



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI ROMA  
"TOR VERGATA"**

FACOLTA' DI INGEGNERIA

DOTTORATO DI RICERCA IN ELETTRONICA QUANTISTICA E  
PLASMI

XXI CICLO

***Sorgente X laser-plasma per applicazioni  
microradiografiche ed imaging in acqua con sistema  
laser-radar modulato***

Massimo Francucci

A.A. 2008/2009

Docente Guida/Tutor: Prof. Sergio Martellucci

Coordinatore: Prof. Carlo Bellecci

Correlatore: Dott. Giorgio Fornetti

# INDICE

<b>Ringraziamenti</b> .....	<b>4</b>
<b>Abstract (riassunto)</b> .....	<b>5</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>6</b>
<b>Introduzione</b> .....	<b>7</b>

## **CAPITOLO 1            IL            PLASMA            E            L'APPARATO SPERIMENTALE**

<b>1.1 Informazioni preliminari</b> .....	<b>10</b>
<b>1.2 Cenni storici</b> .....	<b>17</b>
<b>1.3 Parametri di base dello stato di plasma</b> .....	<b>19</b>
<b>1.4 Lunghezza di Debye</b> .....	<b>21</b>
<b>1.5 Plasmi debolmente e fortemente accoppiati: parametro di plasma <math>A</math></b> .....	<b>23</b>
<b>1.6 Densità elettronica critica e pulsazione di plasma</b> .....	<b>25</b>
<b>1.7 Collisioni e fenomeni dissipativi</b> .....	<b>32</b>
<b>1.8 Spettro di emissione di un plasma indotto da laser [<sup>1</sup>, <sup>9</sup>]</b> .....	<b>39</b>
<b>1.9 Apparato sperimentale [<sup>1</sup>]</b> .....	<b>46</b>

## **CAPITOLO 2 [<sup>2</sup>]            ANALISI DEI RAGGI X SOFT EMESSI DA PLASMA            E            MICRORADIOGRAFIE MEDIANTE CCD**

<b>2.1 Introduzione</b> .....	<b>55</b>
<b>2.2 Set-up sperimentale</b> .....	<b>58</b>
<b>2.3 CCD detector</b> .....	<b>60</b>
<b>2.4 Banda di energia dei raggi X</b> .....	<b>63</b>
<b>2.5 Microradiografie di campioni biologici</b> .....	<b>68</b>

2.6	Conclusioni.....	72
-----	------------------	----

## **CAPITOLO 3 [<sup>3</sup>]   IMAGING X AD ALTA RISOLUZIONE MEDIANTE CRISTALLI DI LiF**

3.1	Introduzione.....	74
3.2	Set-up sperimentale.....	77
3.3	Risultati e discussioni.....	81
3.4	Conclusioni.....	90

## **CAPITOLO 4 [<sup>4</sup>]   IMAGING NEL VISIBILE DI OGGETTI IN ACQUA MEDIANTE SISTEMA LASER- RADAR MODULATO**

4.1	Introduzione.....	93
4.2	Teoria.....	96
4.3	Apparato sperimentale.....	107
4.4	Risultati sperimentali.....	109
4.5	Conclusioni.....	118

	Considerazioni finali.....	120
--	----------------------------	-----

	Bibliografia.....	123
--	-------------------	-----

## RINGRAZIAMENTI

Un grazie di cuore ai colleghi:

*Prof. Sergio Martellucci, relatore della tesi di Dottorato;*

*Prof. Carlo Bellecci, coordinatore del Dottorato di ricerca in Elettronica Quantistica e Plasmi;*

*Dott. Giorgio Fornetti, ricercatore dell'ENEA di Frascati e correlatore della tesi di Dottorato, e tutti i colleghi dell'ENEA di Frascati che fanno parte del suo gruppo di ricerca;*

*Dott.ssa Federica Terra, dottoranda;*

*Prof. Domenico Nanni, esperto di CCD;*

*Dott.ssa Lucia Coniglio, dottoranda;*

*Dott. Pasquale Gaudio, ricercatore dell'Università di Roma Tor Vergata;*

*Dott. Francesco Flora, ricercatore dell'ENEA di Frascati sui plasmi indotti da laser;*

*Dott. A. Ya. Faenov e Dott.ssa T. A. Pikuz, ricercatori del Multicharged Ions Spectra Data Center dell'istituto VNIIFTRI di Mosca;*

*Dott.ssa Lucia Reale, ricercatrice;*

*Ing. Michela Gelfusa, dottoranda;*

*Sig. Eugenio Penco, tecnico di laboratorio*

per l'aiuto e la collaborazione che mi hanno dato durante il triennio di dottorato al fine di poter svolgere l'attività di ricerca nel miglior modo possibile.

Ringrazio, infine, tutti i colleghi dell'Università degli Studi di Roma *Tor Vergata* e del centro di ricerche *ENEA* di Frascati, non esplicitamente citati nell'elenco sopra riportato per ragioni di spazio, che hanno contribuito o alla raccolta dei dati sperimentali o all'analisi teorica degli stessi o alla stesura degli articoli da cui sono tratti i capitoli 2, 3 e 4 di questa tesi di dottorato.

## ABSTRACT (RIASSUNTO)

In questa tesi di dottorato, che è la prosecuzione dell'attività di ricerca svolta nel corso di un precedente triennio di dottorato, sono mostrati i risultati relativi ad una delle possibili applicazioni della radiazione emessa da plasma indotto da laser, rappresentata dalle microradiografie di campioni biologici ad alta risoluzione, prodotte grazie ai raggi X soft emessi dalla sorgente laser-plasma di *Tor Vergata* e registrate su due diversi supporti, quali una videocamera CCD ed un cristallo di LiF (fluoruro di litio), quest'ultimo usato soprattutto per ottenere microradiografie nella cosiddetta *water window* (finestra di trasmissione dell'acqua) di cellule in vivo e dei loro prodotti (*essudati*).

Inoltre, in questa tesi di dottorato, si riportano anche i risultati ottenuti nel campo dell'imaging nel visibile di oggetti immersi in acqua mediante sistema laser-radar modulato in ampiezza utilizzando tecniche polarimetriche, realizzato presso il centro di ricerche *ENEA* di Frascati (Roma), seppur ancora nella fase di prototipo di laboratorio.

Sebbene i due principali argomenti presentati in questa tesi di dottorato sembrano essere poco correlati tra loro, in realtà esiste un unico filo conduttore che li unisce e che consente di considerarli come due diversi settori di applicazione di uno stesso campo di ricerca: l'*imaging laser*, ottenuto a partire da due diverse sorgenti, una di tipo laser-plasma utilizzando un laser Nd:YAG/Glass ad alta potenza (o intensità), *tabletop*, impulsato, nell'infrarosso ( $\lambda = 1064nm$ , potenza di picco  $\cong 10^9W=1GW$ ), mentre l'altra è rappresentata da un diodo laser continuo nel visibile di bassa potenza ( $\lambda = 405nm$ , potenza =  $20mW$ ).

**Parole chiave:** imaging laser, sorgente X laser-plasma, laser-radar modulato, microradiografie, CCD, LiF.

## ABSTRACT

In this PhD thesis, that is the prosecution of research activity carried out during a previous three years of PhD, are shown the results concerning a possible application of radiation emitted from laser induced plasma, represented by high resolution microradiographies of biological samples, generated through soft X rays emitted from *Tor Vergata* laser-plasma source and recorded by means of two different storage devices, as a CCD camera and a LiF (lithium fluoride) crystal, this last one mainly used in order to obtain microradiographies of in vivo cells and their products (*exudates*) in the so-called *water window* (transmission window of water).

Furthermore, in this PhD thesis, are also reported the results obtained in the visible imaging field of objects immersed in water by amplitude modulated laser-radar system using polarimetric techniques, realized in the *ENEA* research center in Frascati (Rome), even though in the phase of laboratory prototype.

Although the two main arguments presented in this PhD thesis seem to be little correlated, an only guiding thread actually exists that joins them and permits to consider them as two different application sectors of a same research field: the *laser imaging*, obtained by means of two various sources, one of type laser-plasma using a high power (or intensity), pulsed, *tabletop*, infrared Nd:YAG/Glass laser ( $\lambda = 1064nm$ , peak power  $\cong 10^9W = 1GW$ ), while the other is represented by a visible continuous wave diode laser with low power ( $\lambda = 405nm$ , power =  $20mW$ ).

**Keywords:** laser imaging, laser-plasma X source, modulated laser-radar, microradiographies, CCD, LiF.

## INTRODUZIONE

Questa tesi di dottorato rappresenta in pratica la prosecuzione dell'attività da me svolta durante il triennio 2001 – 2004 nel corso del Dottorato di Ricerca in Ingegneria dei Microsistemi (XVII ciclo), che portò alla stesura della tesi di dottorato dal titolo “*Sistemi per la generazione di raggi X da plasma indotto da laser e possibili applicazioni*” ed al conseguimento del titolo di Dottore di Ricerca nel corso dell'anno accademico 2004 – 2005 presso l'Università degli Studi di Roma *Tor Vergata*.

Nella tesi di dottorato scritta in passato si era descritto e caratterizzato il **sistema di generazione di radiazione X soft (o molle) da plasma indotto da laser (detto anche sinteticamente sorgente laser – plasma)**, sviluppato presso la Facoltà di Ingegneria, Dipartimento di Ingegneria dell'Impresa dell'Università degli Studi di Roma *Tor Vergata*, mostrando anche alcune delle sue possibili applicazioni.

La tesi di dottorato che mi appresto a scrivere è, invece, principalmente rivolta alla prosecuzione del discorso sulle possibili applicazioni della radiazione emessa da plasma indotto da laser cercando di ampliarlo ed indirizzarlo verso settori di ricerca non trattati nella tesi scritta in passato, come quello delle radiografie di campioni, in particolare biologici, prodotte grazie ai raggi X soft emessi da una sorgente laser – plasma e registrate su due diversi supporti, quali una videocamera CCD (acronimo di *Charge Coupled Device*, che significa dispositivo ad accoppiamento di carica) ed un cristallo di LiF (fluoruro di litio).

Inoltre, nella tesi che mi appresto a scrivere, come nuovo argomento rispetto a quello di cui mi sono occupato in passato ed anche in quest'ultimo triennio di dottorato, è presente un capitolo finale sull'imaging nel visibile di oggetti immersi in acqua mediante sistema laser-radar modulato in ampiezza, sviluppato presso il centro di ricerche *ENEA* di Frascati (Roma), seppur ancora nella fase di prototipo di laboratorio.

Sebbene i due principali argomenti trattati in questa tesi di dottorato sembrano essere poco correlati tra loro, in realtà esiste un unico filo conduttore che li unisce: l'*imaging laser*.

In ogni caso, per una migliore e più facile comprensione di quanto esposto in questa tesi, è comunque importante fare riferimento alla tesi di dottorato scritta in passato, che rappresenta una delle reference fondamentali del lavoro attuale e che viene indicata con [1].

In modo più dettagliato, la tesi di dottorato che mi appresto a scrivere si compone di quattro capitoli, il primo dei quali contiene una breve esposizione delle nozioni generali sul plasma (detto anche quarto stato della materia) e la descrizione dell'apparato sperimentale usato per la generazione di plasma mediante radiazione laser che si basano su quanto già

scritto in [1] e lo integrano, il secondo riporta le considerazioni ed i risultati tratti da [2] sulle microradiografie di campioni biologici registrate in maniera digitale mediante CCD, il terzo è tratto dall'articolo [3] sull'imaging X ad alta risoluzione nella cosiddetta *water window* (finestra di trasmissione dell'acqua) di cellule in vivo e dei loro prodotti (*essudati*) mediante cristalli di LiF, mentre il quarto ed ultimo capitolo è dedicato all'imaging nel visibile di oggetti immersi in acqua mediante sistema laser-radar modulato utilizzando tecniche polarimetriche ed è tratto da [4]. In ultimo sono riportate le considerazioni finali.

Per concludere questa introduzione, si vuole già da adesso sottolineare che in generale un plasma, come sorgente puntiforme e non monocromatica di radiazione visibile, ultravioletta e X, può essere creato inviando un fascio laser focalizzato di lunghezza d'onda  $\lambda$  e di opportuna intensità  $I$  (solitamente deve essere  $I \geq 10^7 W/cm^2$ , dove  $10^7 W/cm^2$  rappresenta l'intensità di soglia per la generazione di un plasma) su un bersaglio solido, liquido o gassoso posto all'interno di una camera, detta camera per i raggi X e che lavora sotto vuoto, ad una distanza dalla lente di focalizzazione approssimativamente uguale alla focale  $f$  della lente stessa.

Nel caso del nostro sistema sperimentale realizzato per la creazione di una sorgente laser – plasma in grado di produrre radiazione X – soft, la sorgente laser utilizzata è costituita da un laser a stato solido Nd:YAG/Glass che emette impulsi nell'infrarosso di lunghezza d'onda  $\lambda = 1064nm$ , di durata  $\tau = 15ns$ , con un'energia massima teorica  $E_{max} = 20J$  e con una effettiva esattamente pari alla metà. Il target usato e su cui viene focalizzato il fascio laser è solitamente un target solido, generalmente rappresentato da sottili nastri metallici che possono ruotare su un apposito supporto meccanico. Inoltre, con il nostro sistema laser per la generazione di radiazione X soft da plasma indotto da laser, si sono raggiunte intensità  $I$  del fascio laser sul piano focale della lente di focalizzazione comprese tra  $10^{11} W/cm^2$  e  $8,49 \cdot 10^{12} W/cm^2$ , con dimensioni dello spot laser sul target di circa  $100\mu m$ .

Gli obiettivi principali per i quali questo sistema è stato realizzato sono principalmente:

- 1) rilevazione, studio e analisi degli spettri di emissione X da plasma indotto da laser (spettroscopia X);
- 2) applicazioni di microlitografia a raggi X soft e nell'estremo ultravioletto (EUV);
- 3) microscopia X;
- 4) uso di cristalli o films di LiF, come rilevatori di radiazione X, per produrre immagini di campioni (come ad esempio griglie di prova oppure sistemi biologici) con elevata risoluzione spaziale tale da essere inferiore al micron;



- 5) microradiografie X di campioni biologici ottenute, ad esempio, registrando l'immagine radiografica direttamente su CCD;
- 6) misure calibrate dell'energia della radiazione X emessa da plasma indotto da laser attorno ad una specifica lunghezza d'onda;
- 7) studi relativi all'efficienza di conversione da radiazione infrarossa emessa dalla nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass a raggi X – soft prodotti da plasma indotto da laser nella regione spettrale compresa tra  $1,3keV$  e  $1,55keV$  in termini energetici (ovvero tra  $8\text{\AA}$  e  $9,56\text{\AA}$  in termini di lunghezza d'onda), utilizzando sei diversi target solidi (ittrio, titanio, ferro, magnesio, rame e zinco).

I punti 1), 6) e 7) sono stati gli argomenti principali trattati nella mia prima tesi di dottorato [1] nel campo delle possibili applicazioni della nostra sorgente laser – plasma, mentre i punti 4) e 5) costituiscono, assieme all'imaging nel visibile di oggetti immersi in acqua mediante sistema laser-radar modulato, gli argomenti che saranno discussi nel corso di questa tesi di dottorato.

# CAPITOLO 1

## IL PLASMA E L'APPARATO SPERIMENTALE

### 1.1 Informazioni preliminari

Per definizione, un plasma è un gas ionizzato ad altissima temperatura costituito da un insieme di cariche libere positive (ioni) e negative (elettroni) e di atomi neutri, il cui moto è dominato da fenomeni elettrici. Il plasma può essere visto come il quarto stato della materia, che si va ad aggiungere ai tre stati classici solido, liquido e gassoso.

Un plasma, per poter essere considerato tale, deve possedere un numero sufficientemente elevato di particelle cariche tale che, nel suo complesso, presenti una reattività ai campi elettrici e magnetici. Per questa ragione, una delle grandezze fisiche che caratterizza lo stato di plasma è la *densità del plasma*, che rappresenta il numero di particelle cariche (sia positive e sia negative) per unità di volume in esso presenti, ovvero la densità di tali particelle.

Dunque in un plasma, essendo presenti sia ioni positivi e sia elettroni, si introducono come parametri fondamentali che lo caratterizzano la densità elettronica  $n_e$  e quella ionica  $n_i$ .

Comunque sia, anche se un plasma è formato da cariche positive (ioni) e negative (elettroni) e conduce elettricità grazie alle cariche elettriche libere in esso presenti, a livello macroscopico è elettricamente neutro poiché, riferendosi a quantità misurabili, il numero degli elettroni uguaglia quello degli ioni (cioè in un plasma la carica elettrica totale è nulla).

Inoltre, essendo costituito da particelle cariche, i moti complessivi di queste ultime sono in gran parte da attribuire alle forze elettriche a lungo raggio continuamente presenti e che tendono a mantenere il plasma neutro. Ciò rappresenta una fondamentale differenza rispetto ai gas ordinari, nei quali i moti delle particelle sono dovuti a forze a corto raggio che coinvolgono al massimo qualche molecola nelle immediate vicinanze di quella considerata [5].

Le particelle cariche libere di un plasma risentono dell'azione dei campi elettrici e magnetici applicati (o esterni) ed il moto di queste particelle genera, a sua volta all'interno del plasma, un campo elettrico o magnetico.

Tutto questo rende il plasma uno stato della materia estremamente complesso, unico e molto affascinante che giustifica pienamente gli studi fatti su di esso. Oltre a ciò, l'importanza di studiarlo risiede anche nel fatto che la quasi totalità (circa il 99%) della materia conosciuta dell'universo (ad esempio il Sole, le stelle e le nebulose) si trova nello stato di plasma.

Esso può essere generato mediante un processo di riscaldamento della materia per mezzo del quale essa viene portata a temperature molto elevate. Infatti, è proprio alle alte temperature che gli atomi che formano la materia si ionizzano, perdendo elettroni e acquistando una carica positiva con conseguente separazione tra gli ioni caricati positivamente e gli elettroni caricati, invece, negativamente.

A tal proposito, un esempio di materia nello stato di plasma è quello del gas di idrogeno ad una temperatura di qualche decina di migliaia di gradi centigradi, che risulta essere formato prevalentemente da cariche positive (ioni) e negative (elettroni).

La materia terrestre invece, trovandosi a temperature molto più basse, non è nello stato di plasma, tanto è vero che sulla Terra i plasmi sono per la maggior parte prodotti in modo artificiale nei laboratori di ricerca o nelle industrie, mentre la presenza di plasmi naturali è rara e limitata ai fulmini (scariche elettriche di grandi dimensioni che avvengono nell'atmosfera e che si instaurano tra due corpi, solitamente rappresentati da nuvola e suolo ma anche da due nuvole, da una nuvola ed un aeroplano, ecc., con una grande differenza di potenziale elettrico compresa tra  $10^9V$  e  $10^{10}V$ ), alle aurore polari ed alle fiamme (o fuochi) dovuti a combustione, la cui luce emessa è da attribuire all'energia rilasciata dalle molecole eccitate dei prodotti gassosi della combustione stessa durante la fase di diseccitazione.

Le stelle, al contrario, sono l'esempio più evidente e quantitativamente preponderante di plasmi naturali con temperature che possono raggiungere il miliardo di gradi centigradi e con un numero che, in una sola galassia, può essere di decine di miliardi.

Nei plasmi stellari inoltre, grazie proprio alle altissime temperature (almeno di *30 milioni di °C*) e alle densità sufficientemente elevate che si raggiungono, avvengono fenomeni di *fusione nucleare* nei quali i nuclei di due o più atomi, fondendosi, danno luogo ad un nucleo più pesante con produzione di energia.

A tal proposito e studiando il Sole, si è infatti capito che la grande quantità di energia da esso prodotta non può essere il frutto di reazioni chimiche, bensì deve essere attribuita ad altri processi di tipo nucleare che avvengono nella materia solare in uno stato fisico diverso da quello gassoso (lo stato di plasma, per l'appunto) e che sono rappresentati dalla fusione di nuclei di idrogeno con conseguente produzione di nuclei più pesanti di elio.

Di qui appare chiaro l'importante ruolo ricoperto da un ulteriore e fondamentale parametro che caratterizza un plasma: la sua *temperatura*. Generalmente, essa è leggermente diversa tra elettroni e ioni; pertanto, in un plasma, si parla di temperatura elettronica  $T_e$  e di temperatura ionica  $T_i$  e solitamente si ha  $T_e \geq T_i$ .

Oltre ai plasmi stellari, nell'universo sono presenti altri plasmi molto rarefatti ma sempre ad alta temperatura come ad esempio il cosiddetto *gas coronale* (detto anche *vento stellare*), che si trova in prossimità di una stella e che è costituito dalle particelle cariche sfuggite all'attrazione gravitazionale stellare. Tra i vari gas (plasmi) coronali troviamo quello del Sole, che investe tutto il sistema solare e che è costituito prevalentemente da protoni di alta energia (circa  $500keV$ ). In particolare, nelle immediate vicinanze del nostro pianeta, tale gas coronale è deviato dal campo magnetico terrestre formando così vaste regioni di plasma, tra cui le cosiddette *fasce di Van Allen*, costituite da plasmi rarefatti ad alta temperatura, e la *ionosfera* estesa tra  $60km$  e  $500km$  circa di altezza dalla superficie terrestre e formata da plasmi tenui un po' più freddi mescolati con molecole di idrogeno, ossigeno e azoto.

La presenza delle fasce di Van Allen dà luogo ad un fenomeno luminoso molto suggestivo e complesso detto *aurora (o luce) polare*, spesso anche denominata *boreale* o *australe*, a seconda dell'emisfero terrestre dove si verifica. A causa della geometria del campo magnetico terrestre, tale fenomeno ottico si osserva ai circoli polari in due ristrette fasce attorno ai poli magnetici della Terra (dette *ovali aurorali*) ed è caratterizzato dall'emissione di luce, sotto forma di bande (chiamate *archi aurorali*) solitamente di colore rosso, giallo – verde (giallo verdognolo) e azzurro (o blu) e di forma varia, come conseguenza dell'interazione tra le particelle neutre della ionosfera (cioè dell'alta atmosfera terrestre) e quelle cariche ad alta energia (in genere elettroni) delle fasce di Van Allen.

Le aurore polari possono essere visibili ad occhio nudo oppure con l'ausilio di particolari strumenti sia da terra e sia dallo spazio; in particolare, le prime sono prodotte dagli elettroni, mentre le seconde sono generate dai protoni. Le aurore polari sono più intense e frequenti durante i periodi di intensa attività solare, nel corso dei quali il campo magnetico interplanetario può essere caratterizzato da notevoli variazioni di intensità e direzione, aumentando così la possibilità di un accoppiamento con il campo magnetico terrestre.

Come già detto in precedenza, la forma di un'aurora polare può essere molto varia. Archi aurorali e brillanti raggi di luce partono da  $100km$  sopra la superficie della Terra estendendosi verso l'alto, lungo il campo magnetico, per centinaia di chilometri. Gli archi possono essere molto sottili (anche solo  $100m$ ), pur estendendosi da orizzonte ad orizzonte; inoltre, possono essere quasi immobili per poi cominciare a muoversi e torcersi. Dopo la mezzanotte, l'aurora polare può assumere una forma a macchie ed ognuna di queste spesso lampeggia circa ogni  $10s$  fino all'alba.

La maggior parte della luce visibile in un'aurora polare è di colore giallo verdognolo, ma a volte possono comparire zone di colore rosso nella parte superiore e lungo il bordo

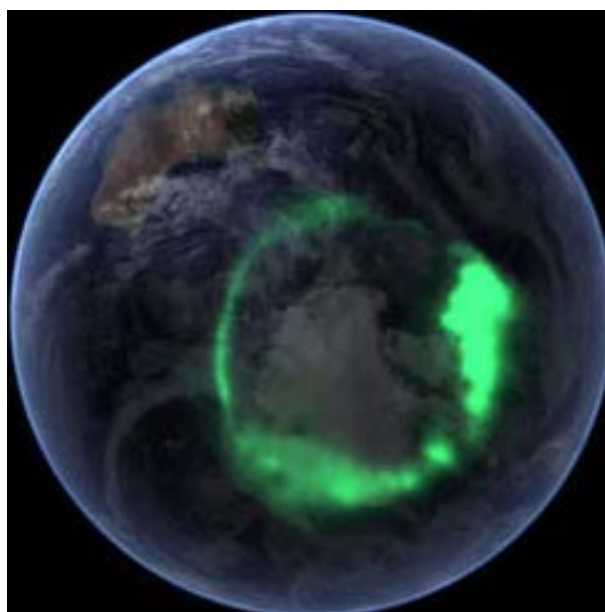
inferiore. In occasioni molto rare e sempre in cima, la luce del Sole può dar luogo a regioni con un debole colore blu; ancora più raramente (circa ogni *10 anni*), l'aurora può apparire complessivamente di colore rosso sangue.

I particolari colori di un'aurora polare dipendono dai gas presenti nell'atmosfera, dal loro stato elettrico e dall'energia delle particelle che li colpiscono. Più precisamente, l'ossigeno atomico è responsabile del colore verde ( $\lambda = 557,7nm$ ), l'ossigeno molecolare del colore rosso ( $\lambda = 630nm$ ), mentre l'azoto causa il colore blu.

Inoltre è bene osservare che, oltre a produrre luce, le particelle energetiche che formano l'aurora polare sviluppano anche calore, che viene dissipato sotto forma di radiazione infrarossa o trasportato via dai forti venti presenti nell'alta atmosfera.



**Figura 1** *A sinistra: aurora boreale sopra Bear Lake in Alaska (fonte: [http://it.wikipedia.org/wiki/Aurora\\_boreale](http://it.wikipedia.org/wiki/Aurora_boreale)). A destra: aurora boreale sopra una foresta (fonte: [http://it.wikipedia.org/wiki/Aurora\\_boreale](http://it.wikipedia.org/wiki/Aurora_boreale)).*



**Figura 2** *Aurora australis (australe) come appare ripresa dallo spazio mediante satellite (fonte: [http://it.wikipedia.org/wiki/Aurora\\_boreale](http://it.wikipedia.org/wiki/Aurora_boreale)).*

La presenza della ionosfera, invece, garantisce la possibilità di trasmettere i segnali radio a grande distanza sulla Terra, poiché si comporta come una superficie di riflessione per le onde radio, analoga a quella di uno specchio per le onde luminose, dando così luogo ad un vero e proprio ponte radio naturale tra postazioni terrestri lontane.

Oltre ai plasmi naturali (come la ionosfera), esistono anche i plasmi artificiali prodotti dall'uomo. Questi si differenziano da quelli naturali per le dimensioni, la composizione, la densità e la temperatura. L'interesse per i plasmi artificiali sta nel fatto che è possibile controllarne direttamente i parametri fondamentali quali dimensioni, densità, temperatura, ecc. in base al loro impiego.

Il modo più semplice di generare un plasma artificiale è quello di produrre una scarica elettrica in un gas rarefatto (solitamente un gas nobile come elio, neon, argon, ecc.) all'interno di un recipiente di vetro svuotato inizialmente d'aria mediante una pompa da vuoto tipicamente fino a pressioni di  $(10^{-2} - 10^{-6})\text{mbar}$  e poi riempito con il gas in questione. Il plasma viene ottenuto grazie alla presenza, a temperatura ambiente, di ioni ed elettroni all'interno del gas (dell'ordine di  $10^4$  in un  $\text{m}^3$ ) che, accelerati dalla elevata differenza di potenziale applicata, raggiungono una velocità tale da riuscire a ionizzare le molecole o gli atomi urtati durante il loro moto. Un sistema di questo tipo fu usato nei primi studi effettuati nel 1928 - 1929 da Langmuir sui gas ionizzati.

I plasmi generati mediante scarica elettrica sono tuttora usati nelle lampade al neon, ovvero in un particolare tipo di lampada a scarica costituita da un bulbo di vetro trasparente contenente gas neon a bassa pressione.

I plasmi così prodotti sono molto rarefatti ed il colore della luce da loro emessa, solitamente arancione e di debole intensità tanto è vero che le lampade al neon propriamente dette sono utilizzate più a scopo di segnalazione che di illuminazione, dipende dal tipo di gas impiegato nella scarica.

Produrre un plasma, in particolare in modo artificiale, non è affatto facile soprattutto se si vogliono raggiungere temperature e densità elevate a causa del problema del confinamento (o contenimento).

Più esattamente, se i plasmi sono poco densi, si può usare un sistema di scarica come quello descritto precedentemente ed il problema del confinamento è piuttosto limitato, in quanto la quantità di materia allo stato di plasma è poca e la capacità di trasmettere calore alle pareti del recipiente ove il plasma è contenuto risulta essere relativamente bassa, malgrado le temperature in gioco siano abbastanza elevate (dell'ordine di  $30000^\circ\text{C}$ ). Per i plasmi densi, invece, il problema del confinamento è molto più marcato e si cerca di risolverlo tramite

opportuni campi magnetici, per intrappolare le particelle cariche del plasma in una regione limitata di spazio opportunamente definita.

Tale metodo di confinamento magnetico di un plasma è, ad esempio, usato nella fusione termonucleare controllata con lo scopo di dar luogo a reazioni di fusione nucleare, come quelle che avvengono, invece, naturalmente nel Sole, al fine di riuscire ad ottenere una fonte di energia alternativa praticamente illimitata rispetto a quelle tradizionali non rinnovabili.

In particolare, i plasmi densi e ad alta temperatura (qualche decina di milioni di gradi centigradi), impiegati per i processi di fusione nucleare, vengono generati attraverso apparati sperimentali molto complessi e costosi in regioni limitate dello spazio di forma toroidale, a cui sono applicati intensi campi magnetici tali che il plasma risulti essere confinato, assumendo la forma di una ciambella (fusione termonucleare a confinamento magnetico).

Altre ricerche, invece, sono rivolte allo studio della fisica dello stato di plasma e vengono effettuate mediante apparati più semplici, meno costosi e di piccole dimensioni chiamati *tabletop systems* (cioè sistemi le cui dimensioni sono tali da entrare in pochi banchi ottici da laboratorio), con i quali è possibile produrre plasmi con differenti densità e temperature.

Gli obiettivi principali di tali ricerche sono rivolti alla determinazione dei parametri fondamentali di un plasma quali la densità e la temperatura, allo studio delle modalità stesse di produzione di un plasma e dei suoi cambiamenti per effetto dei campi elettrici e magnetici in esso presenti (dinamica di un plasma) o a cui può essere sottoposto dall'esterno e all'utilizzo della radiazione emessa da un plasma (in particolare quella ultravioletta e X) per fare spettroscopia oppure microradiografie dei campioni di interesse, ad esempio biologici.

Nella maggior parte dei casi, la determinazione dei parametri di un plasma avviene con metodi indiretti. Infatti, per diagnosticare lo stato di plasma, non è possibile fare prelievi (o usare modalità perturbative), che sicuramente alterano o addirittura distruggono il plasma; inoltre, non si può neanche ricorrere a sonde che potrebbero bruciarsi a contatto con esso. Per ovviare a tali inconvenienti, si possono ad esempio usare diagnostiche basate su onde elettromagnetiche trasmesse nel plasma e sulle variazioni dei parametri di queste onde, che sono direttamente correlate alle caratteristiche del plasma.

La maggior parte dei plasmi artificiali viene prodotto nei laboratori di ricerca e nell'industria.

Una delle tecniche usate nei laboratori per generare un plasma si basa sul riscaldamento di un bersaglio (solido, liquido o gassoso) mediante radiazione emessa da una sorgente laser ad impulsi corti o ultracorti di durata  $\tau$  compresa tra  $1fs = 10^{-15}s$  e qualche decina di ns

( $I_{ns}=10^{-9}s$ ) e di potenza di picco elevatissima (dell'ordine di almeno  $1GW = 10^9W$ ) focalizzata, così da raggiungere sul target un'intensità  $I$  di almeno  $10^7W/cm^2$  (intensità solitamente considerata di soglia per la generazione di un plasma). Questa è anche la tecnica da noi usata nel nostro apparato sperimentale per produrre plasmi.

In maniera più completa rispetto a quanto già anticipato in precedenza, è bene sottolineare che i plasmi artificiali prodotti in laboratorio, ad esempio mediante sorgenti laser di altissima potenza, sono generati per poter compiere studi in vari settori di ricerca tra cui:

- I) il campo dell'interazione radiazione – materia;
- II) il campo della fisica dei plasmi, per determinarne i parametri fondamentali (densità, temperatura, ecc.) e la sua dinamica;
- III) il campo dell'astrofisica per riprodurre in laboratorio, per istanti di tempo molto brevi (pari alla durata dell'impulso laser), le condizioni che si trovano nelle stelle e per verificare la validità di complesse teorie sulla struttura atomica o sulla composizione chimica del plasma stellare;
- IV) il campo della fusione nucleare a confinamento inerziale e magnetico, al fine di ottenere fonti alternative di energia rispetto a quelle tradizionali;
- V) il campo della radiazione UV – X (UV = ultravioletto) emessa da plasma indotto da laser, con lo scopo di:
  - a) rilevare ed analizzare gli spettri di emissione UV – X ottenendo e identificando le transizioni atomiche e le righe spettrali in un certo intervallo di lunghezze d'onda (spettroscopia UV e X);
  - b) sviluppare sorgenti di radiazione X ultracorte, come quelle al picosecondo ( $1ps = 10^{-12}s$ ), tra cui i laser X;
  - c) effettuare della microscopia X, delle radiografie di campioni di interesse (in particolare biologici) e della microlitografia a raggi X soft e nell'estremo ultravioletto (EUV);
- VI) il campo dell'elettrodinamica quantistica;
- VII) il campo della fisica delle alte energie e degli acceleratori di particelle, per ridurre i costi e le dimensioni;
- VIII) il campo della fisica dello stato solido.

In campo industriale, invece, i plasmi sono prodotti soprattutto per applicazioni tecnologiche. Più esattamente, nell'industria i plasmi sono usati da molti anni in metallurgia, al posto della fiamma ossidrica, per il taglio e la fusione dei metalli, in microelettronica per la fabbricazione dei circuiti integrati, in elettronica per gli schermi al plasma, nell'ambiente per



il trattamento dei rifiuti tossici ed, infine, nella lavorazione e nel trattamento di superfici per la deposizione di metalli o ceramiche.

In definitiva, quindi, questa rapida carrellata dei principali settori di applicazione dei plasmi dimostra l'importanza degli studi scientifici effettuati su di essi e giustifica anche il grande sforzo, in termini di risorse umane ed economiche, profuso per portare avanti la ricerca il cui valore, sebbene non immediatamente stimabile, ha sovente condotto ad innovazioni nel campo della fisica e alla scoperta di nuove tecnologie.

In conclusione, è interessante far notare che la materia nello stato di plasma si comporta in maniera completamente diversa rispetto ad un sistema costituito soltanto da particelle neutre (un gas di molecole, ad esempio). Infatti, al contrario di quanto osservato in quest'ultimo, a causa delle particelle cariche presenti in un plasma, in esso si assiste ad una forte interazione tra le particelle stesse e tra queste ed i campi elettrici e magnetici presenti, che rendono il plasma un sistema estremamente complesso.

## **1.2 Cenni storici**

Come già detto precedentemente, il plasma è spesso chiamato quarto stato della materia (gli altri tre sono solido, liquido e gassoso) riproducendo, così, l'idea dei quattro elementi primi immutabili (fuoco, aria, terra e acqua), che storicamente si fa risalire al filosofo greco Empedocle vissuto tra il 492 a.C. ed il 430 a.C., la cui unione dà luogo alla realtà mutevole che ci circonda determinando la nascita delle cose, la loro separazione e la loro morte.

I primi esperimenti sui plasmi risalgono, però, al periodo in cui furono fatte le prime scoperte sull'elettromagnetismo; in particolare, quelle relative alle proprietà delle scariche elettriche nei gas sono attribuite allo storico esperimento di Benjamin Franklin, con il quale fu scoperta la natura elettrica del fulmine.

Più esattamente, a Philadelphia (giugno 1752) egli usò come dispositivo un aquilone, legato all'estremità di un filo di canapa. All'altra estremità fu appesa una chiave e l'aquilone fu portato in prossimità delle nuvole durante un temporale.

Tenendo a distanza l'estremità con la chiave mediante un nastro di seta al fine di proteggersi le mani, Benjamin Franklin osservò che la chiave si muoveva per effetto dell'accumulo di cariche elettriche e che era possibile caricare con questa una bottiglia di Leida (forma più antica di condensatore usata per condurre i primi esperimenti sull'elettricità nella seconda metà del XVIII secolo), che aveva già fatto nei suoi precedenti studi sull'elettrostatica.

Studi successivi più rigorosi furono fatti negli anni attorno al 1870 da Sir William Crookes in concomitanza con la creazione dei primi tubi da vuoto, detti tubi di Crookes, modificando il prototipo creato da Johann Heinrich Geissler, chiamato per l'appunto tubo di Geissler (per inciso, si noti che fu proprio un tubo simile a questo che portò Röntgen alla scoperta dei raggi X).

Per molto tempo, comunque, gli studi sui plasmi furono piuttosto superficiali e rimasero più che altro una curiosità, ad eccezione di quelli approfonditi compiuti da Irving Langmuir che, negli anni attorno al 1920, si occupò in particolare dell'interazione dei plasmi, generati mediante scarica elettrica in un gas, con le pareti del contenitore all'interno del quale i plasmi stessi venivano creati e che gli valsero il premio Nobel nel 1932.

L'inizio di una ricerca sistematica sulla fisica dei plasmi risale, invece, soltanto alla fine degli anni cinquanta quando, durante la Conferenza di Ginevra *Atoms for peace*, fu sancito l'inizio degli studi per uno sfruttamento pacifico della fusione nucleare, mentre contemporaneamente fu costituita l'Agenzia Internazionale per l'Energia Atomica (IAEA) nel 1957.

Più o meno nello stesso periodo iniziarono anche i primi studi relativi agli effetti dei campi magnetici sui plasmi (come ad esempio la ionosfera) compiuti dal fisico svedese Hannes Alfvén, che gli valsero il premio Nobel nel 1970 e che consentirono di spiegare il meccanismo che è all'origine delle fasce di Van Allen in termini di moti di ioni ed elettroni.

Infine, lo sviluppo di sorgenti laser ad altissima potenza (in particolare quelle dette *tabletop systems* di natura impulsata con potenze di picco fino al  $TW = 10^{12}W$ ) e delle relative tecniche realizzative [1] (free running, Q – switching, mode locked, CPA ovvero Chirped Pulse Amplification), iniziato nel 1960 con l'invenzione del laser e tuttora in corso, ha consentito di raggiungere intensità  $I$  (cioè potenza per unità di superficie) elevatissime sul bersaglio (fino a  $10^{20} - 10^{21}W/cm^2$ ), aprendo così nuove frontiere di ricerca nel campo della fisica dei plasmi (paragrafo 1.1).

Infatti, quando un fascio laser di elevata intensità ( $I \geq 10^7W/cm^2$ ) colpisce un target solido, quest'ultimo viene immediatamente ablatato e si forma un plasma nella regione ove il fascio laser opportunamente focalizzato ha colpito il bersaglio; una volta formato, il plasma si espande e si raffredda.

I plasmi così generati tendono ad avere caratteristiche estreme (per esempio densità molto elevate e simili a quelle di un solido comprese tra  $10^{20}cm^{-3}$  e  $10^{23}cm^{-3}$ , temperature molto alte dell'ordine delle decine/centinaia di milioni di °C), che non si riscontrano nei plasmi convenzionali e che possono essere tali da innescare processi di fusione nucleare.

In effetti, è proprio inviando da differenti direzioni una serie di fasci laser focalizzati di potenza complessiva elevatissima prossima al  $TW$  su un piccolo target solido fino a farlo implodere che si realizza la  *fusione a confinamento inerziale*.

Ai giorni nostri, la fisica del plasma è ancora un settore in piena espansione, non solo nel campo della fusione nucleare, grazie ai numerosi settori di ricerca ove trova applicazione.

### 1.3 Parametri di base dello stato di plasma

I parametri di base che caratterizzano lo stato di plasma sono la temperatura e la densità delle due specie cariche (elettroni e ioni) in esso presenti, ovvero le quantità  $T_e$  = temperatura elettronica,  $T_i$  = temperatura ionica,  $n_e$  = densità elettronica e  $n_i$  = densità ionica.

Si consideri un plasma ideale costituito da un ugual numero di elettroni, aventi massa  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31} kg$  e carica  $-e$  con  $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$  che rappresenta la carica elettrica elementare, e di ioni con massa  $m_i$  e carica  $+e$ , ossia un sistema a carica elettrica totale nulla (elettricamente neutro). Malgrado non venga necessariamente richiesto che il sistema abbia raggiunto l'equilibrio termico, si assume comunque che l'energia termica elettronica  $k_B T_e$  e quella ionica  $k_B T_i$  siano uguali rispettivamente all'energia cinetica media degli elettroni  $\frac{1}{2} m_e \langle v_e \rangle^2$  e a quella degli ioni  $\frac{1}{2} m_i \langle v_i \rangle^2$ , cioè si ha:

$$k_B T_e = \frac{1}{2} m_e \langle v_e \rangle^2 \quad (1)$$

$$k_B T_i = \frac{1}{2} m_i \langle v_i \rangle^2 \quad (2)$$

dove  $\langle v_e \rangle$  e  $\langle v_i \rangle$  sono rispettivamente la *velocità termica media degli elettroni e quella degli ioni* (pertanto  $\langle v_e \rangle^2$  e  $\langle v_i \rangle^2$  rappresentano la velocità termica quadratica media elettronica e ionica, rispettivamente). Dividendo le relazioni appena scritte per la costante di Boltzmann  $k_B$ , si ricavano immediatamente le espressioni della temperatura elettronica  $T_e$  e di quella ionica  $T_i$  misurate in Kelvin, ovvero si ha:

$$T_e = \frac{m_e \langle v_e \rangle^2}{2k_B} \quad (3)$$

$$T_i = \frac{m_i \langle v_i \rangle^2}{2k_B} \quad (4)$$

Nella fisica dei plasmi, solitamente si preferisce esprimere la **temperatura elettronica**  $T_e$  e **quella ionica**  $T_i$ , anziché in *Kelvin*, **in unità di energia** e quindi in *Joule* oppure, come capita più spesso, in *elettronvolt* (a tal proposito, si ricorda che  $1eV = 1,6 \cdot 10^{-19}J$ ). In questo caso e per una maggiore precisione,  $T_e$  e  $T_i$  sono anche dette *temperature cinetiche* e la loro espressione, facilmente ricavabile da quelle appena riportate ponendo  $k_B = 1$ , diventa:

$$T_e = \frac{1}{2} m_e \langle v_e \rangle^2 \quad (5)$$

$$T_i = \frac{1}{2} m_i \langle v_i \rangle^2 \quad (6)$$

Grazie a queste due ultime formule, è possibile affermare che la temperatura cinetica elettronica  $T_e$  e quella ionica  $T_i$  non esprimono altro che l'energia cinetica media degli elettroni e degli ioni, rispettivamente, e solitamente si ha  $T_e \geq T_i$ . D'ora in poi, salvo diverso avviso, quando si parlerà di temperatura elettronica e di quella ionica si intenderà sempre la temperatura cinetica, cioè le temperature  $T_e$  e  $T_i$  si intenderanno sempre espresse in termini di unità di energia.

