που προσδιορίστηκαν από το εκρηκτικό υλικό TNT φαίνονται αναλυτικά στα σχήματα 2\_4.1 και 3\_4.1 <sup>[22], [23]</sup>.



**Σχήμα 2\_4.1 :** Φάσμα ενός στερεού κρυστάλλου TNT που τοποθετήθηκε σε ένα υπόστρωμα αργιλίου και σε ένα περιβάλλον με αέριο Αργό. Το φάσμα λήφθηκε χρησιμοποιώντας τεχνική LIBS <sup>[22], [23]</sup>.





**Σχήμα 3\_4.1:** Φασματικές γραμμές εκρηκτικού υλικού TNT<sup>[22], [23]</sup>

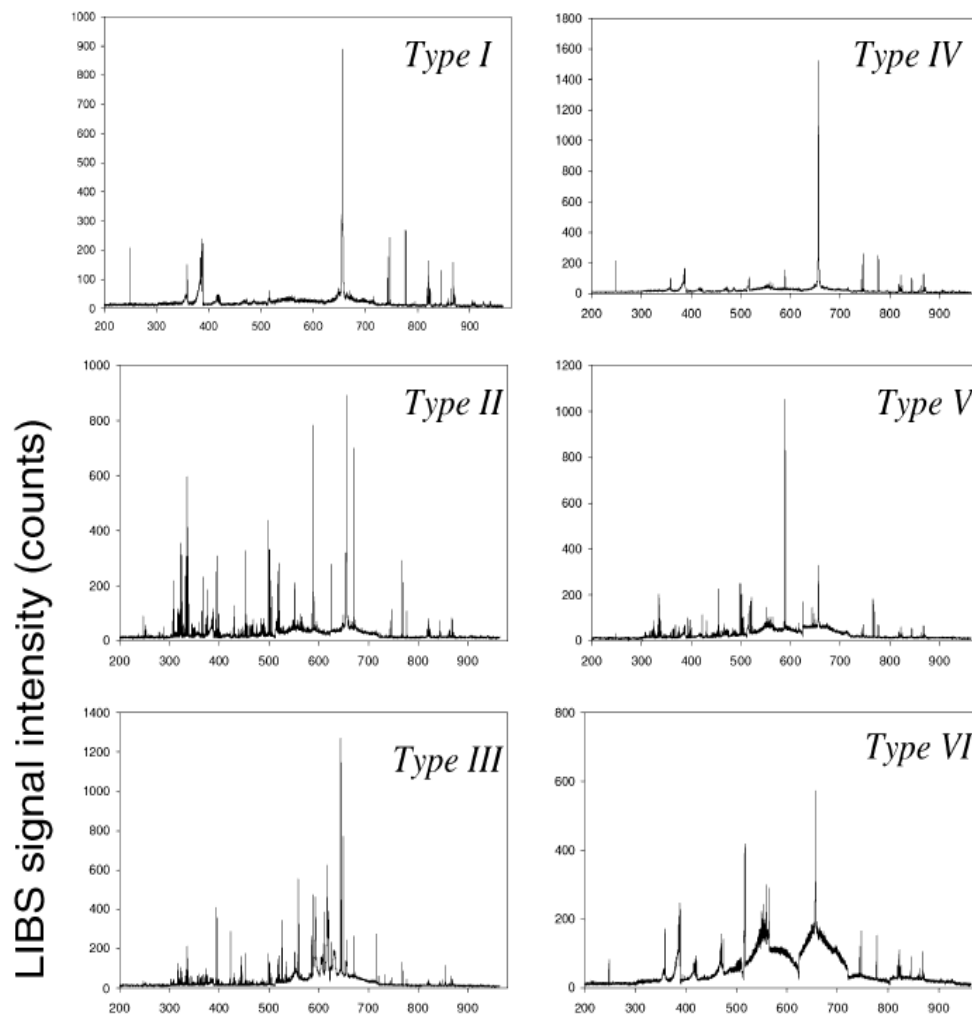
Ένα από τα προβλήματα που είναι σημαντικά και επιζητούν άμεση λύση είναι η ανίχνευση ναρκών που είναι θαμμένες σε πρώην αλλά και σε νυν πεδία μάχης και συγκρούσεων. Περίπου 15-20.000 άνθρωποι σε περισσότερες από 90 χώρες ανά τον κόσμο έχουν πέσει θύματα ναρκών ξηράς. Η ανίχνευση ναρκών διαφέρει κατά πολύ από τον τρόπο ανίχνευσης των προηγούμενων χρόνων. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιούνταν ένα σύστημα φορητού ανιχνευτή μετάλλων παράλληλα με μία άλλη συσκευή η οποία χαρακτήριζε το αντικείμενο που εντοπίστηκε από τον ανιχνευτή<sup>[22], [23]</sup>.

Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε μεγάλες εκτάσεις εδαφών ακριβώς πάνω από την επιφάνεια του εδάφους. Όταν ο ανιχνευτής εντόπιζε κάποιο σήμα από μέταλλο, γινόταν έλεγχος σε ολόκληρη την γύρω περιοχή για να βρεθεί κάποια θαμμένη νάρκη. Αυτή η τεχνική χρησιμοποιήθηκε στις στρατιωτικές επιχειρήσεις των Η.Π.Α στο Αφγανιστάν το 2003 για εκκαθάριση περιοχών από νάρκες ξηράς και θεωρήθηκε ένα πρωτότυπο χειροκίνητο σύστημα που συνδυάζε ανιχνευτή μετάλλων με ραντάρ διεισδυτικής ικανότητας. Στο στάδιο έρευνας βρίσκονται πολλές άλλες μέθοδοι εντοπισμού, συμπεριλαμβανομένης και της τεχνικής LIBS, η οποία ανιχνεύει το περίβλημα της νάρκης και παράλληλα γίνεται ταυτοποίηση του περιεχόμενου εκρηκτικού υλικού. Η μέθοδος αυτή καθίσταται καλύτερη διότι το μεταλλικό περίβλημα των ναρκών αντικαταστάθηκε από πλαστικό υλικό το οποίο δεν εντοπίζεται από τους ανιχνευτές μετάλλων<sup>[22], [23]</sup>.

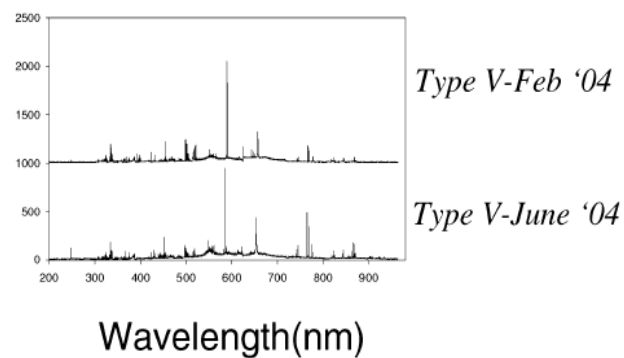
Ένα σύστημα LIBS που χρησιμοποιήθηκε αποτελείται από ένα παλμικό λέιζερ, συγκεντρωτικούς φακούς, σύστημα οπτικών ινών για τη συλλογή του φωτός, κατάλληλο φασματόμετρο και υπολογιστής για την επεξεργασία των δεδομένων. Ένας παλμός λέιζερ 200 mJ διάρκειας 10 nsec από ένα λέιζερ Q-switched Surelite Nd: YAG εστιάζεται από ένα κυρτό φακό εστίασης 50 mm στο υπό ανάλυση δείγμα και ακολουθεί η παραγωγή ενός σπινθήρα που δημιουργεί υψηλής θερμοκρασίας μικροπλάσμα. Η διάμετρος της δέσμης του λέιζερ είναι 3 mm με ελάχιστη απόκλιση δέσμης και ο κρατήρας που δημιουργείται στο δείγμα είναι της τάξης των 100 μm.

Τα πλαστικά είναι συνθετικά πολυμερή υψηλού μοριακού βάρους και αποτελούνται ως επί το πλείστον από άνθρακα και υδρογόνο. Υπάρχουν πολλά είδη πλαστικών που εξαρτώνται από τη διαδικασία πολυμερισμού τους. Στα τελικά στάδια σύνθεσης ενός πολυμερούς μπορούν να προστεθούν πολλές διαφορετικές χημικές ουσίες και ενώσεις οι οποίες τροποποιούν ή βελτιώνουν ορισμένα χαρακτηριστικά του πλαστικού, όπως είναι η ανθεκτικότητα του.

Οι τύποι πλαστικών που χρησιμοποιούνται κυρίως είναι χωρισμένα σε έξι κατηγορίες. Ο τύπος I είναι το τερεφθαλικό πολυαιθυλένιο (PETE), ο τύπος II είναι το χαμηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο (LDPE), ο τύπος III το πολυβινυλοχλωρίδιο (PVC), ο τύπος IV είναι υψηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο (HDPE), ο τύπος V είναι το πολυπροπυλένιο (PP) και τέλος ο τύπος VI το πολυστυρένιο (PS). Τα φάσματα των παραπάνω τύπων πλαστικών φαίνονται στα σχήματα 4\_4.1 και 5\_4.1 <sup>[22], [23], [24]</sup>.

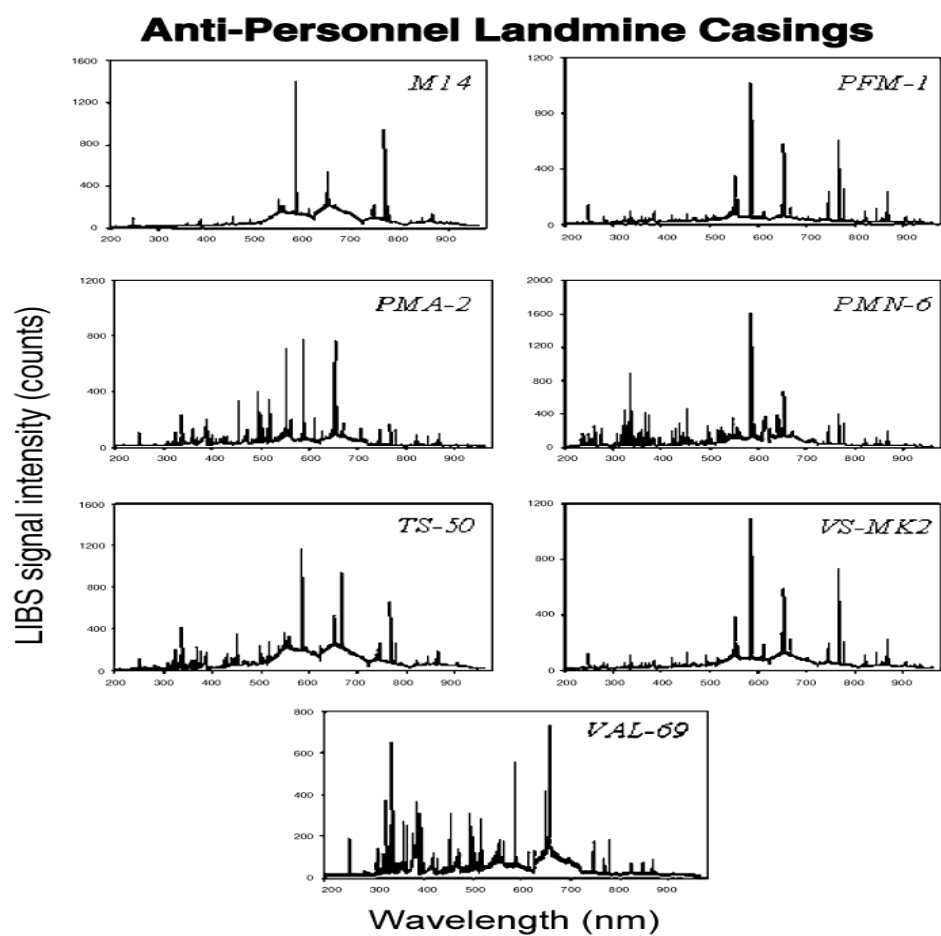


Σχήμα 4\_4.1 : Σύγκριση φασμάτων από έξι τύπους πλαστικών<sup>[22], [23], [24]</sup>



Σχήμα 5\_4.1 : φάσμα LIBS πολυπροπυλενίου (PP) σε δύο διαφορετικούς μήνες.

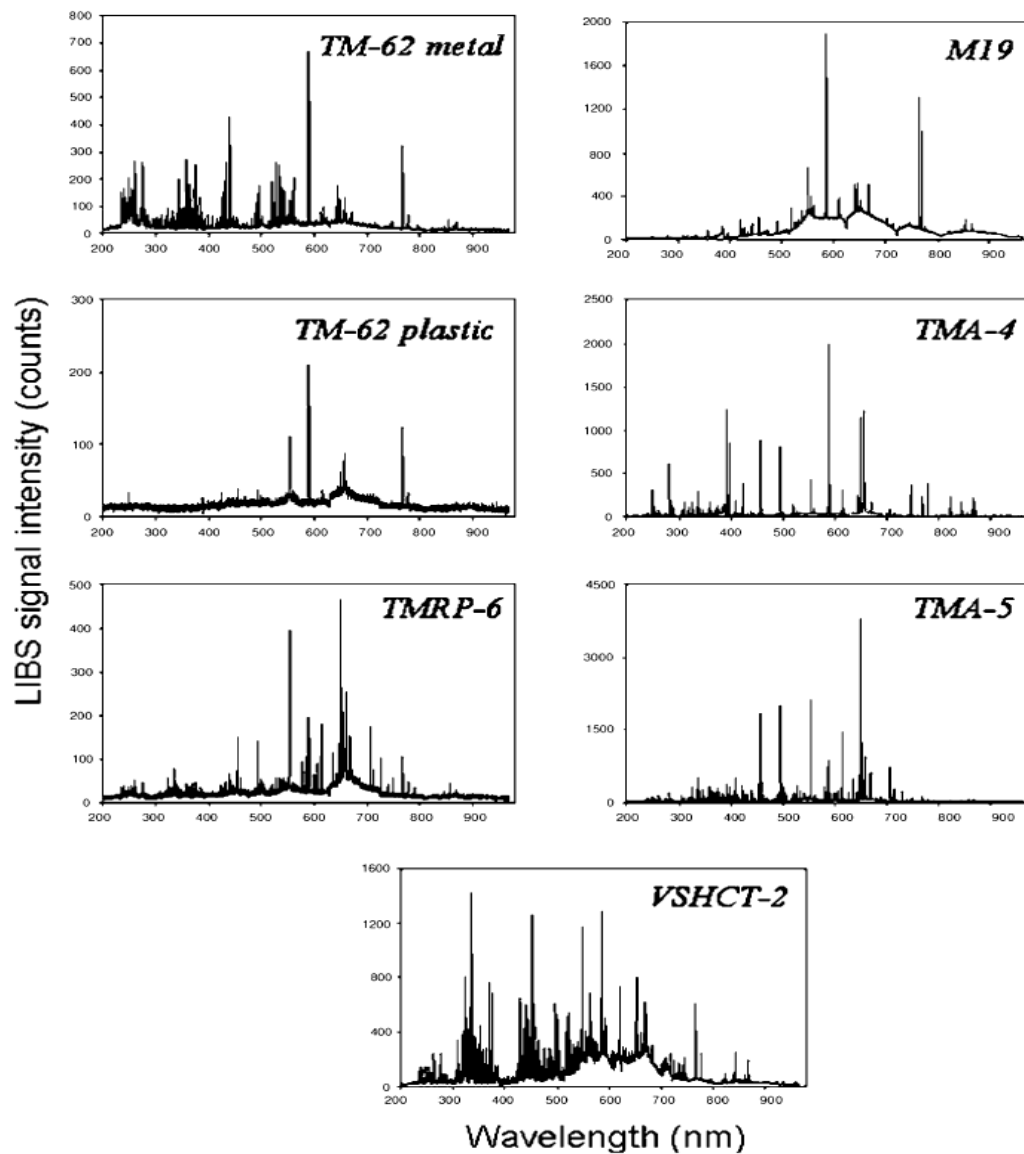
Στα σχήματα 6\_4.1 και 7\_4.1 φαίνονται τα φάσματα ορισμένων τύπων ναρκών που αφορούν διαφορετικές χώρες κατασκευής<sup>[22], [23], [24], [26]</sup> :



**Σχήμα 6\_4.1 :** Σύγκριση φασμάτων ναρκών ξηράς anti-personnel (AP) από 3 διαφορετικές χώρες κατασκευής<sup>[22], [23],[24], [26]</sup>.



## Anti-Tank Landmine Casings



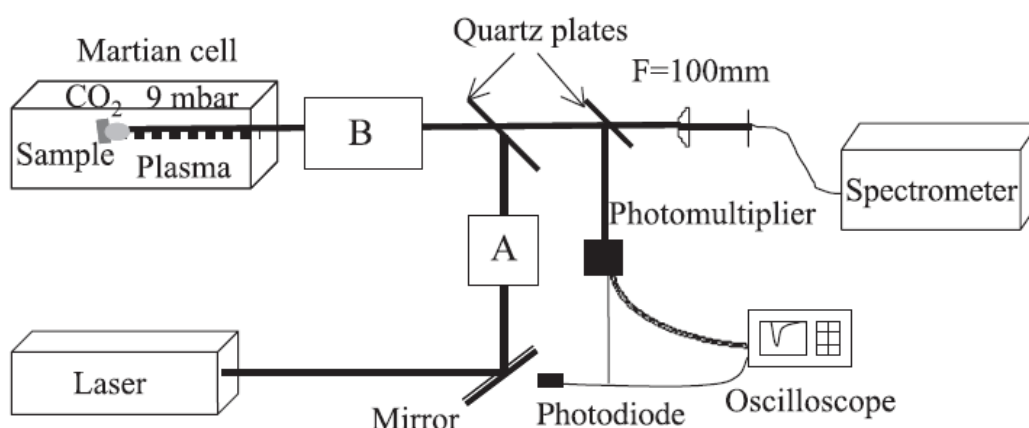
Σχήμα 7\_4.1: Σύγκριση φασμάτων ναρκών ξηράς anti-tank (AT) από 4 διαφορετικές χώρες κατασκευής<sup>[22], [23],[24], [26]</sup>.

### 4.2. Ανίχνευση πετρωμάτων – Αναφορά στα πετρώματα του πλανήτη Άρη

Για την εφαρμογή της τεχνικής LIBS στην ανάλυση των πετρωμάτων στα Αρειανά εδάφη έχει ληφθεί ειδική μέριμνα ώστε να αναπαραχθούν πειραματικές συνθήκες που αναμένονται στην επιφάνεια του Άρη και ιδίως για το μήκος κύματος του λέιζερ, ο ρυθμός επανάληψης καθώς και την ενέργεια του παλμού. Ειδικότερα, το ανώτατο όριο του αναλυτικού σήματος παρατηρήθηκε για το λέιζερ μήκους κύματος 1064 nm με τη μέγιστη διαθέσιμη ενέργεια στα πλαίσια της πειραματικής εγκατάστασης<sup>[29]</sup>.

Για τις συνθήκες αυτές χρησιμοποιήθηκε ένα Q-switched Nd-YAG laser (Quantel YG 980) στα 1064 nm με ρυθμό επανάληψης (repetition rate) στα 10 Hz. Η ακτίνα λέιζερ εστιάστηκε στο δείγμα από μια αντανakλαστική επιφάνεια καθρέφτη και μια πλάκα χαλαζία περιστρεμμένη στις 45°, η οποία επιτρέπει τη συλλογή όλων των μηκών κύματος του πλάσματος στην ίδια κατεύθυνση και παράλληλα τη μείωση της ενέργειας λέιζερ στη τιμή των 31 mJ.

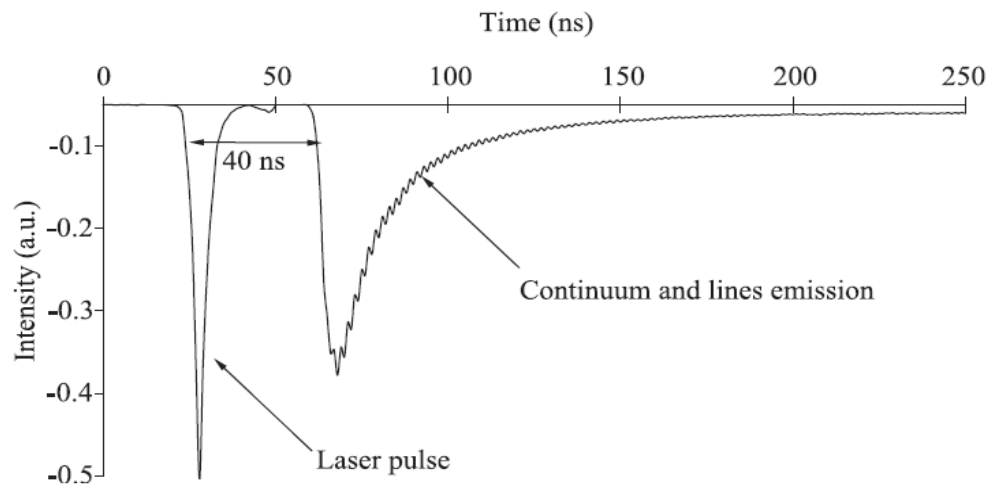
Το δείγμα τοποθετείται σε ένα κελί, στο οποίο προσομοιώνεται η τιμή της πίεσης της ατμόσφαιρας του Άρη, και είναι συνήθως ένα μίγμα από CO<sub>2</sub> (95,3%), N<sub>2</sub> (2,7%) και Ar (1,6%). Η πίεση στο θάλαμο διατηρήθηκε στα 9 mbar. Δύο διαφορετικές πειραματικές συνθέσεις απασχολούνταν ταυτόχρονα. Η πρώτη χρησιμοποιήθηκε για την αξιολόγηση των δυνατοτήτων LIBS σε διαφορετικές αποστάσεις, και η δεύτερη χρησιμοποιήθηκε για την επίτευξη ποσοτικών αποτελεσμάτων σε σταθερή απόσταση και τη φασματική βάση δεδομένων των στοιχείων του χλωρίου και του θείου<sup>[27]</sup>.



**Σχήμα 1\_4.2:** πειραματική διάταξη για την ανάλυση μετάλλων και πετρωμάτων στον πλανήτη Άρη<sup>[29]</sup>.

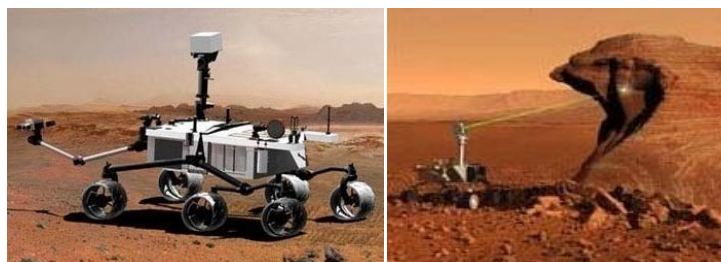
Το παρακάτω σχήμα δείχνει την χρονική εξέλιξη της εκπομπής πλάσματος που λαμβάνεται από ένα δείγμα βαλσάτη (boninite) με ενέργεια λέιζερ στα 31 mJoule και με απόσταση από το στόχο στα 5m. Η χρονική εξέλιξη του πλάσματος εκπομπής αποτελείται, κατά την έναρξη, από ένα σήμα λόγω της σκέδασης της ακτίνας λέιζερ από τον ανακλαστήρα και, μετά από μια καθυστέρηση περίπου 40 ns έχουμε την εκπομπή του πλάσματος. Η χρονική καθυστέρηση των 40 ns αναφέρεται στο χρόνο που απαιτείται για να πάνε τα φωτόνια από την πηγή του λέιζερ στο στόχο και από το στόχο στο σωλήνα

φωτοπολλαπλασιαστή. Στο σχήμα 2\_4.2 φαίνεται το σήμα από το παραγόμενο πλάσμα συναρτήσει του χρόνου των μετρήσεων<sup>[29]</sup>.



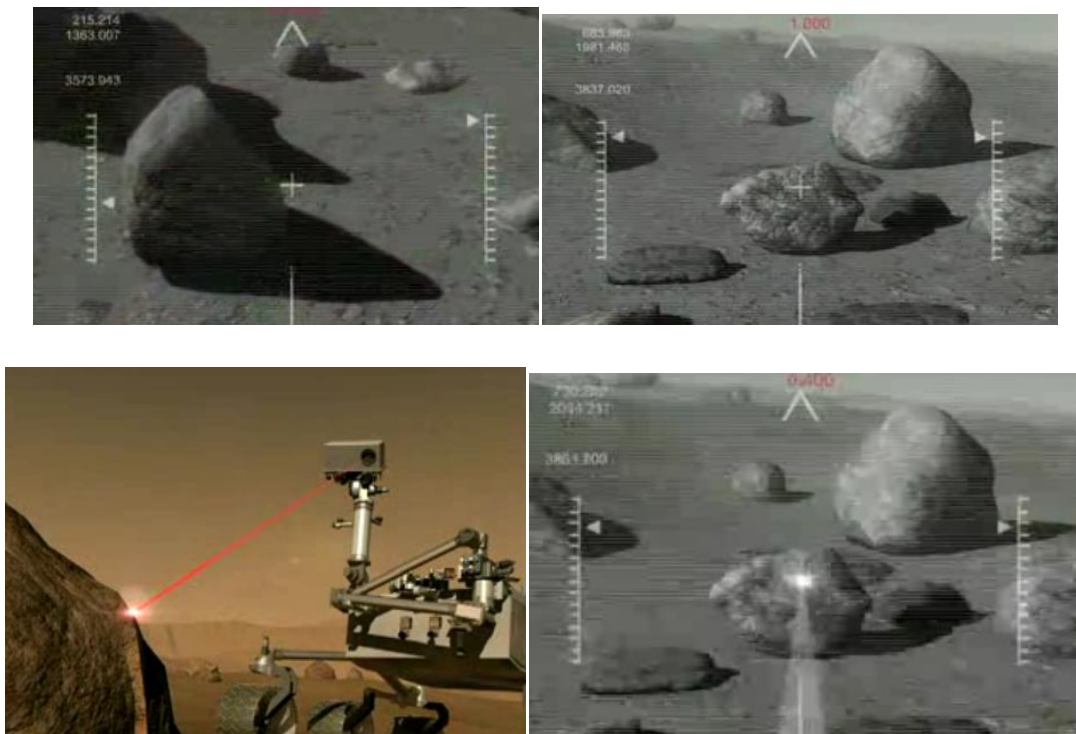
**Σχήμα 2\_4.2:** χρονική εξέλιξη πλάσματος προερχόμενο από δείγμα βασάλτη (boninite). Ο στόχος βρισκόταν σε απόσταση 5 m και η ενέργεια του λέιζερ ήταν στα 31 mJ<sup>[29]</sup>.

Το όργανο ChemCam , που αποτελεί τον επιστημονικό και εργαστηριακό εξοπλισμό για τον πλανήτη Άρη (MSL-Mars Science Laboratory ) , σχεδιάστηκε για να προωθηθεί το 2009 και χρησιμοποιεί τη φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενου από λέιζερ (LIBS) για να ερευνήσει τις λεπτομέρειες της γεωχημείας, τη δομή και τη σύνθεση των πετρωμάτων και των βράχων στον πλανήτη Άρη, σε μακρινή απόσταση από το δείγμα. Το ChemCam έχει ως σκοπό να αναλύσει το στόχο από σχετικά μεγάλη απόσταση, να αφαιρέσει τα στρώματα σκόνης και να εισχωρήσει εις βάθος για να αποκαλύψει τη μορφολογία στο εσωτερικό αναλλοίωτων δειγμάτων . Υπάρχουν πολλές προκλήσεις στην αποστολή ενός αισθητήρα LIBS στον Άρη, συμπεριλαμβανομένης της ανάπτυξης της όλης διαδικασίας και της κατάλληλης μεθοδολογίας η οποία θα είναι ικανή να αναλύσει τα άγνωστα δείγματα σε διαφορετικές αποστάσεις<sup>[27]</sup>.



**Σχήμα 3\_4.2:** Όργανο ChemCam. Ένα τηλεσκόπιο εστιάζει τη δέσμη πάνω στο βράχο<sup>[27]</sup>

Το όργανο που θα χρησιμοποιηθεί αποτελείται από ένα τηλεσκόπιο το οποίο εστιάζει σε ένα δείγμα πετρώματος στο οποίο ενδιαφερόμαστε, και στο οποίο εκπέμπει ένα μεγάλο αριθμό παλμών λέιζερ. Στα διαγράμματα του σχήματος 4\_4.2 φαίνεται ο τρόπος με τον οποίο εστιάζει το τηλεσκόπιο του οργάνου στα διάφορα πετρώματα.



**Σχήμα 4\_4.2:** Το όργανο εστιάζει τη δέσμη λέιζερ πάνω στο βράχο. Η εικόνα δείχνει πώς φαίνεται η εστιασμένη δέσμη από το τηλεσκόπιο του οργάνου<sup>[27]</sup>.

Οι επαναλαμβανόμενοι παλμοί λέιζερ ιονίζουν δημιουργούν μία λάμψη φωτός επειδή τα ιονισμένα και διεγερμένα άτομα επανέρχονται στη θεμελιώδη τους κατάσταση, διαδικασίες που συμβαίνουν λόγω της δημιουργίας του πλάσματος.

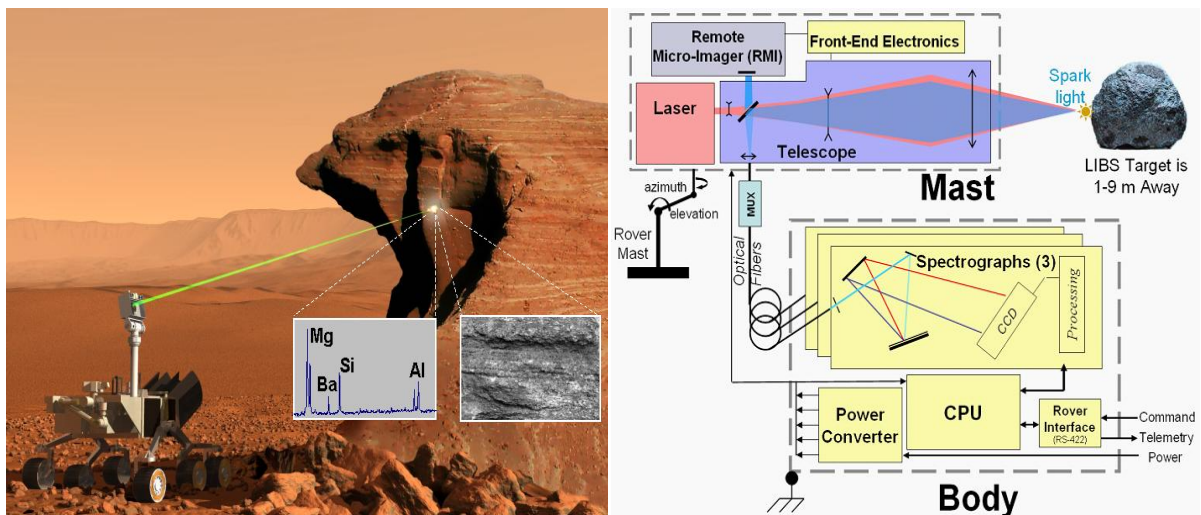


**Σχήμα 5\_4.2:** Ιονισμός πετρώματος και δημιουργία πλάσματος<sup>[27]</sup>

Το παραγόμενο πλάσμα παρατηρείται από το τηλεσκόπιο και επεξεργάζεται από φασματογράφους, οι οποίοι μας δίνουν τις φασματικές γραμμές του δείγματος.

Ένα μέρος του προβλήματος παραμένει η σκόνη η οποία επικαλύπτει τα πετρώματα και η οποία παρουσιάζεται στις αρχικές εικόνες που παίρνουμε από το τηλεσκόπιο. Η σκόνη αυτή καταφέρνει να αφαιρεθεί από τους αρχικούς παλμούς λέιζερ με τους οποίους χτυπάμε το δείγμα, κι έτσι μετά λαμβάνουμε μία καθαρή εικόνα του πετρώματος και επιπλέον μπορούμε να αναλύσουμε την εσωτερική δομή του από απόσταση<sup>[1]</sup>.

Η αρχή λειτουργίας του οργάνου ChemCam συνεπώς βασίζεται στην επόμενη διαδικασία: Αρχικά η δέσμη του λέιζερ στοχεύει το δείγμα σε απόσταση μεταξύ 2-9 m. Μετά παίρνουμε μία απεικόνιση του δείγματος της τάξης των 750nm. Στη συνέχεια στέλνεται η παλμική ακτίνα λέιζερ προς το δείγμα με ισχύ της τάξης του  $1\text{GW}/\text{cm}^2$ . Το φως του εκπέμπεται από το δείγμα συλλέγεται για φασματική ανάλυση (μήκη κύματος μεταξύ 250-800nm)<sup>[27]</sup>.



Σχήμα 6\_4.2: απεικόνιση της αρχής λειτουργίας του οργάνου ChemCam<sup>[27]</sup>.

Το σύστημα αποτελείται από δύο ξεχωριστές μονάδες, την κεντρική μονάδα (Body Unit) και τη μονάδα ιστού (Mast Unit). Στην κεντρική μονάδα ανήκουν τα φασματομέτρα και τα δεδομένα του υπολογιστή ενώ το λέιζερ εστίασης και το τηλεσκόπιο βρίσκονται στην μονάδα ιστού.

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [1] David A. Cremers, Leon J. Radziemski , History and fundamentals of Laser Induced Breakdown Spectroscopy
- [2] Celio Pasquini, Juliana Cortez, Lucas M. C. Silva, Fabiano B. Gonzaga, Journal of the Brazilian Chemical Society. vol.18 no.3, São Paulo 2007,
- [2<sup>α</sup>] S. N. Thakur and J. P. Singh Laser induced breakdown spectroscopy,
- [3] C.Gray-Morgan, Rep. Prog. Phys. 38 (1975) 621.
- [3<sup>α</sup>] J.F. Ready, "Effect of High Power Laser Radiation", Academic Press, New York (1971)
- [4] George B. Rybicki, Alan P. Lightman, Radiative Processes in Astrophysics
- [4<sup>α</sup>] Saha Equation, Supplement to Chapter 4 of *Astrophysics Processes (AP)*, by Hale Bradt (Camb. U. Press 2008)
- [4<sup>β</sup>] Bethe, H, A., and Jackiw, R., 1968. Intermediate Quantum Mechanics 2<sup>nd</sup> ed., (Benjamin, Reading, Mass.)
- [5] H.G.Kuhn, Atomic Spectra, Longman, London (1964)
- [6] G.M. Weyl, Physics of Laser-Induced Breakdown: An Update, L.J. Radziemski and D.A. Cremers (Eds.), *Laser-Induced Plasmas and Applications*, Marcel Dekker Inc, New York, (1989).
- [7] G.W.Rieger, M. Taschuk, Y.Y.Tsui and R. Fedosejevs. Appl. Spectrosc. 56 (2002) 689
- [7<sup>α</sup>] I.B.Gornushkin, K. Amponsah-Manager, B.W.Smith, N. Omenetto and J.D. Winefordner. Appl. Spectrosc. 58 (2004) 762
- [8] Vladilen Letokhov & Sveneric Johansson, Astrophysical lasers, 2008
- [8<sup>α</sup>] Ian G.Brown, The physics and Technology of Ion Sources, 2004
- [9] C. A. Bye and A. Scheeline, *Appl. Spectrosc.*, 47 (1993), 2022–2030.
- [9<sup>α</sup>] I. B. Gornushkin, L. A. King, B. W. Smith, N. Omenetto and J. D. Winefordner, *Spectrochim. Acta Part B*, 54 (1999), 1207–1217.
- [10] W. Lochte-Holtgreven, Evaluation of Plasma Parameters, p 178-182, W. Lochte- Holtgreven (Ed), *Plasma Diagnostics*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)

- [10<sup>a</sup>] Brazilian Journal of Physics, Braz. J. Phys. vol.34 no.4b Syo Paulo Dec. 2004, Determination of plasma temperature by a semi-empirical method, F. O. Borges; G. H. Cavalcanti; A. G. Trigueiros
- [11] , Peter Hering, Jan Peter Lay, Sandra Stry, Laser in Environmental and Life Sciences
- [12] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas* (New York: Academic Press, 1974).
- [13] R. Stattmann, I.Monch, H.Krause, R.Noll, S.Couris, A. Hatziapostolou, A. Mavromanolakis, C. Fotakis, E. Larrauri and R. Miguel, Appl. Spectrosc. 52 (1998) 456.
- [14] B.T.Fisher, H.A.Johnsen, S.G.Buckley and D.W.Hahn, Appl. Spectrosc., 55 (2001) 1312.
- [14<sup>a</sup>] B. Le Drogoff, J. Margot, M. Sabsaabi, O.Barthelemy, T.W. Johnston, S. Laville, F. Vidal and Y. von Kaenel, Spectrochim Acta art B, 56 (2001) 987.
- [15] H. R. Griem, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill: New York (1964).
- [16] [www.wikipedia.org](http://www.wikipedia.org)
- [17] Metal Oxide Semiconductor (MOS) Capacitor. Michael W. Davidson - National High Magnetic Field Laboratory, The Florida State University.
- [18] Basic MOS Structure – Bill Wilson
- [19] Louis St-Onge, Jean-François Archambault, Elizabeth Kwong, Mohamad Sabsabi, and Elizabeth B. Vadas, Rapid quantitative analysis of magnesium stearate in tablets using laser-induced breakdown spectroscopy, Pharmaceut Sci, 272-288, 2005
- [20] Jose M. Vadillo, J. Javier Laserna. ‘Laser-induced plasma spectroscopy: truly a surface analytical tool’ (2004) p147-161
- [21] Cremers, D.A. and L.J. Radziemski (1987). Laser plasmas for chemical analysis. Ch.5 in *Laser Spectroscopy and its Applications*, eds L.J. Radziemski, R.W. Solarz and J.A. Paisner, Marcel Dekker, New York: 351–415
- [22] Reinhard Noll and CCord Fricke-Begemann, Stand-off Detection of Surface contaminations with explosives residues using Laser-Spectroscopic Methods, Department of Laser Measurement and Testing Technology, Fraunhofer Institute for Laser Technology, Germany.
- [23] Jennifer L. Gottfried, Frank C. De Lucia, Jr, Chase A. Munson and Andrzej W. Miziolek, Strategies for residue explosives detection using laser-induced breakdown spectroscopy *J. Anal. At. Spectrom.*, 2008, 23,205-206
- [24] Russell S. Harmon . Frank C. DeLucia Jr. Aaron LaPointe . Raymond J. Winkel Jr. Andrzej W. Miziolek LIBS for landmine detection and discrimination, Anal Bioanal Chem (2006) 385: 1140–1148
- [25] Roger C. Wiens (LANL), Laser-Induced Remote Sensing for Chemistry and Micro-Imaging

- [26] C.G. Brown, R. Bernath, M. Fisher, M.C. Richardson, M. Sigman, R.A. Walters, A. Miziolek, H. Bereket, L.E. Johnson, Remote Femtosecond Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS) in a Standoff Detection Regime, Proc. of SPIE Vol. 6219, 62190B, (2006)
- [27] Jean-Baptiste Sirven, Be'atrice Salle', Patrick Mauchien, Jean-Luc Lacour, Sylvestre Maurice and Gerard Manhes, Feasibility study of rock identification at the surface of Mars by remote laser-induced breakdown spectroscopy and three chemometric methods, J. Anal. At. Spectrom., 2007, 22, 1471-1480
- [28] Chase A. Munson, Jennifer L. Gottfried, Frank C. De Lucia, Jr., Kevin L. McNesby, and Andrzej W. Miziolek, Laser-Based Detection Methods for Explosives, Weapons and Materials Research Directorate, ARL
- [29] Be'atrice Salle', Jean-Luc Lacour, Evelyne Vors, Pascal Fichet, Sylvestre Maurice, David A. Cremers, Roger C. Wiens, Spectrochimica Acta Part B 59 (2004) 1413– 1422
- [30] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/grating.html>
- [31] J. Richter, Radiation of hot gases, p. 13-18, W. Lochte-Holtgreven (Ed), *Plasma Diagnostics*, North- Holland Publishing Company, Amsterdam, (1968).
- [32] D. A. Cremers, *Appl. Spectrosc.*, 41 (1987), 572–579.
- [33] G. M. Weyl, *Laser-Induced Plasmas and Applications*, chapter 1 (New York: Marcel Dekker, 1989).
- [34] T. P. Hughes, *Plasmas and Laser Light* (New York: John Wiley, 1975).
- [35] H. E. Bauer, F. Leis and K. Niemax, *Spectrochim. Acta*, B53 (1998), 1815–1825
- [36] C. A. Bye and A. Scheeline, *Appl. Spectrosc.*, **47** (1993), 2022–2030.
- [37] *Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* D. Cremers and L. Radziemski c 2006 John Wiley & Sons, Ltd



## **ΜΕΡΟΣ II: ΣΥΝΔΥΑΣΜΟΣ ΜΗ-ΓΡΑΜΜΙΚΗΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΒΡΑΧΥΧΡΟΝΟΥ ΠΑΛΜΟΥ ΛΕΙΖΕΡ ΣΤΗΝ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑ ΜΕ ΤΗ ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ LIBS**

### **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5<sup>ο</sup>**

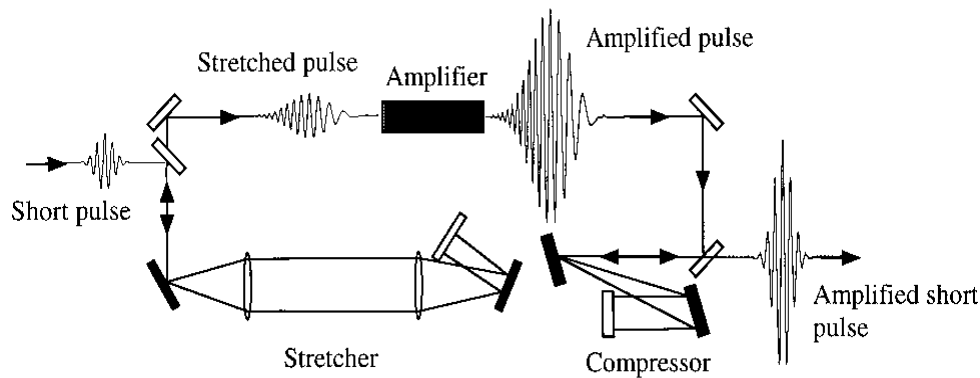
#### **5.1. Εισαγωγή**

Ως βραχύχρονος παλμός λέιζερ θεωρείται εκείνος του οποίου η διάρκεια του παλμού είναι μικρότερη από λίγα psec ( $10^{-12}$  sec). Χαρακτηρίζεται από κορυφές υψηλής έντασης που συνήθως οδηγεί σε μη-γραμμικές αλληλεπιδράσεις με διάφορα υλικά, συμπεριλαμβανομένου και του αέρα. Έρευνες έχουν οδηγήσει σε τεχνικές με τις οποίες επιτρέπεται την παραγωγή παλμών με διάρκεια περίπου 5 fsec ( $5 \cdot 10^{-15}$  sec) και με μία πρώτη ενίσχυση μπορούμε να έχουμε παλμούς έντασης αρκετών TWatts. Τα τελευταία χρόνια έχουν επιτευχθεί και παλμοί της τάξης των  $10^{-18}$  sec, δίνοντας τη δυνατότητα να εξεταστούν φαινόμενα όπως κίνηση των ηλεκτρονίων με χρήση βραχύχρονων παλμών λέιζερ. Το εμπορικά διαθέσιμο λέιζερ το οποίο χρησιμοποιείται ευρέως είναι το με κρύσταλλο Ti:Sapphire. Ο τεχνικός αυτός κρύσταλλος έχει αποδειχθεί ότι αποτελεί τους καλύτερους και αποτελεσματικότερους ενισχυτές δέσμης, ενισχύοντας τη δέσμη μέχρι και 100 Watt ανά τετραγωνικό εκατοστό<sup>[1]</sup>.

Υπάρχουν πολλές πιθανές εφαρμογές για τη χρήση του βραχύχρονου παλμού λέιζερ, όπως στις επικοινωνίες με χρήση οπτικών ινών. Επίσης, μπορούν να αλλάξουν την κατάσταση υλικών σε μία επιφάνεια, από στερεή σε αέρια, χωρίς την προσθήκη θερμότητας κατά τη διαδικασία, το οποίο βρίσκει εφαρμογές σε διάφορες βιομηχανικές διεργασίες κοπής και διαμόρφωσης μετάλλων και σύνθετων υλικών. Βραχύχρονοι παλμοί χρησιμοποιούνται και στην ιατρική για την αφαίρεση καρκινικών όγκων ή για την επιδιόρθωση του οπτικού κερατοειδή σε άτομα μειωμένης όρασης.

## 5.2 Τεχνική Chirped Pulse Amplification-CPA

Σχεδόν σε όλα τα συστήματα λέιζερ βραχύχρονων παλμών γίνεται χρήση μίας τεχνικής που ονομάζεται Chirped Pulse Amplification-CPA, ακολουθούμενη από μία οπτική συμπίεση παλμού, όπως φαίνεται στο σχήμα 1\_7.2 <sup>[1]</sup>:

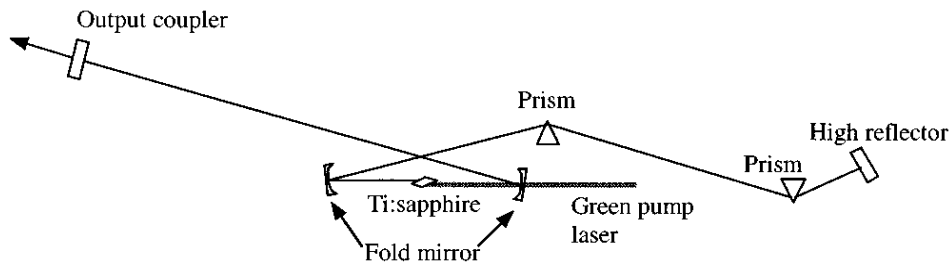


Σχήμα 1\_5.2 :Σχηματικό διάγραμμα ενός συστήματος ενίσχυσης βασισμένο σε παλμό που έχει υποστεί chirp<sup>[1]</sup>.

Η εφαρμογή της CPA προήλθε από το έργο του G. Mourou και των συνεργατών του, ο οποίος είχε την ιδέα αύξησης της ενέργειας από ένα βραχύχρονο (ή στενό χρονικά) παλμό, αποφεύγοντας ταυτόχρονα βλάβη στον ενισχυτή. Το σύστημα CPA ξεχωρίζει τη διαδικασία παραγωγής βραχύχρονων παλμών από τη διαδικασία ενίσχυσης. Αν και το πρώτο σύστημα CPA λέιζερ αναπτύχθηκε το 1996, η τεχνική αυτή δεν χρησιμοποιήθηκε ευρέως παρά μόνο μετά την ανάπτυξη απλών και αξιόπιστων *modelocked* fs λέιζερ ( λέιζερ που εξαναγκάζονται να παράγουν παλμούς πολύς μικρής διάρκειας) που λειτουργούν στην περιοχή μηκών κύματος των λέιζερ στερεάς κατάστασης, όπως είναι το Ti:sapphire στα 800 nm, ο κρύσταλλος Νεοδυμνίου στα 1.06  $\mu\text{m}$  και το λέιζερ Cr:LiSAF στα 850 nm. Πριν από το 1990, οι περισσότεροι που ακολουθούσαν την τεχνική CPA χρησιμοποιούσαν είτε λέιζερ *modelocked* Nd:YAG στα 1.06  $\mu\text{m}$  είτε λέιζερ χρωστικής (dye lasers) με μήκη κύματος στα 800 nm. Παρόλα αυτά, και οι δύο τύποι λέιζερ ήταν εξαιρετικά ευαίσθητοι στις περιβαλλοντικές διαταραχές, και ως εκ τούτου ασταθείς και δύσκολοι στη χρήση. Επιπλέον, το λέιζερ Nd:YAG συνήθως παράγουν παλμούς 10-100 ps και προκαλούν τη μη γραμμική αυτό-εστίαση και αυτό-διαμόρφωση φάσης (*Self-Phase Modulation-SPM*), το οποίο απαιτεί τη φασματική διαπλάτυνση του παλμού(*spectral broadening*).

Η κατάσταση άλλαξε με την παρουσίαση ενός self-modelocked λέιζερ Ti:sapphire από τον Sibbet και την ομάδα του το 1990. Το λέιζερ Τιτανίου ενισχυμένο με κρύσταλλο Ζαφειρίου

είναι ένα λέιζερ στερεάς κατάστασης με εξαιρετικά επιθυμητές ιδιότητες: Το μήκος κύματος κυμαίνεται από 700-1100 nm, έχει πολύ υψηλή θερμική αγωγιμότητα και πυκνότητα αποθήκευσης ενέργειας που πλησιάζει το  $1 \text{ J/cm}^2$ . Αυτή η τελευταία ιδιότητα, αν και επιθυμητή για ενίσχυση υψηλής ενέργειας. Η βασική διαμόρφωση ενός λέιζερ Ti:sapphire είναι αρκετά απλή και φαίνεται στο σχήμα 2\_5.2:



Σχήμα 2\_5.2: Σχηματικό διάγραμμα ενός self-modelocked Ti:sapphire λέιζερ<sup>[1]</sup>.

Η πηγή ενέργειας για το λέιζερ είναι ένα συνεχές κύμα (continuous wave), το οποίο εστιάζεται στον κρύσταλλο Ζαφειρίου, γραμμικά με τη λειτουργία της κοιλότητας του λέιζερ. Το κλείδωμα της λειτουργίας σε αυτό το λέιζερ πετυχαίνεται μέσω χρήσης του φακού Kerr που προκαλείται στον κρύσταλλο.

### 5.3 Διάδοση βραχύχρονων παλμών λέιζερ στην ατμόσφαιρα

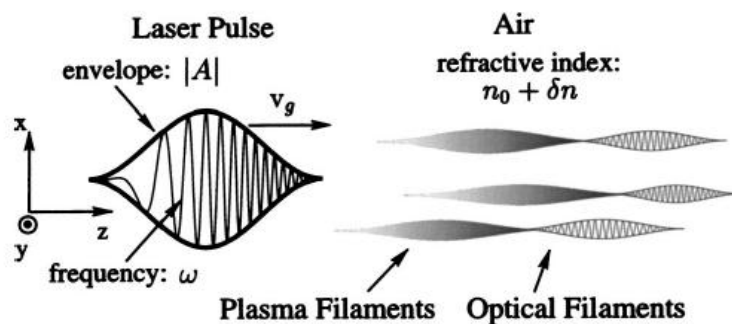
Η διάδοση ενός βραχύχρονου και μεγάλης έντασης παλμού λέιζερ στην ατμόσφαιρα έχει μία σειρά από σημαντικές εφαρμογές στους τομείς της ενεργητικής και παθητικής τηλεανίχνευσης και βρίσκει επιπλέον εφαρμογή στο να προκαλέσει ηλεκτρικές εκκενώσεις (τεχνητό κεραυνό). Για παράδειγμα, η τοπική υπεριώδη ακτινοβολία που παράγεται σε μακρινή απόσταση από τον ιονισμό του λέιζερ μπορεί να παρέχει μία πηγή για ενεργή φασματοσκοπία φθορισμού των διαφόρων βιολογικών και χημικών ουσιών στην ατμόσφαιρα. Παλμοί έντονου λευκού φωτός μπορεί επίσης να παραχθούν κατά την μη γραμμική διάδοση βραχύχρονων παλμών στην ατμόσφαιρα, σε διαφορετικά ύψη στην ατμόσφαιρα και το φαινόμενο αυτό να βρει εφαρμογές στους τομείς της υπερφασματικής απεικόνισης και φασματοσκοπίας απορρόφησης.

Πειράματα που χρησιμοποιούν βραχύχρονους (100 fsec), υψηλής έντασης ( $>10^{13} \text{ W/cm}^2$ ) παλμούς λέιζερ λαμβάνουν μέρος για διάδοση σε μεγάλες αποστάσεις μέσα στον

ατμοσφαιρικό αέρα, το οποίο επιτυγχάνεται με νηματοποίηση της δέσμης. Η διάδοση τέτοιων παλμών στην ατμόσφαιρα περιλαμβάνει μία ποικιλία διαφορετικών γραμμικών και μη-γραμμικών οπτικών διαδικασιών. Τα αποτελέσματα της περίθλασης, της μη γραμμικής αυτό-εστίασης, του ιονισμού και του από-εστίασης (defocusing) λόγω παραγωγής πλάσματος διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στη μη γραμμική διάδοση του λέιζερ και το φαινόμενο της νηματοποίησης. Τα πειράματα και η θεωρία δείχνουν ότι ο μη γραμμικός δείκτης διάθλασης του αέρα είναι συνάρτηση της διάρκειας του παλμού λέιζερ, όπως ένας παλμός διάρκειας 100 fs του οποίου το αποτέλεσμα του μη-γραμμικού δείκτη διάθλασης μπορεί να είναι αρκετές φορές μικρότερο από ότι προκύπτει από έναν μεγαλύτερο παλμό (>ps). Επιπλέον, λόγω του μεγάλου φασματικού περιεχομένου, οι βραχύχρονοι παλμοί λέιζερ επηρεάζονται περισσότερο λόγω του φαινομένου της φασματικής διασποράς που οφείλεται στην αλλαγή του δείκτη διάθλασης που προκαλεί ο βραχύχρονος παλμός κατά την διάδοση του.