Inoltre, la condizione secondo la quale un plasma ideale va considerato come un sistema elettricamente neutro nel quale il numero di elettroni uguaglia quello degli ioni implica che, a parità di volume considerato, a valere sia anche l'uguaglianza  $n_e = n_i$  tra la densità elettronica e quella ionica. Nel caso dei plasmi reali, pur valendo in generale la condizione di complessiva neutralità elettrica, sono presenti delle piccole deviazioni dalla perfetta neutralità (per questo si parla di *quasi neutralità* nel caso di un plasma reale) e pertanto, essendo il numero degli elettroni non proprio esattamente uguale a quello degli ioni, si ha anche che la densità elettronica e quella ionica sono solo all'incirca uguali tra loro (cioè in un plasma reale vale la condizione  $n_e \cong n_i$  anziché l'uguaglianza  $n_e = n_i$ ).

Assumendo che in un plasma la temperatura elettronica sia uguale a quella ionica (cioè  $T_e = T_i = T$ ), è possibile determinare la velocità termica media degli elettroni e degli ioni, che è diversa a causa della differente massa delle due particelle. Infatti, invertendo le formule (5) e (6), si ottiene:

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{2T}{m_e}} \quad (7)$$

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{2T}{m_i}} \quad (8)$$

Essendo gli ioni più pesanti degli elettroni (cioè essendo  $m_i > m_e$ ), la loro velocità termica media è minore di quella degli elettroni. Inoltre, facendo il rapporto tra la (8) e la (7), si ottiene un'espressione che lega direttamente  $\langle v_i \rangle$  a  $\langle v_e \rangle$  ovvero, sempre nell'ipotesi che  $T_e = T_i = T$ , si ricava:

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot \langle v_e \rangle \quad (9)$$

Più in generale, nell'ipotesi che la temperatura elettronica sia diversa da quella ionica, le relazioni appena scritte diventano (si noti che la velocità termica media degli ioni è sempre minore di quella degli elettroni):

$$\langle v_e \rangle = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}} \quad (10)$$

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}} \quad (11)$$

$$\langle v_i \rangle = \sqrt{\frac{m_e}{m_i} \cdot \frac{T_i}{T_e}} \cdot \langle v_e \rangle \quad (12)$$

## 1.4 Lunghezza di Debye

Come già detto in precedenza, la definizione comunemente accettata di plasma è quella di un insieme di particelle cariche ad altissima temperatura che globalmente si mantiene neutro, pur esistendo piccole deviazioni dalla perfetta neutralità (*quasi neutralità* di un plasma reale) che sono responsabili di importanti conseguenze dinamiche nei plasmi.

Esistono, poi, plasmi particolari che sono costituiti da una sola specie di particelle cariche (ad esempio elettroni, da cui il nome di plasmi elettronici), che sono evidentemente non neutri e principalmente di natura artificiale, generati sovente nei laboratori di ricerca, il cui equilibrio è strettamente legato alla presenza di opportuni ed intensi campi magnetici, che regolano il moto delle particelle cariche del plasma.

In tale contesto, il paragone che spesso viene fatto è quello con la gelatina rosa, che al suo interno contiene particelle rosse e bianche, ma che l'occhio percepisce nella sua globalità di colore rosa. Come nella gelatina esiste una minima distanza spaziale in corrispondenza della quale è possibile vedere le particelle rosse e bianche in modo separato, così anche nel

plasma esiste una distanza minima per la quale il moto degli elettroni e degli ioni può essere considerato indipendente. Questa minima distanza è detta *lunghezza di Debye*.

In sostanza, poiché in un plasma (ideale) deve essere sempre verificata la condizione secondo la quale  $n_e = n_i$ , per mantenere tale condizione al suo interno si forma un campo elettrico (detto *ambipolare*) che tende a frenare gli elettroni, che sono più veloci a diffondere, e ad accelerare gli ioni. L'energia potenziale elettrica  $U$  associata a tale campo è direttamente proporzionale al quadrato della carica elettrica elementare  $e$  ed al quadrato della dimensione tipica del plasma  $L$ , oltre che alla densità di carica al centro del plasma  $n(0)$ , cioè si ha:

$$U \propto \frac{e^2 n(0)}{\epsilon_0} \cdot L^2 \quad (13)$$

dove  $\epsilon_0$  è la costante dielettrica del vuoto pari a  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{C^2}{Nm^2}$ .

Come si può vedere dalla formula appena scritta, l'energia potenziale elettrica è tanto più grande quanto maggiori sono la densità delle particelle cariche al centro del plasma  $n(0)$  (per esempio  $n(0)$  può rappresentare la densità elettronica  $n_e$ ) e la dimensione tipica  $L$ . Inoltre, se  $U$  supera l'energia di agitazione termica  $k_B T$  delle particelle ( $k_B =$  costante di Boltzmann pari a  $1,38 \cdot 10^{-23} J/K$ ,  $T =$  temperatura assoluta della specie carica considerata, per esempio gli elettroni) si ha *diffusione ambipolare*, mentre se  $U$  è minore rispetto all'energia  $k_B T$  siamo in condizioni di *diffusione libera*.

Quando, invece, l'energia potenziale elettrica  $U$  uguaglia quella di agitazione termica  $k_B T$ , è possibile definire l'energia minima che le particelle devono avere per potersi muovere liberamente, cioè in modo indipendente. Questa energia minima permette di determinare la minima lunghezza (o distanza) entro la quale le particelle possono diffondere ed il moto degli elettroni può essere separato (cioè considerato indipendente) da quello degli ioni.

Tale lunghezza, che è la *lunghezza di Debye*  $\lambda_D$ , è data dalla relazione:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n(0)}} \quad \Rightarrow \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T}{e^2 n}} \quad \text{esprimendo } T \text{ in unità energetiche} \quad (14)$$

Grazie all'espressione appena trovata, è possibile dare una definizione più precisa di plasma secondo la quale esso è *un sistema costituito da cariche elettriche negative (elettroni), positive (ioni) e da atomi neutri le cui dimensioni sono molto più grandi rispetto alla lunghezza di Debye, ossia è un sistema tale che risulti  $\lambda_D \ll L$* . Pertanto, questo significa che per un plasma è molto raro che si abbia  $\lambda_D \gg L$ , anche perché questo comporterebbe una densità di particelle molto bassa essendo  $n(0)$  presente al denominatore dell'espressione di  $\lambda_D$ .

Si noti anche che, se la temperatura del plasma viene espressa in elettronvolt  $eV$  (cioè in unità di energia) e la densità di particelle in  $m^{-3}$ , allora la lunghezza di Debye espressa in metri può essere scritta nel seguente modo:

$$\lambda_D(\text{in } m) = 7430 \cdot \sqrt{\frac{T(\text{in } eV)}{n(0)(\text{in } m^{-3})}} \quad (15)$$

Oltre a ciò si noti infine che, nel caso specifico dei plasmi di laboratorio, la lunghezza di Debye è tipicamente dell'ordine di decine di micron e che, in generale, consente di definire una sfera di raggio  $\lambda_D$  (detta *sfera di Debye*) all'interno della quale possono avvenire processi che coinvolgono la singola particella e non collettivi.

All'esterno della sfera di Debye, invece, il comportamento degli elettroni e quello degli ioni è fortemente influenzato dal campo elettrico ambipolare, ovvero dalla natura a lungo raggio del potenziale elettrostatico, e ioni ed elettroni si muovono gli uni rispetto agli altri come fossero un unico corpo, dando luogo ai cosiddetti *moti (o fenomeni) collettivi* di un plasma.

In particolare le collisioni tra elettroni e ioni, dovute alla forza di Coulomb, sono nei plasmi un esempio di fenomeno collettivo, dove le interazioni a più corpi dominano rispetto a quelle che coinvolgono solamente due corpi, a differenza dei gas neutri nei quali le collisioni sono essenzialmente un fenomeno binario (cioè a due corpi). In un plasma, inoltre, il libero cammino medio associato alle collisioni di Coulomb, definito come la distanza media fra due eventi di urto successivi, è maggiore della lunghezza di Debye.

## 1.5 Plasmi debolmente e fortemente accoppiati: parametro di plasma $\Lambda$

In un plasma, la distanza media  $r_d$  tra particelle e quella  $r_c$  tra primi vicini sono così definite:

$$r_d = n^{-1/3} \quad (16)$$

$$r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 T} \quad (17)$$

dove  $n$  è la densità della specie carica considerata e  $T$  la temperatura espressa in unità energetiche (in *Joule* o in  $eV$ ; si noti che la temperatura di  $1eV$  corrisponde a circa  $11600K$ ).

In tale contesto, si ricorda che  $r_c$  è la distanza a cui l'energia totale  $U_T(r = r_c, \langle v \rangle)$  di una particella carica nel campo elettrico generato da un'altra si annulla, essendo:

$$U_T(r, \langle v \rangle) = U_{cin}(\langle v \rangle) + U_{pot}^{elett}(r) = \frac{1}{2} m \langle v \rangle^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (18)$$

dove  $m$  e  $\langle v \rangle$  sono rispettivamente la massa e la velocità termica media della specie carica a cui la particella appartiene,  $U_{cin}(\langle v \rangle) = \frac{1}{2} m \langle v \rangle^2$  è l'energia cinetica della particella e

$U_{pot}^{elett}(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$  la sua energia potenziale elettrostatica.

A seconda del valore assunto dalla quantità adimensionale  $r_d / r_c$ , è possibile distinguere tra *plasmi fortemente e debolmente accoppiati*. Più esattamente i plasmi fortemente accoppiati, che hanno più cose in comune con un liquido rispetto ad un plasma debolmente accoppiato convenzionale, sono quelli in cui  $r_d / r_c \ll 1$  (ovvero in cui il rapporto  $r_d / r_c$  è piccolo), dove ogni particella carica è soggetta all'azione elettrostatica dominante del campo elettrico generato da un'altra particella "vicina" ad essa presente all'interno della sfera di Debye e dove, pertanto, l'energia cinetica è molto più piccola rispetto a quella potenziale elettrostatica.

I plasmi debolmente accoppiati, invece, sono quelli in cui  $r_d / r_c \gg 1$  (ovvero in cui il rapporto  $r_d / r_c$  è grande), dove le interazioni elettrostatiche tra le singole particelle cariche non dominano essendo eventi piuttosto rari e dove ogni particella è influenzata elettrostaticamente dall'azione di tutte le altre contenute all'interno della sfera di Debye, anche se queste interazioni sono soltanto molto raramente causa di cambiamenti improvvisi nel moto della particella.

In tale ambito, si introduce il parametro di plasma  $\Lambda$  (adimensionale) che rappresenta il numero medio di particelle contenute nella sfera di Debye e che è dato dall'espressione:

$$\Lambda = 4\pi \cdot n \lambda_D^3 \quad (19)$$

In ogni caso, mettendo insieme le equazioni (14), (16), (17) e (19),  $\Lambda$  può anche essere scritto nella forma:

$$\Lambda = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \cdot \left( \frac{r_d}{r_c} \right)^{3/2} = \frac{4\pi\epsilon_0^{3/2}}{e^3} \cdot \frac{T^{3/2}}{\sqrt{n}} \quad (20)$$

In base al significato fisico del parametro di plasma, si può affermare che quando  $\Lambda \ll 1$  la sfera di Debye è scarsamente popolata ed il plasma è fortemente accoppiato mentre, al contrario, quando  $\Lambda \gg 1$  la sfera di Debye è densamente popolata ed il plasma è debolmente accoppiato (per tali plasmi  $\Lambda$  è dell'ordine di  $10^2 - 10^8$ ).



Dall'equazione (20) è anche possibile dedurre che i plasmi fortemente accoppiati tendono ad essere densi e freddi (cioè a più bassa temperatura non superiore alle decine/centinaia di  $eV$  per quel che concerne gli elettroni), mentre i plasmi debolmente accoppiati tendono ad essere rarefatti (ovvero meno densi con densità fino a circa  $10^{20}m^{-3}=10^{14}cm^{-3}$ ) e caldi (cioè si trovano a più alta temperatura non inferiore alle migliaia di  $eV$ , sempre per quel che concerne gli elettroni).

Esempi classici di plasmi fortemente accoppiati (cioè di plasmi densi e freddi) sono quelli prodotti mediante ablazione laser, con i quali si raggiungono densità prossime a quelle di un solido mentre i plasmi caldi e rarefatti, che si incontrano tipicamente nella fisica della ionosfera e dei plasmi interstellari, in astrofisica e nella fusione nucleare, sono chiari esempi di plasmi debolmente accoppiati.

In particolare, nel caso dei plasmi generati su bersaglio solido mediante la nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass, risultando solitamente (a seconda dell'intensità del laser sul target)  $200eV \leq T_e \leq 300eV$  e  $5 \cdot 10^{20}cm^{-3} \leq n_e \leq 10^{21}cm^{-3}$  [1], si può affermare che essi appartengono alla categoria dei plasmi densi e freddi (o almeno non così caldi), cioè si possono considerare appartenenti alla famiglia dei plasmi fortemente accoppiati.

## 1.6 Densità elettronica critica e pulsazione di plasma

L'emissione di radiazione UV e X (soft o hard) da parte di un plasma indotto da laser può essere ottimizzata, in generale, massimizzando la temperatura e la densità elettronica critica  $n_c$  del plasma, ovvero è necessario ottimizzare la capacità di penetrazione del fascio laser nel plasma in modo tale da incrementare la quantità di plasma in grado di assorbire radiazione ed emettere raggi UV e X (modello a plasma freddo [1]).

La densità elettronica critica di un plasma, definita come il valore del numero di elettroni per unità di volume raggiunto il quale ad una certa profondità  $x$  di penetrazione il fascio laser viene riflesso dal plasma generato, analogamente a quanto accade alle onde radio che si riflettono nella ionosfera terrestre, dipende tramite legge quadratica dalla pulsazione  $\omega_0$  della radiazione laser incidente ed è data dalla seguente relazione:

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0}{e^2} \cdot \omega_0^2 = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \frac{1}{\lambda_0^2} = A \cdot \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (21)$$

dove  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$  con  $\lambda_0$  che rappresenta la lunghezza d'onda del fascio laser utilizzato e  $c$  la velocità della luce nel vuoto ( $c = 3 \cdot 10^8 m/s$ ), mentre  $A$  è una costante avente le dimensioni fisiche dell'inverso di una lunghezza data dall'espressione

$$A = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \varepsilon_0}{e^2} \quad (22)$$

ed il cui valore è pari a

$$A = 1,12 \cdot 10^9 \mu\text{m}^{-1} = 1,12 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-1}$$

Poichè solitamente la densità elettronica di un plasma viene espressa in  $\text{cm}^{-3}$ , allora la (21) può essere riscritta nella seguente forma adatta allo scopo:

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = \frac{1,12 \cdot 10^{21}}{\lambda_0^2 (\mu\text{m}^2)} \quad (23)$$

dalla quale si evince chiaramente che la densità elettronica critica di un plasma aumenta con legge quadratica al diminuire della lunghezza d'onda  $\lambda_0$  della radiazione laser incidente.

Inoltre, modellizzando il plasma come un sistema senza perdite dove gli elettroni vengono mossi armonicamente senza urti dal campo elettrico restando in equilibrio con gli ioni, la costante dielettrica relativa  $\varepsilon_r$  del plasma è reale e può essere scritta nella forma:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}{\omega_0^2} = 1 - \frac{n_e}{n_c} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \quad (24)$$

dove

$$\omega_p = \omega_p(n_e) = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{n_e}{m_e \varepsilon_0}} \cdot e \quad (25)$$

è un altro importante parametro di un plasma detto *pulsazione elettronica*, che rappresenta la pulsazione angolare di oscillazione elettrostatica dell'elettrone nel plasma e che dipende dal valore assunto dalla densità elettronica  $n_e(z)$  in corrispondenza della coordinata  $z$  di propagazione dell'onda piana con cui viene rappresentata la radiazione laser incidente.

Alla pulsazione elettronica  $\omega_p$  è associata, ovviamente, una frequenza di oscillazione elettrostatica  $f_p$  degli elettroni (detta anche *frequenza di plasma*) data dall'espressione:

$$f_p = f_p(n_e) = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{n_e}{m_e \varepsilon_0}} \cdot e \quad (26)$$

In maniera analoga a quanto fatto per gli elettroni, in un plasma è possibile definire anche una pulsazione  $\omega_{pi}$  ed una frequenza  $f_{pi}$  di oscillazione elettrostatica degli ioni mediante le seguenti relazioni in cui va tenuto conto che, generalmente, in un plasma si può considerare  $n_e = n_i = n$ :

$$\omega_{pi} = \omega_{pi}(n_i) = \sqrt{\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0}} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot \omega_p \quad (27)$$

$$f_{pi} = f_{pi}(n_i) = \frac{\omega_{pi}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{n_i e^2}{m_i \epsilon_0}} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \cdot f_p \quad (28)$$

Essendo  $m_i > m_e$  e, quindi,  $\omega_{pi} < \omega_p$  in un plasma ideale neutro (ossia in un plasma reale quasi neutro dove  $n_i \cong n_e$ ), nella fisica dei plasmi il parametro fondamentale per valutare la scala dei tempi con cui avvengono i fenomeni è la *pulsazione elettronica*  $\omega_p$  (ossia la frequenza di oscillazione  $f_p$  degli elettroni da cui si ricava il loro periodo di oscillazione  $\tau_p = 1/f_p = 2\pi/\omega_p$ ) che, per questo motivo, è anche semplicemente detta *pulsazione di plasma*.

In qualche senso, quindi, esiste un'analogia di  $\omega_p$  (ovvero di  $\tau_p$ ) con la lunghezza di Debye  $\lambda_D$  che, nella fisica dei plasmi, rappresenta il parametro fondamentale per valutare la scala delle lunghezze con cui avvengono i fenomeni (collettivi e non).

Inoltre, la presenza di una pulsazione (o frequenza) di oscillazione elettrostatica degli elettroni dà luogo ad un altro importante fenomeno collettivo chiamato *oscillazioni di plasma*.

A tal proposito, si consideri una situazione unidimensionale in cui una "fetta" di elettroni di sezione  $S$  viene spostata di un tratto  $x$  dalla posizione di quasi neutralità nella direzione ortogonale a  $S$ . Così facendo si genera un campo elettrico perpendicolare alla superficie  $S$ , grazie alla presenza della densità superficiale di carica  $\sigma$  ed a quella di segno opposto  $-\sigma$  come conseguenza dello spostamento di carica.

L'espressione del campo elettrico così prodotto è la seguente:

$$\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \hat{x} = \frac{n_e \cdot e \cdot x}{\epsilon_0} \hat{x} \quad (29)$$

dove  $\hat{x}$  è il versore dell'asse  $x$  orientato dalla faccia con densità di carica positiva  $+\sigma$  verso quella con densità di carica negativa  $-\sigma$  e dove

$$\sigma = n_e \cdot e \cdot x \quad (30)$$

La forza coulombiana agente sugli elettroni è quindi:

$$\vec{F} = -e\vec{E} = -\frac{n_e e^2 x}{\epsilon_0} \hat{x} \quad (31)$$

Ricorrendo al secondo principio della dinamica  $\vec{F} = m\vec{a}$  ( $\vec{a}$  = accelerazione,  $m$  = massa) proiettato lungo l'asse  $x$ , si ottiene la seguente equazione differenziale per il moto degli elettroni:

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} \cdot x = 0 \Rightarrow \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \cdot x = 0 \Rightarrow \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_p^2 \cdot x = 0 \quad (32)$$

che è quella tipica di un moto armonico (*oscillazioni di plasma*) di pulsazione  $\omega_p$  pari proprio alla pulsazione elettronica precedentemente introdotta mediante la (25).

Inserendo i valori delle costanti fisiche nella (26), la frequenza di plasma  $f_p$  espressa in Hz può essere anche scritta nella seguente forma [6] se la densità elettronica è data in  $m^{-3}$ :

$$f_p (\text{in Hz}) = 8,98 \cdot \sqrt{n_e (\text{in } m^{-3})} \quad (33)$$

Mettendo nella formula appena scritta il valore tipico della densità elettronica di un plasma da fusione (per esempio quello di un Tokamak pari a circa  $10^{21} m^{-3}$ ), si ottiene che la frequenza di plasma è molto elevata e dell'ordine di  $10^{11} Hz$ .

Si noti, inoltre, che è possibile osservare le oscillazioni di plasma solo se le sollecitazioni esterne cambiano lo stato di quest'ultimo più lentamente rispetto alla pulsazione elettronica  $\omega_p$  e se il plasma viene studiato su periodi di tempo maggiori rispetto ad un tempo caratteristico delle oscillazioni di plasma, detto *periodo del plasma*  $\tau_p$ , dato dall'espressione:

$$\tau_p = \frac{1}{f_p} = \frac{2\pi}{\omega_p} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0}{n_e e^2}} = \frac{2\pi}{e} \cdot \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0}{n_e}} \quad (34)$$

Tenendo conto delle considerazioni appena fatte e di quelle relative alla lunghezza di Debye, si deduce pertanto che il campo elettrico dovuto ad eventuali disomogeneità di carica in un plasma viene suddiviso in una parte a corto raggio (le diffusioni libere all'interno della sfera di Debye) ed in una parte a lungo raggio (fenomeni collettivi all'esterno della sfera di Debye, come le oscillazioni di plasma caratterizzate dal parametro  $\omega_p$ ).

**Tuttavia, se siamo interessati a fenomeni che avvengono su scale spaziali più grandi della sfera di Debye e su scale temporali più lunghe del periodo del plasma, quest'ultimo può essere trattato come un fluido neutro in cui i campi elettrici (spontanei) sono nulli.**

Nella maggior parte dei plasmi, la lunghezza di Debye è abbastanza piccola e la frequenza di plasma abbastanza grande (ovvero il periodo del plasma  $\tau_p$  abbastanza piccolo) da soddisfare senza problemi questa condizione, che analiticamente si traduce nella forma:

$$\frac{\lambda_D}{L} \ll 1 \quad (35)$$

$$\frac{\tau_p}{t_0} \ll 1 \quad (36)$$

dove  $t_0$  e  $L$  rappresentano rispettivamente la scala dei tempi e quella delle lunghezze del processo considerato (per esempio  $L$  può rappresentare la dimensione tipica del plasma, come detto in precedenza).

Comunque sia, malgrado quanto riportato nella (35), la fisica dei plasmi è capace di studiare anche i fenomeni che avvengono su scale di lunghezze dell'ordine di  $\lambda_D$ .

Oltre a ciò, è interessante notare che tra la lunghezza di Debye  $\lambda_D$  e la pulsazione di plasma  $\omega_p$  esiste una relazione che lega tali grandezze. Infatti, poiché dalla (14) è possibile scrivere che

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} = \sqrt{\frac{m_e \varepsilon_0}{e^2 n_e} \cdot \frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (37)$$

e ricorrendo alla (25), si ottiene l'espressione cercata:

$$\lambda_D = \frac{1}{\omega_p} \cdot \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (38)$$

dove  $T_e$  è la temperatura assoluta degli elettroni espressa in *Kelvin*. Esprimendo, invece,  $T_e$  in unità energetiche (ad esempio in *Joule*) e quindi ponendo  $k_B = 1$ , la relazione appena scritta diventa:

$$\lambda_D = \frac{1}{\omega_p} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \quad (39)$$

In ogni caso, qualunque sia il modo con il quale si esprime  $T_e$ , dalle ultime due formule scritte è possibile concludere che la lunghezza di Debye  $\lambda_D$  è inversamente proporzionale alla pulsazione di plasma  $\omega_p$  (cioè alla pulsazione elettronica) e direttamente proporzionale alla radice quadrata della temperatura elettronica  $T_e$ .

In ogni caso e del tutto in generale, come già accade per la pulsazione di plasma, anche per la lunghezza di Debye è possibile distinguere tra quella elettronica, solitamente considerata come valore di  $\lambda_D$  per un plasma, e quella ionica. Al contrario, però, di quanto accade per le pulsazioni elettronica e ionica che non possono mai essere uguali poiché nelle loro espressioni compare rispettivamente la massa degli elettroni  $m_e$  e quella degli ioni  $m_i$  che sono sempre diverse tra loro, le lunghezze di Debye coincidono quando  $T_e = T_i$  e  $n_e = n_i$ , condizioni che possono essere presenti in un plasma.

Oltre alla lunghezza di Debye, anche la densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma può essere messa in relazione con la pulsazione degli elettroni  $\omega_p$ ; infatti, moltiplicando numeratore e denominatore della (21) per  $n_e$  e ricorrendo alla (25), si ricava:

$$n_c = \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \cdot n_e \quad (40)$$

Da tale risultato, si evince che la densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma è inversamente proporzionale al quadrato della pulsazione elettronica di plasma  $\omega_p$  e direttamente proporzionale al quadrato della pulsazione  $\omega_0$  della radiazione laser incidente sul bersaglio (ovvero  $n_c \propto \frac{1}{\lambda_0^2}$ , come già evidenziato in precedenza).

Inoltre, dalla (40) si può dedurre che la densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma può essere maggiore, minore o uguale rispetto a  $n_e$ , a seconda di quanto vale il rapporto  $\omega_0 / \omega_p$ .

Più esattamente, si ha:

- a)  $n_c > n_e$  quando  $\omega_0 / \omega_p > 1 \Leftrightarrow \omega_0 > \omega_p$ ;
- b)  $n_c = n_e$  quando  $\omega_0 / \omega_p = 1 \Leftrightarrow \omega_0 = \omega_p$ ;
- c)  $n_c < n_e$  quando  $\omega_0 / \omega_p < 1 \Leftrightarrow \omega_0 < \omega_p$ .

Un'altra importante considerazione, che scaturisce dall'espressione (21) della densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma e da quanto detto in [1], è la seguente: ricordando che  $n_c$  è funzione della coordinata spaziale  $z$  di propagazione della radiazione laser usata e aumentandone il valore mediante la diminuzione della lunghezza d'onda  $\lambda_0$  di quest'ultima, si può affermare che così facendo cresce anche la profondità di penetrazione del fascio laser all'interno del plasma generato e, quindi, anche la quantità di plasma capace di assorbire ed emettere radiazione.

Come verifica dell'affermazione appena fatta, si può usare la (23) per determinare la densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma indotto da laser su un target solido, nel caso di due differenti sorgenti laser:

- 1) quella Nd:YAG/Glass nell'infrarosso [1] caratterizzata da  $\lambda_0 = 1064nm$ ,  $\tau = 15ns$ ,  $E=10J$  effettivi, frequenza di ripetizione = 1 colpo (o shot) ogni 4 minuti, effettivamente utilizzata nei nostri esperimenti per la generazione di plasma;
- 2) quella ad impulsi ultracorti nell'ultravioletto [1] caratterizzata da  $\lambda_0 = 248nm$ ,  $\tau=100fs$ ,  $E = 100mJ$ , frequenza di ripetizione = 100Hz, ancora in fase di installazione, quindi non ancora funzionante e non utilizzabile per i nostri esperimenti.

Usando la (23), nel caso della sorgente laser Nd:YAG/Glass si ricava il seguente valore per la densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma indotto da laser su target solido:

$$n_c(\text{Nd: YAG/Glass})=0,99 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cong 10^{21} \text{ cm}^{-3}$$

Invece, nel caso della sorgente laser ad impulsi ultracorti nell'ultravioletto, si ricava:

$$n_c(\text{ultravioletto}) = 1,8 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

Utilizzando la sorgente laser nell'ultravioletto (cioè quella che lavora alla lunghezza d'onda  $\lambda_0$  più piccola tra le due considerate), dunque, si raggiungono valori della densità elettronica critica  $n_c$  di un plasma molto vicini a quelli tipici della densità di un solido (circa  $10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) e ben 18 volte superiori rispetto a quelli ottenibili con la sorgente laser Nd:YAG/Glass nell'infrarosso, ottenendo così rispetto a quest'ultima una maggiore penetrazione della radiazione laser incidente all'interno del plasma generato, una maggiore quantità di plasma capace di assorbire ed emettere radiazione elettromagnetica (in particolare UV e X) ed un incremento dell'efficienza di conversione della radiazione laser incidente sul target in raggi UV e X emessi dal plasma generato.

In aggiunta a ciò, nello studio dell'interazione radiazione laser – plasma, è interessante anche sottolineare che il fascio incidente viaggia indisturbato attraverso il plasma fino a quando  $n_e < n_c$ , per venire poi riflesso in corrispondenza della coordinata  $z$  di propagazione ove si verifica che la densità elettronica  $n_e$  uguaglia o supera quella critica  $n_c$  [1].

Infine, nella tabella che segue si riportano i valori assunti dai parametri principali di alcuni plasmi tipici.

<i>Plasma</i>	$n_e(\text{m}^{-3})$	$T_e(\text{eV})$	<i>Dimensione tipica L (m)</i>	$\lambda_D (m)$	$f_p (Hz)$
Gas interstellare	$10^6$	0,01	$10^{19}$	0,7	$10^4$
Vento solare	$10^7$	10	$10^{11}$	7	$3 \cdot 10^4$
Corona solare	$10^{12}$	$10^2$	$10^7$	0,07	$10^7$
Interno del Sole	$10^{32}$	$10^3$	$7 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{-11}$	$10^{17}$
Plasma termonucleare	$10^{20}$	$10^4$	10	$7 \cdot 10^{-5}$	$10^{11}$
Scarica ad arco	$10^{20}$	1	0,1	$7 \cdot 10^{-7}$	$10^{11}$
Fulmine	$10^{24}$	2	$10^3$	$10^{-8}$	$10^{12}$
Ionosfera	$10^{12}$	0,1	$10^4$	$2 \cdot 10^{-3}$	$10^7$
Plasma generato con la sorgente laser Nd:YAG/Glass di <i>Tor Vergata</i> [1]	$5 \cdot 10^{26} - 10^{27}$	200 – 300	$150 \cdot 10^{-6}$	$4,3 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{14}$

**Tabella 1** Valori dei parametri principali di alcuni plasmi tipici. Si ricorda che la temperatura di 1eV corrisponde a circa 11600K, che la densità dell'aria è di circa  $10^{25}$  particelle/m<sup>3</sup> e che nei plasmi solitamente si può considerare  $n_e = n_i$ .

Dai dati della tabella si evince subito che la maggior parte dei plasmi sono caratterizzati da elevate temperature elettroniche  $T_e$ ; si va, infatti, da  $1eV$  (circa  $1,16 \cdot 10^4K$ ) dei plasmi generati mediante scarica ad arco e dai  $2eV$  (circa  $2,32 \cdot 10^4K$ ) dei fulmini, per poi passare ai  $10^2eV$  (circa  $10^6K$ ) della corona solare e ai  $(200 - 300)eV$  (cioè temperature dell'ordine di qualche milione di Kelvin) dei plasmi indotti su target solido dalla nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass tabletop in condizioni di lavoro ottimali (cioè con intensità del fascio laser sul target di  $10^{12} - 10^{13}W/cm^2$ ), fino ad arrivare ai  $10^3eV$  (circa  $10^7K$ ) dell'interno del Sole ed ai  $10^4eV$  (circa  $10^8K$ , cioè temperature dell'ordine di 100 milioni di Kelvin) dei plasmi generati negli esperimenti di fusione termonucleare.

I plasmi interstellari, invece, sono molto estesi con dimensioni tipiche dell'ordine di  $(10^{11} - 10^{19})m$  ma caratterizzati da temperature e soprattutto densità molto basse dell'ordine di  $(10^6 - 10^7)m^{-3}$  e, quindi, da lunghezze di Debye relativamente grandi comprese tra  $0,7m$  e  $7m$  e da basse frequenze di plasma (circa  $10^4Hz$ ), al contrario di quel che generalmente accade per i plasmi indotti da laser su opportuno bersaglio. In particolare, nel caso di quelli generati su target solido dalla nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass, essi sono caratterizzati da dimensioni tipiche molto piccole (dell'ordine di  $10^{-4}m$ , ovvero del centinaio di  $\mu m$ ), da alte temperature, da densità elevate vicine a quelle di un solido e di circa  $(10^{26} - 10^{27})m^{-3}$ , da lunghezze di Debye molto piccole dell'ordine dei nanometri (cioè  $10^{-9}m$ ) e da elevate frequenze di plasma (circa  $10^{14}Hz = 100THz$  essendo  $1THz = 10^{12}Hz$ ).

A conclusione di questo paragrafo, si desidera altresì specificare che finora si è sempre considerato trascurabile l'assorbimento della radiazione laser incidente da parte del plasma generato (cioè si sono trascurati i fenomeni dissipativi all'interno del plasma) e che la lunghezza di Debye  $\lambda_D$ , la pulsazione di plasma  $\omega_p$  (ovvero la frequenza di plasma  $f_p$ ) ed il parametro di plasma  $A$  sono le tre grandezze fondamentali che caratterizzano un plasma visto come un insieme di cariche in movimento, a cui vanno aggiunti i parametri di base  $T_e$  (temperatura elettronica),  $T_i$  (temperatura ionica),  $n_e$  (densità elettronica) e  $n_i$  (densità ionica) tipici di un fluido, oltre alla dimensione caratteristica (o tipica)  $L$ .

## 1.7 Collisioni e fenomeni dissipativi

Al fine di ottenere una descrizione migliore dell'interazione radiazione laser – plasma, si deve tener conto dell'assorbimento del plasma e quindi della presenza di fenomeni dissipativi.



Ciò viene fatto attribuendo l'esistenza di processi dissipativi in un plasma agli urti, generalmente *elastici*, fra le specie cariche (elettroni e ioni) in esso presenti dovuti all'interazione coulombiana.

Tali urti, che non vanno confusi con le oscillazioni di plasma, differiscono notevolmente da quelli che avvengono tra le molecole di un gas neutro, a causa dell'azione a lungo raggio che la forza elettrostatica (o di Coulomb) esercita sulle particelle cariche del plasma, dando così luogo a situazioni dove a dominare non sono i processi di collisione binaria, cioè quelli tra due particelle vicine come avviene nei gas neutri, bensì quelli di natura collettiva che non coinvolgono sono la particella più vicina a quella di interesse, ma anche quelle che sono distanti da essa.

Processi di collisione binaria possono essere osservati solo nei plasmi debolmente accoppiati (cioè in quelli caratterizzati da elevati valori del parametro  $\Lambda$ ), anche se effetti di natura collettiva tendono comunque ad alterare la natura binaria dell'interazione.

In un plasma gli urti tra le specie cariche avvengono con una frequenza  $f_{e-i}$ , detta *frequenza di collisione elettrone – ione*. Essa rappresenta il numero di volte in cui, in un certo intervallo di tempo, la traiettoria della particella carica considerata subisce deviazioni sostanziali di un angolo pari a  $90^\circ$  dalla direzione di moto originaria a causa dell'interazione coulombiana esistente con le altre particelle cariche, anche lontane, presenti nel plasma.

Infatti, le interazioni coulombiane responsabili delle collisioni tra le particelle cariche possono essere considerate eventi di scattering a piccoli angoli, così che per assistere ad una variazione significativa pari a  $90^\circ$  della direzione di moto della particella in questione sono necessari molti eventi di scattering e, quindi, l'intervallo di tempo in cui va considerata la variazione significativa della direzione di moto della particella non può essere semplicemente quello che separa due collisioni successive, bensì deve essere quello necessario affinché avvenga un numero sufficiente di urti da deviare significativamente di un angolo pari a  $90^\circ$  la direzione di moto della particella.

Per queste ragioni, in un plasma la **frequenza di collisione  $f_{e-i}$  viene anche definita come la frequenza degli eventi di scattering a  $90^\circ$** . Comunque sia,  $f_{e-i}$  è legata alla frequenza di plasma  $f_p$  mediante la relazione (la quantità  $\ln \Lambda$  è detta *logaritmo di Coulomb*):

$$f_{e-i} = \frac{\ln \Lambda}{\Lambda} \cdot f_p \quad (41)$$

In un plasma debolmente accoppiato, essendo  $\Lambda \gg 1$ , accade che  $f_{e-i} \ll f_p$  e, pertanto, le collisioni elettrone – ione non interferiscono con le oscillazioni di plasma e non prevalgono su esse. In un plasma fortemente accoppiato, invece, essendo  $\Lambda \ll 1$ , si verifica che  $f_{e-i} \gg f_p$

e, quindi, gli urti elettrone – ione ostacolano effettivamente le oscillazioni di plasma tendendo a prevalere su di esse. Ciò è in perfetto accordo con la visione di base di un plasma fortemente accoppiato come un sistema dove a dominare sono le interazioni coulombiane tra le particelle cariche e che non presenta la dinamica classica di un plasma.

Ricorrendo alla (20) e alla (26), l'espressione di  $f_{e-i}$  può essere scritta nella forma:

$$f_{e-i} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e^4 \ln A}{4\pi\epsilon_0^2 \sqrt{m}} \cdot \frac{n}{(k_B T)^{3/2}} \quad (42)$$

dove, usualmente, in un plasma si può considerare  $n_e = n_i = n$ , mentre  $m$  e  $T$  sono rispettivamente la massa e la temperatura della specie carica di interesse espressa in *Kelvin*.

Osservando la (42), si deduce subito che i plasmi (caldi) ad alta temperatura e (rarefatti) a bassa densità (ovvero i plasmi debolmente accoppiati) tendono ad essere caratterizzati dall'assenza (ovvero dalla presenza trascurabile) di collisioni elettrone – ione o, in altre parole, da una bassa probabilità che si verifichino urti tra particelle cariche (per questo motivo sono anche detti *plasmi non collisionali*), mentre i plasmi (freddi) a più bassa temperatura e densi (ossia i plasmi fortemente accoppiati) tendono ad essere dominati dagli urti elettrone – ione, ovvero sono sistemi caratterizzati da un'elevata probabilità che avvengano urti tra particelle cariche (per questa ragione sono anche detti *plasmi collisionali*).

Oltre a  $f_{e-i}$ , in un plasma è anche utile introdurre il *cammino libero medio*  $\lambda_{mfp}$  (*mean free path*), che rappresenta la distanza media percorsa da una particella carica tra due collisioni o, meglio, tra due eventi di scattering a  $90^\circ$ . Il cammino libero medio è dato dall'espressione:

$$\lambda_{mfp} = \frac{\langle v \rangle}{f_{e-i}} \quad (43)$$

dove  $\langle v \rangle$  è la velocità termica media della specie carica considerata.

In particolare, i plasmi collisionali (cioè fortemente accoppiati) sono quelli in cui il cammino libero medio  $\lambda_{mfp}$  delle particelle cariche è molto minore della lunghezza di osservazione  $L$ , ovvero della dimensione tipica del plasma; pertanto, in questi plasmi, vale la condizione:

$$\lambda_{mfp} \ll L \quad (44)$$

Inoltre, in tali plasmi è proprio la presenza dominante delle collisioni a semplificarne enormemente il comportamento indirizzando il sistema verso l'equilibrio statistico, caratterizzato dalla funzione di distribuzione di Maxwell – Boltzmann, e assicurando al plasma una natura diffusiva.

I plasmi non collisionali (cioè debolmente accoppiati), invece, sono caratterizzati dall'aver un cammino libero medio  $\lambda_{mfp}$  delle particelle cariche molto maggiore della lunghezza di osservazione  $L$  e, quindi, per essi vale la condizione:

$$\lambda_{mfp} \gg L \quad (45)$$

Si noti inoltre che, mentre le collisioni tra le particelle sono cruciali per il confinamento e la dinamica di un gas neutro, esse ricoprono da questo punto di vista un ruolo secondario nei plasmi dove, in molte situazioni, è il campo magnetico a svolgere lo stesso ruolo che le collisioni ricoprono nei gas neutri, permettendo di ottenere il confinamento magnetico di un plasma. In tale contesto, quindi, ha più senso parlare di un plasma privo di collisioni che di un gas neutro senza urti; inoltre, proprio per quanto appena detto, molti plasmi sono considerati in buona approssimazione come non collisionali, specialmente quelli incontrati in astrofisica.

Le collisioni tra particelle cariche in un plasma sono anche caratterizzate da un tempo caratteristico, detto *tempo di rilassamento*  $\tau_{e-i}$ , che rappresenta il periodo degli urti e che è così definito:

$$\tau_{e-i} = \frac{1}{f_{e-i}} = \frac{A}{\ln A} \cdot \tau_p \quad (46)$$

dove  $\tau_p = 1/f_p$  è il periodo delle oscillazioni di plasma precedentemente introdotto.

L'introduzione del tempo di rilassamento  $\tau_{e-i}$  permette di distinguere tra due diversi regimi:

- 1) *stazionario*;
- 2) *non stazionario*.

Si parla di *regime stazionario* quando la durata  $\tau$  dell'impulso laser è maggiore rispetto al tempo di rilassamento  $\tau_{e-i}$  del plasma (cioè quando  $\tau > \tau_{e-i}$ ); se invece  $\tau < \tau_{e-i}$ , si parla di *regime non stazionario*.

In particolare, nel caso dei plasmi indotti su bersaglio solido dalla nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass, stimando un tempo di rilassamento  $\tau_{e-i}$  dell'ordine dei  $fs$  ( $1fs = 10^{-15}s$ ) e ricordando che la durata dell'impulso laser è pari a  $\tau = 15ns = 15 \cdot 10^{-9}s$ , si può affermare che, essendo  $\tau \gg \tau_{e-i}$ , il regime dominante è quello *stazionario*.

Come già detto in precedenza, l'interazione coulombiana tra le particelle cariche oscillanti di un plasma è responsabile delle collisioni tra di esse, che possono essere considerate come eventi di scattering. Durante tali urti l'energia di oscillazione associata al campo elettrico dell'onda incidente è convertita in energia termica, dando così luogo ad un

fenomeno di assorbimento collisionale, chiamato *bremsstrahlung inverso*, che è il più efficiente meccanismo di assorbimento di energia da parte del plasma dove, pertanto, diventa in generale importante considerare la presenza di fenomeni dissipativi.

Uno dei primi effetti di tali fenomeni è che la costante dielettrica relativa  $\epsilon_r$  di un plasma e, quindi, il suo indice di rifrazione sono delle quantità complesse [1], proprio ad indicare che un plasma è comunque un mezzo assorbente il cui *coefficiente di assorbimento di bremsstrahlung inverso*  $\alpha$  può essere calcolato mediante la seguente formula [7]:

$$\alpha(\text{in } cm^{-1}) = 3,1 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{n_e^2 \cdot Z \ln A}{T_e^{3/2}} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}} \quad (47)$$

dove  $n_e$  e  $T_e$  sono rispettivamente espresse in  $cm^{-3}$  ed in unità energetiche,  $Z$  è il *numero atomico medio delle specie ioniche* presenti nel plasma (ad esempio, per un plasma di idrogeno, si ha  $Z = 1$ ),  $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi c/\lambda_0$  è la pulsazione della radiazione incidente ( $f_0$  e  $\lambda_0$  sono rispettivamente la sua frequenza e la sua lunghezza d'onda), mentre la quantità  $\ln A$  (logaritmo di Coulomb) è una funzione della pulsazione di plasma  $\omega_p$ , cioè  $\ln A = \ln[A(\omega_p)]$ , quando  $\omega_0 < \omega_p$  ed una funzione della pulsazione  $\omega_0$  dell'onda incidente, cioè  $\ln A = \ln[A(\omega_0)]$ , quando  $\omega_0 > \omega_p$ .

In quest'ultimo caso, quindi, la dipendenza di  $\alpha$  da  $\omega_0$  (ovvero da  $\lambda_0$ ) si complica ulteriormente, poiché bisogna conoscere esplicitamente come  $\ln A$  è legato a  $\omega_0$  (ovvero a  $\lambda_0$ ) per poter capire se  $\alpha$  aumenta o diminuisce al crescere della lunghezza d'onda  $\lambda_0$  della radiazione incidente.

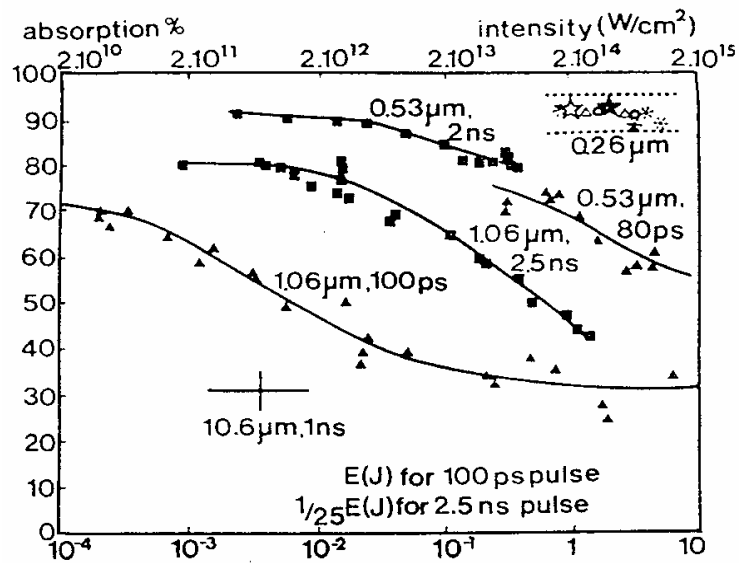
Nel caso particolare della sorgente laser Nd:YAG/Glass da noi usata nel corso degli esperimenti sui plasmii, essendo  $\lambda_0 = \lambda = 1064nm = 1,064\mu m \Rightarrow f_0 = c/\lambda_0 = 2,82 \cdot 10^{14} Hz \Rightarrow \omega_0 = 2\pi f_0 = 17,7 \cdot 10^{14} rad/s$  mentre la frequenza del plasma indotto da tale sorgente su bersaglio solido riportata nella tabella 1 è pari a  $f_p = 2,5 \cdot 10^{14} Hz$  (ovvero  $\omega_p = 2\pi f_p = 15,7 \cdot 10^{14} rad/s$ ), si deduce che ci troviamo in una situazione limite tra le due precedentemente considerate; comunque, essendo (anche se di poco)  $\omega_0 > \omega_p$ , si può affermare che nel caso specifico analizzato il logaritmo di Coulomb va preso, nella formula (47), come una funzione di  $\omega_0$  e quindi si ha  $\ln A = \ln[A(\omega_0)]$ .

Ogni qual volta è possibile fare ciò, o meglio ogni volta che  $\omega_0 > \omega_p$ , proprio grazie al fatto che nella (47) il logaritmo di Coulomb  $\ln A$  va considerato come una quantità dipendente da  $\omega_0$ , il coefficiente di assorbimento  $\alpha$  di un plasma tende ad aumentare al crescere della pulsazione  $\omega_0$  (ovvero della frequenza  $f_0$ ) della radiazione usata.

In altre parole, se  $\omega_0 > \omega_p$ ,  $\alpha$  aumenta al diminuire della lunghezza d'onda  $\lambda_0$  dell'onda incidente e, pertanto, è possibile affermare che il fascio laser emesso da una sorgente Nd:YAG con  $\lambda_0 = 1064nm$  (infrarosso) sarà assorbito meno rispetto alla radiazione emessa nel visibile da una sorgente laser Nd:YAG duplicata con  $\lambda_0 = 532nm$  (luce verde) e ancora di meno rispetto alla radiazione emessa da una sorgente laser ad eccimeri al  $KrF$  con  $\lambda_0 = 248nm$  (ultravioletto).

Inoltre, sempre dalla formula (47), è possibile anche dedurre che il coefficiente di assorbimento  $\alpha$  del plasma aumenta al diminuire della sua temperatura elettronica  $T_e$ . Pertanto, i plasmi a temperatura minore hanno un più forte assorbimento rispetto ai plasmi a temperatura maggiore o, in altre parole, i plasmi freddi assorbono di più dei plasmi caldi.

La conferma di quanto appena detto a commento della (47) la si trova nella figura di seguito riportata dalla quale per esempio si deduce che, a parità di durata ed energia (ovvero intensità) dell'impulso laser, l'assorbimento del plasma aumenta al diminuire della lunghezza d'onda della radiazione incidente.



**Figura 3** Coefficiente di assorbimento (in %) del plasma per sorgenti laser di diversa lunghezza d'onda  $\lambda_0$ , di diversa durata  $\tau$  dell'impulso e di differente energia  $E$  (ovvero intensità  $I$ ). Si noti che, oltre a  $\lambda_0$ , anche  $\tau$  ed  $E$  (ovvero  $I$ ) contribuiscono all'assorbimento di un plasma.

Da tale figura si evince anche che, a parità di lunghezza d'onda e di energia (o meglio intensità) del fascio laser, l'assorbimento da parte del plasma è superiore per gli impulsi laser di durata maggiore (ossia dell'ordine dei  $ns$ , come quelli emessi dalla nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass) rispetto a quelli di durata minore (cioè dell'ordine dei  $ps$  o dei  $fs$ ). Questo si verifica perchè, affinché vi sia un efficiente assorbimento della radiazione laser mediante il

fenomeno del bremsstrahlung inverso [8], l'espansione di un plasma deve essere sufficientemente ampia per consentirne un maggiore raffreddamento con conseguente superiore assorbimento; la durata  $\tau$  maggiore dell'impulso laser favorisce il verificarsi di tale situazione, in quanto l'espansione  $l$  di un plasma cresce all'aumentare di  $\tau$  con legge lineare (cioè  $l \propto \tau$ ).

È anche interessante notare sempre dalla figura 3 che, indipendentemente dalla durata e dalla lunghezza d'onda dell'impulso laser, il coefficiente di assorbimento  $\alpha$  del plasma tende a diminuire all'aumentare dell'energia  $E$  del fascio laser, almeno considerando i valori di  $E$  riportati in figura (ossia fino a quando  $E \leq 10J$ ), o meglio  $\alpha$  tende a diminuire al crescere dell'intensità  $I$  del fascio laser sul target ove viene indotto il plasma. Ciò può essere spiegato considerando che, se  $E$  (ovvero  $I$ ) aumenta, anche la temperatura del plasma tende a salire e, quindi, quest'ultimo diventa più caldo ma meno assorbente, come si può facilmente dedurre dalla (47) dove la temperatura elettronica  $T_e$  compare al denominatore.

Nel caso specifico delle sorgenti laser Nd:YAG/Glass nell'infrarosso e KrF nell'ultravioletto con oscillatore Ti:Sa presenti in laboratorio, malgrado la lunghezza d'onda della prima sorgente sia circa 4 volte superiore a quella della seconda (1064nm contro 248nm), il fatto che la durata dell'impulso nel caso della sorgente laser nell'infrarosso sia circa  $10^5$  volte superiore rispetto a quella della sorgente nell'ultravioletto (15ns contro 100fs) produce, a parità di energia dell'impulso laser, una maggiore espansione del plasma ed un conseguente suo maggiore raffreddamento nel caso della sorgente laser Nd:Yag/Glass nell'infrarosso, che lascia supporre un maggiore assorbimento della radiazione laser da parte del plasma generato da questa sorgente rispetto a quanto accade nel caso di quella nell'ultravioletto.

Oltre a ciò, a causa della particolare dipendenza di  $\alpha$  dalla temperatura  $T_e$  e da  $\omega_0$ , si può affermare che, in generale, un plasma è un *sistema non lineare*.

Infine, un altro importante effetto della presenza di fenomeni dissipativi in un plasma è l'insorgere di una resistività  $\eta$  che, secondo la previsione teorica di Spitzer, è data dalla relazione:

$$\eta(\text{in } \Omega m) = 5 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{Z \ln A}{T_e^{3/2}} \quad (48)$$

dove  $T_e$  è la temperatura elettronica espressa in eV.

Inserendo nella (48) i valori tipici di un plasma di idrogeno utilizzato nei processi di fusione nucleare (in particolare ponendo  $T_e = 1000eV$ ,  $Z = 1$  e  $\ln A \cong 13$ ), si ricava un valore

della resistività del plasma pari a  $\eta = 2 \cdot 10^{-8} \Omega m$ , che è il valore tipico del rame a temperatura ambiente.

Di conseguenza, da questo risultato si conclude che **il plasma è un ottimo conduttore di corrente** e ciò è tanto più vero quanto più è alta la temperatura elettronica  $T_e$  che, infatti, compare a denominatore della relazione (48), detta anche *formula di Spitzer*.

## 1.8 Spettro di emissione di un plasma indotto da laser [1,9]

In un plasma indotto da laser, i fotoni della radiazione elettromagnetica emessa non sono generalmente in equilibrio con le particelle della materia ionizzata e, pertanto, il plasma può risultare totalmente trasparente, parzialmente assorbente o totalmente assorbente, a seconda di diversi fattori quali ad esempio la lunghezza d'onda, i parametri dello stato di plasma, la radiazione laser incidente, ecc..

In generale, indicando con  $\nu$  la frequenza, lo spettro di emissione  $P_x(\nu)$  di un plasma indotto da laser è, quindi, molto complesso ed è costituito da tre componenti principali, per cui può essere scritto nella forma:

$$P_x(\nu) = P_{ff}(\nu) + P_{fb}(\nu) + P_{bb}(\nu) \quad (49)$$

dove

- I)  $P_{ff}(\nu)$  è la *componente continua di bremsstrahlung* dello spettro dovuta alla radiazione emessa dagli elettroni liberi  $e^-$  del plasma, aventi energia cinetica  $E_c$ , dopo che essi sono stati diffusi e frenati dal campo elettrico degli ioni del plasma aventi carica  $Z$ , cioè in termini formali:

$$e^- + E_c + Z \rightarrow e^- + E'_c + Z + h\nu_{ff} \quad (50)$$

con  $h\nu_{ff} = E_c - E'_c$  ( $E'_c$  rappresenta l'energia cinetica dopo l'interazione elettrone - ione);

- II)  $P_{fb}(\nu)$  è la *componente continua di ricombinazione* dello spettro dovuta alla radiazione emessa dagli elettroni liberi del plasma, aventi energia cinetica  $E_c$ , dopo che essi sono stati catturati dagli ioni del plasma di carica  $Z$ , liberando così l'energia di ionizzazione (o di legame)  $E_\infty^{Z-1}$  del nuovo ione e parte dell'energia cinetica iniziale (l'altra parte è ceduta allo ione), ovvero in termini formali:

$$e^- + E_c + Z \rightarrow (Z-1) + h\nu_{fb} \quad (51)$$

con  $h\nu_{fb} \leq E_c + E_\infty^{Z-1}$ ;

III)  $P_{bb}(\nu)$  è la *componente discreta* dello spettro composta da *righe di emissione* e dovuta alla radiazione emessa dagli ioni del plasma quando essi, a causa della diseccitazione di un elettrone legato, subiscono una transizione da uno stato eccitato  $n$  con energia  $E_n$  verso uno stato  $m$  a più bassa energia  $E_m$ , cioè in termini formali:

$$Z(n) \rightarrow Z(m) + h\nu_{nm} \quad (52)$$

con  $h\nu_{nm} = E_n - E_m$ .

La *componente continua*  $P_{ff}(\nu)$  dello spettro di emissione di un plasma indotto da laser, ottenuta per *bremstrahlung inverso* degli elettroni nel plasma, può essere modellizzata in prima approssimazione sfruttando la teoria del corpo nero mediante la legge di Planck la quale richiede, in realtà, che la materia sia in equilibrio con la radiazione emessa.

Ricordando che in radiometria la radianza è definita come il flusso radiante (cioè la potenza) emessa da una sorgente estesa per unità di angolo solido, per unità di area proiettata su un piano normale alla direzione considerata e per unità di frequenza (la sua unità di misura è quindi  $Wm^{-2}sr^{-1}Hz^{-1}$ ), la legge di Planck, che esprime la *densità spettrale del flusso di potenza radiante* (indicata con  $P(\lambda, T)$  ed espressa in  $Wm^{-3}sr^{-1} = Wm^{-2}sr^{-1}m^{-1}$ ), fornisce in poche parole la *radianza* di un corpo nero riferita all'*unità di lunghezza* anziché di frequenza e si scrive nella seguente forma:

$$P(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1 \right)} \quad (53)$$

dove  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} Js$  è la costante di Planck e  $c$  la velocità della luce nel vuoto.

Esprimendo  $P(\lambda, T)$  in termini della frequenza  $\nu$  anziché della lunghezza d'onda  $\lambda$ , si ottiene la quantità  $P(\nu, T)$  (espressa in  $Wm^{-2}sr^{-1}Hz^{-1}$ ), che rappresenta proprio la *radianza* di un corpo nero e che è data dall'espressione:

$$P(\nu, T) = \left| \frac{\partial \lambda}{\partial \nu} \right| \cdot P(\lambda, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left( e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} \quad (54)$$

Dividendo la (54) per  $h\nu$ , si ottiene la *densità di flusso di fotoni radiante* (indicata con  $N(\nu, T)$  ed espressa in  $m^{-2}sr^{-1}$ ), ossia si ha:

$$N(\nu, T) = \frac{P(\nu, T)}{h\nu} = \frac{2\nu^2}{c^2 \left( e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} \quad (55)$$



Moltiplicando la (55) per l'ampiezza di banda  $\Delta\nu$ , si ottiene l'espressione finale cercata per il *flusso di fotoni radiante* (indicato con  $L(\nu, T)$  ed espresso in  $\frac{\text{fotoni}}{m^2 sr s}$ ):

$$L(\nu, T) = N(\nu, T) \cdot \Delta\nu = \frac{2\nu^2}{c^2 \left( e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} \cdot \Delta\nu = \frac{2\nu^3}{c^2 \left( e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu} \quad (56)$$

dove  $\Delta\nu/\nu$  rappresenta l'*ampiezza di banda relativa*.

Infine, integrando la radianza  $P(\nu, T)$  su tutto l'angolo solido  $\Omega$  e su tutte le frequenze  $\nu$  e dividendo tutto per 4 [10], si ottiene la *legge di Stefan – Boltzmann* la quale fornisce il *flusso totale di potenza radiante*, ovvero l'*intensità totale* (potenza per unità di area, simbolo usato =  $M(T)$ , unità di misura =  $Wm^{-2}$ ), della radiazione emessa da un corpo nero che si trova alla temperatura assoluta  $T$  (ovvero da un plasma con temperatura elettronica  $T_e$ ), cioè:

$$M(T) = \frac{1}{4} \iint P(\nu, T) d\Omega d\nu = \frac{1}{4} \cdot \int_0^{+\infty} d\nu \int_{\Omega} P(\nu, T) d\Omega = \sigma_{SB} T^4 \quad (57)$$

dove  $\sigma_{SB} = 5,67 \cdot 10^{-8} Wm^{-2}K^{-4}$  è la *costante di Stefan – Boltzmann*.

Esprimendo  $M(T)$  in  $Wcm^{-2}$  anziché in  $Wm^{-2}$  e la temperatura del corpo nero, anziché in *Kelvin*, in termini energetici usando come unità di misura gli *eV*, la (57) si può scrivere anche nella forma:

$$M(T) = 1,02 \cdot 10^5 \left[ (k_B T)_{eV} \right]^4 \Rightarrow M(T) = 1,02 \cdot 10^5 \cdot T^4 \quad \text{ponendo } k_B = 1 \quad (58)$$

In ultimo è interessante far notare che, ricorrendo alla *legge di Wien*, è possibile anche legare la lunghezza d'onda  $\lambda_p$  del picco di emissione dello spettro alla temperatura assoluta  $T$  di un corpo nero (ovvero alla temperatura elettronica  $T_e$  di un plasma indotto da laser) secondo una legge di proporzionalità inversa. Infatti, esprimendo  $\lambda_p$  in *metri* e la temperatura assoluta  $T$  in *Kelvin*, in termini analitici la *legge di Wien* si scrive nella seguente forma:

$$\lambda_p = \frac{b}{T} \quad (59)$$

dove  $b$  è una costante di proporzionalità detta *costante dello spostamento di Wien* pari a  $b = 0,002898mK$ .

In poche parole, dalla (59) si evince immediatamente che più caldo è un oggetto, più piccola è la lunghezza d'onda ove cade il picco di emissione dello spettro, cioè più alta è la temperatura e maggiore è l'energia  $E_p$  dei fotoni emessi in corrispondenza di tale picco

essendo  $E_p = h\nu_p = h\nu/\lambda_p = h\nu T/b$  con  $\nu = c/n =$  velocità di propagazione della radiazione in un mezzo di indice di rifrazione  $n$  (ovviamente, se il mezzo è il vuoto, si ha  $\nu = c$  essendo  $n=1$ ) e  $\nu_p =$  frequenza della radiazione emessa in corrispondenza del picco di emissione.

Passiamo ora alla *componente continua di ricombinazione*  $P_{fb}(\nu)$  dello spettro di emissione di un plasma indotto da laser.

Essa può essere ancora modellizzata mediante il flusso totale di potenza radiante (ovvero mediante l'intensità)  $M(T)$  di un corpo nero, come è stato fatto per la *componente continua di bremsstrahlung inverso*  $P_{ff}(\nu)$  dello spettro ma, tenendo conto che è la radiazione laser a generare il plasma, si deve imporre il seguente limite inferiore all'intensità  $I$  del fascio laser incidente sul target:

$$I \geq M(T) \quad (60)$$

Dal punto di vista numerico, se si vuole che il picco della radiazione emessa dal plasma appartenente allo spettro continuo di ricombinazione cada nella regione dei raggi X soft (cioè nella regione di energia compresa tra  $200eV$  e  $2keV$ ), si deve riscaldare il plasma fino a portarlo ad una temperatura elettronica almeno pari a  $T_e \cong 10^6 K$  (corrispondente a  $k_B T_e \cong 86eV$  in termini energetici) che, usando la (58), fornisce un valore dell'intensità  $I$  del laser pari a:

$$I(X \text{ soft}) \geq M(10^6 K) = 5,6 \cdot 10^{12} Wcm^{-2} \quad (61)$$

L'unico dispositivo, di forma compatta e commerciale, capace di riscaldare la materia solida a queste temperature estreme, è il *laser ad impulsi corti (o ultracorti) ed ultraintensi*, che è in grado di rilasciare valori di intensità  $I$  uguali o superiori a quello riportato nella (61) per un tempo  $\tau$  molto breve pari alla durata di un impulso laser.

Poi, se si vogliono ottenere alte potenze medie di emissione dei raggi X da plasma indotto da laser, bisogna far lavorare quest'ultimo ad elevata frequenza di ripetizione, solitamente indicata con PRR (*Pulse Repetition Rate*), ad esempio pari a  $PRR = 100Hz$ .

Passiamo, infine, alla *componente discreta a righe*  $P_{bb}(\nu)$  dello spettro di emissione di un plasma indotto da laser.

Tale componente è caratteristica degli ioni del plasma che si trovano nei vari stati di ionizzazione; questi ultimi dipendono, essenzialmente, dall'energia di legame degli elettroni atomici e dalla temperatura elettronica  $T_e$  del plasma.

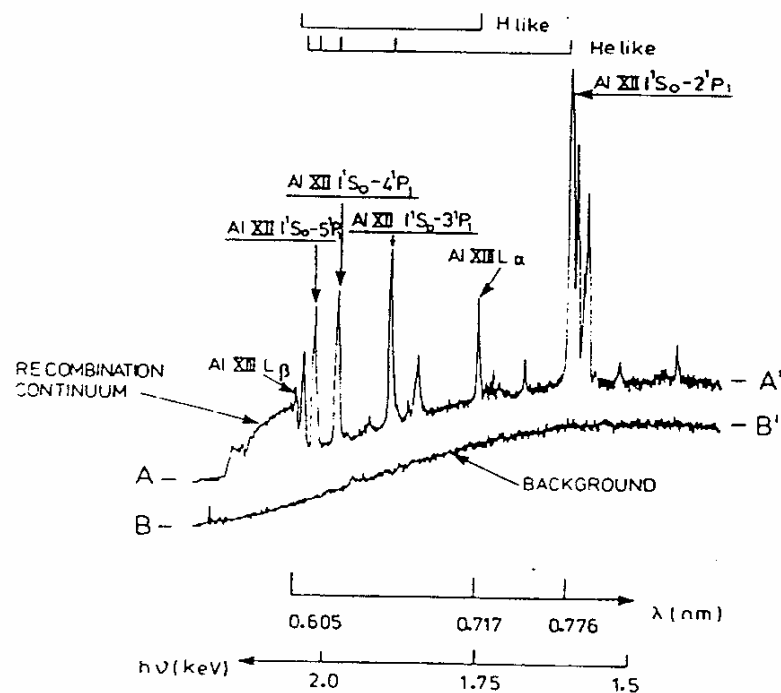
In un atomo con molti elettroni, l'energia di legame degli elettroni più esterni (detti *elettroni di valenza*) è tipicamente di pochi  $eV$ , mentre per gli elettroni più interni (cioè quelli appartenenti alle shells  $K$  e  $L$  di un atomo) l'energia di legame può essere anche di diverse decine di  $keV$ .

Molte delle analisi spettroscopiche compiute sui plasmi indotti da laser sono concentrate sulla rilevazione e sull'analisi delle *righe di risonanza* di ioni chiamati H-like e He-like (a volte anche Li-like), dovute a transizioni del tipo  $2p \rightarrow 1s$  e  $1s2p \rightarrow 1s^2$ .

Una riga viene detta di *risonanza* se l'elettrone eccitato non cambia il proprio stato di singoletto durante la transizione ( $^1P_1 - ^1S_0$ ). È detta, invece, di *intercombinazione* se, durante la transizione, l'elettrone passa da uno stato di tripletto ad uno di singoletto ( $^3P_1 - ^1S_0$ ); in questo caso, la transizione è a più bassa energia (ovvero a lunghezza d'onda maggiore).

La figura 4 di seguito riportata mostra un tipico spettro di emissione di raggi X soft da plasma di alluminio [11] indotto da un laser ad eccimeri KrF, avente una durata ed un'energia per impulso rispettivamente pari a  $\tau = 50ns$  e  $E = 110J$ , focalizzato su un target di Al in modo tale da raggiungere su di esso un'intensità laser  $I \cong 3 \cdot 10^{13} W/cm^2$  (laser SPRITE del Rutherford Appleton Laboratory).

In figura sono evidenti i contributi delle righe di emissione della shell K degli ioni di alluminio tipo H-like ed He-like, il continuo di fondo dovuto al bremsstrahlung ed il continuo di ricombinazione.



**Figura 4** Spettro di emissione di raggi X soft da plasma di alluminio indotto dalla sorgente laser SPRITE.

In generale, in uno spettro di emissione di raggi X da plasma indotto da laser, mentre il continuo di emissione contiene la massima parte dell'energia irradiata, i massimi della densità spettrale di potenza (brillanza) sono contenuti nelle righe di emissione.

L'obiettivo da raggiungere in diversi settori di ricerca è, pertanto, quello di massimizzare il contributo delle righe di emissione soprattutto nella regione dei raggi X soft ma anche in quella dell'UV (in particolare dell'estremo ultravioletto) per poter sviluppare sistemi di microlitografia, microscopia e radiobiologia che utilizzino questa nuova sorgente di radiazione X e UV (oltre che di luce visibile): il plasma.

In particolare, è molto importante massimizzare l'efficienza di conversione fra l'energia della radiazione laser e quella dei raggi X soft emessi da plasma indotto da laser. Ciò può essere fatto aumentando la temperatura elettronica  $T_e$  del plasma mediante:

- 1) l'aumento dell'intensità  $I$  del fascio laser ottenibile attraverso a) l'incremento dell'energia laser; b) la riduzione della durata  $\tau$  dell'impulso laser; c) la focalizzazione ottimale del fascio laser sul bersaglio, che consente di ridurre al minimo le dimensioni dello spot laser portandolo il più vicino possibile al limite diffrattivo;
- 2) la presenza di un preimpulso laser a bassa intensità per preformare il plasma sulla superficie del target.

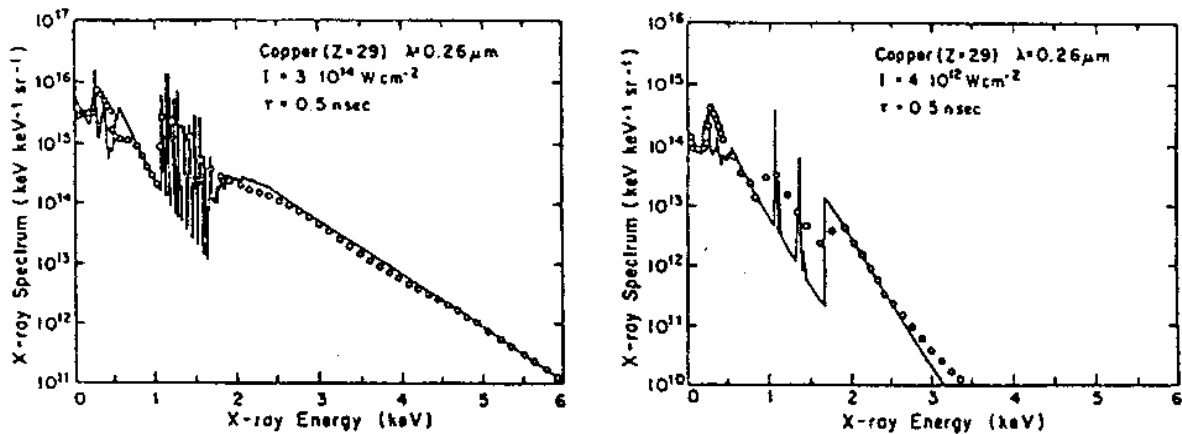
Studi relativi all'efficienza di conversione della radiazione infrarossa impulsata con  $\lambda_0=1064nm$ , emessa dalla nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass, in raggi X soft emessi da plasma indotto da laser nella regione spettrale attorno a  $1,5keV$  (o meglio compresa tra  $1,3keV$  e  $1,55keV$  in termini energetici e quindi tra  $8\text{\AA}$  e  $9,56\text{\AA}$  in termini di lunghezza d'onda), utilizzando sei diversi target solidi (ittrio, titanio, ferro, magnesio, rame e zinco), sono stati ampiamenti effettuati durante il precedente dottorato di ricerca e riportati nella mia prima tesi di dottorato [1]. Sinteticamente in tali studi, in cui l'intensità laser sul target era compresa tra  $2,76 \cdot 10^{12}W/cm^2$  e  $8,41 \cdot 10^{12}W/cm^2$ , fu verificato che:

- I) l'efficienza di conversione  $\eta$  della radiazione laser (infrarosso) in raggi X soft dipende dal tipo di target usato, essendo legata alla probabilità di transizione (variabile passando da un elemento ad un altro) tra i livelli coinvolti nell'emissione di radiazione X;
- II) l'efficienza di conversione  $\eta$  della radiazione laser (infrarosso) in raggi X soft aumenta/diminuisce all'aumentare/diminuire dell'energia (e quindi dell'intensità  $I$ ) del fascio laser sul target;
- III) nella regione spettrale considerata (attorno a  $1,5keV$ ), tra i sei target solidi presi in considerazione, il rame ( $Z = 29$ ) e lo zinco ( $Z = 30$ ) furono quelli che presentarono

la più elevata efficienza di conversione IR – X soft con valori molto simili di  $\eta$  tali che  $0,19\% \leq \eta_{Cu} \leq 0,39\%$  e  $0,17\% \leq \eta_{Zn} \leq 0,38\%$ ;

- IV) sempre nella regione spettrale considerata (attorno a  $1,5\text{keV}$ ), il target con la peggiore efficienza di conversione IR – X soft si dimostrò essere l'ittrio per il quale si ottenne  $0,0068\% \leq \eta_Y \leq 0,023\%$ ;
- V) riassumendo, per la nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass e per i sei target solidi considerati in passato, nella regione spettrale presa in esame (attorno a  $1,5\text{keV}$ ) l'efficienza di conversione IR – X soft fu inferiore all'1%. L'energia del laser rimanente, non convertita in raggi X soft (più del 99%!!), si manifesta sotto forma di radiazione elettromagnetica di altro tipo (come quella visibile e quella ultravioletta) e soprattutto di calore, necessario a riscaldare il target per portarlo dalla temperatura ambiente di partenza (circa  $25^\circ\text{C}$ ) fino a quella finale di plasma (attorno a qualche milione di  $^\circ\text{C}$  nel caso della nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass).

Nella figura che segue viene, invece, mostrato un classico esempio di spettro di emissione nella regione dei raggi X da parte di un plasma di rame indotto da un laser Nd:YAG/Glass quadruplicato, per differenti intensità della radiazione laser sul target [12].



**Figura 5** *Tipici spettri X di emissione da plasma di rame indotto da un laser Nd:YAG/Glass quadruplicato, ottenuti con due diverse intensità del fascio laser.*

Da tale figura si può notare come le righe di emissione (principalmente appartenenti alla shell L e dovute a ioni rame con stato di carica compreso tra  $\text{Cu}^{19+}$  e  $\text{Cu}^{26+}$ ), la radiazione del continuo di ricombinazione (principalmente nelle shells L ed M) ed il continuo di bremsstrahlung si riducano notevolmente quando l'intensità del laser sul target diminuisce, passando da  $3 \cdot 10^{14} \text{W/cm}^2$  a  $4 \cdot 10^{12} \text{W/cm}^2$ . Inoltre, sempre dalla figura 5, è possibile anche

riscontrare il notevole incremento dei raggi X duri (o hard) con energia superiore a qualche keV emessi dal plasma quando l'intensità del fascio laser sul target aumenta.

Infine, per quanto concerne l'allargamento delle righe spettrali, il meccanismo più comune responsabile di ciò è l'effetto Doppler, dovuto alla velocità termica degli ioni, che produce un allargamento relativo (o banda relativa) di riga  $B_r$  pari a:

$$B_r = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 7,7 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{k_B T_i}{A}} \quad (62)$$

dove  $A$  è il numero di massa degli ioni e  $k_B T_i$  la loro energia di agitazione termica espressa in eV.

Un altro meccanismo di allargamento delle righe spettrali è, invece, quello rappresentato dall'opacità del plasma che, a causa delle perdite di energia dei fotoni da esso emessi dovute all'assorbimento da parte del plasma mano a mano che tali fotoni si propagano, produce un allargamento delle righe di emissione riducendo, ad esempio, il picco di risonanza o in generale l'intensità delle righe stesse.

Infine, l'ultimo meccanismo è quello puro e semplice della perturbazione dello ione emettitore, dovuto alle collisioni dello ione stesso con gli elettroni termici; a tal proposito, per esempio, si è stimato che l'allargamento da perturbazione per la riga  $1s3p \rightarrow 1s^2$  di uno ione He-like è dell'ordine di  $1,45 \cdot 10^{-3} nm$  (ossia, in termini relativi, si ha  $\Delta\lambda/\lambda \cong 0,22\%$ ).

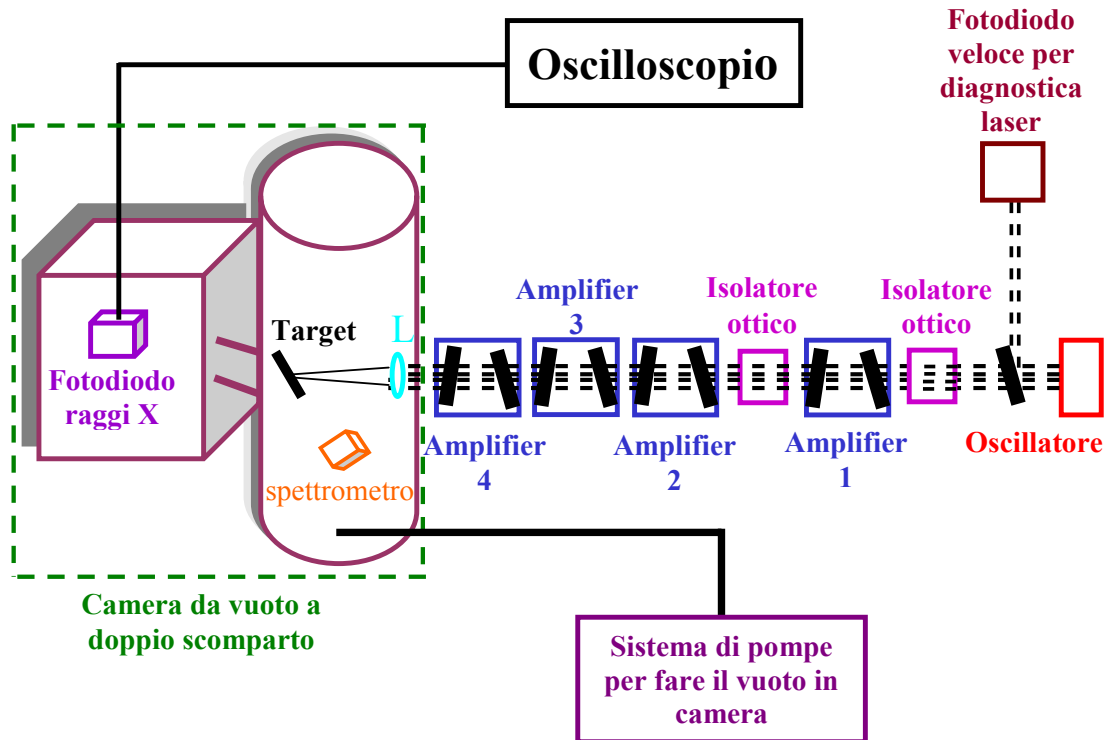
La conseguenza di tutto ciò è che la relazione (62) di allargamento per effetto Doppler delle righe di uno spettro è approssimata per difetto, poichè non tiene conto degli altri meccanismi che possono provocare l'allargamento delle righe spettrali.

## 1.9 Apparato sperimentale [1]

L'apparato sperimentale descritto in questo paragrafo è quello usato come **sistema per la generazione di radiazione, essenzialmente di tipo X soft (o molle), da plasma indotto da laser** ed è chiamato *Tor Vergata Nd:YAG/Glass Laser Facility*.

Tale apparato, rappresentato schematicamente in figura 6, è costituito da una sorgente laser *tabletop* al nanosecondo con 4 stadi di amplificazione che emette nell'infrarosso dotata di due isolatori ottici (foto a sinistra in figura 7), da un sistema di focalizzazione del fascio laser sul target, da una camera da vuoto a doppio scomparto in cui viene generato il plasma (foto a destra sempre in figura 7), da un sistema di pompe per fare il vuoto nella camera, da un detector (fotodiodo PIN) in grado di rilevare la radiazione (in particolare quella X soft) emessa dal plasma, da uno o più spettrometri a cristallo curvo sferico di mica o quarzo e da reticoli

olografici per l'analisi della radiazione emessa dal plasma, da un fotodiodo veloce, posto subito dopo l'oscillatore, per la diagnostica laser, da un oscilloscopio della LeCroy esterno alla camera da vuoto e da una serie di ottiche (specchi) necessarie per indirizzare il fascio laser nella direzione voluta o per aumentarne le dimensioni (beam expander).



**Figura 6** *Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale, basato su una sorgente laser tabletop Nd:YAG/Glass impulsata al nanosecondo nell'infrarosso con quattro stadi di amplificazione, usato per la generazione di radiazione (in particolare X soft) da plasma indotto da laser.*



**Figura 7** *A sinistra: foto della sorgente laser tabletop Nd:YAG/Glass impulsata al nanosecondo nell'infrarosso con quattro stadi di amplificazione presente nell'apparato sperimentale per la generazione di radiazione X soft da plasma indotto da laser. A destra: foto dell'intera camera da vuoto a doppio scomparto ove vengono prodotti il plasma e i raggi X, essenzialmente di tipo soft.*

La sorgente laser usata è a stato solido e non commerciale che può lavorare ad una frequenza massima di ripetizione PRR di 1shot/minuto (shot = colpo laser), ma che in condizioni ottimali di funzionamento viene impiegata con un PRR di 1 shot ogni 4 minuti per minimizzare gli *effetti di lente termica (thermal lens)* che si possono generare nelle rods dei vari amplificatori, ovvero nei cilindri presenti in essi formati dal materiale attivo (detti anche barre amplificatrici).

Più precisamente, essa è rappresentata da un laser Nd:YAG/Glass costituito da un oscillatore Nd:YAG a modulazione ottica interna a cella di Pockels (*Q – switching*), da due isolatori ottici e da 4 amplificatori, dei quali i primi due sono di nuovo del tipo Nd:YAG mentre gli ultimi due sono del tipo Nd:Glass, disposti secondo l'architettura laser MOPA [<sup>1</sup>] (*Master Oscillator Power Amplifier*, ovvero secondo una configurazione dove l'oscillatore e gli amplificatori sono disposti in cascata senza passaggi multipli del fascio laser in essi).

In particolare, l'oscillatore Nd:YAG emette radiazione laser in regime impulsato con le seguenti caratteristiche:

- 1) lunghezza d'onda  $\lambda = 1064nm$  (infrarosso);
- 2) durata  $\tau = 15ns$ ;
- 3) energia  $E_p = 36mJ$ ;
- 4) modo di emissione  $TEM_{00}$ ;
- 5) polarizzazione parallela al banco ottico (detta anche sinteticamente polarizzazione P);
- 6) frequenza massima di ripetizione PRR =  $10Hz$ .

Il primo amplificatore (indicato con la sigla 1°A) è del tipo Nd:YAG (come l'oscillatore), può lavorare ad una frequenza massima di ripetizione di  $10Hz$  (come l'oscillatore) ed in uscita da esso si misura un'energia massima per impulso laser pari a  $220mJ$ .

Il secondo amplificatore (indicato con 2°A) è anch'esso del tipo Nd:YAG (come l'oscillatore ed il 1°A), può lavorare anch'esso ad una frequenza massima di ripetizione di  $10Hz$  ed è in grado di elevare in uscita da esso l'energia del singolo impulso laser ad un valore massimo di  $781mJ$ .

Il terzo amplificatore (indicato con 3°A), al contrario dell'oscillatore e dei primi due amplificatori, è del tipo Nd:Glass, lavora con una frequenza ottimale di ripetizione di 1 shot ogni 4 minuti per minimizzare gli effetti di *lente termica*, che si possono creare nella rod dell'amplificatore lavorando a frequenze di ripetizione maggiori, ed è in grado di elevare in uscita da esso l'energia del singolo impulso laser ad un valore massimo di  $3,94J$ .



Il quarto ed ultimo amplificatore (indicato con 4°A) è del tipo Nd:Glass (come il 3°A), lavora anch'esso con una frequenza ottimale di ripetizione di 1 shot ogni 4 minuti ed è in grado di portare in uscita da esso l'energia del singolo impulso laser ad un valore massimo di  $10J$ , raggiungendo così potenze di picco di circa  $1GW$  ( $10^9W$ ).

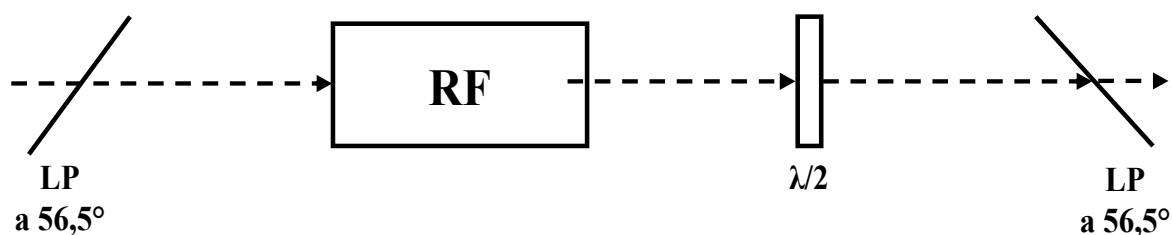
Sia nell'oscillatore e sia nei vari amplificatori, l'inversione di popolazione nel mezzo attivo avviene per mezzo del flash di alcune lampade (pompaggio ottico), il cui numero varia passando dall'oscillatore al 4°A. Più precisamente, l'oscillatore ed il 1°A dispongono entrambi di due sole lampade (cioè una coppia) alimentate da un unico connettore, il 2°A dispone di quattro lampade (cioè due coppie) alimentate da due connettori distinti, il 3°A è dotato di sei lampade (cioè tre coppie) alimentate da tre connettori distinti e, per finire, il 4°A è dotato di otto lampade (cioè quattro coppie) alimentate da quattro connettori distinti.

Le lampade usate per il pompaggio ottico del mezzo attivo sono delle lunghe lampade ad arco che circondano la rod (ovvero il mezzo attivo). L'impulso di flash delle lampade è piuttosto lungo e dura tra i  $3\mu s$  ed i  $6\mu s$  e pertanto, per ottenere in uscita dall'oscillatore un impulso laser di durata  $\tau$  nettamente inferiore (per l'esattezza  $\tau = 15ns$  nel nostro caso), è necessario l'uso di interruttori ottici a celle di Pockels (tecnica  $Q - switching$ ) per selezionare solo una parte dell'impulso di flash delle lampade, di durata pari a quella che si vuole avere per l'impulso laser, in corrispondenza della quale cade il massimo della curva del guadagno delle lampade, garantendo così anche il massimo guadagno del mezzo attivo.

Inoltre, nella nostra sorgente laser sono presenti anche due isolatori ottici, il primo dei quali è posizionato tra l'oscillatore ed il 1°A mentre il secondo è situato tra il 1°A ed il 2°A.

Ognuno dei due isolatori ottici è un sistema formato da *un rotatore di Faraday* ( $\alpha=45^\circ$ ), da *una lamina  $\lambda/2$*  posta subito dopo il rotatore e da *due lamine polarizzatrici a  $56,5^\circ$*  poste, rispettivamente, una subito prima e l'altra subito dopo del sistema rotatore di Faraday  $-\lambda/2$ .

La figura 8 mostra uno schema a blocchi di un isolatore ottico nel quale le sigle LP, RF e  $\lambda/2$  stanno rispettivamente per *lamina polarizzatrice*, *rotatore di Faraday* e *lamina  $\lambda/2$* , mentre la linea tratteggiata con le varie frecce indica la direzione ed il verso di propagazione della radiazione laser nella direzione del target.