#### 5.4 Γενική μη-γραμμική εξίσωση διάδοσης-Εξίσωση κύματος

Παρουσιάζεται παρακάτω η γενική μη γραμμική εξίσωση που περιγράφει τη 3D διάδοση ενός ισχυρού βραχύχρονου παλμού λέιζερ στον αέρα. Στην εξίσωση ενσωματώνονται τα αποτελέσματα από περίθλαση, διασπορά, ιονισμό, εξασθένησης ενέργειας παλμού λόγω ιονισμού η οποία ενισχύεται από τη μοριακή σκέδαση Raman, μη γραμμικές διαδικασίες που σχετίζεται με δέσμευση ηλεκτρονίων, χωρική ανομοιογένεια στην πυκνότητα του αέρα και σχετικιστική κίνηση ηλεκτρονίων.



**Σχήμα 1\_5.4:** απεικόνιση νηματοποίησης ενός chirped παλμού λέιζερ στον αέρα. Ο μη-γραμμικός δείκτης  $n$ , laser pulse envelope  $A$  και η στιγμιαία συχνότητα  $\omega$  στο γενικό μοντέλο είναι συναρτήσεις των συντεταγμένων  $(x, y, z, t = z/u_g)$ , όπου  $u_g$  είναι γραμμική ταχύτητα ομάδας του παλμού του λέιζερ (group velocity)<sup>[4]</sup>

Το σημείο εκκίνησης είναι η κυματική εξίσωση για το ηλεκτρικό πεδίο του λέιζερ  $E(r, t)$  το οποίο δίνεται από τη σχέση\_16:

$$\left( \nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = \mathbf{S}_L + \mathbf{S}_{NL}$$

Σχέση\_16

Όπου  $\nabla_{\perp}^2$  είναι ο εγκάρσιος φορέας της «Λαπλασιανής» και  $z$  είναι η συνιστώσα στη διεύθυνση της διάδοσης. Οι ποσότητες  $S_L$  και  $S_{NL}$  δηλώνουν όρους πηγής που είναι αντίστοιχα γραμμικές και μη γραμμικές στο ηλεκτρικό πεδίο του λέιζερ.

Το ηλεκτρικό πεδίο του λέιζερ,  $E(x, y, z, t)$ , ο γραμμικός όρος,  $S_L(x, y, z, t)$ , και ο μη-γραμμικός όρος  $S_{NL}(x, y, z, t)$  είναι γραμμένα από πλευράς σύνθετων πλατών ταλάντωσης,  $A(x, y, z, t)$ ,  $S_L(x, y, z, t)$  και  $S_{NL}(x, y, z, t)$  και μία γρήγορη φάση που ποικίλλει  $\psi(z, t)$ , η οποία δίνει<sup>[2]</sup>:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp(i\psi(z, t)) \hat{\mathbf{e}}_x / 2 + c.c.,$$

$$\mathbf{S}_L(x, y, z, t) = S_L(x, y, z, t) \exp(i\psi(z, t)) \hat{\mathbf{e}}_x / 2 + c.c.,$$

$$\mathbf{S}_{NL}(x, y, z, t) = S_{NL}(x, y, z, t) \exp(i\psi(z, t)) \hat{\mathbf{e}}_x / 2 + c.c.,$$

Σχέσεις\_17

Όπου  $\psi(z, t) = k_0 \cdot z - \omega_0 \cdot t$  είναι η φάση,  $\mathbf{k}_0$  είναι ο κυματάρυθμος,  $\omega_0$  είναι η συχνότητα,  $\hat{\mathbf{e}}_x$  είναι ένα εγκάρσιο μοναδιαίο διάνυσμα στην κατεύθυνση της πόλωσης, και το  $c.c$  δηλώνει το συζυγή μιγαδικό.

Αντικαθιστώντας από τις σχέσεις\_17 τις παραστάσεις στη σχέση\_16, παίρνουμε τη σχέση\_18:

$$\left( \nabla_{\perp}^2 - k_o^2 + \frac{\omega_o^2}{c^2} + 2ik_o \frac{\partial}{\partial z} + 2i \frac{\omega_o}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A(\mathbf{r}, t) = S_L(\mathbf{r}, t) + S_{NL}(\mathbf{r}, t),$$

Σχέση\_18

Παρατηρούμε ότι ο ραγδαίος διαφορετικός συντελεστής φάσης έχει ακυρωθεί και από τις δύο πλευρές της εξίσωσης. Παρά το γεγονός ότι η ατμοσφαιρική πυκνότητα ποικίλλει χωρικά, ο κυματάριθμος θεωρείται ότι είναι σταθερός από τη μέγιστη αλλαγή στο γραμμικό δείκτη διάθλασης. Οι εκφράσεις για το γραμμικό και μη-γραμμικό συντελεστή πλάτους δίνονται αντίστοιχα από τη σχέση\_19:

$$S_L(\mathbf{r}, t) = \left( \frac{\omega_o}{c} \right)^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} i^{\ell} \alpha_{\ell}(\mathbf{r}) \omega_o^{-\ell} \frac{\partial^{\ell} A(\mathbf{r}, t)}{\partial t^{\ell}}$$

Σχέση\_19

όπου ο συντελεστής  $\alpha_{\ell}(\mathbf{r})$  είναι:

$$\alpha_{\ell}(\mathbf{r}) = -\frac{\omega_o^{\ell-2}}{\ell!} \frac{\partial^{\ell}}{\partial \omega_o^{\ell}} (4\pi \hat{\chi}_L(\omega_o) \omega_o^2)$$

και ο μη- γραμμικός όρος ισούται με:

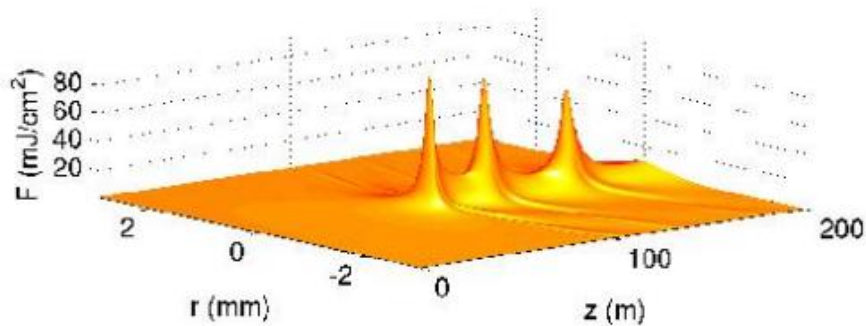
$$\begin{aligned} S_{NL}(\mathbf{r}, t) &= S_{bound} + S_{Raman} + S_{plasma} + S_{wake} + S_{rel} + S_{ion} \\ &= S_{NL}(\mathbf{r}, t) e^{i\psi(z, t)} \hat{\mathbf{e}}_x / 2 + c.c. \end{aligned}$$

## 5.5 Νηματοποίηση βραχύχρονου παλμού λέιζερ

Η νηματοποίηση ενός βραχύχρονου ισχυρού παλμού λέιζερ επιτρέπει τη διάδοση της δέσμης σε μεγάλες αποστάσεις (εκατοντάδες μέτρα στον αέρα). Αυτό το φαινόμενο έχει προσελκύσει όλο και μεγαλύτερη προσοχή από την ανακάλυψη του το 1995 στο Πανεπιστήμιο του Michigan (Braun 1995). Η νηματοποίηση γενικά οφείλεται σε μη γραμμικά φαινόμενα της αυτοεστίασης και διάδοση της δέσμης σε μεγάλες αποστάσεις στην ατμόσφαιρα με μικρή απώλεια στην ένταση της δέσμης και επιτρέπουν πληθώρα

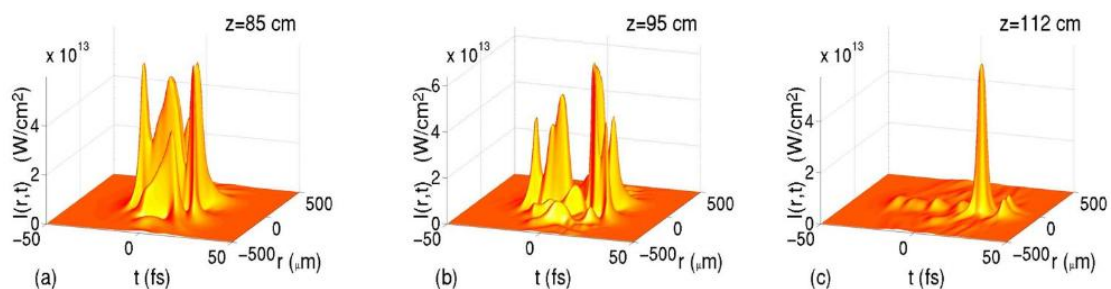
εφαρμογών όπως αυτή της αντικεραυνικής προστασίας (Diels 1997) ή τη διαθεσιμότητα των υψηλών εντάσεων σε απομακρυσμένο στόχο ( femtosecond Lidar, Kasparian 2003 ). Επίσης η παραγωγή και εκπομπή του λευκού φωτός και η φασματική διεύρυνση του παλμού ανήκουν στα πιο θεαματικά φαινόμενα που παρατηρήθηκαν κατά τη διάρκεια της νηματοποίησης και διάδοσης βραχύχρονου παλμού (25 fsec) λέιζερ (Niberring 1996). Άλλες αξιόλογες ιδιότητες που συνοδεύουν τη νηματοποίηση είναι η δημιουργία μίας στήλης πλάσματος ως επακόλουθο της υψηλής έντασης παλμού λέιζερ (Τζωρτζάκης 1999), η εκπομπή δευτερογενούς ακτινοβολίας στο πεδίο των THz (D'Amico 2007) , η αυτό-συμπίεση του παλμού λέιζερ (Hauri 2004, Couaïron 2005,2006) η οποία επιτρέπει την παραγωγή υψηλών αρμονικών σε ένα ευγενές αέριο με αποτέλεσμα την δημιουργία attosecond παλμών (Chakraborty 2006, Couaïron 2008), ή η αυθόρμητη δημιουργία μη γραμμικών κωνικών παλμών (Faccio 2005, 2006, 2008). Η νηματοποίηση είναι ένα γενικό φαινόμενο που παρατηρήθηκε και σε διαφανή στερεά και υγρά ((Tzortzakis 2001, Sudrie 2002, Dubietis 2003) και δεν εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τις αρχικές συνθήκες του λέιζερ ή το μέσο διάδοσης. Αυτές οι ιδιότητες αποτελούν μία εξαιρετικά πλούσια σε φαινόμενα έρευνα στη φυσική αλληλοεπίδρασης βραχύχρονων παλμών λέιζερ με την ύλη (Chin 2007) στα σύνορα μεταξύ της μη γραμμικής οπτικής, ultrafast physics και φυσικής του πλάσματος<sup>[3]</sup>.

Η νηματοποίηση προκαλείται λόγω δύο επιδράσεων: η οπτική επίδραση του φαινομένου Kerr έχει σαν αποτέλεσμα αλλαγή του δείκτη διάθλασης του μέσου ανάλογη με την ένταση του λέιζερ και ενεργεί ως συγκλίνοντας φακός μίας αρχικά παράλληλης δέσμης. Όσο αυξάνει η εστίαση της δέσμης η ένταση της δέσμης γίνεται αρκετή για να λάβει χώρα ιονισμός του μέσου στο κέντρο του παλμού όπου η ένταση είναι πιο σημαντική. Το παραγόμενο πλάσμα αλλάζει τον δείκτη του μέσου και προκαλεί από-εστίαση (defocusing) της δέσμης. Πολύ γρήγορα θεσπίστηκε με αριθμητικές προσομοιώσεις ότι η διάδοση σε μεγάλη απόσταση ενός fs παλμού λέιζερ και η νηματοποίηση προκύπτει από ένα πιο πλούσιο σενάριο (Mlejnek 1998, Couaïron 2002). Οι μη γραμμικές επιδράσεις πιο πολύ ανταγωνίζονται από το να βρίσκονται σε ισορροπία μεταξύ τους, οδηγώντας σε διαδοχικούς εστιασμένους και μη εστιασμένους κύκλους, όπως φαίνεται στο σχήμα 1\_5.6:



**Σχήμα 1\_5.5:** Τυπικό φάσμα κατανομής πυκνότητας ενέργειας η οποία λήφθηκε από άμεση αριθμητική προσομοίωση της νηματοποίησης του λέιζερ στον ατμοσφαιρικό αέρα<sup>[3]</sup>.

Στο τελευταίο στάδιο της εστίασης της δέσμης, ο παλμός χάνει ένα μέρος της ενέργειας του λόγω μη γραμμικών απωλειών, αλλά διατηρεί κατά την διάδοση ένα μεγάλο ποσό της ενέργειας του. Αυτό έχει σημαντικές συνέπειες ως προς την ευρωστία των ινών λόγω νηματοποίησης. Ειδικότερα, όταν η δέσμη αλληλεπιδράσει με στερεό στόχο, (**Dubietis 2004, Kolesik 2004**). Οι μη γραμμικές απώλειες συνεπώς λειτουργούν ως ένα πώμα κατανομής κατά μήκος της κατεύθυνσης διάδοσης τα οποία προωθούν την αυθόρμητη μετατροπή του παλμού σε ένα μη γραμμικό κωνικό σχήμα, όπως πχ μία δομή ανάλογη με τη δέσμη Bessel<sup>[3]</sup>.



**Σχήμα 2\_5.5:** Τυπικός παλμός αναμόρφωσης στο χώρο και το χρόνο που συμβαίνει κατά τη διάρκεια νηματοποίησης (αποτέλεσμα από αριθμητική προσομοίωση). Παρατηρούμε τρεις αποστάσεις διάδοσης από  $z=85$  έως  $z=112$  cm και το  $r$  υποδηλώνει την εγκάρσια κατεύθυνση όπου θεωρήθηκε κυλινδρική συμμετρία. Η κατανομή την έντασης χωρίζεται σε μικρότερους υπό-παλμούς. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας οδηγεί σε έναν απομονωμένο και μονό κυκλικό παλμό<sup>[3]</sup>.

## 5.6 Νηματοποίηση UV λέιζερ για φασματοσκοπική ανάλυση με LIBS: Εφαρμογές στην πολιτιστική κληρονομιά



Οι πρόοδοι στην τεχνολογία των λέιζερ και των αισθητήρων έχουν εισάγει ισχυρές αναλυτικές μεθόδους και εργαλεία που έχουν βρει ποικίλες εφαρμογές σε τομείς όπως η βιομηχανία σε συστήματα παρακολούθησης και έλεγχου, στο περιβάλλον, στην αναλυτική έρευνα, στην βιοϊατρική καθώς και στην διάγνωση κατά την επεξεργασία έργων της πολιτιστικής κληρονομιάς. Το τελευταίο διεπιστημονικό πεδίο ασχολείται με ανάλυση υλικών και είναι πολύ απαιτητικό λόγω της πολυπλοκότητας και της ποικιλίας των υλικών αλλά και πρόσθετων περιορισμών που επιβάλλονται από μη-δειγματοληπτικές πολιτικές οι οποίες απαιτούν την άμεση (*in situ*) ή ακόμη και εξ αποστάσεως ανάλυση των αντικειμένων. Ένα πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό αυτών των μεθόδων είναι η δυνατότητα μεταφοράς του συστήματος για ανίχνευση μνημείων που δεν μπορούν να μεταφερθούν σε εργαστηριακό χώρο<sup>[5]</sup>.

Μία τέτοια τεχνική λέιζερ είναι η φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενου από λέιζερ (LIBS), μία γρήγορη και ακριβής μέθοδος για την απόκτηση ποιοτικών και συχνά ποσοτικών πληροφοριών για τη στοιχειώδη σύνθεση των υλικών. Πράγματι η LIBS έχει χρησιμοποιηθεί με επιτυχία στην ανάλυση χρωστικών ουσιών στις εικόνες ζωγραφικής, στα κεραμικά, στο γυαλί και σε μεταλλικά αντικείμενα. Πρόκειται για μία σχεδόν μη καταστρεπτική τεχνική που εφαρμόζεται «*in situ*» προσφέροντας μικροσκοπική χωρική ανάλυση και εφαρμόζεται το ίδιο αποτελεσματικά και σε απομακρυσμένα πεδία. Η έρευνα πάνω σε αυτή τη μέθοδο συνεχίζεται και εστιάζεται στην εφαρμογή διπλού παλμού λέιζερ ή με λέιζερ fsec.

Στα πλαίσια του fsec παλμού λέιζερ έχουμε τη νηματοποίηση της δέσμης του λέιζερ, ένα εντυπωσιακό αποτέλεσμα που παράγεται όταν βραχύχρονος παλμός λέιζερ διαδίδεται μη-γραμμικά σε ένα μέσον, όπως ο ατμοσφαιρικός αέρας, και θεωρείται πολύ βασικό στοιχείο για τη δυνατότητα ανάλυσης εξ αποστάσεως. Η παραγωγή νημάτων προκύπτει όπως αναφέραμε παραπάνω από τη δυναμική αλληλεπίδραση του μη γραμμικού φαινομένου Kerr, της αλλαγής του δείκτη διάθλασης και φαινομένων ανώτερης τάξης, όπως ο πολυφωτονικός ιονισμός. Το φαινόμενο αυτό εμφανίζεται όταν η εισερχόμενη ισχύς είναι μεγαλύτερη από την μια κρίσιμη τιμή ισχύος για την αυτό-εστίαση, που ορίζεται ως<sup>[5]</sup>:

$$P_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2$$

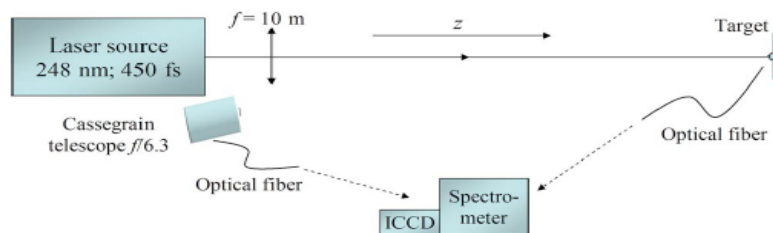
όπου  $\lambda_0$  είναι το μήκος κύματος του λέιζερ,  $n_0$  και  $n_2$  είναι ο γραμμικός και μη-γραμμικός δείκτης διάθλασης αντίστοιχα. Η νηματοποίηση έχει παρατηρηθεί σε αέρια με διαφορετικά μήκη κύματος λέιζερ από το IR στο UV. Σε πρόσφατες δημοσιεύσεις, (**Rohwetter et al.** και **Stelmaszczyk et al**), η τεχνική LIBS εφαρμόστηκε σε απομακρυσμένα μεταλλικά δείγματα (χαλκός, αλουμίνιο και χάλυβας) με τη παραγωγή νηματίων με IR fsec (βραχύχρονους) παλμούς λέιζερ. Συγκρινόμενα τα φάσματα εκπομπής ως συνάρτηση της διάρκειας παλμού, δείχνουν ότι το φάσμα που προέρχεται από fsec παλμό είναι πιο ευδιάκριτο και ανεξάρτητο του εξωτερικού αερίου.

Στη συνέχεια αναφέρεται η πρώτη πειραματική αναπαράσταση LIBS σε απομακρυσμένες αποστάσεις με χρήση νημάτων UV λέιζερ που δημιουργούνται στην ατμόσφαιρα. Τα φάσματα αυτά έχουν συγκριθεί με τα in situ φάσματα LIBS και αποδεικνύεται πειραματικά η ικανότητα της μεθόδου να διακρίνει μεταξύ των μετάλλων και είδη πέτρας από απόσταση. Επιπλέον, λόγω της δυναμικής ισορροπίας των νηματίων λέιζερ, η ένταση του λέιζερ και η διάμετρο της δέσμης είναι αυτορυθμιζόμενη, καταργώντας έτσι την ανάγκη ενός υπερσύγχρονου οπτικού συστήματος εστίασης, όπως αυτά που απαιτούνται στην περίπτωση της συμβατικής φασματοσκοπίας LIBS με χρήση nsec παλμών λέιζερ. Αυτό καθιστά την τεχνική τέλεια προσαρμόσιμη για απομακρυσμένα από την πηγή λέιζερ δειγμάτων και δυνατότητα για χρήση της δέσμης σε λειτουργία σάρωσης.

Για την οδήγηση του κεντρικού τμήματος της δέσμης χρησιμοποιήθηκε ένα διάφραγμα 15 mm για την παροχή ενιαίου προφίλ δέσμης για το πείραμα. Η ενέργεια της δέσμης κρατήθηκε σταθερή κατά τη διάρκεια ολόκληρου του πειράματος, περίπου στα 5 mJ. Η δέσμη σύγκλινε με ήπιο βαθμό, με φακούς εστίασης  $f = 10$  m στο αέρα. Υπό αυτές τις συνθήκες είναι δυνατόν να παραχθούν νηματία παρόμοια με εκείνα που παρατηρήθηκαν σε προηγούμενες μελέτες μη-γραμμικής διάδοσης βραχύχρονου παλμού λέιζερ. Τα νηματία UV ακτινοβολίας εμφανίστηκαν περίπου 5 m από το φακό και αναπαράγονται σε περισσότερα από 5 m συνολικά. Στα πρώτα στάδια της διάδοσης (5-7 m) ήταν εμφανής η νηματοποίηση της δέσμης με την ισχύ του λέιζερ να κυμαίνεται στα 10 GW, πολύ υψηλότερο από την κρίσιμη τιμή ισχύος που απαιτείται και είναι 300 MW.

Για την παραγωγή UV νηματίων έχει γίνει χρήση ενός fsec συστήματος ταλαντωτή KrF σε συνδυασμό με ένα λέιζερ χρωστικής ουσίας. Αυτό παράγει γραμμικά πολωμένους, 450 fsec παλμούς στα 248 nm με ενέργειες έως και 20 mJ με ρυθμό επανάληψης μερικών Hz. Η τελική δέσμη λέιζερ έχει ένα τετραγωνικό προφίλ 30 mm x 30 mm με απόκλιση δέσμης 0,15 mrad. Η τοπική ένταση της νηματοποιημένης δέσμης ( της τάξης των  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>) ήταν αρκετά υψηλή για να δημιουργηθεί ένα φωτεινό πλάσμα στην επιφάνεια των διαφορετικών στερεών στόχων που τοποθετήθηκαν κάθετα της διάδοσης της δέσμης λέιζερ. Η εκπομπή του πλάσματος αναλυόταν φασματικά και χρονικά και προσδιόριζε τα κύρια συστατικά του κάθε στόχου, βάσει των διακριτών γραμμών εκπομπής του φάσματος.

Σε πρώτο στάδιο χρησιμοποιήθηκε μία τυπική εγκατάσταση για την καταγραφή του σήματος LIBS, μία οπτική ίνα ήταν τοποθετημένη κοντά στην κορυφή του πλάσματος, η οποία συλλέγει την εκπεμπόμενη ακτινοβολία μέσω ενός φασματόμετρου υψηλής ανάλυσης εξοπλισμένο με μία 16-bit κάμερα CCD (ICCD), όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 1\_5.7:

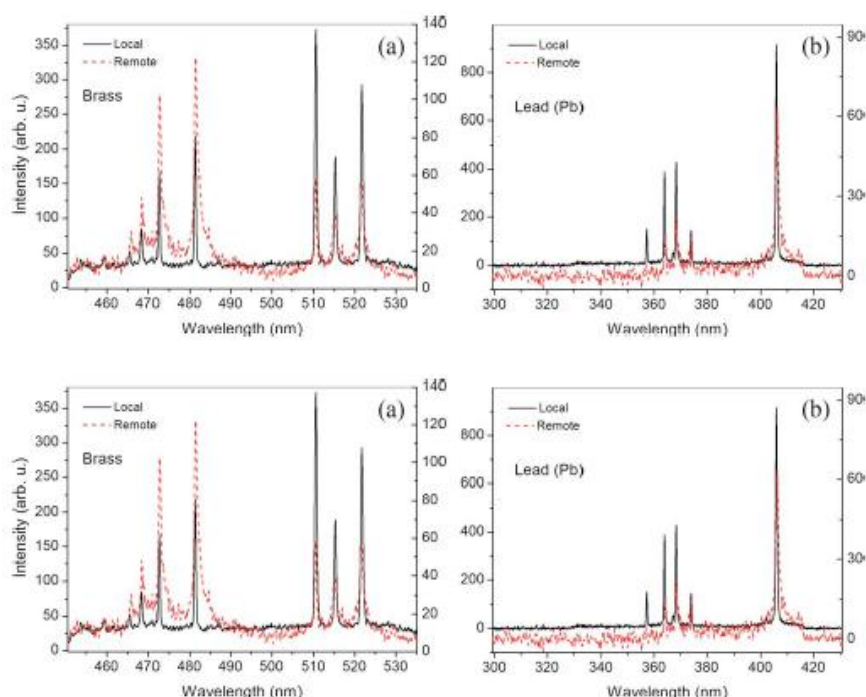


**Σχήμα 1\_5.6:** Πειραματική διάταξη για τοπική και απομακρυσμένη LIBS χρησιμοποιώντας νήματα fs παλμού λέιζερ UV<sup>[5]</sup>.

Στη συνέχεια έγιναν οι ίδιες μετρήσεις από απόσταση. Για απομακρυσμένες μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ένα απλού τύπου τηλεσκοπίου Cassegrain διαφράγματος 80 mm (f/6.3) που τοποθετήθηκε κοντά στην πηγή λέιζερ και σύλλεξε το σήμα, όπως φαίνεται και στο παραπάνω σχεδιάγραμμα. Και πάλι το σήμα που συλλέχθηκε, μέσω μίας οπτικής ίνας κατευθύνθηκε στο ίδιο φασματόμετρο, όπως και στην προηγούμενη περίπτωση. Όλα τα φάσματα αποκτήθηκαν από 50 χτυπήματα παλμού λέιζερ<sup>[5]</sup>.

Μία σύγκριση των τυπικών φασμάτων εκπομπής που καταγράφεται κοντινή και απομακρυσμένα για στόχους ορείχαλκου, φαίνεται παρακάτω ( $t_w = 500$  ns,  $t_d = 150$  ns). Ο στόχος τοποθετήθηκε στα 6m από το φακό, και το τηλεσκόπιο έκανε συλλογή στα 4,5 m από το στόχο. Από αυτά τα φάσματα μπορούν να αναγνωριστούν και να ταυτοποιηθούν τα

στοιχεία και στην κοντινή και στην απομακρυσμένη ανίχνευση. Το μικρότερο πλάτος του σήματος στην απομακρυσμένη λειτουργία είναι προφανώς αποτέλεσμα της στερεάς γωνίας που συλλέγει το τηλεσκόπιο, του οποίου είναι σημαντικά μικρότερη από εκείνη της οπτικής ίνας σε κοντινές μετρήσεις. Πιο συγκεκριμένα, στην απόσταση των 4,5 m η αποτελεσματικότητα της συλλογής κυμαίνεται κατά ένα συντελεστή 75 λιγότερο από την κοντινή απόσταση συλλογής φασματικών μετρήσεων, μία τιμή που καθορίζεται από τις εκτιμήσεις της στερεάς γωνίας. Αυτή η αναλογία μπορεί εύκολα να βελτιωθεί με τη χρήση ενός μεγαλύτερο τηλεσκοπίου συλλογής.



**Σχήμα 2\_5.6:** Καταγραφή φάσματος LIBS σε τοπικές και απομακρυσμένες μετρήσεις για (a) ορείχαλκο και (b) μόλυβδο<sup>[5-10]</sup>.

Η επιλογή του ορείχαλκου σε αυτό το πείραμα αποτελεί μίας ιδιαίτερης σημασίας δοκιμασία, διότι ο χαλκός και τα κράματα του με κασσίτερο ή ψευδάργυρο, χαλκό ή ορείχαλκο αντίστοιχα ( συχνά περιέχουν άλλα στοιχεία, όπως αλουμίνιο, σίδηρο, μαγγάνιο, κασσίτερο και μόλυβδο), έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς από την αρχαιότητα έως τη σύγχρονη εποχή σε μνημεία πολιτιστικής κληρονομιάς και γλυπτά. Ο προσδιορισμός αυτών των υλικών από απόσταση καθιστά την αξία της τεχνικής πολύ σημαντική.

Άλλη μία αξιόλογη πτυχή αυτής της τεχνικής είναι η δυνατότητα χρήσης για διάκριση μεταξύ διαφορετικών τύπων πέτρας που χρησιμοποιείται σε ιστορικά μνημεία.

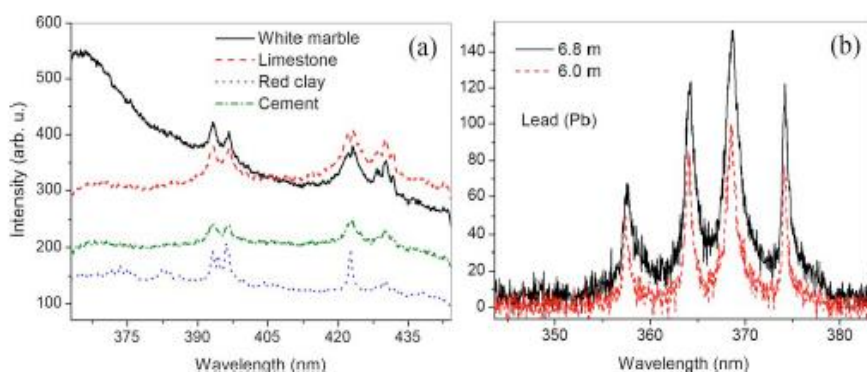
Χαρακτηριστικοί τύποι πέτρας ( τσιμέντο, ασβεστόλιθος, κόκκινος πηλός και άσπρο μάρμαρο ) είχαν ακτινοβοληθεί από fsec παλμό λέιζερ και τα αντίστοιχα φάσματα τους καταγράφηκαν σε τοπικό επίπεδο και παρουσιάζονται στο παραπάνω σχήμα. Η διάκριση των υλικών της πέτρας με βάση το στοιχειώδες προφίλ τους δεν είναι απλή υπόθεση, καθώς τα περισσότερα από αυτά περιέχουν, για παράδειγμα με βάση το ασβέστιο, ανόργανα άλατα αργιλίου, με αποτέλεσμα τα φάσματα να έχουν αρκετά παρόμοια χαρακτηριστικά φάσματα εκπομπής.

Αυτή είναι μία καθοριστική παράμετρος που καθιστά την ταυτοποίηση του υλικού δύσκολη. Παρόλα αυτά, οι χαρακτηριστικές γραμμές που προκύπτουν από το διεγερμένο Mg στα 374 nm και 383 nm είναι ορατά στη περίπτωση του κόκκινου αργιλίου κάνοντας της ταυτοποίηση του εφικτή. Επίσης, το λευκό μάρμαρο έχει μία έντονη κορυφή για μήκη κύματος κάτω από 390 nm, το οποίο αποδίδεται στην διεγερμένη ακτινοβολία UV, η οποία βοηθά επίσης στην αναγνώριση του. Αν και αυτά είναι προκαταρκτικά αποτελέσματα, είναι πολύ ενθαρρυντικά και υποστηρίζουν έντονα την καταλληλότητα της προτεινόμενης τεχνικής για τον έλεγχο της πέτρας και των μετάλλων στα μνημεία. Τα αποτελέσματα έχουν δείξει ότι η νηματοποίηση με την τεχνική LIBS καθορίζει ποσοτικά την παρουσία κασσιτέρου ή κράματος κασσιτέρου-χαλκού. Η ποσοτική ανάλυση μπορεί να προσφέρει λεπτομερέστερες πληροφορίες<sup>[5]</sup>.

Μέχρι τώρα έχουν εφαρμοστεί fsec παλμούς λέιζερ UV εξ αποστάσεως μέσω νηματοποίησης. Η εφαρμογή αυτής της μεθόδου στα μεγάλα μεγέθους έργα τέχνης και μνημεία αποτελεί μία δύσκολη περίπτωση, γιατί απαιτεί τη χρήση εξελιγμένων και ακριβών οπτικών συστημάτων για τη σωστή εστίαση των παλμών λέιζερ στο στόχο σε πραγματικό χρόνο όταν σαρώνεται ο στόχος, και ακόμα και τότε η ένταση του λέιζερ αποτελεί ένα ευαίσθητο σημείο. Με τη νηματοποίηση του λέιζερ προσαρμόζεται αυτόματα η ένταση του λέιζερ σε όλο το μήκος των νηματίων που μπορεί να φτάσει πολλές δεκάδες μέτρα. Πράγματι, έχει αποδειχτεί τόσο πειραματικά όσο και σε θεωρητικό επίπεδο ότι η ένταση της νηματοποίησης της δέσμης είναι προσαρμοσμένη σε μία σταθερή τιμή ( $10^{13} \text{W/cm}^2$ ). Επιπλέον, η ένταση εκ φύσεως αυτορυθμίζεται και ως εκ τούτου είναι ανεξάρτητη από την ενέργεια εισόδου του λέιζερ. Όταν η ισχύς εισόδου είναι πολύ μεγαλύτερη από μία κρίσιμη τιμή ισχύος για την αυτό-εστίαση, τότε η αρχική ακτίνα χωρίζεται σε πολλά νημάτια από τα

οποία καθένα έχει μία κρίσιμη τιμή ισχύος. Έτσι, σε όλα τα παραγόμενα νημάτια η ένταση είναι σταθερή και η μόνη παράμετρος που αλλάζει είναι ο αριθμός των νηματίων και η κατανομή τους στο χώρο. Επιπλέον, έχει αποδειχτεί ότι τα νημάτια αλληλεπιδρούν μεταξύ τους σε πολλαπλές νηματοποιήσεις και ανταλλάσσουν ενέργεια. Αυτό το χαρακτηριστικό της νηματοποίησης δείχνει ότι όπου το δείγμα τοποθετείται κάθετα στη δέσμη σε διαφορετικά σημεία κατά μήκος της πορείας της δέσμης, τα φάσματα εκπομπής που συλλέγονται διατηρούν ένα ενιαίο προφίλ (σταθερή σχετική ένταση γραμμών εκπομπής). Το συνολικό εύρος φάσματος θα εξαρτηθεί από τον αριθμό και την κατανομή των νηματίων στο στόχο, και εξαρτάται από τη στερεά γωνία του συστήματος ανίχνευσης.

Στη διεθνή βιβλιογραφία υπάρχουν πειράματα που έγιναν για να επαληθευτεί η παραπάνω ανάλυση. Τοποθετήθηκε ο ίδιος στόχος σε δύο διαφορετικές θέσεις στην πορεία της δέσμης που έχει υποστεί νηματοποίηση και καταγράφηκαν τα αντίστοιχα φάσματα LIBS. Δύο τέτοια φάσματα, που καταγράφηκαν τοπικά (σε μικρή απόσταση από το λέιζερ) για το μόλυβδο σε αποστάσεις 6.8 και 6.0 m παρουσιάζονται στο σχήμα 3\_5.6:



**Σχήμα 3\_5.6:** Καταγραφή φάσματος LIBS τοπικά για (α) διαφόρους τύπους πέτρας ( λευκό μάρμαρο, ασβεστόλιθος, τσιμέντο, κόκκινος πηλός), (b) μόλυβδο, ο οποίος διατίθεται σε δύο διαφορετικές θέσεις στη διαδρομή διάδοσης της νηματοποιημένης δέσμης λέιζερ<sup>[5-10]</sup>.

Όπως ήταν αναμενόμενο, τα γενικά χαρακτηριστικά των φασμάτων είναι πανομοιότυπα ως προς τη δομή και διαφέρουν μόνο ως προς το συνολικό πλάτος, το οποίο οφείλεται στη διαφορετική οργάνωση των νηματίων στις δύο θέσεις. Από αυτό μπορεί κανείς να συμπεράνει ότι τα νημάτια που παράγονται από την διάδοση των βραχύχρονων παλμών λέιζερ έχουν ένα μοναδικό πλεονέκτημα για την εξ αποστάσεως καταγραφή των μεγάλων

μνημείων μέσω LIBS. Σε πειράματα σε πραγματική κλίμακα πρέπει επίσης να αντιμετωπιστεί το τεχνικό θέμα της ευθυγράμμισης του τηλεσκοπίου που συλλέγει το φάσμα.

## ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] S.Backus, C.G.Durfee III, M.M.Murnane, H.C.Kapteyn, “High power ultrafast lasers”, Rev. Sci. Instr., 69, pp.1207-1223, (1998)
- [2] P. Sprangle, J. R. Penano and B. Hafizi, Plasma Physics Division, Naval Research Laboratory, Washington D.C. 20375
- [3] [http://www.scitopics.com/Laser\\_Pulse\\_Filamentation.html](http://www.scitopics.com/Laser_Pulse_Filamentation.html)
- [4] P. Sprangle, J. R. Pen~ano, and B. Hafizi, “Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere”, PHYSICAL REVIEW E **66**, 046418 , 2002.
- [5] Stelios Tzortzakis, Demetrios Anglos, Ultraviolet laser filaments for remote laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) analysis: applications in cultural heritage monitoring, April 15, 2006 / Vol. 31, No. 8 / OPTICS LETTERS
- [6] L. J. Radziemski and D. A. Cremers, in *Laser-Induced Plasmas and Application*, L. J. Radziemski and D. A. Cremers, eds. (Marcel Dekker, 1989), Chap. 7.
- [7] E. Tognoni, V. Palleschi, M. Corsi, and G. Cristoforetti, Spectrochim. Acta Part B **57**, 1115 (2002).
- [8] D. Anglos, Appl. Spectrosc. **55**, 186A (2001).
- [9] S. Palanco and J. J. Laserna, Rev. Sci. Instrum. **75**, 2068 (2004)
- [10] R. Grönlund, M. Lundqvist, and S. Svanberg, Opt. Lett. **30**, 2882 (2005).
- [11] Ph. Rohwetter, J. Yu, G. Méjean, K. Stelmasczyk, E. Salmon, J. Kasparian, J.-P. Wolf, and L. Wöste, J. Anal. At. Spectrom. **19**, 437 (2004).
- [12] K. Stelmasczyk, Ph. Rohwetter, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, J. Kasparian, R. Ackermann, J.-P. Wolf, and L. Wöste, Appl. Phys. Lett. **85**, 3977 (2004).
- [13] S. Szatmari and F. P. Schafer, Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem. **46**, 305 (1989).
- [14] V S. Tzortzakis, B. Lamouroux, A. Chiron, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, and S. Moustazis, Opt. Lett. **25**, 1270 (2000).
- [15] A. Becker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C. M. Bowden, and S. L. Chin, Appl. Phys. B **73**, 287 (2001).
- [16] S. Tzortzakis, L. Bergé, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **86**, 5470 (2001).





## ΕΝΟΤΗΤΑ II

### Τεχνική ανάλυσης με Νετρονική Ενεργοποίηση (Neutron Activation Analysis-NAA)

#### Περιγραφή μαγνητικού περιορισμού πλάσματος

#### Κεφάλαιο 6°

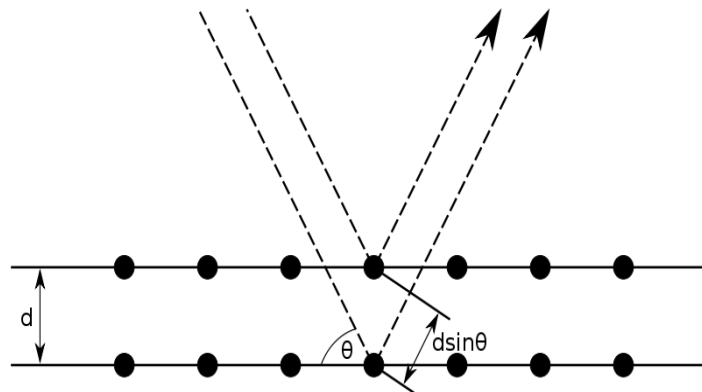
##### 6.1 Εισαγωγή

Το 1930 οι Walther Bothe και H. Becker στη Γερμανία, βρήκαν πως αν τα υψηλής ενέργειας σωματίδια άλφα εκπεμπόμενα από το πολώνιο προσέκρουαν σε συγκεκριμένα ελαφρά στοιχεία (αναφορικά τα βυρήλλιο, βόριο, λίθιο), παραγόταν μία ασυνήθιστα διεισδυτική ακτινοβολία. Αρχικά πίστευαν πως ήταν ακτινοβολία-γ, παρόλο που ήταν περισσότερο διεισδυτική από κάθε γνωστή ακτινοβολία-γ και τα αποτελέσματα του πειράματος ήταν πολύ δύσκολο να ερμηνευτούν βάσει αυτής της υπόθεσης. Η επόμενη μεγαλύτερη συνεισφορά αναφέρθηκε το 1932 από τους Irène Joliot-Curie και Frédéric Joliot στο Παρίσι. Έδειξαν πως όταν αυτή η άγνωστη ακτινοβολία προσέπιπτε σε παραφίνη ή κάθε άλλη ουσία η οποία περιείχε υδρογόνο παράγονταν ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας. Αυτό δεν ήταν ασύμβατο με την υποθετική φύση ακτινοβολίας-γ αλλά η ποσοτική ανάλυση των δεδομένων ήταν δύσκολο να προσαρμοστεί σε αυτή την υπόθεση.

Τελικά, αργότερα, το 1932, ο φυσικός James Chadwick στην Αγγλία πραγματοποίησε μια σειρά από πειράματα αποδεικνύοντας πως η υπόθεση της ακτινοβολίας-γ ήταν αβάσιμη. Πρότεινε ότι η νέα αυτή ακτινοβολία αποτελούνταν από αφόρτιστα σωματίδια με μάζα παραπλήσια του πρωτονίου, και πραγματοποίησε μια νέα σειρά από πειράματα που αποδείκνυαν την υπόθεση του. Αυτά τα αφόρτιστα σωματίδια τα ονόμασε τελικά *νετρόνια*. Λόγω του γεγονότος ότι τα ελεύθερα νετρόνια είναι ασταθή, μπορούν να παραχθούν μόνο ύστερα από διασπάσεις πυρήνων, πυρηνικές αντιδράσεις, και αντιδράσεις υψηλής ενέργειας, όπως στην περίπτωση της σύγκρουσης πρωτονίων με βαριά μέταλλα (Βολφράμιο ή Ουράνιο).

Τα νετρόνια που παράγονται από πυρηνικούς αντιδραστήρες είναι πολυενεργειακά, δηλαδή περιλαμβάνουν ένα ευρύ φάσμα ενεργειών. Όταν τα νετρόνια χρησιμοποιούνται

για σκέδαση από υλικά πρέπει να είναι μονοενεργητικά. Αυτό πετυχαίνεται με την επιβράδυνση των σχετικά υψηλής ενέργειας νετρονίων (0,5 - 20 MeV) σε υλικό που έχει ελαφροί πυρήνες όπως υδρογόνο ή δευτέριο (π.χ. παραφίνη ή συνθετική πλαστική ύλη) και στη συνέχεια ανάκλαση από έναν κρύσταλλο, όπου ικανοποιείται η συνθήκη του Bragg:

$$2d \sin \theta = n\lambda .$$


Σχήμα 1\_6.1: Περίθλαση Bragg

Όταν η δέσμη νετρονίων διαφορετικών ενεργειών προσεγγίζει ένα κρυσταλλικό στερεό, σκεδάζεται από διαφορετικούς πυρήνες μέσα στον κρύσταλλο. Τα νετρόνια για τα οποία το μήκος κύματος τους (υλικό κύμα) είναι ίσο ή πολλαπλάσιο του  $2d \sin \theta$  κατά την έξοδο τους θα έχουν την ίδια ενέργεια μεταξύ τους. Η αλλαγή στην ενέργεια εξόδου επιτυγχάνεται με διαφορετικά υλικά που έχουν διαφορετικό  $d$  (σταθερά κρυστάλλου) αλλά και με την αλλαγή της γωνίας πρόσπτωσης. Στους επιταχυντές έχουμε παλμική ροή νετρονίων μεγαλύτερης ενέργειας από ότι στους αντιδραστήρες, και μπορούμε να παράγουμε νετρόνια με ένα ευρύ φάσμα ενεργειών αλλά και μονοενεργειακά. Τα τελευταία χρόνια για την παραγωγή μονοενεργειακών πηγών νετρονίων χρησιμοποιούνται διατάξεις που κάνουν χρήση των πυρηνικών αντιδράσεων D-D και D-T.

Η παραγωγή και χρήση νετρονίων παίζει σημαντικό ρόλο π.χ. σε πυρηνικές αντιδράσεις. Για παράδειγμα, η σύλληψη ενός νετρονίου από κάποιον πυρήνα ατόμου, έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του μαζικού αριθμού του ατόμου του πυρήνα και συχνά οδηγεί στη δημιουργία κάποιου ραδιενεργού ισotόπου. Σε αυτό το φαινόμενο βασίζεται μία τεχνική για ανίχνευση που έχει αναπτυχθεί και ονομάζεται τεχνική ανάλυσης με νετρονική ενεργοποίηση (Neutron Activation Analysis – NNA)

Η NAA είναι μία ευαίσθητη πολυστοιχειακή αναλυτική τεχνική που χρησιμοποιείται για την ποιοτική και ποσοτική ανίχνευση ιχνοστοιχείων σε διαφόρων τύπων δειγμάτων. Ανακαλύφθηκε το 1936 από τους Hevesy και Levi, οι οποίοι διαπιστώσανε ότι τα δείγματα που περιέχουν σπάνια γήινα στοιχεία μετατράπηκαν σε ραδιενεργά μετά την έκθεση τους σε πηγή νετρονίων<sup>[19]</sup>. Αυτή η παρατήρηση οδήγησε στη χρήση επαγόμενης ραδιενέργειας για την ταυτοποίηση των στοιχείων. Η τεχνική αυτή είναι κατά πολύ διαφορετική από άλλες φασματοσκοπικές ανάλυσης, δεδομένου ότι δεν βασίζεται σε ηλεκτρονικές μεταβάσεις αλλά σε αντίστοιχες πυρηνικές. Για να προβεί ένα δείγμα σε νετρονική ανάλυση τοποθετείται σε μια κατάλληλη εγκατάσταση ακτινοβολίας και βομβαρδίζεται με νετρόνια, με αποτέλεσμα να δημιουργούνται τεχνικά ραδιοϊσότοπα από τα στοιχεία που υπάρχουν στο δείγμα. Κάθε πυρήνας όταν διεγείρεται και στη συνέχεια αποδιεγείρεται εκπέμπει σωματίδια αλλά κυρίως ακτίνες-γ, οι οποίες είναι συγκεκριμένης ενέργειας χαρακτηριστικές του στοιχείου από το οποίο εκπέμπονται.

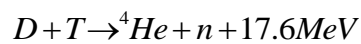
Υπάρχουν δύο κύριες αντιδράσεις με τις οποίες διεγείρονται πυρήνες: η σύλληψη νετρονίου από πυρήνα και η σκέδαση νετρονίου από πυρήνα. Όταν ένα νετρόνιο με μικρή ενέργεια (θερμικά νετρόνια π.χ. ενέργεια 0.025 eV) αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα, απορροφάται από αυτόν με ταυτόχρονη εκπομπή ακτίνας-γ. Όταν ένα νετρόνιο με ενέργειες μερικών MeV αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα, σκεδάζεται από αυτόν και μέρος της ενέργειας του νετρονίου διεγείρει τον πυρήνα που στη συνέχεια εκπέμπει χαρακτηριστική(ές) ακτίνα(ες)-γ. Η πιθανότητα πραγματοποίησης μιας τέτοιας αντίδρασης χαρακτηρίζεται από την ενεργό διατομή  $\sigma$  πυρηνικής αντίδρασης, η οποία εξαρτάται από την ενέργεια των νετρονίων<sup>[19][33]</sup>.

Για να είναι επιτυχημένη μια τέτοια διαδικασία, το δείγμα πρέπει να συλλέγεται προσεκτικά. Σε πολλές περιπτώσεις, μικρά δείγματα μπορούν να υποβληθούν σε ακτινοβολία και να αναλυθούν παραμένοντας άθικτα, χωρίς την ανάγκη δειγματοληψίας. Για περιπτώσεις που απαιτείται να ελαχιστοποιηθεί η ζημιά στο δείγμα, αρκούν περίπου 50 mg από αυτό<sup>[24]</sup>. Για να αποτραπούν τυχόν μολύνσεις όταν το δείγμα αφορά π.χ. γεωτρήσεις από το εργαλείο γεώτρησης, συχνά γίνεται αφαίρεση δύο δειγμάτων με δύο διαφορετικά εργαλεία, φτιαγμένα από διαφορετικό υλικό. Έτσι διαπιστώνεται πόσο διαφορετικά είναι τα αποτελέσματα και πόσο τα έχουν επηρεάσει εξωτερικοί παράγοντες.

Στη συνέχεια το δείγμα τοποθετείται σε ένα φιαλίδιο από υψηλής καθαρότητας πολυαιθυλένιο, είτε χαλαζία. Τα φιαλίδια αυτά υπάρχουν σε διάφορα μεγέθη ώστε να μπορούν να φιλοξενούν πολλούς και διαφορετικούς τύπους δειγμάτων.

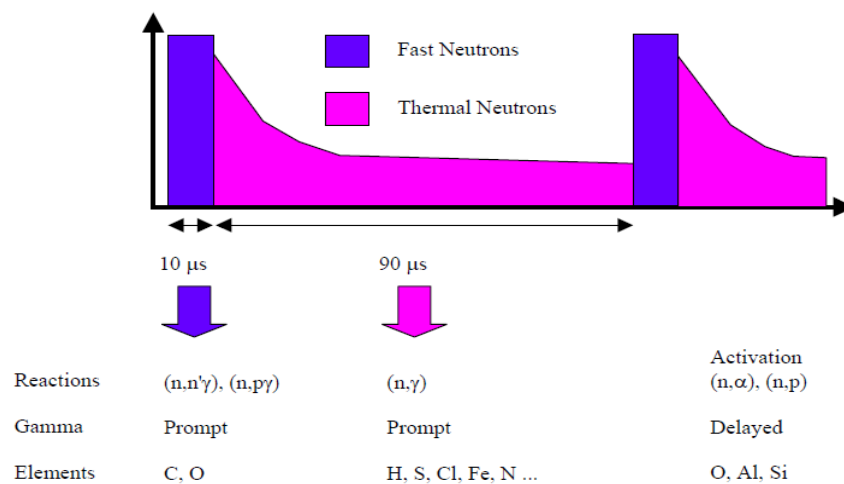
Το δείγμα και ένα πρότυπο στη συνέχεια συσκευάζονται και ακτινοβολούνται σε ένα αντιδραστήρα με μία σταθερή και γνωστή ροή νετρονίων. Ένας τυπικός αντιδραστήρας σχάσης Ουρανίου, παρέχει υψηλή ροή νετρονίων και υψηλή ευαισθησία απαραίτητα της τάξης των  $10^{12}$  νετρόνια ανά  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  [26].

Για να παράγουμε νετρόνια με ενέργειες 0.025 eV μέχρι 14.1 MeV χρησιμοποιούμε μία πηγή νετρονίων όπου πραγματοποιείται η αντίδραση Δευτερίου-Τριτίου<sup>[33]</sup>.



Η ενέργεια του νετρονίου που παράγεται από αυτήν την αντίδραση είναι 14.1 MeV. Αυτά τα νετρόνια με τέτοιες ενέργειες πραγματοποιούν αντιδράσεις σκέδασης, και αφού χάσουν την ενέργεια τους και φτάσουν τα μερικά eV μπορούν να χρησιμοποιηθούν για αντιδράσεις σύλληψης με πυρήνες.

Ανάλογα με τα χημικά στοιχεία που κάποιος επιθυμεί να μετρήσει, θα μπορούσε να χρησιμοποιήσει νετρόνια διαφόρων ενεργειών. Σε πολλές εφαρμογές χρησιμοποιούνται ραδιοϊσότοπικές πηγές (Am-Be,  $^{252}\text{Cf}$ ), οι οποίες μπορούν να διεγείρουν μία σειρά χημικών στοιχείων (H, C, S, Fe, κτλ) μέσω αντιδράσεων σύλληψης νετρονίων. Ωστόσο, υπάρχουν και άλλα στοιχεία, όπως ο C και O που χρειάζονται ενέργειες νετρονίων της τάξης των MeV, πολύ υψηλότερες από εκείνες που διατίθενται από τις ραδιενεργές πηγές. Έχει αποδειχτεί ότι κάτι τέτοιο μπορεί να επιτευχθεί με χρήση μίας παλμικής γεννήτριας νετρονίων. Η γεννήτρια αυτή ονομάζεται Pulsed Fast/Thermal Neutron Analysis (PFTNA).<sup>[33]</sup>

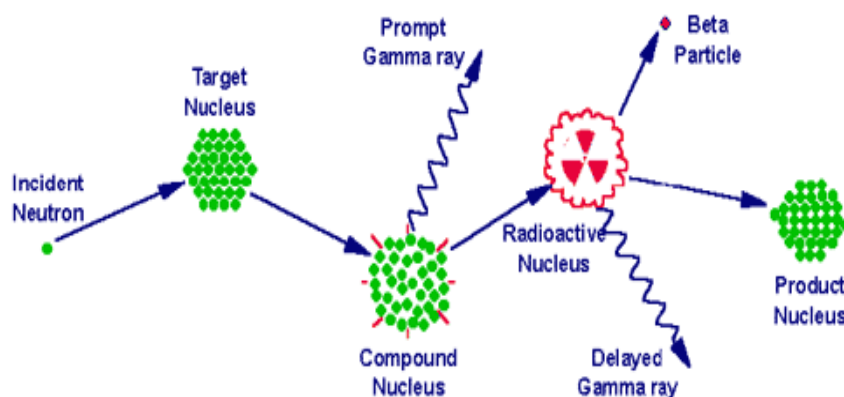


Σχήμα 2\_6.1: Χρονική ακολουθία παλμικής γεννήτριας νετρονίων<sup>[33]</sup>



Σχήμα 3\_6.1: Γεννήτρια νετρονίων<sup>[33]</sup>

Σε πολλές περιπτώσεις, η εκπομπή χαρακτηριστικής ενέργειας ακτίνων-γ καθυστερεί και αυτό οφείλεται στο χρόνο ημιζωής του ραδιενεργού πυρήνα. Ανάλογα με το είδος του πυρήνα, ο χρόνος ημιζωής μπορεί να κυμαίνεται από κλάσματα του δευτερολέπτου μέχρι και αρκετά χρόνια. Η ανάλυση του φάσματος αποτελεί σημαντική πληροφορία της ταυτότητας του πυρήνα του υπό εξέταση δείγματος, το χρόνο ημιζωής του ασταθούς πυρήνα που παράγεται από τη σύλληψη νετρονίων καθώς και τη διάσπαση στα ανάλογα θυγατρικά στοιχεία της αντίδρασης<sup>[26]</sup>.

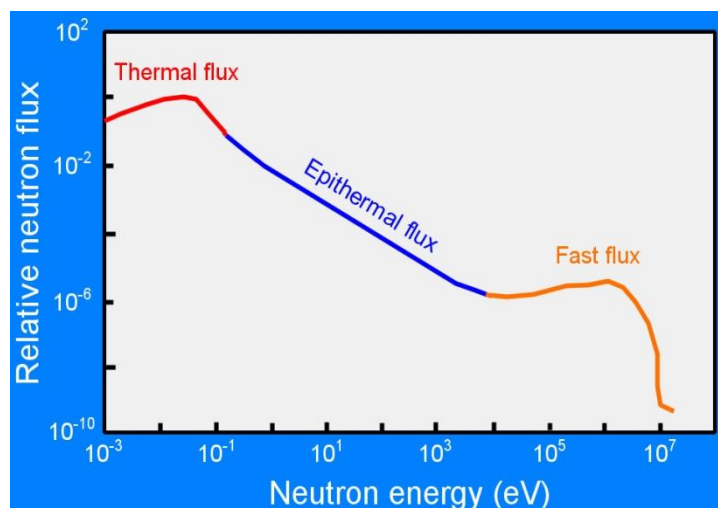


**Σχήμα 4\_7.1:** Σχηματική απεικόνιση σύλληψης νετρονίου από ένα πυρήνα-στόχο. Ακολουθεί εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων-γ<sup>[19]</sup>

Η αντιστοιχία των μεθόδων ανάλυσης με ενεργοποίηση νετρονίων (NAA) και της φασματοσκοπίας πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ (LIBS) έχουν ομοιότητες ως προς την αρχή λειτουργίας που οφείλεται στο γεγονός ότι στη πρώτη τα νετρόνια βομβαρδίζουν και διεγείρουν τους πυρήνες των στοιχείων που στη συνέχεια αποδιεγείρονται και παράγουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στην ενεργειακή περιοχή των ακτίνων-γ, ενώ στη δεύτερη τα φωτόνια της δέσμης λέιζερ διεγείρουν τις ηλεκτρονικές στάθμες των ατόμων-ιόντων που αποδιεγείρόμενα εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ενέργεια στην ενεργειακή περιοχή των μερικών eV. Και οι δύο μέθοδοι είναι εξίσου αποτελεσματικές και εφαρμόζονται ευρέως.

## 6.2 Κατηγοριοποίηση νετρονίων με βάση την ενέργειάς τους

Οι περισσότερες κατανομές ενέργειας νετρονίων έχουν αρκετά ευρύ φάσμα ροής νετρονίων, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα. Ενδιαφέρον έχουν όμως ροές θερμικών νετρονίων διότι είναι πιο αποτελεσματικά για την χρήση τους σε μεθόδους και διαγνωστικά ανίχνευσης στοιχείων. Παρακάτω παρουσιάζεται το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων, το οποίο φαινομενολογικά μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιοχές, στα θερμικά, τα επιθερμικά και τα ταχέα νετρόνια<sup>[19]</sup>:



Σχήμα 1\_6.2: Περιγραφή ενεργειακών περιοχών νετρονίων<sup>[13]</sup>.

Τα **θερμικά** νετρόνια αποτελούνται από νετρόνια χαμηλής ενέργειας (  $<0.5$  eV ). Σε θερμοκρασία δωματίου, το ενεργειακό φάσμα των θερμικών νετρονίων περιγράφεται από μια κατανομή Maxwell- Boltzmann με μέση ενέργεια 0.025 eV και ταχύτητα 2200 m/s. Στις περισσότερες περιπτώσεις που γίνεται χρήση νετρονίων από πυρηνικό αντιδραστήρα, το 90-95% των νετρονίων που βομβαρδίζουν ένα δείγμα είναι θερμικά νετρόνια. Ένας αντιδραστήρας 1 MWatt έχει μία μέγιστη ροή θερμικών νετρονίων  $10^{13}$  νετρόνια ανά  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ <sup>[19]</sup>.

Τα **επιθερμικά** νετρόνια αποτελούνται από νετρόνια τα οποία έχουν μερικώς συντονιστεί και οι ενέργειες τους κυμαίνονται από 0.5 eV - 0.5 MeV. Ένα φύλλο καδμίου 1mm απορροφά όλα τα θερμικά νετρόνια, αλλά επιτρέπει τα επιθερμικά και τα ταχεία νετρόνια που έχουν ενέργειες μεγαλύτερες από 0.5 eV να περάσουν. Σε μία ακτινοβολούμενη θέση ενός τυπικού αθωράκιστου αντιδραστήρα, η ροή των επιθερμικών νετρονίων αντιπροσωπεύει περίπου το 2% της συνολικής ροής νετρονίων. Τα θερμικά και τα επιθερμικά νετρόνια προκαλούν αντιδράσεις (n,γ) στους πυρήνες – στόχους. Η τεχνική η οποία προκαλεί αντιδράσεις (n,γ) ακτινοβολώντας τα δείγματα τα οποία έχουν αναλυθεί μέσω θωράκισης Καδμίου ή Βορίου ονομάζεται τεχνική ανάλυσης επιθερμικών νετρονίων (ENAA)<sup>[19]</sup>.

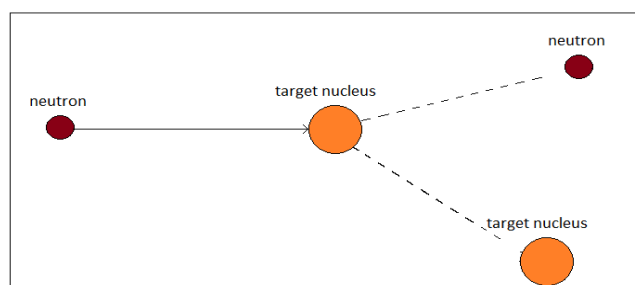
Τα **ταχεία** νετρόνια με ενέργειες στο φάσμα πάνω από 0.5 MeV αποτελούν τα αρχικά νετρόνια σχάσης τα οποία έχουν διατηρήσει ακόμα και μετά τη σχάση μεγάλο μέρος της ενέργειάς τους. Τα ταχεία νετρόνια συμβάλλουν ελάχιστα στην αντίδραση (n, γ), προκαλούν

όμως πυρηνικές αντιδράσεις όπου η διάσπαση ενός ή περισσότερων σωματιδίων  $-(n,p)$ ,  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  -είναι δεδομένη. Σε μία τυπική θέση ακτινοβολήσης του αντιδραστήρα, περίπου το 5% της συνολικής ροής αποτελείται από ταχεία νετρόνια. Η τεχνική νετρονικής ενεργοποίησης η οποία απασχολεί ταχεία νετρόνια ονομάζεται τεχνική ενεργοποίησης ταχέων νετρονίων( **Fast Neutron Activation Analysis-FNAA**)<sup>[19]</sup>.

### 6.3 Αλληλεπιδράσεις νετρονίων με την ύλη

Τα νετρόνια υφίσταται μία διαφορετική μεταχείριση κατά την αλληλεπίδραση τους με την ύλη σε σχέση με τα φορτισμένα σωματίδια διότι δεν έχουν φορτίο με αποτέλεσμα να μην υφίστανται δυνάμεις Coulomb. Τα αποτελέσματα τέτοιων αλληλεπιδράσεων παρουσιάζονται παρακάτω<sup>[1]</sup>:

Ελαστική σκέδαση νετρονίου-πυρήνα  $(n,n)$ : Όταν ένα νετρόνιο συγκρούεται με έναν πυρήνα, μεταφέρει μέρος της ενέργειας του σε αυτόν και αναπηδά προς διαφορετική κατεύθυνση. Το ποσοστό της αρχικής ενέργειας που έχασε κατά τη σύγκρουση εξαρτάται από τη γωνία που χτυπά τον πυρήνα. Ο πυρήνας-στόχος αποκτά την ενέργεια που έχασε το αρχικό νετρόνιο και κινείται με αυξανόμενη ταχύτητα<sup>[1]</sup>.

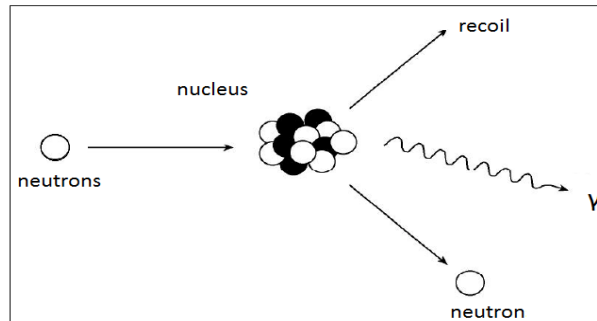


Σχήμα 1\_6.3: Ελαστική σκέδαση νετρονίου-πυρήνα

Μη ελαστική σκέδαση νετρονίου-πυρήνα  $(n,n\gamma)$ : Ένα νετρόνιο μπορεί να βομβαρδίσει ένα πυρήνα –στόχο και να απορροφηθεί προσωρινά από αυτόν σχηματίζοντας έναν πυρήνα-ένωση, ο οποίος θα βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση. Κατά την αποδιέγερση του πυρήνα εκπέμπεται ένα νετρόνιο χαμηλότερης ενέργειας ταυτόχρονα με εκπομπή ακτίνας-

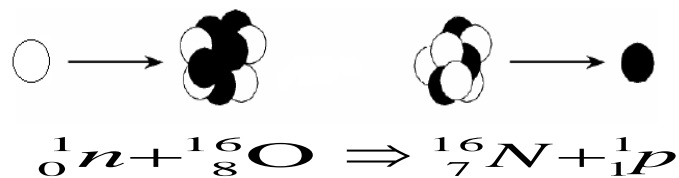


$\gamma$ , η οποία λαμβάνει την ενέργεια που απομένει. Αυτό συμβαίνει μόνο όταν υψηλής ενέργειας νετρόνια αλληλεπιδρούν με βαρείς πυρήνες<sup>[1]</sup>.

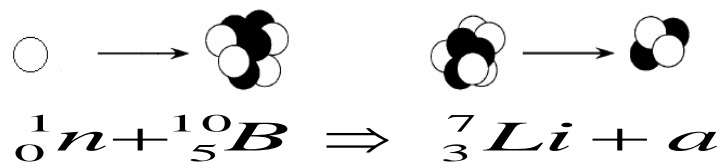


Σχήμα 2\_6.3: Μη ελαστική σκέδαση νετρονίου – πυρήνα

Μεταστοιχείωση ( $n,p$ ), ( $n,\alpha$ ): Ένας πυρήνας μπορεί να απορροφήσει ένα νετρόνιο σχηματίζοντας έναν πυρήνα-ένωση, ο οποίος αποδιεγείρεται εκπέμποντας ένα φορτισμένο σωματίδιο, είτε πρωτόνιο, είτε σωματίδιο  $\alpha$ , με αποτέλεσμα να παράγεται ένας πυρήνας από διαφορετικό στοιχείο. Δύο παραδείγματα της αντίδρασης αυτής, η οποία ονομάζεται μεταστοιχείωση, παρουσιάζονται στα σχήματα 3\_6.3 και 3\_6.4:

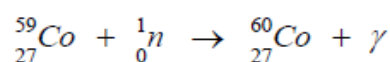


Σχήμα 3\_6.3: Αλληλεπίδραση νετρονίου-πρωτονίου ( $n,p$ )



Σχήμα 4\_6.3: Αλληλεπίδραση νετρονίου-σωματιδίου  $\alpha$  ( $n,p$ )

Ραδιενεργός σύλληψη ( $n,\gamma$ ): Η πιο κοινή πυρηνική αντίδραση είναι όταν σχηματίζεται ένας σύνθετος πυρήνας εκπέμποντας μόνο ένα φωτόνιο  $\gamma$ . Ο πυρήνας αυτός είναι ένα ισότοπο του ίδιου στοιχείου με τον αρχικό πυρήνα και ο μαζικός αριθμός του αυξάνεται κατά ένα. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι η επόμενη αντίδραση<sup>[1]</sup>:



Σχάση: Ο σύνθετος πυρήνας διασπάται σε ελαφρύτερους πυρήνες, ελευθερώνοντας νετρόνια και φωτόνια. Παρακάτω παρουσιάζονται πέντε αντιδράσεις σχάσης, οι δύο πρώτες αναφέρονται σε σκέδαση και οι επόμενες σε απορρόφηση:

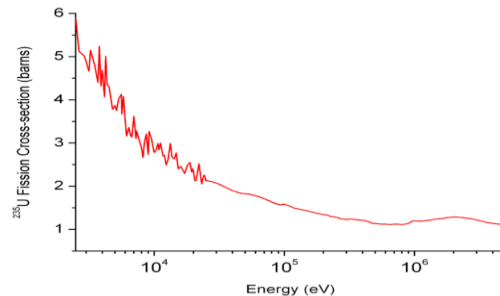
${}_0^1n + {}_1^2H \rightarrow {}_1^2H + {}_0^1n$	${}_1^2H (n, n) {}_1^2H$
${}_0^1n + {}_{92}^{238}U \rightarrow {}_{92}^{238}U + {}_0^1n + \gamma$	${}_{92}^{238}U (n, n\gamma) {}_{92}^{238}U$
${}_0^1n + {}_8^{16}O \rightarrow {}_7^{16}N + {}_1^1p$	${}_8^{16}O (n, p) {}_7^{16}N$
${}_0^1n + {}_5^{10}B \rightarrow {}_3^7Li + {}_2^4\alpha$	${}_5^{10}B (n, \alpha) {}_3^7Li$
${}_0^1n + {}_{27}^{59}Co \rightarrow {}_{27}^{60}Co + \gamma$	${}_{27}^{59}Co (n, \gamma) {}_{27}^{60}Co$
${}_0^1n + {}_1^2H \rightarrow {}_1^3H + \gamma$	$D(n, \gamma)T$
${}_0^1n + {}_1^1H \rightarrow {}_1^2H + \gamma$	${}_1^1H (n, \gamma) {}_1^2H$
$\gamma + {}_1^2H \rightarrow {}_1^1H + {}_0^1n$	${}_1^2H (\gamma, n) {}_1^1H$

Πίνακας 5\_6.3: Αντιδράσεις σχάσης

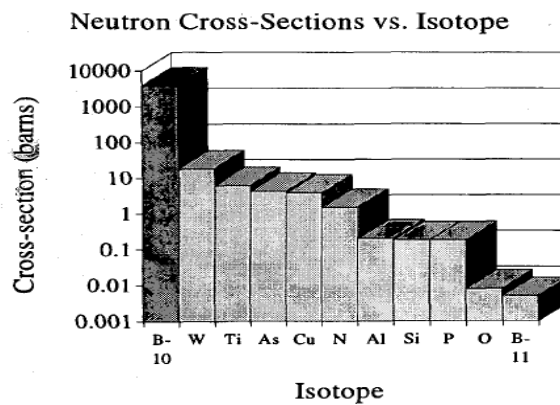
#### 6.4 Ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης νετρονίων με πυρήνες στοιχείων (neutron cross-section)

Η πιθανότητα να αλληλεπιδράσει ένα νετρόνιο με έναν πυρήνα σε μία συγκεκριμένη αντίδραση εξαρτάται όχι μόνο από το είδος του πυρήνα αλλά και από την ενέργεια των νετρονίων. Κατά συνέπεια, η απορρόφηση των θερμικών νετρονίων στα περισσότερα υλικά είναι πιο πιθανή από την απορρόφηση ταχέων νετρονίων. Η πιθανότητα της αλληλεπίδρασης θα ποικίλλει ανάλογα με το είδος της αντίδρασης και ονομάζεται μικροσκοπική ενεργός διατομή  $\sigma$  του πυρήνα στη συγκεκριμένη αντίδραση ( neutron cross section ). Η ενεργός διατομή μπορεί να χαρακτηριστεί και ως η περιοχή αλληλεπίδρασης του πυρήνα με το νετρόνιο. Όσο μεγαλύτερη είναι η περιοχή, τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί η αντίδραση. Η ενεργός διατομή επειδή εκφράζει περιοχή,

μετρίεται σε τετραγωνικά εκατοστά. Το ένα τετραγωνικό εκατοστό είναι πάρα πολύ μεγάλο μέγεθος σε σχέση με το μέγεθος του πυρήνα. Γι αυτό το λόγο η μέτρηση της πιθανότητας στις πυρηνικές αντιδράσεις εκφράζεται σε barns, όπου  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ <sup>[10]</sup>.



**Σχήμα 1\_6.4:** Ενεργειακό φάσμα των θερμικών νετρονίων της σχάσης του Ουρανίου –  $^{235}\text{U}$ <sup>[4]</sup>.



**Σχήμα 2\_6.4:** Σύγκριση ενεργού διατομής θερμικών νετρονίων σε διάφορα ισότοπα. Μεταξύ αυτών, το μόνο που υπόκειται σε σχάση είναι το  $^{10}\text{B}$ <sup>[25]</sup>

Το κατά πόσο ένα νετρόνιο θα αλληλεπιδράσει με έναν πυρήνα δεν εξαρτάται μόνο από τη μικροσκοπική διατομή των πυρήνων, αλλά και από την πυκνότητα τους. Άρα, πολλαπλασιάζοντας τη μικροσκοπική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $\sigma$ , με την πυκνότητα των πυρήνων  $N$  παίρνουμε τη μακροσκοπική ενεργό διατομή<sup>[11],12] [15]</sup>:

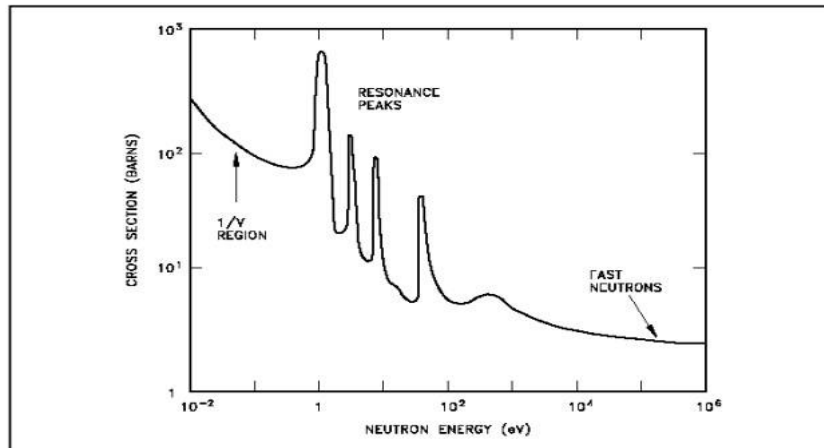
$$\Sigma = N \cdot \sigma$$

όπου  $\Sigma$  : μακροσκοπική ενεργός διατομή ( $\text{cm}^{-1}$ )

$N$  : πυκνότητα ατόμου του υλικού ( $\text{cm}^{-3}$ )

$\sigma$  : μικροσκοπική ενεργός διατομή ( $\text{cm}^2$ )

Η διαφορά μεταξύ της μικροσκοπικής και της μακροσκοπικής ενεργό διατομής είναι εξαιρετικά σημαντική. Η μικροσκοπική  $\sigma$  αντιπροσωπεύει την ουσιαστική περιοχή-στόχο όπου ένα νετρόνιο υποβάλλει σε βομβαρδισμό τα σωματίδια. Η μακροσκοπική  $\Sigma$  αντιπροσωπεύει την περιοχή που βρίσκονται σε όγκο  $1 \text{ cm}^3$  του υλικού<sup>[10] [15]</sup>.



**Σχήμα 4\_6.4:** Τυπικό διάγραμμα Ενεργός διατομή απορρόφησης νετρονίων συναρτήσει ενέργειας νετρονίων<sup>[12], [15]</sup>.

Θεωρούμε μία δέσμη νετρονίων πυκνότητας  $n$  ( neutrons/cm<sup>3</sup>), κινούμενα κατά τον άξονα  $x$  με ταχύτητα  $\bar{u}$  (cm/sec). Θα υπολογίζουμε το ρυθμό αντίδρασης  $R$  (reactions/sec) για ένα μικρό όγκο ενός λεπτού υλικού στόχου περιοχής  $A$  (cm<sup>2</sup>) και πάχους  $x$  (cm)<sup>[11]</sup>.

Τότε ο ρυθμός αντίδρασης των νετρονίων είναι<sup>[10], [11],[15]</sup>:

$$R = \sigma \cdot A \cdot x \cdot n \cdot \bar{u} \cdot N \quad (\text{reactions/sec})$$

Θέτοντας  $V = A \cdot x$  ορίζουμε ως ρυθμό πυκνότητας αντίδρασης το

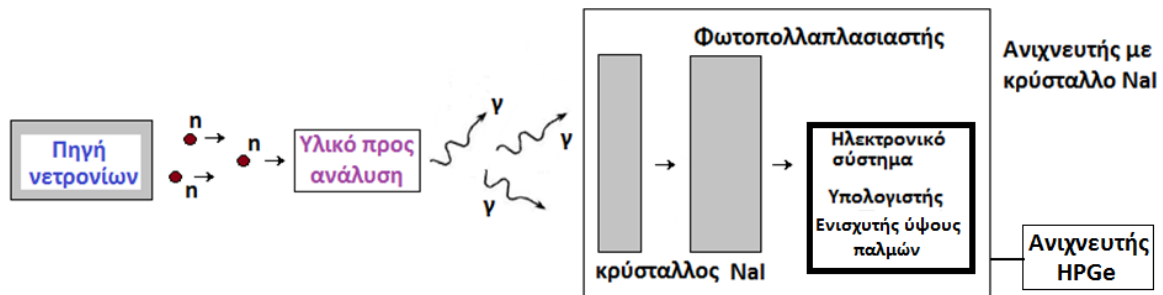
$$R' = \frac{R}{V} = \frac{R}{A \cdot x} = \frac{\sigma \cdot A \cdot x \cdot n \cdot \bar{u}}{A \cdot x} N = \sigma \cdot N \cdot \bar{u} \cdot n \quad (\text{reactions/cm}^3 \text{ sec})$$

Ορίζουμε ως ρεύμα δέσμης  $I$  τον αριθμό των σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας ανά μονάδα όγκου  $I = n \cdot \bar{u}$ , οπότε ο ρυθμός πυκνότητας αντίδρασης δίνεται από τη σχέση<sup>[11]</sup>:

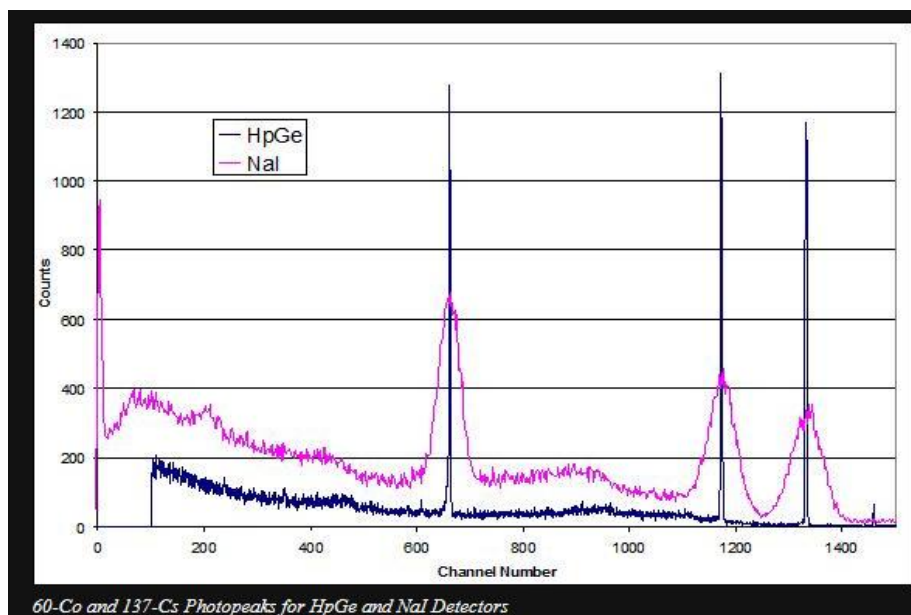
$$R' = \Sigma \cdot I$$

## 6.5 Βασικός εξοπλισμός τεχνικής NAA

Για να πραγματοποιηθεί ένα πείραμα με νετρονική ενεργοποίηση στοιχείων απαιτείται μία διάταξη, όπου το δείγμα βομβαρδίζεται με νετρόνια σε μία κατάλληλη εγκατάσταση ακτινοβολήσης, καθώς και μία ανιχνευτική διάταξη φάσματος ακτίνων-γ.



Για την ανίχνευση των ακτίνων-γ, εκτός από τα συστήματα επεξεργασίας σήματος και συλλογής δεδομένων, χρησιμοποιούμε έναν ανιχνευτή Γερμανίου και έναν ανιχνευτή με κρύσταλλο Ιωδιούχου Νατρίου. Λόγω του ότι οι ακτίνες-γ έχουν μεγάλη διεισδυτική ικανότητα, για την ανίχνευση τους χρησιμοποιείται ο συνδυασμός των δύο ανιχνευτών, ώστε να μειωθεί το υπόβαθρο του σήματος.

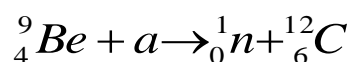


Μετρούμενο φάσμα ακτίνων-γ από βαθμονομημένη πηγή αναφοράς Co και Cs

## 6.6 Τρόποι παραγωγής νετρονίων και πηγές νετρονίων

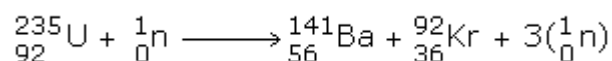
### 6.6.1 Συνεχείς πηγές νετρονίων

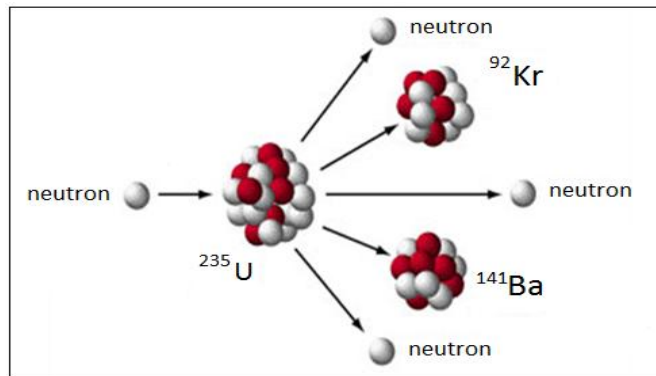
Σωματίδια άλφα παραγόμενα από αλληλεπιδράσεις(n,α): τα ισότοπα του ουρανίου και του πλουτωνίου διασπώνται εκπέμποντας σωματίδια άλφα. Το σωματίδιο άλφα απορροφάται από πυρήνες στοιχείων με χαμηλό ατομικό αριθμό ( Li, B, O, F, C, Si κτλ ) και ταυτόχρονα παράγεται ένα νετρόνιο. Η απόδοση εξαρτάται από τη χημική σύσταση του μητρικού πυρήνα και το ρυθμό παραγωγής σωματιδίων άλφα για το πλουτώνιο και το ουράνιο. Τα νετρόνια από αντιδράσεις (α,n) παράγονται αυθόρμητα και εμφανίζουν ευρύ φάσμα ενεργειών. Σημαντικές συνεισφορές για την εκπομπή σωματιδίων άλφα έχει και το στοιχείο Αμερίκιο  $^{241}\text{Am}$  , το Βηρύλλιο  $^9\text{Be}$  και το Καλιφόρνιο  $^{98}\text{Cf}$  [7].



Αυθόρμητη σχάση: Η αυθόρμητη σχάση ( Spontaneous Fission-SF ) είναι μία μορφή ραδιενεργούς διάσπασης χαρακτηριστική των πολύ βαρέων ισοτόπων. Ο βαρύς πυρήνας ελαττώνει την πυρηνική του ενέργεια σύνδεσης διασπώμενος σε μικρότερους πυρήνες. Ο τρόπος με τον οποίο γίνεται συνήθως είναι μέσω βομβαρδισμού του πυρήνα με νετρόνια (θερμικά). Κατά τη διάσπαση εκλύονται μεγάλες ποσότητες ενέργειας (εξώθερμη αντίδραση). Παράλληλα, ελευθερώνονται νετρόνια, τα οποία μπορούν αργότερα να χρησιμοποιηθούν για να προκαλέσουν νέα σχάση πυρήνων, οδηγώντας έτσι σε μία αλυσιδωτή αντίδραση, την οποία θα αναλύσουμε παρακάτω. Τα ισότοπα του πλουτωνίου με ζυγό ατομικό αριθμό (238-Pu, 240-Pu, και 242-Pu) διασπώνται με αυθόρμητη πυρηνική σχάση ( Spontaneous Fission ) με ένα ρυθμό 1100, 471 και 800 SF/gram-sec αντίστοιχα. Τα ισότοπα του Ουρανίου και τα ισότοπα του πλουτωνίου με μονό ατομικό αριθμό υπόκεινται σε αυθόρμητη σχάση σε πολύ χαμηλότερο ποσοστό (0.0003 – 0.006 SF/gram-sec)<sup>[7]</sup>.

Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα σχάσης είναι :



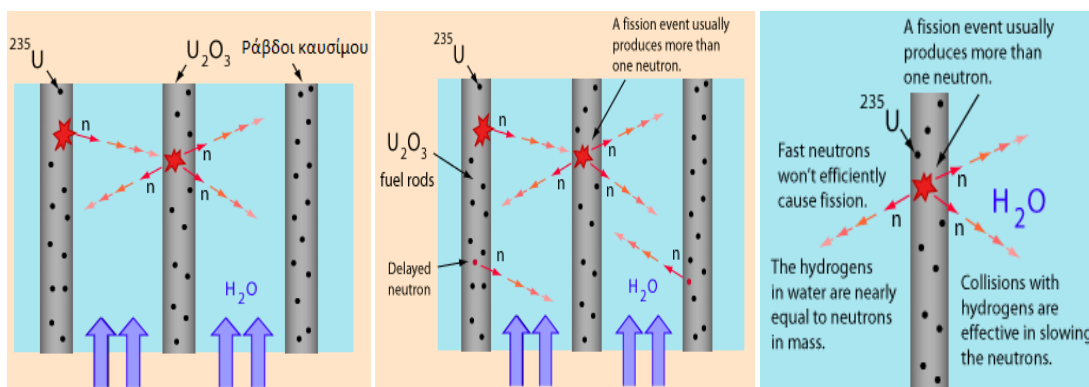


**Σχήμα 1\_6.6.1:** Αντίδραση πυρηνικής σχάσης: Ένα νετρόνιο απορροφάται από τον πυρήνα Ουρανίου, ο οποίος διασπάται σε ελαφρύτερους πυρήνες ( προϊόντα σχάσης ) και ελεύθερα νετρόνια.

**Πυρηνικός αντιδραστήρας:** Όταν ένας βαρύς ατομικός πυρήνας, όπως το ουράνιο  $^{235}\text{U}$  ή το πλουτώνιο  $^{239}\text{Pu}$ , απορροφήσει ένα νετρόνιο, υποβάλλεται σε πυρηνική σχάση. Η αντίδραση αυτή είναι ισχυρά εξώθερμη και τα παραγόμενα προϊόντα σχάσης (θυγατρικοί πυρήνες και νετρόνια) έχουν κινητική ενέργεια της τάξης των MeV. Τα νετρόνια που απελευθερώνονται από τη σχάση ενός πυρήνα αφού επιβραδυνθούν μπορούν στη συνέχεια να προκαλέσουν νέα σχάση σε άλλους πυρήνες και έτσι να έχουμε μια αλυσιδωτή αντίδραση<sup>[4]</sup>.

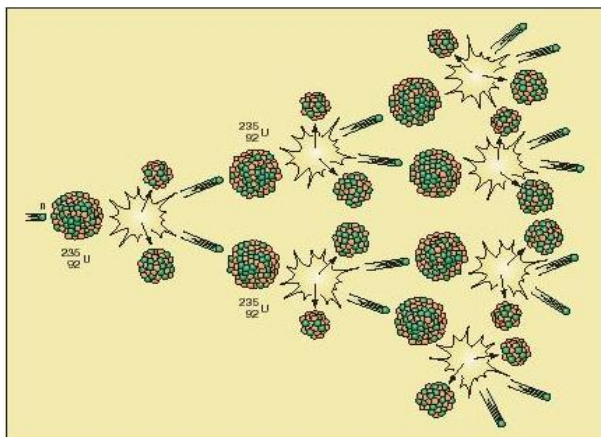
Η ενεργός διατομή για τη σύλληψη των νετρονίων που οδηγεί σε σχάση είναι μεγαλύτερη για νετρόνια με ενέργειες γύρω στο 1 eV, δηλαδή ένα εκατομμύριο φορές μικρότερη. Τα νετρόνια με ενέργειες μικρότερες από 1 eV (0,01 eV -0,1 eV θερμικά νετρόνια), οπότε για να συντηρηθεί η αλυσιδωτή πυρηνική αντίδραση, θα πρέπει τα "ταχεία" νετρόνια να επιβραδυνθούν σε θερμικά. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται *moderation*.

Ένας από τους σημαντικότερους επιβραδυντές (moderator) νετρονίων είναι το νερό διότι περιέχει υδρογόνο ή το βαρύ ύδωρ που περιέχει δευτέριο. Το ουράνιο είναι εμπλουτισμένο με 2.5-3.5% νερό ώστε να αποτελέσει το συντονιστή της αλυσιδωτής αντίδρασης.



**Σχήμα 2\_6.6.1:** Η παρουσία του νερού αποτελεί το ψυκτικό μέσο που λειτουργεί ως συντονιστής της ροής της αντίδρασης μεταξύ των ράβδων του καυσίμου.<sup>[4]</sup>

Η πυρηνική αλυσιδωτή αντίδραση μπορεί να ελεγχθεί με διάφορους επιβραδυντές νετρονίων, οι οποίοι ελέγχουν το μέρος των νετρονίων που πρόκειται να προκαλέσουν σχάση. Επίσης, οι πυρηνικοί αντιδραστήρες διαθέτουν ένα σύστημα αυτόματο ή χειροκίνητο διακοπής της αντίδρασης σχάσης, όταν η διαδικασία πραγματοποιείται κάτω από αδιευκρίνιστες συνθήκες<sup>[4]</sup>.



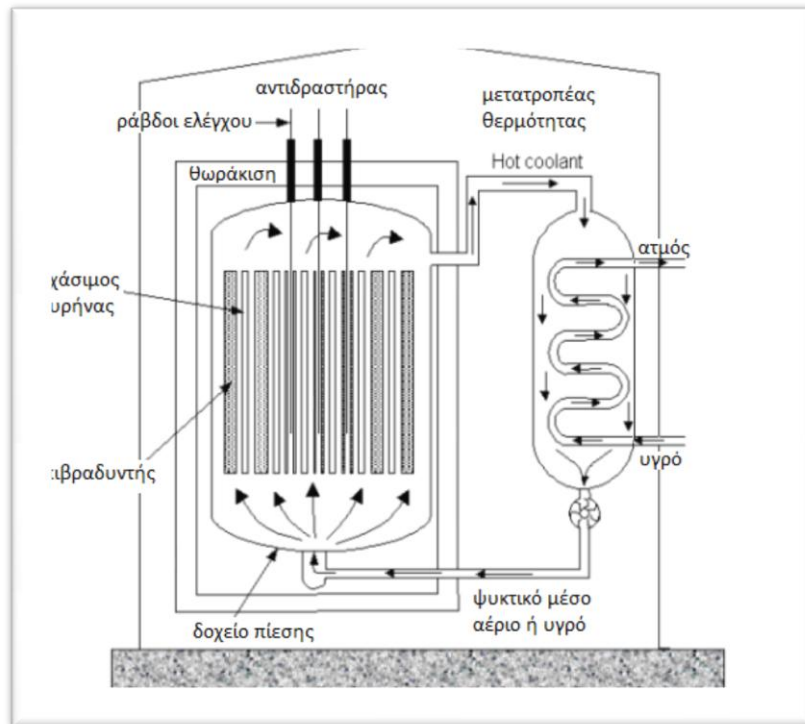
**Σχήμα 3\_6.6.1:** Χαρακτηριστικό γράφημα αλυσιδωτής αντίδρασης<sup>[2]</sup>.

Οι πυρήνες που υποβάλλονται σε σχάση περιέχονται σε ράβδους στον πυρήνα του αντιδραστήρα. Ένα αέριο ή ένα υγρό λειτουργεί ως ψυκτικό μέσο, το οποίο εμποδίζει την υπερθέρμανση του συστήματος. Το ψυκτικό μέσο ρέει γύρω από τον πυρήνα του αντιδραστήρα και απορροφά τη θερμική ενέργεια που παράγεται από τις αντιδράσεις σχάσης. Αυτή η θερμική ενέργεια στη συνέχεια χρησιμοποιείται μέσω ενός μετατροπέα για την παραγωγή ατμού, ο οποίος κινεί τις τουρμπίνες για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Ο ατμός στην πορεία συμπυκνώνεται και διοχετεύεται πάλι στον μετατροπέα



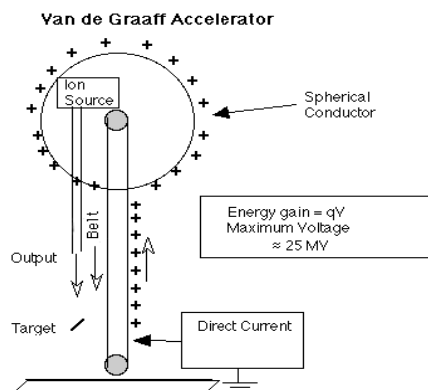
θερμότητας για να συνεχιστεί η ίδια διαδικασία. Ο πυρήνας του αντιδραστήρα είναι θωρακισμένος ώστε να αποτρέψει την απελευθέρωση επικίνδυνων ραδιενεργών υλικών στο περιβάλλον <sup>[4]</sup>.

Ένα τυπικό σχεδιάγραμμα πυρηνικού αντιδραστήρα φαίνεται στο σχήμα 4\_6.6.1:



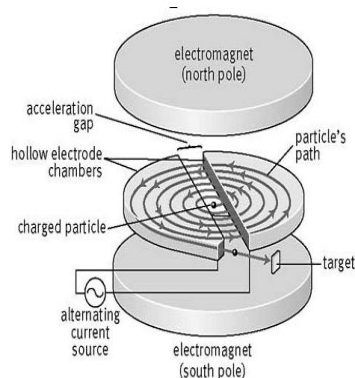
Σχήμα 4\_6.6.1: Απεικόνιση τυπικού πυρηνικού αντιδραστήρα<sup>[11]</sup>.

Επιταχυντές ηλεκτρονίων-κύκλωτρα: Ο κλασικός επιταχυντής Van De Graaf είναι ένα τυπικό παράδειγμα επιταχυντή σωματιδίων. Μια πηγή ιόντων τοποθετείται στο εσωτερικό ενός τερματικού υψηλής τάσης. Τα ιόντα επιταχύνονται από την πηγή στο στόχο μέσω ηλεκτρικής τάσης.



Σχήμα 5\_6.6.1: Επιταχυντής Van De Graaf <sup>[14]</sup>

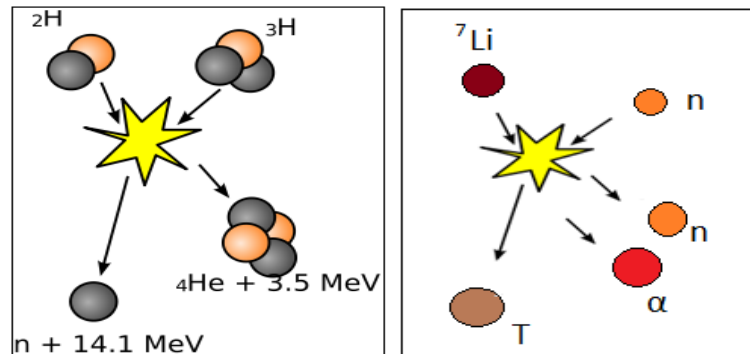
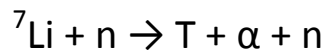
Στο κύκλοτρο (ονομάζεται και βήτατρο), ένα εναλλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο έλκει τα σωματίδια από τη μία πλευρά του κυκλότρου στην άλλη. Δύο ηλεκτρομαγνήτες παράγουν μαγνητικό πεδίο που κάμπει την πορεία κάθε σωματιδίου σε μία οριζόντια σπείρα, υποχρεώνοντας το να επιταχυνθεί προκειμένου να συμβαδίσει με το εναλλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο. Όταν το σωματίδιο φτάσει στη μέγιστη τιμή της επιτάχυνσης του, απελευθερώνεται και συγκρούεται με τον επιθυμητό στόχο.



Σχήμα 6\_6.6.1: Κύκλοτρο( βήτατρο) <sup>[4]</sup>

Αντιδράσεις σύντηξης Δευτερίου-Τριτίου (D-T reactions): Τα υψηλότερα ποσοστά της αντίδρασης αυτής είναι εφικτά σε σχετικά υψηλές θερμοκρασίες πλάσματος και ελευθερώνονται μεγάλα ποσοστά ενέργειας. Γι αυτό το λόγο καθίσταται ευκολότερο να χρησιμοποιηθούν τεχνητοί αντιδραστήρες σύντηξης. Τα προϊόντα της αντίδρασης αυτής περιλαμβάνουν ένα σωματίδιο α με ενέργεια 3.5 MeV και ένα νετρόνιο ενέργειας 14.1

MeV. Το νετρόνιο επειδή δεν έχει φορτίο, δεν περιορίζεται μέσα στο πλάσμα και ξεφεύγει. Στη συνέχεια μπορεί να αλληλεπιδράσει σε περιβάλλον με Li μέσω της αντίδρασης<sup>[4],[16]</sup>:



Σχήμα 7\_7.6.1: Αντιδράσεις σύντηξης D-T<sup>[4],[16]</sup>.

### 6.6.2 Παλμικές πηγές νετρονίων

Τα τελευταία χρόνια έχουν υπάρξει πολλά πειράματα που μελετούν τη φύση της αλληλεπίδρασης του φωτός με συσσωματώματα μεγάλου αριθμού ατόμων (clusters) εκατοντάδων ή χιλιάδων ατόμων. Αυτές οι μελέτες έχουν δείξει ότι η αλληλεπίδραση της ύλης με λέιζερ με εύρος παλμού μεταξύ 0.1 – 0.2 ps και έντασης  $10^{16}$ - $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> είναι εξαιρετικά αποτελεσματική. Το cluster αυτό διαμορφώνεται μέσω των δυνάμεων Van Der Waal, Όταν ένα υψηλής πίεσης αέριο εκτονώνεται στο κενό, ψύχεται λόγω της αδιαβατικής εκτόνωσης και προκαλεί συμπίκνωση των σωματιδίων του αερίου σε μορφή cluster. Η απορρόφηση του φωτός λέιζερ υψηλής έντασης από το cluster είναι πολλών τάξεων αποτελεσματικότερη από την απορρόφηση μεμονωμένων ατόμων ή μορίων στην περίπτωση αλληλεπίδρασης με αέριο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι αν και η μέση πυκνότητα σε ένα cluster είναι σχετικά μικρή ( $<10^{20}$  cm<sup>-3</sup>), η τοπική πυκνότητα στο εσωτερικό του είναι υψηλή (της τάξης του  $10^{23}$  cm<sup>-3</sup>). Ως αποτέλεσμα, ο ιονισμός του υλικού του στόχου από τον ισχυρό παλμό λέιζερ δημιουργεί ελεύθερα ηλεκτρόνια τα οποία επιταχύνονται στο ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης λέιζερ και σχηματίζουν ένα αρνητικό νέφος γύρω από τα clusters. Το υψηλό πεδίο Coulomb που δημιουργείται μεταξύ του αρνητικού νέφους και το υπολείπου θετικά φορτισμένου cluster έχει σαν αποτέλεσμα την εκρήξη του cluster και την επιτάχυνση των ιόντων που αποτελούν το cluster. Το φαινόμενο αναφέρεται και σαν Coulomb explosion. Για να συμβεί αυτό θα πρέπει ο παλμός λέιζερ να είναι

βραχύχρονος (fsec) σε σχέση με τον χρόνο που κάνει το cluster για να διασπαστεί. Κάτω από αυτές τις συνθήκες ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας του λέιζερ καταναλώνεται για την δημιουργία μικρού σφαιρικού μικροπλάσματος υψηλής πυκνότητας και υψηλής θερμοκρασίας.

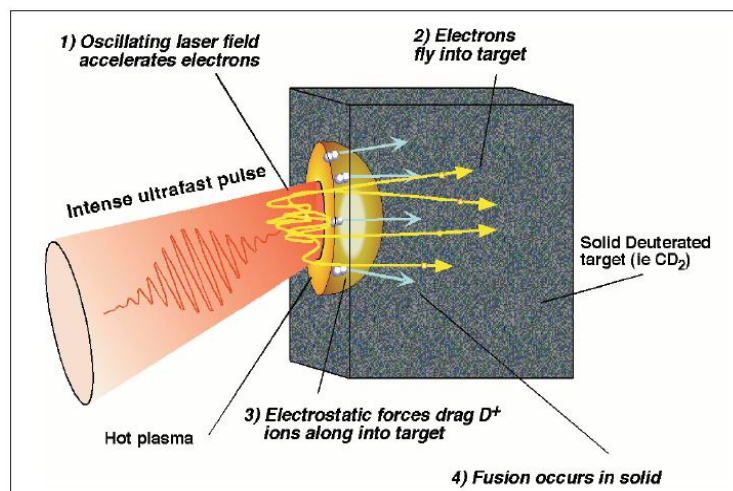
Πειράματα έχουν δείξει πως το 90-95% της προσπίπτουσας ενέργειας λέιζερ μπορεί να απορροφηθεί από το cluster. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας διοχετεύεται στα ηλεκτρόνια των ατόμων του cluster, τα οποία επιταχύνουν τα ιόντα ακτινικά λόγω του φαινομένου "*Coulomb explosion*", με αποτέλεσμα να έχουν μετρηθεί ενέργειας ιόντων της τάξης από μερικές δεκάδες keV μέχρι 1 MeV.

Ένας υψηλής έντασης βραχύχρονος (fsec) παλμός λέιζερ εστιάζεται σε ένα cluster δευτερίου με αποτέλεσμα την πλάσματος υψηλής πυκνότητας και υψηλής θερμοκρασίας. Τα ιόντα δευτερίου ( $D^+$ ) που παράγονται από την έκρηξη των cluster έχουν ενέργειες που επιτρέπουν την παραγωγή νετρονίων μέσω πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης. Η χρήση των βραχύχρονων (fsec) παλμών για την αλληλεπίδραση με Cluster  $D_2$  έχει και μια ακόμα καλή ιδιότητα που αναφέραμε στη προηγούμενη ενότητα, αυτή της μη-γραμμικής διάδοσης και της νηματοποίησης κατά την διάδοση της δέσμης λέιζερ στο μέσω (Cluster  $D_2$ ). Λόγω του φαινομένου αυτού η εστίαση της δέσμης λέιζερ στο μέσω να μην είναι ένα σημείο (κλασική εστίαση δέσμης λέιζερ) με σχετικά πολύ μικρό όγκο αλλά να έχει διαστάσεις λόγω της μη γραμμικής διάδοσης με αποτέλεσμα την σημαντική αύξηση του όγκου αλληλεπίδρασης της δέσμης λέιζερ με τα Clusters. Αυτή η διαδικασία δημιουργεί ένα νηματοειδές πλάσμα διαμέτρου 200μm και μήκους αρκετών εκατοστών.

Η παραγωγή νετρονίων από σύντηξη D-D έχει παρατηρηθεί από το 1970 με χρήση λέιζερ παλμών χρονικής διάρκειας fsec. Μεταγενέστερες μελέτες έχουν δείξει ότι ένας βραχύχρονος παλμός από λέιζερ Τιτανίου-Ζαφειρίου οδηγεί σε σύντηξη D-D μέσω αλληλεπίδρασης του παλμού αφενός μεν με στερεό στόχο, και αφετέρου με αέριο cluster<sup>[17],[23],[44]</sup>. Με τον τελευταίο τρόπο παρατηρούνται μεγαλύτερες ενέργειες στην παραγωγή ιοντικών θραυσμάτων, αν και η παραγωγή νετρονίων και με τους δύο τρόπους κυμαίνεται στα ίδια επίπεδα.

**Διαδικασίες αλληλεπίδρασης δέσμης λέιζερ με στερεό στόχο Δευτερίου που οδηγούν σε σύντηξη D-D:**

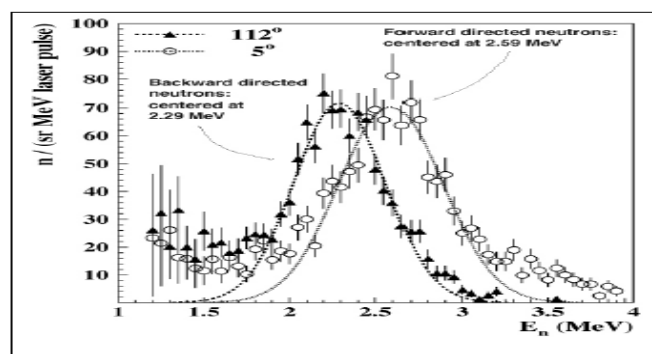
Σε ένα πείραμα αλληλεπίδρασης δέσμης λέιζερ με στόχους Δευτερίου, ο **Pretzler et.al** παρατήρησε σύντηξη νετρονίων όταν ένας παλμός λέιζερ Ti:Sapphire διάρκειας 160 fs εστίασε στην επιφάνεια μιας πλάκας από δευτεριωμένο πολυαιθυλένιο. Η ένταση της δέσμης του λέιζερ είναι  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  στη επιφάνεια αυτών των στόχων με συχνότητα επανάληψης, 10 Hz, παράγοντας περίπου  $10^2$  νετρόνια ανά παλμό τα οποία εκπέμπονται προς όλες τις κατευθύνσεις. Παρόμοια πειράματα πραγματοποιήθηκαν από τον **Hilsher et al**, ο οποίος εστίασε παλμό 300 mJ, χρονικής διάρκειας 50 fs σε δευτεριωμένο πολυαιθυλένιο (Deuterated Polyethelene), έντασης  $10^{18} \text{ W/cm}^2$ . Σε αυτό το πείραμα ανιχνεύτηκαν  $10^4$  νετρόνια ανά παλμό. Τα νετρόνια που προκύπτουν από την αντίδραση  $D + D \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$  έχουν ενέργειες κοντά στα 2.45 MeV. Ο φυσικός μηχανισμός που παρουσιάζεται στο σχήμα παρακάτω δείχνει τον τρόπο που τα νετρόνια προκύπτουν από την επιτάχυνση του D από το λέιζερ στο στόχο. Στη συνέχεια αυτά αντιδρούν με τα D του στόχου <sup>[17],[23],[44]</sup>.