**Figura 8** Schema a blocchi di un isolatore ottico.

Nel nostro apparato, una volta ottimizzata la posizione delle due lamine polarizzatrici e della lamina  $\lambda/2$  e assicuratosi il perfetto centraggio del fascio laser nella cavità del rotatore di Faraday, ognuno dei due isolatori ottici svolge una duplice ed importante funzione:

- I) bloccare la radiazione retrodiffusa proveniente dal plasma, evitando così il danneggiamento delle rods dei vari amplificatori (in particolare del 1°A e del 2°A) e di quella dell'oscillatore;
- II) ridurre al minimo l'interazione tra i vari amplificatori, garantendone un quasi perfetto isolamento ottico.

In poche parole, facendo un paragone con l'elettronica, un isolatore ottico si comporta come un interruttore unidirezionale che lascia passare (interruttore aperto) la radiazione avente la giusta polarizzazione (P nel nostro caso) nella direzione del target, bloccando però (interruttore chiuso) quella retrodiffusa proveniente dal target avente polarizzazione perpendicolare al banco ottico (indicata con S) o che è stata opportunamente trasformata da P ad S dall'isolatore stesso e garantendo l'isolamento ottico tra i vari amplificatori, il quale dipende dall'efficienza di riflessione delle lamine polarizzatrici. Per maggiori dettagli si può consultare la reference [1], dove viene anche spiegato il motivo per il quale i due isolatori ottici sono stati messi proprio nei punti specificati in precedenza e non in altre zone dell'apparato.

Il sistema di focalizzazione del fascio laser sul target è costituito da una lente convergente (singoletto o tripletto), posta all'interno della camera da vuoto a doppio scomparto, avente una focale  $f$  piuttosto corta pari a circa  $20\text{cm}$  con la quale si ottiene un diametro di focalizzazione del fascio laser sul target dell'ordine di  $100\mu\text{m}$  (valore assunto come limite superiore) o anche meno nel caso del tripletto. Pertanto, l'intensità del fascio laser nel piano focale, nelle condizioni di massima energia effettiva del laser ( $10\text{J}$ ), risulta pari a  $I = 8,49 \cdot 10^{12}\text{W/cm}^2 \cong 10^{13}\text{W/cm}^2$ , molto maggiore dell'intensità di soglia ( $10^7\text{W/cm}^2$ ) per la generazione di un plasma.

La radiazione laser incide sul target, costituito solitamente da un nastro sottile di spessore pari ad alcune decine di micron (ad esempio  $76\mu\text{m}$ ) e montato su un apposito supporto meccanico rotante, con un angolo di incidenza di  $45^\circ$  in modo tale da minimizzare la proiezione di detriti nella regione circostante il punto di generazione del plasma sul target.

All'interno della camera da vuoto a doppio scomparto, dunque, è possibile disporre il target, la lente di focalizzazione, uno o più spettrometri per l'analisi della radiazione emessa dal plasma, una videocamera CCD, un fotodiodo PIN in grado di rilevare la radiazione (in

particolare UV e X soft) emessa dal plasma ed, in ultimo, un supporto meccanico che consente, grazie all'uso di un opportuno motorino sincrono reversibile, la rotazione del target solido su cui viene focalizzato il fascio laser per generare plasma.

Inoltre, una flangia opportunamente realizzata sulla camera da vuoto consente, mediante l'uso di connettori BNC, la connessione elettrica tra il motorino ed il circuito esterno di controllo; infine, un riduttore di giri permette di portare la velocità di trascinamento del target a pochi *mm/s*.

Il supporto meccanico rotante appena citato presenta l'importante caratteristica di ovviare alla precessione dell'albero del motorino, riducendo così le fluttuazioni del target sul piano focale della lente e, quindi, diminuendo il rischio di defocalizzazione tra un colpo laser ed il successivo in conseguenza della rotazione del target.

Oltre a ciò, l'importanza di dover ricorrere ad un supporto meccanico rotante risiede anche nella necessità, quando si genera plasma su target solido, di disporre per ogni colpo laser di una porzione sempre vergine (in particolare non bucata dal laser) del target che possa essere esposta alla radiazione incidente, in modo tale da ridurre al minimo le fluttuazioni dell'intensità della radiazione emessa dal plasma tra uno shot laser ed un altro.

All'interno del primo scomparto della camera da vuoto può essere posto lo strumento che consente di fare spettroscopia (in particolare nella regione dei raggi X soft), costituito da uno *spettrometro* ad alta risoluzione sia spaziale e sia spettrale, basato su un cristallo sferico di mica avente un raggio di curvatura  $R = 100\text{mm}$ , in grado di analizzare la regione spettrale che si estende da  $800\text{eV}$  fino a  $10\text{keV}$ .

Tale spettrometro [1], realizzato presso il *Multicharged Ions Spectra Data Center* dell'istituto VNIIFTRI di Mosca dai Dottori A. Ya. Faenov e T. A. Pikuz, combina la proprietà di focalizzazione tipica di uno specchio sferico con la diffrazione alla Bragg tipica di un cristallo.

Sempre nel primo scomparto della camera da vuoto è possibile anche inserire una videocamera CCD, il cui principio generale di funzionamento è stato ampiamente descritto in [1], che consente la registrazione digitale sia degli eventuali spettri di emissione della radiazione emessa da plasma indotto da laser e sia delle radiografie di campioni, soprattutto biologici, ottenute sfruttando la radiazione X (nel nostro caso essenzialmente di tipo soft) emessa dal plasma. Quest'ultima applicazione è stata quella per la quale la CCD è stata impiegata nel corso dei nostri esperimenti condotti sui plasmi indotti da laser.

Il secondo scomparto della camera da vuoto è connesso, attraverso una flangia, al primo e si trova nella direzione di propagazione della radiazione emessa dal plasma. La parte

inferiore di tale secondo scomparto presenta una piccola flangia, dove è stato posto un connettore multipolo passante da vuoto che consente:

- a) di portare all'interno della camera da vuoto le alimentazioni ad alta tensione per il fotodiodo PIN usato per la rilevazione della radiazione emessa dal plasma (in particolare di quella X soft);
- b) di portare fuori dalla camera da vuoto verso un oscilloscopio il segnale rivelato dal fotodiodo PIN.

Inoltre, sempre nel secondo scomparto della camera da vuoto, è possibile disporre lateralmente due *manipolatori* per reticoli a riflessione ad incidenza radente e, nella direzione emergente dai reticoli, due flange rettangolari, a braccio corto e lungo, per effettuare la diagnosi spettroscopica delle relative bande di energia analizzate dai reticoli.

Il sistema di pompe da noi usato per fare il vuoto nella camera è, invece, costituito da due pompe:

- I) una turbomolecolare, posta nella parte inferiore della camera da vuoto;
- II) una rotativa disposta in coda alla pompa turbomolecolare.

Tale sistema di pompe consente di portare il vuoto all'interno della camera fino ad un valore massimo di  $10^{-6}mbar$ , anche se è possibile lavorare in condizioni di vuoto molto meno spinto con valori dell'ordine di  $0,1mbar$ , soprattutto quando si vuole fare spettroscopia X e non si ricorre ad una videocamera CCD. I vantaggi e gli svantaggi di lavorare con il vuoto in camera sono stati già descritti nella mia prima tesi di dottorato [1], quindi non saranno riportati in questa tesi, come del resto il problema dei detriti che costituisce, appunto, uno degli svantaggi di lavorare con il vuoto in camera e che si presenta essenzialmente quando il target usato per generare plasma è di tipo solido.

Tra l'oscillatore ed il primo isolatore ottico viene prelevata, per riflessione sulla prima delle due lamine polarizzatrici a  $56,5^\circ$  dell'isolatore stesso, una piccola porzione del fascio laser, la quale viene inviata in ingresso ad un fotodiodo veloce con tempo di salita  $T_r = 1ns$  e caratterizzato dall'aver un'alimentazione interna a batteria.

Tale fotodiodo consente:

- I) di controllare i parametri dell'impulso laser emesso dall'oscillatore e di rilevare l'eventuale presenza di radiazione retrodiffusa verso l'oscillatore stesso e suscettibile di amplificazione, come quella proveniente dal plasma a causa del fatto che, una volta creato, si comporta come uno specchio o dagli amplificatori, ad

esempio a causa del fenomeno dell'emissione spontanea amplificata (*Amplified Spontaneous Emission* o ASE) che si verifica in essi;

- II) di sincronizzare l'oscilloscopio della LeCroy avente una larghezza di banda di  $300\text{MHz}$ , situato all'esterno della camera da vuoto e da noi usato per la visualizzazione e la misurazione, sottoforma di un segnale di tensione, del segnale proveniente dal fotodiodo PIN posto all'interno della camera da vuoto.

In poche parole, nel nostro apparato la radiazione emessa dal plasma (in particolare quella UV e X soft) viene rilevata tramite un fotodiodo PIN posizionato all'interno della camera da vuoto ed opportunamente schermato mediante appositi filtri (ad esempio di alluminio) di spessore variabile, a seconda della regione spettrale della radiazione emessa dal plasma che interessa rilevare ed analizzare. Il segnale elettrico fornito dal fotodiodo PIN viene poi trasmesso all'esterno all'oscilloscopio sopra citato per la visualizzazione, il monitoraggio del profilo temporale e la misurazione dell'impulso della radiazione emessa dal plasma.

L'oscilloscopio da noi usato consente di fare tutto ciò poichè è in grado di stimare tempi di salita o di discesa pari a  $1,2\text{ns}$ , che sono proprio quelli del fotodiodo PIN da noi utilizzato per la rilevazione della radiazione emessa dal plasma.

Inoltre, nel nostro apparato sperimentale è anche presente un alimentatore ad alta tensione in continua, capace di erogare una tensione variabile da  $0\text{V d.c.}$  fino a  $\pm 3\text{kV d.c.}$  ed alcuni  $\text{mA}$  di corrente, utilizzato per alimentare il fotodiodo PIN che necessita di una tensione di lavoro di  $-200\text{V}$ .

Nella nostra sorgente laser, oltre ad essere presenti vari specchi (utilizzati soprattutto a  $45^\circ$ ) per indirizzare il fascio laser nella direzione voluta, sono presenti anche due beam expander, il cui compito è quello di aumentare le dimensioni del fascio laser. Il primo di essi si trova subito dopo l'uscita della radiazione dalla cavità laser dell'oscillatore, mentre il secondo è posto tra il 2°A ed il 3°A. Il loro utilizzo è giustificato dalle seguenti due ragioni:

- 1) incrementando le dimensioni del fascio laser, un beam expander consente di diminuirne la *fluenza* (rapporto tra l'energia e la superficie su cui essa si distribuisce), riducendo così la possibilità di danneggiamento delle ottiche e anche e soprattutto delle rods dei vari amplificatori;
- 2) aumentare le dimensioni di un fascio laser fino a raggiungere valori molto simili a quelli del diametro della rod di un amplificatore permette di incrementare il volume del mezzo attivo investito dalla radiazione laser, con il conseguente aumento del guadagno dell'amplificatore.

Infine, come corollario a questo primo capitolo, si desidera sottolineare che il meccanismo del trasporto di energia in un plasma indotto da laser ad impulsi corti o ultracorti e ad alta potenza, nell'ipotesi che il target usato sia di tipo solido (come nel nostro caso), può essere riassunto nei seguenti punti:

- a) il fascio laser focalizzato incide su un target solido avente densità  $\rho$  (ad esempio si può supporre, per semplicità, che  $\rho = 1g/cm^3$ );
- b) l'elevata pressione (dell'ordine dei *kbar* o dei *Mbar* per i laser ad impulsi corti e dei *Gbar* o dei *Tbar* per quelli ad impulsi ultracorti) esercitata dalla radiazione laser sul target solido causa, sulla sua parte superficiale, uno shock meccanico;
- c) l'elevata pressione esercitata dalla radiazione laser sul target ed il suo assorbimento da parte di quest'ultimo consentono, grazie ad un processo di riscaldamento, la generazione e la conseguente espansione di materia ionizzata (cioè di un plasma), caratterizzata dall'aver una densità via via decrescente mano a mano che ci si allontana dalla superficie del target; si noti inoltre che, durante la fase di espansione, il plasma tende anche a raffreddarsi;
- d) l'assorbimento della radiazione laser da parte del plasma avviene fino ad un certo valore  $n_c$  della densità elettronica (detto *densità elettronica critica*), oltre il quale si assiste ad una rapida diminuzione della velocità termica ionica, di quella elettronica e della temperatura del plasma.

## CAPITOLO 2 [2]

# ANALISI DEI RAGGI X SOFT EMESSI DA PLASMA E MICRORADIOGRAFIE MEDIANTE CCD

Nel laboratorio di elettronica quantistica e plasmi dell'Università degli Studi di Roma *Tor Vergata*, presso il quale sono stati effettuati parte degli esperimenti durante il triennio di dottorato, è stata usata la sorgente laser Nd:YAG/Glass *tabletop* e *ultraintensa* descritta alla fine del capitolo precedente, e più in dettaglio nella mia prima tesi di dottorato [1], per generare radiazione X (essenzialmente soft) da plasma indotto da laser dopo aver focalizzato il fascio laser su bersaglio solido mediante lente convergente (tripletto in questo caso).

Una videocamera CCD è stata opportunamente installata nell'apparato sperimentale, all'interno della camera da vuoto a doppio scomparto, al fine di misurare l'energia dei raggi X emessi dalla sorgente laser-plasma nell'intervallo compreso tra  $0,4keV$  e  $5keV$  e per la registrazione digitale di microradiografie preliminari di campioni biologici sottili.

La videocamera CCD da noi utilizzata è dotata di alta sensibilità e risoluzione, è ottimizzata per la spettroscopia e per l'imaging a flusso molto basso nel visibile e nella regione dei raggi X soft ed impiega un chip  $2k \times 2k$  (classe astronomica, dimensione del singolo pixel di circa  $15\mu m$ ), controllato mediante il driver elettronico SDSU (San Diego State University), che viene raffreddato fino ad una temperatura di circa  $-50^{\circ}C$  attraverso un criostato TEC (refrigeratore termo-elettrico, *Thermo-Electric Cooler*) per ridurre la generazione della corrente di buio (dark current).

### 2.1 Introduzione

I plasmi indotti da laser, che trovano applicazioni in numerosi campi della ricerca tra cui ricordiamo quello della fusione nucleare a confinamento inerziale [13], dell'elettrodinamica quantistica e della fisica delle alte energie [14], della spettroscopia X [15, 16], della fisica atomica e dello stato solido [17], dell'imaging, delle radiografie e dell'astrofisica [18, 19, 20, 21], si comportano come una sorgente puntiforme non monocromatica di radiazione visibile, UV e X.

Quest'ultima può essere usata per ottenere microradiografie di campioni biologici che possono essere registrate in modo digitale su una videocamera CCD davanti alla quale, oltre al campione, sono anche posizionate opportune combinazioni di filtri per eliminare la

componente visibile ed ultravioletta della radiazione emessa dal plasma, lasciando così passare solo i raggi X.

Storicamente, i films fotografici (per esempio le pellicole RAR della Kodak), a causa del loro basso costo, della buona risoluzione spaziale (la dimensione tipica dei grani è di circa  $5\mu\text{m}$ ) e della loro grande area di ricezione (o esposizione), sono stati il principale mezzo di rilevazione dei fotoni nell'intervallo di lunghezze d'onda che va dall'infrarosso (IR) ai raggi X duri fino all'avvento delle CCD.

Attualmente le videocamere CCD inizialmente impiegate in astrofisica ricoprono, grazie alle loro caratteristiche peculiari, sempre più un ruolo fondamentale e principale in un'ampia gamma di applicazioni, come quello di sensori per l'imaging, ed in molti campi di ricerca della fisica hanno rivoluzionato la tecnologia di imaging e hanno completamente soppiantato i films fotografici.

In generale, le più importanti proprietà di una CCD sono riassumibili nei seguenti punti:

- 1) *elevata efficienza quantica*, che rappresenta la capacità di un elemento fotosensibile (detto *pixel*) di rilevare l'impatto di un fotone sulla sua superficie e che può essere definita come il rapporto tra il numero degli elettroni prodotti (detti *fotoelettroni*) e quello dei fotoni incidenti;
- 2) *elevata velocità di risposta*;
- 3) *risposta lineare*;
- 4) *basso rumore elettronico*;
- 5) *facilità di interfacciamento con un computer*;
- 6) *elevata velocità di acquisizione dei dati e di trasferimento degli stessi su display*;
- 7) *facilità di post-elaborazione (post-processing) dei dati acquisiti* senza dover ricorrere ai lenti e noiosi processi di sviluppo tipici delle immagini registrate su films fotografici;
- 8) *buona risoluzione spaziale* (dell'ordine delle dimensioni del singolo pixel, ovvero di una decina di micron);
- 9) *sensibilità al singolo fotone incidente*;
- 10) *elevato range dinamico (8 – 16bit)*;
- 11) *elevato rapporto segnale – rumore*;
- 12) *elevata risoluzione energetica*.



Oltre che per ottenere radiografie dei campioni di interesse, le CCD stanno trovando numerose applicazioni nella regione dei raggi X emessi da plasmi indotti da laser anche per fare della spettroscopia, grazie all'*elevata risoluzione energetica* di cui godono.

Infatti, durante la rivelazione dei raggi X mediante CCD, i fotoni X sono assorbiti nel substrato di silicio con conseguente generazione di fotoelettroni, i quali possono dare luogo ad un segnale che è quello che viene poi letto. Durante questo processo, un fotone X è convertito in un grande numero di elettroni proporzionale all'energia iniziale del fotone, contrariamente a quanto accade quando la radiazione incidente è luce visibile poiché un fotone ottico riesce a produrre solo pochi fotoelettroni essendo meno energetico di un fotone X. Di conseguenza, una CCD manifesta un'*elevata risoluzione energetica*, che può riguardare anche la regione dei raggi X, che ne consente il suo utilizzo per fare spettroscopia.

La CCD usata nel corso dei nostri esperimenti con i raggi X soft emessi da plasma indotto su bersaglio solido mediante sorgente laser Nd:YAG/Glass, illuminata nella parte anteriore (*front illuminated CCD chips*), di classe astronomica e di buona qualità fotometrica, è stata progettata all'Università *Santa Cruz* della California (USA), in collaborazione con il Lick Observatory, nell'ambito dello sviluppo di strumentazione in campo astronomico ed è stata fisicamente realizzata dalla Loral.

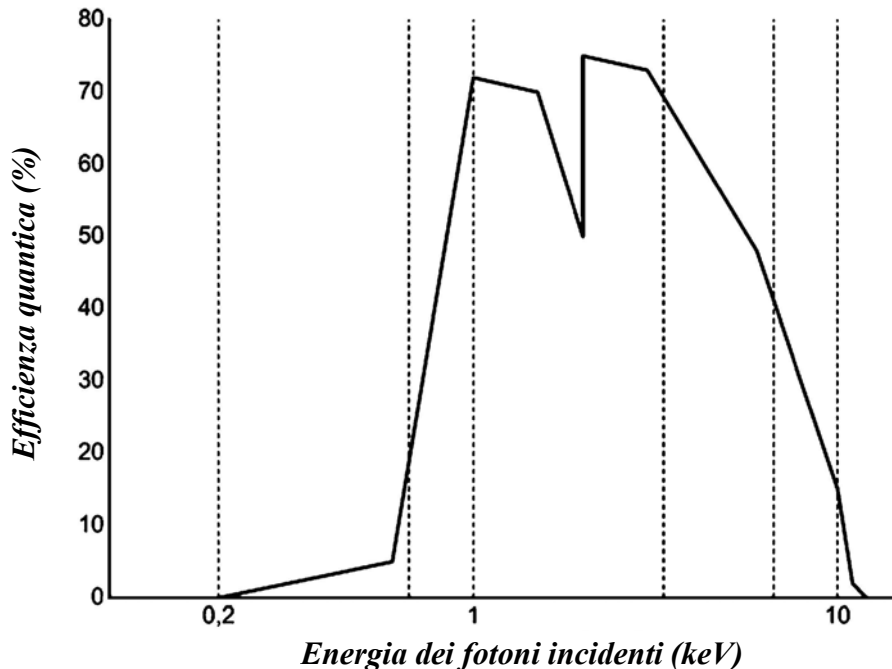
Le sue principali caratteristiche sono:

- I) *risoluzione spaziale* di  $2k \times 2k$  pixels con dimensione del singolo pixel di  $15\mu m$ ;
- II) *full-well capacity*, ovvero capacità (o capienza) di un pixel di accumulare elettroni, di circa 120000 elettroni;
- III) *elevato range dinamico pari a 16bit*;
- IV) *elevata efficienza quantica pari a circa il 70% nella regione dei raggi X compresa tra 1keV e 8keV*.

Nella figura 9 di seguito riportata viene mostrata la curva dell'efficienza quantica della Loral CCD da noi usata al variare dell'energia del fotone X incidente nell'intervallo  $(0,2-10)keV$ .

In conclusione, è interessante notare che l'efficienza quantica di una CCD resta costante indipendentemente dal tempo di posa, mentre quella dell'emulsione fotografica diminuisce al crescere del tempo di esposizione (*difetto di reciprocità*). Ciò sta a significare che in una CCD il numero di elettroni registrati da un pixel, durante l'osservazione di una sorgente costante di radiazione, è legato linearmente al suo tempo di posa o al prodotto del tempo di posa per l'intensità della radiazione incidente, fattore noto con il nome di *esposizione* in fotografia.

Questa caratteristica rende una CCD, la cui linearità si estende generalmente su di un intervallo di 50000 – 150000 elettroni, nettamente superiore all'emulsione fotografica nelle misure di fotometria, sia puntuale (stelle, asteroidi) e sia di oggetti estesi (nebulose, galassie, superfici planetarie, Sole, Luna, ecc.).



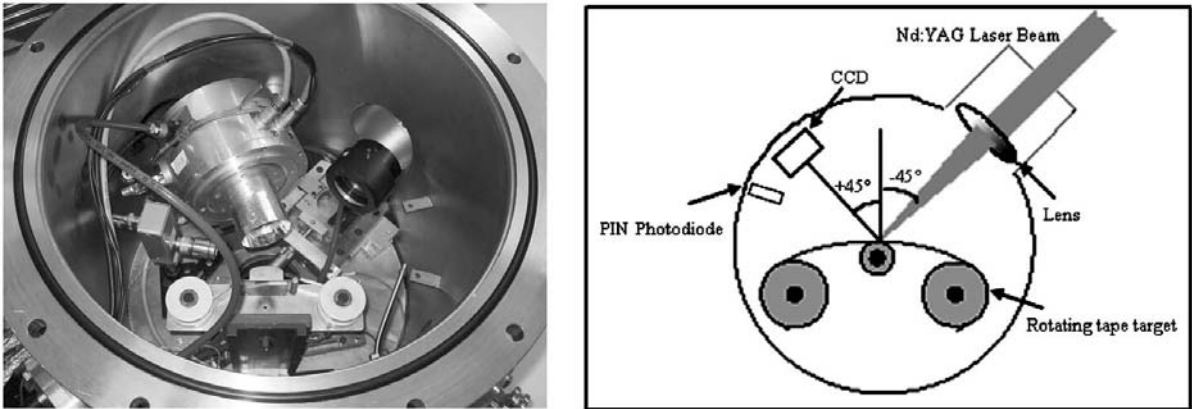
**Figura 9** Efficienza quantica della Loral CCD usata negli esperimenti al variare dell'energia dei fotoni X incidenti nell'intervallo (0,2 – 10)keV.

## 2.2 Set-up sperimentale

Per poter valutare le potenzialità della tecnologia CCD nel campo dell'imaging mediante raggi X (soprattutto in quello delle microradiografie di campioni biologici), la videocamera CCD della Loral è stata implementata nell'apparato sperimentale *Tor Vergata Nd:YAG/Glass Laser Facility*, già descritto nel paragrafo 1.9 e in [1] ed utilizzato per generare radiazione X (essenzialmente di tipo soft) da plasma indotto da laser.

Sulla parte sinistra della figura 10 di seguito riportata viene mostrato l'interno della camera da vuoto dove nel primo scomparto, oltre al fotodiodo PIN della Quantrad (modello 100-PIN-125N), alla lente di focalizzazione (tripletto) ed al target solido a nastro montato su supporto rotante, è anche posizionata la videocamera CCD della Loral davanti alla quale è posto un tubo cilindrico di alluminio al fine di convogliare verso di essa i raggi luminosi, UV e X emessi dal plasma nel modo più parallelo possibile.

Sulla parte destra della figura 10, invece, viene mostrata in dettaglio la configurazione geometrica con cui i vari elementi sono stati disposti all'interno della camera da vuoto, compreso anche l'angolo di incidenza del fascio laser e quello con cui la CCD è orientata rispetto alla normale al target. In particolare, si noti che *Nd:YAG Laser Beam* sta per fascio laser Nd:YAG/Glass, *Lens* sta per lente di focalizzazione, *Rotating tape target* sta per target a nastro rotante mentre *PIN Photodiode* sta per fotodiiodo PIN.



**Figura 10** *A sinistra: foto dell'interno del primo scomparto della camera da vuoto dove è possibile riconoscere la CCD della Loral, la lente di focalizzazione (tripletto), il nastro di rame (target solido) montato su supporto rotante ed il fotodiiodo PIN della Quantrad. A destra: configurazione geometrica con cui i vari elementi sono stati disposti all'interno della camera da vuoto e con cui il fascio laser focalizzato incide sul target solido.*

La videocamera CCD, che opera sotto vuoto ad una pressione di  $10^{-4}$  mbar per poter essere raffreddata fino ad una temperatura di circa  $-50^{\circ}\text{C}$ , si trova ad una distanza di circa 15cm dal target lungo una direzione formante un angolo di  $+45^{\circ}$  con la normale al target.

Anche il target rotante a nastro è orientato nello stesso modo, cioè la normale al piano del target forma un angolo  $-45^{\circ}$  rispetto alla direzione di incidenza del fascio laser (cioè rispetto alla retta congiungente il centro della lente di focalizzazione con il punto del target colpito dal fascio laser dove si genera il plasma), al fine di ridurre al minimo il problema dei detriti rilasciati dal target solido quando viene forato dal fascio laser per produrre plasma.

Il target solido usato negli esperimenti è costituito da un nastro di rame molto sottile (il suo spessore è pari a  $50,8\mu\text{m}$ ), che viene fatto ruotare tra un colpo (shot) laser e l'altro. Si è scelto come bersaglio il rame e non un altro elemento perché esso è quello con la migliore efficienza di conversione tra radiazione laser incidente (infrarosso) e raggi X nella regione

attorno a  $1,5keV$  tra tutti quelli a nostra disposizione, come precedenti studi hanno dimostrato (vedi [1]).

Inoltre, in corrispondenza di ogni shot laser, il profilo temporale dell'impulso laser è stato monitorato mediante un fotodiodo veloce (vedi paragrafo 1.9), che fornisce anche il segnale di trigger per sincronizzare l'oscilloscopio digitale (usato per misurare l'ampiezza dell'impulso X, che presenta un profilo temporale simile a quello dell'impulso laser con analoga durata pari a  $FWHM \cong 15ns$ ) con l'emissione dei raggi X, rivelati mediante il fotodiodo PIN della Quantrad posto lungo una direzione formate un angolo poco più piccolo di  $90^\circ$  rispetto alla normale al target e la cui superficie attiva è schermata mediante un filtro di alluminio di spessore pari a  $40\mu m$ , che blocca la componente visibile e UV della radiazione emessa dal plasma, mentre lascia passare la componente X.

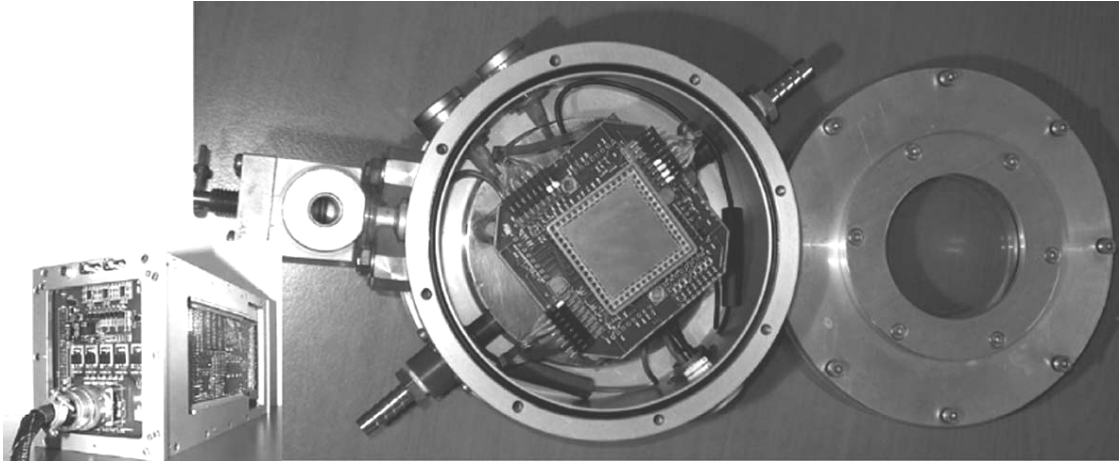
### 2.3 CCD detector

Come già detto in precedenza, la CCD da noi usata negli esperimenti riguardanti i raggi X emessi da plasma indotto da laser è basata su un chip  $2k \times 2k$  della Loral con dimensione del singolo pixel pari a  $15\mu m$ , è di classe astronomica, è caratterizzata da una buona qualità fotometrica ed è stata sviluppata e testata per la rilevazione della componente visibile e X dello spettro elettromagnetico.

Una foto che mostra maggiori dettagli di tale dispositivo, rispetto a quanto è già possibile vedere dalla figura 10, è riportata in figura 11 assieme al controller SDSU (San Diego State University).

Il chip della Loral, che può operare nel cosiddetto *modo invertito* (*Multi-Phase-Pinned mode* o MPP [22]) ad una temperatura di  $200K$ , presenta una corrente di buio inferiore a  $0,1elettroni/minuto$ , permettendo così alla CCD di garantire una buona qualità fotometrica e di fornire immagini accurate di ottima qualità, anche quando la CCD non si trova a temperature criogeniche basse in corrispondenza delle quali dovrebbe raggiungere le condizioni ottimali di lavoro.

Per ridurre la corrente termica di buio si utilizza un nuovo sistema di raffreddamento termo – elettrico (*Thermo-Electric Cooler system* o TEC), capace di raffreddare la CCD fino a temperature di  $-80^\circ C$  in condizioni di vuoto molto spinto, termalizzando il tutto all'interno di  $0,5^\circ C$ . Questo sistema è basato su un dispositivo a tre stadi a celle di Peltier realizzato su misura; inoltre, per raggiungere la temperatura di funzionamento ottimale, si è usato come scambiatore di calore del Glycol a  $0^\circ C$  pompato in un circuito chiuso.



**Figura 11** Foto del chip da laboratorio su cui si basa la CCD da noi usata e, sulla sinistra, il controller SDSU (San Diego State University).

Durante i nostri esperimenti, la CCD è stata sempre fatta funzionare nel modo invertito MPP poiché quest'ultimo è una modalità di lavoro che, malgrado dia luogo ad una riduzione nella capacità di un pixel di accumulare elettroni (cioè nella *full-well capacity*), presenta numerosi vantaggi operativi quali:

- a) drammatica riduzione della corrente di buio;
- b) ottima efficienza di trasferimento di carica (*Charge Transfer Efficiency* o CTE);
- c) assenza di immagini residue di superficie;
- d) eccellente uniformità tra i vari pixels (*pixel-to-pixel uniformity*);
- e) migliorata solidità alla radiazione;
- f) possibilità di cancellare molto velocemente i dati nella CCD.

Inoltre, per queste ragioni, durante gli esperimenti si è raffreddata la CCD “solo” fino ad una temperatura di  $-50^{\circ}\text{C}$  con un vuoto in camera dell'ordine di  $10^{-4}\text{mbar}$ . Per le prove sperimentali è stata usata una CCD che costituisce una versione migliorata (*upgrade*) dei sistemi presentati da Nanni *et al.* [23] e da Agnelli *et al.* [24].

Per quanto concerne, invece, l'elettronica di supporto alla CCD, essa è essenzialmente costituita da schede (o moduli) di controllo della San Diego State University (SDSU controller), che permette di operare con un'ampia categoria di immagini che si estende da quelle nell'infrarosso fino a quelle ottenute con i raggi X, e da alcune altre schede specifiche, mentre ogni altro parametro operativo della CCD è accessibile mediante apposito software.

L'elettronica permette alla CCD di funzionare con una modalità di lettura dei dati molto veloce (*fast readout mode*) con tempi dell'ordine di  $0,5\mu\text{s}$  per ogni pixel e di poter effettuare

molte letture dati simultaneamente. L'elevato range dinamico, invece, è raggiunto attraverso l'uso di tecniche a basso rumore e di convertitori analogico – digitali a *16bit*. Inoltre, la flessibilità della programmazione permette di controllare un numero variabile di letture dati.

Le componenti principali del controller SDSU sono:

- I) una scheda di temporizzazione (o sincronizzazione, *Timing Board*) dei processi, che fornisce la sequenza digitale per controllare la CCD e le comunicazioni con la scheda di interfaccia del computer su duplice collegamento a fibra ottica;
- II) una scheda di elaborazione video (*Video Processor Board*), che amplifica e fornisce valori numerici digitali a *16bit* per i segnali video dei pixels della CCD con un circuito campione doppiamente correlato;
- III) una scheda di azionamento del clock (*Clock Driver Board*), che trasforma i segnali di temporizzazione digitali in livelli di tensione controllati al fine di azionare le linee di clock della CCD;
- IV) una scheda di funzione (*Utility Board*) che fornisce varie funzioni di supporto del sistema, come quella per il controllo dell'otturatore (shutter), quella per il monitoraggio della temperatura del chip della CCD, ecc.;
- V) una scheda PCI (*PCI Board*) che interfaccia, mediante collegamento con fibre ottiche, la *Timing Board* con la scheda PCI di interfaccia del computer.

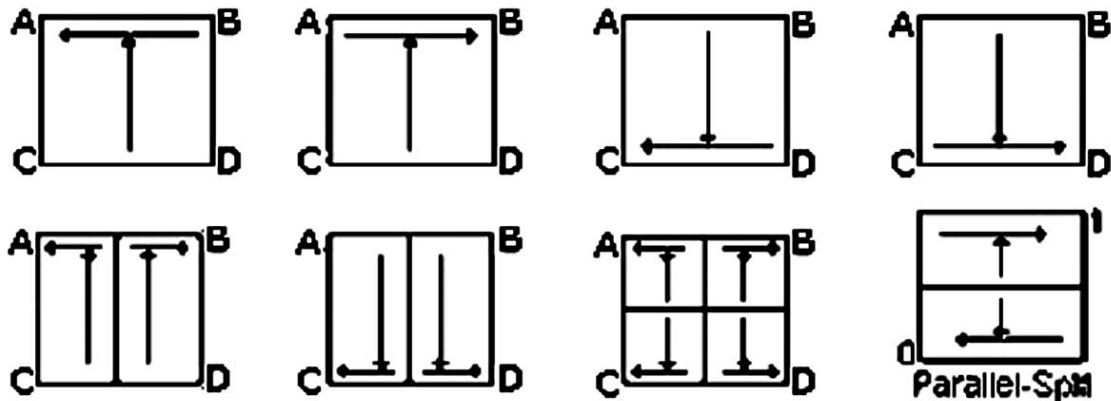
Oltre a ciò, è interessante sottolineare che il sistema di lettura della CCD è totalmente controllato dal computer, garantendo così la flessibilità delle operazioni durante gli esperimenti.

Più esattamente, la videocamera CCD usata nei nostri esperimenti viene gestita dall'esterno mediante una serie di comandi creati attraverso un'applicazione per utente specifica chiamata VOODOO.

Il software di controllo e acquisizione della CCD consiste di due differenti codici, uno *Java* e l'altro rappresentato da librerie scritte in *C*, e permette di gestire il controller elettronico SDSU mediante tre programmi scritti in *Assembler* (“pci.lod”, “tim.lod” e “utility.lod”) che possono essere modificati per controllare tramite oscilloscopio e adattare le forme d'onda dei segnali di temporizzazione e, infine, per aumentare l'efficienza di lettura del chip scegliendo il formato dell'immagine, cambiando il guadagno del segnale video, selezionando la modalità di lettura (*readout mode*) e l'amplificatore di uscita. Inoltre, il software di controllo e acquisizione permette la lettura di una singola CCD (anche di elevata

risoluzione e di grandi dimensioni) e di mosaici (o collezioni) di CCD con la possibilità di leggere l'immagine secondo differenti modalità riportate in figura 12 quali:

- 1) canale di lettura singolo o modalità a singolo amplificatore;
- 2) scissione dell'immagine su due o quattro canali (ovvero modalità a due o quattro amplificatori).



**Figura 12** *In alto: modalità di lettura della CCD a singolo amplificatore (ovvero a canale di lettura singolo). In basso: modalità di lettura della CCD a due o quattro amplificatori (ovvero con scissione dell'immagine su due o quattro canali).*

Per elaborare le immagini acquisite mediante CCD, invece, si sono utilizzati IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*) e IDL (*Interactive Data analysis Language*).

Più esattamente, il primo comprende una buona selezione di programmi per l'elaborazione delle immagini e per la grafica, più un grande numero di software per la riduzione e l'analisi dei dati. Altri pacchetti esterni aggiuntivi sono accessibili per specifiche applicazioni come, ad esempio, l'acquisizione e la manipolazione dei dati raccolti da diversi osservatori in differenti regimi di lunghezza d'onda, come ad esempio quelli del telescopio spaziale *Hubble*, quelli raccolti nell'estremo ultravioletto (EUV) o nella regione dei raggi X.

Infine, IDL è un linguaggio di programmazione completo interattivo per la riduzione, l'analisi e la visualizzazione di dati scientifici e di immagini, che rappresenta uno strumento molto potente di analisi per i ricercatori.

## 2.4 Banda di energia dei raggi X

Nell'esperimento effettuato per poter analizzare la banda di energia dei raggi X emessi da plasma indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata*, sono stati utilizzati una serie di filtri opportunamente selezionati posti davanti alla videocamera CCD e montati su un

disco di rame di spessore pari a  $0,5\text{mm}$ , dotato di appositi fori circolari aventi un diametro di circa  $1,5\text{mm}$  sui quali i vari filtri potevano essere disposti.

Tutto il sistema dei filtri è stato posizionato sul coperchio del criostato, su cui un tubo di alluminio è stato inserito per connettere la sorgente puntiforme di raggi X alla CCD. L'uso di tale tubo si è rilevato cruciale per l'esperimento poiché ha permesso di ridurre la divergenza della radiazione emessa dal plasma indotto da laser, consentendo così di produrre una più accurata rappresentazione del campione sul piano immagine.

Inoltre, nell'esperimento abbiamo usato il metodo diretto per la rilevazione dei fotoni X e cinque tipi differenti di filtri, uno per ciascuna riga di fori presenti nel disco di rame. Più esattamente, i filtri usati nell'esperimento sono di titanio (Ti, spessore  $76\mu\text{m}$ ) e di alluminio (Al) con diversi spessori pari a  $116\mu\text{m}$ ,  $78\mu\text{m}$ ,  $58\mu\text{m}$  e  $30\mu\text{m}$ .

In questo modo, le componenti visibili ed UV dello spettro elettromagnetico sono bloccate prima di arrivare sulla CCD, mentre soltanto i raggi X emessi da plasma di rame (Cu) indotto da laser possono eventualmente attraversare i filtri e raggiungere la CCD.

Tutte le immagini acquisite sono state elaborate mediante IRAF. Le immagini di calibrazione (di bias, di buio e piatta o *flat image*), prese alla stessa temperatura, sono servite per rimuovere dalle immagini gli effetti cumulativi (struttura di bias e corrente termica di buio) e moltiplicativi (variazione del guadagno da un pixel ad un altro).

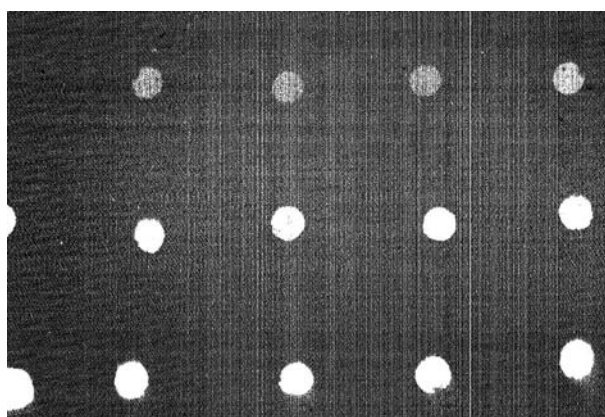
Nel primo step di riduzione, l'immagine (o fotogramma) di bias (*bias frame*) ottenuta con tempo di integrazione nullo, quella piatta (*flat frame*) ottenuta con una sorgente di luce avente una distribuzione di luminosità uniforme e quella di buio (*dark frame*), ottenuta con un tempo di integrazione molto lungo e con l'otturatore (shutter) chiuso, sono combinate per produrre un'immagine di bias media, un'immagine di buio media ed, infine, una *flat image* media.

Successivamente, passando attraverso vari step di riduzione, le immagini con i dati di interesse devono essere corrette sottraendo quelle medie di bias e di buio e dividendo il tutto per la *flat image* media per produrre, così, le immagini finali da cui è possibile estrarre i risultati cercati.

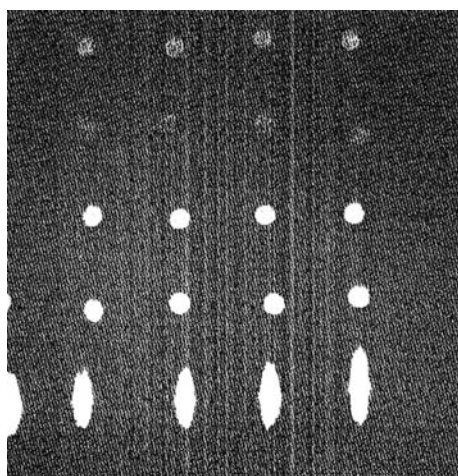
Nel caso dell'esperimento in questione, relativo alla determinazione della banda di energia dei raggi X emessi da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata*, le immagini finali dei fori del disco di rame con i filtri sono mostrate nelle figure 13 e 14 e sono state registrate mediante CCD dopo aver generato un plasma su target di Cu, utilizzando radiazione laser focalizzata con due diversi valori di energia (ovvero di intensità) rispettivamente pari a  $7,5\text{J}$  e  $9\text{J}$ .



Osservando la figura 13 si nota subito che, con un valore di energia del laser di  $7,5J$ , solamente tre righe di fori vengono registrate dalla CCD e appaiono visibili. A partire dall'alto, tali righe sono quelle davanti alle quali sono stati posti i filtri di alluminio con spessore  $78\mu m$ ,  $58\mu m$  e  $30\mu m$ , mentre quelle corrispondenti ai filtri di Ti con spessore di  $76\mu m$  e di Al con spessore pari a  $116\mu m$  non sono state registrate dalla CCD e, quindi, non sono visibili in figura poiché, per queste ultime due righe di fori, l'energia dei raggi X emessi da plasma di rame si è rilevata troppo bassa per permettere alla radiazione X di attraversare i filtri, cosa che invece non accade nel caso delle rimanenti tre righe di fori in quanto in questo caso l'energia dei raggi X è sufficiente per attraversarli.