**Σχήμα 1\_6.6.2:** Γεγονότα που οδηγούν σε σύντηξη D-D σε ένα στερεό στόχο που ακτινοβολείται από έναν έντονο μικρής διάρκειας παλμού λέιζερ. Αρχικά, το λέιζερ επιταχύνει τα ηλεκτρόνια στην επιφάνεια του στόχου, και δημιουργείται ένα ηλεκτροστατικό δυναμικό που αναγκάζει τα ιόντα Δευτερίου να επιστρέψουν. Τα επιταχυνόμενα ιόντα αντιδρούν με ιόντα στο συνολικό δείγμα <sup>[17],[23],[44]</sup>.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 1\_6.6.2, όταν ο παλμός λέιζερ υψηλής έντασης εστιάζει στο στόχο, ιονίζει το στερεό και δημιουργεί ένα πλάσμα, και δημιουργείται ένα νέφος μπροστά από το στόχο ( $< 1 \mu\text{m}$ ). Καθώς ο έντονος παλμός λέιζερ διαδίδεται στο πλάσμα, επιταχύνει

τα ηλεκτρόνια. Το ηλεκτρικό πεδίο που λέιζερ επιταχύνει τα ηλεκτρόνια μπρός και πίσω, μέσα και έξω μεταξύ του πλάσματος και του κενού. Μερικά από τα ηλεκτρόνια δρομολογήθηκαν στο στερεό κατά τη διάρκεια του σταδίου της ταλάντωσης του πεδίου του λέιζερ με τέτοιο τρόπο ώστε τα ηλεκτρόνια ξεφεύγουν από τις δυνάμεις του πεδίου πριν το λέιζερ να μπορεί να αντιστρέψει την κατεύθυνση του ηλεκτρονίου. Αυτό συμβαίνει για ηλεκτρόνια με ενέργειες πολύ πάνω από 1 MeV (με ένταση λέιζερ  $> 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>). Αυτά τα επιταχυνόμενα ηλεκτρόνια δημιουργούν ένα ηλεκτρικό πεδίο στο στόχο το οποίο στη συνέχεια επιταχύνει πίσω τα ιόντα. Κατά μία έννοια, τα ηλεκτρόνια τράβηξαν τα ιόντα μαζί τους. Εάν ο στόχος περιέχει δευτέριο (D<sub>2</sub>), αυτά επιταχύνθηκαν στο στόχο με ενέργειες που κυμαίνονται από μερικά keV μέχρι και πάνω από 1 MeV. Αυτά τα ενεργητικά δευτέρια θα ταξιδεύσουν στο μεγαλύτερο μέρος του στόχου και θα αντιδράσουν με άλλα δευτέρια που βρίσκονται βαθιά μέσα στο υλικό. Αυτή η διαδικασία επιβεβαιώνεται από τη μετάβαση στην ενέργεια των νετρονίων. Αν τα δευτέρια ταξιδέψουν στο στόχο με υψηλή ενέργεια, τότε με την ενέργεια που αποκτούν τα νετρόνια θα τα οδηγήσουν σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο. Η μετατόπιση αυτή συμβαίνει όταν η ενέργεια του εισερχόμενου δευτερίου γίνεται σημαντικά συγκρίσιμη σε την ολική ενέργεια που απελευθερώνεται κατά την εκδήλωση της σύντηξης. Αυτή η μεταφορά ενέργειας των νετρονίων από μια κατευθυνόμενη δέσμη από δευτέρια μέσα στο στερεό στόχο παρατηρήθηκε σε πειράματα του **Hilscher et al.** Τα αποτελέσματα από την αλληλεπίδραση αυτή φαίνεται στο σχήμα 2\_6.6.2:<sup>[17]</sup>:



**Σχήμα 2\_6.6.2:** Δεδομένα από το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων που έχει καταγραφεί μετά από σύντηξη σε μία αλληλεπίδραση με στερεό στόχο. Τα νετρόνια που εκπέμπονται προς τα εμπρός μετατοπίζονται ελαφρώς σε υψηλότερες ενέργειες, ενώ τα νετρόνια που εκπέμπονται προς τα πίσω μετατοπίζονται ελαφρώς σε χαμηλότερες τιμές ενέργειας

[17],[23],[44]

Η παρατηρούμενη ενέργεια στο φάσμα νετρονίων που εκπέμπονται στο στόχο έχει επικεντρωθεί στα 2.59 MeV , μετακινούμενη από την τιμή ενέργειας 2.45 MeV η οποία είναι η αναμενόμενη από τη σύντηξη. Τα νετρόνια που παρατηρούνται στην κατεύθυνση προς τα πίσω, δηλαδή πάνω από την επιφάνεια του στόχου και πίσω προς την εισερχόμενη ακτίνα λέιζερ, παρουσιάζουν μία ενέργεια η οποία μετατοπίζεται προς τα κάτω, έως 2.29 MeV. Αυτό συμβαίνει επειδή το νετρόνιο έχει μία ορμή σε κατεύθυνση μακριά από τον παρατηρητή.

Έχει βρεθεί πειραματικά πως οι αποδόσεις των νετρονίων είναι μεγαλύτερες όταν χρησιμοποιείται λέιζερ υψηλότερης ενέργειας παλμού. Για παράδειγμα, ο **Disdier et.al** παρατήρησε ότι όταν ένας στόχος ακτινοβοληθεί με λέιζερ που εκπέμπει παλμό ενέργειας 20 J με συχνότητα 400 fs, εκπέμπονται  $10^7$  νετρόνια. Ακόμα, υψηλότερες αποδόσεις έχουν επιτευχθεί στο εργαστήριο Lawrence Livermore National Lab από ένα λέιζερ( Petawatt laser) 500 J και 500 fs.

#### **Διαδικασίες αλληλεπίδρασης δέσμης λέιζερ με αέριο cluster που οδηγούν σε σύντηξη D-D**

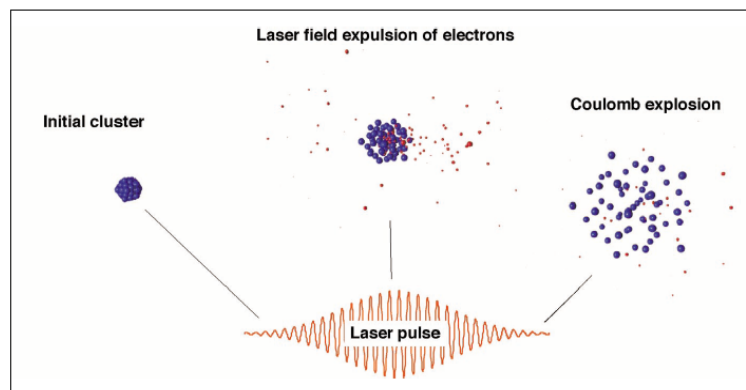
Μία άλλη κατηγορία πειραμάτων χρησιμοποιούν ένα πολύ διαφορετικό στόχο. Σε αυτά τα πειράματα το λέιζερ δεν εστιάζει σε στερεό στόχο, ο παλμός εστιάζει σε ένα αέριο στόχο αποτελούμενο από μερικά έως πολλές χιλιάδες συμπλέγματα ατόμων (cluster). Στα πειράματα αυτά παρατηρείται σύντηξη D-D σε cluster αποτελούμενο από δευτέριο ή δευτεριομένο μεθάνιο (Deuterated Methane). Όταν ένα αέριο ατόμων ή μορίων εκτονώνεται στο κενό μέσω ενός gas jet, το αέριο ψύχεται και διαμορφώνεται το cluster με μέγεθος nm<sup>[17],[23],[44]</sup>.



**Σχήμα 3\_6.6.2:** Εικόνα σύντηξης αερίου πλάσματος <sup>[17],[23],[44]</sup>.

Ο **Ditmire et al** παρατήρησε νετρόνια από σύντηξη D-D όταν ακτινοβολήθηκε αέριο που περιέχει cluster  $D_2$  με μέγεθος περίπου 5 nm από λέιζερ υψηλής ενέργειας παλμού έως  $5 \cdot 10^{17} W/cm^2$  (150 mJ, 35 fs). Σε αυτό το πείραμα παρατηρήθηκαν περίπου  $10^3$  νετρόνια. Πιο πρόσφατα, ο **Balcou et al** παρατήρησε σύντηξη D-D από ένα αέριο cluster δευτεριομένου μεθανίου ( $CD_4$ ). Σε αυτήν την περίπτωση παρατηρήθηκαν μέχρι  $10^3 - 10^6$  νετρόνια ανά παλμό λέιζερ ανάλογα τις πειραματικές συνθήκες και κυρίως αυτή που αφορούσε την θερμοκρασία της δημιουργίας των cluster (35 fs λέιζερ έντασης  $>10^{17} W/cm^2$ ). Όσο η θερμοκρασία ελαττώνεται τόσο ο αριθμός των νετρονίων αυξάνει.

Για την κατανόηση της διαδικασίας της σύντηξης σε αυτά τα πειράματα είναι απαραίτητο να εξετάσουμε λεπτομερώς τη δυναμική της αλληλεπίδρασης του λέιζερ με το cluster σε μια μικροσκοπική κλίμακα. Η αλληλεπίδραση εξαρτάται με μεγάλο βαθμό από το μέγεθος του cluster (γνωρίζουμε ότι το cluster με άτομα αποτελούμενα από πολλά ηλεκτρόνια όπως το Xe συμπεριφέρονται διαφορετικά από ένα cluster με μικρού μεγέθους άτομα, όπως το δευτέριο). Στην περίπτωση που μας ενδιαφέρει αναφερόμαστε σε cluster  $D_2$ . Στην εισαγωγή της ενότητας αυτής αναφέραμε συνοπτικά την διαδικασία επιτάχυνσης των ιόντων που οφείλεται στην αλληλεπίδραση βραχύχρονων παλμών λέιζερ με cluster. Στη συνέχεια αναφερόμαστε ποιο αναλυτικά στα στάδια της αλληλεπίδρασης που συνοψίζονται στο παρακάτω διάγραμμα:

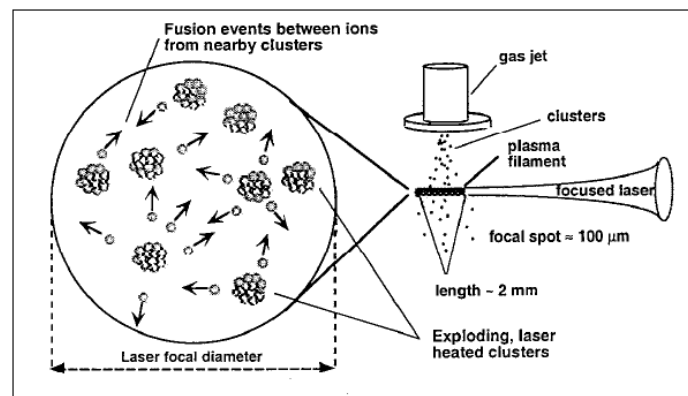


**Σχήμα 4\_6.6.2:** Σχηματική παράσταση δημιουργίας ταχέων ιόντων από cluster μέσω ενός έντονου παλμού λέιζερ <sup>[17],[23],[44]</sup>.

Αρχικά ο βραχύχρονος παλμός λέιζερ ιονίζει τα άτομα στο cluster και ελευθερώνονται τα ηλεκτρόνια. Το ηλεκτρικό πεδίο οδηγεί σε ταλάντωση των ηλεκτρονίων που



ελευθερώθηκαν στο cluster και τα εναπομείναντα ιόντα απωθούν το ένα το άλλο, με αποτέλεσμα να οδηγούμαστε σε έκρηξη Coulomb. Εάν ο παλμός λέιζερ είναι βραχύχρονος (10-20 fsec στη περίπτωση του cluster δευτερίου), τα ιόντα που παράγονται στο cluster είναι με μεγάλο βαθμό σταθερά ( δεν μπορούν να κινηθούν γρήγορα σε σχέση με τη χρονική κλίμακα του παλμού του λέιζερ ). Οι ισχυρές ηλεκτροστατικές δυνάμεις Coulomb στο cluster θα ωθήσουν τα ιόντα με μεγάλες κινητικές ενέργειες. Έχει παρατηρηθεί για τα ιόντα ενέργεια από μερικά keV μέχρι και 1 MeV από την έκρηξη του Xe cluster. Μια σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας της σύντηξης απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα<sup>[38]</sup>:



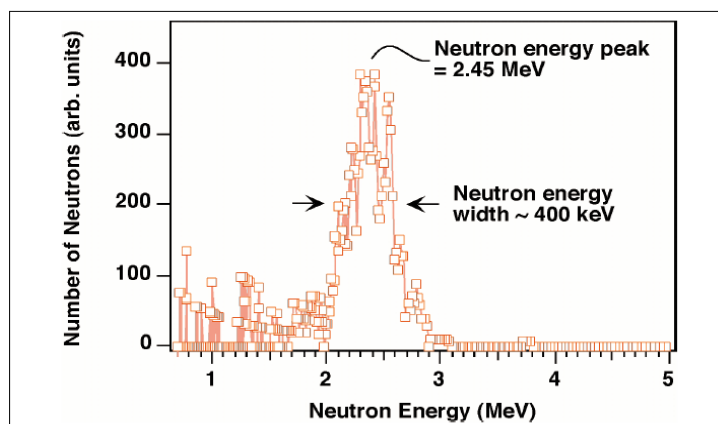
**Σχήμα 5\_6.6.2:** Σχηματική αναπαράσταση πειράματος σύντηξης πλάσματος Δευτερίου <sup>[27], [17],[23],[44]</sup>

Ένα αέριο cluster σχηματίζεται από εκτόνωση δευτερίου ή δευτεριομένου μεθανίου ( $\text{CD}_4$ ) σε κενό αέρος μέσω παλμικού ακροφυσίου (jet) αερίου υψηλής πίεσης. Ο παλμός λέιζερ είναι εστιασμένος στον όγκο των δημιουργηθέντων clusters. Αυτό οδηγεί σε μια διαμόρφωση του πλάσματος σε νηματοειδή μορφή, και τα ενεργητικά D συγκρούονται με άλλα D στο περιβάλλοντα χώρο του αερίου με αποτέλεσμα να έχουμε πυρηνικές αντιδράσεις σύντηξη. Αν και η απόδοση των νετρονίων από τη σύντηξη αυτή είναι παρόμοια με εκείνη που παρατηρήθηκε στα πειράματα με στόχο στερεό δείγμα ( $10^4$  νετρόνια ανά παλμό με ένα 100 mJ λέιζερ), το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων έχει μεγαλύτερη τιμή στο κέντρο, στα 2.45 MeV, που σημαίνει ότι η σύντηξη προέκυψε από πιο ψυχρό πλάσμα που αντιπροσωπεύεται με μία ισοτροπική κατανομή ταχυτήτων. Αυτή η αλληλεπίδραση του λέιζερ με αέριο cluster οδηγεί σε ένα πλάσμα υψηλής πυκνότητας

( $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) και υψηλής θερμοκρασίας (50 - 70 keV). Ο αριθμός των παραγόμενων νετρονίων δίνεται από τη σχέση:

$$N = n^2 \langle \sigma u \rangle_T V \Delta t$$

Όπου  $V$  ο όγκος του πλάσματος και  $\Delta t$  είναι το χρονικό διάστημα από τη δημιουργία του πλάσματος μέχρι την αποσύνθεσή του.



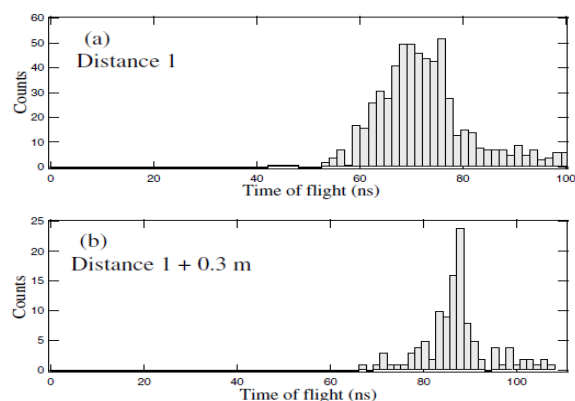
**Σχήμα 6\_6.2:** Φάσμα κατανομής ενεργειών νετρονίων. Σε αυτό το φάσμα η τιμή επικεντρώνεται στα 2.45 MeV και παρουσιάζει ένα στενό εύρος ενεργειών, σε αντίθεση με το ενεργειακό φάσμα σύντηξης D-D με στερεό στόχο<sup>[18]</sup>.

Το παλμικό ακροφύσιο (jet) έχει κωνικό σχήμα με διάμετρο 500  $\mu\text{m}$  και μήκος 25mm. Η εξωτερική κωνική διάμετρος είναι 5mm και αναπτύσσει πιέσεις 50 bars ενώ η μέση πυκνότητα του αερίου έξω από το ακροφύσιο εκτιμάται στα  $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Το μέγεθος του cluster κυμαίνεται στα  $2 \cdot 10^5$  μόρια. Για την μέτρηση των κατανομών ταχυτήτων και ενέργειας των ιόντων του άνθρακα και του δευτερίου χρησιμοποιείται ένας φασματογράφος μάζας Thomson parabola (TP) και ένα φασματόμετρο (Time Of Flight-TOF) με ευαισθησία σε νετρόνια και ακτίνες-γ. Στο φασματόμετρο είναι τοποθετημένη μία συσκευή πάχους 5 cm και διαμέτρου 12 cm η οποία αποτελείται από οργανικό υγρό σε συνδυασμό με σωλήνες φωτοπολλαπλασιαστών, η οποία επιτρέπει την άμεση διάκριση μεταξύ νετρονίων και ακτινών-γ (Pulse Shape Discrimination – PSD). Η διάκριση αυτή επιτυγχάνεται ευκολότερα με θωράκιση του ανιχνευτή με ένα κουτί πάχους 5 cm. Και τα δύο φασματόμετρα βαθμονομήθηκαν με πηγή σχάσης  $^{252}\text{Cf}$  που εκπέμπει νετρόνια ενέργειας 2.14 MeV<sup>[18]</sup>.



**Σχήμα 7\_6.6.2:** Παλμικό ακροφύσιο (Pulsed nozzle)

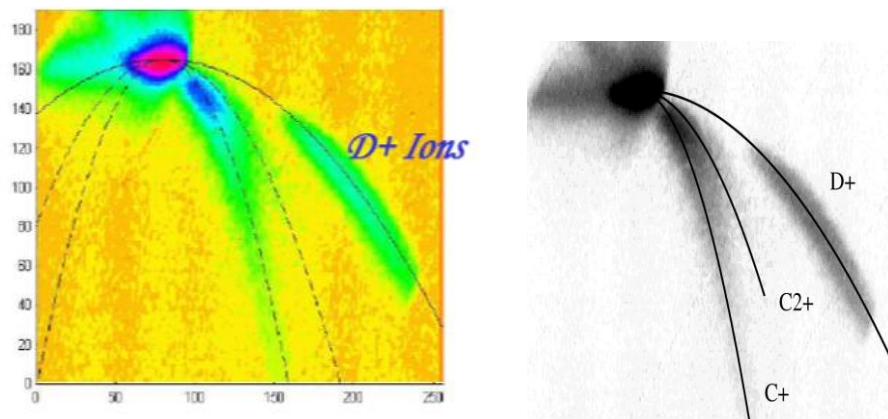
Παρακάτω φαίνεται το φάσμα του **TOF** για δύο διαφορετικές αποστάσεις από την εκτόξευση του αερίου, στα 1.55m και 1.85 m. Ο μέσος χρόνος άφιξης παρουσιάζει μία διαφορά  $13 \pm 1.0$  ns όπου για μια απόσταση 30 cm η διαφορά αυτή αντιστοιχεί σε ενέργεια νετρονίων  $2.76 \pm 1.4$  MeV , η οποία συνάδει πλήρως με την ενέργεια 2.45 MeV που αναμένεται από τα νετρόνια σύντηξης. Για να επιβεβαιωθεί περαιτέρω παραγωγή νετρονίων, τοποθετήθηκε ένα τμήμα με παραφίνη μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή η οποία οδηγεί σε μια μείωση του σήματος του ανιχνευτή 42 προς 1 για 100 παλμούς λέιζερ<sup>[18]</sup>.



**Σχήμα 8\_6.6.2:** Φάσμα **TOF** νετρονίων σε δύο διαφορετικές θέσεις που απέχουν 30 cm. Το χρονικό πλάτος του συστήματος ανίχνευσης κυμαίνεται στα 10 ns<sup>[18]</sup>.

Προκειμένου να αναλυθεί η κατανομή της ενέργειας των ιόντων που εμπλέκονται στην πυρηνική αντίδραση, χρησιμοποιούμε ένα φασματογράφο Thomson parabola, του οποίου ο άξονας είναι προσανατολισμένος κάθετα προς τον άξονα του λέιζερ. Τα ιόντα διαπερνούν μία οπή 250-300  $\mu\text{m}$  και στη συνέχεια εκτρέπονται από ένα σύστημα με παράλληλα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία. Μετά την εκτροπή τους από τα πεδία καταλήγουν σε μία μικροκαναλική πλακέτα (**MicroChannel Plate**) συζευγμένη με μία CCD κάμερα. Στην οθόνη

φαίνεται μία παραβολική καμπύλη σχήματος, η οποία καθορίζεται από την αναλογία  $q/m$ . Από τις γεωμετρικές παραμέτρους, τις τιμές του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου και τις μετρούμενες αποκλίσεις, μπορούμε να βγάλουμε συμπεράσματα για τις ενέργειες των ιόντων. Το παρακάτω γράφημα παρουσιάζει τις κατανομές ενέργειας απο: (i)  $D^+$  και (ii)  $C^+$  και  $C^{2+}$  ιόντα, τα οποία αποκτήθηκαν από λέιζερ ενέργειας 400 mJ, θεωρώντας μία επίπεδη απεικόνιση από το **MCP**.



**Σχήμα 9\_6.6.2:** Απεικόνιση ιόντων προερχόμενα από αλληλεπίδραση στενού παλμού λέιζερ με cluster μέσω φασματογράφου Thomson parabola. Διακρίνονται τα ιόντα  $D^+$ ,  $C^+$  και  $C^{2+}$  [18].

Το φάσμα του D παρουσιάζει ένα ανώτερο όριο στα 45 keV, στη συνέχεια μία ταχεία πτώση κάτω από το επίπεδο θορύβου στα 120 keV. Αντίθετα, η κατανομή της ενέργειας του C παρουσιάζει ένα ανώτερο όριο στα 110 keV, πολύ υψηλότερη από την ενέργεια των  $D^+$ . Εάν τα ιόντα  $C^+$  προερχόντουσαν άμεσα από την έκρηξη Coulomb του cluster, η ενέργεια τους θα ήταν περίπου ίδια με την ενέργεια των  $D^+$ , δεδομένου ότι έχουν την ίδια κατάσταση φόρτισης και μοιράζονται το ίδιο ηλεκτροστατικό δυναμικό κατά το αρχικό στάδιο της έκρηξης.

Το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων είναι μονο-ενεργειακό έχουμε δηλαδή μονοχρωματικά νετρόνια, διότι παράγονται από σύντηξη ιόντων D, με αποτέλεσμα λόγω της πυρηνικής αυτής αντίδρασης η ενέργεια τους να είναι καθορισμένη στα 2.45 MeV, σε αντίθεση με το ευρύ φάσμα των νετρονίων από έναν αντιδραστήρα σχάσης. Αυτό μπορεί να έχει ενδιαφέρον για τη μελέτη των υλικών τα οποία προορίζονται να χρησιμοποιηθούν σε ένα μελλοντικό αντιδραστήρα σύντηξης. Η τεχνική για την μελέτη υλικής βλάβης σε

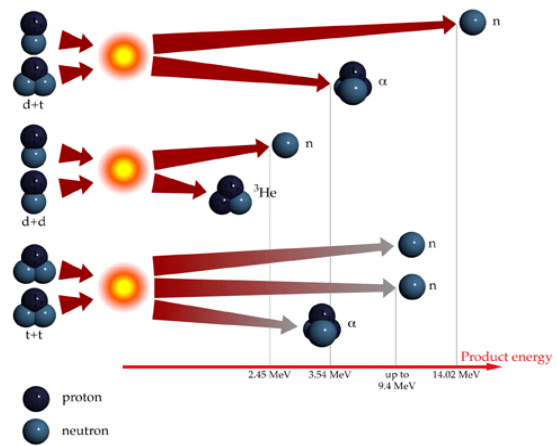
υλικά από ακτινοβολία νετρονίων αναπτύσσεται γοργά, λόγω του ότι πρέπει να αναπτυχθούν υλικά τα οποία να είναι σε θέση να αντέχουν την υψηλή ροή νετρονίων στις Μηχανές Tokamak που θα είναι της τάξης των  $10^{17} - 10^{18}$  νετρονίων ανά παλμό. Σήμερα, δεν έχει αναπτυχθεί τελική πηγή παραγωγής νετρονίων που να αναπαράγει το ακριβές φάσμα νετρονίων που παράγεται σε αντιδραστήρα σύντηξης πλάσματος. Τέλος, σημαντική πτυχή της όλης μελέτης για την διαδικασία κατασκευής και λειτουργίας μονοχρωματικής πηγής νετρονίων είναι βασισμένη κατ' αρχή σε σύστημα βραχύχρονων παλμών λέιζερ που οδηγεί στη σε πλάσμα με συνθήκες σύντηξης και αυτό μπορεί να αποτελέσει στο μέλλον σημαντικό εργαλείο για εφαρμογές όπου η χρήση των συμβατικών πηγών νετρονίων είναι απρόσιτες <sup>[17],[23],[44]</sup>. Για να μειώσουμε την ταχύτητα εκτόνωσης του υψηλής θερμοκρασίας πλάσματος που έχει σαν αποτέλεσμα την ελάττωση της πυκνότητας του και την σημαντική μείωση της παραγωγής νετρονίων είναι απαραίτητο να περιορίσουμε το πλάσμα και αν ελαττώσουμε την ταχύτητα εκτόνωσης του. Αυτό επιτυγχάνεται με την εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η παρουσία του οποίου επιτρέπει την παγίδευση του πλάσματος και κατά συνέπεια αυξάνει την παραγωγή νετρονίων. Η περιγραφή του μαγνητικού πεδίου αναπτύσσεται στο επόμενο κεφάλαιο.

Στον πίνακα 10\_6.6.2 παρατίθενται οι σημαντικότερες αντιδράσεις σύντηξης που συμβαίνουν σε μία μηχανή μαγνητικού περιορισμού, όπως το Tokamak ή αυτή που θα περιγράψουμε στη συνέχεια. Επίσης, στον πίνακα 11\_6.6.2 παρουσιάζονται τα *cross sections* των αντιδράσεων αυτών σε ενέργειες πλάσματος 10keV και 100 keV <sup>[35]</sup>.

$D+D \rightarrow T (1.01\text{MeV}) + p (3.02\text{MeV}) [50\%]$
$D+D \rightarrow He^3 (0.82\text{MeV}) + n (2.45\text{MeV}) [50\%]$
$D+T \rightarrow He^4 (3.5\text{MeV}) + n (14.1\text{MeV})$
$D+He^3 \rightarrow He^4 (3.6\text{MeV}) + p (14.7\text{MeV})$
$T+T \rightarrow He^4 + 2n + 11.3\text{MeV}$
$He^3+T \rightarrow He^4 + p + n + 12.1\text{MeV} [51\%]$

$\text{He}^3 + \text{T} \rightarrow \text{He}^4 (4.8\text{MeV}) + \text{D} (9.5\text{MeV}) [43\%]$
$\text{He}^3 + \text{T} \rightarrow \text{He}^5 (2.4\text{MeV}) + \text{p} (11.9\text{MeV}) [6\%]$

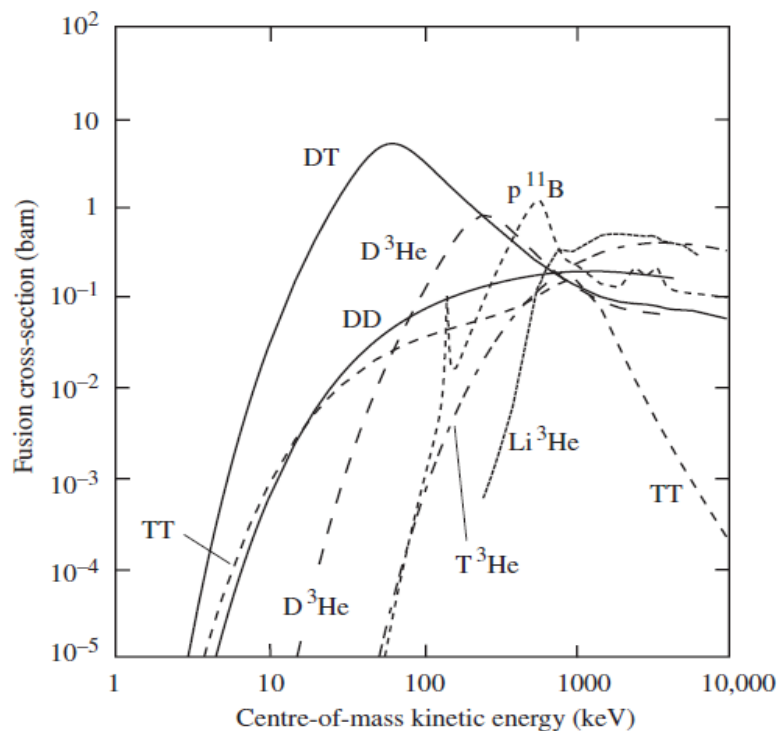
Πίνακας 10\_6.6.2



Σχήμα 11\_6.6.2: Αναπαράσταση κυριότερων αντιδράσεων σύντηξης

Αντίδραση	$\sigma(\text{barn}-10\text{keV})$	$\sigma(\text{barn}-100\text{keV})$
$D + D \rightarrow \text{He}^3 (0.82\text{MeV}) + n (2.45\text{MeV})$	$2.78 \times 10^{-4}$	$3.7 \times 10^{-2}$
$D + D \rightarrow T (1.01\text{MeV}) + p (3.02\text{MeV})$	$2.81 \times 10^{-4}$	$3.3 \times 10^{-2}$
$D + T \rightarrow \text{He}^4 (3.5\text{MeV}) + n (14.1\text{MeV})$	$2.72 \times 10^{-2}$	3.43

Πίνακας 12\_6.6.2



**Σχήμα 13\_6.6.2:** Fusion cross sections versus centre-of-mass energy for reactions of interest to controlled fusion energy. The curve labelled DD represents the sum of the cross sections of the various branches of the reaction<sup>[36]</sup>.

## 6.7 Κατηγορίες ανάλυσης με ενεργοποίηση νετρονίων

Η τεχνική ανάλυσης με νετρόνια υπόκειται σε δύο κατηγορίες<sup>[19]</sup>, στην άμεση (prompt) φασματοσκοπική ανάλυση ακτινοβολίας ακτινών γ με τη μέθοδο NNA (**PGNAA**) και στην καθυστερημένη (delayed) φασματοσκοπική ανάλυση ακτινοβολίας ακτινών γ με τη μέθοδο NNA (**DGNAA**)

Στην άμεση ανάλυση οι μετρήσεις πραγματοποιούνται κατά τη διάρκεια της ακτινοβολίας, ενώ στην καθυστέρηση οι μετρήσεις ακολουθούν ραδιενεργό διάσπαση και μετρώνται στο τέλος της ακτινοβολίας. Ο τελευταίος τρόπος λειτουργίας είναι πιο κοινός, έτσι όταν κάποιος αναφέρεται στην ενεργοποίηση νετρονίων, υπόκειται στην δεύτερη κατηγορία όπου περίπου το 70% των στοιχείων έχουν κατάλληλες ιδιότητες για αυτόν τον τρόπο ανάλυσης. Η τεχνική PGNAA πραγματοποιείται με την τοποθέτηση του ανιχνευτικού συστήματος πολύ κοντά στο υπό εξέταση δείγμα ώστε να μη χάνεται η ευαισθησία της μέτρησης της ακτινοβολίας. Εφαρμόζεται αποτελεσματικά σε στοιχεία με υψηλή ενεργό

διατομή σύλληψης (B, Cd, Sm, Gd), σε στοιχεία τα οποία διασπώνται πολύ γρήγορα για να μετρηθούν με την τεχνική DGNAΑ, στοιχεία τα οποία παράγουν μόνο σταθερά ισότοπα και στοιχεία που έχουν χαμηλές εντάσεις στο φάσμα των ακτίνων-γ λόγω αδύναμης διάσπασης.

Η τεχνική DGNAΑ είναι χρήσιμη για την συντριπτική πλειονότητα των στοιχείων που παράγουν ραδιενεργά νουκλεΐδια. Είναι ευέλικτη ως προς το χρόνο έτσι ώστε η ευαισθησία για τα μακράς χρόνου ημιζωής ραδιονουκλεΐδια στα οποία παρεμβάλλονται μικρότερης διάρκειας ζωής ραδιονουκλεΐδια μπορεί να βελτιωθεί αναμένοντας την αποσύνθεση των τελευταίων. Αυτό είναι και το βασικό της πλεονέκτημα σε σχέση με άλλες μεθόδους ανάλυσης.

## 6.8 Οργανική και ραδιοχημική μεθοδος NAA

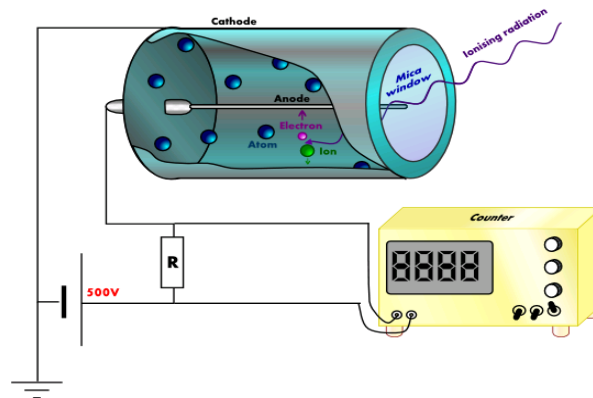
Η χρήση αυτοματοποιημένου χειρισμού του δείγματος με τη μέτρηση ακτίνων γ με ηλεκτρονικούς ανιχνευτές και την ηλεκτρονική επεξεργασία των δεδομένων, έχουμε τη δυνατότητα να μετρήσουμε ταυτόχρονα περισσότερα από τριάντα στοιχεία στους περισσότερους τύπους δειγμάτων χωρίς χημική επεξεργασία. Η εφαρμογή των αμιγώς οργανικών διαδικασιών ονομάζεται κοινώς οργανική ανάλυση ενεργοποίησης νετρονίων (**Instrumental Neutron Activation Analysis – INAA**) και αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα της νετρονικής ανάλυσης σε σχέση με άλλες τεχνικές. Εφόσον ο χημικός διαχωρισμός γίνει στα δείγματα μετά που θα ακτινοβοληθούν ώστε να αφαιρεθούν παρεμβολές ή να συγκεντρωθεί το ραδιοϊσότοπο του ενδιαφέροντος, τότε η τεχνική αυτή ονομάζεται ραδιοχημική ανάλυση ενεργοποίησης νετρονίων (**Radiochemical Neutron Activation Analysis -RNAA**) αλλά έχει σχετικά περιορισμένη εφαρμογή λόγω του υψηλού κόστους εφαρμογής<sup>[19]</sup>.

## 6.9 Ανιχνευτές νετρονίων και ακτινοβολίας

Σε γενικές γραμμές τα νετρόνια είναι περισσότερο δύσκολο να ανιχνευτούν από τις ακτίνες-γ λόγω της ασθενούς αλληλεπίδρασης τους με την ύλη και το μεγάλο ενεργειακό εύρος τους. Τα ταχεία νετρόνια μπορούν να αλληλεπιδράσουν με υλικά που περιέχουν



μεγάλη συγκέντρωση ατόμων υδρογόνου ( πρωτόνια ), όπως για παράδειγμα οργανικά υλικά, με ελαστική σκέδαση όπου η ενέργεια των νετρονίων μεταβιβάζεται στα πρωτόνια, τα οποία με τη σειρά τους μπορούν να παράγουν φως σε σπινθηριστή. Χρησιμοποιώντας την παραπάνω αρχή, τα ταχεία νετρόνια μπορούν να ανιχνευτούν σε κάθε οργανικό ( πλαστικό ή υγρό ) σπινθηριστή, αφού πρώτα επιβραδυνθούν και γίνουν θερμικά.



Αναλογικός μετρητής νετρονίων αερίου Helium-3.

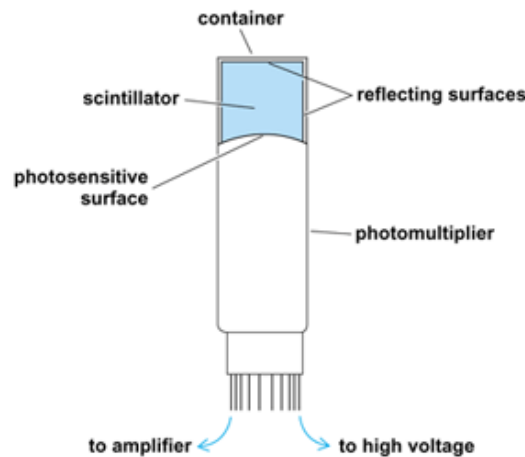
Τα θερμικά νετρόνια ανιχνεύονται μέσω της αντίδρασης  $n_{thermal} + {}^3\text{He} \rightarrow p + T + 765\text{keV}$

Τα ταχεία νετρόνια ανιχνεύονται αφού επιβραδυνθούν σε πολυαιθυλαίνιο (moderator) ώστε να αυξηθεί η πιθανότητα αλληλεπίδρασης.

Η αποτελεσματικότητα της απορρόφησης νετρονίων σε ένα υγρό σπινθηριστή μπορεί να αυξηθεί με την προσθήκη 0.5% κατά βάρος Γαδολίνιο ( Gadolinium) στο υγρό. Σε ορισμένους υγρούς σπινθηριστές τα ταχεία νετρόνια παράγουν σπινθηρισμούς με διαφορετικούς χρόνους απόσβεσης για νετρόνια και ακτίνες-γ. Εφαρμόζοντας την τεχνική Pulse Shape Discrimination (PSD) είναι δυνατόν να διαχωριστούν τα ταχεία νετρόνια από τις ακτίνες – γ<sup>[37]</sup>.

Ο ανιχνευτής ακτινοβολίας είναι μία από τις πιο χρήσιμες συσκευές ανίχνευσης σωματιδίων στην πυρηνική φυσική σήμερα. Αποτελείται από δύο κύρια συστατικά στοιχεία: Πρώτον, έναν σπινθηριστή ο οποίος απορροφά την ακτινοβολία και μετατρέπει την ενέργεια μέσω ιονισμού σε ένα γρήγορο παλμό φωτός και, δεύτερον, από ένα πολλαπλασιαστή. Το δεύτερο στοιχείο μετατρέπει τον παλμό φωτός σε παλμό ηλεκτρονίων και επίσης ενισχύει τον παλμό ηλεκτρονίων που πρέπει να καταγράφονται. Υπάρχουν

πολλοί τύποι σπινθηριστών, όπως ένα οργανικό υγρό διάλυμα, ένα πλαστικό ή ένας κρύσταλλος ( οργανικός ή ανόργανος). Η δέσμη φωτός ενός σπινθηριστή είναι ανάλογη με την ενέργεια, άρα και το πλάτος του ηλεκτρικού σήματος.

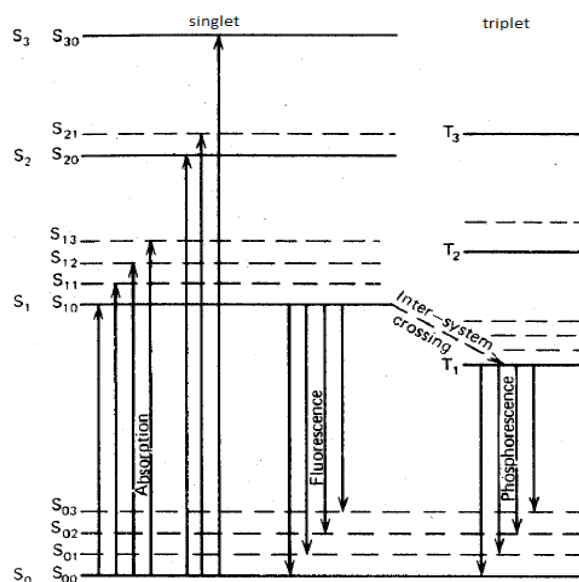


Σχήμα 1\_6.9: Ανιχνευτής νετρονίων<sup>[4]</sup>

Οι κύριες απαιτήσεις των σπινθηριστών είναι η υψηλή απόδοση ανίχνευσης της επιθυμητής ακτινοβολίας, υψηλό σήμα εξόδου και εκπομπή φωτός σε σύντομο χρονικό διάστημα έτσι ώστε να είναι δυνατόν οι άμεσες μετρήσεις. Αυτό σημαίνει ότι η χρονική διαφορά μεταξύ των δύο γεγονότων μπορεί να επιτευχθεί ακρίβεια για τους ανιχνευτές ακτινοβολίας. Μία ενδιαφέρουσα ιδιότητα ορισμένων τύπων σπινθηριστών είναι οι διαφορετικές σταθερές φωτο-αποδιέγερσης που προκύπτουν από τα ταχέα νετρόνια και ακτίνες-γ. Είναι δυνατόν να γίνει διάκριση μεταξύ των διαφορετικών ειδών σωματιδίων, αναλύοντας τη μορφή του εκπεμπόμενου παλμού φωτός. Αυτό είναι γνωστό ως ***pulse-shape discrimination***.

Οργανικός ανιχνευτής: Οι οργανικοί ανιχνευτές περιέχουν αρωματικά μόρια των υδρογονανθράκων που έχουν τις κατάλληλα δονητικά διεγερμένες καταστάσεις που μπορούν να διεγερθούν από τις ιοντίζουσες ακτινοβολίες. Αποδιεγείρονται μέσω εκπομπής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Το φως του σπινθηριστή αποτελείται από μεταβάσεις των ηλεκτρονίων σθένους των μορίων. Αυτά τα μη-εντοπισμένα ηλεκτρόνια δεν ανήκουν σε

κάποιο συγκεκριμένο άτομο στο μόριο και καταλαμβάνουν αυτό που είναι γνωστό ως μοριακό τροχιακό. Τα ενεργειακά επίπεδα τέτοιων μορίων φαίνονται στο σχήμα 2\_6.8:



Σχήμα 2\_6.9: Ενεργειακά επίπεδα ενός οργανικού μορίου

Καθεμία από αυτές τις καταστάσεις είναι χωρισμένες σε διεγερμένους τρόπους δόνησης του μορίου. Η ενεργειακή διαφορά μεταξύ διαφορετικών ενεργειακών καταστάσεων S<sub>0</sub>-S<sub>1</sub> είναι περίπου 3-4 MeV ενώ τα δονητικά επίπεδα είναι της τάξης των 0,15 eV. Η μέση θερμική ενέργεια είναι kT = 0.025 eV επομένως όλα τα μόρια είναι στην S<sub>00</sub> κατάσταση σε θερμοκρασία δωματίου.

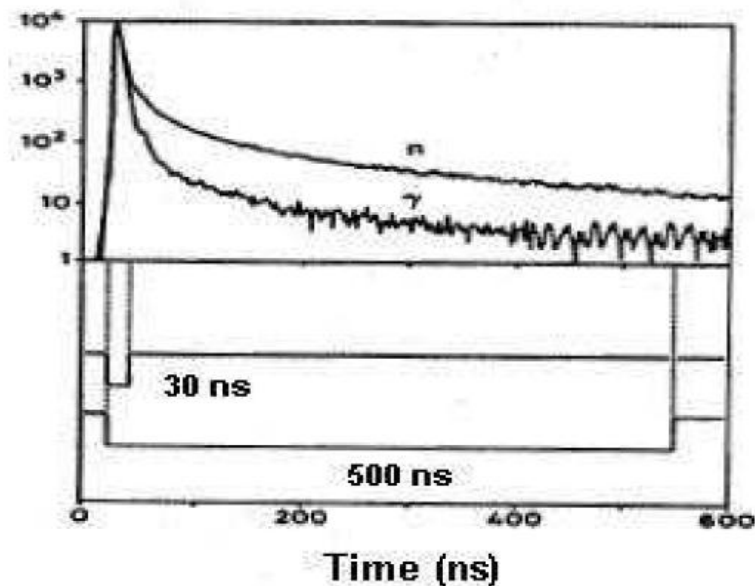
Όταν φορτισμένα σωματίδια ή ακτινοβολία περνά μέσα από τον ανιχνευτή, το μόριο μπορεί να απορροφήσει ενέργεια. Το αποτέλεσμα είναι η διέγερση στα υψηλότερα ηλεκτρονικά και δονητικά επίπεδα, τα οποία φαίνονται από τα βέλη απορρόφησης. Οι διεγερμένες καταστάσεις αποδιεγείρονται πολύ γρήγορα ( psec) στην S<sub>10</sub> κατάσταση χωρίς εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Υπάρχει μεγάλη πιθανότητα μετάβασης από μία δονητική κατάσταση στη θεμελιώδη κατάσταση μέσα σε λίγα nsec. Αυτό είναι γνωστό ως **άμεσος φθορισμός**. Οι μεταβάσεις από την κατάσταση S<sub>10</sub> σε ένα από τα δονητικά επίπεδα δίνει μεγαλύτερα μήκη κύματος από ότι χρειάζεται για την απορρόφηση από το ίδιο μόριο.

Ένας ιδιαίτερου ενδιαφέροντος σπινθηριστής είναι ένας σπινθηριστής οργανικού υγρού. Οι πιο γνωστοί από αυτούς που χρησιμοποιούνται ως διαλυμένες ουσίες είναι: P-

Terphenyl ( $C_{18}H_{14}$ ), PBD ( $C_{20}H_{14}N_2O$ ), PPO ( $C_{15}H_{11}NO$ ), και οι κοινοί διαλύτες είναι το ξυλουόλιο (xylene) , το τολουόλιο και το βενζόλιο. Κατά τη χρήση των οργανικών σπινθηριστών, είναι σημαντικό να εξεταστούν προσμίξεις όπως διαλυμένο οξυγόνο το οποίο μειώνει το φως εξόδου παρέχοντας μηχανισμούς απόσβεσης της ενέργειας διέγερσης. Το ιδιαίτερο πλεονέκτημα του υγρού σπινθηριστή είναι ότι μπορεί εύκολα να φορτωθεί με άλλα υλικά όπως η ναφθαλίνη ( $C_{10}H_8$ ) ώστε να μειωθούν οι χρόνοι αποδιέγερσης και να αυξηθεί η απόδοση φωτός και η αποτελεσματικότητα. Το διαλυμένο οξυγόνο μπορεί να έχει σημαντική επίδραση, την οποία μπορούμε να απαλείψουμε διοχετεύοντας το υγρό με αέριο άζωτο ( ή κάποιο αδρανές αέριο). Μερικές φορές το φως που παράγει το πρωτογενές ανιχνευτής εκπέμπει εκ νέου σε μεγαλύτερο μήκος κύματος. Αυτό ονομάζεται μετατόπιση κύματος (wave shifting ) και το φως που εκπέμπεται ταιριάζει περισσότερο στον φωτοπολλαπλασιαστή. Επίσης, μπορούν να προστεθούν υλικά τα οποία να προκαλέσουν μία μετατόπιση μήκους κύματος με αποτέλεσμα τη λήψη ενός πιο χρήσιμου ή βελτιωμένου φάσματος του εκπεμπόμενου φωτός.

Pulse-Shape Discrimination (PSD): Τα σήματα από ορισμένους ανιχνευτές, όπως ο υγρός σπινθηριστής, μεταφέρουν πληροφορίες στο σχήμα τους ή ακριβέστερα στην αύξηση τους και στο χρόνο αποσύνθεσης. Τα σωματίδια διαφορετικών ενεργειών ιονισμού παράγουν μεγαλύτερους ή μικρότερους παλμούς στον ανιχνευτή, με αποτέλεσμα να δίνουν διαφορετικές μορφές παλμού. Η εκπομπή φωτός των περισσοτέρων ανιχνευτών αντιπροσωπεύονται από μία συνιστώσα (component) με χρόνο αποσύνθεσης περίπου 30 nsec. Υπάρχει επίσης μία άλλη συνιστώσα όπου ο χρόνος αποδιέγερσης κυμαίνεται στα 100 nsec. Στους ανιχνευτές, ο χρόνος αποδιέγερσης του φωτός που εκπέμπεται επηρεάζεται από το είδος της ακτινοβολίας, δεδομένου ότι διαφορετικά είδη σωματιδίων έχουν διαφορετικές ενέργειες ιονισμού. Η υψηλότερη πυκνότητα ιονισμού θα οδηγήσει σε υψηλότερες συγκεντρώσεις των διεγερμένων καταστάσεων του μορίου για διαμοριακές αλληλεπιδράσεις, και ως εκ τούτου μεγαλύτερη πιθανότητα για ένα διεγερμένο μόριο να συναντήσει και να αλληλεπιδράσει με άλλο διεγερμένο μόριο. Στους υγρούς σπινθηριστές, τα νετρόνια μπορούν να ανιχνευτούν καθώς σκεδάζονται από τα πρωτόνια, ενώ οι ακτίνες-γ μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου ή της διεργασίας Compton που αποδίδει οπισθοσκεδασμένα ηλεκτρόνια ( recoiling electrons ). Αυτή η διαφορά στα προϊόντα

αντίδρασης καθιστά δυνατή τη διάκριση μεταξύ νετρονίων και ακτίνων-γ στους υγρούς σπινθηριστές. Σημαίνει επίσης ότι τα είδη των σωματιδίων αλληλεπιδράσης σχετίζονται με τον πραγματικό χρόνο αποσύνθεσης του ανιχνευτή και παράγουν διαφορετικά σχήματα παλμού.



Σχήμα 3\_6.9: Σχήματα παλμού σε υγρό σπινθηριστή για νετρόνια και ακτίνες-γ

Η πιο κοινή εφαρμογή του PSD είναι στην ανίχνευση ταχέων νετρονίων. Το υπόβαθρο των ακτίνων-γ συχνά συνοδεύει τα νετρόνια, αλλά με αυτήν την τεχνική μπορεί να εξαλειφτεί.

Η D 711 της εταιρίας Thermo Scientific είναι μία γεννήτρια υψηλής απόδοσης, η οποία παρέχει πολύ υψηλή συνολική παραγωγή νετρονίων συνδυάζοντας όλους τους ψηφιακούς ελέγχους, λειτουργική ευελιξία και πολλαπλούς μηχανισμούς ασφαλείας. Το μοντέλο αυτό έχει σχεδιαστεί με ένα ολοκληρωτικό ψηφιακό σύστημα ελέγχου. Έχει βελτιωμένη υψηλή τάση τροφοδοσίας σε σχέση με άλλα μοντέλα, για μεγαλύτερη αξιοπιστία και οικονομία λειτουργίας, βελτιωμένους θαλάμους ψύξης και σωλήνες νετρονίων. Εκτός από τα πλεονεκτήματα στη συνολική ροή νετρονίων έχει ευκολότερη εγκατάσταση της κεφαλής του επιταχυντή μέσα στο θωρακισμένο τμήμα.

Η γεννήτρια D 711 αποτελείται από τέσσερα βασικά μέρη<sup>[39]</sup>: Την κεφαλή του επιταχυντή, ένα σασί ελέγχου, ψυκτικές μονάδες και την παροχή υψηλής τάσης. Ο θωρακισμένος σωλήνας νετρονίων είναι σχεδιασμένος για μέγιστη απόδοση  $2 \cdot 10^{10} n/s$ . Οι μονάδες του ψυκτικού υγρού πρέπει να είναι λειτουργικές, ψύχοντας και το στόχο και την πηγή ιόντων.

Ο σωλήνας έχει μία τυπική διάρκεια ζωής 1000 h στα  $1 \cdot 10^{10} n/s$ , λειτουργώντας σε χαμηλότερες αποδόσεις επεκτείνεται η διάρκεια ζωής. Για παράδειγμα, ροή νετρονίων στα  $5 \cdot 10^9 n/s$  θα αυξήσει την αναμενόμενη διάρκεια ζωής έως 2000 hours. Για να μεγιστοποιηθεί η διάρκεια ζωής του σωλήνα, το χειροκίνητο σύστημα συνιστάται για τον καθορισμό της υψηλής τάσης και της δέσμης του ρεύματος. Μερικές από τις εφαρμογές της συγκεκριμένης γεννήτριας μπορεί να είναι η απεικόνιση αντικειμένων σε φορτηγά μεταφοράς προϊόντων (Large object imaging in cargo), έρευνες σχετικά με τις επιδράσεις της ακτινοβολίας (Radiation effects research), ραδιογραφία ταχέων νετρονίων (Fast neutron radiography) και ανάλυση με ενεργοποίηση νετρονίων (Neutron Activation Analysis). Παρακάτω φαίνεται μία εικόνα του μοντέλου D 711.



Σχήμα 4\_6.9: Μοντέλο D 711 πηγής νετρονίων<sup>[39]</sup>.

Οι πρότυπες γεννήτριες νετρονίων είναι μικρότεροι, απλούστεροι και πιο οικονομικοί. Σε αυτούς ανήκει το μοντέλο P 385, το οποίο παράγει μεγαλύτερη ροή και δεν απαιτεί ενεργή ψύξη<sup>[39]</sup>. Είναι μικρού μεγέθους και συμπαγές, έχει πολύ καλή λειτουργία και είναι οικονομικό, λόγω της μεγάλης διάρκειας ζωής που έχει ο σωλήνας νετρονίων. Παρακάτω φαίνεται μία εικόνα του μοντέλου P 385.



Σχήμα 5\_6.9: Μοντέλο P 385 πηγής νετρονίων<sup>[39]</sup>.

Τα οφέλη του μοντέλου P 385 πέρα από τη μεγαλύτερη διάρκεια ζωής του σωλήνα και την υψηλότερη απόδοση, είναι ο σύγχρονος ψηφιακός έλεγχος, οι προηγμένες λειτουργίες,

εξαιρετική οικονομία και όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, μεγαλύτερη ροή νετρονίων. Μερικές από τις εφαρμογές της γεννήτριας είναι η ανίχνευση εκρηκτικών υλικών (Explosives detection), η μαζική ανάλυση υλικών (Bulk materials analysis), ο εντοπισμός όπλων μαζικής καταστροφής (WMD detection), ανάλυση UXO ( Unexploded Ordnance analysis) , ανίχνευση λαθραίων αντικειμένων και προϊόντων (Contraband detection) και ο τεχνικός έλεγχος οχημάτων (Vehicle inspection)<sup>[39]</sup>.

Η γεννήτρια νετρονίων Thermo Scientific P 385 ενσωματώνει ψηφιακές πληροφορίες ελέγχου επόμενης γενιάς. Οι επιλογές λειτουργίας περιλαμβάνουν μία ρύθμιση για την έναρξη και τη διακοπή λειτουργίας, μία ρύθμιση χρονομέτρου ή ρύθμιση για συγκεκριμένο αριθμών παλμών. Υπάρχουν τρεις βοηθητικές έξοδοι, η μία είναι συγχρονισμένη με τον παλμό και η άλλες δύο είναι ρυθμισμένες σε σχέση με το σήμα του παλμού. Επίσης, έχουν σχεδιαστεί εκτενέστερα τα χαρακτηριστικά ασφαλείας της γεννήτριας. Υπάρχουν ενσωματωμένες δικλίδες ασφαλείας ενώ το Smart Lamp ανιχνεύει φως και ρεύμα. Η κεφαλή του επιταχυντή περιέχει ένα σωλήνα νετρονίων διάρκειας ζωής 4.500 h στα  $10^8$  n/s. Αυτό προσφέρει μία υψηλότερη απόδοση από ότι τα άλλα συγκρίσιμα μοντέλα. . Επιπλέον, το κόστος ανά παραγόμενα δισεκατομμύρια νετρονίων είναι περίπου \$ 0.05, 15% λιγότερο από άλλα μοντέλα. Παρακάτω εμφανίζονται οι προδιαγραφές του προϊόντος<sup>[39]</sup>.