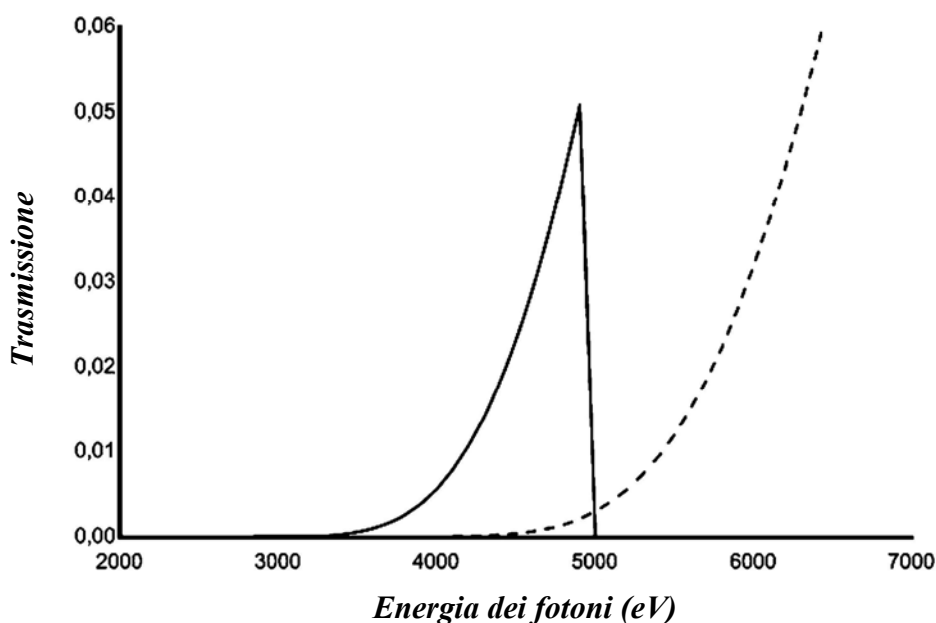
**Figura 13** Immagine dei fori circolari di diametro pari a  $1,5mm$  realizzati su disco di rame (spessore =  $0,5mm$ ) ottenuta mediante i raggi X emessi da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di Tor Vergata e registrata su CCD quando l'energia laser è pari a  $7,5J$ . L'ordine dei filtri per ciascuna riga di fori dall'alto verso il basso è il seguente: Al  $78\mu m$ , Al  $58\mu m$ , Al  $30\mu m$ .



**Figura 14** Come per la figura 13 con l'unica differenza che l'energia laser è pari a  $9J$ . L'ordine dei filtri per ciascuna riga di fori dall'alto verso il basso è il seguente: Ti  $76\mu m$ , Al  $116\mu m$ , Al  $78\mu m$ , Al  $58\mu m$ , Al  $30\mu m$  (completamente saturo).

Al contrario, quando l'energia della sorgente laser viene aumentata fino a raggiungere i  $9J$ , tutte e cinque le righe con i fori circolari sono registrate dalla CCD e, quindi, appaiono visibili (figura 14). Infatti, incrementando l'energia del fascio laser e quindi la sua intensità sul target, aumenta anche l'energia dei raggi X e nessuno dei filtri utilizzati ha uno spessore tale da bloccare la radiazione X emessa da plasma di Cu.

Inoltre, al fine di individuare con precisione la banda di energia dei raggi X da plasma indotto da laser, è necessario prendere in considerazione le curve di trasmissione dei filtri con maggiore capacità di attenuazione della radiazione X, ossia quelle relative al filtro di Ti con spessore di  $76\mu m$  e al filtro di Al (spessore  $116\mu m$ ), come viene mostrato in figura 15 considerando la regione spettrale  $(0 - 7)keV$ .



**Figura 15** *Curva di trasmissione del filtro di Ti con spessore di  $76\mu m$  (curva continua nera) e quella del filtro di Al con spessore pari a  $116\mu m$  (curva tratteggiata nera) al variare dell'energia dei fotoni incidenti nell'intervallo  $(0 - 7)keV$ .*

Dalla figura 15 è possibile notare che la curva di trasmissione del filtro di Ti con spessore pari a  $76\mu m$  (curva continua nera) presenta un picco attorno al 5% in corrispondenza di un valore di circa  $5keV$  per l'energia dei fotoni incidenti, mentre la curva di trasmissione del filtro di Al (spessore  $116\mu m$ ) è quella tipica di un filtro passa alto con trasmissione dei fotoni incidenti a partire da circa  $4,5keV$ .

Confrontando le immagini ottenute con la CCD relative ai fori del disco di rame (figure 13 e 14) con le curve di trasmissione dei filtri appena considerate (figura 15), si può concludere che l'energia dei fotoni X emessi da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser

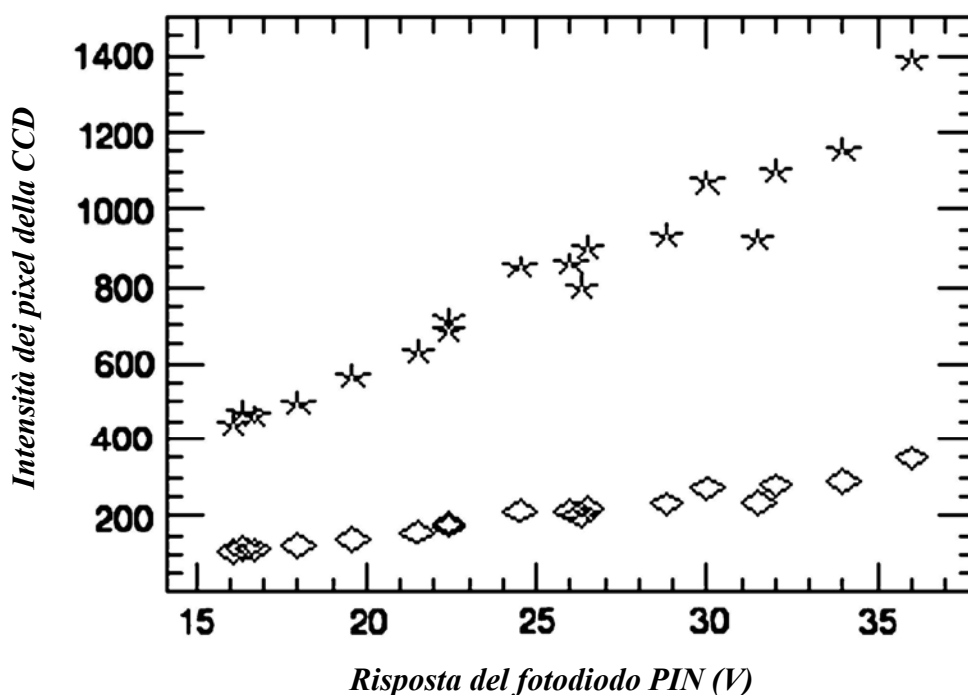
Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata* raggiunge il valore massimo di  $5keV$  e che, comunque, la maggior parte della radiazione emessa nella regione dei raggi X è di tipo soft.

In poche parole, quindi, la banda di energia della radiazione emessa da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata* è compresa tra  $0keV$  e  $5keV$  comprendendo, oltre i raggi X ( $0,2 - 5keV$ ), anche radiazione visibile ed ultravioletta.

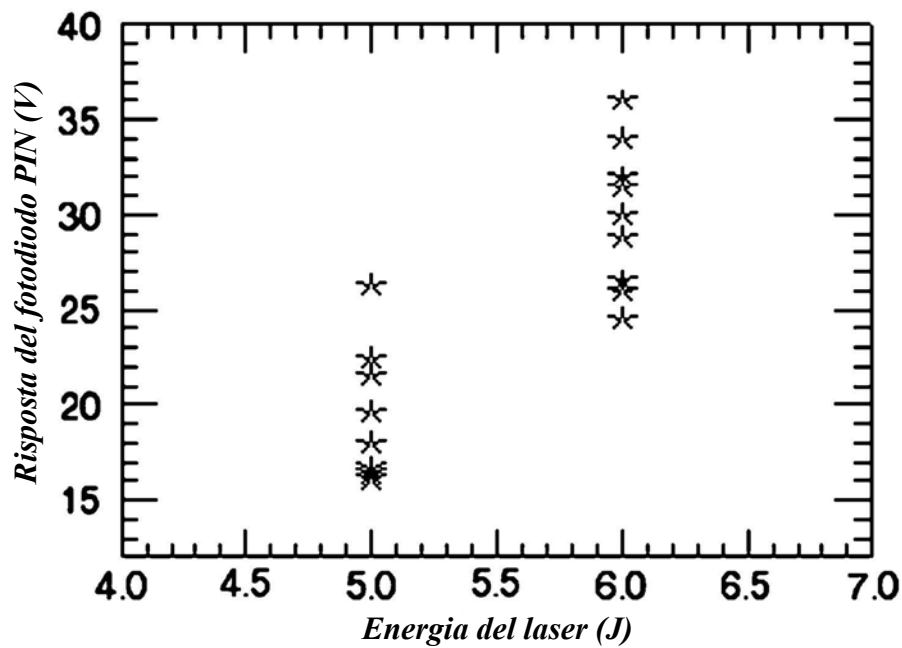
È anche interessante osservare che, in figura 14, la quarta e quinta (ovvero ultima) riga di fori a partire dal basso, corrispondenti alle due file di fori davanti alle quali sono stati posti rispettivamente i filtri di Al (spessore  $116\mu m$ ) e di Ti (spessore  $76\mu m$ ), hanno differenti intensità e, in particolare, sono meglio visibili i fori filtrati tramite Ti  $76\mu m$  che quelli filtrati con Al  $116\mu m$ .

Ciò si verifica poiché a  $5keV$  l'attenuazione del filtro di Al (maggiore del 99,5%) è superiore a quella del filtro di Ti (figura 15).

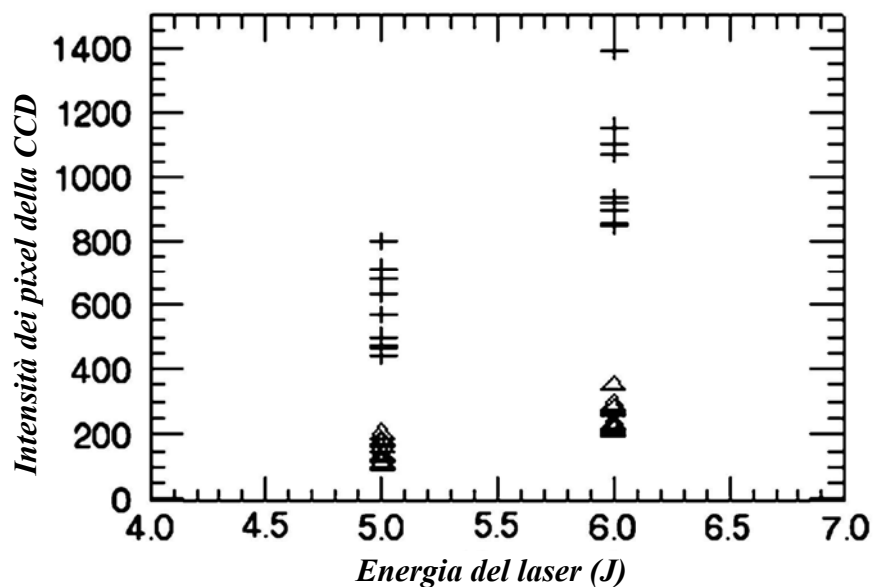
Infine, nelle figure 16, 17 e 18 di seguito riportate sono mostrati i valori misurati dell'intensità dei pixel della CCD in funzione del segnale (o risposta) del fotodiode PIN (figura 16) ed entrambi tali grandezze (figure 17 e 18) in funzione dell'energia della sorgente laser. Le fluttuazioni osservate sono dovute al fatto che le misure sono state effettuate in giorni diversi, con possibili cambiamenti nelle condizioni di allineamento della sorgente laser, della videocamera CCD e del fotodiode PIN, oltre che a possibili variazioni nelle condizioni di focalizzazione del fascio laser.



**Figura 16** Intensità dei pixel della CCD in funzione della risposta del fotodiode PIN nel caso dei filtri di Al con spessore di  $58\mu m$  (asterischi) e  $78\mu m$  (diamanti).



**Figura 17** Risposta del fotodiodo PIN in funzione dell'energia del laser nella regione dei raggi X soft aventi qualche keV di energia.



**Figura 18** Intensità dei pixel della CCD in funzione dell'energia del laser nel caso dei filtri di Al con spessore di  $58\mu\text{m}$  (segno +) e  $78\mu\text{m}$  (triangoli).

## 2.5 Microradiografie di campioni biologici

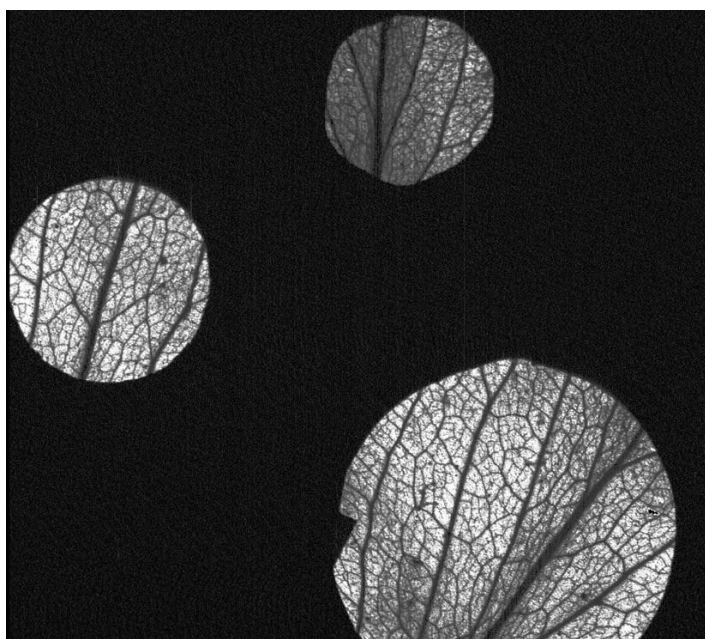
Come già detto in precedenza, i raggi X emessi da plasma indotto da laser sono usati, tra le varie applicazioni, anche per fare microradiografie di campioni biologici sottili visto che la radiazione X permette di visualizzarne la struttura e di rilevare l'eventuale presenza di metalli pesanti, di contaminanti o di agenti inquinanti attraverso il loro assorbimento selettivo.

Tutte queste considerazioni hanno rappresentato il punto di partenza per ottenere microradiografie digitali preliminari, registrate su CCD, di foglie essiccate di eucalipto prelevate nel cortile della Facoltà di Ingegneria dell'Università degli Studi di Roma *Tor Vergata*. I raggi X usati per fare le microradiografie sono di tipo soft e sono quelli ottenuti mediante la sorgente laser-plasma di *Tor Vergata*.

Su un supporto di rame dotato di diversi fori circolari di diametri compresi tra  $1\text{mm}$  e  $5\text{mm}$  sono stati disposti in questo ordine, vicino al chip della CCD ad una distanza inferiore al  $\text{cm}$ , un sottile foglio di alluminio di spessore pari a  $15\mu\text{m}$ , il campione biologico considerato (foglia di eucalipto nel nostro caso) ed un sottile film di Kapton con spessore di  $7\mu\text{m}$ .

In particolare, il filtro di alluminio è stato usato per bloccare le componenti visibile e UV della radiazione emessa da plasma indotto da laser, mentre il foglio (film) di Kapton è stato utilizzato per proteggere il chip della CCD dai detriti provenienti dal target solido (rame nel nostro caso) su cui è stato generato il plasma nel corso dell'esperimento.

Nella figura 19 viene mostrato un esempio di microradiografia preliminare di foglia di eucalipto essiccata, ottenuta con un'energia della sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata* pari a  $9\text{J}$ , con un tempo di esposizione della CCD di  $1\text{s}$  e con una temperatura di lavoro (ovvero di raffreddamento della CCD) di  $-20^{\circ}\text{C}$ .



**Figura 19** *Microradiografia digitale di foglia di eucalipto essiccata, registrata su CCD e ottenuta sfruttando la radiazione X soft emessa da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di Tor Vergata. Si noti che nell'esperimento l'energia della sorgente laser era pari a  $9\text{J}$ , che il tempo di esposizione della CCD era di  $1\text{s}$  e che la sua temperatura di lavoro era pari a  $-20^{\circ}\text{C}$ .*

Dalla figura 19 si può subito riscontrare il verificarsi di un diverso assorbimento dei raggi X soft da parte del campione, riconoscibile attraverso la presenza di zone più scure e più chiare nella radiografia corrispondenti rispettivamente ad aree di maggiore e minore assorbimento dei raggi X soft da parte della foglia di eucalipto. Inoltre, il differente assorbimento della radiazione X permette di evidenziare le varie strutture presenti nella foglia, come ad esempio le venature principali e quelle secondarie che sono chiaramente visibili dalla radiografia.

Come detto precedentemente, le microradiografie di campioni biologici sono uno strumento molto utile ed efficace per mostrare la presenza sul campione di eventuali agenti inquinanti o contaminanti, permettendo così di fare una mappatura dei siti di accumulo di tali sostanze.

A tale scopo, quindi, diversi campioni biologici con differenti livelli di contaminazione sono stati preparati dalla Dott.ssa Lucia Reale. Di tali campioni si sono ottenute delle microradiografie procedendo nella stessa maniera con la quale è stata fatta la microradiografia preliminare della foglia di eucalipto (figura 19), ovvero sempre sfruttando i raggi X essenzialmente di tipo soft emessi da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata* e registrando l'immagine radiografica su CCD.

Dalle microradiografie ottenute, mostrate in figura 20 utilizzando come campione delle foglie di *Viola tricolor* con diversi livelli di contaminazione da CuSO<sub>4</sub> al 2% raggiunti esponendo il campione per tempi diversi all'agente inquinante, è possibile individuare le varie strutture granulari delle foglie che assorbono maggiormente i raggi X soft e che sono responsabili della presenza di regioni più scure nelle immagini radiografiche.

Inoltre, la presenza in un campione biologico di strutture con livelli differenti di assorbimento dei raggi X diventa sempre più evidente all'aumentare della concentrazione di sostanze inquinanti (ovvero al crescere del livello di contaminazione), che tendono ad accumularsi in corrispondenza di particolari siti (aree) del campione dove, quindi, l'assorbimento dei raggi X risulta maggiore.

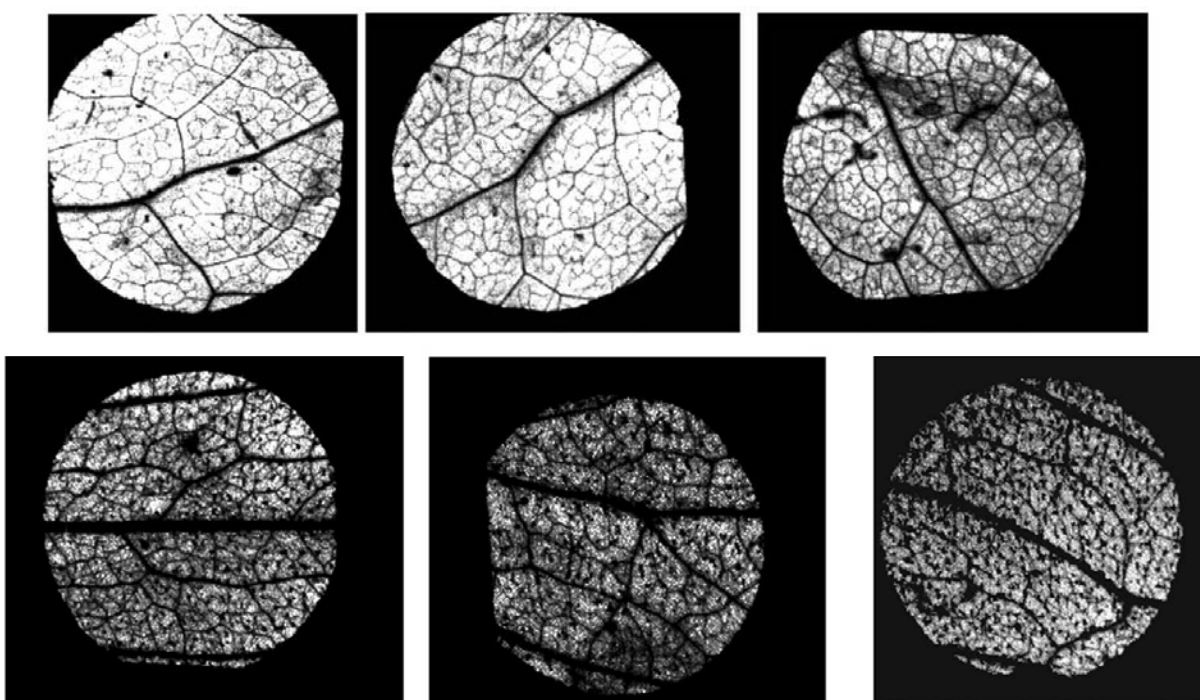
Tutto ciò è chiaramente visibile dai risultati ottenuti con CCD e mostrati in figura 20, ma anche da quelli ottenuti utilizzando come strumento di registrazione delle pellicole particolari sensibili ai raggi X (ad esempio quelle dette RAR e prodotte dalla Kodak) al posto della CCD [25].

Infine, una valutazione qualitativa e quantitativa della differenza (o contrasto) tra i siti di bioaccumulo delle sostanze inquinanti ed il resto del campione biologico non contaminato o scarsamente contaminato può essere fatta tramite un'analisi visiva delle radiografie oppure

attraverso l'analisi dei profili lineari, effettuati mediante appositi software di elaborazione delle immagini, lungo le varie regioni di interesse del campione biologico.

Una prima valutazione qualitativa di tipo visivo del bioaccumulo può essere fatta proprio in figura 20, dove vengono mostrate differenti microradiografie di foglie di *Viola tricolor* aventi tre diversi livelli di contaminazione dovuti a  $\text{CuSO}_4$  al 2%:

- 1) controllo (ovvero nessuna contaminazione);
- 2) contaminazione per 4 ore;
- 3) contaminazione per 24 ore.



**Figura 20** *Microradiografie digitali di foglie di Viola tricolor, registrate su CCD sfruttando la radiazione X soft emessa da plasma di Cu indotto dalla sorgente laser Nd:YAG/Glass di Tor Vergata. Si noti che nell'esperimento l'energia della sorgente laser era pari a 9J, che il tempo di esposizione della CCD era di 1s, che la sua temperatura di lavoro (ovvero di raffreddamento) era pari a  $-50^{\circ}\text{C}$  e che il diametro dei fori sul disco di rame ove sono stati posizionati i vari campioni era pari a 5mm. Le foglie di Viola tricolor presentano tre diversi livelli di contaminazione da  $\text{CuSO}_4$  al 2%: controllo (nessuna contaminazione, prime due radiografie in alto a sinistra, quelle più chiare con minore assorbimento di raggi X), contaminazione per 24 ore (le radiografie più scure con maggiore assorbimento di raggi X) e contaminazione per 4 ore (le rimanenti radiografie).*

## 2.6 Conclusioni

Dai risultati presentati in questo capitolo, è possibile concludere che l'uso di una videocamera CCD sensibile ai raggi X, associato a quello di opportuni filtri posti davanti ad essa per eliminare le componenti visibile e UV della radiazione emessa dal plasma, permette di determinare con precisione l'intervallo di energia dei raggi X emessi da plasma indotto da laser.

In particolare, nel caso della sorgente laser Nd:YAG/Glass *ultraintensa e tabletop* di *Tor Vergata* utilizzata per generare plasma su target solido, si è stabilito che l'energia dei raggi X emessi dal plasma, di tipo essenzialmente soft, è compresa tra  $0,2\text{keV}$  e  $5\text{keV}$ .

Tale risultato, come del resto anche le immagini radiografiche mostrate in questo capitolo, è stato ottenuto utilizzando rame (Cu) come target solido su cui generare plasma, cioè ricorrendo ad un elemento che nel caso della nostra sorgente laser Nd:YAG/Glass ha un'elevata efficienza di conversione da radiazione laser incidente (infrarosso) a raggi X soft emessi da plasma indotto da laser, almeno fino a quando si considera la regione spettrale attorno a qualche  $\text{keV}$  ( $1,5\text{keV}$  per la precisione) [1].

Inoltre il nostro sistema, basato su una sorgente laser-plasma e su una CCD come strumento di rilevazione, si è anche dimostrato particolarmente adatto per fare delle microradiografie di campioni biologici sottili, sfruttando i raggi X soft emessi da plasma indotto da laser e registrando l'immagine radiografica direttamente su una CCD di classe astronomica illuminata frontalmente, raffreddata fino a temperature di  $-50^\circ\text{C}$  nel caso dei nostri esperimenti (in condizioni ottimali di vuoto si può arrivare fino a temperature di raffreddamento di  $-80^\circ\text{C}$ ) e con una risoluzione spaziale  $2k \times 2k$  pixels con dimensione del singolo pixel pari a  $15\mu\text{m}$ .

In particolare, le microradiografie ottenute su foglie di *Viola tricolor* con diversi livelli di contaminazione hanno mostrato la capacità del sistema da noi usato, basato su sorgente laser-plasma e su CCD, di individuare ed evidenziare la presenza di siti (aree) di bioaccumulo di agenti contaminanti o inquinati presenti sul campione, che si manifestano in termini di maggiore assorbimento dei raggi X emessi da plasma indotto da laser e che si traducono, sulle radiografie, nella presenza di zone più scure rispetto alle altre dove, invece, l'assorbimento dei raggi X è minore.

Infine, per ottenere le microradiografie mostrate in questo capitolo, la sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata* è stata utilizzata quasi al limite delle sue capacità operative al momento in cui gli esperimenti sono stati effettuati, cioè inviando su target solido (Cu in questo caso) un fascio laser di energia pari a  $9\text{J}$  (l'energia massima effettiva che è in grado di



liberare tale sorgente è di  $10J$ ), corrispondente ad un'intensità laser sul target di circa  $10^{13}W/cm^2$ .

Così facendo, sono stati ottenuti raggi X emessi da plasma indotto da laser con un'energia massima di  $5keV$ . Volendo aumentare l'energia della radiazione X per poter fare studi nel campo dei raggi X duri (hard), non rimane altro che incrementare l'intensità del fascio laser sul target, per esempio con l'aggiunta di un ulteriore stadio di amplificazione ai quattro già presenti nella sorgente laser Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata* per incrementarne l'energia oppure riducendo la durata dell'impulso laser o migliorando la focalizzazione dello spot laser sul bersaglio.

Tutto questo può sicuramente costituire materia di particolare interesse per eventuali futuri studi ed interventi, volti a migliorare le prestazioni della sorgente laser-plasma di *Tor Vergata*.

## CAPITOLO 3 [3]

# IMAGING X AD ALTA RISOLUZIONE MEDIANTE CRISTALLI DI LiF

Durante il triennio di dottorato si sono anche effettuati con successo degli esperimenti di imaging ad alto contrasto di cellule vive di *Chlorella sorokiniana* con una risoluzione spaziale molto elevata (più esattamente submicrometrica), utilizzando una tecnica di microscopia X a contatto nella finestra di trasmissione dell'acqua (*water window*) basata sull'utilizzo di radiazione X soft emessa da una sorgente laser-plasma puntiforme, come quella di *Tor Vergata* nella quale è previsto l'utilizzo di una sorgente laser Nd:YAG/Glass *tabletop* e *ultraintensa* per generare plasma su bersaglio solido, e su cristalli di LiF (fluoruro di litio) come rivelatori. Questo nuovo tipo di detector per l'imaging nella regione dei raggi X è basato sulla fotoluminescenza dei difetti puntiformi elettronici stabili, caratterizzati da un'elevata risoluzione intrinseca. Le immagini di fluorescenza, ottenute mediante i cristalli di LiF in esperimenti in cui il plasma e la radiazione X da esso emessa vengono generati con un solo colpo laser su apposito target, sono una dimostrazione dell'elevata sensibilità e dell'alto range dinamico di questi nuovi rivelatori. Le notevoli ed interessanti prestazioni dei cristalli di LiF hanno consentito di rilevare gli *essudati* (*exudates*, ossia i prodotti) di cellule vive di *Chlorella sorokiniana in situ* direttamente nelle loro condizioni naturali di vita e con la loro reale distribuzione spaziale, senza dover ricorrere ad alcuna preparazione speciale del campione. A conclusione di tale premessa è doveroso far notare che, anche nel caso delle microradiografie registrate su CCD presentate nel capitolo precedente, è stato necessario un solo colpo laser (o al massimo un paio) per ottenere l'immagine radiografica, a dimostrazione del fatto che anche per la CCD si può parlare di elevato range dinamico e di elevata sensibilità, in analogia a quanto appena fatto per i rivelatori basati su cristalli di LiF.

### 3.1 Introduzione

La microscopia a contatto, che usa i raggi X soft nella regione spettrale  $(280 - 530)eV$  della *water window* (WW SXCM), è una tecnica ampiamente usata negli ultimi 10 anni nel campo dell'imaging di campioni biologici viventi con una risoluzione spaziale superiore a quella della microscopia ottica. Inoltre, in confronto ad altre potenti tecniche di imaging, come ad esempio la microscopia elettronica in trasmissione (TEM), presenta meno svantaggi.

Più precisamente, la microscopia a contatto a raggi X soft nella *water window* (WW SXCM) non ha bisogno di alcuna preparazione particolare del campione, quale ad esempio il coating ed il fissaggio metallico per aumentare lo scattering elettronico. Effettivamente, la tecnica WW SXCM permette l'imaging diretto delle cellule *in vivo* o *in vitro* e limita notevolmente gli artefatti che si possono presentare nella preparazione dei campioni e che sono caratteristici della tecnica TEM [26].

Inoltre, le immagini del campione biologico di interesse (cellule nel nostro caso) possono essere ottenute con un contrasto molto elevato perché l'acqua, o le soluzioni a base di acqua in cui le cellule sono immerse, è sufficientemente trasparente ai raggi X soft nella regione spettrale considerata (280 – 530)eV mentre il carbonio, che è l'elemento principale delle strutture cellulari, risulta avere un alto assorbimento nell'intervallo di energia dei raggi X usati per l'imaging.

Oltre a ciò, il principale vantaggio della tecnica WW SXCM rispetto a quella TEM è che essa può fornire le immagini degli oggetti di interesse con elevata profondità di fuoco (fino a 30μm) e con un ampio campo di vista (o visivo). Ciò sta a significare che si possono osservare le cellule nella loro interezza, fornendo simultaneamente anche le informazioni sulla loro struttura.

Fra gli svantaggi della tecnica WW SXCM, c'è sicuramente quello rappresentato dalla dose dei raggi X utilizzati per l'imaging. Infatti, la dose attualmente richiesta per ottenere immagini ad alta risoluzione è piuttosto elevata e sufficiente ad uccidere le cellule (o, più in generale, il campione biologico). Ciò sta ad indicare che nell'imaging con tecnica WW SXCM, per evitare o ridurre al minimo tale inconveniente, si deve ricorrere ad una sorgente intensa di raggi X con durata molto breve dell'impulso X.

Oltre a ciò, sempre nella tecnica WW SXCM, per ottenere immagini con una risoluzione spaziale molto elevata (submicrometrica) con assenza di effetti di offuscamento (*blur*) tipo penombra, la sorgente dei raggi X deve avere dimensioni molto piccole (inferiori o uguali a 100μm) e tali da poterla considerare puntiforme. In tale contesto, la radiazione X soft emessa nella regione spettrale della *water window* (WW) da parte di un plasma indotto da laser costituisce la scelta ideale per ottenere questo tipo di risultato. Infatti, tali plasmii possono dar luogo a:

- 1) flussi elevati di radiazione, il cui spettro è facilmente selezionabile e modificabile cambiando il tipo di target su cui viene generato il plasma, l'energia del fascio laser incidente, la durata dell'impulso laser e la dimensione dello spot laser sul bersaglio dopo averlo opportunamente focalizzato;

- 2) tempi di irradiazione molto brevi, che sono dell'ordine della durata dell'impulso laser e che, in ogni caso, sono molto più corti sia della scala dei tempi in cui si verifica il danneggiamento indotto per irradiazione sul campione biologico (tali danni avvengono tipicamente su scale temporali dell'ordine del microsecondo) e sia dell'intervallo di tempo in cui il movimento delle cellule, o delle strutture presenti al loro interno, può influenzare la risoluzione spaziale dell'immagine [27].

Per poter fare imaging di cellule *in vivo* mediante tecnica WW SXCM, vengono solitamente usati come detector i *photoresists* di PMMA i quali, dopo essere stati irradiati, devono essere chimicamente sviluppati dando luogo ad una mappa di rilievo (*relief map*) del campione biologico, che può essere analizzata usando la tecnica della microscopia a forza atomica (AFM).

L'utilizzo di un PMMA come rivelatore assieme all'AFM come lettore di informazioni ha permesso ai ricercatori di ottenere immagini di campioni biologici viventi con una risoluzione spaziale molto alta intorno ai  $50nm$  [27, 28]. Tuttavia, precedentemente è stato dimostrato [27] che il range dinamico dei livelli di grigio (ovvero il contrasto) del rivelatore di PMMA è molto basso (soltanto  $5 - 6 bits$ ). Infatti, quando lo stesso detector di PMMA è stato analizzato [27] mediante AFM per differenti tempi di sviluppo, si sono ottenute immagini molto diverse tra loro.

Ciò purtroppo sta a significare che il contrasto, raggiunto con PMMA, di differenti substrutture all'interno delle cellule di interesse o in quelle del mezzo circostante cambia al variare del tempo; pertanto, in un'immagine registrata con PMMA è impossibile osservare simultaneamente in maniera univoca le diverse parti delle cellule dotate di assorbimento molto differente (alto o basso) dei raggi X soft incidenti.

Questo svantaggio dei detector PMMA, come pure la grande difficoltà di ricorrere ad un processo di lettura AFM delle informazioni di interesse per poter analizzare le immagini con un ampio campo di vista, costituisce una seria limitazione nell'applicazione della tecnica WW SXCM allo studio delle strutture cellulari *in vivo*.

Fortunatamente è stato, invece, recentemente dimostrato che la radiazione X soft, emessa da un plasma indotto da laser, può efficientemente produrre dei difetti elettronici stabili nei cristalli e nei film (pellicole) di LiF [29]. Inoltre, studi approfonditi indicano che i cristalli di LiF possono essere considerati come rivelatori abbastanza sensibili per quanto concerne l'imaging nella regione dei raggi X soft [30].

Questo nuovo tipo di rivelatore a film sottile di LiF per l'imaging a raggi X soft è basato sulla fotoluminescenza dei difetti elettronici stabili, conosciuti anche con il nome di *centri di*

*colore* (*Color Centers* o *CCs* in inglese) ed efficacemente prodotti in uno strato sottile sulla superficie del LiF mediante i raggi X soft emessi da plasma indotto da laser che sono, in generale, caratterizzati da una capacità di penetrazione molto bassa della materia.

Tutto ciò permette di ottenere immagini con risoluzione spaziale molto elevata (submicrometrica) e con un campo di vista molto ampio [31].

Un confronto preliminare fra i cristalli (e le pellicole) di LiF e i detector PMMA ha dimostrato [32] che i rivelatori di LiF, per l'imaging nella regione dei raggi X soft, sono caratterizzati da un elevato range dinamico e da un contrasto molto più alto rispetto ai detector PMMA.

Per studiare la possibilità di utilizzare i rivelatori di LiF per l'imaging X di cellule *in vivo* ad alta risoluzione nella cosiddetta *water window*, sono stati usati dei campioni di *Chlorella sorokiniana* (micro alga verde di forma sferica con diametro compreso tra  $2\mu\text{m}$  e  $10\mu\text{m}$ ), cresciuti in opportuni terreni di coltura.

In particolare, nel corso degli esperimenti effettuati utilizzando la radiazione X soft emessa da plasma indotto da laser, sono state ottenute immagini ad elevato contrasto e ad alta risoluzione spaziale di cellule *in vivo* di *Chlorella sorokiniana*.

È, infine, interessante far notare già in questa introduzione che la rivelazione dei prodotti (detti *essudati*) di tali cellule aumenta al crescere della loro concentrazione.

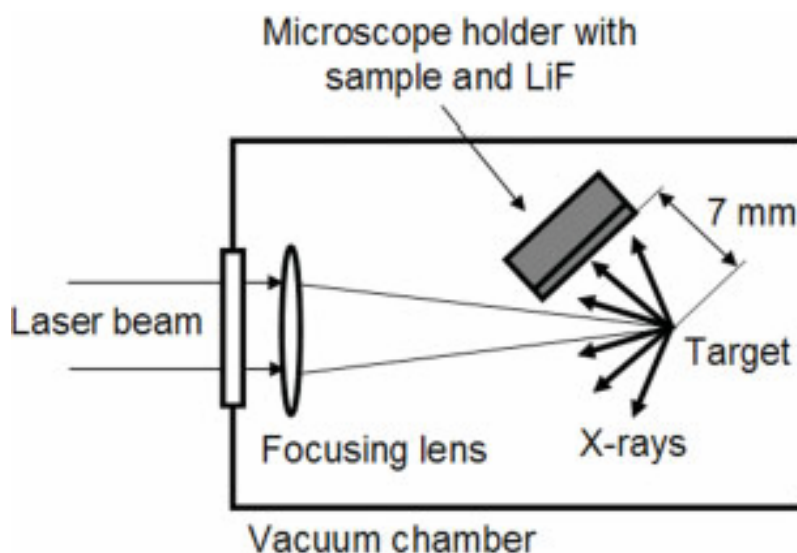
### 3.2 Set-up sperimentale

Come accennato in precedenza nell'introduzione, l'imaging *in vivo* di campioni biologici viventi richiede che la sorgente laser-plasma di raggi X soft nella regione spettrale della *water window* abbia dimensioni molto piccole tali da poterla, in pratica, considerare puntiforme e sia abbastanza intensa (brillante) da poter ottenere le immagini con un solo colpo (shot) laser.

Nei nostri esperimenti a singolo shot laser, la sorgente puntiforme di raggi X soft nella *water window* è stata ottenuta generando plasma su un bersaglio solido (ittrio in questo caso), dopo aver focalizzato su di esso la radiazione infrarossa emessa dalla sorgente laser *tabletop* e *ultraintensa* Nd:YAG/Glass di *Tor Vergata*, ovvero utilizzando l'apparato sperimentale descritto nel paragrafo 1.9 e più in dettaglio in [1] volto alla realizzazione di una sorgente laser-plasma.

Lo schema che rappresenta i punti salienti del set-up sperimentale utilizzato negli esperimenti di imaging X con cristallo di LiF come detector è mostrato in figura 21, dove

*microscope holder with sample and LiF* sta per supporto del microscopio con il campione di interesse ed il cristallo (rivelatore) di LiF, *laser beam* per fascio laser, *focusing lens* per lente di focalizzazione, *X-rays* per raggi X e *vacuum chamber* per camera da vuoto.



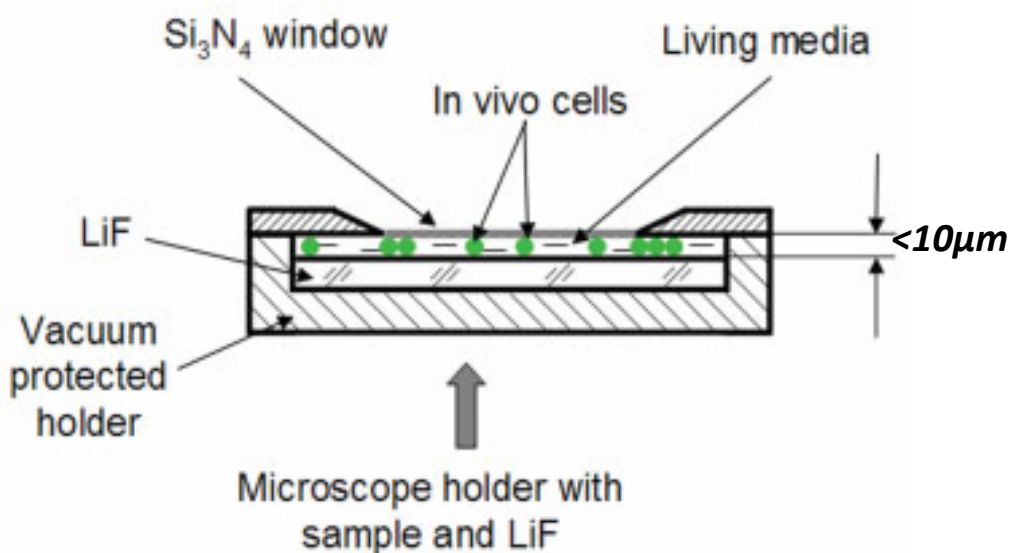
**Figura 21** *Schema delle parti fondamentali del set-up sperimentale usato durante gli esperimenti di imaging X con cristallo di LiF come rivelatore. Si noti che il campione biologico ed il detector di LiF sono molto vicini (7mm) alla sorgente laser-plasma di raggi X soft a cui il campione viene esposto per l'imaging. La sorgente laser usata per generare plasma su target solido di ittrio (Y) è quella tabletop e ultraintensa Nd:YAG/Glass nell'infrarosso di Tor Vergata.*

In particolare, l'energia del fascio laser durante gli esperimenti era di circa  $8J$  mentre la lente di focalizzazione usata era un tripletto, che ha permesso di ottenere un'ottima focalizzazione del fascio raggiungendo un diametro dello spot laser sul target inferiore a  $100\mu m$  ( $50\mu m$  circa). Il bersaglio solido a cui si è ricorso negli esperimenti era, invece, costituito da un sottile nastro rotante di ittrio (Y).

Così facendo, un plasma con una temperatura di circa  $250eV$  è stato generato nelle nostre condizioni sperimentali [33, 34]. Tale plasma principalmente emette radiazione nell'intervallo di energia compreso tra  $0,05keV$  e  $2keV$ , mentre il target di ittrio è stato scelto poiché fornisce, rispetto ad altri target, la migliore efficienza di conversione tra radiazione laser e raggi X soft emessi da plasma indotto da laser nella regione spettrale della *water window* [27, 35].

Un singolo shot laser è stato sufficiente per ottenere un'immagine SXCM di alta qualità del campione biologico di interesse su un cristallo lucidato di LiF, che è stato disposto molto vicino al target di ittrio ad una distanza da esso di circa  $7mm$  (figura 21).

All'interno della camera da vuoto, il campione biologico con il suo terreno di coltura ed il rivelatore a cristallo di LiF sono stati protetti dal vuoto mediante un supporto speciale per microscopio (*microscope holder with sample and LiF*), dotato di una finestra sottile consistente di un filtro di nitruro di silicio ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) con spessore di appena  $100\text{nm}$  (figura 22 in cui si riporta lo schema di tale supporto; maggiori dettagli sono disponibili in [27, 28, 35]).



**Figura 22** *Dettaglio del supporto speciale per microscopio con campione biologico + terreno di coltura + rivelatore a cristallo di LiF usato per protezione dal vuoto. Si noti che “vacuum protected holder” sta per supporto protetto dal vuoto, “in vivo cells” sono le cellule viventi di interesse rappresentate, nel nostro caso, da cellule di Chlorella sorokiniana, ovvero da micro alghe verdi di forma sferica raffigurate da piccole palline di colore verde, “living media” sta per terreno di coltura ove le cellule sono immerse e “ $\text{Si}_3\text{N}_4$  window” per finestra di nitruro di silicio il cui spessore è pari a soli  $100\text{nm}$ .*

A causa della limitata trasparenza ai raggi X soft dell'acqua presente nel campione biologico ed, eventualmente, nel terreno di coltura e degli effetti di diffrazione, la tecnica di microscopia a contatto WW SXCM è in grado di investigare soltanto uno spessore di circa  $10\mu\text{m}$  delle cellule viventi e dei campioni biologici in generale.

Inoltre, grazie alla loro protezione dal vuoto, nel corso dei nostri esperimenti le cellule di *Chlorella sorokiniana* rimangono nelle loro condizioni naturali di vita durante l'intervallo di tempo molto breve nel quale vengono irradiate mediante raggi X soft emessi da plasma indotto da laser.

Durante l'esposizione alla radiazione X, il cristallo di LiF viene colorato proporzionalmente all'intensità dei raggi X che attraversano lo strato delle cellule presenti nel

campione biologico. In particolare, la radiazione X soft emessa da plasma indotto da laser nella regione spettrale della *water window* ( $280 - 530$ )eV riesce ad attraversare con più facilità lo strato cellulare rispetto a quanto riesce a fare quella con energia che cade al di fuori di tale intervallo, poiché quest'ultima risulta essere maggiormente assorbita dall'acqua la cui trasparenza alla radiazione X incidente è, invece, maggiore proprio nella *water window* considerata, per questa ragione, come la finestra di trasmissione dell'H<sub>2</sub>O per i raggi X soft. Pertanto, questi ultimi nella *water window* riescono a generare un numero maggiore di difetti elettronici sulla superficie del cristallo di LiF.

Dopo l'esposizione ai raggi X soft nella WW, che costituisce la prima fase del processo di imaging su cristallo di LiF e che è anche detta *fase di scrittura*, il supporto speciale per microscopio è rimosso dalla camera da vuoto ed il cristallo di LiF viene ripulito rimuovendo le cellule, le loro tracce ed il terreno di coltura.

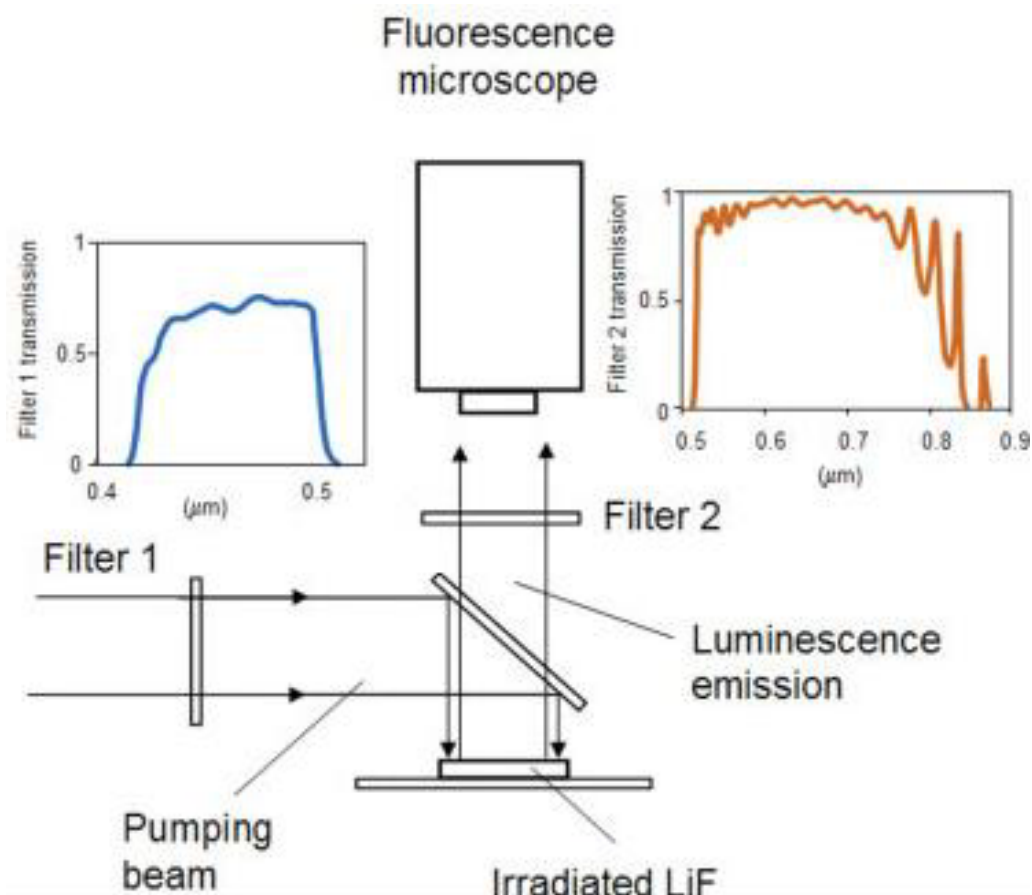
Durante, invece, la seconda fase del processo di imaging su cristallo di LiF, detta anche *fase di lettura* o di *readout* mostrata in figura 23, l'immagine di fluorescenza immagazzinata nel cristallo di LiF viene visualizzata mediante un microscopio ad alta risoluzione utilizzato in modalità di fluorescenza (ZEISS AXIOPLAN2 dotato di una videocamera CCD digitale della LEICA DFC350FX a 12bit con dimensione del singolo pixel di  $6,45 \cdot 6,45 \mu\text{m}^2$ ).

Inoltre, il microscopio è dotato di due filtri ottici differenti di vetro per migliorarne l'efficienza di rilevazione. Tali filtri sono disposti nella parte di illuminazione ed in quella di raccolta del microscopio, come è possibile vedere in figura 23 dove *Filter 1* e *Filter 2* rappresentano proprio i due filtri appena citati, *Filter 1 transmission* e *Filter 2 transmission* indicano le loro trasmissioni nelle regioni spettrali  $(0,4 - 0,5)\mu\text{m}$  per il filtro 1 e  $(0,5 - 0,9)\mu\text{m}$  per il filtro 2, *Fluorescence microscope* sta per microscopio in modalità di fluorescenza, *Pumping beam* per fascio di pompaggio, *Irradiated LiF* per cristallo di LiF irradiato mentre *Luminescence emission* per emissione di luminescenza (ovvero di fluorescenza).

Infine, riassumendo, è possibile affermare che il processo di imaging di campioni biologici su cristallo (rivelatore) di LiF consiste di due fasi (o steps):

- 1) quella di *irradiazione* del campione biologico tramite raggi X soft nella regione spettrale della *water window*, come quelli emessi da plasma indotto da laser, che permette di creare un'immagine latente di fluorescenza nel rivelatore (cristallo) di LiF dove viene immagazzinata. Tale fase è anche detta di *scrittura* (figure 21 e 22);
- 2) quella di *eccitazione ottica* e di *lettura (readout)* in *fluorescenza* dell'immagine registrata su cristallo di LiF mediante apposito microscopio ZEISS AXIOPLAN2 ad alta risoluzione citato in precedenza (figura 23).





**Figura 23** Fase di eccitazione ottica e di lettura (readout) in fluorescenza dell'immagine registrata su cristallo di LiF mediante apposito microscopio ad alta risoluzione.

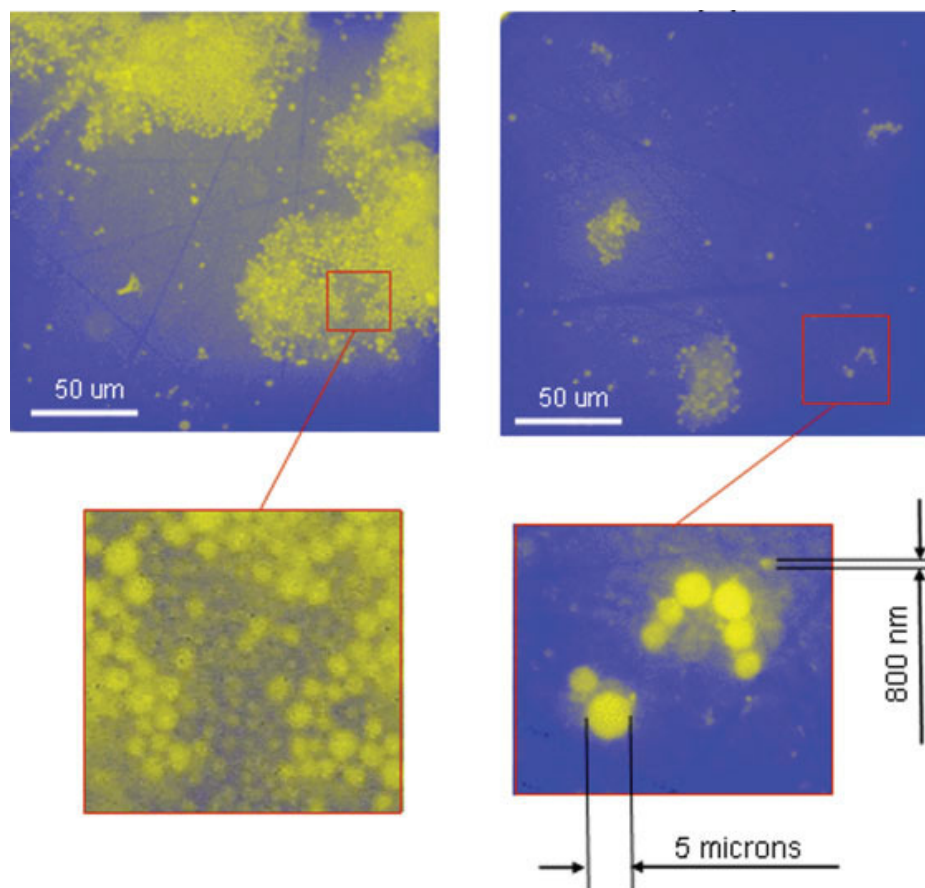
### 3.3 Risultati e discussioni

Per dare subito un'idea dei risultati ottenuti, nella figura 24 sono mostrati alcuni esempi di immagini di fluorescenza delle cellule *in vivo* di *Chlorella sorokiniana*, registrate su cristallo di LiF irradiando il campione tramite raggi X soft emessi da plasma indotto da laser.

In particolare, queste immagini corrispondono ad una popolazione di cellule nelle differenti fasi di sviluppo e di crescita. Le immagini di figura 24 sono riportate in modalità "negativo", così che le parti più luminose (cioè quelle gialle) corrispondono a zone dove la dose dei raggi X soft è più bassa e, quindi, dove l'assorbimento è maggiore.

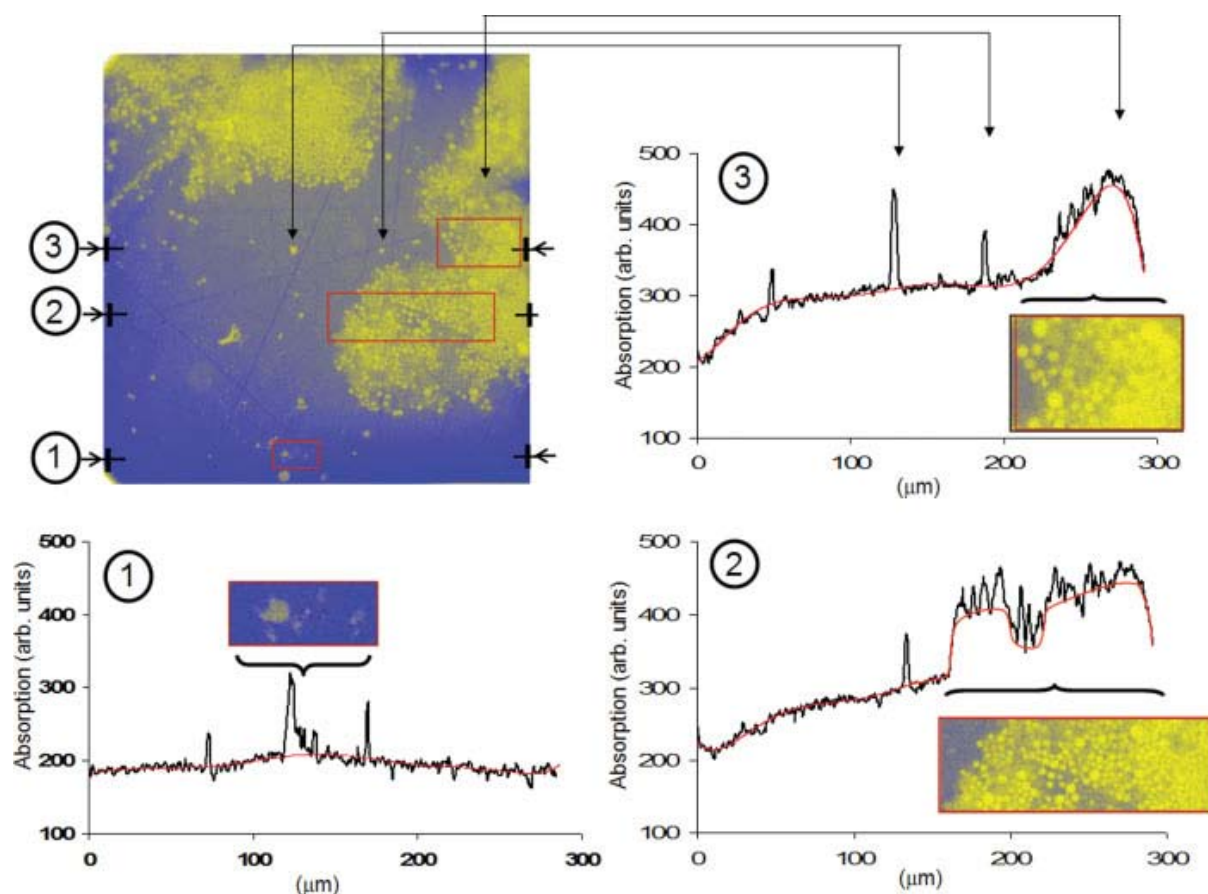
Si noti, inoltre, che la forma sferica tipica delle cellule di *Chlorella sorokiniana* e le loro dimensioni caratteristiche sono chiaramente identificabili in figura 24, soprattutto se si osserva l'immagine in basso a destra di tale figura dove viene evidenziato un particolare dell'immagine complessiva ottenuta su cristallo di LiF. Dalla figura 24 (immagine in alto a sinistra), è anche possibile osservare che le cellule di *Chlorella sorokiniana* sono organizzate in gruppi (clusters); l'alta risoluzione spaziale e l'elevato range dinamico del rivelatore a

crystallo di LiF, dotato anche di un ampio campo di vista, consentono pure l'osservazione di cellule con differenti diametri e quella dei loro prodotti (detti *essudati*, figura 24, immagine in basso a sinistra). In particolare, in quest'ultima immagine e soprattutto in quella in basso a destra, che rappresenta un dettaglio dell'immagine in alto a destra di figura 24, sono mostrate diverse cellule di *Chlorella sorokiniana* con diametri che variano da  $0,8\mu\text{m}$  a  $5\mu\text{m}$ .



**Figura 24** Immagini di fluorescenza di cellule in vivo di *Chlorella sorokiniana*, ottenute da un rivelatore a cristallo di LiF irradiando il sistema con raggi X soft emessi da plasma indotto da laser. Le parti più luminose di colore giallo più intenso delle immagini WW SXCM corrispondono alle regioni con il più alto assorbimento di raggi X soft, mentre le parti scure di colore blu sono quelle con il più basso assorbimento di radiazione X soft, cioè sono le regioni corrispondenti alla soluzione acquosa in cui vivono le cellule di *Chlorella sorokiniana* e gli essudati. Le parti delle immagini con un colore giallo meno intenso sono quelle, invece, in cui si è verificato un assorbimento intermedio di raggi X soft dovuto ai prodotti (essudati) delle cellule di *Chlorella sorokiniana*. Si noti anche che le immagini sono riportate in modalità “negativo”. Dalle immagini è anche evidente la forma sferica e l'organizzazione a gruppi (clusters) delle cellule di *Chlorella sorokiniana*, le cui dimensioni sono comprese tra  $0,8\mu\text{m}$  e  $5\mu\text{m}$ .

Nella figura 25, invece, viene mostrata una valutazione quantitativa di quanto fatto vedere in maniera più qualitativa in figura 24. Più precisamente, viene riportata l'intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella "water window" (ovvero del segnale di fluorescenza), in unità arbitrarie (*arb. units*), in zone differenti dell'immagine lungo le linee orizzontali 1, 2 e 3 tracciate in diverse aree opportunamente evidenziate in figura. Inoltre, in figura viene anche messa in evidenza la coordinata x della linea orizzontale lungo la quale viene valutato il profilo dell'intensità del segnale.



**Figura 25** *Profili lineari (o tracce 1, 2 e 3) di intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella "water window" lungo differenti parti dell'immagine di fluorescenza WW SXCM di cellule viventi di Chlorella sorokiniana già mostrate in figura 24 (immagine in alto a sinistra) e qui riportate per comodità nuovamente nell'immagine in alto a sinistra. L'analisi dei profili lineari permette di verificare l'osservazione simultanea delle cellule mediante la presenza di picchi stretti e della distribuzione dei loro prodotti (essudati, linee rosse). Si noti, inoltre, che "absorption" sta per assorbimento.*

Procedendo in questa maniera, la figura 25 mostra in modo chiaro quanto già anticipato nella didascalia della figura 24 e cioè che:

- a) un alto assorbimento dei raggi X soft (zone di colore giallo più intenso) è presente in corrispondenza delle aree dove si trovano le cellule di *Chlorella sorokiniana*;
- b) un assorbimento più modesto dei raggi X soft (zone di colore giallo meno intenso) si verifica nelle regioni ove si trovano gli *essudati*;
- c) il più basso assorbimento dei raggi X soft (zone di colore blu), confrontato con quello delle situazioni descritte nei punti a) e b), si verifica nelle aree ove è presente la sola soluzione acquosa e non vi sono, quindi, né cellule di *Chlorella sorokiniana* e né i relativi prodotti.

Il profilo lineare 1 di figura 25 è relativo ad una zona dove sono presenti soltanto alcune cellule di *Chlorella sorokiniana*. Tale profilo mostra che il livello di assorbimento dei raggi X soft nella regione spettrale della *water window* è vicino al livello di background (o di fondo) dell'immagine. In ogni caso, si nota un piccolo incremento dell'assorbimento dei raggi X soft attorno ad un gruppo di cellule singole (cioè non organizzate in cluster) con i loro *essudati*.

Per quanto concerne, invece, il profilo lineare 2, l'assorbimento dei raggi X soft nella *water window* è più alto a causa della presenza di numerose cellule di *Chlorella sorokiniana* organizzate in gruppi (clusters). Inoltre, nelle vicinanze di tali cellule, è anche possibile individuare il contributo fornito dagli *essudati* all'assorbimento dei raggi X soft.

Infine, il profilo lineare 3 mostra un assorbimento maggiore della radiazione X soft nella *water window* rispetto al profilo lineare 2 a causa di una più alta concentrazione di cellule e dei relativi *essudati*. In particolare, è interessante notare che un contrasto molto alto nel livello di assorbimento si riscontra in corrispondenza di alcuni picchi molto stretti, che corrispondono alle singole cellule.

Gli *essudati* sono generati dalle cellule di *Chlorella sorokiniana* durante il loro ciclo vitale. È, inoltre, ben noto che tali *essudati* sono prodotti da microorganismi (comprese le stesse cellule delle alghe), quando le cellule sono soggette a fattori differenti di stress [36].

A tal proposito, intorno ai clusters delle cellule di *Chlorella sorokiniana*, si osserva una maggiore concentrazione di *essudati* riscontrabile in termini di aumento dei valori del segnale di assorbimento dei raggi X soft nelle aree circostanti i clusters cellulari (figura 25, profili 2 e 3). Al contrario, quando sono considerati soltanto una singola cellula di *Chlorella sorokiniana* o un piccolo gruppo di tali cellule, il segnale di assorbimento dovuto agli *essudati* vicino alle cellule è molto più basso a causa della loro minore concentrazione (figura 25, profilo 1).

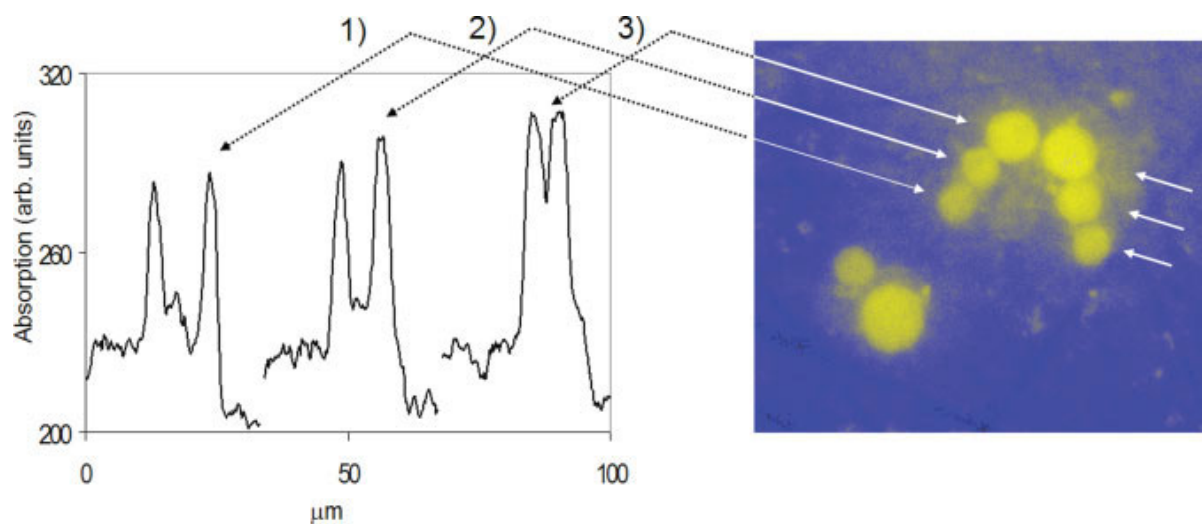
Inoltre, in alcune zone vicino ai bordi dei clusters cellulari, l'assorbimento dei raggi X soft è chiaramente visibile anche lontano dalle cellule che costituiscono il cluster, fino a

distanze di circa  $(100 - 150)\mu\text{m}$  a partire dal bordo del cluster (figura 25, profili 2 e 3). Oltre a ciò, per le singole cellule (o per piccoli gruppi di esse), l'assorbimento degli *essudati* in corrispondenza delle aree circostanti è più basso rispetto a quanto accade nelle zone adiacenti ai gruppi cellulari più grandi (ovvero i clusters).

Tutto ciò mostra in maniera inequivocabile che le aree occupate dagli *essudati* sono concentrate principalmente vicino alle cellule di *Chlorella sorokiniana* organizzate in clusters e che tali *essudati* possono essere considerati come una piccola nuvola attorno alle cellule.

La presenza di *essudati* nelle immediate vicinanze di singole cellule di *Chlorella sorokiniana* è, invece, molto meno evidente e si estende solo fino a pochi  $\mu\text{m}$  di distanza dalla cellula (figura 25, profilo 1), su una scala di lunghezze che è confrontabile con le dimensioni cellulari.

Per meglio rendersi conto di quanto appena affermato, può essere utile la figura 26, nella quale viene mostrata l'immagine di un piccolo gruppo di cellule di *Chlorella sorokiniana* con i loro *essudati* e l'intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella "water window" (in unità arbitrarie) lungo le aree indicate in figura con 1), 2) e 3) in corrispondenza delle quali sono anche valutate le distanze fra coppie di cellule che, per le tre aree considerate, risultano essere pari rispettivamente a circa  $10\mu\text{m}$ ,  $5\mu\text{m}$  e  $2\mu\text{m}$ .

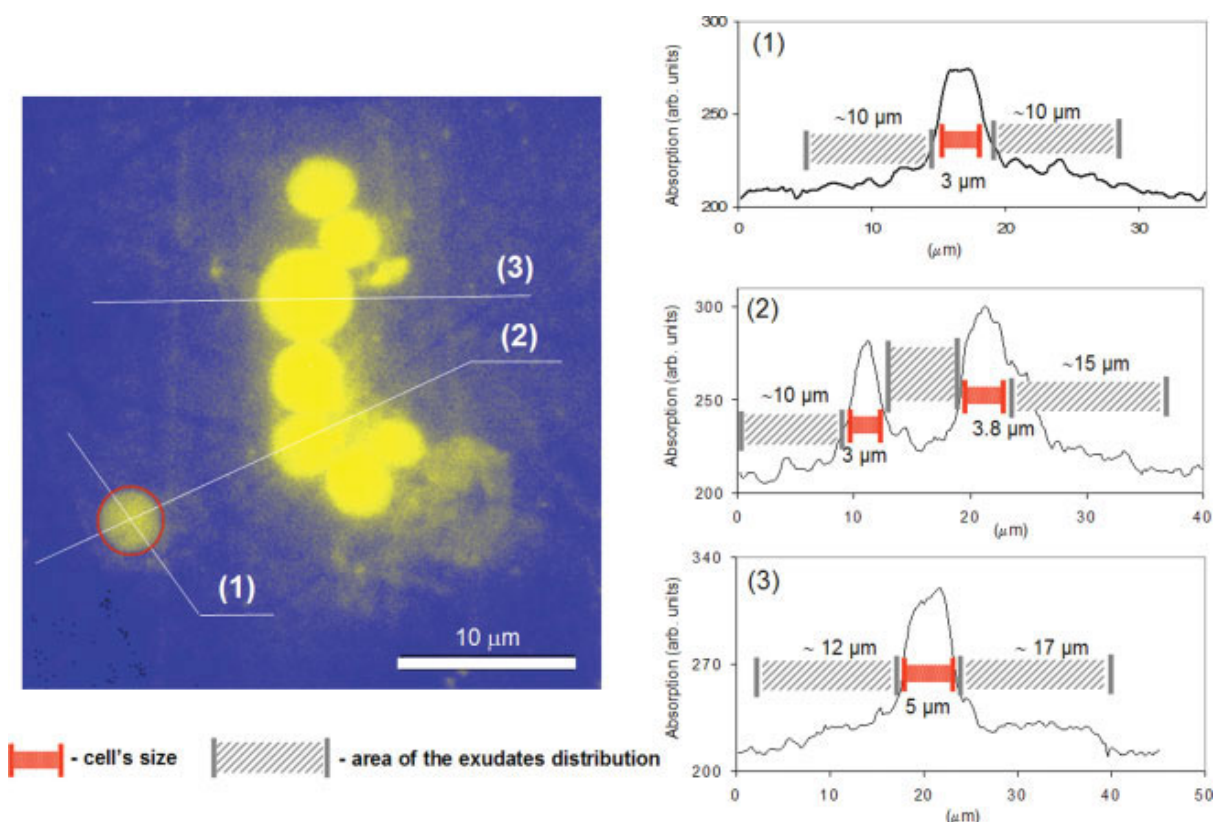


**Figura 26** A destra: ingrandimento di un particolare dell'immagine di fluorescenza WW SXCM già riportata in basso a destra in figura 24 in cui sono visibili un piccolo gruppo di cellule di *Chlorella sorokiniana* con i loro *essudati*. A sinistra: profili lineari (o tracce) 1), 2) e 3) di intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella "water window" relativi a differenti aree dell'immagine WW SXCM riportata sulla destra e comprendenti diverse coppie di cellule. Si noti che, di nuovo, "absorption" sta per assorbimento e "arb. units" per unità arbitrarie.



Nell'immagine riportata in figura 27 vengono, invece, mostrate sia un gruppo di cellule di *Chlorella sorokiniana* e sia una cellula singola ed isolata dalle altre. Inoltre, nuovamente, sono presentati anche i profili lineari di intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella “water window” incidenti sul campione e relativi a differenti zone dell'immagine WW SXCM riportata in figura.

Tali profili indicano che, per una cellula singola ed isolata dalle altre con un diametro di circa  $3\mu\text{m}$  (profilo 1), la presenza di *essudati* può essere osservata simmetricamente rispetto alla cellula fino ad una distanza di circa  $10\mu\text{m}$  dall'estremità cellulare.



**Figura 27** *A sinistra: ingrandimento e rotazione di  $90^\circ$  di un particolare dell'immagine WW SXCM di fluorescenza già riportata in basso a destra in figura 24 in cui sono visibili sia un piccolo gruppo di cellule di *Chlorella sorokiniana* e sia una cellula singola ed isolata dalle altre con i loro essudati. A destra: profili lineari (o tracce) 1, 2 e 3 di intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella “water window” relativi a differenti zone dell'immagine WW SXCM riportata sulla sinistra. Si noti che l'assorbimento degli essudati avviene nell'area circostante le cellule, attorno alle quali essi si dispongono in maniera più o meno simmetrica. Inoltre, nuovamente “absorption” sta per assorbimento e “arb. units” per unità arbitrarie, mentre “cell's size” per dimensione cellulare e “area of the exudates distribution” per area di distribuzione degli essudati.*

Nel caso, invece, di una cellula più grande con un diametro di circa  $5\mu\text{m}$  facente parte di un cluster (profilo 3), gli *essudati* sono disposti ancora più lontano dalla cellula considerata ma secondo una configurazione meno simmetrica, tendendo a concentrarsi nella direzione dove sono presenti altre cellule.

In poche parole, quindi, l'assorbimento dei raggi X soft da parte degli *essudati* avviene nell'area circostante le cellule di *Chlorella sorokiniana*, relativamente lontano da esse. Infatti, a causa proprio di tale assorbimento, i profili 1, 2 e 3 di figura 27 sono caratterizzati da piccoli picchi (detti *code*) sia sulla destra e sia sulla sinistra del picco principale allargato, corrispondente invece all'assorbimento della cellula di *Chlorella sorokiniana* attorno alla quale gli *essudati* si distribuiscono in modo più o meno simmetrico.

Più esattamente, gli *essudati* si concentrano maggiormente in aree più lontane dalle cellule secondo una configurazione asimmetrica quando esse sono organizzate in cluster, in aree più vicine alle cellule secondo una configurazione a maggiore simmetria nel caso di una singola cellula isolata dalle altre, che è possibile osservare grazie all'elevata sensibilità, risoluzione spaziale e range dinamico (contrasto) di un rivelatore a cristallo di LiF.

Inoltre, l'alta qualità e l'elevata risoluzione spaziale (submicrometrica) delle immagini permettono, non solo un'osservazione qualitativa della distribuzione spaziale delle cellule e degli *essudati* nella soluzione acquosa ove sono immersi, ma consentono anche di valutare il loro spessore ed il loro volume, ovvero le loro dimensioni.

Per queste ragioni, è stato possibile selezionare l'immagine di una singola cellula di *Chlorella sorokiniana* isolata dalle altre, come mostrato in figura 27.

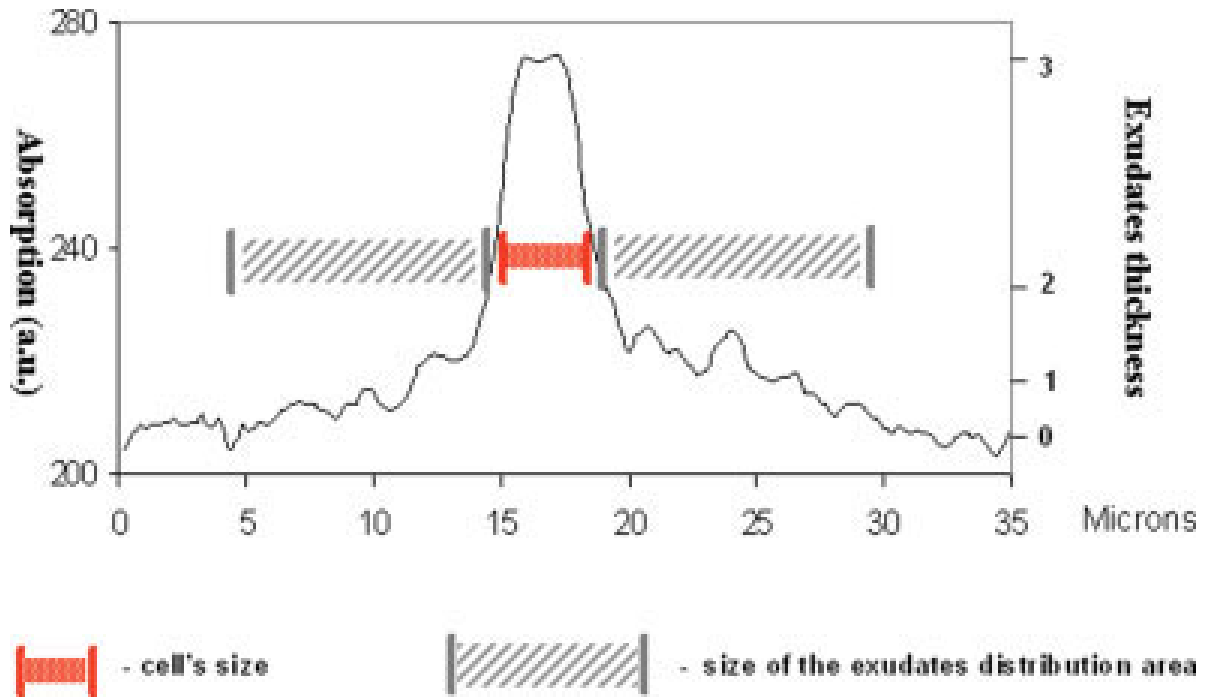
Infine, in figura 28 viene mostrata l'intensità del segnale di fluorescenza relativa all'immagine di una singola cellula sferica. Il massimo assorbimento dei raggi X soft è dovuto all'intero spessore cellulare corrispondente al diametro della cellula, ovvero si verifica laddove la radiazione incontra una cellula o un gruppo di cellule.

In particolare, la dose  $D_c$  dei raggi X soft che giungono sul rivelatore di LiF in corrispondenza del centro delle cellule di *Chlorella sorokiniana* è data dall'espressione:

$$D_c = D_0 \cdot e^{-\beta \cdot x_c} \quad (63)$$

dove  $D_0$  è la dose incidente sulle cellule e sugli *essudati*,  $x_c$  il diametro della cellula considerata e  $\beta$  il suo coefficiente di assorbimento lineare, intendendo per dose la quantità di energia rilasciata per unità di massa dalla radiazione ad un tessuto organico o a un campione biologico in generale (dose assorbita, che si misura in *Gray (Gy)*, dove  $1\text{Gy}$  rappresenta  $1\text{J}$  di radiazione assorbita per  $1\text{kg}$  di massa, cioè  $\text{Gy} = \text{J/kg}$ ).

Per semplificare il calcolo, viene assunto che il coefficiente di assorbimento  $\beta$  è lo stesso per le cellule di *Chlorella sorokiniana* e per gli essudati.



**Figura 28** Profilo lineare di intensità del segnale di assorbimento dei raggi X soft nella “water window” (ovvero intensità del segnale di fluorescenza, asse verticale di sinistra) per una cellula (vedi figura 27) e per gli essudati corrispondenti seguendo una linea che attraversa la cellula e che passa per il suo centro. Lo spessore stimato degli essudati è, invece, riportato sull’asse verticale di destra. Inoltre, nuovamente “absorption” sta per assorbimento, “arb. units” per unità arbitrarie e “cell’s size” per dimensione cellulare, mentre “size of the exudates distribution area” per dimensione dell’area attorno alla cellula ove sono distribuiti gli essudati e “exudates thickness” per spessore degli essudati.

In qualunque altra parte del rivelatore di LiF, invece, la dose  $D_i$  dei raggi X soft che giungono su di esso è data dalla formula:

$$D_i = D_0 \cdot e^{-\beta \cdot x_i} \quad (64)$$

dove  $x_i$  è l’effettivo spessore del campione nel generico punto  $i$ .

In accordo con [30], la concentrazione dei centri di colore (CCs) prodotti dai raggi X soft nel cristallo di LiF è proporzionale alla radice quadrata della dose di irradiazione  $D$  con  $D \propto \xi^2$ , essendo  $\xi$  l’intensità di colorazione (o di fluorescenza) del cristallo.

Inoltre, manipolando opportunamente le equazioni appena scritte, si ottiene:



$$x_i = x_c \cdot \frac{\ln\left(\frac{\xi_i^2}{\xi_0^2}\right)}{\ln\left(\frac{\xi_c^2}{\xi_0^2}\right)} \quad (65)$$

dove  $\xi_c$ ,  $\xi_0$  e  $\xi_i$  sono rispettivamente l'intensità di fluorescenza misurata per il centro della cellula, per l'area libera e per il generico punto  $i$  del campione.

Utilizzando il profilo 1 di figura 27 e la relazione (65), è possibile determinare lo spessore effettivo di una cellula di *Chlorella sorokiniana* e degli *essudati* circostanti, a partire dall'analisi dell'andamento dell'assorbimento dei raggi X soft nella singola cellula e negli *essudati*, come mostrato in figura 28 dove sull'asse verticale di destra viene riportato lo spessore degli *essudati* situati attorno alla cellula considerata. È stato anche trovato che lo spessore minimo degli *essudati* è di circa  $0,2\mu\text{m}$ .

È, inoltre, possibile valutare la quantità relativa di *essudati* prodotti da una singola cellula di *Chlorella sorokiniana*. Infatti, prendendo i dati dalla figura 27, è possibile determinare il raggio  $r_c$  dell'area occupata da una singola cellula e confrontarlo con quello  $r_{ex}$  della regione in cui si trovano i relativi *essudati*, per i quali risulta  $r_{ex} > r_c$  (figura 27).

Indicando con  $x_{ex}$  lo spessore medio degli *essudati*, è anche possibile determinare il volume  $V_{ex}$  della regione di spazio da loro occupata mediante la seguente formula:

$$V_{ex} = \pi \cdot x_{ex} (r_{ex} - r_c)^2 \quad (66)$$

mentre il volume  $V_c$  della singola cellula sferica di *Chlorella sorokiniana* è ovviamente:

$$V_c = \frac{4}{3} \pi \cdot r_c^3 \quad (67)$$

Pertanto, il rapporto  $\kappa$  tra il volume  $V_{ex}$  della regione di spazio occupata dagli *essudati* e quello  $V_c$  della singola cellula è dato dall'espressione:

$$\kappa = \frac{V_{ex}}{V_c} = \frac{3x_{ex}(r_{ex} - r_c)^2}{4r_c^3} \quad (68)$$

Dunque, in base alla relazione appena scritta, il parametro adimensionale  $\kappa$  fornisce la valutazione numerica dell'estensione della regione di spazio ove sono distribuiti gli *essudati* rispetto a quella occupata da una singola cellula di *Chlorella sorokiniana*, il cui volume è preso come volume di riferimento per tale valutazione. In poche parole, quindi,  $\kappa$  rappresenta la quantità relativa di *essudati* prodotti da una singola cellula di *Chlorella sorokiniana*.

Per meglio chiarire quanto appena detto, facciamo un esempio. Si consideri il caso di una singola cellula di *Chlorella sorokiniana* con raggio  $r_c = 1,5\mu\text{m}$  (figura 28), mentre gli *essudati* situati nella regione circostante sono caratterizzati da  $r_{ex} = 11,5\mu\text{m} > r_c$  e  $x_{ex} = 0,6\mu\text{m}$  (figure 27 e 28). Ricorrendo alla formula (68) si ottiene  $\kappa \cong 13,3$ , ovvero nell'esempio considerato una singola cellula di *Chlorella sorokiniana* può produrre una certa quantità relativa di *essudati* che si estendono in una regione di spazio con volume complessivo circa 13,3 volte maggiore rispetto a quello della cellula.

### 3.4 Conclusioni

I risultati presentati in questo capitolo hanno permesso di dimostrare che, usando una sorgente laser-plasma di radiazione X soft nella regione spettrale della “*water window*” (WW) compresa tra  $280\text{eV}$  e  $530\text{eV}$  e dei cristalli di LiF come rivelatori, è possibile fare dell'imaging ad elevata risoluzione spaziale (submicrometrica) e con un ampio campo di vista di cellule *in vivo* di *Chlorella sorokiniana* e dei loro prodotti (*essudati*), direttamente nelle loro condizioni naturali di vita e con la loro reale distribuzione spaziale, senza la necessità di alcuna preparazione speciale del campione (microscopia a contatto a raggi X soft nella *water window*, ovvero tecnica WW SXCM).

Nel corso degli esperimenti effettuati e dei quali, in questo capitolo, sono stati mostrati i risultati principali, si è usata la sorgente laser Nd:YAG/Glass nell'*infrarosso*, *tabletop* ed *ultraintensa* di *Tor Vergata*, descritta assieme a tutto l'apparato sperimentale nel paragrafo 1.9 e più in dettaglio nella mia prima tesi di dottorato [1], per generare plasmici su target solido rappresentato, in questo caso, da un sottile nastro rotante di ittrio, scelto non a caso bensì perché garantisce una efficienza di conversione relativamente buona tra radiazione infrarossa e raggi X soft emessi da plasma indotto da laser nella WW.

Inoltre, l'elevato range dinamico dei cristalli di LiF, assieme alla possibilità di avere a disposizione una sorgente puntiforme (non monocromatica) sufficientemente intensa di raggi X soft nella “*water window*” e tale da non danneggiare il campione biologico preso in esame, rappresentata dal plasma indotto da laser, permette di raggiungere nelle immagini WW SXCM una risoluzione spaziale elevatissima (submicrometrica) che consente di risolvere chiaramente, non solo le singole cellule di *Chlorella sorokiniana* o i loro grandi raggruppamenti (clusters), ma anche di distinguere la distribuzione spaziale, più o meno simmetrica, degli *essudati* attorno alle cellule, come da noi ottenuto nel corso degli esperimenti (vedi ad esempio figura 24).

Oltre a ciò, l'alta qualità e l'elevata risoluzione spaziale delle immagini ottenute permettono, non solo un'osservazione qualitativa della distribuzione spaziale delle cellule di *Chlorella sorokiniana* e degli *essudati* nella soluzione acquosa ove sono immersi, ma consentono anche di valutarne la forma (sferica nel caso delle cellule di *Chlorella sorokiniana*), lo spessore ed il volume, ovvero è possibile determinare le loro dimensioni che, nel caso delle cellule di *Chlorella sorokiniana*, sono solitamente comprese tra  $2\mu\text{m}$  e  $10\mu\text{m}$  (stimate tra  $0,8\mu\text{m}$  e  $5\mu\text{m}$  nel caso dei nostri risultati sperimentali, come è possibile vedere nell'immagine in basso a destra di figura 24).

In futuro, la tecnica WW SXCM permetterà lo studio e l'investigazione non solo dei processi *in vivo* di differenti cellule, ma consentirà anche di analizzare l'influenza che l'assorbimento di metalli diversi da parte delle cellule (contaminazione da metalli) può avere sul loro "avvelenamento" o sull'alterazione del loro ciclo vitale.