Technical Specifications	
Neutron Yield, nominal	3.0E+08 n/s
Neutron Yield, maximum	5.0E+08 n/s
Operating Voltage	-40 kV to -130 kV
Typical Lifetime	1,500 hours @ 3.0E+08 n/s output level 4,500 hours @ $10^8$ n/s output level
Pulse Range	250 Hz to 20 kHz
Duty Cycle	5% to 100%
Minimum Pulse Width	5 $\mu$ sec
Pulse Rise / Fall Time	<1.5 / 0.5 $\mu$ sec
Accelerator Head	102 mm (4.0 in) diameter, 686 mm (27.0 in) long; ~12 kg (~26.4 lb)
Target Plane to End Cap	114 mm (4.5 in)
Electronics Enclosure	490 mm (19.3 in) x 178 mm (7.0 in) x 178 mm (7.0 in); ~5 kg (~11.02 lb)
Power Consumption	~ 75 watts
Control Interface	RS-232, RS-422, or RS-485
Software	Open source text or GUI
Safety Features	Key lock: on/off Emergency: on/off; one on electronics enclosure, one remote Normal-open and Normal-closed contacts Automatic pressure switch interlock on accelerator head Warning lamp flashes when operating; senses current draw and light production

**Πίνακας 6\_6.9:** Thermo Scientific P 385 Neutron Detector<sup>[39]</sup>.

Οι ανιχνευτές νετρονίων περιέχουν έναν αναλογικό μετρητή ο οποίος παράγει παλμούς που προκύπτουν από τις αλληλεπιδράσεις νετρονίων μέσα σε αυτό. Επίσης, περιέχουν στοιχεία τα οποία λειτουργούν ως ρυθμιστές της ροής νετρονίων, έτσι ώστε η καθαρή ροή στον αναλογικό μετρητή περιέχει θερμικά και χαμηλής ενέργειας επιθερμικά νετρόνια. Λόγω του γεγονότος ότι τα νετρόνια δεν έχουν φορτίο μπορούν να ανιχνευτούν μόνο έμμεσα, μέσω πυρηνικών αντιδράσεων οπότε και δημιουργούνται φορτισμένα σωματίδια. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής που παρουσιάζεται στην εικόνα παρακάτω NP100B χρησιμοποιεί τη σχάση του  $^{10}\text{B}$  ενώ ο ανιχνευτής NP100H χρησιμοποιεί  $^3\text{He}$ .

Τα φορτισμένα σωματίδια, σωματίδια  $\alpha$  ή πρωτόνια που δημιουργήθηκαν στην πυρηνική αντίδραση ionίζουν το αέριο. Ο ανιχνευτής περιέχει ένα συντονιστή (moderator) από πολυαιθυλένιο με υψηλό περιεχόμενο υδρογόνου. Μετά από ελαστικές συγκρούσεις με τα άτομα του υδρογόνου, τα ταχέα ή επιθερμικά νετρόνια θα δώσουν μέρος της ενέργειας τους και θα οδηγηθούν σε θερμικά νετρόνια που έχουν χαμηλότερη ενέργεια από τα προηγούμενα. Η πυκνότητα ροής των θερμικών νετρονίων λόγω παρουσίας του επιβραδυντή είναι εξασθενημένη λόγω της μεγάλης απορρόφησης του  $^{10}\text{B}$ .<sup>[20]</sup>



Σχήμα 7\_6.9: Ανιχνευτής νετρονίων<sup>[20]</sup>.

Ο ανιχνευτής PUG-7N είναι ένας μετρητής ταχέων και αργών νετρονίων, ο οποίος λειτουργεί με τη βοήθεια ενός θερμικού ανιχνευτή σπινθηρισμού νετρονίων και ενός συντονιστή. Όταν ο ανιχνευτής βρίσκεται εξωτερικά του συντονιστή, ανιχνεύονται και μετρώνται θερμικά νετρόνια μέσω του μετρητή. Ο συντονιστής από πολυαιθυλένιο περιβάλλεται από μία θωράκιση από Κάδμιο, η οποία απορροφά τα θερμικά νετρόνια και επιτρέπει στα υπόλοιπα να εισέλθουν στο συντονιστή(moderator). Ο συντονιστής μετατρέπει τα νετρόνια που εισέρχονται σε θερμικά με αποτέλεσμα να επηρεάζεται ο



ανιχνευτής σπινθηρισμού. Όταν ο ανιχνευτής θερμικών νετρονίων βρίσκεται στο εσωτερικό του συντονιστή, τα θερμικά νετρόνια εξαιρούνται λόγω των στρωμάτων του Καδμίου και ο ανιχνευτής μετράει μόνο ταχέα νετρόνια τα οποία έχουν εισέλθει στο συντονιστή.



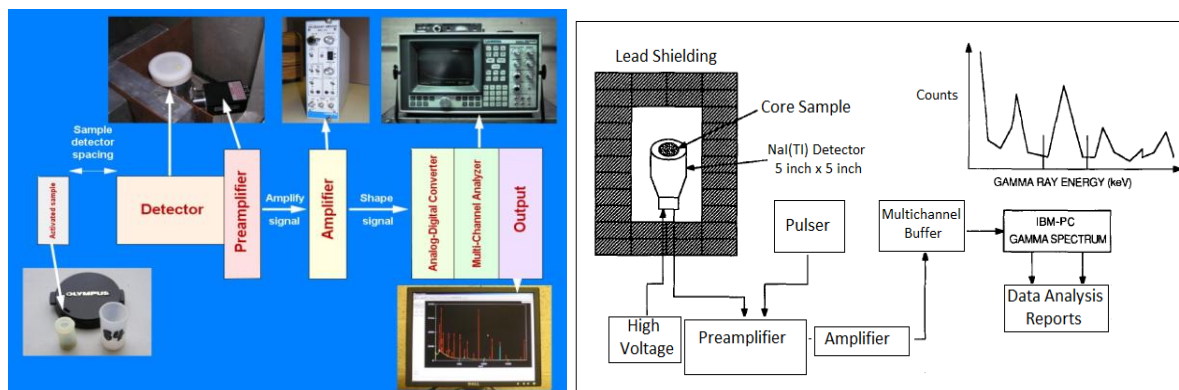
Σχήμα 8\_6.9: Ανιχνευτής νετρονίων PUG-7N

#### 6.10 Ανάλυση στοιχείων με χρήση φασματοσκοπίας ακτίνων-γ

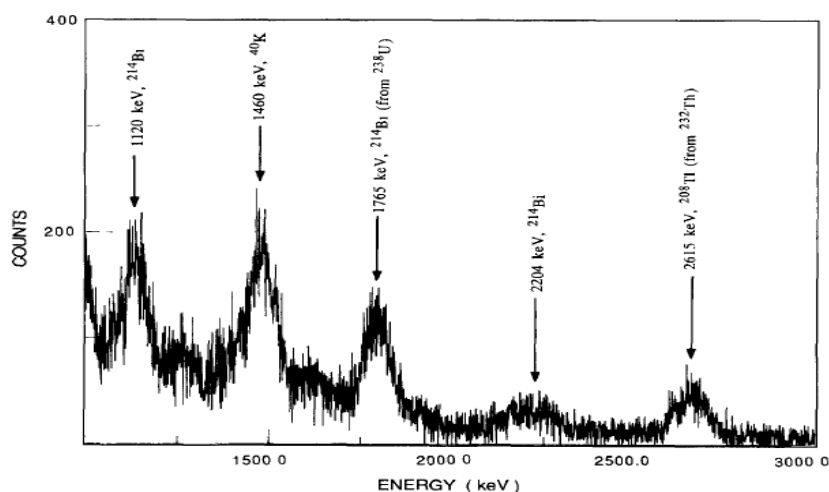
Ο εξοπλισμός που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση των ακτίνων-γ που εκπέμπουν τα ραδιενεργά δείγματα συμπεριλαμβάνει έναν ανιχνευτή HPGe και έναν NaI(Tl) μαζί με τα συστήματα επεξεργασίας σήματος και συλλογής δεδομένων καθώς και έναν υπολογιστή ο οποίος βασίζεται σε πολυκαναλικό αναλυτή (**Multi-Channel Analyser**). Για να ανιχνευτούν τα στοιχεία του δείγματος πρώτα υπολογίζονται από τον ανιχνευτή HPGe και μετά με τον ανιχνευτή NaI(Tl) προσδιορίζεται η συγκέντρωση των στοιχείων. Χρησιμοποιείται ένας πολυκαναλικός ρυθμιστής (Multichannel Buffer) και ένας υπολογιστής PC. Τα φάσματα βαθμονομούνται μέσω προτύπων πηγών ακτινών-γ ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{237}\text{Cs}$ ). Στη βαθμονόμηση επίσης χρησιμοποιούνται δείγματα υψηλών συγκεντρώσεων, όπως το Κάλιο, το Ουράνιο και το Θόριο. Παρακάτω φαίνονται ένα τυπικό εργαστήριο ανίχνευσης ακτινών-γ καθώς και το διάγραμμα ροής για την ανάλυση <sup>[29]</sup>.



Σχήμα 1\_6.10: Εργαστήριο ανίχνευσης ακτινών-γ <sup>[3]</sup>.

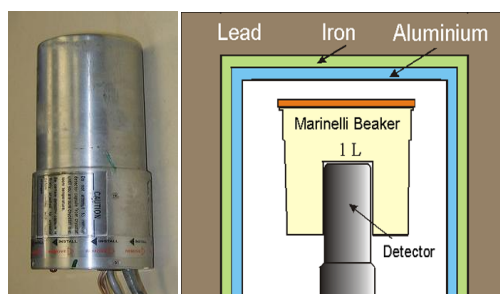


Σχήμα 2\_6.10: Διάγραμμα ροής για φασματοσκοπική ανάλυση ακτίνων-γ<sup>[13],[24]</sup>.



Σχήμα 3\_6.10: Μετρούμενο φάσμα ακτίνων-γ από βαθμονομημένη πηγή αναφοράς Co και Cs<sup>[24]</sup>.

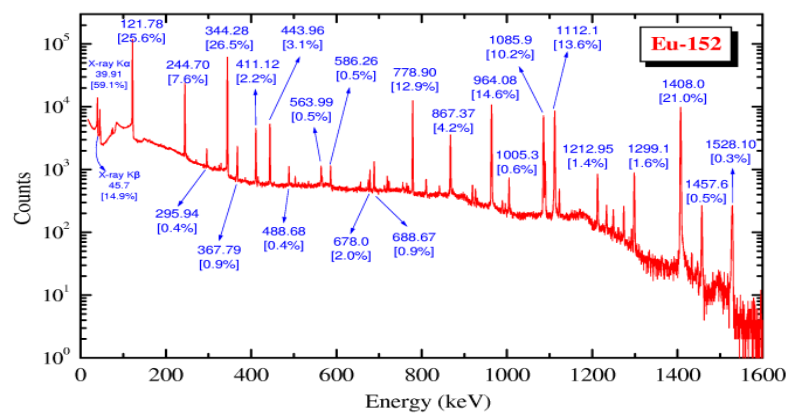
Οι ανιχνευτές Γερμανίου (**HyperPure Germanium-HPGe**) λειτουργούν σε θερμοκρασίες υγρού αζώτου (77 βαθμοί Kelvin) με την τοποθέτηση κρυστάλλου Γερμανίου σε κρυοστάτη, θερμικά μονωμένο με ράβδο χαλκού. Ο πιο κοινός ανιχνευτής αποτελείται από ένα ομοαξονικό κύλινδρο διαμέτρου 55mm και 73mm μήκους, με απόδοση 30% ο οποίος μετράει ενέργειες σχεδόν σε όλο το φάσμα, από 60 keV-3MeV<sup>[9]</sup>.



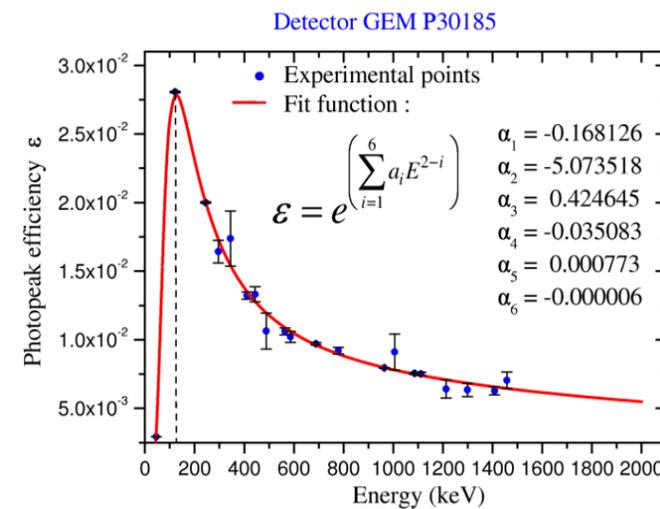
Σχήμα 4\_6.10: Ανιχνευτής HPGe και θωράκιση ανιχνευτή<sup>[9]</sup>.

Ο κύλινδρος περιβάλλεται εξωτερικά από σίδηρο, μόλυβδο και αλουμίνιο με πάχος 5cm, 1 cm και 1cm αντίστοιχα, το οποίο εξουδετερώνει την ακτινοβολία υποβάθρου στο χώρο του εργαστηρίου. Η ενέργεια που εξαρτάται από την απόδοση του ανιχνευτή, έχει προσδιοριστεί χρησιμοποιώντας μία βαθμονομημένη πηγή Eu-152 από την οποία προέρχεται το φάσμα ακτίνων-γ (πρότυπο δοχείο Marinelli με διάμετρο οπής 85mm), η οποία έχει ενεργό όγκο 1000 ml και μια μέση πυκνότητα 1 gr/cm<sup>3</sup>.

Τα διαγράμματα 5\_6.10 και 6\_6.10 δείχνουν τα αποτελέσματα του φάσματος και τις υπολογισμένες φωτοκορυφές από βαθμονομημένη πηγή αναφοράς <sup>152</sup>Eu.



**Σχήμα 5\_6.10:** Μετρούμενο φάσμα ακτίνων από βαθμονομημένη πηγή αναφοράς Eu-152. Απεικονίζονται οι ενέργειες των φωτοκορυφών και τα αντίστοιχα ποσοστά ανίχνευσης<sup>[9]</sup>.



**Σχήμα 6\_6.10:** Ενεργειακή απόδοση φωτοκορυφών, όπως υπολογίζεται από τη μέτρηση του φάσματος<sup>[9]</sup>.

Στον πίνακα 7\_6.10 φαίνονται τα εκτιμώμενα όρια ανίχνευσης των ακτίνων-γ για την τεχνική INAA, υποθέτοντας ροή νετρονίων της τάξης του  $10^{13}$  νετρόνια ανά  $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  [4].

Sensitivity (picograms)	Elements
1	Dy, Eu
1–10	In, Lu, Mn
10–100	Au, Ho, Ir, Re, Sm, W
100–1000	Ag, Ar, As, Br, Cl, Co, Cs, Cu, Er, Ga, Hf, I, La, Sb, Sc, Se, Ta, Tb, Th, Tm, U, V, Yb
1000–10	Al, Ba, Cd, Ce, Cr, Hg, Kr, Gd, Ge, Mo, Na, Nd, Ni, Os, Pd, Rb, Rh, Ru, Sr, Te, Zn, Zr
$10^4$ – $10^5$	Bi, Ca, K, Mg, P, Pt, Si, Sn, Ti, Tl, Xe, Y
$10^5$ – $10^6$	F, Fe, Nb, Ne
$10^7$	Pb, S

Πίνακας 7\_6.10: Εκτιμώμενα όρια ανίχνευσης των ακτίνων-γ για την τεχνική INAA<sup>[4]</sup>.

### 6.11 Υπολογισμός συγκέντρωσης στοιχείων με χρήση ακτίνων-γ

Η διαδικασία που συνήθως χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης ( σε ppm ) του στοιχείου είναι να ακτινοβοληθεί στον αντιδραστήρα το άγνωστο στοιχείο και ένα πρότυπο δείγμα που περιέχει γνωστή ποσότητα από το στοιχείο. Εφόσον και τα δύο μετρώνται με τον ίδιο ανιχνευτή, χρειάζεται να διορθωθεί η διαφορά που θα προκύψει κατά την διάσπαση τους. Η εξίσωση που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της μάζας ενός στοιχείου στο άγνωστο δείγμα σε σχέση με το πρότυπο σύγκρισης είναι <sup>[19]</sup>:

$$\frac{A_{sam}}{A_{std}} = \frac{m_{sam} \cdot \left( e^{-\lambda T_d} \right)_{sam}}{m_{std} \cdot \left( e^{-\lambda T_d} \right)_{std}}$$

Όπου A: ενεργότητα ακτινοβολίας ( ραδιενεργός διάσπαση) δείγματος (sam) και του προτύπου(std) σε Bq, m: μάζα του στοιχείου σε kgr, λ: σταθερά διάσπασης του ισοτόπου,  $T_d$ : χρόνος διάσπασης.

Όταν έχουμε μια σύντομη προσπίπτουσα ακτινοβολία, οι χρόνοι διάσπασης και καταμέτρησης είναι σταθεροί και συνήθως ίδιοι για όλα τα δείγματα και τα πρότυπα, άρα η εξάρτηση του χρόνου δεν υφίσταται και η παραπάνω εξίσωση απλοποιείται ως <sup>[19]</sup>:

$$c_{\text{sam}} = c_{\text{std}} \frac{W_{\text{std}}}{W_{\text{sam}}} \cdot \frac{A_{\text{sam}}}{A_{\text{std}}}$$

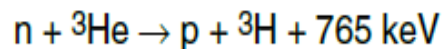
όπου c: συγκέντρωση του στοιχείου, W: βάρος δείγματος και προτύπου.

## 6.12 Μέθοδοι ανίχνευσης ακτίνων-γ

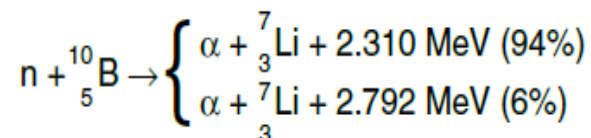
Χαρακτηριστικό γνώρισμα των νετρονίων είναι ότι ενώ έχουν μάζα, δεν έχουν ηλεκτρικό φορτίο. Το αποτέλεσμα είναι να μην μπορεί να παράγει άμεσα ιονισμό σε έναν ανιχνευτή, άρα δεν μπορεί να ανιχνευτή άμεσα. Οι ανιχνευτές νετρονίων βασίζονται σε μια διαδικασία μετατροπής όπου ένα νετρόνιο αλληλεπιδρά με ένα πυρήνα για την παραγωγή ενός δευτερεύοντος φορτισμένου σωματιδίου. Το φορτισμένο σωματίδιο εντοπίζεται από τον ανιχνευτή άμεσα και μέσω αυτής της διαδικασίας ανιχνεύονται και τα νετρόνια.

Μερικοί τύποι ανιχνευτών φορτισμένων σωματιδίων είναι οι αναλογικοί μετρητές αερίου και θάλαμοι ιονισμού, ανιχνευτές ακτινοβολίας και ανιχνευτές ημιαγωγών

Αναλογικοί μετρητές αερίου και θάλαμοι ιονισμού: Η πιο συχνή αντίδραση που χρησιμοποιείται για υψηλής απόδοσης ανίχνευση νετρονίων είναι :

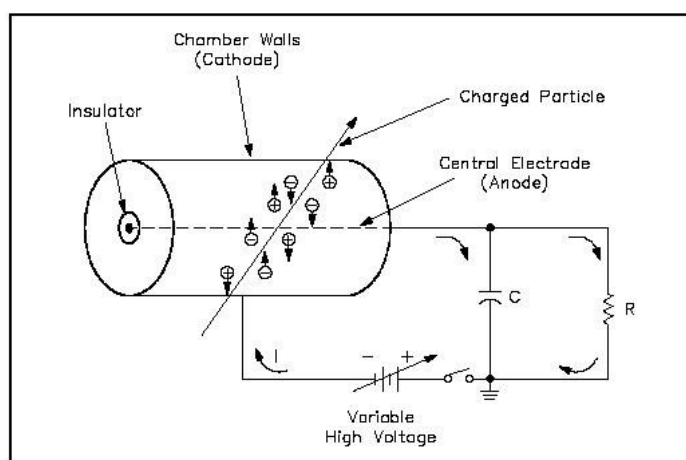


όπου και το πρωτόνιο και το τρίτιο ανιχνεύονται από αναλογικούς μετρητές αερίου. Παράλληλα, προστίθεται αέριο απόσβεσης για τον έλεγχο της διαδικασίας ιονισμού. Μία άλλη μέθοδος χρησιμοποιεί ανιχνευτές  $\text{BF}_3$  όπου χρησιμοποιείται η σχάση του ατόμου του Βορίου ( ${}^{10}\text{B}$ ) για την παραγωγή φορτισμένου σωματιδίου:

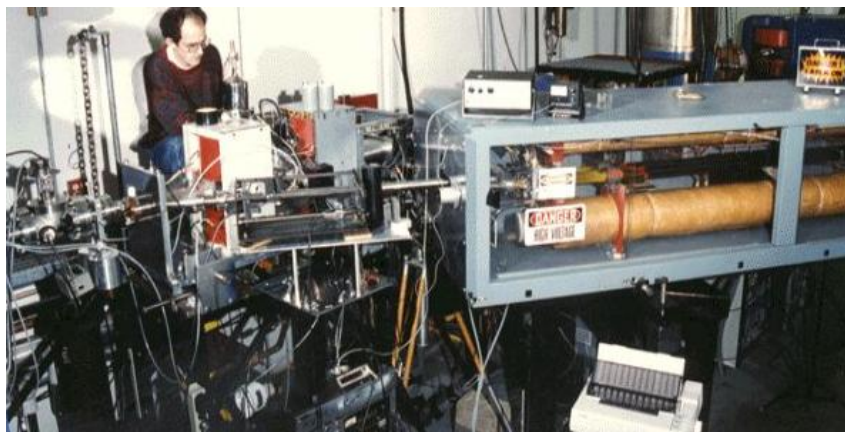




Σχήμα 1\_6.12: Σωλήνας ανιχνευτικού συστήματος He-3<sup>[5]</sup>.



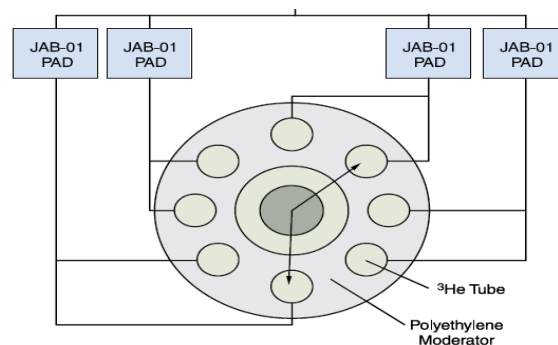
Σχήμα 2\_6.12: Διάγραμμα ανιχνευτή θαλάμου αερίου<sup>[6]</sup>.



Σχήμα 3\_6.12: Ανιχνευτής θαλάμου αερίου, ο οποίος σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε στο FSU(Florida State University)<sup>[34]</sup>.

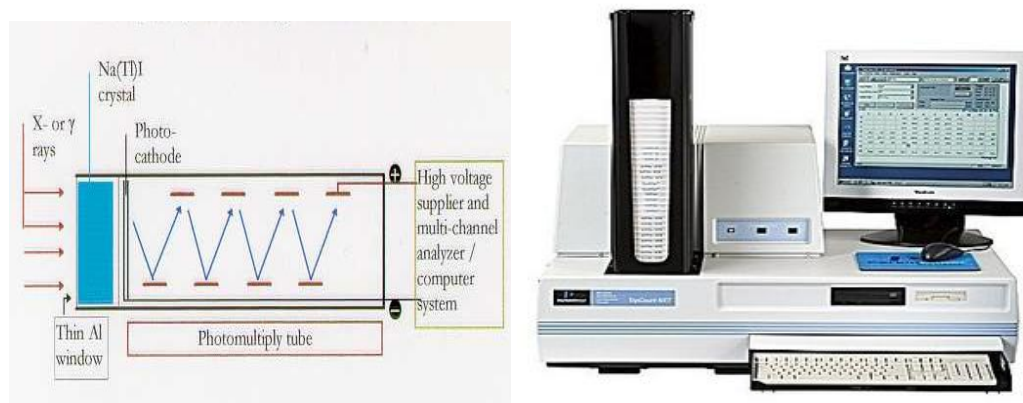
Οι αναλογικοί μετρητές προσφέρουν ενίσχυση του χαμηλού θορύβου του συμβάντος ιονισμού, υψηλή απόδοση ανίχνευσης με εξαιρετική διάκριση των ακτίνων γ. Επίσης, το κόστος κατασκευής είναι χαμηλό και παρέχεται ευρύ φάσμα εφαρμογών <sup>[7]</sup>.

Οι ανιχνευτές αυτοί είναι αποτελεσματικοί μόνο για θερμικά νετρόνια (χαμηλής ενέργειας), τα υψηλής ενέργειας νετρόνια έχουν μικρές ενεργές διατομές σύλληψης, γεγονός που καθιστά απίθανη την αλληλεπίδραση νετρονίου με το αέριο και να προκαλέσει της απαραίτητη αντίδραση ανίχνευσης. Εξαιτίας αυτού, είναι αναγκαίο να επιβραδυνθούν τα νετρόνια ώστε να αυξηθεί η πιθανότητα αλληλεπίδρασης. Αυτό πετυχαίνεται όταν στον περιβάλλοντα χώρο του ανιχνευτή τοποθετείται ένα πλούσιο σε υδρογόνο υλικό (moderator), όπως υψηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο, πάχους 10 εκατοστών. Μερικά εκατοστά του υλικού αυτού τοποθετείται και μεταξύ του αναλογικού μετρητή και της πηγής νετρονίων <sup>[7]</sup>.



**Σχήμα 4\_6.12:** Σχηματικό διάγραμμα που δείχνει την τοποθέτηση του επιβραδυντή στον ανιχνευτή <sup>[7]</sup>.

#### Ανιχνευτές ακτινοβολίας:



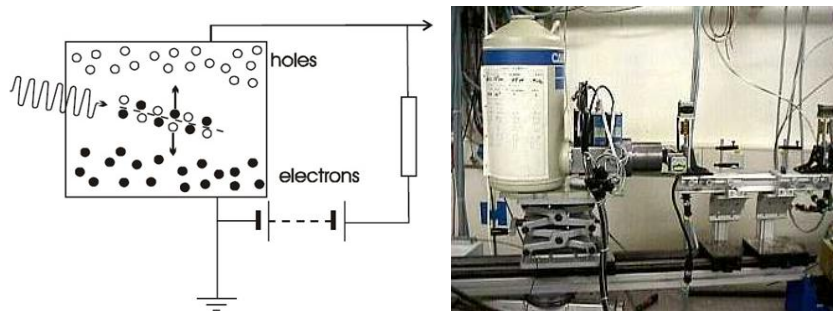
**Σχήμα 5\_6.12:** Τυπικός μετρητής ακτινοβολίας <sup>[8]</sup>.



Οι ανιχνευτές ακτινοβολίας συνήθως χρησιμοποιούνται για τις ακτίνες Χ και τις ακτίνες γ. Η αρχή λειτουργίας τους δεν βασίζεται σε ιονισμό αλλά σε εκπομπή φωτός. Οι παλμοί εξόδου από τον σπινθηρογράφο είναι ανάλογη με την ενέργεια ακτινοβολίας. Οι ηλεκτρονικές συσκευές που έχουν κατασκευαστεί για αυτήν την περίπτωση δεν ανιχνεύουν μόνο την ένταση, αλλά και το ύψος των παλμών. Οι μετρήσεις μας δίνουν τη δυνατότητα να σχεδιάσουμε την ένταση (αριθμό παλμών) σε σχέση με την ενέργεια ( ύψος παλμού ) αποδίδοντας το φάσμα της πηγής <sup>[8]</sup>.

Τα πρωτόνια χτυπούν σε ένα κρύσταλλο ιωδιούχου νατρίου (NaI), ο οποίος περιέχει προσμίξεις Θαλλίου (Tl) και ονομάζεται ιωδιούχο θάλλιο NaI(Tl), προκαλούν την εκπομπή μιας σύντομης λάμψης φωτός με μήκος κύματος μεταξύ 3300-5000 Å (υπεριώδης περιοχή). Το NaI(Tl) λειτουργεί ως ενεργοποιητής. Η λάμψη φωτός ανιχνεύεται από έναν σωλήνα φωτοπολλαπλασιαστή, ο οποίος δίνει ένα παλμό που αντιστοιχεί στην ένταση του φωτός. Οι παλμοί αυτοί μετρώνται από ένα πολυκαναλικό αναλυτή-μετρητή <sup>[8]</sup>.

Ανιχνευτές ημιαγωγών: Οι ανιχνευτές ημιαγωγών είναι συσκευές στερεάς κατάστασης που λειτουργούν ως θάλαμοι ιονισμού. Οι φορείς φορτίου σε ημιαγωγούς δεν είναι τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα, όπως στους μετρητές αερίου, αλλά ηλεκτρόνια και οπές <sup>[5]</sup>. Η ακτινοβολία που προσπίπτει στον ημιαγωγό παράγει ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών καθώς περνά μέσα από αυτόν, τα οποία βρίσκονται υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Με κατάλληλες ηλεκτρονικές συσκευές συλλέγεται το φορτίο σε κάθε παλμό <sup>[5]</sup>.

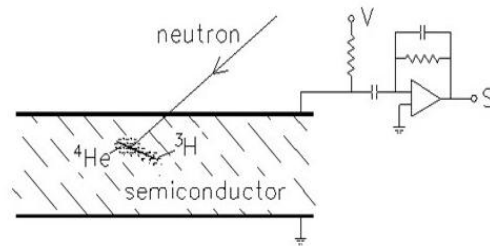


Σχήμα 6\_6.12: ανιχνευτές ημιαγωγών

Σε έναν ανιχνευτή ημιαγωγών παράγονται περίπου 1.500.000 οπές ηλεκτρόνια ανά νετρόνιο και ανιχνεύονται άμεσα, χωρίς περαιτέρω ενίσχυση. Ωστόσο, ένας τυπικός

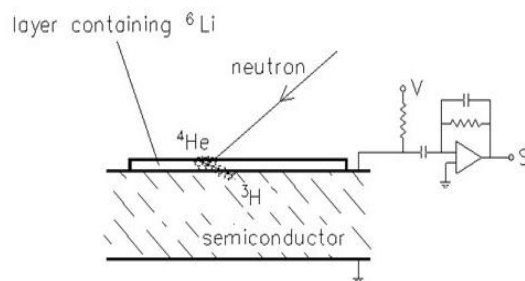
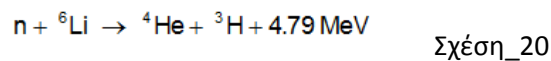


ανιχνευτής ημιαγωγών δεν περιέχει αρκετά νετρόνια ώστε να απορροφήσουν πυρήνες και να μας δώσουν μια εύλογη ανίχνευση <sup>[5]</sup>.



Σχήμα 7\_6.12: ανιχνευτής ημιαγωγών

Πολλές φορές για να διορθωθεί αυτό το πρόβλημα ο ανιχνευτής περιβάλλεται με ένα λεπτό στρώμα ουσίας απορρόφησης νετρονίων <sup>[5]</sup>. Το στρώμα πρέπει να είναι της τάξης του μm ώστε να μπορέσουν τα φορτισμένα σωματίδια να φτάσουν στον ανιχνευτή. Παρόλα αυτά η απόδοση εξακολουθεί να είναι χαμηλή και να μην γίνεται διακριτό το ύψος των παλμών. Στη σχέση\_20 φαίνεται η αντίδραση που πετυχαίνεται με αυτόν τον τρόπο:



Σχήμα 8\_6.12: ανιχνευτής ημιαγωγών

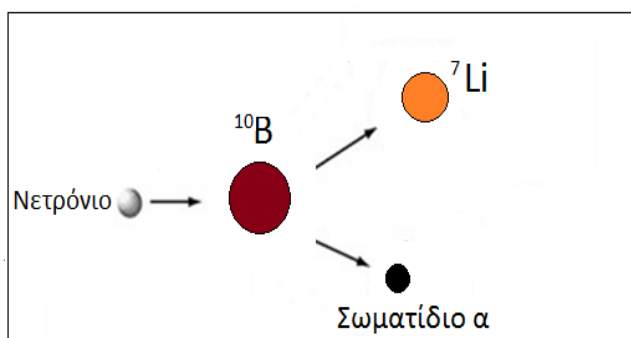
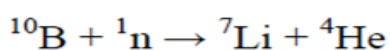
Μερικά παραδείγματα ανιχνευτών ημιαγωγών είναι <sup>[5]</sup>:

- HPGe
- Ge(Li)
- Si(Li)
- CdTe
- CdZnTe
- Hgl<sub>2</sub>

### 6.13 Μια ειδική εφαρμογή αλληλεπίδρασης $^{10}\text{B}$ με νετρόνια και εφαρμογές στην ιατρική

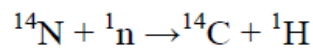
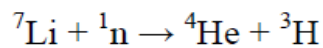
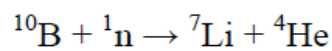
Το  $^{10}\text{B}$  είναι ένα στοιχείο με πλεονέκτημα το να συλλαμβάνει θερμικά νετρόνια. Το φυσικό Βόριο περιέχει περίπου 20%  $^{10}\text{B}$  και 80%  $^{11}\text{B}$ . Η πυρηνική βιομηχανία εμπλουτίζει το φυσικό βόριο σε σχεδόν καθαρό  $^{10}\text{B}$ . Το  $^{11}\text{B}$ , είναι υποψήφιο για ανετρονική σχάση και χρησιμοποιείται από τη βιομηχανία ημιαγωγών. Το εμπλουτισμένο βόριο χρησιμοποιείται τόσο σαν ασπίδα για τη ραδιενέργεια και όσο και για τη θεραπεία σύλληψης νετρονίων. Σύμφωνα μ' αυτήν μια ένωση που περιέχει  $^{10}\text{B}$  τοποθετείται σ' έναν μυ κοντά στον όγκο. Ο ασθενής λαμβάνει μια χαμηλή δόση θερμικών νετρονίων. Η πρόσκρουση αυτών στο  $^{10}\text{B}$  παράγει μικρής εμβέλειας ακτινοβολία α που βομβαρδίζει τον όγκο.

Στους πυρηνικούς αντιδραστήρες, το  $^{10}\text{B}$  χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της αντίδρασης και στα συστήματα επείγοντος τερματισμού της. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί με τη μορφή βοριοπυριτικών ράβδων ή ως διάλυμα βορικού οξέος. Στους αντιδραστήρες συμπιεσμένου ύδατος, εισάγεται με τη μορφή βορικού οξέος στο ψυκτικό του αντιδραστήρα όταν ο αντιδραστήρας είναι κλειστός για ανεφοδιασμό. Μετά αρκετούς μήνες φιλτράρεται αργά έξω, καθώς το σχάσιμο υλικό που χρησιμοποιείται σταδιακά γίνεται ολοένα και λιγότερο ενεργό. Η πρόσκρουση χαμηλής ενέργειας νετρονίων σε  $^{10}\text{B}$  αποδίδεται με την ακόλουθη αντίδραση:



Σχήμα 1\_6.13: Διαδικασία σχάσης του  $^{10}\text{B}$

Η ακτινοθεραπεία με σύλληψη νετρονίων από Βόριο - **Boron Neutron Capture Therapy (BNCT)** είναι μία μορφή θεραπείας που χρησιμοποιεί δέσμη νετρονίων η οποία αλληλεπιδρά με το Βόριο, παράγοντας σωματίδια α και πυρήνες Λιθίου, χωρίς να παράγονται άλλα είδη ιονίζουσας ακτινοβολίας. Η πρώτη μελέτη φορτισμένων σωματιδίων από αλληλεπίδραση αργών νετρονίων με το Βόριο ολοκληρώθηκε στο Cambridge University το Δεκέμβριο του 1934<sup>[41]</sup>. Τα φορτισμένα σωματίδια, συμπεριλαμβανομένου και του πρωτονίου, σωματιδίων α και Τριτίου προκύπτουν από τον βομβαρδισμό σταθερών ισотόπων Li, B και N με αργά νετρόνια σύμφωνα με τις πυρηνικές αντιδράσεις <sup>[21], [43]</sup>:

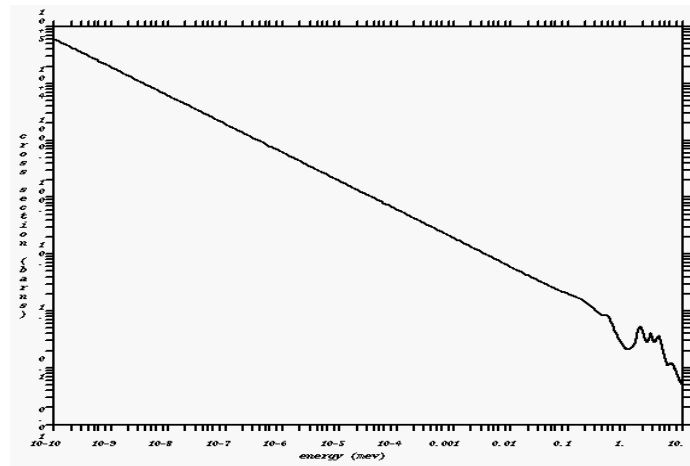


Οι ΗΠΑ είναι μία από τις χώρες που εφάρμοσε πυρηνικές αντιδράσεις στη θεραπεία με ακτινοβολία με την χρήση ενός συγκεκριμένου ισотόπου για τη θεραπεία όγκου σε ασθενείς. Το Βόριο είναι ένα από τα ισотοπα το οποίο αλληλεπιδρά με αργά νετρόνια παράγοντας ενεργητικά φορτισμένα σωματίδια. Το 1938, ραδιοβιολογικές μελέτες που χρησιμοποιούσαν το Βόριο για αλληλεπιδράσεις έλαβαν χώρα στο Πανεπιστήμιο του Ιλινόις<sup>[42]</sup>. Το 1960. Ο **Hatanaka** στην Ιαπωνία επιβεβαίωσε πως η μέθοδος BNCT είχε πλεονεκτήματα για τη θεραπεία ορισμένων μορφών καρκίνου συγκρινόμενη με άλλες συμβατικές μεθόδους χημειο-ανοσο-ραδιοθεραπείας. Το 1994, κλινικές δοκιμές για τα κακοήγη γλοιώματα ξεκίνησαν στο εργαστήριο **Brookhaven National Laboratory** και στο **Massachusetts Institute of Technology** στις ΗΠΑ. Το 1980, μία άλλη κλινική μελέτη επικεντρώθηκε στο πολύμορφο γλοιοβλάστωμα, και υποστηρίχτηκε από το πρόγραμμα BIOMED της Ευρωπαϊκής Επιτροπής και ήταν η πρώτη φορά που μία τέτοια κλινική εφαρμογή της BNCT πραγματοποιήθηκε σε πολυεθνική κλίμακα <sup>[21],[41],[42]</sup>.

Μια διεθνή ομάδα εμπειρογνομόνων εργάστηκαν σε ένα πρόγραμμα στην Ολλανδία υπό την επίβλεψη Γερμανικών ακτινοθεραπευτών στην εφαρμογή της BNCT. Στη Σουηδία και την Φιλανδία παρόμοιες κλινικές μελέτες έλαβαν χώρα το 1999 και το 2000. Επίσης το 2003 στην Αργεντινή έγιναν μελέτες για τη θεραπεία μελανώματος του δέρματος και την ίδια

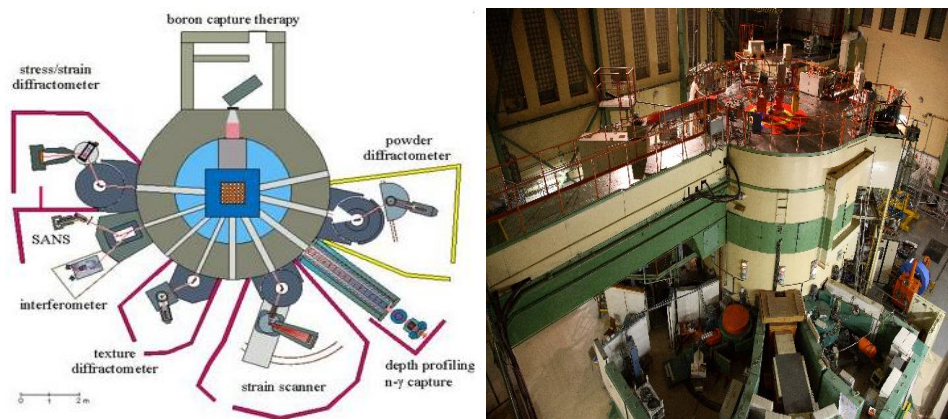
χρονιά ξεκίνησαν να αντιμετωπίζονται οι ασθενείς που πάσχουν από μεταστάσεις μελανώματος.

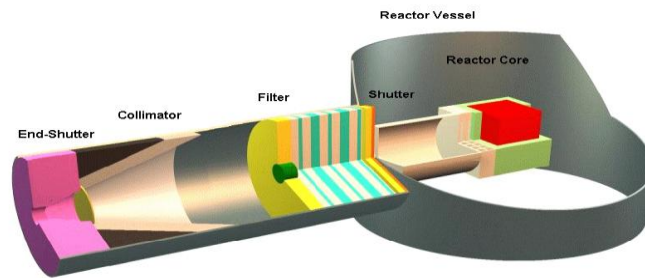
Η θεωρία της BNCT βασίζεται στην ακτινοβολία του ισότοπου Βορίου από νετρόνια χαμηλής ενέργειας. Τα νετρόνια συλλαμβάνονται από το Βόριο και τα προϊόντα της αντίδρασης είναι βαρέα φορτισμένα σωματίδια. Το Βόριο έχει υψηλή ενεργό διατομή απορρόφησης σε θερμικά νετρόνια, όπως φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα <sup>[21]</sup>:



Σχήμα 2\_6.13: Μετρούμενη ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  σε barn <sup>[40]</sup>.

Το Βόριο έχει ενεργό διατομή 759 barns και 4 barns για απορρόφηση και σκεδασμό αντίστοιχα. Η BNCT απαιτεί ειδικό σχεδιασμό για τη γεωμετρία της πηγής νετρονίων, λόγω του ότι τα ταχέα νετρόνια ξεφεύγουν από τον πυρήνα του αντιδραστήρα, οπότε πρέπει να αποκτήσουν ενέργειες επιθερμικών νετρονίων. Στο σχήμα 3\_7.12 παρουσιάζεται ένα σχέδιο για BNCT χρησιμοποιώντας ένα αντιδραστήρα LVR-15 <sup>[40]</sup>.





Σχήμα 3\_6.13: Αντιδραστήρας LVR-15 για BNCT <sup>[40]</sup> <sup>[22]</sup>.

## Κεφάλαιο 7<sup>ο</sup>

Πριν αναφερθούμε στο τρόπο περιορισμού και παγίδευσης πλάσματος υψηλής πυκνότητας και υψηλής θερμοκρασίας ενδείκνυται να αναφερθούμε σε θέματα που αφορούν την κίνηση φορτισμένων σωματίων σε μαγνητικό πεδίο, ορισμένα φαινόμενα κίνησης φορτισμένων σωματίων σε τοπολογία «*mirror-like*» όπως αυτό του γήινου μαγνητικού πεδίου και το αντίστοιχο των μαγνητικών πεδίων του ηλίου που είναι υπεύθυνα για την δημιουργία το ηλιακού ανέμου και των ηλιακών κηλίδων ώστε να δείξουμε το ενδιαφέρον του θέματος και να αντλήσουμε τις απαραίτητες πληροφορίες για την θεωρητική αντιμετώπιση του θέματος. Τέλος σύντομη αναφορά θα γίνει στο τρόπο παραγωγής υψηλών μαγνητικών πεδίων στο εργαστήριο της τάξεως των 100-120 Tesla όπως αυτά που αναπτύξαμε με τους συνεργάτες μας και είναι απαραίτητα για την ανάπτυξη και της λειτουργία προτεινόμενης διάταξης μαγνητικού περιορισμού πλάσματος σύντηξης και την παραγωγή μεγάλης ροής νετρονίων.

### 7.1 Κίνηση φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητικό πεδίο

Θεωρούμε ένα φορτισμένο σωματίδιο το οποίο εισέρχεται με ταχύτητα  $u$  μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Η ακτίνα περιστροφής του σωματιδίου, λαμβάνοντας υπόψη την κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, δίνεται από τη σχέση<sup>[4]</sup>:

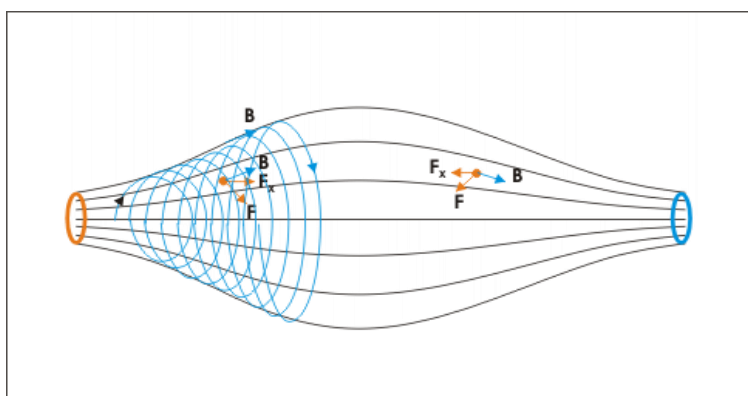
$$r_g = \frac{m \cdot u_{\perp}}{|q| \cdot B}$$

όπου  $r_g$  : ακτίνα περιστροφής,  $m$  : μάζα του φορτισμένου σωματιδίου,  $u_{\perp}$  : κάθετη ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου συνιστώσα της ταχύτητας,  $q$  : Φορτίο του σωματιδίου,  $B$  : μαγνητικό πεδίο. Η συχνότητα της κυκλικής περιστροφής δίνεται ( σε ακτίνια/ δευτερόλεπτο) από τον τύπο:

$$\omega_g = \frac{|q| \cdot B}{m} \quad \text{ή} \quad f_g = \frac{|q| \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m}$$

Η σχέση για την ακτίνα περιστροφής ισχύει και για σχετικιστική κίνηση. Σε αυτήν την περίπτωση, η ταχύτητα και η μάζα του κινούμενου σωματιδίου πρέπει να αντικατασταθεί από τη σχετικιστική ορμή :  $m \cdot u_{\perp} \rightarrow p_{\perp}$

$$r_g = \frac{\gamma \cdot p_{\perp}}{|q| \cdot B} = \frac{m \cdot u_{\perp}}{\sqrt{1 - \frac{u_{\perp}^2}{c^2}}} \cdot \frac{1}{B \cdot |q|}$$



**Σχήμα 1\_7.1:** Τροχιά φορτισμένου σωματιδίου μέσα σε μαγνητικό πεδίο

Στον πίνακα 2\_7.1 παρακάτω προσεγγίζεται αριθμητικά η τιμή της ακτίνας τροχιάς πρωτονίου και ηλεκτρονίου για δύο τιμές μαγνητικού πεδίου (150T και 200T) και για ενέργειες 1 keV και 1 MeV, όπου  $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$  και  $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ .

( $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ ). Οι μάζες του πρωτονίου και του ηλεκτρονίου είναι αντίστοιχα  $1,67262158 \cdot 10^{-27} \text{ Kgr}$  και  $9,1094 \cdot 10^{-31} \text{ Kgr}$

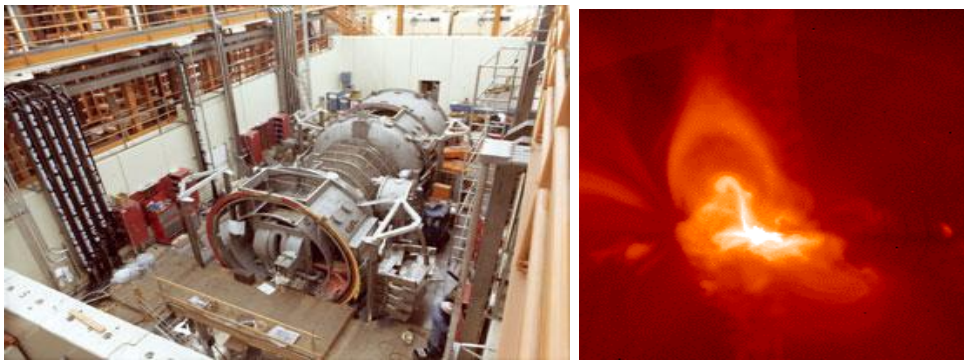
$150T$	$r_p \rightarrow cm$	$r_e \rightarrow cm$
$1keV$	0,003048	$7,11024 \cdot 10^{-5}$
$1MeV$	0,096396	0,002248

$200T$	$r_p \rightarrow cm$	$r_e \rightarrow cm$
$1keV$	0,0022	0,001686
$1MeV$	0,0723	$5,33268 \cdot 10^{-5}$

Πίνακας 2\_7.1

## 7.2 Μοντέλο τοπολογίας μαγνητικού πεδίου “mirror-like”

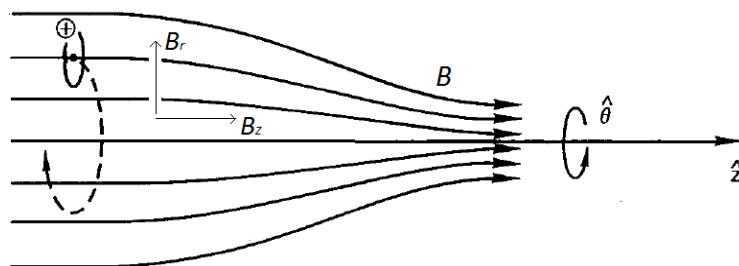
Ένα από τα πρώτα είδη συσκευής συγκράτησης πλάσματος ήταν οι μαγνητικοί καθρέπτες (mirror-like) όπου το πλάσμα εγκλωβιζόταν σε ένα συγκλίνον μαγνητικό πεδίο  $B$ .



Σχήμα 3\_7.2: Mirror Fusion Test Facility, Lawrence Livermore Labs (1980s)

Το συγκλίνον μαγνητικό πεδίο δημιουργεί στα άκρα του, όπου η τιμή της έντασης είναι μεγαλύτερη, μία δύναμη η οποία παγιδεύει το πλάσμα μέσα στο μαγνητικό πεδίο. Ένα τέτοιο μαγνητικό πεδίο έχει κυλινδρική συμμετρία, οπότε μπορούμε να γράψουμε :

$$\vec{B} = B_r \hat{r} + B_z \hat{z}$$



Σχήμα 4\_7.2: Μαγνητικό πεδίο κυλινδρικής συμμετρίας <sup>[28]</sup>.

Εκφράζοντας τη σχέση  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  στις κυλινδρικές συντεταγμένες, έχουμε:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot B_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot B_r) = -r \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

Αν θεωρήσουμε ότι το  $\frac{\partial B_z}{\partial z}$  είναι σχεδόν σταθερό με το  $r$ , τότε έχουμε προσεγγιστικά (για

μια θέση  $r_0$ ):

$$B_r = - \int_0^r r' \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} dr' \Rightarrow B_r = - \frac{1}{2} r \frac{\partial B_z}{\partial z} \Big|_{r=r_0}$$

Τώρα μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το παραπάνω αποτέλεσμα για να βρούμε τη δύναμη Lorentz που ασκείται σε ένα σωματίδιο του πεδίου. Σε κυλινδρικές συντεταγμένες, έχουμε:

$$\begin{aligned} F_r &= q(v_\phi B_z - v_z B_\phi) \\ F_\phi &= q(v_z B_r - v_r B_z) \\ F_z &= q(v_r B_\phi - v_\phi B_r) \end{aligned}$$

Οι δύο παραπάνω όροι απλοποιούνται επειδή  $B_\theta = 0$ , οπότε αντικαθιστώντας το  $B_r$

παίρνουμε για τη δύναμη:

$$F_z = -q \cdot u_\theta \cdot B_r \Rightarrow F_z = \frac{1}{2} q \cdot u_\theta \cdot r \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

Έτσι, ένα σωματίδιο του οποίου το κέντρο κατεύθυνσης βρίσκεται πάνω στον άξονα  $z$ , η  $u_\theta$  είναι σταθερή γύρω από τον άξονα περιστροφής και ανάλογα με το πρόσημο του  $q$ , η  $u_\theta$  είναι  $\mp u_\perp$ . Το πρόσημο έχει να κάνει με το είδος του φορτίου, οπότε τότε έχουμε κίνηση σε αντίθετη τροχιά. Θέτοντας  $r = r_L$ , η μέση δύναμη είναι <sup>[28]</sup>:

$$\overline{F_z} = \mp q \cdot u_\perp \cdot r_L \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} = \mp \frac{1}{2} \cdot q \cdot \frac{u_\perp^2}{\omega} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot u_\perp^2}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \quad (1)$$



### 7.3 Μαγνητική ροπή

Η Εξίσωση (1) γράφεται αν αντικαταστήσουμε την ακτίνα και ως:

$$\overline{F_z} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot u_{\perp}^2}{B} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

Η ποσότητα

$$\mu \equiv \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot u_{\perp}^2}{B}$$

ονομάζεται *μαγνητική ροπή* του σωματιδίου. Για τη μαγνητική ροπή έχουμε:

$$\mu = I \cdot A \Rightarrow \mu = \frac{q}{T} \cdot \pi \cdot r_L^2 \Rightarrow \mu = \frac{q \cdot u_{\perp}}{2 \cdot \pi \cdot r_L} \cdot \pi \cdot r_L^2$$

Οπότε

$$\mu = \frac{q \cdot u_{\perp}}{2} \cdot r_L = \frac{q \cdot u_{\perp}}{2} \cdot \frac{m \cdot u_{\perp}}{B \cdot q} = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot u_{\perp}^2}{B}$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω, για τη δύναμη μπορούμε να γράψουμε:

$$\overline{F_z} = -\mu \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z}$$

Γενικεύοντας, η δύναμη γράφεται:

$$F_{\parallel} = -\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial s} = -\mu \cdot \nabla_{\parallel} B$$

όπου  $F_{\parallel}$  είναι η δύναμη που παράγει το μαγνητικό πεδίο σε διεύθυνση παράλληλη σε αυτό. Το  $ds$  είναι ένα στοιχείο γραμμής κατά μήκος του B. Αυτή η δύναμη στην ουσία συγκρατεί το πλάσμα μέσα στο μαγνητικό πεδίο και εναντιώνεται στα σωματίδια που οδηγούνται προς υψηλές τιμές μαγνητικού πεδίου<sup>[28]</sup>.

#### 7.4 Η μαγνητική ροπή ως αναλλοίωτη ποσότητα

Η εξίσωση κίνησης κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου είναι<sup>[28]</sup>:

$$F_{\parallel} = m \cdot u_{\parallel} = -\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial s}$$

όπου το  $s$  δίνεται κατά μήκος του  $B$ . Πολλαπλασιάζοντας με  $u_{\parallel}$  παίρνουμε:

$$m \cdot u_{\parallel} \cdot u_{\parallel} = -\mu \cdot u_{\parallel} \cdot \frac{\partial B}{\partial s}$$

Οπότε

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\parallel}^2 \right) = -\mu \cdot \frac{\partial s}{\partial t} \cdot \frac{\partial B}{\partial s} = -\mu \frac{\partial B}{\partial t}$$

Επειδή η ολική ενέργεια παραμένει σταθερή, έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\perp}^2 \right) &= \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\parallel}^2 + \mu \cdot B \right) = 0 \Rightarrow \\ -\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\mu \cdot B) &= 0 \end{aligned}$$

Καθώς το σωματίδιο κινείται μεταξύ του ισχυρότερου και του ασθενέστερου μαγνητικού πεδίου, η ακτίνα Larmor αλλάζει ενώ το  $\mu$  παραμένει αναλλοίωτο. Αυτό μπορεί να αποδειχτεί μελετώντας τη συνιστώσα της εξίσωσης της κίνησης κατά μήκος του  $B$ <sup>[30]</sup>:

$$m \cdot \frac{\partial u_{\parallel}}{\partial t} = -\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial s}$$

Πολλαπλασιάζοντας με  $u_{\parallel}$  από αριστερά και ισοδύναμα με  $\frac{\partial B}{\partial s}$  από δεξιά, παίρνουμε:

$$m \cdot u_{\parallel} \cdot \frac{\partial u_{\parallel}}{\partial t} = m \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\parallel}^2 \right) = -\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial s} \cdot \frac{\partial s}{\partial t} = -\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial t}$$

Εδώ,  $\frac{\partial B}{\partial t}$  είναι η μεταβολή του B όπως φαίνεται από το σωματίδιο, το B από μόνο του είναι σταθερό. Η ενέργεια του σωματιδίου πρέπει επίσης να διατηρείται, οπότε έχουμε:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\perp}^2 \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \cdot m \cdot u_{\parallel}^2 + \mu \cdot B \right) = 0$$

Με τη βοήθεια της εξίσωσης παραπάνω γίνεται <sup>[28]</sup>:

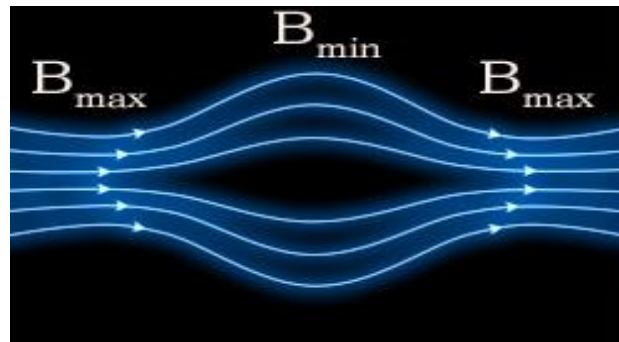
$$-\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\mu \cdot B) = 0 \Rightarrow$$

$$-\mu \cdot \frac{\partial B}{\partial t} + \mu \frac{\partial B}{\partial t} + B \frac{\partial \mu}{\partial t} = 0 \Rightarrow B \cdot \frac{\partial \mu}{\partial t} = 0$$

$$\text{Οπότε εφόσον } B \neq 0 : \quad \frac{\partial \mu}{\partial t} = 0$$

Δηλαδή η μαγνητική ροπή  $\mu$  είναι σταθερή και ανεξάρτητη του χρόνου.

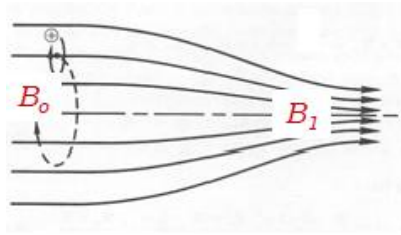
Το αμετάβλητο της  $\mu$  είναι ένα από τα κύρια εργαλεία για τον εγκλωβισμό του πλάσματος στο μαγνητικό πεδίο (mirror-like configuration).



Σχήμα 1\_7.4: Εγκλωβισμός πλάσματος στο μαγνητικό πεδίο <sup>[4]</sup>

## 7.5 Συνέπεια της σταθερότητας της μαγνητικής ροπής

Ας δούμε τι συμβαίνει όταν ένα σωματίδιο εισέρχεται σε ένα συγκλίνον μαγνητικό πεδίο. Θεωρούμε ότι  $B_0$  και  $B_1$  είναι το ασθενές και το ισχυρό μαγνητικό πεδίο και ένα σωματίδιο έχει αντίστοιχα ταχύτητες  $u_0$  και  $u_1$  σε αυτές τις θέσεις <sup>[28]</sup>.



Η σταθερότητα της μαγνητικής ροπής σημαίνει ότι :  $\frac{m \cdot u_{0,\perp}^2}{2 \cdot B_0} = \frac{m \cdot u_{1,\perp}^2}{2 \cdot B_1} \quad (2)$

Έτσι, όσο αυξάνει το μαγνητικό πεδίο, αυξάνει η τιμή της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας του σωματιδίου. Δεδομένου ότι η ολική ενέργεια παραμένει σταθερή, η ενέργεια του σωματιδίου δεν μπορεί να αυξηθεί, οπότε παράλληλα με την αύξηση της συνιστώσας  $u_{\perp}$  έχουμε ταυτόχρονη μείωση της συνιστώσας  $u_{\parallel}$  <sup>[28]</sup>.

Με αυτόν τον τρόπο το σωματίδιο επιβραδύνει κατά μήκος του πεδίου. Άν το συγκλίνον πεδίο είναι αρκετά ισχυρό, τότε κάποια στιγμή τα έχουμε:

$$u_{\parallel} = 0$$

Αντίστοιχα στο μαγνητικό πεδίο  $B_1$  θα έχουμε:

$$u_{1,\parallel} = 0$$

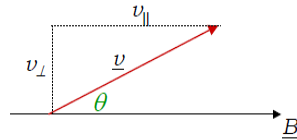
Σε αυτό το σημείο έχουμε:

$$u_1^2 = u_{1,\perp}^2 = u_0^2$$

Η τελευταία σχέση προκύπτει από της διατήρηση της ενέργειας. Από τη σχέση (2) παίρνουμε:

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{u_{0,\perp}^2}{u_{1,\perp}^2} \Rightarrow \frac{B_0}{B_1} = \frac{u_{0,\perp}^2}{u_0^2}$$

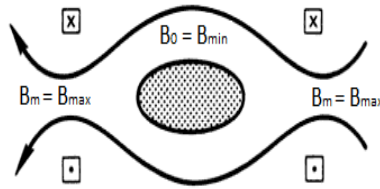
Το δεύτερο μέλος της παραπάνω εξίσωσης ισούται με το τετράγωνο του ημιτόνου της γωνίας που σχηματίζει το διάνυσμα της ταχύτητας με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου(pitch angle). Έτσι:  $\frac{B_0}{B_1} = \sin^2 \theta$



Αν ένα σωματίδιο έχει γωνία  $\theta$  στο σημείο όπου το μαγνητικό πεδίο είναι  $B_0$ , τότε στο σημείο με  $B_1$  η τιμή της ταχύτητας θα είναι  $u_{||} = 0$

Έτσι το σωματίδιο δεν μπορεί να προχωρήσει πέρα από το  $B_1$ . Η μαγνητική δύναμη όμως συνεχίζει να ενεργεί με αποτέλεσμα το σωματίδιο να επιστρέψει πίσω. Αυτό ονομάζεται *μαγνητικός κατοπτρισμός* ( magnetic mirroring).

Ας θεωρήσουμε τώρα ότι ένα μαγνητικό πεδίο ποικίλλει και μεταβάλλεται μεταξύ μιας μέγιστης και μιας ελάχιστης τιμής  $B_m$  και  $B_0$  αντίστοιχα <sup>[28],[29]</sup>.

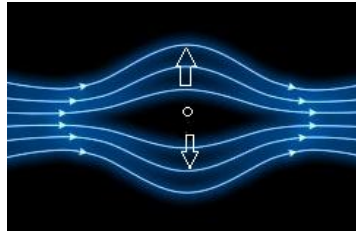


Ορίζουμε ως δείκτη κατόπτρου  $R_m$  (mirror ratio) το πηλίκο  $R_m = \frac{B_m}{B_0}$  και όλα τα σωματίδια

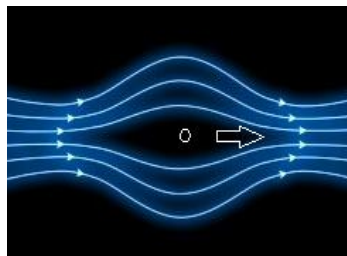
θα ανακλαστούν εφόσον για τη γωνία  $\theta$  ισχύει:  $\theta \geq \theta_m = \sin^{-1} \left( R_m^{-1/2} \right)$ . Οι πιθανές περιπτώσεις είναι:

- Όταν  $\theta_{\min} > \sin^{-1} \left[ \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \right]^{1/2}$  το σωματίδιο είναι παγιδευμένο στο μαγνητικό πεδίο.
- Όταν  $\theta_{\min} < \sin^{-1} \left[ \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \right]^{1/2}$  μέσω του κώνου διαφυγής δραπετεύει από το μαγνητικό πεδίο

- Όταν  $\theta_{\min} = 90^\circ$  ( $\sin^2 \theta = 1$ ) το σωματίδιο κινείται στο κέντρο όπου  $B=B_{\min}$



- Όταν  $\theta_{\min} = 0^\circ$ , τότε το σωματίδιο είναι ελεύθερο να κινηθεί εκτός του πεδίου



## 7.6 Σχέση γωνίας $\theta$ και μαγνητικής ροπής

Θεωρούμε ένα σωματίδιο το οποίο εισέρχεται με ταχύτητα  $u$  μέσα σε μαγνητικό πεδίο, σχηματίζοντας γωνία  $\theta$  με το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου. Αναλύοντας το διάνυσμα της ταχύτητας, έχουμε <sup>[4],[28]</sup>:

$$u_{\perp} = u \cdot \sin \theta \quad \text{και} \quad u_{\parallel} = u \cdot \cos \theta$$

Τότε για τη μαγνητική ροπή θα έχουμε:

$$\mu \equiv \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot u_{\perp}^2}{B} \propto \frac{u_{\perp}^2}{B} \propto \frac{\sin^2 \theta}{B}$$

Λόγω διατήρησης της μαγνητικής ροπής, σε οποιοδήποτε σημείο του πεδίου θα έχουμε:

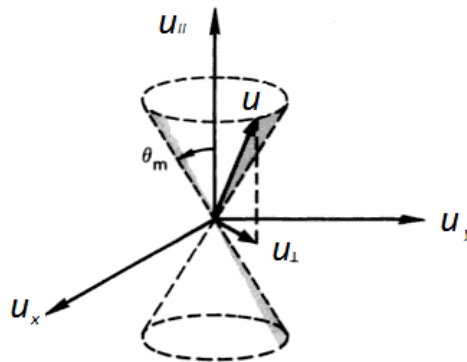
$$\frac{\sin^2 \theta_0}{B_0} = \frac{\sin^2 \theta(z)}{B(z)}$$

Οπότε η γωνία σε συνάρτηση με το μαγνητικό πεδίο δίνεται από τη σχέση :

$$\sin^2 \theta(z) = B(z) \cdot \frac{\sin^2 \theta}{B_0}$$

## 7.7 Κώνος διαφυγής

Τα σωματίδια εγκλωβίζονται σε ένα χώρο μέσα στο μαγνητικό πεδίο με λόγο  $R_m$  αν έχουν γωνία  $\theta \geq \theta_{\min}$ , διαφορετικά δραπετεύουν από το μαγνητικό πεδίο. Ο χώρος στον οποίο όταν βρεθούν τα σωματίδια μπορούν να διαφύγουν, ονομάζεται κώνος διαφυγής (loss-cone).



Σχήμα 1\_7.7: Κώνος διαφυγής<sup>[28]</sup>.

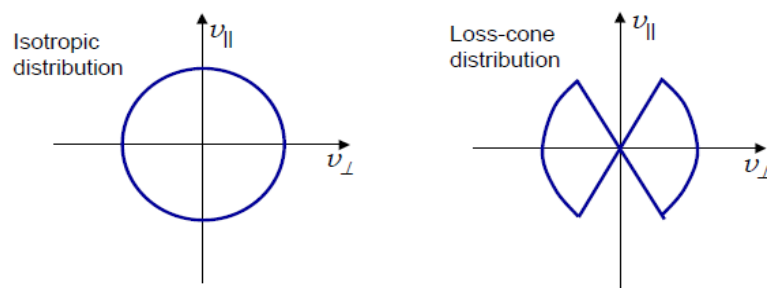
Η γωνία  $\theta$  ανοίγματος του κώνου είναι ανεξάρτητη της μάζας των σωματιδίων και του φορτίου τους. Το πλάσμα χάνεται εξίσου είτε έχουμε πρωτόνια, είτε ηλεκτρόνια, εφόσον υπάρχουν συγκρούσεις. Λόγω της δύναμης Coulomb μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων, λαμβάνουν χώρα συγκρούσεις μεταξύ τους με αποτέλεσμα να σκεδάζονται και να αλλάζει η γωνία  $\theta$ . Έτσι, ενώ ένα σωματίδιο βρισκόταν έξω από τον κώνο διαφυγής, λόγω των συγκρούσεων μπορεί να βρεθεί εντός του κώνου. Τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται περισσότερο από τα ιόντα λόγω της μεγαλύτερης συχνότητας σύγκρουσης, με αποτέλεσμα να μπορούν να διαφύγουν τον κώνο γρηγορότερα<sup>[28]</sup>.

Αυτός το είδος μαγνητικού πεδίου προτάθηκε πρώτη φορά από τον Ενρίκο Φέρμι ως μηχανισμός επιτάχυνσης κοσμικών ακτινών. Τα πρωτόνια αναπηδούν μεταξύ των μαγνητικών καθρεπτών (mirror-like magnetic field) και πλησιάζουν το ένα το άλλο με μεγάλη ταχύτητα, αποκτώντας μεγάλη ταχύτητα σε κάθε αναπήδηση. Ένα ακόμη παράδειγμα της επίδρασης των καθρεπτών είναι ο περιορισμός των σωματιδίων στις ζώνες

Van Allen. Το μαγνητικό πεδίο της Γης, που είναι ισχυρότερο στους πόλους από ότι στην Ισημερινό, σχηματίζει ένα φυσικό καθρέπτη με αρκετά μεγάλη  $R_m$ .

### 7.8 Κατανομή του κώνου διαφυγής

Θεωρούμε αρχικά μία κατανομή Maxwell των σωματιδίων που βρίσκονται εντός του μαγνητικού πεδίου. Η κατανομή των ταχυτήτων των σωματιδίων είναι σφαιρική. Καθώς τα σωματίδια εξέρχονται από τον κώνο διαφυγής, η κατανομή γίνεται μη ισοτροπική.

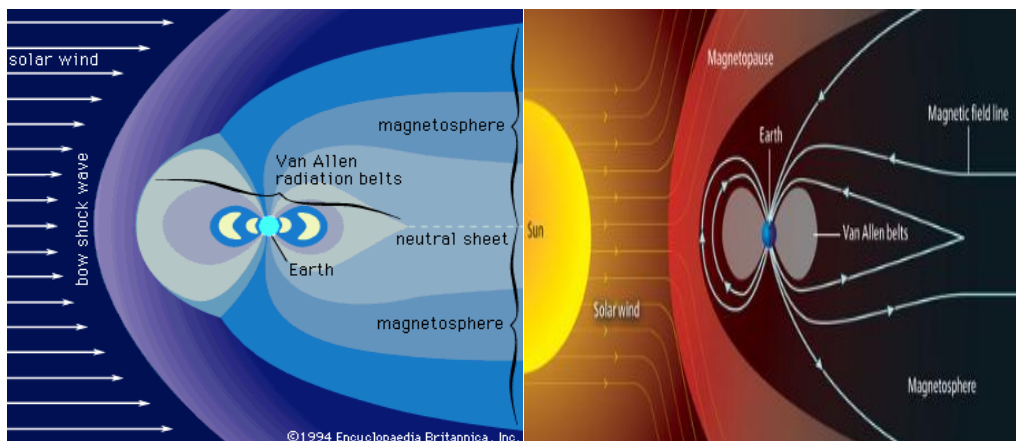


Η κατανομή θα επανέλθει σε ισοτροπική ( υψηλότερη εντροπία ) και ένας από τους τρόπους που επιτυγχάνεται αυτό είναι ακτινοβολώντας ενέργεια υπό μορφή κυμάτων πλάσματος (kinetic plasma waves) οδηγούμενη από κινητική αστάθεια( kinetic instability).

### 7.9 Το μαγνητικό πεδίο της Γης – Ζώνες Van Allen

Το μαγνητικό πεδίο της Γης εκτείνεται από το εσωτερικό του πυρήνα της Γης μέχρι εκεί που συναντά τον ηλιακό άνεμο, ένα ρεύμα ενεργητικών σωματιδίων που προέρχονται από τον Ήλιο<sup>[31]</sup>.





Σχήμα 1\_7.9: Ζώνες Van Allen<sup>[31]</sup>.

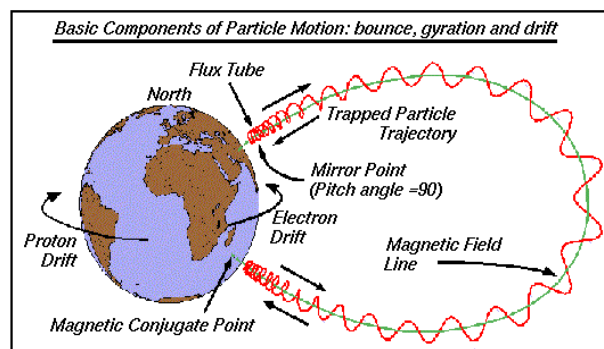
Πριν αρκετά χρόνια, μία υπεύθυνη ομάδα με την καθοδήγηση του καθηγητή του Πανεπιστημίου της Iowa James Van Allen ερμήνευσε της διαφορά ανάμεσα στις πληροφορίες που κατείχε από δεδομένα δορυφόρων για την κοσμική ακτινοβολία και την υπόθεση ότι γύρω από τη Γη υπάρχουν ζώνες όπου η συγκέντρωση φορτισμένων σωματιδίων, που συγκρατούν οι κοσμικές ακτίνες, είναι εξαιρετικά αυξημένες<sup>[31]</sup>.

Οι ζώνες αυτές, που πήραν το όνομα του, χωρίζονται σε εσωτερικές και εξωτερικές. Οι εσωτερικές περιέχουν φορτισμένα σωματίδια, κυρίως πρωτόνια με ενέργειες που ξεπερνούν τα 30 MeV, σε γενικά μεγαλύτερες συγκεντρώσεις και εκτείνονται σε μέσο ύψος 3000 km. Οι εξωτερικές ζώνες Van Allen καλύπτουν ένα δακτύλιο που εκτείνεται σε ύψη 15.000-20.000 km πάνω από τον Ισημερινό, και περιέχουν κυρίως ηλεκτρόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από 1.5 MeV. Οι ζώνες Van Allen είναι πιο πυκνές πάνω από τον Ισημερινό και λιγότερο έντονες πάνω στους πόλους. Κανένα πραγματικό χάσμα δεν υπάρχει μεταξύ των δύο ζωνών, αλλά στην πραγματικότητα συνδέονται.

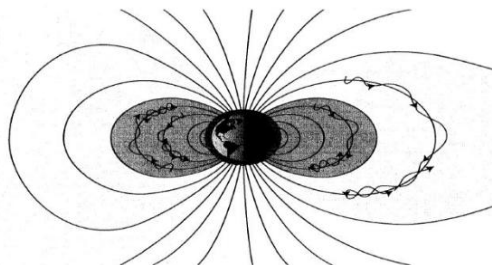
Η πυκνότητα των πρωτονίων πολλές φορές στην εσωτερική ζώνη φθάνει περίπου τα 20.000 σωματίδια ανά sec, σχηματίζοντας μια σφαιρική επιφάνεια ενός  $\text{cm}^2$  προς όλες τις διευθύνσεις. Πιστεύεται πως τα πρωτόνια της ζώνης αυτής έχουν προέλευση την διάσπαση των νετρονίων που παράγονται όταν υψηλής ενέργειας κοσμικές ακτίνες από την εξωτερική περιοχή του ηλιακού συστήματος συγκρούονται με άτομα και μόρια της Γήινης ατμόσφαιρας. Μερικά από τα νετρόνια διαφεύγουν στην ατμόσφαιρα, και καθώς ταξιδεύουν της περιοχής της ζώνης ένα μικρό ποσοστό διασπάται σε πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Αυτά τα σωματίδια κινούνται σε σπειροειδείς τροχιές κατά μήκος των

δυναμικών γραμμών του Γήινου μαγνητικού πεδίου. Καθώς τα σωματίδια προσεγγίζουν τους μαγνητικούς πόλους, η αύξηση της δύναμης του πεδίου τις αναγκάζει να ανακλαστούν. Τα σωματίδια τότε αναγκάζονται να ταλαντώνονται μεταξύ των μαγνητικών πόλων. Συγχρόνως συγκρούονται με άτομα στην λεπτή ατμόσφαιρα, με αποτέλεσμα την απομάκρυνση τους από τη ζώνη.

Η εξωτερική ζώνη Van Allen περιέχει φορτισμένα σωματίδια και από την ατμόσφαιρα και από τον ήλιο. Τα τελευταία περιέχουν κυρίως ιόντα ηλίου από τον ηλιακό άνεμο. Τα πρωτόνια της εξωτερικής ζώνης έχουν χαμηλότερη ενέργεια από αυτά της εσωτερικής, και η ροή τους είναι πολύ υψηλότερη. Τα περισσότερα ενεργητικά σωματίδια της εξωτερικής ζώνης είναι ηλεκτρόνια, που η ενέργεια τους φθάνει έως αρκετές εκατοντάδες εκατομμύρια eV. Οι μελέτες δείχνουν πως η ένταση της ηλιακής δραστηριότητας προξενεί διαρρήξεις στις ζώνες Van Allen, που συνδέονται με φαινόμενα όπως τα πολικά σέλη και οι μαγνητικές θύελλες<sup>[31],[32]</sup>.



Σχήμα 2\_7.9: Κίνηση σωματιδίων στην εξωτερική ζώνη Van Allen<sup>[4],[32]</sup>.



Σχήμα 3\_7.9: Αναπαράσταση του εσωτερικού της μαγνητόσφαιρας. Εμφανίζονται οι γραμμές του γεωμαγνητικού πεδίου, η πυκνότητα κρούς πλάσματος και οι τροχιές των παγιδευμένων ηλεκτρονίων υψηλής ενέργειας (Gibby 2008).

### 7.10 Παραγωγή μαγνητικών πεδίων από τράπεζα πυκνωτών - Σύστημα πηγής νετρονίων υψηλής ροής με μηχανισμό λείζερ

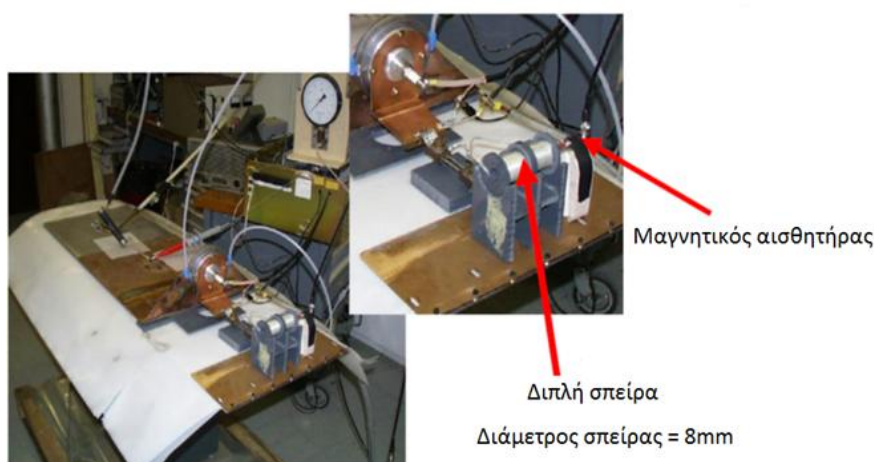
Με τον όρο τράπεζα πυκνωτών αναφερόμαστε σε μία ένωση πολλών πανομοιότυπων πυκνωτών συνδεδεμένα παράλληλα ή σε σειρά το ένα με το άλλο. Η τράπεζα πυκνωτών φορτίζεται παράλληλα και εκφορτίζεται σε σειρά. Η αποθηκευμένη ενέργεια στους πυκνωτές δίνεται από τη σχέση\_14:  $\frac{1}{2}CV^2$  η οποία στη συνέχεια μετατρέπεται σε ενέργεια μαγνητικού πεδίου (σχέση\_15)  $\frac{1}{2}LI^2$  μέσω των πηνίων που απαρτίζουν τη συσκευή συγκράτησης πλάσματος. Εξισώνοντας τις σχέσεις 14 και 15 παίρνουμε για τον πυκνωτή:

$$\frac{1}{2}CV^2 = \frac{1}{2}LI^2 \Rightarrow C = \frac{LI}{V^2}$$

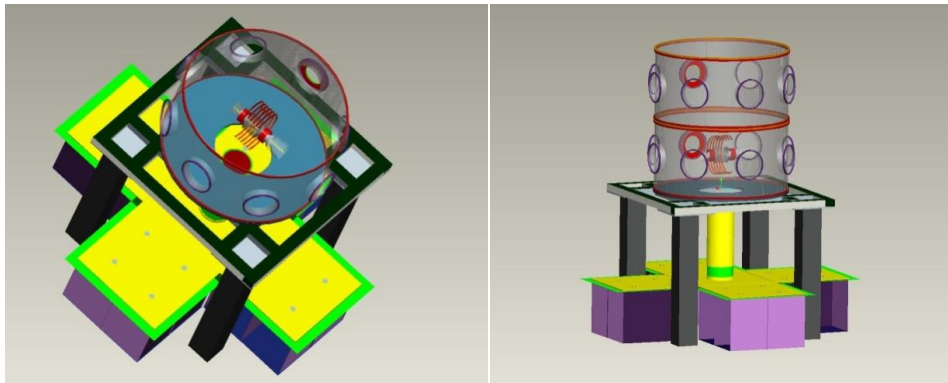
Στις παραπάνω σχέσεις,  $C$  είναι η χωρητικότητα των πυκνωτών,  $V$  η τάση και  $L$  είναι ο συντελεστής αυτεπαγωγής των πηνίων.

Στην περίπτωση μας η τράπεζα πυκνωτών θέλουμε να μας δώσει ένα ρεύμα της τάξης των 1-1,5 MA. Συγκεκριμένα, για την παραγωγή μαγνητικού πεδίου  $B=150$  T, δεδομένου ότι  $L = 10 \mu\text{H}$ ,  $V= 40$  kV και  $I = 1$  MA παίρνουμε με αντικατάσταση των τιμών:

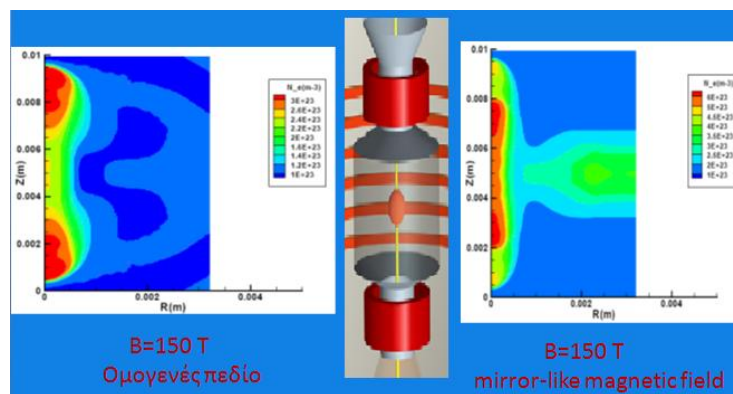
$$C = \frac{LI}{V^2} \Rightarrow C = \frac{10^{-5} \cdot 10^6}{16 \cdot 10^8} \Rightarrow C = 0,0625 \cdot 10^{-7} F$$



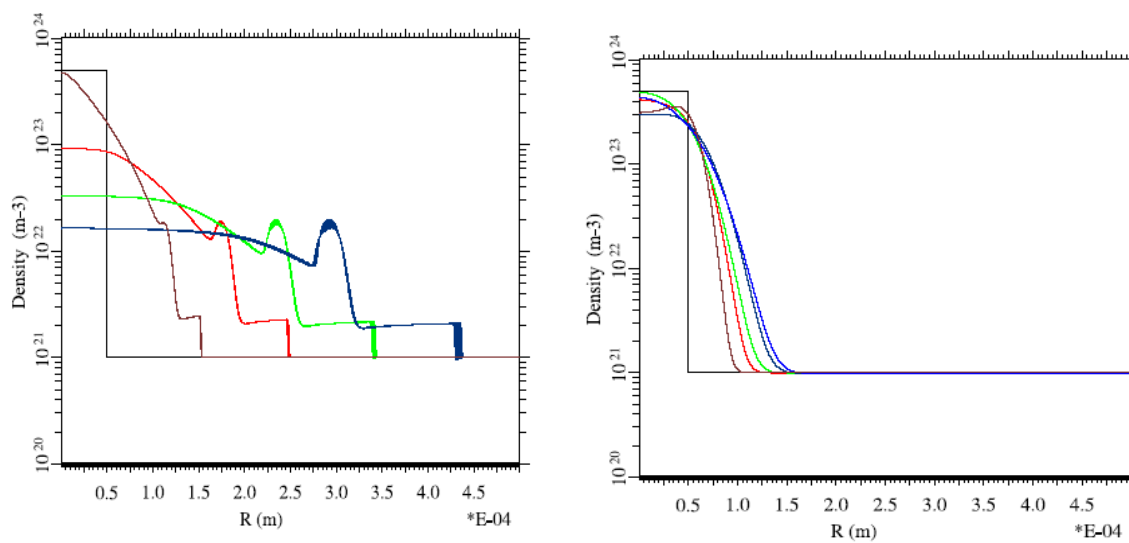
Σχήμα 1\_7.10: Διατάξεις πυκνωτών υψηλού ρεύματος



Σχήμα 2\_7.10: Τράπεζα πυκνωτών σε συνδυασμό με συσκευή μαγνητικής σύλληξης



Σχήμα 3\_7.10: Πυκνότητα πλάσματος



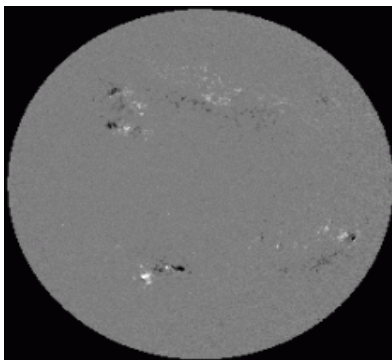
Σχήμα 4\_7.10: Συγκράτηση πλάσματος στη συσκευή μαγνητικού περιορισμού όταν  $B=0$  T και  $B=200$  T. Μετά από 70-80 psec η πυκνότητα του πλάσματος ελαττώνεται 2 τάξεις μεγέθους

### 7.11 Το μαγνητικό πεδίο του Ήλιου – Φαινόμενο Zeemann

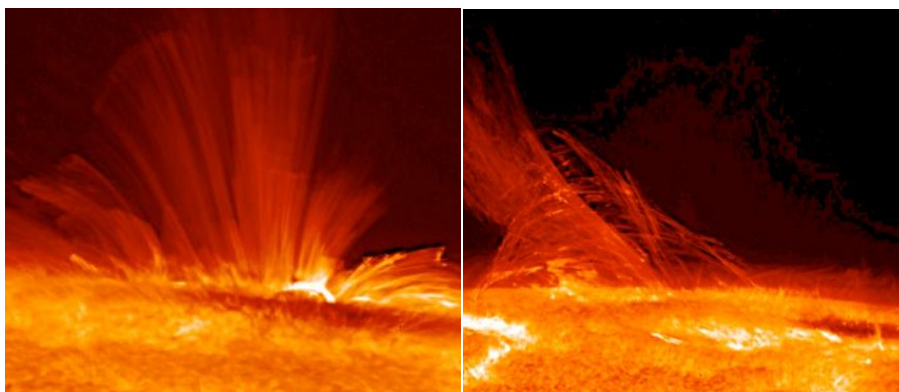
Ο ήλιος έχει ένα ισχυρό και σύνθετο μαγνητικό πεδίο, και η περισσότερη ηλιακή δραστηριότητα εμφανίζεται να συνδέεται άμεσα με τις ιδιότητες αυτού του μαγνητικού πεδίου. Το μαγνητικό πεδίο του ήλιου μπορεί να εξεταστεί με ένα μάλλον ακριβή και άμεσο τρόπο, επειδή με τη παρουσία ενός μαγνητικού πεδίου τα ενεργειακά επίπεδα των ατόμων, των ιόντων και των μορίων διαχωρίζονται σε περισσότερα από ένα επίπεδα. Αυτό αναγκάζει τις φασματικές γραμμές εκπομπής να διαχωριστούν επίσης σε περισσότερες από μια γραμμές, με τον αριθμό των διαχωρισμών να είναι ανάλογος με την ισχύ του μαγνητικού πεδίου. Αυτό ονομάζεται φαινόμενο Zeeman, και η αντίστοιχη αύξηση στον αριθμό των φασματικών γραμμών καλείται διαχωρισμός Zeeman. Κατά συνέπεια, μπορούμε να συμπεράνουμε την παρουσία μαγνητικών πεδίων εάν βλέπουμε στο φάσμα το διαχωρισμό Zeeman, και μπορούμε να μετρήσουμε την ισχύ του πεδίου με να μετρήσουμε ποσοτικά τη ποσότητα των γραμμών λόγω φαινομένου Zeeman.

Ηλιακές κηλίδες και μαγνητικά πεδία: Αναλύοντας το φως από τις ηλιακές κηλίδες βλέπουμε ένα σημαντικό διαχωρισμό Zeeman των φασματικών γραμμών. Κατά συνέπεια, οι ηλιακές κηλίδες συνδέονται με τα ισχυρά μαγνητικά πεδία. Επιπλέον, παρατηρούμε και τα παρακάτω:

1. Όταν οι ηλιακές κηλίδες είναι σε ζεύγη, η μία τείνει να έχει μια πολικότητα μαγνητικών πεδίων που να είναι αντίθετη της απέναντι της (δηλαδή η μία συμπεριφέρεται μαγνητικά όπως ο βόρειος πόλος ενός μαγνήτη και η άλλη κηλίδα συμπεριφέρεται όπως ο νότιος πόλος).
2. Κατά τη διάρκεια ενός ορισμένου κύκλου μιας ηλιακής κηλίδας, οι κύριες ηλιακές κηλίδες στο βόρειο ημισφαίριο του ήλιου τείνουν όλες να έχουν την ίδια πολικότητα, ενώ το ίδιο πράγμα ισχύει για τις ηλιακές κηλίδες στο νότιο ημισφαίριο, εκτός από το ότι η κοινή πολικότητα είναι αντίθετη από αυτήν των ηλιακών κηλίδων στο βόρειο ημισφαίριο.
3. Κατά τη διάρκεια του επόμενου κύκλου του ήλιου, οι πολικότητες των μαγνητικών πεδίων σε κάθε ημισφαίριο είναι αντίθετη από αυτή που ήταν στον προηγούμενο κύκλο.



**Σχήμα 1\_7.11:** Κατανομή του μαγνητικού πεδίου στην ηλιακή επιφάνεια από το Michelson Doppler Imager στο SOHO (27 Ιανουαρίου του 1998). Το μαύρο δείχνει μια αρνητική πολικότητα (μαγνητικό πεδίο που δείχνει στο εσωτερικό του ήλιου) ενώ το λευκό δείχνει μια θετική πολικότητα (προς το εξωτερικό μέρος του ήλιου). Οι μεγάλες συγκεντρώσεις και των δύο πολικοτήτων βρίσκονται κοντά στις ενεργές περιοχές και τις ηλιακές κηλίδες<sup>[31]</sup>.



**Σχήμα 2\_7.11:** Μαγνητικό πεδίο του Ήλιου<sup>[4]</sup>.

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [1] <http://canteach.candu.org/>
- [2] <http://www.scienceclarified.com>
- [3] [http://www.itn.pt/facilities/uk\\_lab\\_act\\_neutr.htm](http://www.itn.pt/facilities/uk_lab_act_neutr.htm)
- [4] <http://en.wikipedia.org/wiki/>
- [5] <http://nsspi.tees.tamus.edu/nsep/courses/basic-radiation-detection>
- [6] <http://www.tpub.com/doeinstrument/instrumentationandcontrol46.htm>
- [7] <http://www.canberra.com/literature/936.asp>
- [8] <http://www.science.uwaterloo.ca/~cchieh/cact/nuctek/interactdetector.html>
- [9] [http://www-np.uci.ac.cy/radio\\_isotopes/wwwen/gamma/gamma\\_setup.html](http://www-np.uci.ac.cy/radio_isotopes/wwwen/gamma/gamma_setup.html)
- [10] J.R.Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering", Addison-Wesley Publishing Company, 1983
- [11] M.Ragheb, "Lecture Notes on Fusion Reactors Design Theory", FSL-33, University of Illinois, 1982.
- [12] <http://www.tpub.com/doenuclearphys/nuclearphysics39.htm>
- [13] [http://serc.carleton.edu/research\\_education/geochemsheets/techniques/INAA.html](http://serc.carleton.edu/research_education/geochemsheets/techniques/INAA.html)
- [14] <http://www.lbl.gov/abc/wallchart/chapters/11/2.html>
- [15] Arthur R.Foster and Robert L.Wright, Jr., "Basic Nuclear Engineering", Allyn and Bacon, 1978.
- [16] [http://fusedweb.pppl.gov/CPEP/Chart\\_Pages/2.TwoFusionReactions.html](http://fusedweb.pppl.gov/CPEP/Chart_Pages/2.TwoFusionReactions.html)
- [17] A.W. Castleman and R. G. Keesee, Science **241**, 36 (1988).
- [18] G. Grillon, Ph. Balcou, J.- P. Chambaret, D. Hulin, J. Martino, S. Moustazis, L. Notebaert, M. Pittman, Th. Pussieux, A. Rousse, J- Ph. Rousseau, S. Sebban, O. Sublemontier, and M. Schmidt, Phys. Rev. Lett. 89, 065005 (2002), Deuterium-Deuterium Fusion Dynamics in Low-Density Molecular-Cluster Jets Irradiated by Intense Ultrafast Laser Pulses
- [19] Michael D. Glascock, An Overview of Neutron Activation Analysis, Missouri University Research Reactor, 2001
- [20] <http://www.canberra.com>
- [21] Taylor JH, Goldhaber M. Detection of nuclear disintegration in aphotographic emulsion. Nature, London,(1935),135,341
- [22] <http://www.enygf.eu>
- [23] T. Ditmire, *et al.*, Nature (London) **386**, 54 (1997).
- [24] A. Aksoy, A.A. Naqvi, F.Z. Khiari, F. Abujarad, M. Al-Ohali, M. Sumani, Elemental analysis using natural gamma-ray spectroscopy, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A353 (1994) 558-561

- [25] Robert C. Baumann and B. Smith, Neutron-Induced Boron Fission as a Major Source of Soft Errors in Deep Submicron SRAM Devices
- [26] Pollard, A. M., Heron, C., 1996, Archaeological Chemistry. Cambridge, Royal Society of Chemistry
- [27] J. Zweiback, R.A. Smith, T.E. Cowan, G. Hays, J. Hartley, R. Howell, C.A. Steinke, K.B. Wharton and T. Ditmire , Nuclear fusion driven by Coulomb explosions of deuterium clusters, Phys. Rev. Lett. **85**, 3640 (2000).
- [28] Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Plasma physics (Francis F. Chen 2<sup>nd</sup> edition)
- [29] <http://www.windows2universe.org>
- [30] <http://www.ocf.berkeley.edu>
- [31] <http://www.physics4u.gr/>
- [32] [http://www.geschichteinchronologie.ch/atmosphaerenfahrt/10-01\\_three-Van-Allen-radiation-belts-NASA-ENGL.html](http://www.geschichteinchronologie.ch/atmosphaerenfahrt/10-01_three-Van-Allen-radiation-belts-NASA-ENGL.html)
- [33] G.Vourvopoulos and P.C.Womble, Pulsed Fast/Thermal Neutron Analysis: A Technique for Explosives Detection, "TALANTA" 54 (2001) 459-468, G. Eiceman, Editor, ELSEVIER (2001)
- [34] <http://www.physics.fsu.edu>
- [35] Atzeni, Nuclear fusion reactions, chapter 01,29/4/2004
- [36] G.H.Miley,H.Towner and N.Ivich,Fusion Cross Section and Reactivities, Rept.COO-2218-17, University of Illinois,Urbana,1974
- [37] <http://www.johncaunt.com>
- [38] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K., B. Wharton, Nature (London) **398**, 489 (1999)
- [39] <http://www.thermo.com/>
- [40] K W Burn et al., The Epithermal neutron beam for BNCT under construction At Taprio, Journal of Physics: Conference Series**41**(2006), Pp:187-194
- [41] Goldhaber M .Introductory remarks. In: Proceeding of a Workshop on Neutron Capture Therapy. Reports BNL-51994. Edited by R.G.Fairchild and V.P.Bond.Upton, NY:Brookhaven National Laboratory,(1986),Pp.1-2.
- [42] Wolfgang Sauerwein, Ray Moss, Jurgen Rassow,Finn Stecher-Rasmussen, Katalin Hideghety,John G.Wolbers, Horst Sack and the EORTC BNCT Study Group, Organisation and Management of the First Clinical Trial of BNCT in Europe(EORTC Protocol 11961), Strahlenther Onkologie Journal,Volume**175**, 1999:Supplement II:Pp108-11.
- [43] Chadwick J.Goldhaber M, Disintegration by slow neutrons. Nature, London,(1935),135,65.
- [44] P. Balcou, *et al.* talk ITh21 at the Conference on Superstrong Fields in Plasma, Varenna Italy 2001.



## ΕΝΟΤΗΤΑ III

### Συνδυασμός και Εφαρμογές των διαγνωστικών τεχνικών LIBS και NAA - Συμπεράσματα

#### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8<sup>ο</sup>

##### 8.1 Εισαγωγή

Η φασματοσκοπία με λέιζερ προσφέρει πολλαπλές εφαρμογές για την ανίχνευση και χαρακτηρισμό στοιχείων, επικίνδυνων για την υγεία ουσιών και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για εξειδικευμένες εφαρμογές που αφορούν την ανίχνευση εκρηκτικών ναρκωτικών καθώς και ναρκών, που δεν είναι εφικτό με άλλες τεχνικές. Σε γενικές γραμμές οι τεχνικές αυτές μπορούν να συνδυάσουν βασικές ιδιότητες των λέιζερ και αφορούν κυρίως την ιδιότητα της ενός βραχύχρονου (fsec) παλμού λέιζερ να διαδίδεται σε μεγάλες αποστάσεις και στη μοριακή και ατομική φασματοσκοπία.. Φυσικά, το πεδίο ανίχνευσης εκρηκτικών με χρήση φασματοσκοπίας λέιζερ είναι σχετικά πρόσφατο, δεδομένου ότι τα συστήματα λέιζερ που είναι μεταφερόμενα και μπορούν να εκπέμπουν υψηλής έντασης παλμούς καθώς και φασματογράφοι μικρών διαστάσεων και βάρους με ευαίσθητους ανιχνευτές συνδεδεμένοι με μικρο-υπολογιστές έχουν πρόσφατα κατασκευαστεί σε βιομηχανική κλίμακα, και είναι μικρό σχετικά το χρονικό διάστημα της ανάπτυξης της τεχνολογίας της φασματοσκοπίας με λέιζερ που ακολούθησε μετά την πρώτη λειτουργία λέιζερ το 1958<sup>[13]</sup>. Ως εκ τούτου, είναι δίκαιο να πούμε ότι η ανίχνευση ναρκών και εκρηκτικών είναι ακόμα σε εξέλιξη, και μπορούν να βελτιωθούν σημαντικά οι τεχνικές και τα παρελκόμενα όργανα μέτρησης στο άμεσο μέλλον, κυρίως με τη χρήση ενός fs παλμού λέιζερ. Βασικό στοιχείο θα είναι το κόστος που θα καταστήσει την φασματοσκοπία με βραχύχρονους παλμούς πιο εύκολα διαθέσιμη<sup>[13]</sup>.

Έχει σημειωθεί μεγάλη πρόοδος, κυρίως στα λέιζερ στερεάς κατάστασης και στην επέκταση της ακτινοβολίας λέιζερ σε όλη την IR περιοχή, στην κοντινή υπέρυθρη, στο ορατό και στις περιοχές της υπεριώδους ακτινοβολίας (UV). Το λέιζερ Nd:YAG για παράδειγμα μπορεί να δώσει μία αξιόπιστη ακτινοβολία λέιζερ στο κοντινό

υπέρυθρο με μήκος κύματος 1.06  $\mu\text{m}$  καθώς και στην ορατή και υπεριώδη ακτινοβολία κάνοντας χρήση της δεύτερης έως της τέταρτης αρμονικής.

Τα σύγχρονα λέιζερ έχουν μοναδικές ιδιότητες στο πεδίο όπου θέλουμε να πετύχουμε διάδοση ακτινοβολίας σε μεγάλες αποστάσεις, εκεί όπου υστερούν άλλες τεχνικές βελτιώνοντας τις συνθήκες εφαρμογής και εντάσσοντας τις γνωστές τεχνικές φασματοσκοπίας, όπως είναι η LIBS και η Raman στη φασματοσκοπία βραχύχρονων παλμών λέιζερ. Σημαντικός αριθμός ερευνητικών ομάδων έχουν αρχίσει να οδηγούνται στην κατεύθυνση αυτή, λόγω του γεγονότος ότι ένα ολοκληρωμένο σύστημα LIBS/Raman μπορεί να χρησιμοποιήσει με σχετικά μικρές βελτιώσεις τα ίδια όργανα ανίχνευσης με αυτά της κλασικής φασματοσκοπίας με λέιζερ. Οι αναμενόμενες βελτιώσεις θα αυξήσουν την δυνατότητα ανίχνευσης και εντοπισμού μειώνοντας το ποσοστό εσφαλμένων ενδείξεων κατά τον εντοπισμό ναρκών και εκρηκτικών υλών. Φαίνεται ότι η φασματοσκοπία λέιζερ και φασματοσκοπία βραχύχρονων παλμών λέιζερ με βάση αυτές τις μεθόδους ανίχνευσης μπορεί να εξελιχθεί και να αποτελέσει σημαντικό τομέα της τεχνολογίας τα επόμενα χρόνια<sup>[13]</sup>.

## 8.2 Τεχνικές φασματοσκοπίας με λέιζερ

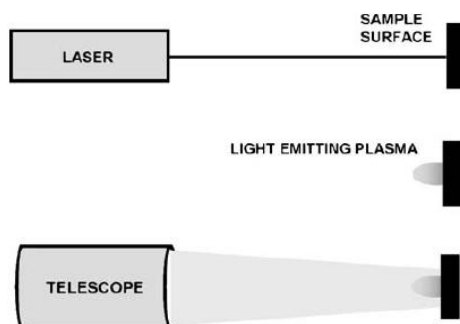
Θα παρουσιάσουμε μία ανασκόπηση των τεχνολογιών ανίχνευσης εκρηκτικών υλικών, και συγκεκριμένα θα εμβαθύνουμε στην ανίχνευση ιχνών από χειρισμό εκρηκτικής ύλης ή εκρηκτικού φορτίου λόγω της πίεσης ατμών του εκρηκτικού και όχι απλά σε μεθόδους με στόχο μόνο τον εντοπισμό του. Οι τεχνολογίες που εστιάζονται βασίζονται στη χρήση λέιζερ, όπως είναι η φασματοσκοπία πλάσματος, φθορισμού, υπέρυθρη φασματοσκοπία αλλά και φασματοσκοπία στην περιοχή των Terahertz. Επίσης, συμπεριλαμβάνονται νέες τεχνικές οι οποίες δεν έχουν δοκιμαστεί σε εξωτερικούς χώρους και άλλες που έχουν δοκιμαστεί σε περιβάλλοντα χώρο<sup>[28]</sup>.

Ερευνώντας τις μεθόδους ανίχνευσης εκρηκτικών πρέπει να αναφέρουμε το γεγονός πως τεχνικές οι οποίες έχουν αναπτυχθεί γενικά για ανίχνευση και εξυπηρετούν άλλους σκοπούς δεν είναι άμεσα διαθέσιμες και δεν προσαρμόζονται στους σκοπούς ανίχνευσης εκρηκτικών υλικών. Για παράδειγμα υπάρχουν διατάξεις

IR για ανίχνευση παραγόντων χημικού πολέμου και συστήματα LIDAR για παρακολούθηση του περιβάλλοντος, για τα οποία όταν αναφερόμαστε σε ανίχνευση εκρηκτικής ύλης το πρόβλημα γίνεται πολύ πιο σύνθετο και περίπλοκο. Διότι πρώτον, τα ίχνη της εκρηκτικής ύλης βρίσκονται σε χαμηλά επίπεδα και οι τεχνολογίες ανίχνευσης πρέπει να είναι πολύ ευαίσθητες για την ανίχνευση τους. Για παράδειγμα, οι συγκεντρώσεις του  $\text{NO}_2$  στον ατμοσφαιρικό αέρα, το οποίο ανιχνεύει η τεχνική LIDAR κατά την περιβαλλοντολογική παρακολούθηση, είναι της τάξης του δισεκατομμυριοστού (1ppb= particles per billion). Η τάση ατμών του S είναι 14.6 Pa στους  $25^\circ\text{C}$ , το οποίο αναλογεί περίπου σε 144 ppm, ενώ η πίεση ατμών του εκρηκτικού TNT είναι περίπου  $4.2 \cdot 10^{-4}$  Pa στους  $25^\circ\text{C}$ , το οποίο αναλογεί περίπου σε 4 ppb.

Δεύτερον, ο προσδιορισμός ενός στοιχείου σε ένα υπόβαθρο εκρηκτικών ουσιών καθίσταται δύσκολος, δεδομένου της παρεμβολής διαφόρων ουσιών άνευ ενδιαφέροντος. Τέτοιες χημικές ουσίες συμπεριλαμβάνουν στοιχεία όπως τα S, P, F και Cl, επιπρόσθετα με τον C, το H, το N και το O, τα οποία αποτελούν κοινά στοιχεία των εκρηκτικών υλών. Επίσης, είναι σαφώς δυσκολότερο να αποκτηθούν χαρακτηριστικά φάσματα από σχετικά μεγάλα μόρια, σε σχέση με μικρότερα μόρια όπως το  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  και  $\text{SO}_2$ . Με όλα αυτά συνειδητοποιούμε πως η ανίχνευση και ο προσδιορισμός των εκρηκτικών υλών αποτελεί ένα τομέα με σύνθετες απαιτήσεις για έρευνα και ανάπτυξη. Παρακάτω παρουσιάζονται μερικές από τις τεχνικές που προαναφέρθηκαν για τον σκοπό αυτό.

Η φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ ( Laser Induced Breakdown Spectroscopy) είναι μία μέθοδος ανίχνευσης που χρησιμοποιεί ένα λέιζερ αρκετά υψηλής έντασης ώστε να δημιουργήσει πλάσμα το δείγμα. Το πλάσμα εκπέμπει φως χαρακτηριστικών ατομικών, ιοντικών και μοριακών φασματικών γραμμών το οποίο ανιχνεύεται από ένα φασματόμετρο, επιτρέποντας την ταυτοποίηση της σύνθεσης των στοιχείων<sup>[28]</sup>.