Infine, le stime riportate in [27, 28] mostrano che la migliore risoluzione spaziale ottenibile usando un sistema di imaging WW SXCM, basato su sorgente laser-plasma, può raggiungere un valore attorno a  $(50 - 80)\text{nm}$ , a condizione che venga usato un rivelatore adatto allo scopo.

A tal proposito, recentemente gli studi riportati in [37] hanno dimostrato che un originale rivelatore per raggi X soft, utilizzante cristalli o film di LiF e basato sulla fotoluminescenza dei centri di colore (CCs), è in grado di fornire una così alta risoluzione spaziale, che può essere usata per fare imaging con tecnica WW SXCM ad alto contrasto di campioni biologici, come ad esempio cellule viventi, raggiungendo una risoluzione spaziale migliore di  $100\text{nm}$  (nei nostri risultati mostrati in questo capitolo si è un po' sopra questo limite, con una risoluzione spaziale di qualche centinaio di  $\text{nm}$ ).

## CAPITOLO 4 [4]

# IMAGING NEL VISIBILE DI OGGETTI IN ACQUA MEDIANTE SISTEMA LASER-RADAR MODULATO

Durante il triennio di dottorato sono stati anche effettuati con successo, presso il centro di ricerche *ENEA* di Frascati (Roma), una serie di esperimenti di imaging nel visibile di oggetti immersi in acqua utilizzando un sistema laser-radar modulato in ampiezza e sfruttando tecniche polarimetriche, al fine di ridurre al minimo il backscattering dell'acqua (detto anche **rumore ottico**) e migliorare, così, l'accuratezza nella misura di fase (ovvero di distanza) e, di conseguenza, riuscire ad ottenere immagini tridimensionali (3D) di buona qualità e risoluzione spaziale (millimetrica) di scene reali in acqua, dove la propagazione di un fascio laser, soprattutto quando l'acqua è torbida, costituisce un argomento di interesse rilevante nel campo della visualizzazione di oggetti sommersi mediante sensori attivi, come appunto i sistemi laser-radar modulati.

In generale, tali dispositivi sono basati, oltre che sulla misura dell'intensità  $I$  della radiazione retrodiffusa dal bersaglio di interesse, anche sulla determinazione della distanza (*target range*) mediante la misura della differenza di fase  $\Delta\phi$  tra la frazione del fascio laser modulato in ampiezza riflessa (retrodifusa) dal target ed un segnale di riferimento.

Quando la torbidità dell'acqua aumenta, la radiazione retrodiffusa (ovvero backscatterata) dalla colonna di acqua, irradiata mediante fascio laser, dà luogo ad un rumore ottico che produce effetti deleteri sul rapporto segnale – rumore e sull'accuratezza della misura di fase (ossia sulla determinazione della distanza) e, quindi, sulla qualità finale dell'immagine 3D.

In questo capitolo, viene analizzata la possibilità di migliorare l'accuratezza di un apparato laser-radar modulato in ampiezza attraverso l'utilizzo di tecniche polarimetriche, basate sull'impiego di radiazione laser incidente polarizzata e su uno schema di rilevazione molto selettivo e sensibile alla polarizzazione, al fine di ottenere un miglioramento nell'imaging di scene reali sommerse (siti archeologici sottomarini, ad esempio).

Il metodo presentato in questo capitolo sfrutta, dunque, le differenti proprietà di polarizzazione della radiazione laser retrodiffusa dall'acqua e da un target di tipo lambertiano, come in effetti viene descritto dalla *matrici di Mueller* associate.

Più precisamente, durante gli esperimenti sono state effettuate varie misure adottando sia la configurazione di rilevazione con i polarizzatori incrociati (*cross-polarized detection*

*scheme*) e sia quella con i polarizzatori paralleli (*co-polarized detection scheme*). Inoltre, acqua con differenti gradi di torbidità è stata utilizzata nel corso degli esperimenti. I diversi livelli di torbidità sono stati ottenuti aggiungendo all'acqua della rete idrica opportune quantità di latte scremato, che funge da elemento diffondente, in modo tale da raggiungere differenti condizioni (regimi) di scattering.

Grazie a ciò è stato possibile studiare, in un sistema laser-radar modulato, sia l'effetto della transizione dal regime di scattering di Rayleigh a quello di Mie sull'accuratezza della misura di fase e sia il ruolo ricoperto dagli scattering multipli su tale misura quando l'acqua tende alle condizioni tipiche di un *mezzo spesso otticamente*.

Infine, in questa premessa, si vuole evidenziare che gli argomenti trattati nei precedenti due capitoli non sono completamente scorrelati da quanto verrà presentato in questo capitolo.

Infatti, sebbene le tecniche usate siano diverse (sistema basato su sorgente laser-plasma nella regione dei raggi X soft, per quel che concerne i capitoli 2 e 3; sistema laser-radar modulato in ampiezza nel visibile per quel che riguarda il capitolo corrente), tutti e tre i capitoli sperimentali di questa tesi sono caratterizzati da un unico filo conduttore: l'*imaging laser*.

Un'ultima cosa che ritengo interessante sottolineare per quel che concerne ciò che verrà trattato in quest'ultimo capitolo è la seguente: l'imaging effettuato nelle prove sperimentali mediante sistema laser-radar modulato riguarda oggetti immersi in acqua, un ambiente sicuramente più ostile rispetto all'aria, per varie ragioni abbastanza intuibili non ultima delle quali il problema dello scattering. Tali sistemi sono, infatti, molto più diffusamente utilizzati per l'imaging 3D in aria, mentre l'imaging tridimensionale di oggetti immersi in acqua costituisce una nuova sfida ed una interessante frontiera di ricerca tutt'altro che conclusa.

## **4.1 Introduzione**

I sensori attivi, alla cui famiglia appartengono i sistemi di imaging laser-radar a modulazione di ampiezza (*AM imaging laser-radar systems* con *AM = Amplitude Modulated*) [38, 39], possono essere usati per la rilevazione e la visualizzazione di scene reali (target) in un mezzo come l'aria, l'acqua, ecc..

Quando la radiazione laser diffusa (scatterata) dal mezzo è trascurabile rispetto a quella proveniente dal target, come solitamente accade in aria, tali dispositivi (sinteticamente indicati con AM laser-radar) permettono la ricostruzione di immagini 3D del bersaglio di interesse

caratterizzate da alta qualità ed elevata risoluzione spaziale (dell'ordine di alcune centinaia di  $\mu m$  in aria, considerando distanze del target dell'ordine di alcuni metri).

Tutto ciò è ottenuto attraverso la misura diretta dell'intensità  $I$  della luce laser modulata retrodiffusa e della differenza di fase  $\Delta\phi$  (ovvero mediante la determinazione della distanza o *target range*) tra la radiazione laser AM retrodiffusa dal target ed un segnale di riferimento e mediante opportune elaborazioni con software per l'imaging appositamente sviluppati.

Quando un fascio laser si propaga in un mezzo, oltre al fenomeno dello scattering, si deve tener conto anche dell'assorbimento del fascio da parte del mezzo stesso. In un AM laser-radar, la lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione laser viene scelta in maniera opportuna così da cadere nell'intervallo di valori di  $\lambda$  dove il mezzo ha il minimo assorbimento. Pertanto, solitamente, i processi di assorbimento possono essere trascurati e le prestazioni di un AM laser-radar sono influenzate principalmente dal fenomeno dello scattering.

Più precisamente, la radiazione laser retrodiffusa dal target che cade nel campo di vista istantaneo del rivelatore dà luogo ad un segnale ottico, detto **segnale del target**, che trasporta le informazioni necessarie per la ricostruzione dell'immagine della scena reale di interesse, mentre la luce laser diffusa dal mezzo ed istantaneamente rivelata dal detector produce un segnale, detto **rumore ottico**, che influenza negativamente la ricostruzione dell'immagine finale e che ne degrada la qualità.

Di conseguenza, in un sistema di imaging AM laser-radar, il rumore ottico deve essere ridotto al minimo valore possibile per ottimizzarne le prestazioni e per raggiungere le condizioni di lavoro ideali. Ciò costituisce un grosso problema quando il target è immerso in acqua soprattutto se torbida, considerata tale in letteratura quando il suo coefficiente di estinzione  $k$  è tale che  $k > 0,3m^{-1}$  [40].

Infatti, quando la torbidità dell'acqua aumenta e quindi il valore di  $k$  cresce, anche l'intensità della radiazione laser diffusa (scatterata) tende ad aumentare dando così luogo ad un incremento del rumore ottico, che è responsabile della perdita di accuratezza nella misura di  $I$  e soprattutto  $\Delta\phi$  e, di conseguenza, nella determinazione della distanza  $d$  (*target range*).

In un AM laser-radar, quest'ultima ed il relativo errore  $\sigma_R$  (detto *errore di range*) dovuto al solo *shot noise* del segnale (errore elettronico attribuibile alle fluttuazioni statistiche del numero di fotoni che giungono sul rivelatore nel corso di una misura e che rappresenta l'errore minimo che si può commettere) vengono espressi attraverso le seguenti formule [39]:

$$d = \frac{c \cdot \Delta\phi}{4\pi \cdot n_m \cdot f_m} \quad (69)$$

$$\sigma_R = \frac{c}{2\pi\sqrt{2} \cdot n_m \cdot m f_m SNR_i} \quad (70)$$

dove  $c$  è la velocità della luce nel vuoto,  $n_m$  l'indice di rifrazione del mezzo ( $n_m = 1,33$  nel caso dell'acqua considerando lunghezze d'onda nella regione del visibile, che è quella di interesse per i nostri esperimenti),  $f_m$  la frequenza di modulazione della sorgente laser,  $m$  l'indice (o profondità) di modulazione e  $SNR_i$  il rapporto segnale – rumore in corrente.

Per ridurre parzialmente il rumore ottico, si può ricorrere ad uno schema di tipo bistatico dell'apparato sperimentale che permette di diminuire la *stray light*, anche se questa soluzione da sola non basta a risolvere completamente il problema, a meno di ricorrere a soluzioni che prevedono una grande separazione spaziale dell'ordine dei metri tra lo stadio di lancio e quello di ricezione, non molto adatte per un sistema di imaging di oggetti immersi in acqua che deve essere progettato per andare sott'acqua.

Inoltre, a causa della sua asimmetria, in una configurazione bistatica si ottiene una minore efficienza di reiezione del rumore ottico quando il fascio laser, utilizzato per la scansione della scena reale di interesse, si trova frontalmente al rivelatore, laddove il detector misura una frazione maggiore di radiazione diffusa (scatterata) dal mezzo, a causa dell'aumento della regione di sovrapposizione tra il campo di vista del rivelatore ed il volume della colonna di acqua interessata al fenomeno dello scattering della luce laser incidente su di essa.

Una migliore reiezione del rumore ottico può essere ottenuta ricorrendo ad un'adeguata tecnica polarimetrica, basata sulla discriminazione tra lo stato di polarizzazione della radiazione laser retrodiffusa dal target e quello della luce di backscattering dovuta al mezzo (acqua nel nostro caso). Tale discriminazione può essere ottenuta attraverso il controllo dello stato di polarizzazione della radiazione laser trasmessa e di quello della luce rilevata dal detector per mezzo di opportune combinazioni di polarizzatori, a cui si dà il nome di schema di lavoro con polarizzatori incrociati (*cross-polarized working scheme*) e con polarizzatori paralleli (*co-polarized working scheme*).

Tale tecnica polarimetrica è stata già applicata con successo ai sistemi di imaging basati sulla misura della sola intensità  $I$  della radiazione retrodiffusa permettendo di migliorarne le prestazioni, come il rapporto segnale – rumore, il contrasto dell'immagine e la distanza dal rivelatore a cui il target risulta essere ancora rilevabile e, quindi, “visibile” dal sistema (cioè ha permesso di migliorare il cosiddetto *target visibility range*). Il miglioramento delle prestazioni è stato, inoltre, osservato in numerosi campi di applicazione quali l'imaging subacqueo [<sup>40</sup>, <sup>41</sup>, <sup>42</sup>, <sup>43</sup>], il telerilevamento (*remote sensing*) [<sup>44</sup>], la biomedicina [<sup>45</sup>], ecc..

In questo capitolo, sono invece mostrati i risultati preliminari dell'estensione della tecnica polarimetrica appena citata alla misura della fase, e quindi alla determinazione della distanza, in un sistema AM laser-radar per l'imaging di oggetti immersi in acqua al fine di migliorarne l'accuratezza di misura, le prestazioni e valutare la sensibilità della fase misurata alla riflessione del rumore ottico, in condizioni di target lambertiano immerso in acqua con differenti gradi di torbidità e di sistema di misura bistatico per il quale, però, vale l'approssimazione di monostaticità data la piccola separazione spaziale tra lo stadio di lancio e quello di ricezione.

Il sistema laser-radar modulato in ampiezza utilizzato per l'imaging in acqua è quello realizzato, sebbene ancora nella fase preliminare di prototipo di laboratorio e che non può essere mandato sott'acqua, presso il centro di ricerche *ENEA* di Frascati (Roma), dove gli esperimenti di imaging di oggetti immersi in acqua sono stati effettuati nell'ambito del progetto di ricerca Blu Archeosys rivolto all'archeologia subacquea.

## 4.2 Teoria

Il formalismo di Stokes – Mueller [46] permette di descrivere completamente l'intensità e lo stato di polarizzazione della radiazione mediante i *vettori di Stokes* e l'effetto del mezzo o del target sullo stato di polarizzazione di un fascio di luce attraverso le *matrici di Mueller*.

Più precisamente, il *vettore di Stokes*  $A$  è un vettore colonna a quattro componenti così definito:

$$A = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (71)$$

dove  $I$  è la componente che rappresenta l'intensità della radiazione mentre le componenti  $Q$ ,  $U$  e  $V$  definiscono lo stato di polarizzazione, lineare orizzontale o verticale rispetto ad un piano di riferimento, per esempio quello di scattering individuato dalla direzione di propagazione della radiazione incidente e da quella di propagazione della luce diffusa (componente  $Q$ ), lineare a  $\pm 45^\circ$  rispetto ad un piano di riferimento (piano di scattering, componente  $U$ ) e circolare destrorsa o sinistrorsa (componente  $V$ ).

Le componenti di un *vettore di Stokes*, dette anche *parametri di Stokes*, possono essere espresse in termini di campo elettrico mediante le seguenti formule:



$$\begin{aligned}
I &= E_l^2 + E_r^2 & Q &= E_l^2 - E_r^2 \\
U &= 2E_l E_r \cos \delta & V &= 2E_l E_r \sin \delta
\end{aligned}
\tag{72}$$

dove  $E_l$  e  $E_r$  sono le ampiezze delle componenti del campo elettrico rispettivamente parallela e perpendicolare al piano di riferimento scelto, in questo caso rappresentato dal piano di scattering, mentre  $\delta$  è la differenza di fase (o sfasamento) tra le componenti del campo elettrico della radiazione considerata.

Inoltre, è interessante sottolineare che i *parametri di Stokes* sono numeri reali che soddisfano la seguente relazione:

$$I^2 \geq Q^2 + U^2 + V^2 \tag{73}$$

dove l'uguaglianza vale nel caso di radiazione totalmente polarizzata, mentre la disuguaglianza vale nel caso di radiazione non polarizzata oppure soltanto parzialmente polarizzata.

L'azione depolarizzante del mezzo o del target, investiti da radiazione con uno specifico stato di polarizzazione, può essere, invece, rappresentata mediante una particolare matrice quadrata di dimensioni  $4 \times 4$ , detta *matrice di Mueller* (o anche *matrice di scattering* o di *polarizzazione*) e indicata con  $M$ .

In base a quanto appena detto, si può affermare che la luce diffusa è caratterizzata solitamente da uno stato di polarizzazione diverso da quello della radiazione incidente.

Pertanto, conoscendo la polarizzazione della luce incidente e la sua intensità mediante il relativo *vettore di Stokes*  $A$ , è possibile determinare sia l'intensità e sia lo stato di polarizzazione della radiazione diffusa calcolando il *relativo vettore di Stokes*  $A'$  tramite la seguente equazione:

$$A' = \frac{1}{\tilde{k}^2 r^2} M A \Rightarrow \begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{\tilde{k}^2 r^2} \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \tag{74}$$

dove

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{pmatrix} \tag{75}$$

è la *matrice di Mueller*,  $\tilde{k}$  il numero d'onda,  $r$  la distanza tra l'elemento diffondente e il punto di osservazione (ovvero il detector),  $I'$ ,  $Q'$ ,  $U'$  e  $V'$  sono le componenti del *vettore di Stokes* che rappresenta la radiazione diffusa e  $M_{11}$  è l'elemento della *matrice di Mueller* che rappresenta la distribuzione di intensità della luce diffusa nelle varie possibili direzioni, cioè  $M_{11}$  è la *sezione d'urto differenziale di scattering*, ovvero la cosiddetta *funzione di fase* che dà la probabilità di trovare un fotone in una certa direzione dopo un evento di scattering.

Nello studio dell'effetto depolarizzante del mezzo o del target, è comunque utile dividere ciascun elemento della *matrice di Mueller*  $M$  per  $M_{11}$  ottenendo una nuova matrice quadrata  $S$  sempre di dimensioni  $4 \times 4$ , detta *matrice di Mueller ridotta o normalizzata*, così definita:

$$S = \begin{pmatrix} 1 & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{pmatrix} \quad (76)$$

dove ciascun elemento  $S_{ij}$  è calcolabile mediante l'espressione

$$S_{ij} = \frac{M_{ij}}{M_{11}} \quad (77)$$

con  $i = 1, 2, 3, 4, j = 1, 2, 3, 4$  e dove  $-1 \leq S_{ij} \leq +1$  con  $S_{11} = 1$ .

Data una *matrice di Mueller*  $M$  di elementi  $M_{ij}$ , l'effetto depolarizzante del mezzo o del target può essere quantificato attraverso i seguenti parametri:

$$E_D = \frac{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 M_{ij}^2}{M_{11}^2} \quad P_D = \sqrt{\frac{\left( \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 M_{ij}^2 \right) - M_{11}^2}{3M_{11}^2}} \quad (78)$$

dove  $E_D$  e  $P_D$  sono detti rispettivamente *effetto di depolarizzazione* ( $1 \leq E_D \leq 4$ ) e *indice di polarizzazione* ( $0 \leq P_D \leq 1$ ).

In particolare, quando  $E_D = 1$  o  $P_D = 0$  la radiazione diffusa è completamente depolarizzata dalla scena reale o dal mezzo, chiamati anche *elementi di trasformazione della polarizzazione*, mentre quando  $E_D = 4$  o  $P_D = 1$  la luce diffusa rimane completamente polarizzata anche dopo l'azione del target o del mezzo. In tutti gli altri casi, invece, la radiazione diffusa è soltanto parzialmente depolarizzata dal mezzo o dalla scena reale.

Per meglio rendersi conto della situazione, verrà analizzato inizialmente l'effetto depolarizzante del mezzo e poi quello del target sullo stato di polarizzazione della radiazione

per valutare l'efficacia della tecnica polarimetrica, basata sulla discriminazione tra lo stato di polarizzazione della radiazione diffusa dal target e quello della luce diffusa dal mezzo, nel ridurre il rumore ottico e migliorare così l'accuratezza e le prestazioni di un sistema di imaging in generale e, quindi, di un AM laser-radar in particolare.

Al fine di individuare il regime di scattering (**Rayleigh, intermedio o Mie**) che meglio si addice a descrivere l'interazione radiazione – materia, si introduce il parametro adimensionale  $s$  relativo agli elementi diffondenti (solitamente particelle, particolato e materiale sospeso), detto *parametro di dimensione*, così definito:

$$s = \tilde{k}a = \frac{2\pi \cdot n_m}{\lambda} \cdot a \quad (79)$$

dove  $a$  è la dimensione lineare dell'elemento diffondente (generalmente di forma qualunque) che, nel caso di particelle sferiche, coincide con il raggio, dove  $\tilde{k} = \frac{2\pi \cdot n_m}{\lambda}$  rappresenta il numero d'onda, mentre  $\lambda$  è la lunghezza d'onda della radiazione nel vuoto.

Più esattamente, a seconda del valore assunto dal parametro di dimensione  $s$ , è possibile distinguere tre differenti regimi di scattering:

- 1) **quello di Rayleigh** quando  $s \ll 1$ , valido per particelle di dimensioni piccole rispetto alla lunghezza d'onda (in questo caso la radiazione è diffusa praticamente in maniera isotropa, senza la presenza di una direzione privilegiata di scattering);
- 2) **quello intermedio** quando  $s \cong 1$  (in questo caso la radiazione diffusa comincia ad avere una direzione privilegiata di scattering, che è quella in avanti a piccoli angoli);
- 3) **quello di Mie** quando  $s \gg 1$ , valido per particelle di dimensioni grandi rispetto alla lunghezza d'onda (in questo caso la radiazione è diffusa in maniera anisotropa, principalmente nella direzione in avanti a piccoli angoli, che rappresenta la direzione privilegiata di scattering).

Si noti che, nell'ipotesi semplificativa di considerare la radiazione diffusa da un elemento diffondente giacente in un piano (quello di scattering) coincidente con quello di riferimento formato dalle direzioni complanari di propagazione della radiazione incidente e quella di osservazione, allora si può non tener conto dell'angolo azimutale  $\phi$  ( $0 \leq \phi \leq 2\pi$ ), ma considerare solo l'*angolo di scattering*  $\theta$  ( $0 \leq \theta \leq \pi$ ), definito come l'angolo che si forma tra la direzione di propagazione della radiazione incidente e quella della luce diffusa. In base a ciò, è possibile dividere la regione dove si osserva radiazione diffusa in due sottoregioni:

- a) quella dello scattering in avanti quando  $0 \leq \theta < \pi/2$  (*forward scattering region*);

- b) quella dello scattering all'indietro quando  $\pi/2 < \theta \leq \pi$  (*backward scattering region* o semplicemente *backscattering region*).

Pertanto, quando si parla di scattering in avanti a piccoli angoli (come ad esempio nei regimi di Mie ed intermedio), si intende che, dopo uno o più eventi di scattering, la radiazione procede praticamente nella stessa direzione che aveva prima che si verificasse l'evento di scattering, deviando eventualmente solo di molto poco da essa.

In altre parole, dunque, scattering in avanti a piccoli angoli si ha quando  $\theta \cong 0$ , mentre scattering all'indietro a grandi angoli (*backscattering*) si ha quando  $\theta \cong \pi$ .

Il mezzo che viene considerato inizialmente è acqua pulita (*clean water*) dove sono presenti elementi diffondenti di Rayleigh, detti anche *scatteratori di Rayleigh*, di forma sferica, dove gli eventi di scattering singolo dominano rispetto a quelli di scattering multiplo e dove l'assorbimento può essere trascurato.

In queste condizioni, la *matrice di Mueller normalizzata* del mezzo  $S_m$  può essere scritta nella seguente forma [47, 48]:

$$S_m(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & S_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ S_{12}(\theta) & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{33}(\theta) \end{pmatrix} \quad (80)$$

dove gli elementi non nulli della matrice sono

$$S_{11} = S_{22} = 1 \quad (81)$$

$$S_{12}(\theta) = S_{21}(\theta) = \frac{-1 + \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (82)$$

$$S_{33}(\theta) = S_{44}(\theta) = \frac{2 \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (83)$$

Presi singolarmente, gli elementi della *matrice di Mueller normalizzata* hanno un significato fisico ben preciso. Più esattamente, l'elemento  $S_{22}$  fornisce un'indicazione della deviazione della particella di scattering dalla forma sferica con conseguente effetto depolarizzante sulla radiazione con polarizzazione lineare orizzontale o verticale rispetto ad un piano di riferimento (per esempio quello di scattering). Infatti, nel caso di *scatteratori sferici*, si ha  $S_{22} = S_{11} = 1$  e nessun effetto depolarizzante, che discende da tale elemento di matrice, sulla radiazione polarizzata linearmente in direzione orizzontale o verticale, mentre

per *scatteratori di qualsiasi altra forma* si ha  $S_{22} < 1$  e  $S_{11} = 1$  e, di conseguenza, un effetto di depolarizzazione sulla radiazione con stato di polarizzazione lineare orizzontale o verticale.

L'elemento  $S_{12}$ , invece, rappresenta il grado di depolarizzazione lineare orizzontale o verticale dovuto ad eventi di scattering, presente anche nel caso di *scatteratori sferici*, e dipende dalle dimensioni, dalla geometria e dalle proprietà ottiche delle particelle diffondenti.

Infine, l'elemento  $S_{33}$  fornisce una misura della frazione di luce polarizzata linearmente a  $\pm 45^\circ$  rispetto ad un piano di riferimento, come quello di scattering, che conserva il proprio stato di polarizzazione dopo un evento di scattering, mentre l'elemento  $S_{44}$  rappresenta la frazione di luce polarizzata circolarmente che mantiene il proprio stato di polarizzazione dopo un evento di scattering e, quando  $S_{44}$  assume valori negativi, descrive il fenomeno dell'inversione dell'elicità (*helicity flip*), che si verifica quando luce con stato di polarizzazione circolare destrorsa si trasforma in luce con polarizzazione circolare sinistrorsa e viceversa.

In base alle relazioni (80), (81), (82) e (83), lavorando in condizioni di backscattering (cioè con  $\theta = \pi = 180^\circ$ ), la *matrice di Mueller normalizzata*  $S_{cw} = S_m(\theta = \pi)$  nel caso di *acqua pulita dove sono presenti scatteratori di Rayleigh sferici* assume la seguente espressione:

$$S_{cw} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{cases} \text{matrice di Mueller di backscattering} \Rightarrow E_D = 4 \text{ e } P_D = 1 \\ \text{nessun effetto depolarizzante del mezzo con } \textit{helicity flip} \text{ (acqua pulita)} \end{cases} \quad (84)$$

La matrice  $S_{cw} = S_m(\theta = \pi)$  appena scritta nel caso di acqua pulita presenta due sottomatrici quadrate di dimensioni  $2 \times 2$ , la prima delle quali coincide con la matrice identità  $\mathcal{I}$  essendo costituita dagli elementi  $S_{11} = 1$ ,  $S_{12} = S_{21} = 0$  e  $S_{22} = 1$ , mentre la seconda coincide con la matrice  $-\mathcal{I}$  essendo costituita dagli elementi  $S_{33} = -1$ ,  $S_{34} = S_{43} = 0$  e  $S_{44} = -1$ .

Pertanto, grazie al formalismo di Stokes – Mueller e all'equazione (74) riscritta nel nostro caso specifico, è immediato concludere che la radiazione retrodiffusa (backscatterata) con un angolo di scattering  $\theta$  esattamente uguale a  $180^\circ$  da un mezzo, come ad esempio l'acqua pulita, dove gli elementi diffondenti sono costituiti da piccole particelle sferiche in regime di scattering di Rayleigh ( $s \ll 1$ ), conserva lo stato di polarizzazione lineare orizzontale o verticale della radiazione incidente (infatti, in questo caso, si ha  $S_{22} = 1$  e  $S_{12} = 0$ ), mentre l'elicità della luce retrodiffusa polarizzata circolarmente è invertita (*helicity flip*) rispetto a quella della radiazione incidente dopo un evento di scattering essendo  $S_{44} = -1$ .

Come secondo passo relativo sempre all'azione depolarizzante del mezzo, viene considerata acqua torbida ottenuta, nel caso dei nostri esperimenti, aggiungendo latte scremato all'acqua della rete idrica.

Il latte è stato scelto per aumentare la torbidità dell'acqua poiché ha un'elevata solubilità in H<sub>2</sub>O e poiché si comporta come un ottimo elemento diffondente per la luce incidente. Esso, inoltre, è composto da vari elementi, rappresentati da particelle di diverse dimensioni e forme, i principali dei quali sono l'acqua, i grassi, le proteine (in particolare la caseina), il lattosio, ecc. presenti in differenti concentrazioni pari ad una percentuale in peso del 3,2% nel caso delle proteine e dello 0,05% per i grassi [49].

Gli elementi di scattering del latte, principalmente rappresentati da proteine e grassi, saranno considerati nel resto della trattazione come particelle di forma sferica con un diametro medio  $D$  compreso nell'intervallo  $(0,210 - 0,225)\mu\text{m}$  [49].

Inoltre, in condizioni di acqua torbida, lo scattering della luce laser dovuto al mezzo nei sistemi per l'imaging di oggetti immersi in acqua, dove solitamente si utilizza radiazione visibile (cioè con lunghezza d'onda compresa tra  $0,4\mu\text{m}$  e  $0,7\mu\text{m}$ ), non rientra nel regime di Rayleigh, bensì in quello intermedio o di Mie.

Infatti, riferendosi al caso specifico dei nostri esperimenti effettuati con la miscela acqua di rete + latte scremato in differenti concentrazioni e calcolando il parametro di dimensione  $s$  per  $\lambda = 0,405\mu\text{m}$ , che rappresenta la lunghezza d'onda della luce laser blu-violetto usata nel nostro sistema AM laser-radar di imaging subacqueo, e per  $\lambda = 0,7\mu\text{m}$  (componente rossa dello spettro visibile della radiazione elettromagnetica), si ottengono i seguenti risultati assumendo un raggio medio  $a = D / 2$  degli *scatteratori sferici* presenti in acqua compreso tra  $0,105\mu\text{m}$  e  $0,1125\mu\text{m}$ :

$$\lambda = 0,405\mu\text{m} \Rightarrow 2,17 \leq s \leq 2,33 \quad (85)$$

$$\lambda = 0,7\mu\text{m} \Rightarrow 1,25 \leq s \leq 1,34 \quad (86)$$

I valori di  $s$  appena calcolati, oltre a diminuire al crescere di  $\lambda$ , sono vicini a 1, a dimostrazione del fatto che, in condizioni di acqua torbida (o comunque non pulita), il regime di scattering non è più quello di Rayleigh, bensì è o quello intermedio o quello di Mie, a seconda dei valori assunti da  $s$ . In particolare, nel caso dei nostri esperimenti con acqua torbida, si può parlare di regime di scattering intermedio essendo  $s \cong 1$ .

Di conseguenza, la *matrice di Mueller normalizzata* nel caso di acqua torbida è diversa da quella usata nel caso di acqua pulita in regime di scattering di Rayleigh singolo precedentemente scritta. Più esattamente, la *matrice di Mueller normalizzata* di una miscela

composta da acqua della rete idrica + latte scremato (acqua torbida) e, generalmente parlando, di *scatteratori sferici* con dimensioni arbitrarie in un mezzo isotropo, dotato di particolari simmetrie (tipo quella secondo la quale per ogni particella diffondente ne esiste un'altra che è la sua immagine speculare allo specchio) ed in condizioni di regime di scattering singolo ed intermedio (o di Mie), è data dalla seguente espressione [50, 51, 52]:

$$S_m(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & S_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ S_{12}(\theta) & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_{33}(\theta) & S_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -S_{34}(\theta) & S_{33}(\theta) \end{pmatrix} \quad (87)$$

dove gli elementi della matrice, che possono essere espressi in termini di funzioni di Bessel, dipendono dall'angolo di scattering  $\theta$ , dall'indice di rifrazione e dal parametro di dimensione  $s$  degli *scatteratori*.

Se confrontata con la *matrice di Mueller normalizzata* nel caso del regime di scattering di Rayleigh dove gli eventi di scattering singolo dominano (acqua pulita, equazione (80)), la matrice data dalla (87) nel caso di acqua torbida (*turbid water*, regime di scattering intermedio o di Mie dove ancora una volta dominano gli scattering singoli) mostra una struttura molto simile alla (80) con l'unica differenza rappresentata dalla presenza dell'elemento  $S_{34}$ , che fornisce una misura della frazione di radiazione polarizzata linearmente che viene trasformata in luce polarizzata circolarmente dopo un evento di scattering, e dall'elemento  $S_{43} = -S_{34}$  che non erano presenti nella matrice data dalla (80) nella quale erano, infatti, uguali a zero.

Quando il regime di scattering dominante è quello intermedio o quello di Mie, il diagramma polare che descrive la distribuzione angolare dell'intensità della radiazione diffusa al variare dell'angolo di scattering  $\theta$  (o, in altre parole, la funzione di fase al variare di  $\theta$ ) è fortemente piccato in avanti a piccoli angoli (ossia esiste una direzione privilegiata di scattering della radiazione, che è quella in corrispondenza della quale  $\theta$  assume valori molto vicini a zero) ed il regime di scattering è caratterizzato da un fattore di efficienza di scattering  $Q_{scatt}$  molto maggiore rispetto a quello del regime di Rayleigh (cioè  $Q_{scatt}^{Mie} \gg Q_{scatt}^{Rayleigh}$  e  $Q_{scatt}^{intermedio} \gg Q_{scatt}^{Rayleigh}$ ). Inoltre, il grado di depolarizzazione diventa una funzione piuttosto oscillante al variare dell'angolo di scattering.

Tuttavia, in condizioni di backscattering esatto (cioè  $\theta = \pi = 180^\circ$ ), anche considerando particelle diffondenti di grandi dimensioni rispetto alla lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione usata, è possibile affermare che, finchè non si verificano effetti di memoria della polarizzazione [53] e finchè gli eventi di scattering multiplo non dominano su quelli singoli (in

tal caso si parla di *mezzo sottile otticamente*, altrimenti di *mezzo spesso otticamente*), lo stato di polarizzazione lineare è conservato mentre quello di polarizzazione circolare è soggetto al fenomeno dell'*helicity flip*, come viene evidenziato dalla struttura simile della *matrice di Mueller* data dalla (87) (regime di scattering intermedio o di Mie) rispetto a quella della *matrice di Mueller* data dalla (80) in condizioni di scattering di Rayleigh quando  $\theta \cong 180^\circ$ .

Infatti, le misure dell'elemento  $M_{12}$  della *matrice di Mueller* per la miscela acqua distillata + latte scremato al variare dell'angolo  $\theta$  [52] mostrano che, per una miscela acqua + latte sottile otticamente e considerando gli *scatteratori* come particelle sferiche,  $M_{12}(\theta)$  devia solo leggermente dall'andamento della funzione  $\cos^2\theta - 1$ , tipica del regime di scattering di Rayleigh che per  $\theta = 180^\circ$  conserva lo stato di polarizzazione lineare orizzontale o verticale, mentre l'elemento  $M_{44}(\theta)$  per  $\theta > 90^\circ$  assume valori negativi e, di conseguenza, si verifica il fenomeno dell'*helicity flip* della radiazione polarizzata circolarmente.

In poche parole, quindi, in condizioni di backscattering esatto o di quasi backscattering ( $\theta \cong 180^\circ$ ), l'acqua torbida sottile otticamente (come ad esempio una miscela H<sub>2</sub>O + latte) coniuga il modello di depolarizzazione della radiazione tipico del regime di scattering di Rayleigh con un'elevata efficienza di scattering caratteristica del regime di Mie o intermedio.

Dopo aver analizzato l'effetto depolarizzante del mezzo sulla radiazione usata sia nel caso di acqua pulita e sia in quello di acqua torbida sottile otticamente, si passa ora a considerare l'effetto che una scena reale ha sullo stato di polarizzazione della luce che la investe, al fine di poter dimostrare l'efficacia della tecnica polarimetrica nel migliorare le prestazioni dei sistemi di imaging di oggetti sommersi (in particolare di un AM laser-radar), grazie all'abbattimento del backscattering dell'acqua, cioè del **rumore ottico**.

Come scena reale si considera un target diffondente di tipo lambertiano dove, solitamente, si deve tener conto di eventi di scattering multiplo. Una rappresentazione classica di questo tipo di scena reale è costituita da un target metallico opportunamente verniciato che, quando immerso in acqua distillata, è caratterizzato dalla seguente *matrice di Mueller normalizzata*  $S_t$  [47] considerando condizioni di backscattering esatto ( $\theta = 180^\circ$ ):

$$S_t(\theta=180^\circ) = S_t = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,61 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,58 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,51 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{cases} E_D = 1,969 \text{ and } P_D = 0,568 \\ \text{scena reale depolarizzante con } \textit{helicity flip} \end{cases} \quad (88)$$

Osservando i valori assunti dai parametri  $E_D$  e  $P_D$ , si può concludere che un target metallico verniciato, considerando condizioni di backscattering esatto, si comporta come un



elemento diffondente depolarizzante che randomizza lo stato di polarizzazione della radiazione diffusa e la sua elicità rispetto alla luce incidente (infatti, nella matrice  $S_t$ , si ha  $S_{22} < 1$  e  $S_{44} < 1$  e negativo), a causa degli eventi di scattering multiplo che si verificano in corrispondenza dello strato di vernice che agisce come elemento diffondente di volume.

In generale, questo risultato può essere esteso ad un qualunque target diffondente lambertiano, dove si verificano eventi di scattering di volume (cioè scattering multipli) e gli effetti di depolarizzazione dipendono dalla geometria, dalla rugosità, dalla composizione e dalle direzioni della radiazione incidente e diffusa.

Queste affermazioni possono essere meglio comprese applicando il formalismo di Stokes – Mueller ad un caso particolare dove radiazione incidente con stato di polarizzazione lineare orizzontale, rappresentata mediante il *vettore di Stokes*  $A_h = (1, 1, 0, 0)^T$  (il simbolo  $T$  sta per trasposto), investe un target metallico verniciato immerso in acqua distillata con un angolo di incidenza di  $0^\circ$  rispetto alla direzione normale al target.

Lavorando in condizioni di backscattering e ricorrendo all'equazione (74) riscritta in termini di *matrice di Mueller normalizzata*, si ottiene la seguente espressione del *vettore di Stokes*  $A'$ , che fornisce l'intensità e lo stato di polarizzazione della radiazione retrodiffusa da un target metallico verniciato:

$$A' = \frac{1}{\tilde{k}^2 r^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,61 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,58 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,51 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\tilde{k}^2 r^2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0,61 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (89)$$

Osservando l'espressione di  $A'$ , è possibile concludere che la frazione di radiazione retrodiffusa da un target metallico verniciato, che mantiene lo stesso stato di polarizzazione lineare orizzontale della luce incidente, è pari al 61% (si noti che l'elemento di matrice  $S_{22}$  è tale che  $S_{22} = 0,61 < 1$ ), mentre la rimanente frazione (39%) della radiazione retrodiffusa risulta essere completamente non polarizzata con un'opportuna percentuale di luce con stato di polarizzazione lineare verticale.

Inoltre, è piuttosto semplice verificare che un risultato simile è valido anche quando la radiazione incidente è polarizzata circolarmente considerando che, in questo caso, si verifica anche il fenomeno dell'*helicity flip* essendo l'elemento di matrice  $S_{44}$  negativo.

In poche parole, quindi, sfruttando il risultato appena ottenuto, si può affermare che un target diffondente lambertiano randomizza lo stato di polarizzazione della radiazione retrodiffusa rispetto a quello della luce incidente.

Dunque, l'efficacia della tecnica polarimetrica nel migliorare in primo luogo l'accuratezza della misura della fase  $\Delta\phi$  ed, in secondo luogo, di quella dell'intensità  $I$  per oggetti immersi in acqua nel caso di un sistema di imaging AM laser-radar dipende dalla capacità del sistema di misura di discriminare lo stato di polarizzazione della luce retrodiffusa dall'acqua da quello della radiazione retrodiffusa dal target.

Infatti, in condizioni di backscattering esatto ( $\theta = 180^\circ$ ) dove gli eventi di scattering singolo dominano, l'acqua (cioè il mezzo) non depolarizza la radiazione che la investe conservando lo stato di polarizzazione lineare (orizzontale o verticale) ed invertendo l'elicità della radiazione polarizzata circolarmente (*helicity flip*), mentre il target depolarizza parzialmente la luce diffusa rispetto a quella incidente, introducendo così una certa frazione di radiazione retrodiffusa (**segnale del target**) con differente stato di polarizzazione o elicità invertita rispetto alla luce retrodiffusa dall'acqua o dal mezzo in generale (**rumore ottico**).

Pertanto, controllando lo stato di polarizzazione dello stadio di lancio (o di trasmissione) e quello dello stadio di ricezione del sistema di misura attraverso opportune combinazioni di polarizzatori (schema di lavoro con i polarizzatori incrociati o con i polarizzatori paralleli), è possibile rilevare la componente della radiazione retrodiffusa dal target il cui stato di polarizzazione e/o l'elicità differiscono da quelli che caratterizzano la luce retrodiffusa dal mezzo.

Ciò consente di ottenere un'efficiente reiezione del rumore ottico e, di conseguenza, di migliorare le prestazioni di un sistema di imaging subacqueo in generale e di un AM laser radar in particolare, come ad esempio il rapporto segnale – rumore ottico, il contrasto di immagine, il range di visibilità del target e la misura della fase, dove gli effetti depolarizzanti dell'acqua e del target, dipendenti dalle loro proprietà ottiche, ricoprono un ruolo fondamentale per l'efficacia della tecnica polarimetrica.

Inoltre, è importante sottolineare che l'azione depolarizzante del mezzo aumenta al crescere della sua torbidità e del numero di eventi di scattering (in particolare multiplo) che possono verificarsi in esso. Tutto ciò avviene perché, in un mezzo torbido, si assiste ad un aumento del numero degli *scatteratori* e, quindi, della loro concentrazione (ovvero cresce il valore del coefficiente di estinzione  $k$  del mezzo) e, di conseguenza, si ha una maggiore probabilità che si verifichi un evento di scattering che può depolarizzare la radiazione.

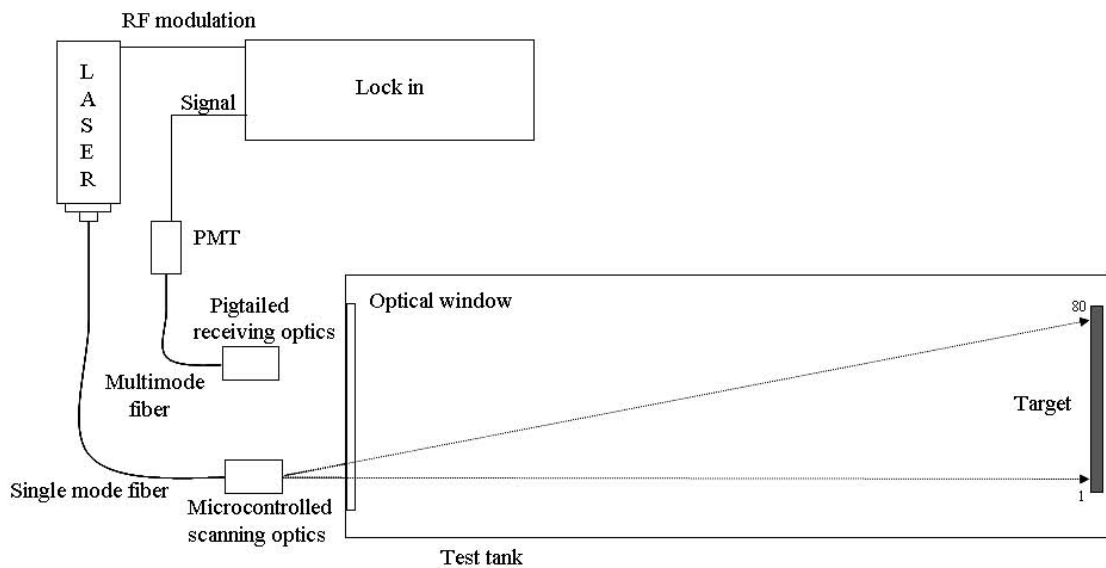
Più precisamente, riferendosi al caso specifico dell'acqua, quando cresce la concentrazione degli *scatteratori* (cioè il valore di  $k$ ) oppure quando aumenta la lunghezza della colonna di H<sub>2</sub>O anche in condizioni di bassa torbidità, si ha una maggiore probabilità che si verifichino eventi di scattering multiplo che possono diventare dominanti rispetto a

quelli singoli. In queste condizioni, l'azione depolarizzante dell'acqua non è più trascurabile, tenendo anche conto del fatto che le irregolarità e le asimmetrie presenti nella forma delle particelle diffondenti e l'angolo di osservazione della radiazione diffusa danno il loro contributo all'effetto di depolarizzazione del mezzo.