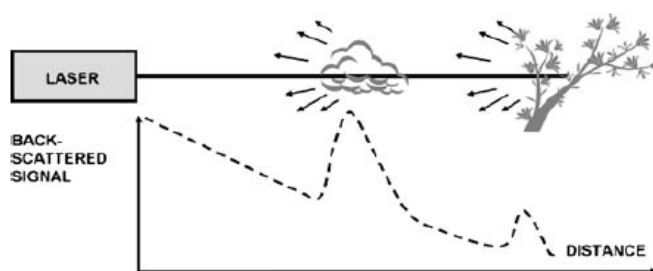
**Σχήμα 1\_8.2:** Αρχή λειτουργίας LIBS. Το λέιζερ κατευθύνεται στην επιφάνεια του δείγματος και σχηματίζεται το πλάσμα, το οποίο περιέχει άτομα και μικρά μόρια που εκπέμπουν φως. Το εκπεμπόμενο φως συλλέγεται από ένα τηλεσκόπιο<sup>[28]</sup>

Ο **De Lucia et al** μελέτησε φάσματα από μαύρη πυρίτιδα, του RDX (cyclotrimethylene trinitramine) και του αέρα, φτάνοντας στο συμπέρασμα ότι το άζωτο και το οξυγόνο από τον αέρα επηρέαζαν τα φάσματα του RDX και της μαύρης πυρίτιδας. Ισχυρίστηκαν ότι η αναλογία μεταξύ των φασματικών γραμμών μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για ταυτοποίηση. Η LIBS έχει σχεδιαστεί για να παρέχει μεγάλες ποσότητες ενέργειας στο υπό εξέταση δείγμα. Είναι σημαντικό να διερευνηθεί σχετικά με την εφαρμογή της LIBS για την ανίχνευση εκρηκτικών υλών το γεγονός κατά πόσο είναι δυνατόν να προσδιοριστούν με ακρίβεια οι ουσίες σε ένα πραγματικό περιβάλλον, στο οποίο θα υπάρξουν πολλές παρεμβαλλόμενες ουσίες, όπως είναι σωματίδια σκόνης και ρύπων, καθώς και συνεισφορές από άζωτο και οξυγόνο του ατμοσφαιρικού αέρα σε σχέση με αποτελέσματα ανίχνευσης σε εργαστηριακό περιβάλλον. Είναι λοιπόν απαραίτητο να κατασκευαστεί ένα σύστημα φασματοσκοπίας με λέιζερ που θα συνδυάζει ένα προσομοιωτή περιβαλλοντικών συνθηκών ανίχνευσης.

Για να επιλυθεί το πρόβλημα αυτό μια πρώτη προσέγγιση είναι η χρήση διπλού παλμού λέιζερ. Ο πρώτος παλμός παράγει το αναφερόμενο στη διεθνή βιβλιογραφία ως «*laser-generated vacuum*», επιτρέποντας στο δεύτερο παλμό που εκπέμπεται λίγα  $\mu\text{sec}$  μετά να λάβει ένα καθαρότερο αποτέλεσμα χωρίς την επίδραση του αέρα του περιβάλλοντος. Μια τέτοια τεχνική χρησιμοποιήθηκε από την ερευνητική ομάδα του **De Lucia et al** που αναφέρθηκε παραπάνω. Έγινε σύγκριση δεδομένων από ένα μονό παλμό LIBS σε περιβάλλον αργού και από έναν διπλό παλμό σε περιβάλλον ατμοσφαιρικού αέρα. Ο διπλός παλμός χρειάστηκε τη

μισή ενέργεια και οι παλμοί είχαν χρονική διαφορά 1-10μsec. Τα συμπεράσματα από τη συνολική ανάλυση των αποτελεσμάτων ήταν ότι η παρέμβαση του ατμοσφαιρικού οξυγόνου και αζώτου ελαχιστοποιείται, αλλά δεν καταργείται με τον διπλό παλμό λέιζερ. Με μία απλή σύγκριση μεταξύ απλού και διπλού παλμού διαπιστώθηκε γενικά ότι ο διπλός παλμός έδωσε πιο αξιόπιστα αποτελέσματα κατά την ανίχνευση εκρηκτικής ύλης. Ο **Gottfried et al.** χρησιμοποίησε το διπλό παλμό λέιζερ για ανίχνευση εκρηκτικών υλών από απόσταση 20 m και ανέφερε ότι ο διπλός παλμός αυξάνει την ευαισθησία λόγω του ότι αυξάνεται ο όγκος του πλάσματος, η θερμοκρασία και η πυκνότητα των ιόντων με αποτέλεσμα την βελτίωση της η αποστάσεως ανίχνευσης. Οι **De Lucia et al** και **Gottfried et al** χρησιμοποίησαν επίσης έναν αλγόριθμο για την ταξινόμηση ουσιών που έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της ταχύτητας ανίχνευσης. Συγκεκριμένα, ο αλγόριθμος λειτούργησε για τη διάκριση μεταξύ εκρηκτικών και μη-εκρηκτικών υλών, το οποίο επέφερε βελτίωση στο αποτέλεσμα ανίχνευσης<sup>[28]</sup>.

Στο σύστημα LIDAR ( Ligth Detection and Ranging) χρησιμοποιήθηκε επίσης ένας σύντομος παλμός λέιζερ για τον καθορισμό του εύρους διασποράς του φωτός που κατά την εκπομπή του, απο έναν απομακρυσμένο στόχο. Μετρήθηκαν οι ανακλάσεις του φωτός από διάφορα αντικείμενα που παρεμβάλλονται στην πορεία της δέσμης . Η θέση του αντικειμένου προσδιορίζεται από την χρονική καθυστέρηση της ανάκλασης. Οι ανακλάσεις από κάθε παλμό λέιζερ καταγράφονται πολλές φορές, δίνοντας έτσι πληροφορίες για το μήκος της διαδρομής της δέσμης.

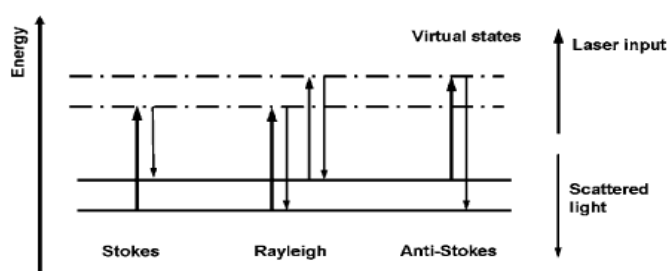


Σχήμα 2\_8.2: Αρχή λειτουργίας LIDAR

Υπάρχουν αρκετές παραλλαγές της LIDAR όπου μπορούν να δώσουν πληροφορίες σχετικά με τον απομακρυσμένο στόχο. Όλες οι φασματοσκοπικές μέθοδοι που βασίζονται σε παλμικά λέιζερ συνδυάζονται κατάλληλα με τη κλασική διάταξη LIDAR και παρέχουν πληροφορίες για τη χημική σύνθεση του υπό εξέταση

δείγματος. Τέτοια παραδείγματα είναι η φασματοσκοπία Raman, ο φθορισμός που προκαλείται από λέιζερ (Laser Induced Fluorescence) και η διαφορική απορρόφηση LIDAR (Differential Absorption).

Μία από τις μεθόδους ανίχνευσης που αναμένεται να ικανοποιήσει τις απαιτήσεις για την ανίχνευση εκρηκτικών υλών, είναι η φασματοσκοπία Raman, η οποία χρησιμεύει ως αναλυτικό εργαλείο που δίνει λεπτομερείς και συγκεκριμένες πληροφορίες για το υπό εξέταση μόριο. Κατά την ανελαστική σκέδαση των φωτονίων που προέρχονται από το λέιζερ, χάνεται ενέργεια λόγω της σκέδασης του μορίου του υπό εξέταση δείγματος, με αποτέλεσμα κατά την επιστροφή τους να έχουν διαφορετικό μήκος κύματος. Η ενεργειακή αυτή διαφορά αντιστοιχεί στην δονητική ενέργεια του μορίου. Οι τρόποι δόνησης μπορούν να θεωρηθούν ως δακτυλικό αποτύπωμα που προσδιορίζει με μοναδικό τρόπο τις χημικές ουσίες σε ένα δείγμα. Επίσης, σύνθετα δείγματα μπορούν συχνά να προσδιοριστούν με τη χρήση αλγορίθμων<sup>[28]</sup>.



Σχήμα 3\_8.2

Τα φωτόνια από το λέιζερ μπορούν να σκεδαστούν χωρίς να αλλάξει η ενέργεια τους (σκέδαση Rayleigh), αλλά μπορούν επίσης να χάσουν ή να κερδίσουν ενέργεια από το μόριο που σκεδάζεται. Η φασματοσκοπία Raman χρησιμοποιεί την σκέδαση Stokes και Anti-Stokes, όπου τα φωτόνια χάνουν ή κερδίζουν δονητική ενέργεια από το μόριο του υπό εξέταση δείγματος και αυτό διευκολύνει την ταυτοποίησης του<sup>[28]</sup>.

Η ανίχνευση με τη μέθοδο φασματοσκοπίας Raman χρησιμοποιείται για ένα ευρύ φάσμα μελέτης, όπου η πρόσβαση στο υπό εξέταση δείγμα μπορεί να είναι δύσκολο, επικίνδυνο ή καταστροφικό. Τέτοιες εφαρμογές περιλαμβάνουν

ατμοσφαιρικές και γεωλογικές μετρήσεις, όπου η άμεση πρόσβαση στο δείγμα είναι περιορισμένη ή δύσκολη, ταυτοποίηση εκρηκτικών υλών ή διαρροή χημικών ουσιών, όπου η άμεση πρόσβαση με το δείγμα θα μπορούσε να είναι επικίνδυνη λόγω τοξικότητας, καθώς και μελέτες αντικειμένων της αρχαιολογίας ή έργων τέχνης, όπου οι πιο άμεσες μετρήσεις μπορούν να βλάψουν ένα σπάνιο και ανεκτίμητης αξίας αντικείμενο. Η ασθενής ένταση του σήματος της φασματοσκοπίας Raman καθιστά περίπλοκη τη χρήση της για την ανίχνευση ιχνών εκρηκτικών υλών γιατί ευαισθητοποιείται στο φως του περιβάλλοντος ή σε άλλες χημικές ουσίες που παρουσιάζονται στην περιοχή ανίχνευσης. Αυτό μπορεί να βελτιωθεί αν το παλμικό λέιζερ συνδυαστεί με ένα θωρακισμένο ανιχνευτή CCD. Με αυτόν τον τρόπο περιορίζεται σε μεγάλο ποσοστό το φως του περιβάλλοντος και επιπλέον μειώνεται το υπόβαθρο Raman.

Η ενσωμάτωση της φασματοσκοπίας Raman με την LIBS εξετάστηκε από τον **Wiens et al** με σκοπό την ορυκτολογική ανάλυση. Με τη LIBS παρέχονται πληροφορίες σχετικά με τα ιχνοστοιχεία και τα κατιόντα σε ιοντικούς δεσμούς, ενώ η φασματοσκοπία Raman παρέχει πληροφορίες σχετικά με τα ανιόντα, αλλά μπορεί επίσης να γίνει και διάκριση μεταξύ ορυκτών με την ίδια χημική σύνθεση αλλά διαφορετικές δομές. Μελλοντικές εφαρμογές έχουν να κάνουν με βιολογικούς, ορυκτολογικούς και στοιχειακούς χαρακτηρισμούς του εδάφους του πλανήτη Άρη και των πετρωμάτων του.

Ο φθορισμός που προκαλείται από λέιζερ (LIF- Laser-Induced Fluorescence) είναι ευρέως χρησιμοποιούμενο αναλυτικό εργαλείο για την ανίχνευση και ταυτοποίηση πολλών ουσιών, καθώς και στη μελέτη αποσύνθεσης εκρηκτικών υλών. Ωστόσο, ο τρόπος αυτός είναι καταλληλότερος για ανάλυση μικρών μορίων, όπως διατομικά και τριατομικά. Όσο μεγαλύτερο είναι το μόριο, τόσο λιγότερες διακριτικές δομές βρέθηκαν στο σήμα LIF, γι αυτό το λόγο και δεν έχει βρεθεί κάποια εργασία για την ανίχνευση εκρηκτικών υλών στην αέρια φάση. Πραγματοποιήθηκαν κάποιες μελέτες από τον **Phifer et al** σχετικά με τη δυνατότητα να χρησιμοποιηθεί η LIF για την ανίχνευση εκρηκτικής ύλης, αλλά τα αποτελέσματα έδειξαν ότι δεν υπάρχουν ενδεικτικά αποτυπώματα που μπορούν να ξεχωρίσουν τα εκρηκτικά από άλλες ενώσεις<sup>[28]</sup>.

Τα εκρηκτικά καθώς και τα προϊόντα αποσύνθεσης τους διαθέτουν ισχυρά χαρακτηριστικά απορρόφησης στην μέση IR φασματική περιοχή μεταξύ 5-11  $\mu\text{m}$ . Λόγω των έντονων χαρακτηριστικών απορρόφησης που σχετίζονται άμεσα με τη μοριακή δομή των μορίων, μεταξύ 3-12  $\mu\text{m}$ , η MIR (Mid-IR) φασματική περιοχή είναι επίσης γνωστή και ως περιοχή ενδεικτικών αποτυπωμάτων. Ωστόσο, η ανίχνευση στηρίζεται στο ότι το υπό εξέταση δείγμα πρέπει να διερευνηθεί σε αέρια φάση, το οποίο αποτελεί εμπόδιο για την ανίχνευση των περισσότερων εκρηκτικών λόγω του ότι η πιέσεις ατμών τους είναι εξαιρετικά χαμηλές.

Η τεχνική DIAL ( Differential Absorption ) βασίζεται στη διακριτική απορρόφηση του σκεδασμένου φωτός. Ένας παλμός λέιζερ δύο διαφορετικών μηκών κύματος κατευθύνεται προς το υπό εξέταση δείγμα. Ένα μέρος του σκεδαζόμενου φωτός λόγω σκόνης και διαφόρων σωματιδίων κατευθύνεται προς τον ανιχνευτή. Τα μήκη κύματος που ταιριάζουν με την απορρόφηση των μορίων κατά μήκος της διαδρομής, θα πρέπει να απορροφηθούν, σε αντίθεση με τα υπόλοιπα μήκη κύματος. Ένα διακριτικό σήμα επιστροφής θα δείξει την παρουσία της συγκεκριμένης ουσίας του δείγματος που εξετάζουμε. Η μέθοδος ανίχνευσης αυτή έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς για περιβαλλοντολογικές μελέτες. Τυχόν έρευνες για εντοπισμό εκρηκτικής ύλης δεν έχουν αναφερθεί. Ένας λόγος θα μπορούσε να είναι ότι η φασματική περιοχή όπου τα εκρηκτικά έχουν τις πιο διακριτά φασματικά χαρακτηριστικά είναι η περιοχή IR, και σε αυτήν την περιοχή η DIAL καθίσταται αρκετά δύσκολη στην εφαρμογή. Επίσης, συμβάλλει και ο μεγάλος αριθμός ατμοσφαιρικών ρύπων που έχουν οι γραμμές απορρόφησης στο IR αλλά και η διαθεσιμότητα των κατάλληλων λέιζερ στη συγκεκριμένη φασματική περιοχή. Τα δύο μήκη κύματος, εντός και εκτός της περιοχής απορρόφησης του μορίου του υπό εξέταση δείγματος πρέπει να επιλέγονται προσεκτικά για την αποφυγή παρεμβολών από άλλα μόρια. Μελέτες του **Jeffers et al.** έδειξαν ότι μπορούν να βρεθούν χαρακτηριστικά φάσματα τα οποία να είναι απαλλαγμένα από παρεμβολές του ατμοσφαιρικού αέρα.

Ως γενικό συμπέρασμα της παραπάνω ανασκόπησης είναι ότι σε γενικές γραμμές αυτές οι τεχνολογίες ανίχνευσης δεν βρίσκονται στο τελικό στάδιο εφαρμογής τους και κατά συνέπεια υπάρχει πολύ ενδιαφέρον για περεταίρω ερευνητική και



τεχνολογική δραστηριότητα. Η περαιτέρω έρευνα και ανάπτυξη θα καταστήσουν αξιόπιστες τις τεχνικές ανίχνευσης σε περιβάλλοντα εκτός εργαστηρίου. Αυτό βέβαια δεν αναιρεί το γεγονός ότι κάποιες από αυτές βρίσκονται σε πιο προχωρημένο στάδιο από κάποιες άλλες. Όπως προαναφέρθηκε παραπάνω, πολλές από τις μεθόδους έχουν όρια ανίχνευσης πολύ υψηλά για ανίχνευση εκρηκτικών υλών υπό πραγματικές συνθήκες εκτός εργαστηρίου. Αυτά τα όρια κυρίως μπορούμε να τα λάβουμε από την μελέτη της πίεσης ατμών και της ποσότητας του υλικού που διατίθεται για ταυτοποίηση. Πάντως, απαιτείται αρκετή ευαισθησία για ανίχνευση ιχνών εκρηκτικών στη φάση ατμών ή με τη μορφή σωματιδίων. Ένας από τους λόγους είναι ότι τα ίχνη των εκρηκτικών αναμιγνύονται με σωματίδια του περιβάλλοντος και υπάρχει κίνδυνος για ψευδείς συναγερμούς. Το τεχνολογικά πρόβλημα ανίχνευσης και εντοπισμού επιβλαβών και επικινδύνων στοιχείων αντιμετωπίζεται καλύτερα και αποτελεσματικότερα όταν συμβάλλουν διαφορετικές τεχνολογίες μαζί σε πραγματικό χρόνο, σε σχέση με τεχνολογίες ανίχνευσης που βασίζονται σε μία μόνο τεχνολογία. Επιπλέον ο συνδυασμός τεχνολογιών μπορεί να αυξήσει την απαιτούμενη ευαισθησία για ανίχνευση<sup>[28]</sup>. Από τις πιο ολοκληρωμένες τεχνολογίες, αν και βρίσκονται ακόμα σε αναπτυξιακό επίπεδο, που έχουν δοκιμαστεί και εκτός εργαστηρίου θεωρούνται η LIBS και η φασματοσκοπία Raman.

Ο πίνακας 4\_8.2 παρακάτω παρουσιάζει μία σύγκριση διαφόρων μεθόδων και βασίζεται σε αποτελέσματα από τεχνικές που έχουν καταγραφεί σε επιστημονική βάση δεδομένων από όπου μπορούμε να συμπεράνουμε τις προοπτικές που μπορεί να δώσει η κάθε μέθοδος σε σχέση με την άλλη.

	Sensitivity	Sample type <sup>a</sup>	Molecular selectivity	Sensitivity to interferents	Distance (m) <sup>b</sup>	Tested in real environments	Eye safe <sup>c</sup>	Detection time (s)	Complexity
Raman spectroscopy	Medium	B	Good	Low to medium <sup>d</sup> [120, 121]	470 [38]	Yes	N	~1	Low
	Medium	P	Good	Low to medium	~10	No	Y, P	~5	Low
LIBS	High	B, P	Medium	Medium to high	>45 [19] <sup>e</sup>	Yes	N	~1	Low to medium
PF-LIF	Medium	B, P, G	Medium	Medium	~30 [67]	Yes	Y	~1	Medium
RRS	High	P, G	Very good	Low	>30 <sup>f</sup>	No	Y	~10 <sup>g</sup>	Medium
PF-mid-IR spectroscopy	Low	B, P	Poor	High	~20 <sup>h</sup> [69]	No	P	<30 [68]	Medium
CARS	Very high	P	Good	Low	>12 [77]	No	P	~10 <sup>g</sup>	Very high

*LIBS* laser-induced-breakdown spectroscopy, *PF* photofragmentation, *LIF* laser-induced fluorescence, *RRS* resonance Raman spectroscopy, *CARS* coherent anti-Stokes Raman spectroscopy

<sup>a</sup> *B* bulk, *P* particles, *G* gas phase

<sup>b</sup> As shown so far

<sup>c</sup> *Y* yes, *N* no, *P* has potential to be depending on the choice of wavelength and laser power/pulse energy required

<sup>d</sup> Sensitive to possible fluorescing interferents in the nanosecond range. If picosecond measurements are made, this is not a problem.

<sup>e</sup> Estimated from López-Moreno et al. [19] and the fact that LIBS emission is compared with, e.g., Raman signals

<sup>f</sup> Estimated from experiments at shorter range

<sup>g</sup> Scanning method—depends on the number of substances searched for

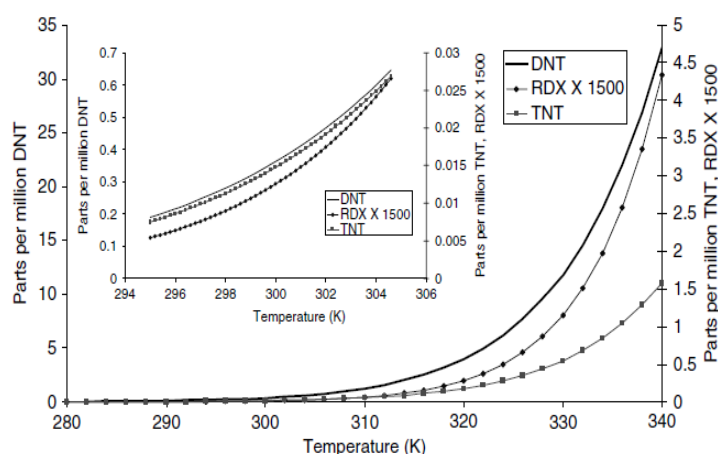
<sup>h</sup> Estimated from experiments at 5 m

Πίνακας 4\_8.2

### 8.3 Ανίχνευση των εκρηκτικών υλών με χρήση λέιζερ που βασίζονται στη Φασματοσκοπία Raman

Οι εφαρμογές των λέιζερ που βασίζεται στη φασματοσκοπία Raman για την ανίχνευση ναρκών και εκρηκτικών έχει μελετηθεί ευρέως. Η βιβλιογραφική δουλειά για το θέμα αυτό συνοψίζεται από τους **Steinfeld**, **Wormhoudt** <sup>[14]</sup> και **Henderson** <sup>[15]</sup> το 1998. Ο εξοπλισμός για την ανίχνευση συνοψίζεται από τον **Moore** το 2004 <sup>[16]</sup>. Η ανίχνευση των εκρηκτικών εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, συμπεριλαμβανομένης της φυσικής κατάστασης του δείγματος που ανιχνεύεται

(στερεό, υγρό, αέριο), η πίεση ατμών του στερεού ή υγρού ( εάν ανιχνεύεται ατμός), η γνώση των χαρακτηριστικών γραμμών φάσματος και το περιορισμένο μέγεθος της δειγματοληψίας. Επίσης, σημαντικό ρόλο παίζει η συγκάλυψη φασματικών γραμμών, οι φασματικές παρεμβολές, τα χαρακτηριστικά της απορρόφησης και η θερμική σταθερότητα. Η παρακάτω εικόνα δείχνει την υπολογισμένη πίεση ατμών των εκρηκτικών DNT, TNT και RDX <sup>[17],[18]</sup>.



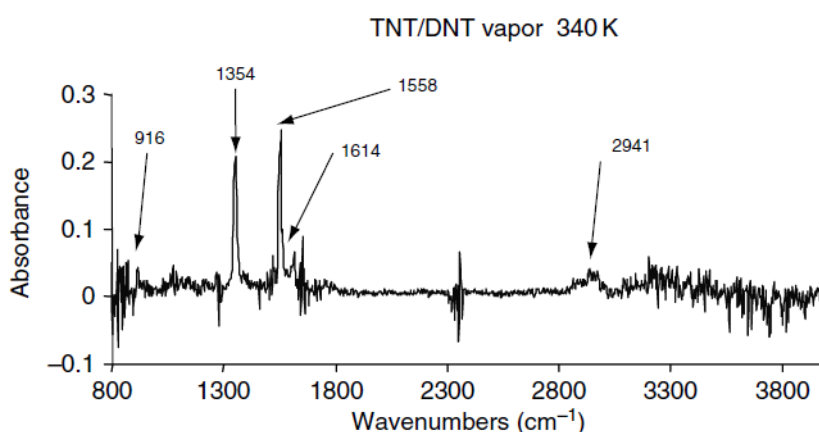
**Σχήμα 1\_8.3:** Πίεση ατμών εκρηκτικών 2,4-dinitrotoluene (DNT), 2,4,6-trinitrotoluene (TNT), και cyclotrimethylenetrinitramine (RDX) σε ένα εύρος θερμοκρασίας από 280 μέχρι 340 K.

Έχουν γίνει συζητήσεις στη βιβλιογραφία ως προς το εάν η ανίχνευση κρυμμένων εκρηκτικών επιτυγχάνεται καλύτερα μέσω της ανίχνευσης ατμών ή ανίχνευση σωματιδίων ή ανίχνευση ενδεικτικών αποτυπωμάτων κατά τη διάρκεια της τοποθέτησης του εκρηκτικού. Για παράδειγμα, ένα σωματίδιο διαμέτρου 5μm από το στερεό εκρηκτικό RDX περιέχει τόσα πολλά μόρια όσο ένα λίτρο αέρα κορεσμένο με ατμό RDX σε συνθήκες STP. Επιπροσθέτως, η απόκρυψη εκρηκτικών σε πλαστικά δοχεία και σε ορισμένα σκευάσματα μπορεί να μειώσει τις μερικές πιέσεις των ατμών των εκρηκτικών κατά τρεις τάξεις μεγέθους σε σχέση με τις εργαστηριακές τιμές<sup>[13]</sup>.

Τα στερεάς ή αέριας φάσης δονητικά φάσματα εκρηκτικών συνήθως μετρώνται με το συνολικό δείγμα σε στερεά κατάσταση, συνήθως επειδή τα περισσότερα εκρηκτικά είναι στερεά σε θερμοκρασία δωματίου ( η νιτρογλυκερίνη είναι η πιο γνωστή εξαίρεση ). Για πολλές μετρήσεις δονητικών φασμάτων αερίου από στερεά εκρηκτικά, το στερεό δείγμα θερμαίνεται για να αυξηθεί η πίεση ατμών<sup>[16]</sup>. Για

σκευάσματα ισχυρών εκρηκτικών, στα οποία το κύριο συστατικό είναι καθαρός κρύσταλλος, (π.χ C-4, το κύριο συστατικό του RDX ), τα δείγματα μπορεί να είναι σε μορφή σκόνης ή ημι-ελατά ( πλαστικοποιημένα ) στερεά. Οι συνθέσεις μη ισχυρών εκρηκτικών και προωθητικών, συχνά περιέχουν συστατικά τα οποία είναι πολυμερή (π.χ νιτροκυτταρίνη ), τα δείγματα είναι συχνά με τη μορφή κόκκων.

Επειδή οι πιέσεις ατμών πολλών καθαρών εκρηκτικών υλικών είναι αρκετά χαμηλές, ο ατμός πάνω από ένα στερεό εκρηκτικό μπορεί κυρίως να αποτελείται από τα πιο πτητικά συστατικά (volatile components). Παρακάτω φαίνεται το φάσμα απορρόφησης των ατμών πάνω από ένα στερεό στρατιωτικών προδιαγραφών TNT στα 340 K. Το μετρούμενο φάσμα είναι στην πραγματικότητα σε φάση ατμών DNT, το οποίο είναι μία πρόσμιξη που εκδηλώνεται σε μεγάλο ποσοστό % στα περισσότερα δείγματα της TNT, αλλά με πολύ υψηλότερη πίεση ατμών από την TNT.



**Σχήμα 2\_8.3:** Υπέρυθρο φάσμα απορρόφησης ατμών πάνω από το στερεό στρατιωτικών προδιαγραφών εκρηκτικής ύλης 2,4,6-trinitrotoluene (TNT) στα 340 K. Το φάσμα είναι πανομοιότυπο με αυτό που μετρήθηκε πάνω από στερεό DNT στην ίδια θερμοκρασία.

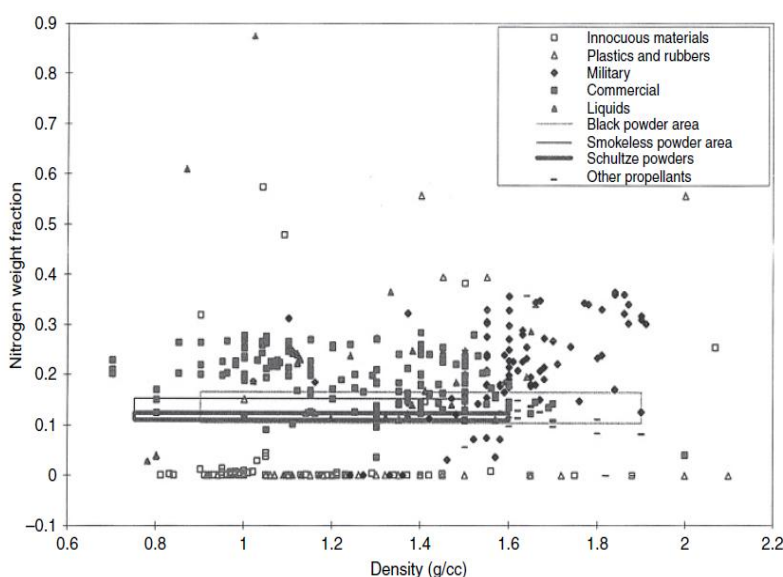
#### 8.4 Τεχνικές νετρονίων για την ανίχνευση εκρηκτικών υλικών

Το υπό εξέταση πρόβλημα είναι η ανίχνευση εκρηκτικών υλικών τα οποία μπορεί να αποτελούνται από ποικιλία στοιχείων και γενικά είναι κρυμμένα στο υπέδαφος και η ανίχνευση τους καθίσταται δύσκολη σε πρώτη προσέγγιση. Ήταν αναγκαία η εφαρμογή μίας τεχνικής η οποία παρουσίαζε υψηλή πιθανότητα ανίχνευσης και ταυτόχρονα μικρή πιθανότητα για ψευδείς συναγερμούς ανίχνευσης. Η τεχνική αυτή βασίζεται στην ενεργοποίηση στοιχείων με νετρόνια για ανίχνευση εκρηκτικών

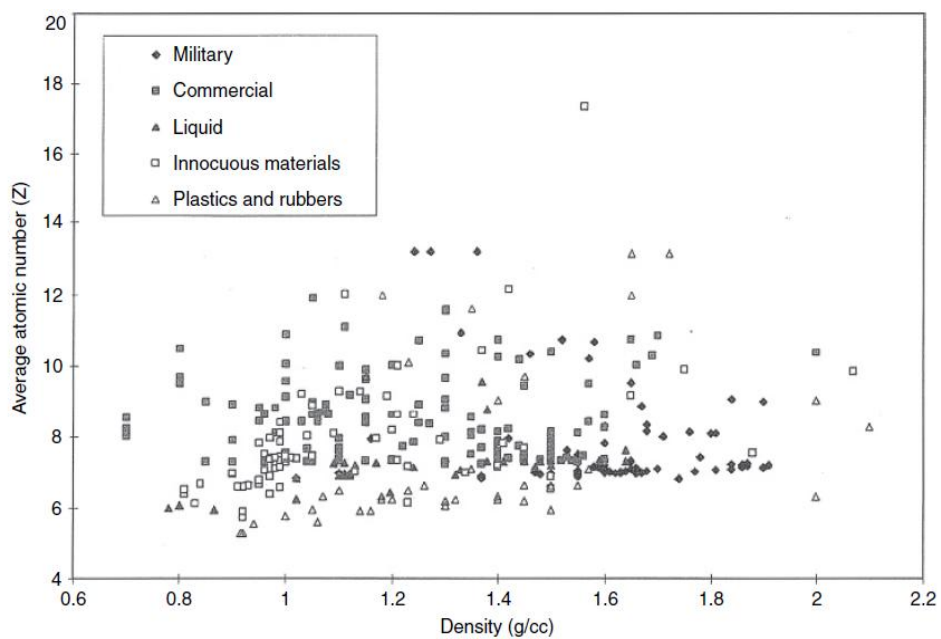
υλικών με έμφαση στις αερομεταφορές και στην επιθεώρηση αποσκευών και σε φορητά. Εναλλακτικές τεχνικές ανίχνευσης είναι η χρήση ακτίνων-Χ που βασίζονται σε χημικές μεθόδους ανίχνευσης ιχνών υπολειμμάτων εκρηκτικών υλικών. Παρά την εκτενή τους ανάπτυξη, η χρήση της τεχνικής νετρονίων βοήθησε στο να γίνεται έλεγχος σε περιπτώσεις όπου δεν μπορούσαν άλλες μέθοδοι να αποδώσουν αποτέλεσμα, και σε μεγάλο βαθμό αυτό παρατηρείται στον κλάδο των αερομεταφορών και των μεταφορών με μεγάλα φορητά <sup>[22]</sup>.

Χαρακτηριστικά εκρηκτικών υλικών: οι εκρηκτικές ύλες διαφέρουν σε μεγάλο βαθμό μεταξύ τους ως προς τη χημική τους σύνθεση. Αν και είναι βέβαιο ότι πολλά εμπορικά και στρατιωτικά εκρηκτικά έχουν υψηλές συγκεντρώσεις αζώτου, πρόσφατες ενημερώσεις αποκάλυψαν ένα νέο σύνολο από μη αζωτούχα εκρηκτικά που κατασκευάζονται συχνά από τρομοκράτες από άμεσα διαθέσιμα και συνηθισμένα υλικά τα οποία μπορούν εύκολα να αγοραστούν και είναι υπεράνω υποψίας. Οι σχεδιαστές εξοπλισμών ανίχνευσης αναγνωρίζουν την τεράστια ποικιλία των πιθανών απειλών. Οι επιπτώσεις από την εκτεταμένη χρήση των αυτοσχέδιων εκρηκτικών μηχανισμών καθιστούν την ανίχνευση αζώτου συχνά ανεπαρκή και οι αναλογίες στοιχείων στην σύνθεση τους μπορεί να οδηγήσει σε δυσκολίες στην εφαρμογή ανίχνευσης <sup>[19]</sup>.

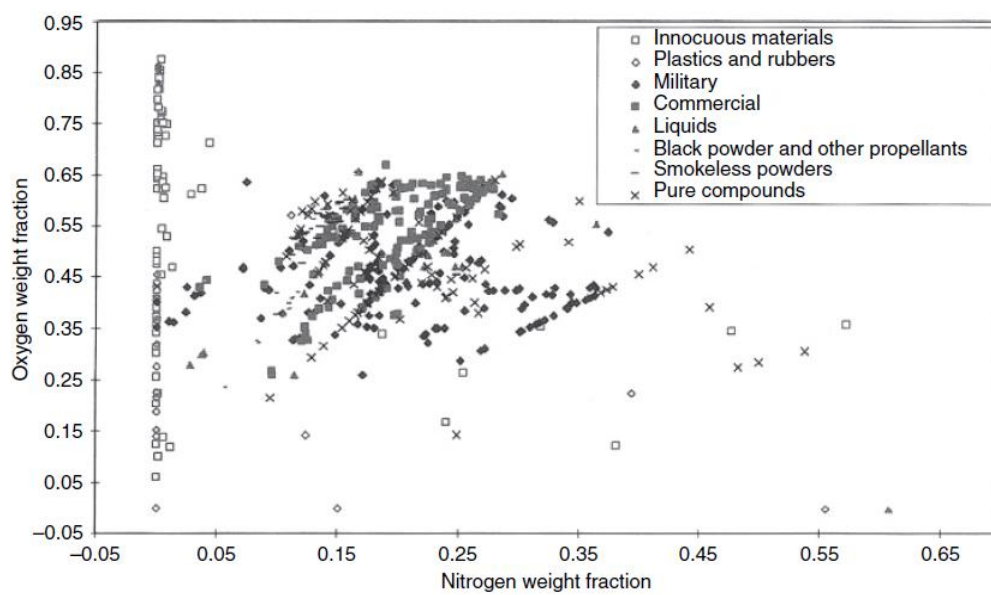
Ένας κατάλογος πιθανών εκρηκτικών συνοψίζεται από τους **Makky** <sup>[20]</sup> και **Gozani** <sup>[21]</sup>. Δεδομένα από τον Krauss παρουσιάζονται στα παρακάτω σχήματα.



Σχήμα 1\_8.4: Πυκνότητα συναρτήσει κλάσμα αζώτου κατά βάρος <sup>[20]</sup>.



Σχήμα 2\_8.4: Πυκνότητα συναρτήσει μέσου ατομικού αριθμού<sup>[20]</sup>.



Σχήμα 3\_8.4: Κλάσμα οξυγόνου κατά βάρος συναρτήσει κλάσμα αζώτου κατά βάρος<sup>[20]</sup>.

Η τεχνική νετρονίων που βασίζεται στην ανίχνευση των πυρηνικών ιδιοτήτων των πιθανών απειλών περισσότερο από τη πυκνότητα τους ή τις χημικές ιδιότητες τους.

Τα πλεονεκτήματα της τεχνικής αυτής συνοψίζονται ως εξής:

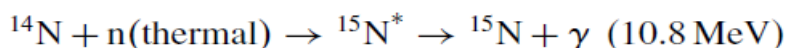
Καθορισμός χημικής σύστασης και όχι μόνο πυκνότητας: Αυτό είναι το μεγάλο πλεονέκτημα των πυρηνικών τεχνικών σε σύγκριση με τις συμβατικές μεθόδους ακτίνων-χ. Οι ακτίνες-χ μετράνε γενικά τη φαινομενική πυκνότητα και το σχήμα των αντικειμένων. Χρησιμοποιώντας διπλής ενέργειας ακτίνες-χ παίρνουμε μία προσέγγιση για το μέσο ατομικό αριθμό ( $Z$ ) του υλικού, το οποίο μπορεί να αποτελέσει ένδειξη για την παρουσία εκρηκτικού υλικού. Οι τεχνικές νετρονίων παρέχουν τη δυνατότητα προσδιορισμού της χημικής σύνθεσης μιας πιθανής εκρηκτικής ύλης<sup>[22]</sup>.

Μεγάλη διεισδυτική ικανότητα και δυνατότητα επιθεώρησης φορτίων σε μεταφορά με μεγάλα φορτηγά: η εμβέλεια των νετρονίων ακόμα και σε μέταλλα επιτρέπει τη διείσδυση σε πολύ μεγαλύτερο πάχος υλικών από το σύνηθες των ακτίνων-χ χαμηλής ενέργειας (140 kV), αν και πρέπει να σημειωθεί ότι πηγές ακτίνων-χ υψηλής ενέργειας, όπως των multi-MeV από μικρού μεγέθους επιταχυντές ηλεκτρονίων, προσφέρουν ισοδύναμη διεισδυτική ικανότητα αλλά όχι αντίστοιχη ανιχνευτική ικανότητα. Φυσικά, κάθε τεχνική έχει και τα όρια της, τα νετρόνια θωρακίζονται από υλικά με χαμηλό  $Z$ , ιδιαίτερα οργανικά υλικά, και υψηλής ενέργειας ακτίνες-χ από μέταλλα με μεγάλο  $Z$ . Συνδυασμός των δύο αυτών τεχνικών θα μπορούσε να αυξήσει την ικανότητα ανίχνευσης σε φορτία μεγάλων σχετικών διαστάσεων.

Εξειδικευμένες εφαρμογές Ανίχνευσης υλικών με νετρόνια: αυτή είναι μία διαφορετική πτυχή της χρήσης των νετρονίων. Τα εκρηκτικά υλικά μπορούν να ανιχνευτούν μέσω των διεισδυτικών νετρονίων. Σε ορισμένες περιπτώσεις, ανάλογα με την ενέργεια των νετρονίων και το υπό έλεγχο υλικό, καθίσταται πολύ σαφές ο προσδιορισμός των υλικών.

Μία από τις πρώτες προσεγγίσεις στο πρόβλημα των εκρηκτικών είναι η θερμική ανάλυση νετρονίων που χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο των αποσκευών

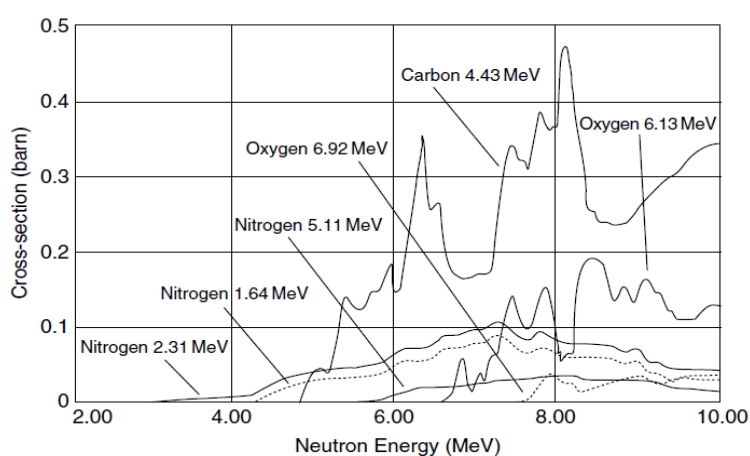
αεροσκαφών. Οι αποσκευές βομβαρδίζονται από νετρόνια είτε από μια ισοτοπική πηγή  $^{252}\text{Cf}$  είτε από μία κλασική πηγή Δευτερίου-Τριτίου (D-T). Το άζωτο π.χ. ανιχνεύεται μέσω της αντίδρασης:



Η ανίχνευση ακτίνων-γ ενέργειας 10.8 MeV επιβεβαιώνει την παρουσία αζώτου. Δυστυχώς, η έλλειψη απεικόνισης και της γενικής χαμηλής ευαισθησίας της μεθόδου οδήγησε στην εγκατάλειψη της για την ασφάλεια των αεροσκαφών, αν και υπήρχαν κάποιες προσπάθειες για τη χρήση της στην ανίχνευση ναρκών ξηράς.

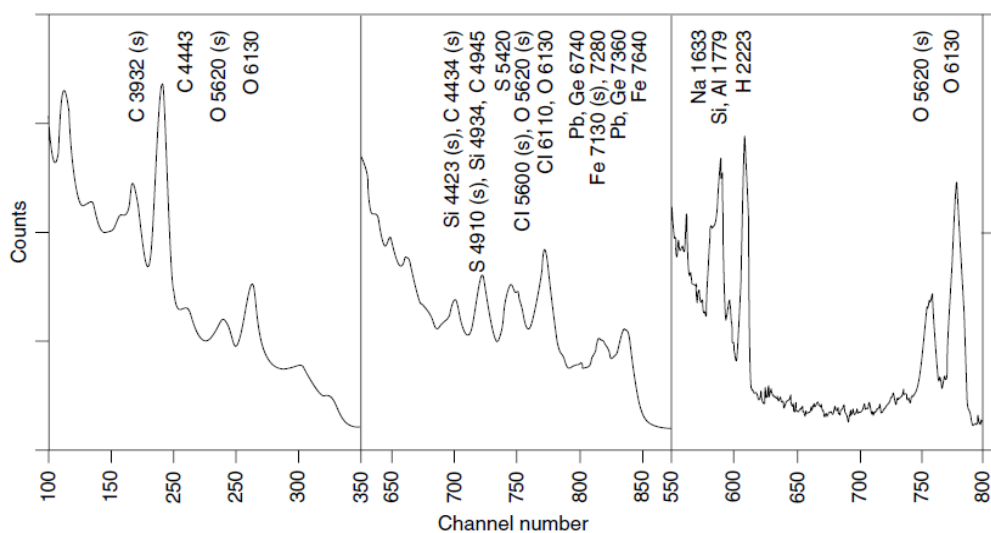
Η πιο κοινή προσέγγιση που χρησιμοποιείται τώρα στηρίζεται στα ταχέα νετρόνια ως ανιχνευτές, τα οποία διεγείρουν πυρήνες και οδηγούν γενικά στην παραγωγή χαρακτηριστικών ακτίνων-γ μέσω ανελαστικών διαδικασιών της μορφής (n,n'γ). Η τεχνική έχει τις ρίζες της στην εξορυκτική βιομηχανία όπου οι ανιχνευτές νετρονίων χρησιμοποιούνται για την ανάλυση της σύνθεσης του άνθρακα και άλλων υλικών. Η ενεργός διατομή για αυτές τις διαδικασίες για τα στοιχεία που παρουσιάζουν ενδιαφέρον για ανίχνευση εκρηκτικών, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, καθώς και οι ενέργειες των ακτίνων-γ που προκύπτουν από τα υλικά, όπως είναι το άζωτο, ο άνθρακας, το οξυγόνο και στοιχεία που συνδέονται με πολλά εκρηκτικά υλικά. Επίσης, παρουσιάζονται παραδείγματα φασμάτων από την ανάλυση του άνθρακα<sup>[22]</sup>.

*Neutron Techniques for Detection of Explosives*

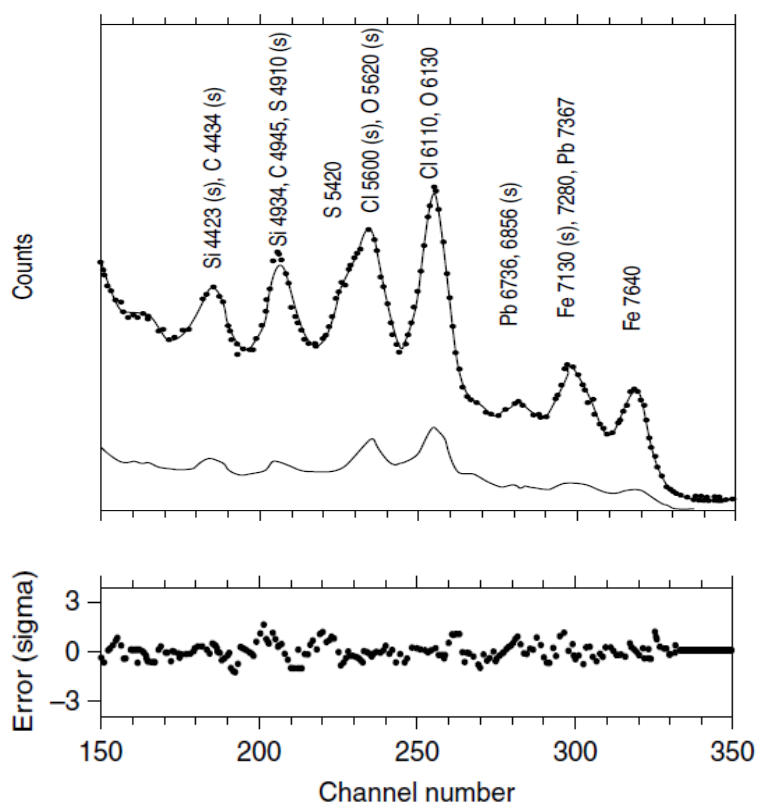


**Σχήμα 4\_8.4:** Ενεργός διατομή για ανελαστική παραγωγή νετρονίων για διάφορες γραμμές σε άζωτο, οξυγόνο και άνθρακα.



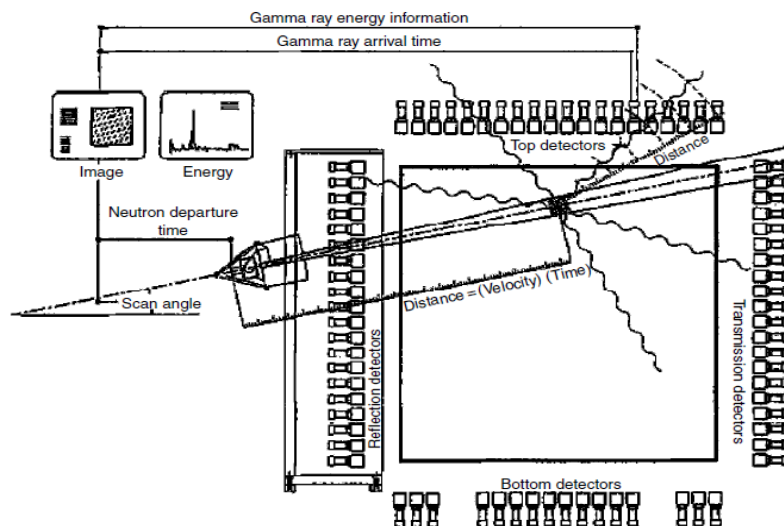


Σχήμα 5\_8.4: Φάσμα από παλμική ανάλυση νετρονίων σε άνθρακα.



Σχήμα 6\_8.4: Λεπτομερές φάσμα άνθρακα.

Η πιο αναπτυγμένη από αυτές τις μεθόδους είναι η τεχνική που συνήθως αναφέρεται ως παλμική ανάλυση ταχέων νετρονίων (PFNA). Η λειτουργία της απεικονίζεται στην παρακάτω εικόνα:



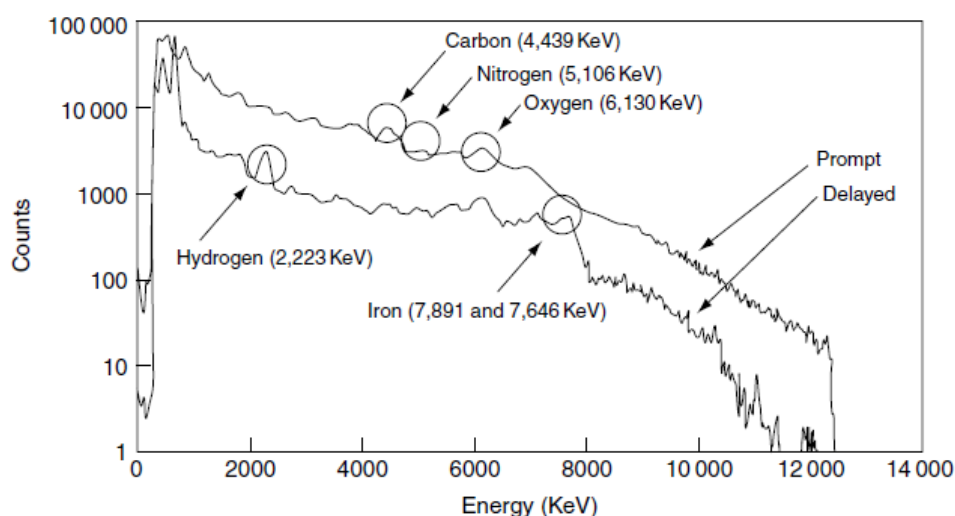
Σχήμα 7\_8.4: Σύστημα ανάλυσης παλμικών ταχέων νετρονίων<sup>[26]</sup>.

Νετρόνια ενέργειας  $\sim 8$  MeV παράγονται από έναν επιταχυντή μέσω της αντίδρασης  $D(d,n)He$ . Ο επιταχυντής είναι παλμικός με πλάτος παλμού  $\sim 1$  ns για την παραγωγή παλμών νετρονίων 1 ns, ρυθμού επανάληψης περίπου 1MHz. Οι ακτίνες-γ ανιχνεύονται με μία σειρά ανιχνευτών σπινθηρισμού. Η χρονική διαφορά μεταξύ του παλμού του επιταχυντή και της ανίχνευσης των ακτίνων-γ χρησιμοποιείται για να καθορίσει τη θέση κατά μήκος του παλμού όπου πραγματοποιήθηκε η αλληλεπίδραση. Το προκύπτον φάσμα των ακτίνων-γ χρησιμοποιείται για να καθοριστεί το περιεχόμενο του υπό ανάλυση αντικειμένου. Για νετρόνια ενέργειας 8 MeV, οι μετρήσεις του χρόνου πτήσεως (Time-Of-Flight) δίνουν μία ακρίβεια  $\sim 5$ cm στο χώρο. Πρέπει να σημειωθεί ότι η επιλογή της ενέργειας νετρονίων 8 MeV σημαίνει ότι τα σκεδασμένα νετρόνια θα χάσουν αρκετή ενέργεια ώστε να μειωθεί κάτω από το όριο για την παραγωγή ακτίνων-γ και να μην συμβάλλουν στη χωρική διασπορά που μειώνει την ακρίβεια χωρικής διακριτικής ικανότητας. Ένα άλλο σημείο που παρατηρείται είναι ότι οι ανιχνευτές είναι συμβατικά συστήματα σπινθηριστών (NaI), και δεν χρειάζεται να γίνεται χρήση ανιχνευτών μεγάλης διακριτικής ικανότητας σε υψηλές ενέργειες όπως είναι οι ανιχνευτές υψηλής καθαρότητας Γερμανίου (HPGe).

Η NaI έχει σημαντικά υψηλότερη απόδοση και δυνατότητα μέτρησης περισσότερο από ότι έχει η HPGe, όμως έχει φτωχότερη ανάλυση ενέργειας. Αυτό έχει ξεπεραστεί με τη χρήση ολόκληρου του φάσματος και όχι μόνο των κορυφών

για τον προσδιορισμό της χημικής σύνθεσης. Σε αυτή τη προσέγγιση, παρά την τοποθέτηση των δεδομένων σε μεμονωμένες κορυφές, ολόκληρο το φάσμα βρίσκεται σε γραμμικό συνδυασμό από καθένα από τα στοιχεία. Αυτή η προσέγγιση έχει χρησιμοποιηθεί σε τομείς όπως η υλοτομία, καθώς και σε άμεση ανάλυση άνθρακα και ορυκτών<sup>[23],[25]</sup>. Σε ελεγχόμενες δοκιμές που πραγματοποιήθηκαν στο Ηνωμένο Βασίλειο, το σύστημα απέδειξε την ικανότητα να επιτύχει μία υψηλή απόδοση ανίχνευσης (98%) για τον έλεγχο φορτίων με μόνο ένα ψευδή συναγερμό κατά τη διάρκεια των δοκιμών. Οι μεγάλες απαιτήσεις για χώρο και γενικά το κόστος δεν κατέστησαν δυνατή την υλοποίηση της εφαρμογής. Άλλες σημαντικές μελέτες του PFNA έχουν καταλήξει σε παρόμοια συμπεράσματα.

Μια εναλλακτική και λιγότερη πολύπλοκη προσέγγιση χρησιμοποιεί μία θωρακισμένη γεννήτρια νετρονίων με βάση την αντίδραση D-T. Εφαρμόζεται σε τομείς ανάλυσης άνθρακα και ανίχνευσης ναρκών και εκρηκτικών υλικών. Οι συνηθέστερες εφαρμογές αυτής της τεχνικής χρησιμοποιούν νετρόνια υψηλής ενέργειας, συνήθως 14 MeV από ένα θωρακισμένο σωλήνα D-T. Οι ακτίνες-γ που προκύπτουν εντοπίζονται μέσω ενός ανιχνευτή ακτίνων-γ, συνήθως σπινθηριστή, αλλά τις περισσότερες φορές από έναν ανιχνευτή Γερμανίου στερεάς κατάστασης. Αυτή η διαδικασία έχει οδηγήσει σε διάφορες εμπορικές εφαρμογές καθώς και σε πολλές μελέτες σε ερευνητικά εργαστήρια. Το παρακάτω σχήμα δείχνει το φάσμα ακτίνων-γ λόγω της παρουσίας εκρηκτικών υλικών.

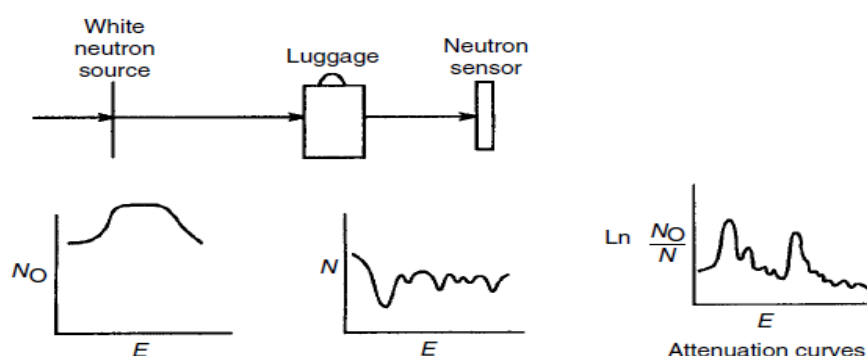


Σχήμα 8\_8.4: Ανελαστικό φάσμα ακτίνων-γ από κέλυφος εκρηκτικού υλικού<sup>[27]</sup>.

Μέθοδοι ελαστικής σκέδασης: Ο οπισθοσκεδασμός ενεργητικών νετρονίων από μία μικρή ισοτοπική πηγή χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό στοιχείων χαμηλού  $Z$ , όπως συμβαίνει στην αναζήτηση ναρκών. Η ελαστική σκέδαση νετρονίων, μία πιο σύνθετη προσέγγιση οπισθοσκεδασμού, χρησιμοποιεί την ενεργό διατομή για τον προσδιορισμό της χημικής σύνθεσης των στοιχείων.

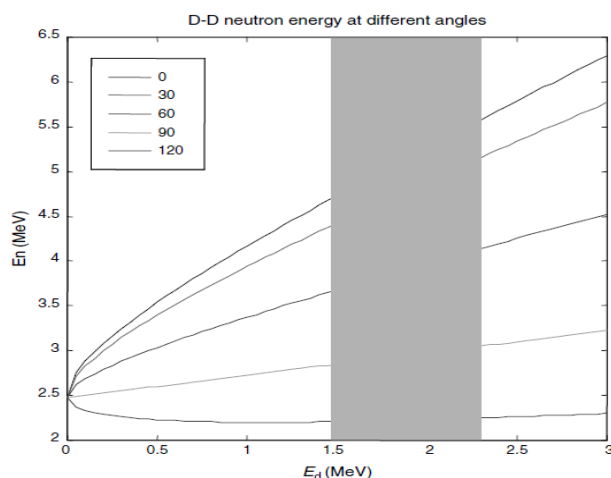
Ο **Eberhardt et.al** χρησιμοποίησε έναν συνδυασμό ακτίνων- $\gamma$  και απεικόνιση ταχέων νετρονίων για την ανίχνευση της λαθρεμπορίας. Αν και δεν καθορίζεται ρητά η χημική σύνθεση, έχει αποδειχτεί χρήσιμο σε διάφορες εφαρμογές. Οι **Overley et al.**, **Miller et al.** και **Yule et al.** χρησιμοποιούν φασματοσκοπία TOF ταχέων νετρονίων. Ο επιταχυντής που βασίζεται σε παλμική πηγή νετρονίων, έχει εύρος παλμού μερικών nsec και ρυθμό επανάληψης έως και αρκετά MHz. Το φάσμα TOF μπορεί να μεταφραστεί άμεσα σε ένα φάσμα μετάδοσης ενέργειας όπου μπορεί να προκύψει η στοιχειακή σύνθεση.

Μία σχηματική αναπαράσταση φαίνεται παρακάτω: Για την παραγωγή εικόνων, κάθε pixel του ανιχνευτή πρέπει να παρέχει άμεσα μετρήσεις (nsec). Τα αποτελέσματα σε εργαστηριακές δοκιμές ήταν ενθαρρυντικά, αλλά υπήρχαν πρακτικοί περιορισμοί αυτής της μεθόδου, η οποία συνήθως αναφέρεται ως παλμική φασματοσκοπία μετάδοσης ταχέων νετρονίων.



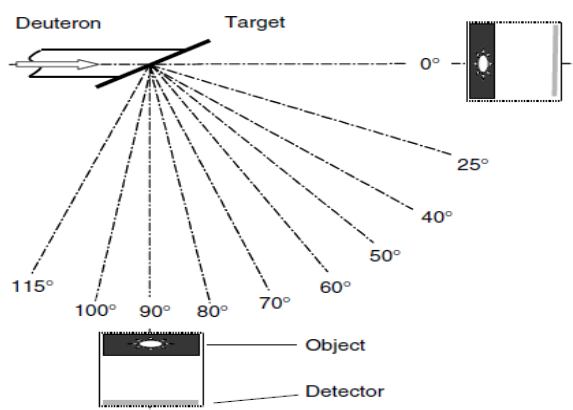
**Σχήμα 9\_8.4:** Αρχή ανάλυσης παλμικής μετάδοσης ταχέων νετρονίων

Για να αλλάξει η ενέργεια της εισερχόμενης δέσμης νετρονίων αξιοποιείται η κινηματική της παραγωγικής διαδικασίας, όπως φαίνεται παρακάτω:

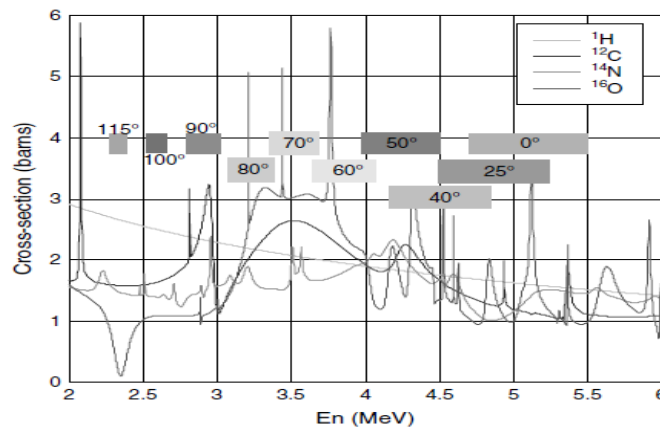


**Σχήμα 10\_8.4:** Σύστημα ραδιογραφίας συντονισμού νετρονίων - Διάγραμμα μεταβαλλόμενης ενέργειας νετρονίων συναρτήσει της γωνίας νετρονίων,  $E_n$  είναι η εκπεμπόμενη ενέργεια νετρονίων και  $E_d$  είναι η ενέργεια Δευτερίου

Για την αντίδραση D-D, η ενέργεια των νετρονίων εξαρτάται από την παραγόμενη γωνία στο κέντρο μάζας του συστήματος. Για δευτέρια ενέργειας 2.5 MeV, μπορούν να αποκτηθούν νετρόνια ενέργειας  $\sim 2.2 - 5.7$  MeV. Η περιοχή αυτή είναι αρκετή για να καλύψει τους περισσότερους συντονισμούς στη συνολική ενεργό διατομή για τον άνθρακα, το άζωτο και το οξυγόνο, ένα αντικείμενο μπορεί να σαρωθεί από μία απλή περιστροφή γύρω από τον παραγόμενο στόχο, όπως φαίνεται στα επόμενα σχήματα:



**Σχήμα 11\_8.4:** Σχηματική αναπαράσταση συστήματος ραδιογραφίας νετρονίων συντονισμού. Το αντικείμενο που σαρώνεται κινείται γύρω από το στόχο και η ενέργεια των νετρονίων αλλάζει με τη γωνία σάρωσης κάθε pixel του αντικειμένου σε πολλαπλές ενέργειες.



**Σχήμα 12\_8.4:** Φάσμα απορρόφησης νετρονίων συντονισμού neutron resonance για διάφορες γωνίες παραγωγής νετρονίων. Η ενέργεια εξαπλώνεται λόγω του πάχους του στόχου.

Οι κατάλληλες γωνίες για το νετρόνιο έχουν επιλεγεί ώστε να ταιριάζει με τις κορυφές συντονισμού και τις κοιλάδες συντονισμού για τα βασικά στοιχεία. Χρησιμοποιώντας φασματικές μεθόδους ανάλυσης, οι σύνθετες εικόνες μπορούν να υποστούν επεξεργασία ώστε να συνδυαστούν με τα διάφορα στοιχεία. Ο σχεδιασμός την απεικόνισης για ταχεία νετρόνια παρουσιάζεται από τους **Watterson et al., Ambrosi et al., και Raas et al.**

#### 8.4.1 Ανίχνευση και εξουδετέρωση ναρκών ξηράς

Στις νάρκες ξηράς συμπεριλαμβάνονται οι αντιαρματικές νάρκες (anti-tank mines - ATM) και οι νάρκες κατά προσωπικού (anti-personnel mines - APM). Οι αντιαρματικές κυμαίνονται στα 5 κιλά ενώ οι κατά – προσωπικού είναι λίγο λιγότερο από 300 γρ. Για να εκραγεί μία νάρκη πρέπει το βάρος του στόχου (άρματος ή ανθρώπινος) να είναι ακριβώς πάνω από τη νάρκη, η οποία θα πρέπει να είναι θαμμένη μερικά εκατοστά κάτω από την επιφάνεια του εδάφους. Σε περίπτωση που το βάθος της νάρκης είναι μεγαλύτερο, μπορεί να θεωρηθεί προσωρινά ασφαλές ως προς την έκρηξη διότι η δύναμη που ασκείται σε αυτό μειώνεται και εξασθενεί όσο πιο βαθιά είναι θαμμένη η νάρκη, με αποτέλεσμα να είναι ανεπαρκής για να ενεργοποιήσει τον πυροκροτητή. Ωστόσο, και οι πιο θαμμένες νάρκες πρέπει να ανιχνευτούν και να αφαιρεθούν διότι ο κίνδυνος για έκρηξη παραμένει, εφόσον το έδαφος διαβρώνεται από διάφορα φυσικά ή άλλα αίτια. Οι αντιαρματικές νάρκες είναι ευκολότερο να ανιχνευτούν από τις κατά –

προσωπικού γιατί είναι μεγαλύτερες. Το πραγματικό πρόβλημα των ναρκών κατά – προσωπικού είναι η επιτακτική ανάγκη για άμεση και αξιόπιστη ανίχνευση, γι αυτό και θα επικεντρωθούμε σε αυτό το πρόβλημα<sup>[6]</sup>.

Οι νάρκες APM είναι ένα προϊόν στρατιωτικής τεχνολογίας , ως εκ τούτου είναι σκόπιμο η αποναρκοθέτηση (humanitarian demining - HD) να αρχίζει εξετάζοντας τις μεθόδους τις οποίες ο στρατός έχει επινοήσει για την αντιμετώπιση τους. Πιο συγκεκριμένα, ας υποθέσουμε πως έχουμε ένα ναρκοπέδιο στην ύπαιθρο όπως οι γεωργικές εκτάσεις , με την προϋπόθεση η κάλυψη του εδάφους σε βλάστηση να είναι είτε ελάχιστη είτε να έχει αφαιρεθεί εκ των προτέρων. Ο στόχος για την αποναρκοθέτηση των ναρκών κατά προσωπικού είναι να αφαιρεθούν ή να εξουδετερωθούν σε συγκεκριμένο βάθος, ας πούμε 30 εκατοστά από την επιφάνεια του εδάφους. Στη στρατιωτική αποναρκοθέτηση ο στόχος μπορεί να είναι διαφορετικός, όπως να καθαριστεί ένα μονοπάτι μέσα στο ναρκοπέδιο το συντομότερο δυνατό. Μία προσέγγιση που χρησιμοποιεί ο στρατός είναι κατάλληλα οχήματα που αποτελούνται από περιστρεφόμενους κυλίνδρους, τα οποία σαρώνουν το ναρκοπέδιο και καταστρέφουν ή προκαλούν έκρηξη στις νάρκες κατά προσωπικού επί τόπου, μπροστά από το όχημα. Οι βλάβες που μπορεί να προκληθούν στον εξοπλισμό κατά τη διαδικασία αυτή μπορεί να επισκευαστεί ή να αντικατασταθεί με μικρό κόστος και μικρή καθυστέρηση. Η μέθοδος αυτή θεωρείται μεν αποτελεσματική, δεν μπορεί όμως να εξουδετερώσει πάνω από το 90% των ναρκών κατά προσωπικού στη διαδρομή που ακολουθούν. Αυτό είναι ικανοποιητικό για σκοπούς του στρατού, όπου ένα μικρός αριθμός επιπτώσεων θεωρείται αναπόφευκτος και αποδεκτός. Η μεθοδολογία αυτή δεν μπορεί να εφαρμοστεί σε καιρό ειρήνης διότι είναι αντί-οικολογική, καταστρέφει την χλωρίδα και την πανίδα στο χώρο από πιθανές συνεχείς εκρήξεις και ιδιαίτερα επικίνδυνη για ναρκοπέδια που υπάρχουν κοντά σε κατοικημένες περιοχές<sup>[6]</sup>.

Η ανίχνευση μιας νάρκης συνήθως βασίζεται στον εντοπισμό κάποιου είδους ανωμαλίας στο έδαφος που ενδέχεται να συνδέεται με την παρουσία μιας APM νάρκης. Τέτοιου είδους ανωμαλίες στο έδαφος μπορεί να είναι στοχευμένες και να κυμαίνονται από εμφανή στοιχεία πρόσφατης ανθρώπινης επέμβασης στην επιφάνεια του εδάφους μέχρι και αλλοιώσεις στις φυσικές ιδιότητες του εδάφους,

όπως η διηλεκτρική σταθερά, η θερμική ή ηλεκτρική αγωγιμότητα και η χημική ή πυρηνική σύνθεση. Υπάρχουν μέθοδοι ανίχνευσης ναρκών ξηράς οι οποίες βρίσκονται ήδη σε εφαρμογή, κυρίως για συμφέροντα του στρατού, και υπάρχουν και νέες αναδυόμενες μέθοδοι που δεν είναι ακόμα ευρέως διαδεδομένες. Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν η ανίχνευση μετάλλων με ηλεκτρομαγνητική επαγωγή, ραντάρ διεισδυτικής ικανότητας στο έδαφος, καθώς και ειδικά εκπαιδευμένα σκυλιά. Στη δεύτερη κατηγορία ανήκουν η χρήση υπερύθρων, η οπισθοσκέδαση ακτινών Χ, ο πυρηνικός τετραπολικός συντονισμός, η φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ καθώς και παραγωγή ακτίνων-γ από ενεργοποίηση στοιχείων με νετρόνια<sup>[6]</sup>.

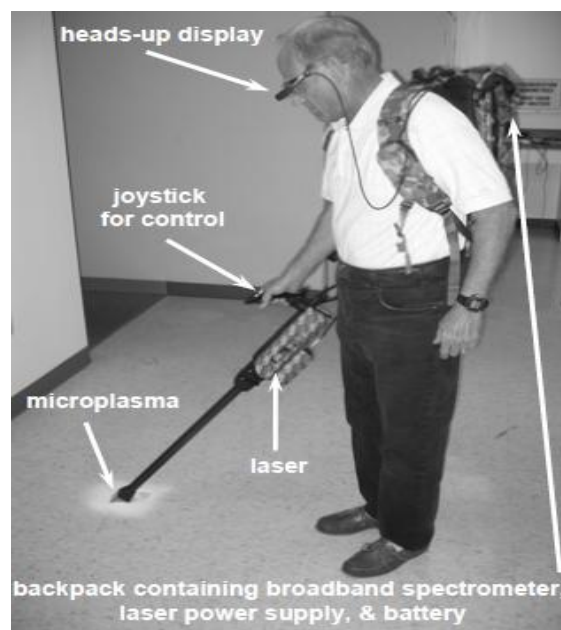
Το πιο διαδεδομένο εργαλείο ανίχνευσης ναρκών APM είναι ο ανιχνευτής μετάλλων το οποίο βασίζεται στην ηλεκτρομαγνητική επαγωγή με την προϋπόθεση ότι σχεδόν όλες οι νάρκες ξηράς περιέχουν τουλάχιστον μια μικρή ποσότητα του μετάλλου ( $>10\text{gr}$ ). Οι ανιχνευτές μετάλλων αν και είναι πολύ ευαίσθητα εργαλεία και κατ'επέκταση αξιόπιστα στην ανίχνευση ακόμα και μικρών ποσοτήτων μεταλλού, προκύπτουν προβλήματα όσον αφορά την παρουσία και άλλων μεταλλικών αντικειμένων ή μεταλλικά θραύσματα πολέμου στο έδαφος. Για παράδειγμα, όταν ανιχνεύεται APM χαμηλής περιεκτικότητας σε μέταλλο σε πρώην εμπόλεμες περιοχές, ο αριθμός των μεταλλικών θραυσμάτων μπορεί να υπερβαίνει τον αριθμό των ναρκών κατά ένα συντελεστή πάνω από 100. Δεδομένου ότι όλες οι περιπτώσεις πρέπει να ερευνηθούν, αυτό μειώνει το ρυθμό με τον οποίο θα καθαριστούν οι νάρκες από το έδαφος και επιπλέον αυξάνει το κόστος της απομάκρυνσης τους.

Οι καθιερωμένες μέθοδοι που απαριθμήσαμε παραπάνω θεωρούνται ανεπαρκείς για HD επειδή είναι χρονοβόρες και επομένως πολύ ακριβές για χρήση, όταν απαιτείται υψηλής απόδοσης κάθαρση ( $>99.6\%$ ). Νέες τεχνικές, βασισμένες σε νέες μεθόδους θεωρούνται πιθανές λύσεις για αυτήν την ανάγκη. Τα μελλοντικά συστήματα για ανίχνευση HD αποτελούνται από πολλούς αισθητήρες βασισμένες σε δύο ή περισσότερες διαφορετικές τεχνικές από τις οποίες τουλάχιστον η μία είναι αναδυόμενη μέθοδος. Ένα πιθανό σύστημα HD θα μπορούσε να αποτελείται από έναν ανιχνευτή μετάλλων ή ραντάρ διεισδυτικής ικανότητας στο έδαφος ως



πρωταρχικούς αισθητήρες συν έναν ή περισσότερους αισθητήρες για επιβεβαίωση. Στην ιδανική περίπτωση, ένα τέτοιο σύστημα λειτουργεί ως εξής: Οι αισθητήρες σαρώνουν το σύνολο του εδάφους στο ναρκοπέδιο και καταγράφουν τις πιθανές θέσεις για νάρκες APM. Ο αριθμός των λανθασμένων επιβεβαιώσεων για νάρκη λόγω μεταλλικών θραυσμάτων ή άλλων αντικειμένων καταγράφονται σε αυτό το αρχικό στάδιο. Οι αισθητήρες που είναι για επιβεβαίωση εξετάζουν μόνο εκείνες τις περιοχές όπου έχει καταγραφεί θετικός συναγερμός για νάρκη. Η λειτουργία τους είναι να συνδυαστούν με τους πρωταρχικούς αισθητήρες για την εξάλειψη των αρνητικών συναγερμών, χωρίς να απορρίπτουν τα APM. Οι εντοπισμένες νάρκες σε επόμενο στάδιο αφαιρούνται με σκάψιμο.

Ένας αποτελεσματικός τρόπος ανίχνευσης ναρκών ξηράς χρησιμοποιεί ένα φορητό σύστημα LIBS<sup>[29]</sup>.



Σχήμα 1\_8.4.1: Man-portable LIBS system developed for ARL by Ocean Optics, Inc.<sup>[29]</sup>

Στο σύστημα αυτό το λέιζερ περιέχεται σε ένα σακίδια πλάτης, το οποίο περιέχει και το τροφοδοτικό, την μπαταρία και τον φασματογράφο. Το λέιζερ περιέχεται στη λαβή του καθετήρα και η εκπομπή πλάσματος συλλέγεται από το κωνικό άκρο του καθετήρα. Το σύστημα έρχεται σε επαφή με το θαμμένο αντικείμενο και το φάσμα

κάθε αντικείμενου τακτοποιείται συγκρίνοντας το με ένα αποθηκευμένο αρχικό πρότυπο φάσμα LIBS.

#### **8.4.2 Εκπομπή ακτίνων-γ επαγόμενη από νετρόνια**

Οι συμμετέχοντες από 8 χώρες εμπλέκονται στην ανάπτυξη ανιχνευτών APM που βασίζεται σε αυτήν την προσέγγιση. Νετρόνια ενέργειας 14 MeV από μία πηγή νετρονίων D-T διαπερνάνε το έδαφος και αλληλεπιδρούν με πυρήνες που συναντούν στο έδαφος και με θαμμένα αντικείμενα. Αλληλεπιδράσεις, όπως η ελαστική σκέδαση νετρονίων από πυρήνα και σύλληψη νετρονίων από πυρήνα, εκπέμπουν κατά τη διέγερση και αποδιέγερση τους χαρακτηριστικό φάσμα ακτίνων-γ. Οι αλληλεπιδράσεις που προκαλούνται από νετρόνια και παράγουν ραδιενεργά προϊόντα μπορούν να οδηγήσουν σε μία καθυστέρηση στην εκπομπή των χαρακτηριστικών ακτίνων γ. Οι ακτίνες γ ανιχνεύονται με έναν ανιχνευτή Βισμούθιου - Γερμανίου (BGO). Για τον προσδιορισμό των ουσιών αυτών μετράται η αναλογία των χημικών στοιχείων που περιέχει το άγνωστο αντικείμενο, μία αναλογία που είναι μοναδική για το κάθε υλικό. Συνεπώς, είναι δυνατόν να προσδιοριστούν ίχνη εκρηκτικών από τη χημική τους σύνθεση η οποία υποδεικνύεται από το λόγο συγκέντρωσης των στοιχείων (H: C: N: O). Αυτό παρέχει μία δυνατότητα για τον εντοπισμό APM ή άλλων εκρηκτικών, με εξαιρετικές διακρίσεις εις βάρος μεταλλικών θραυσμάτων και άλλων αντικειμένων.

Ένα παράδειγμα της προσέγγισης αυτής είναι το σύστημα PELAN (Παλμική στοιχειακή ανάλυση με τη βοήθεια νετρονίων- Pulsed Elemental Analysis using Neutrons) που αναπτύχθηκε από το Πανεπιστήμιο του Δυτικού Κεντάκι και τη διεθνή εταιρία επιστημονικών εφαρμογών (SAIC), στις ΗΠΑ<sup>[1]</sup>. Η PELAN χρησιμοποιεί μία διαθέσιμη στο εμπόριο γεννήτρια δευτερίου – τριτίου παραγωγής νετρονίων. Από αυτήν την αντίδραση παράγονται νετρόνια με ενέργεια ~14MeV με παλμούς διάρκειας 10 μsec, με μία χρονική παύση 90μsec μεταξύ των παλμών. Τα γρήγορα νετρόνια που βγαίνουν από την γεννήτρια προκαλούν αντιδράσεις σκέδασης, και αφού αυτά χάσουν ενέργεια, γίνονται αργά νετρόνια και προκαλούν αντιδράσεις απορρόφησης νετρονίων από τα διάφορα στοιχεία.

Χρησιμοποιούνται δύο χρονικά παράθυρα για τη συλλογή δύο διακριτών φασμάτων από τον ανιχνευτή Βισμούθιου – Γερμανίου BGO. Το πρώτον, φάσμα αφορά ανίχνευση ακτινών- $\gamma$  κατά τη διάρκεια του παλμού νετρονίων και το δεύτερο φάσμα λόγω ακτινών- $\gamma$  που ανιχνεύτηκε μεταξύ των παλμών. Το πρώτο φάσμα οφείλεται στην ταχεία παραγωγή ακτίνων- $\gamma$  από την ανελαστική σκέδαση των ταχέων νετρονίων ( $n$ ,  $n'\gamma$ ) ή αλληλεπιδράσεις προερχόμενες από ταχεία νετρόνια ( $n$ ,  $x\gamma$ ) και το δεύτερο φάσμα προέρχεται από την αντίδραση ( $n$ ,  $\gamma$ ) θερμικών νετρονίων, η οποία καθυστερεί χρονικά όσο απαιτείται για να χάσουν την κινητική τους ενέργεια τα ταχέα νετρόνια ( $> 10 \mu s$ ), και δεύτερον, από τη σχετικά αργή ραδιενεργό διάσπαση των εκπεμπόμενων ακτινών- $\gamma$  που παράγονται από τη σύλληψη νετρονίων. Τα δύο φάσματα αποτελούν μια πιο δομημένη στοιχειακή ταυτότητα από εκείνη που επιτυγχάνεται χωρίς χρονικά παράθυρα. Έτσι οι λόγοι συγκέντρωσης των στοιχείων καθορίζονται με μεγαλύτερη ακρίβεια και συνεπώς αυξάνει την ικανότητα του συστήματος για τον εντοπισμό εκρηκτικών.

#### 8.4.3 Εξασθένηση ακτίνων- $\gamma$

Αυτή η μέθοδος, η οποία αναφέρεται ως ακτινογραφία υδρογόνου **HYdrogen RADiography (HYRAD)** βασίζεται σε μια αρχή παρόμοια με εκείνη της μεθόδου μετάδοσης νετρονίων-ακτινών- $\gamma$  (NEUGAT) <sup>[2]</sup>. Συνδυάζει ακτινογραφία εκπομπής νετρονίων και ακτινών  $\gamma$  προκειμένου να βελτιστοποιηθεί η ευαισθησία για την ανίχνευση του υδρογόνου. Ας υποθέσουμε ότι η περιοχή που πρέπει να εξεταστεί βρίσκεται ανάμεσα σε δύο αυλάκια, το καθένα περίπου 40 εκατοστά βάθος.. Μια πηγή ( $^{252}\text{Cf}$ ) νετρονίων και ακτίνων- $\gamma$  έχει αναρτηθεί στο ένα αυλάκι και μια σειρά από δύο ή περισσότερους ανιχνευτές (NE213 υγρών σπινθηριστών) στο άλλο. Η πηγή και οι ανιχνευτές είναι συνδεδεμένοι μεταξύ τους με ένα άκαμπτο πλαίσιο που μπορεί να κινηθεί προς τα επάνω και προς τα κάτω (στην διεύθυνση  $y$ ) στα αυλάκια, κινούμενα παράλληλα κατά μήκος της πορείας ανίχνευσης (κατεύθυνση  $z$ ). Οι ανιχνευτές NE213 μπορούν να εντοπίζουν και να καταμετρούν τα γρήγορα νετρόνια και ακτίνες- $\gamma$  σε ξεχωριστά κανάλια. Ο λόγος  $R$  του αριθμού των νετρονίων προς των αριθμό των ακτίνων- $\gamma$  μετριέται ως συνάρτηση της θέσης πηγής ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) για κάθε ανιχνευτή.

#### 8.4.4 Σκεδασμός ταχέων νετρονίων

Η ανάλυση της σκέδασης γρήγορων νετρονίων<sup>[3]</sup> είναι μια τεχνική που έχει αποδειχθεί ότι είναι σε θέση να ανιχνεύσει εκρηκτική ύλη. Είναι πιο αποτελεσματική όταν χρησιμοποιείται μια μονοενεργειακή παλμική πηγή με διάρκεια παλμού της τάξεως των nsec, αλλά μπορεί επίσης να πραγματοποιηθεί με τη χρήση μονοχρωματικής (μονοενεργειακής) πηγής που δεν είναι εξοπλισμένη με παλμό nsec ή ακόμα και με μια πηγή συνεχούς φάσματος<sup>[4]</sup>.

Μια άλλη μέθοδος σκέδασης νετρονίων, ***Monoenergetic Neutron Backscattering with Resonance Penetration (MNBRP)*** έχει ερευνηθεί πλήρως με δοκιμές προσομοίωσης και των εργαστηριακών δοκιμών και έχει δώσει ελπιδοφόρα αποτελέσματα<sup>[5]</sup>. Αυτή η μέθοδος επιτρέπει τη χρήση μιας χαρακτηριστικής ιδιότητας της σκέδασης νετρονίων: το γεγονός ότι τα νετρόνια περιορίζονται σε γωνίες προς τα εμπρός μετά τη σκέδαση τους σε πρωτόνια, το οποίο έχει ως αποτέλεσμα τα πλούσια σε υδρογόνο υλικά, όπως τα εκρηκτικά στις νάρκες. Αυτό το χαρακτηριστικό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να επιτύχει καλύτερη διείδυση των νετρονίων μέσα στο έδαφος. Οι δοκιμές και οι προσομοιώσεις έχουν δείξει ότι η τεχνική MNBRP θα πρέπει να είναι ικανή να ανιχνεύει νάρκες ισοδύναμα με την DLM2 έως 22 εκατοστά βάθος.

#### 8.5 Τεχνική ανίχνευσης εκρηκτικών υλικών

Στη φασματοσκοπία πλάσματος επαγόμενο από λέιζερ (LIBS), ένας παλμός λέιζερ εστιάζει στο δείγμα με αποτέλεσμα η ενέργεια της δέσμης λέιζερ να θερμάνει το υλικό του δείγματος, το οποίο στη συνέχεια εξατμίζεται και ιονίζεται δημιουργώντας μια μικρή περιοχή πλάσματος. Η τεχνική αυτή όπως αναφέραμε μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση εκρηκτικών υλικών και βασίζεται στην ανάλυση της σύνθεσης του αντικειμένου και του περιεχομένου της. Τα διεγερμένα άτομα και ιόντα στο πλάσμα εκπέμπουν ένα δευτερεύον φως το οποίο συλλέγεται και αναλύεται φασματικά με τη βοήθεια ενός φασματογράφου και ενός ανιχνευτή φωτονίων. Κάθε χημικό στοιχείο έχει τη δική του φασματική ταυτότητα που είναι το γραμμικό φάσμα εκπομπής και έτσι μπορεί να καθοριστεί η πολυστοιχειακή

σύσταση του δείγματος. Ωστόσο αυτό μπορεί να μην είναι αρκετό για την ανίχνευση εκρηκτικής ύλης όπως τα πολυμερή τα οποία αποτελούνται από τα ίδια βασικά στοιχεία. Υπάρχουν εταιρίες όπως η Ocean Optics Inc που εργάζεται σε συνεργασία με άλλα ερευνητικά εργαστήρια για την ανάπτυξη μιας φορητής συσκευής LIBS για την ανίχνευση των ναρκών<sup>[8]</sup>. Η συσκευή αυτή θα διαθέτει ένα καθετήρα για τη συλλογή του φωτός μέσω οπτικών ινών, το οποίο οδηγείται σε ένα φασματομέτρο. Αυτό θα αναλύσει το φως και τα φασματικά χαρακτηριστικά του θα συγκριθούν με μια υποθηκευμένη βάση δεδομένων φασμάτων για εκρηκτικά υλικά και περιβλήματα ναρκών.

Για την ανίχνευση ιχνών εκρηκτικής ύλης που αποτελούνται από ενώσεις που σχετίζονται μεταξύ τους (ERCS), συμπεριλαμβανομένης και της ανίχνευσης TNT σε ορείχαλκο και υπόστρωμα μολυβδαινίου, χρησιμοποιήθηκε ένα υψηλής ισχύος παλμικό λέιζερ<sup>[9]</sup>. Επίσης με την τεχνική αυτή μελετήθηκε η μαύρη πυρίτιδα, TNT, PETN, HMX και RDX (σε διάφορες μορφές), διάφορα προωθητικά όπως το M-43 και JA2 και στρατιωτικά εκρηκτικά, όπως το C4 και LX-14. Καθένα από αυτά τα υλικά δίνει ένα μοναδικό χαρακτηριστικό φάσμα εκπομπής. Αν και είναι πλούσια σε άζωτο και οξυγόνο τα φάσματα, έχουν διαφορετικές αναλογίες O:N σε σχέση με τον αέρα και αυτή η διαφορά είναι που βοηθά στην διαφοροποίηση από τα στοιχεία του περιβάλλοντα χώρου και τον εντοπισμό των υλικών αυτών<sup>[10]</sup>.

Σε κάποιες άλλες περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος για την ανίχνευση και το χαρακτηρισμό DNT και αλουμίνιο που βρίσκονταν σε αποστάσεις μέχρι και 45 μέτρα. Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιήθηκε φορητή συσκευή για τη διενέργεια δοκιμών γνωστών και αγνώστων δειγμάτων. Οι αναλογίες σε υδρογόνο, οξυγόνο και άζωτο είναι οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν για τον διαχωρισμό των υλικών αυτών σε εκρηκτικές και μη εκρηκτικές ύλες<sup>[11]</sup>. Η τεχνική ιονισμού σε συνδυασμό με φασματογράφο μάζας εντόπισε νιτρο-ομάδες στα εκρηκτικά υλικά και ενώσεις όπως το νιτροβενζόλιο, νιτρο-τολουόλιο, DNT, TNT καθώς και υπεροξείδια που βασίζονται στην εκρηκτική ύλη TATP στην αέρια φάση. Στην τελευταία περίπτωση δεν απαιτείται προ επεξεργασία του δείγματος και έχουμε ιονισμό μέσω χρήσης υπεριώδους κενού φωτονίων (VUV). Τα ιόντα με αυτόν τον τρόπο ανιχνεύονται με

τη μέτρηση του χρόνου πτήσης τους (TOF) με το φασματογράφο μάζας. Τα όρια ανίχνευσης για NB και DNT έχουν προσδιοριστεί σε 17-24 και 40 ppb αντίστοιχα<sup>[12]</sup>.

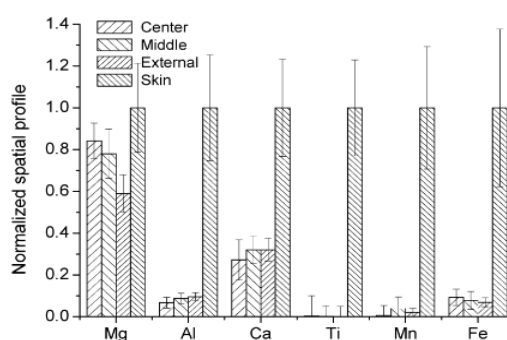
### **8.6 Ανίχνευση ιχνοστοιχείων σε βιολογικά υλικά**

Τα μέταλλα και τα ιχνοστοιχεία διαδραματίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στα βιολογικά υλικά. Ακόμα και ελάχιστες ποσότητες μπορεί να επηρεάσουν έντονα τις διαδικασίες διαβίωσης, αλλά μπορούν να χαρακτηριστούν αυτά τα υλικά από τη συγκέντρωση των ιχνοστοιχείων που περιέχουν. Ο ανθρώπινος οργανισμός μπορεί να λάβει τέτοιες ουσίες μέσω των τροφών, όμως η υπερβολική ποσότητα βαρέων μετάλλων στον οργανισμό μπορεί να προκαλέσει ανεπανόρθωτα αποτελέσματα και να χαλάσει την ισορροπία του οργανισμού. Κρίνεται λοιπόν αναγκαίος ο εντοπισμός και η ανάλυση των ιχνοστοιχείων για την αντιμετώπιση του προβλήματος. Το πρόβλημα προσεγγίστηκε μέσω της φασματοσκοπικής ανάλυσης των εκπεμπόμενων φωτονίων, όταν ένας παλμός λέιζερ εστιάζει στην επιφάνεια ενός δείγματος. Η μέθοδος της φασματοσκοπίας πλάσματος επαγόμενου από λέιζερ (LIBS) αποκαλύπτει τη στοιχειακή σύσταση και ειδικότερα τη συγκέντρωση του ιχνοστοιχείου στο δείγμα. Τα πλεονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι η άμεση ανάλυση, χωρίς προετοιμασία του δείγματος σε συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης και υψηλής χωρικής ανάλυσης. Μία τέτοια διαδικασία εντοπισμού ιχνοστοιχείων μπορεί να προχωρήσει σε δύο στάδια:

Πρώτον, γίνεται διάκριση μιας ποικιλίας βακτηρίων μέσω του εντοπισμού των ιχνοστοιχείων που περιέχονται σε αυτά. Πέντε διαφορετικά είδη βακτηρίων αναπτύχθηκαν στο ίδιο θρεπτικό υγρό, μεταξύ των οποίων τέσσερα, τα λεγόμενα Gram – αρνητικά είδη *Acinetobacter baylyi*, *Erwinia chrysanthemi*, *Escherichia coli* και *Shewanella oneidensis* και ένα Gram – θετικό είδος βακτηρίου, το *Bacillus subtilis*. Τα λυοφιλοποιημένα βακτήρια (freeze-dried), ακολουθώντας μια μέθοδο αποξήρανσης προετοιμάστηκαν σε μορφή σβόλων και παράχθηκε πλάσμα την επιφάνειά τους. Το εκπεμπόμενο φως συλλέγεται, μέσω ενός φασματόμετρου το οποίο χρησιμοποιεί μία κάμερα CCD και καταγράφει τα φάσματα κάθε είδους βακτηρίου για στατιστική ανάλυση. Το εύρος του φάσματος που χρησιμοποιήθηκε για τον εντοπισμό μετάλλων καλύπτει έξι βασικά στοιχεία, το Na, Mg, P, K, Ca και Fe. Κάθε φάσμα του βακτηρίου δημιουργεί μία κορυφή στο εύρος φάσματος και

στη συνέχεια ταυτίζεται με τα γνωστά στοιχεία τα οποία διαθέτουμε. Με αυτόν τον τρόπο διακρίνεται το είδος του στοιχείου που περιέχεται στο δείγμα. Στη συγκεκριμένη περίπτωση μπόρεσαν τα ομαδοποιηθούν και να συσχετιστούν τα 5 διαφορετικά βακτήρια, χρησιμοποιώντας φάσμα που βασιζόταν μόνο στα στοιχεία Na, K και Ca.

Στο δεύτερο στάδιο αξιολογείται η απόδοση της μεθόδου LIBS στην ανίχνευση ιχνοστοιχείων σε φρέσκα λαχανικά καθώς και στη χωρική μέτρηση της ποσότητας. Στην πατάτα εντοπίστηκαν 27 ιχνοστοιχεία στο φάσμα LIBS. Εκτός από τα οργανικά στοιχεία (H, C, N, O), εντοπίστηκαν και πολλά ανόργανα στοιχεία, συμπεριλαμβανόμενων των μετάλλων (Li, Be, Na, Mg, Al, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Rb, Sr, Mo, και Ba), καθώς και αμέταλλα (F, Si, S και Cl). Σύμφωνα με μελέτη σε τρόφιμα από το Γαλλικό Εθνικό Ινστιτούτο Αγροτικής Έρευνας (INRA) μερικά από τα στοιχεία που ανιχνεύτηκαν όπως το Co, Ni και Cr περιέχονται στην πατάτα σε χαμηλά επίπεδα συγκέντρωσης, της τάξης του mgr ανά kgr. Επίσης, η χωρική κατανομή στην πατάτα έδειξε ότι έχουμε μια ομοιόμορφη κατανομή του Μαγνησίου καθώς και συσσώρευση των στοιχείων Al, Ca, Ti, Mn και Fe στην επιφάνεια της πατάτας.



Σχήμα 1\_8.6: Προφίλ συγκέντρωσης ιχνοστοιχείων σε φρέσκια πατάτα<sup>[7]</sup>.

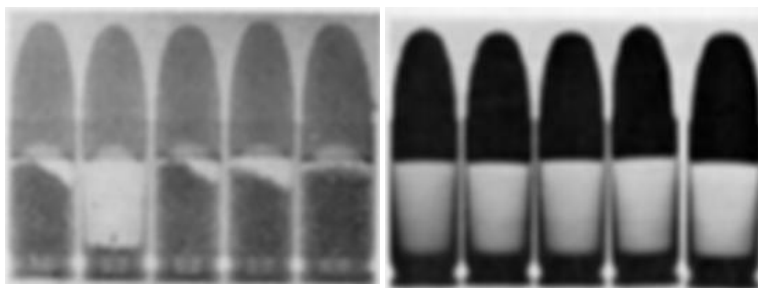
### 8.7 Απεικόνιση και σύγκριση δειγμάτων που έχουν βομβαρδιστεί με νετρόνια

Στο σχήμα 1\_8.7 παρατηρούμε ένα φυτό στο οποίο έχει εφαρμοστεί η μέθοδος της ραδιογραφίας



Σχήμα 1\_8.7

Στο σχήμα 2\_8.7 παρατηρούμε σφαίρες στη σειρά οι οποίες έχουν υποστεί στην πρώτη εικόνα ραδιογραφία με νετρόνια και στην δεύτερη με ακτίνες-Χ. Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση των νετρονίων, φαίνεται καθαρά η παρουσία εκρηκτικού υλικού στις σφαίρες καθώς και τον εντοπισμό απουσίας εκρηκτικού σε μια από αυτές, ενώ στην περίπτωση των ακτίνων-Χ κάτι τέτοιο δεν είναι εφικτό. Αυτό αποτελεί άλλο ένα παράδειγμα αποτελεσματικότητας της εφαρμογής νετρονίων για ανίχνευση και εντοπισμό εκρηκτικής ύλης.



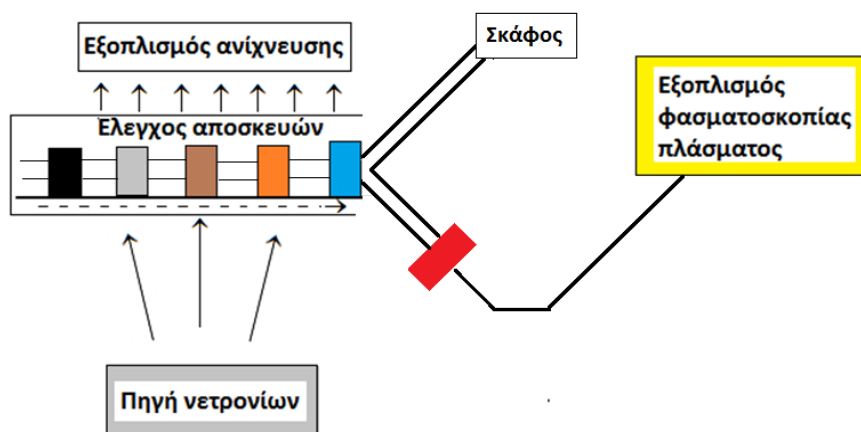
Σχήμα 2\_8.7

### 8.8 Εφαρμογή προτεινόμενου υβριδικού συστήματος ανίχνευσης στα αεροδρόμια και συμπεράσματα

Τα επιμέρους πειραματικά δεδομένα και οι αριθμητικές προσομοιώσεις των προηγούμενων ενοτήτων μας επιτρέπουν να προτείνουμε ένα υβριδικό σύστημα που θα βασίζεται και θα λειτουργεί με ένα λέιζερ που παράγει βραχύχρονους παλμούς (fsec) και θα χρησιμοποιείται για την παραγωγή μικρο-πλάσματος σε



απόσταση από το λέιζερ καθώς και για την παραγωγή νετρονίων σε μια συμπαγή και σχετικά μικρών διαστάσεων συσκευή σύντηξης μαγνητικού περιορισμού. Το 50% της ενέργειας της δέσμης λέιζερ θα χρησιμοποιείται για την ανίχνευση με την τεχνική LIBS και το άλλο 50% για την παραγωγή νετρονίων που θα ενεργοποιούν τους πυρήνες των προς ανίχνευση υλικών. Οι δύο αυτές τεχνικές θα είναι πραγματικού χρόνου ανίχνευσης διότι θα λειτουργούν με την ίδια αρχική πηγή λέιζερ. Η ταυτόχρονη και σε πραγματικό χρόνο φασματική ανάλυση των φωτονίων της LIBS και των ακτίνων  $\gamma$  της NAA θα επιτρέψει βελτιστοποίηση στην ανιχνευτική ικανότητα του προτεινόμενου συστήματος και θα επιτρέψει την απεικόνιση σε δύο διαστάσεις (ραδιογραφία νετρονίων) μεγάλων σχετικά αντικειμένων επιτρέποντας και τον χωρικό εντοπισμό των βλαβερών και επικίνδυνων υλικών. Στο Σχήμα 1\_8.5 παρουσιάζεται μια πιθανή προτεινόμενη πειραματική διάταξη που θα μπορούσε να έχει εφαρμογές για έλεγχο αποσκευών κάνοντας χρήση σε πραγματικό χρόνο των δύο τεχνικών NAA και LIBS:



Σχήμα 1\_8.8: Προτεινόμενη πειραματική διάταξη για έλεγχο αποσκευών

Αρχικά οι αποσκευές βομβαρδίζονται με νετρόνια και με κατάλληλο εξοπλισμό ανίχνευσης και απεικόνισης σε δύο διαστάσεις μπορούμε να παρατηρήσουμε και αν αποφασίσουμε αν υπάρχουν επικίνδυνες ή βλαβερές ουσίες ή αντικείμενα. Αυτό θα αντιστοιχεί σε θετικό σήμα. Σε περίπτωση που το σήμα είναι αρνητικό, οι αποσκευές συνεχίζουν προς το αεροσκάφος, ενώ στην περίπτωση που υπάρχει θετικό σήμα, αυτές οι αποσκευές (σχετικά μικρός αριθμός) συνεχίζουν προς ένα σύστημα ανίχνευσης με φασματοσκοπία λέιζερ για εξακρίβωση της ανίχνευσης.

Το τελικό συμπέρασμα που μπορούμε να αποκομίσουμε από την ανάλυση και παρουσίαση των θεμάτων των προηγούμενων ενοτήτων είναι ότι το υβριδικό σύστημα που προτείνουμε που είναι βασισμένο σε σύστημα λέιζερ που εκπέμπει βραχύχρονους παλμούς σε συνδυασμό με τις δύο τεχνικές LIBS και NAA μπορεί να άμεσα εφαρμόσιμο και ότι περιλαμβάνει τεχνικές υψηλής πιστότητας και σχετικά χαμηλού κόστους. Η ταυτόχρονη εφαρμογή των τεχνικών ανίχνευσης και εντοπισμού δίνει πιο αξιόπιστα αποτελέσματα από ότι κάθε μονάδα ανίχνευσης ξεχωριστά, και αποτελούν τεχνολογίες του μέλλοντος σε εξέλιξη. Το προτεινόμενο σύστημα μπορεί να βρει εφαρμογή εκτός από την ανίχνευση βλαβερών και επικίνδυνων υλικών και στοιχείων στη βιολογία, την αρχαιολογία, τα έργα τέχνης καθώς και την βιομηχανία τροφίμων και ποτών. Επίσης οι σχετικά μικρές διαστάσεις του προτεινόμενου υβριδικού συστήματος και του γεγονότος ότι η παραγωγή νετρονίων ελέγχεται πλήρως λόγω της χρήσης της παλμικής δέσμης λέιζερ (on-off) μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ασφάλεια σε οποιαδήποτε χώρο ερευνητικών και βιομηχανικών εφαρμογών χωρίς ιδιαίτερα προβλήματα που αφορούν την ραδιοπροστασία όπως είναι στη περίπτωση ραδιοπηγών ή πυρηνικού αντιδραστήρα που εκπέμπου συνεχώς ακόμα και όταν δεν χρησιμοποιούνται. Το προτεινόμενο σύστημα μπορεί να βρει εφαρμογή στη θεραπεία του καρκίνου BNCT (boron neutron cancer therapy )με την χρήση νετρονίων. Δηλαδή το προτεινόμενο υβριδικό σύστημα μπορεί να γίνει βασικό εργαλείο για την βελτίωση της ποιότητας της ζωής και της ασφάλειας των πολιτών.

## **BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- [1] Vourvopoulos, G., Sullivan, R.A., Knapp, V., Hrupec, D., 2003. In: Sahli, H., Bottoms, A.M., Cornelis, J. (Eds.), EUDEM2-SCOT-2003, International Conference on Requirements and Technologies for the Detection, Removal and Neutralization of Landmines and UXO, Vrije Universiteit, Brussels, pp. 731–736.
- [2] Bartle, C.M., Purcell, C.R. and Wilson, A., 1990. Determination of the moisture content of wheat, using the NEUGAT technique. Nucl. Instrum. Methods A **291**, pp. 655–661.
- [3] Buffler, A., Brooks, F.D., Allie, M., Bharuth-Ram, K. and Nchodu, M.R., 2001. Material classification by fast neutron scattering. Nucl. Instrum. Methods B **173**, pp. 483–502.
- [4] Csikaj, J., Doczi, R., Kiraly, B., 2003. Investigations on landmine detection by neutron-based techniques. In: Proceedings of the Final RCM on the Application of Nuclear Techniques to Anti-personnel Landmines Identification, IAEA, Vienna, 2003.
- [5] Drosg, M., Brooks, F.D., Allie, M., 2002. A critical assessment of neutron based humanitarian demining schemes. In: International Workshop on Fast Neutron Physics, Dresden, Germany, September 2002.
- [6] F.D. Brooks , A. Buffler, M.S. Allie, Radiation Physics and Chemistry 71 (2004) 749–757, Detection of anti-personnel landmines using neutrons and gamma-rays
- [7] V. Juvé, R. Portelli, M. Boueri, M. Baudalet, J. Yu, Space-resolved analysis of trace elements in fresh vegetables using ultraviolet nanosecond laser-induced breakdown spectroscopy, Spectrochim. Acta B, pp. 1047-1053
- [8] R.W. Bogue, Boom time for LIBS technology, *Sensor Rev.* **24** (2004), p. 353.
- [9] Y. Dikmelik and J.B. Spicer, Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy of explosives and explosive-related compounds, detection and remediation technologies for mines and mine like targets X. In: R.S. Harmon, J.T. Broach and J.H. Holloway Jr., Editors, *Proceedings of the SPIE*, vol. 5794 (2005), pp. 757–761.
- [10] F.C. De Lucia Jr., R.S. Harmon, K.L. McNesby, R.J. Winkel Jr. and A.W. Miziolek, Laser-induced breakdown spectroscopy analysis of energetic materials, *Appl. Opt.* **42** (2003), p. 6148.
- [11] C.L. Moreno, S. Palanco, J.J. Laserna, F. Delucia, W.A. Miziolek, J. Rose, A.R. Walters and A.I. Whitehouse, Test of a stand-off laser-induced breakdown spectroscopy sensor for the detection of explosive residues on solid surfaces, *J. Anal. At. Spect.* **21** (2006), p. 55.
- [12] C. Mullen, A. Irwin, B.V. Pond, D.L. Huestis, M.J. Coggiola and H. Oser, Detection of explosives and explosives-related compounds by single photon laser ionization time-of-flight mass spectrometry, *Anal. Chem.* **78** (2006), p. 3807.

- [13] Chase A. Munson, Jennifer L. Gottfried, Frank C. De Lucia, Jr., Kevin L. McNesby and Andrzej W. Miziolek, Laser-based Detection Methods of Explosives, US Army Research Laboratory, AMSRD-ARL-WM-BD, Aberdeen Proving Ground, MD 21005-5069, USA
- [14] J. I. Steinfeld and J. Wormhoudt, *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 49 (1998) 203.
- [15] D. O. Henderson, Y. S. Tung, R. Mu, A. Ueda, W. Curby, A. G. Mercado and X. Li, *Trends Appl. Spectrosc.*, 2 (1998) 139.
- [16] D. S. Moore, *Rev. Sci. Instrum.*, 75 (2004) 2499.
- [17] B. C. Dionne, D. P. Rounbehler, E. K. Achter, J. R. Hobbs and D. H. Fine, *J. Energ. Mat.*, 4 (1986) 447.
- [18] P. A. Pella, *J. Chem. Thermodyn.*, 9 (1977) 301.
- [19] J. Zukas and W. Walters (eds), *Explosive Effects and Applications*, Springer-Verlag, New York (1997).
- [20] W. Makky (ed.), *Proceedings of the Second Explosives Detection Technology Symposium and Aviation Security Technology Conference*, 12–15 November, Atlantic City International Airport, FAA Technical Center, NJ. Available from National Technical Information Service (1996).
- [21] T. Gozani, Novel applications of fast neutron interrogation methods, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. A*, 353(1–3) (1994) 635–640.
- [22] Jehuda Yinon, Counterterrorist detection techniques of explosives, , Department of Environmental Science, Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel
- [23] L. Dep, M. Belbot, G. Vourvopoulos and S. Sudar, Pulsed neutron-based on-line coal analysis, *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 234(1–2) (1998) 107.
- [24] O. Serra, *Fundamentals of Well-Log Interpretation, Volume 1, Acquisition of Logging Data*, Elsevier, New York (1984).
- [25] D.L. Chichester and J.D. Simpson, Compact accelerator neutron generators, *Ind. Physicist*, 9(6) (2004) 22–25.
- [26] D.R. Brown and T. Gozani, Cargo inspection system based on pulsed fast neutron analysis, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. B*, 99(1–4) (1995) 753–756.
- [27] D.L. Chichester and J.D. Simpson, Compact accelerator neutron generators, *Ind. Physicist*, 9(6) (2004) 22–25.
- [28] Sara Wallin & Anna Pettersson & Henric Östmark & Alison Hobro Laser-based standoff detection of explosives: a critical review

[29] Russell. S. Harmon , Frank C. De Lucia , Andrzej W. Miziolek , Aaron LaPointe , Raymond J. Winkel, Jr, and Roy A. Walters, the use of Laser Induced Breakdown Spectroscopy to discriminate between landmines and other objects.