Infine, è bene evidenziare che, in generale, nei sistemi di imaging laser di oggetti immersi in acqua la tecnica polarimetrica, basata sul controllo dello stato di polarizzazione degli stadi di lancio e di ricezione attraverso schemi di lavoro con i polarizzatori incrociati o paralleli, perde la sua efficacia quando il rumore ottico rilevato prevale sul segnale del target.

### 4.3 Apparato sperimentale

In figura 29 viene mostrato lo schema del sistema AM laser-radar bistatico, ancora nella versione di prototipo da laboratorio, usato per l'imaging 3D di oggetti immersi in acqua. Tale sistema è quello presente presso i laboratori del centro di ricerche *ENEA* di Frascati (Roma).



**Figura 29** Schema del sistema AM laser-radar per l'imaging 3D di oggetti immersi in acqua presente presso i laboratori del centro di ricerche *ENEA* di Frascati (Roma). In figura, "RF modulation" sta per modulazione a radiofrequenza della sorgente laser, "Single mode fiber" per fibra ottica a singolo modo, "Microcontrolled scanning optics" per ottica di scansione microcontrollata, "Test tank" per contenitore di prova ove vengono messi l'acqua ed il target, "Optical window" per finestra ottica di ingresso della radiazione laser, "Pigtailed receiving optics" per ottica di ricezione, "Multimode fiber" per fibra ottica multimodo, PMT per fotomoltiplicatore e, infine, "Lock in" per amplificatore ad aggancio e bloccaggio di fase (Lock – in amplifier).

L'elemento attivo, usato per la scansione della scena reale di cui si vuole ottenere l'immagine 3D, è un diodo laser in grado di emettere una potenza massima continua di  $20mW$  alla lunghezza d'onda  $\lambda = 0,405\mu m$  (componente blu/violetto dello spettro visibile della radiazione elettromagnetica). La sorgente laser è, inoltre, modulata in ampiezza ad una frequenza di modulazione  $f_m$  che può variare tra  $0MHz$  e  $200MHz$  ed è accoppiata con una fibra ottica a singolo modo avente un diametro di  $4\mu m$ . Tuttavia, durante gli esperimenti, la frequenza di modulazione è stata tenuta fissa al valore  $f_m = 39MHz$ .

Nell'apparato sperimentale è anche presente un sistema di microscansione del target, composto da una lente asferica e da una coppia di traslatori piezoelettrici lineari e mutuamente ortogonali sui quali è montata la lente, che agisce sia come elemento focalizzante del fascio laser (diametro dello spot laser sul target pari a circa  $2mm$ ) e sia come elemento di scansione, visto che la traslazione della lente nel piano  $xy$  si manifesta come un'operazione fuori asse (*off-axis operation*).

Il target è posto alla fine di un contenitore di prova lungo  $L = 1,5m$  con un volume complessivo di circa  $27 litri$ , dotato di una finestra ottica con coating antiriflessione come elemento di ingresso della radiazione laser.

Un'ottica di ricezione, con un campo di vista  $\theta_{fov} = 18^\circ$ , raccoglie la luce retrodiffusa focalizzata mediante una lente con focale corta. Questo segnale ottico giunge sul rivelatore (fotomoltiplicatore veloce) attraverso una fibra ottica multimodo con un diametro di  $1mm$ .

Infine, il detector è connesso ad un *Lock – in amplifier* (amplificatore ad aggancio e bloccaggio di fase), il quale fornisce la frequenza di modulazione della sorgente laser e misura sia l'intensità della radiazione retrodiffusa e sia il segnale di fase  $\Delta\phi$ .

Per ottenere un'elevata reiezione del rumore ottico, nell'apparato sperimentale è previsto il ricorso alla tecnica polarimetrica, tanto è vero che sia lo stadio di lancio (o di trasmissione) e sia quello di ricezione sono dotati di un polarizzatore Glan – Thompson e di una lamina a quarto d'onda (detta anche lamina  $\lambda/4$ ), che consentono di selezionare opportunamente lo stato di polarizzazione della radiazione laser inviata sul bersaglio e quello della luce retrodiffusa rilevata dal detector.

Inoltre, sempre al fine di ridurre il più possibile il rumore ottico ed in particolare il contributo della *stray light*, è stata adottata una configurazione bistatica dell'apparato con una separazione spaziale di  $7cm$  tra lo stadio di lancio e quello di ricezione. Infine, per come è stato progettato, l'apparato funziona in modo tale da fornire valori più grandi misurati per il segnale di fase  $\Delta\phi$  quando il target si trova più vicino alla finestra ottica di ingresso del contenitore di prova e, invece, valori più piccoli di  $\Delta\phi$  quando il target è più distante.

## 4.4 Risultati sperimentali

Sono stati eseguiti alcuni esperimenti al fine di valutare la sensibilità della misura di fase del sistema AM laser-radar per l'imaging 3D di oggetti in acqua, mostrato in figura 29, alla reiezione del rumore ottico in condizioni di quasi backscattering ( $\theta \cong 180^\circ$ ) nel caso di un target diffondente lambertiano immerso in acqua con diversi gradi di torbidità.

Il primo esperimento è stato eseguito scansionando un target metallico piano verniciato usando un fascio laser continuo ( $CW$ ,  $\lambda = 0,405\mu m$ ) con stato di polarizzazione lineare verticale, indicata con  $V$ , ed adottando schemi di lavoro con polarizzatori incrociati ( $VH$ ) e con polarizzatori paralleli ( $VV$ ), dove  $H$  sta per polarizzazione lineare orizzontale.

Il secondo esperimento, invece, è stato effettuato scansionando lo stesso target metallico con luce laser  $CW$  ( $\lambda = 0,405\mu m$ ) avente stato di polarizzazione circolare destrorsa, indicata con  $R$ , ed adottando schemi di lavoro basati su polarizzatori incrociati ( $RL$ ) e su polarizzatori paralleli ( $RR$ ), dove  $L$  sta per polarizzazione circolare sinistrorsa.

In entrambi gli esperimenti, il target piano metallico usato è stato posto in posizione verticale all'interno del contenitore di prova ad una distanza di circa  $1,5m$  dallo stadio di ricezione. La scansione laser del target è stata effettuata in direzione perpendicolare al bersaglio stesso lungo una linea orizzontale, denominata direzione  $x$ , lunga  $10cm$  mediante l'acquisizione di 80 punti (pixels) con un tempo di campionamento per punto di  $125ms$ .

Come conseguenza dello schema ottico bistatico adottato per l'apparato, i pixels indicati con 1 e 80 corrispondono rispettivamente alla regione di minima e massima sovrapposizione tra il campo di vista del rivelatore ed il cammino del fascio laser in acqua (figura 29).

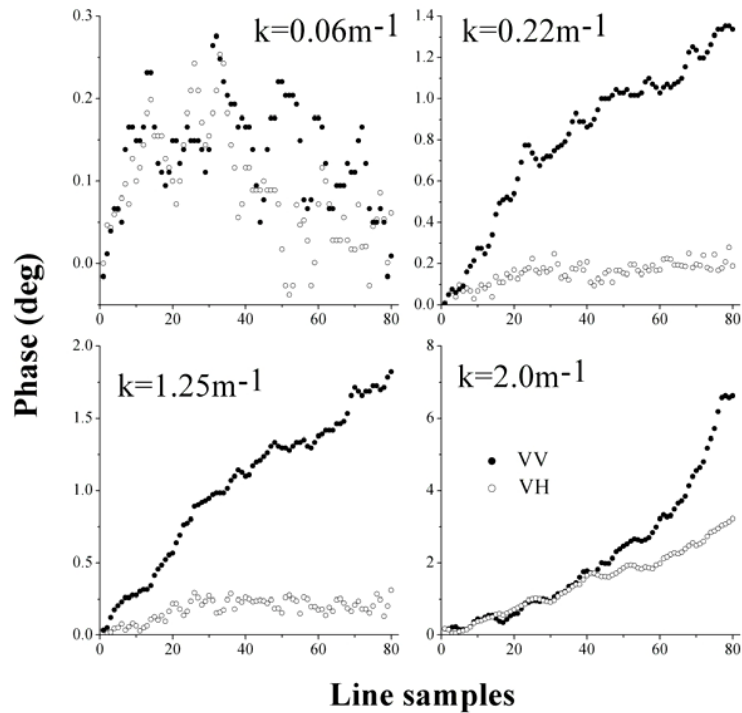
Inoltre, in corrispondenza del pixel 1, la fase è stata sempre posta uguale a  $0^\circ$  e la deviazione (*phase drift*) da questo valore, durante la scansione laser del target metallico piano considerato, fornisce una misura dell'efficienza di reiezione del rumore ottico da parte del sistema AM laser-radar utilizzato.

I risultati ottenuti relativi alla misura della fase nel primo esperimento, dove è stata usata radiazione con stato di polarizzazione lineare, sono mostrati in figura 30.

Più in dettaglio, quando il target piano metallico verniciato è immerso in acqua della rete idrica (quindi in acqua estremamente pulita con coefficiente di estinzione  $k = 0,06m^{-1}$  ed in regime di scattering di Rayleigh), la fase misurata non presenta un'apprezzabile differenza tra gli schemi di lavoro  $VH$  e  $VV$ . Infatti, in questo caso, durante la scansione del target, la fase rimane quasi costante all'interno di un intervallo di variabilità di  $0,25^\circ$  attorno al valore iniziale di  $0^\circ$ , che rappresenta l'errore intrinseco dell'apparato operante nelle condizioni descritte.

Ciò si verifica poiché la quantità di luce retrodiffusa da una colonna di acqua lunga  $L=1,5m$ , avente spessore ottico  $\tau_0 = kL = 0,09$ , è minore rispetto a quella retrodiffusa dal target.

In queste condizioni, infatti, l'albedo ( $J$ ) per eventi di scattering singolo, che rappresenta la frazione di energia persa dalla radiazione incidente a causa dei soli eventi di scattering, è vicino a zero per particelle diffondenti molto piccole rispetto alla lunghezza d'onda  $\lambda$  della luce usata [54], solitamente presenti in acqua molto pulita.



**Figura 30** *Profili lineari della fase relativi alla scansione laser del target piano metallico considerato (target range  $\cong 1,5m$ ) lungo una linea orizzontale dal pixel 1 al pixel 80 ottenuti usando il sistema AM laser-radar dell'ENEA di Frascati sia nello schema di lavoro VV con i polarizzatori paralleli (cerchi pieni) e sia in quello VH con i polarizzatori incrociati (cerchi vuoti). Il fascio laser CW ( $\lambda = 0,405\mu m$ ) usato per fare la scansione del target è polarizzato linearmente in direzione verticale, il coefficiente di estinzione  $k$  dell'acqua è stato incrementato aggiungendo latte scremato, mentre la frequenza di modulazione della sorgente laser è stata tenuta fissa al valore  $f_m = 39MHz$ . In figura, "Lines samples" sta per linee campione (ovvero per numero dei punti o dei pixels della scansione), mentre "Phase (deg)" sta per fase misurata (in gradi).*

Aggiungendo  $0,1ml$  di latte scremato all'acqua della rete idrica, la torbidità del mezzo aumenta ( $k = 0,22m^{-1}$ , regime di scattering intermedio) e la situazione cambia drasticamente

poiché la luce diffusa dal mezzo aumenta sensibilmente rispetto al caso in cui nel contenitore di prova è stato messo target + acqua della rete idrica (acqua pulita,  $k = 0,06m^{-1}$ ).

Più precisamente, le misure della fase nella configurazione  $VH$  con i polarizzatori incrociati forniscono un valore costante attorno a  $0^\circ$  ed all'interno dell'errore di accuratezza del sistema lungo l'intera linea di scansione del target, mentre la fase misurata con lo schema di lavoro  $VV$  utilizzando i polarizzatori paralleli cresce quasi linearmente da  $0^\circ$  a  $1,3^\circ$  nel corso della scansione laser del target dal pixel 1 al pixel 80, dove il rivelatore è maggiormente sensibile alla colonna di acqua.

Continuando ad aggiungere latte scremato per aumentare la torbidità dell'acqua fino a raggiungere un valore del coefficiente di estinzione pari a  $k = 1,25m^{-1}$ , viene incrementata anche l'efficienza di scattering del mezzo ed il suo spessore ottico, che passa da  $\tau_0 = 0,33$  quando  $k = 0,22m^{-1}$  a  $\tau_0 \cong 1,9$  quando  $k = 1,25m^{-1}$ . Nuovamente, le misure della fase nella configurazione  $VH$  con i polarizzatori incrociati danno un valore quasi costante attorno a  $0^\circ$  ed all'interno dell'errore di accuratezza del sistema lungo l'intera linea di scansione del target, mentre la fase misurata mediante lo schema di lavoro  $VV$  con i polarizzatori paralleli cresce praticamente linearmente nel corso della scansione laser del target dal pixel 1 al pixel 80, raggiungendo il valore massimo di  $1,9^\circ$  in corrispondenza del pixel 80 quando  $k = 1,25m^{-1}$ .

Questi risultati stanno ad indicare che, per  $k$  compreso nell'intervallo  $(0,22 - 1,25)m^{-1}$ , in condizioni operative di backscattering quasi esatto del sistema AM laser-radar utilizzato, nelle condizioni di regime di scattering intermedio per la miscela acqua della rete idrica + latte scremato e per *target range* di circa  $1,5m$ , gli eventi di scattering singolo sono ancora preponderanti rispetto a quelli di scattering multiplo (il mezzo è, quindi, detto *sottile otticamente*) poiché la condizione  $\tau_0 \gg 1$  [55], tipica dei *mezzi spessi otticamente* dove a dominare sono gli eventi di scattering multiplo, non è verificata e la radiazione retrodiffusa dall'acqua torbida conserva lo stato di polarizzazione lineare (orizzontale o verticale) della luce incidente, mentre il target metallico piano verniciato depolarizza la luce retrodiffusa randomizzandone lo stato di polarizzazione rispetto a quello della radiazione incidente.

Di conseguenza, la configurazione di lavoro  $VH$  con i polarizzatori lineari incrociati rappresenta lo schema ottimale per la reiezione del rumore ottico e per ottenere le misure di fase con la più elevata accuratezza rispetto allo schema  $VV$  dei polarizzatori lineari paralleli.

Infatti, nella configurazione di lavoro  $VV$ , la radiazione retrodiffusa dal mezzo non è soggetta ad un'efficiente reiezione e la sua intensità diventa confrontabile o maggiore rispetto a quella della luce retrodiffusa dal target e selettivamente rivelata dal detector. Pertanto, l'accuratezza nella misura di fase peggiora, soprattutto quando una maggiore quantità di

radiazione retrodiffusa dal mezzo cade nel campo di vista del rivelatore e quando la torbidità dell'acqua aumenta.

Nella condizione finale in cui  $0,8ml$  di latte scremato sono aggiunti all'acqua della rete idrica, il coefficiente di estinzione di tale miscela raggiunge il valore  $k = 2m^{-1}$  e lo spessore ottico del mezzo diventa uguale a  $\tau_0 = 3$ , avvicinando così la condizione di *mezzo spesso otticamente* dove si ha, pertanto, una maggiore probabilità che si verifichino eventi di scattering multiplo.

In questo caso, quindi, la luce diffusa dal mezzo che raggiunge il rivelatore è parzialmente depolarizzata proprio per la presenza non più trascurabile degli scattering multipli e, anche se lo schema di lavoro *VH* con i polarizzatori lineari incrociati rimane migliore nella reiezione del rumore ottico rispetto a quello *VV* con i polarizzatori lineari paralleli dove la migrazione della fase (*phase drift*) raggiunge un valore massimo di circa  $7^\circ$  dal lato del detector durante la scansione laser del target dal pixel 1 al pixel 80, la fase misurata utilizzando la configurazione di lavoro *VH* con i polarizzatori lineari incrociati migra anch'essa quasi linearmente da  $0^\circ$  a  $3^\circ$  durante la scansione laser del target tra gli stessi pixel 1 – 80, in corrispondenza del quale il rivelatore “vede” maggiormente la colonna di acqua.

I risultati delle misure sperimentali, eseguite con gli stessi valori di torbidità dell'acqua ma usando un fascio laser *CW* con polarizzazione circolare destrorsa durante la scansione del target, sono invece mostrati nei grafici riportati in figura 31 (secondo esperimento).

Nelle misure effettuate con acqua della rete idrica ( $k = 0,06m^{-1}$ ), nessuna differenza significativa è stata riscontrata utilizzando lo schema di lavoro *RL* con i polarizzatori circolari incrociati e quello *RR* con i polarizzatori circolari paralleli. Inoltre, entrambe le configurazioni adottate forniscono delle misure di fase, durante la scansione laser del target piano metallico considerato, con un'accuratezza quasi uguale a quella raggiunta con gli schemi di lavoro *VH* e *VV* utilizzando i polarizzatori lineari incrociati e paralleli, per la stessa ragione precedentemente esposta.

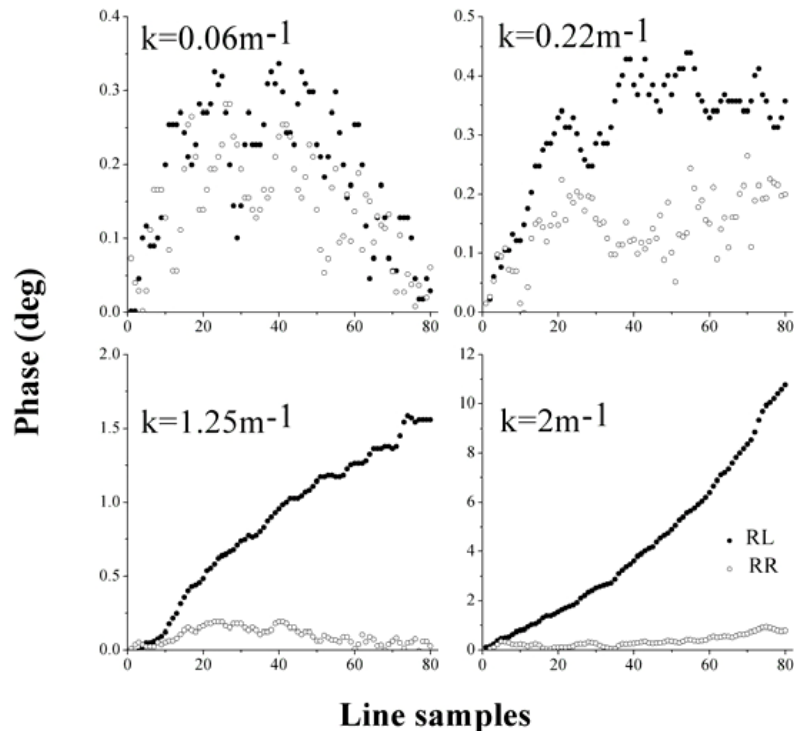
Quando la torbidità dell'acqua aumenta, risultati analoghi a quelli già mostrati per i polarizzatori lineari sono stati anche ottenuti con i polarizzatori circolari, con l'unica differenza che l'accuratezza migliore della fase misurata viene raggiunta con lo schema di lavoro *RR* dei polarizzatori circolari paralleli anziché con quello *RL* dei polarizzatori circolari incrociati.

Infatti, nelle condizioni operative dell'apparato dove ciò che conta è la radiazione retrodiffusa e finché il regime che domina è quello di scattering singolo, gli *scatteratori* presenti in acqua più o meno torbida invertono l'elicità della luce laser polarizzata



circolarmente, rendendo così la configurazione *RR* più efficiente rispetto a quella *RL* nella reiezione del rumore ottico.

Come già osservato nel corso del primo esperimento, anche nel caso dei polarizzatori circolari, quando  $k = 2m^{-1}$  la presenza non più trascurabile di eventi di scattering multiplo è responsabile della migrazione della fase rispetto al valore atteso di  $0^\circ$  nella configurazione di lavoro *RR* con i polarizzatori circolari paralleli, oltre che in quella *RL* con i polarizzatori circolari incrociati.

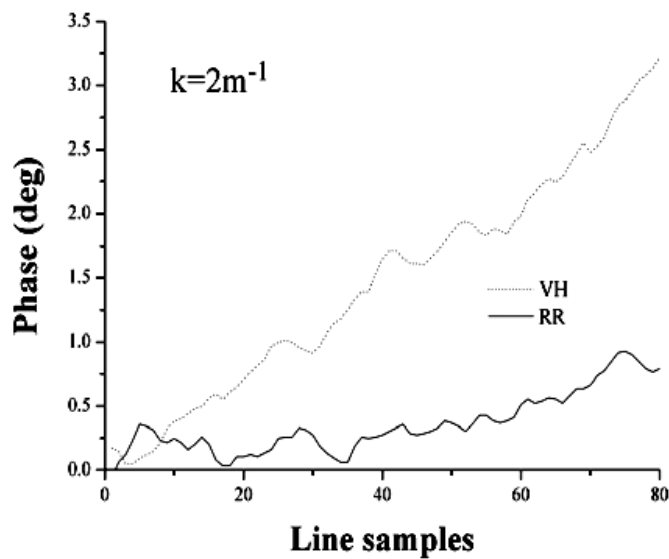


**Figura 31** *Profili lineari della fase relativi alla scansione laser del target piano metallico considerato (target range  $\cong 1,5m$ ) lungo una linea orizzontale dal pixel 1 al pixel 80 ottenuti usando il sistema AM laser-radar dell'ENEA di Frascati sia nello schema di lavoro *RR* con i polarizzatori paralleli (cerchi vuoti) e sia in quello *RL* con i polarizzatori incrociati (cerchi pieni). Il fascio laser CW ( $\lambda = 0,405\mu m$ ) usato per fare la scansione del target possiede stato di polarizzazione circolare destrorsa, il coefficiente di estinzione  $k$  dell'acqua è stato incrementato aggiungendo latte scremato, mentre la frequenza di modulazione della sorgente laser è stata tenuta fissa al valore  $f_m = 39MHz$ . Nuovamente, in figura, “Line samples” sta per linee campione (ovvero per numero dei punti o dei pixels della scansione), mentre “Phase (deg)” sta per fase misurata (in gradi).*

In questo contesto, la presenza in acqua torbida di particelle di dimensioni confrontabili o maggiori rispetto alla lunghezza d'onda  $\lambda$  della radiazione incidente e l'utilizzo di luce laser

polarizzata circolarmente dà luogo, in linea di principio, all'osservazione di effetti di memoria della polarizzazione, generando così situazioni dove lo schema di lavoro *RL* con i polarizzatori circolari incrociati garantisce una più efficiente reiezione del rumore ottico rispetto alla configurazione *RR* con i polarizzatori circolari paralleli.

Tuttavia, nel caso dei nostri esperimenti, nessuna evidenza di un tale meccanismo è stata riscontrata sperimentalmente (vedi figura 31) poiché, anche considerando il valore più elevato raggiunto per il coefficiente di estinzione dell'acqua (cioè  $k = 2m^{-1}$ ), lo spessore ottico del mezzo diffondente ( $\tau_0 = 3$ ) è ancora sensibilmente minore rispetto al valore di soglia riportato in letteratura ( $\tau_0 \cong 10$ ) oltre il quale gli effetti di memoria della polarizzazione diventano osservabili [56, 57] e gli eventi di scattering multiplo ormai dominano su quelli singoli. Inoltre, sempre a tal proposito, quando  $k$  assume il valore massimo nei nostri esperimenti (cioè quando  $k = 2m^{-1}$ ), la migrazione della fase misurata dal valore atteso di  $0^\circ$  nello schema di lavoro *RR* dei polarizzatori circolari paralleli, dovuta agli effetti depolarizzanti degli eventi di scattering multiplo comunque presenti, è meno evidente rispetto a quella osservata con lo schema di lavoro *VH* dei polarizzatori lineari incrociati, come mostrato in figura 32.



**Figura 32** *Profili lineari della fase relativi alla scansione laser del target piano metallico considerato (target range  $\cong 1,5m$ ) lungo una linea orizzontale dal pixel 1 al pixel 80 ottenuti usando il sistema AM laser-radar dell'ENEA di Frascati sia nello schema di lavoro *RR* con i polarizzatori circolari paralleli (linea continua più spessa) e sia in quello *VH* con i polarizzatori lineari incrociati (linea più sottile). Il coefficiente di estinzione della miscela acqua della rete idrica + latte scremato è pari a  $k = 2m^{-1}$ , mentre la frequenza di modulazione della sorgente laser è stata tenuta fissa al valore  $f_m = 39MHz$ .*

Questo comportamento è principalmente attribuibile alla differente dipendenza degli elementi  $M_{12}$  e  $M_{44}$  della *matrice di Mueller* della miscela acqua + latte scremato dall'angolo di scattering  $\theta$  [52] nell'intervallo di valori  $180^\circ - \theta_{fov} \leq \theta \leq 180^\circ$ , nell'ipotesi di *scatteratori* sferici. Più precisamente, mentre  $M_{12}$  è un elemento che conserva esattamente lo stato di polarizzazione lineare (infatti  $M_{12} = 0$ ) solo quando  $\theta = 180^\circ$  e un grado parziale di depolarizzazione ( $M_{12} \neq 0$ ) è osservato per angoli di scattering diversi che cadono nel campo di vista del rivelatore, l'inversione dell'elicità è mantenuto su un più ampio range di valori di  $\theta$  per quel che riguarda l'elemento  $M_{44}$ .

Di conseguenza, per luce polarizzata linearmente in direzione orizzontale o verticale, una frazione maggiore di fotoni depolarizzati dal mezzo è diffusa ad angoli che cadono nel campo di accetanza dell'ottica di ricezione. Pertanto, si osserva una peggiore reiezione del rumore ottico ed una minore accuratezza nella misura di fase rispetto al caso di luce polarizzata circolarmente.

Inoltre, è anche interessante notare che, nel limite di particelle diffondenti grandi con indice di rifrazione  $n_p$  (nel caso specifico del latte  $n_p = 1,46$ ) [52] maggiore rispetto a quello del mezzo  $n_m$  in cui sono immerse, la lunghezza di depolarizzazione della radiazione trasmessa polarizzata linearmente è minore rispetto a quella della luce trasmessa polarizzata circolarmente [55]. Nel nostro caso, comunque, questo effetto gioca un ruolo secondario a causa del valore relativamente basso dello spessore ottico massimo del mezzo ( $\tau_0 = 3$ ).

In aggiunta a ciò, è utile osservare che, quando la reiezione del rumore ottico non è efficiente, la migrazione della fase dal valore atteso ha una pendenza positiva (figure 30, 31 e 32) e l'apparato sperimentale non fornisce una misura corretta della distanza (o *target range*) tra il target considerato e lo stadio di lancio/ricezione.

Più esattamente, quando la torbidità dell'acqua aumenta, il target appare come se fosse più vicino al rivelatore rispetto alla distanza vera che lo separa da esso. Ciò è dovuto al contributo di fase positivo cumulativo trasportato dalla radiazione retrodiffusa e rilevato dal detector, dopo un percorso nel mezzo più breve rispetto a quello compiuto dalla luce retrodiffusa proveniente direttamente dal target.

Infine, un terzo esperimento è stato eseguito per ottenere immagini 3D di target metallici verniciati ed opportunamente scelti, immersi in acqua.

Uno di questi bersagli è rappresentato da un disco metallico avente una leggera curvatura con un grande foro circolare al centro e quattro piccoli fori ai lati. Tale target è stato verniciato di bianco per massimizzarne la riflettività, mentre un differente elemento diffondente (Maalox), rispetto al latte utilizzato negli altri due esperimenti, è stato aggiunto

all'acqua della rete idrica per incrementarne la torbidità, mantenendo sempre le condizioni di *mezzo sottile otticamente* per trascurare l'effetto dovuto agli eventi di scattering multiplo.

Posizionando il target ad una distanza di  $1,5m$  dallo stadio di lancio/ricezione in condizioni di acqua torbida, ottenute aggiungendo  $0,1ml$  di Maalox a  $27$  litri di acqua della rete idrica e facendo una scansione del bersaglio in direzione perpendicolare ad esso lungo un'area costituita da  $80 \times 40$  pixels utilizzando radiazione laser *CW* ( $\lambda = 0,405\mu m$ ) con stato di polarizzazione lineare verticale ( $V$ ), sono state ottenute una serie di immagini 3D del target considerato mediante il nostro sistema AM laser-radar lavorando ad una frequenza di modulazione fissa pari a  $f_m = 39MHz$  e con un tempo di campionamento per punto di  $125ms$ .

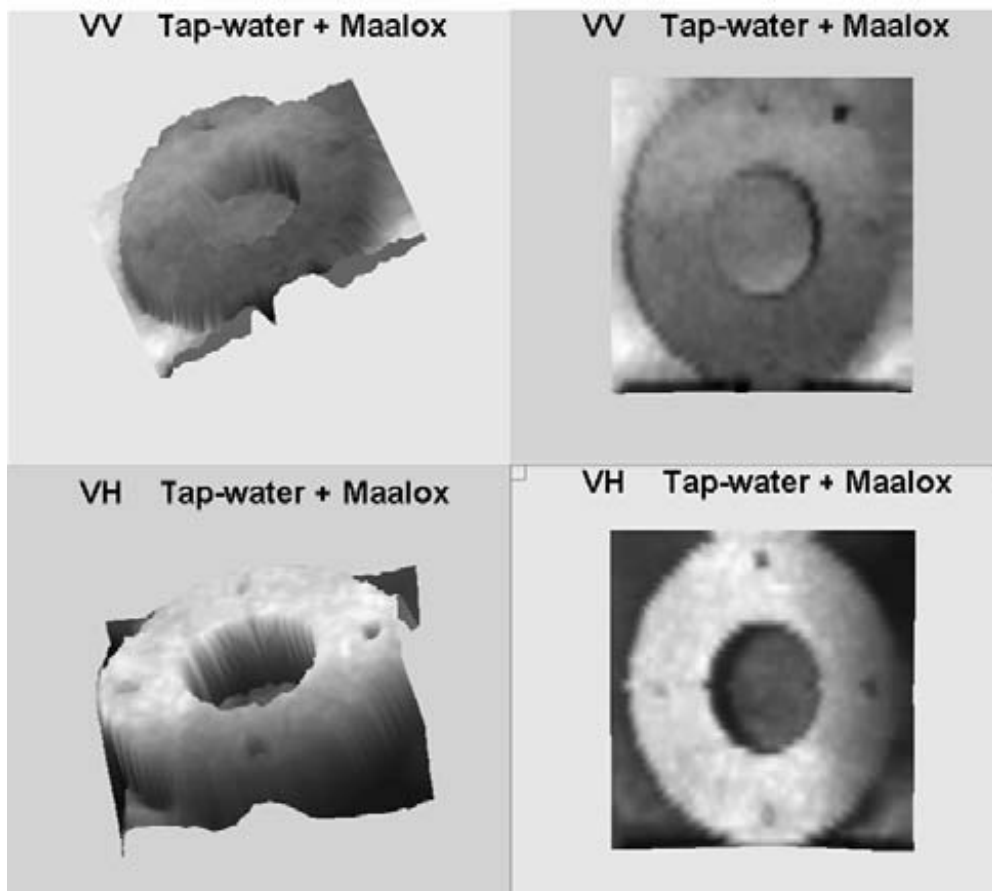
Il sistema di misura utilizzato, sfruttando la tecnica polarimetrica precedentemente descritta, è stato fatto lavorare in modo tale da controllare lo stato di polarizzazione dello stadio di trasmissione e quello dello stadio di ricezione attraverso le configurazioni dei polarizzatori lineari incrociati ( $VH$ ) e paralleli ( $VV$ ).

Le immagini 3D del target considerato (disco metallico quasi piano di colore bianco con fori circolari) immerso in acqua torbida sono mostrate in figura 33. In particolare, nella parte in alto di tale figura, viene riportata la stessa immagine del target in due differenti orientazioni ottenuta utilizzando lo schema di lavoro con i polarizzatori lineari paralleli ( $VV$ ). Nella parte in basso di figura 33, invece, viene mostrata la stessa immagine del target, sempre in due differenti orientazioni, ottenuta mediante lo schema di lavoro con i polarizzatori lineari incrociati ( $VH$ ).

È così possibile notare che, nel caso di luce polarizzata linearmente e nelle condizioni in cui sono stati effettuati i nostri esperimenti, l'utilizzo dello schema di lavoro  $VH$  permette di migliorare le prestazioni del nostro sistema di imaging AM laser-radar rispetto al caso in cui si ricorra alla configurazione  $VV$ .

Infatti, l'immagine del target considerato nello schema di lavoro  $VH$  è caratterizzata da un migliore contrasto (vedi l'immagine di figura 33 in basso a destra dove il disco appare più nitido e di colore bianco e dove i vari fori in esso presenti sono visibili piuttosto bene) e da una migliore accuratezza nella misura della fase e, quindi, delle varie distanze in gioco (vedere l'immagine di figura 33 in basso a sinistra dove è visibile la leggera curvatura del disco, a dimostrazione di una buona accuratezza nella misura del *target range*) rispetto all'immagine ottenuta mediante la configurazione dei polarizzatori lineari paralleli  $VV$  dove lo stesso target appare meno nitido, di colore scuro (mentre in realtà è di colore bianco), dove i quattro piccoli fori circolari in esso presenti tendono ad essere poco visibili e la leggera

curvatura che lo caratterizza non è più osservabile a causa della luce retrodiffusa dall'acqua e da una peggiore reiezione del rumore ottico (vedi immagini nella parte in alto di figura 33).



**Figura 33** Immagini 3D di un target metallico (disco) verniciato di bianco con una leggera curvatura ottenute usando il sistema AM laser-radar dell'ENEA di Frascati lavorando ad una frequenza di modulazione fissa e pari a  $f_m = 39\text{MHz}$ . Il target è immerso in acqua torbida (27 litri di acqua della rete idrica + 0,1ml di Maalox, target range = 1,5m) ed il sistema di misura è dotato del controllo dello stato di polarizzazione sia sullo stadio di trasmissione e sia su quello di ricezione mediante il ricorso allo schema di lavoro dei polarizzatori lineari paralleli (VV, immagini in alto) ed a quello dei polarizzatori lineari incrociati (VH, immagini in basso). In figura, "Tap-water" sta per acqua della rete idrica.

Infine, è utile evidenziare che in un precedente lavoro [39] sono state già riportate le immagini 3D di un target metallico verniciato a forma di scaletta, immerso in acqua della rete idrica (target range  $\cong 1,5\text{m}$ ). Queste immagini sono state ottenute con il sistema di imaging bistatico AM laser-radar descritto in questa tesi lavorando con una frequenza di modulazione pari a  $f_m = 36,7\text{MHz}$  senza l'uso di alcuna tecnica polarimetrica, dimostrando così che l'intensità della radiazione retrodiffusa dall'acqua pulita (come è l'acqua della rete idrica) è

minore rispetto a quella della luce retrodiffusa dal target (scaletta metallica) preso in esame nell'esperimento descritto in [39], almeno finché il *target range* è uguale a  $1,5m$ .

In acqua pulita, inoltre, l'aumento della lunghezza della colonna di  $H_2O$ , interposta tra target e stadio di ricezione, è principalmente responsabile della riduzione nell'intensità della radiazione retrodiffusa dal bersaglio. Ci si aspetta, così, che l'efficacia della tecnica polarimetrica per l'imaging in acqua pulita diventa più evidente incrementando la distanza del target fino ad un valore limite (dell'ordine di decine di metri, quando il segnale del target è previsto essere troppo basso) e finché la frequenza di modulazione della sorgente laser non contribuisce in maniera evidente alla riduzione del rumore ottico [58].

## 4.5 Conclusioni

Utilizzando target diffusivi di tipo lambertiano, è stato mostrato che le misure di fase (e quindi di distanza) di un sistema bistatico AM laser-radar per l'imaging in acqua torbida sottile otticamente (regime di scattering intermedio o quasi Mie) sono molto sensibili alla reiezione del rumore ottico (cioè alla radiazione diffusa dal mezzo), mentre tali misure non sembrano essere così sensibili al rumore ottico nel caso di acqua pulita ( $k = 0,06m^{-1}$ , regime di scattering di Rayleigh), considerando distanze del target dal rivelatore (*target range*) non superiori a  $1,5m$ .

In generale, il rumore ottico aumenta quando la torbidità del mezzo cresce (cioè quando aumenta il valore del suo coefficiente di estinzione  $k$ ) o quando aumenta la lunghezza del cammino compiuto dal fascio laser nel mezzo, poiché aumenta la probabilità che si verifichino eventi di scattering dovuti alle particelle presenti nel mezzo. In ogni caso, un'efficiente reiezione del rumore ottico consente di migliorare le prestazioni di un sistema di imaging di oggetti immersi in acqua, quali ad esempio il contrasto di immagine, il rapporto segnale – rumore, il range di visibilità del target e l'accuratezza nella misura di fase (quest'ultima affermazione riguarda nello specifico i sistemi AM laser-radar).

Nel nostro caso, il miglioramento delle prestazioni dell'apparato di misura utilizzato, rappresentato per l'appunto da un sistema AM laser-radar, è stato ottenuto ricorrendo ad un'opportuna tecnica polarimetrica basata sul controllo dello stato di polarizzazione sia dello stadio di trasmissione e sia di quello di ricezione.

Infatti, in condizioni tali dove a dominare sono gli eventi di scattering singolo (in particolare quelli all'indietro o di backscattering) in un mezzo che tende a conservare lo stato di polarizzazione lineare orizzontale o verticale della luce e ad invertire l'elicità della

radiazione polarizzata circolarmente (*helicity flip*), è possibile selezionare appropriate combinazioni dei polarizzatori (*schemi di lavoro con polarizzatori paralleli o incrociati*) per gli stadi di lancio e di ricezione, che consentono di ottenere un'efficiente reiezione del rumore ottico e, quindi, di migliorare le prestazioni del sistema di misura.

Più precisamente, in condizioni di quasi backscattering, di *mezzo sottile otticamente* e di target diffusivo lambertiano, è stato mostrato che lo schema di lavoro *VH* con i polarizzatori lineari incrociati permette di ottenere una migliore efficienza di reiezione del rumore ottico e, quindi, una migliore accuratezza nella misura di fase (cioè di distanza) rispetto allo schema di lavoro *VV* con i polarizzatori lineari paralleli nel caso di radiazione polarizzata linearmente.

In assenza di effetti di memoria della polarizzazione, l'esatto opposto si verifica per luce polarizzata circolarmente; infatti, in tale situazione, lo schema di lavoro *RR* con i polarizzatori circolari paralleli consente di raggiungere una più efficiente reiezione del rumore ottico rispetto allo schema di lavoro *RL* con i polarizzatori circolari incrociati.

È stato anche dimostrato che, aumentando la torbidità dell'acqua fino a raggiungere regimi dove gli eventi di scattering multiplo non si possono più considerare trascurabili ( $k=2m^{-1}$ ,  $\tau_0 = 3$ ) e considerando però trascurabili gli effetti di memoria della polarizzazione, lo schema di lavoro con i polarizzatori circolari paralleli, usato nel caso di luce polarizzata circolarmente, garantisce la massima reiezione del rumore ottico e la più accurata misura di fase (e quindi di distanza).

Al contrario, nel caso di *mezzi spessi otticamente* ( $\tau_0 \gg 1$ ) dove gli eventi di scattering multiplo dominano rispetto a quelli singoli, la radiazione retrodiffusa dal mezzo tende a conservare l'elicità (destrorsa o sinistrorsa) della radiazione polarizzata circolarmente incidente sul mezzo, dando così luogo al fenomeno di memoria della polarizzazione indotto da una serie di eventi di scattering multiplo in avanti a piccoli angoli in regime di scattering principalmente di Mie.

Di conseguenza, quando il fenomeno di memoria della polarizzazione domina e la luce usata è polarizzata circolarmente, lo schema di lavoro dei polarizzatori circolari incrociati (*RL* o *LR*) è più efficiente nella reiezione del rumore ottico rispetto a quello dei polarizzatori circolari paralleli (*RR* o *LL*), permettendo così di migliorare le prestazioni di un sistema AM laser-radar per l'imaging di oggetti immersi in un *mezzo spesso otticamente*.

Infine, i risultati sperimentali riportati in questo capitolo suggeriscono che il meccanismo di controllo polarimetrico proposto può essere ragionevolmente implementato nei dispositivi progettati per operare in condizioni reali (in particolare in quelli di imaging subacqueo), dopo aver tenuto conto delle proprietà ottiche del mezzo e della scena reale.

## CONSIDERAZIONI FINALI

I principali risultati presentati in questa tesi di dottorato possono essere riassunti nei seguenti punti:

- 1) l'uso di una videocamera CCD sensibile ai raggi X, con opportuni filtri posti davanti ad essa per eliminare le componenti visibile e UV della radiazione emessa da plasma indotto da laser, consente di determinare con precisione l'intervallo di energia della radiazione X di una sorgente laser-plasma;
- 2) nel caso specifico della sorgente laser Nd:YAG/Glass ( $\lambda = 1064nm$ , infrarosso) *ultraintensa e tabletop* di *Tor Vergata* usata per generare plasma su target solido (Cu per gli esperimenti di imaging X con CCD), l'energia dei raggi X emessi dal plasma, di tipo essenzialmente soft, è compresa tra  $0,2keV$  e  $5keV$ ;
- 3) il nostro sistema sperimentale si è dimostrato particolarmente adatto per fare delle microradiografie di campioni biologici sottili, sfruttando i raggi X soft emessi da plasma indotto da laser e registrando l'immagine radiografica direttamente su CCD della Loral di classe astronomica illuminata frontalmente, raffreddata fino a temperature di  $-50^{\circ}C$  nel caso dei nostri esperimenti e con una risoluzione spaziale  $2k \times 2k$  pixels con dimensione del singolo pixel pari a  $15\mu m$  e con controller SDSU;
- 4) le microradiografie digitali ottenute su foglie di *Viola tricolor* con diversi livelli di contaminazione hanno mostrato la capacità del nostro sistema, basato su sorgente laser-plasma e su CCD, di individuare ed evidenziare la presenza di siti (aree) di bioaccumulo di agenti contaminanti o inquinati presenti nel campione;
- 5) l'elevato range dinamico dei cristalli di LiF, assieme alla possibilità di avere a disposizione una sorgente puntiforme (non monocromatica) sufficientemente intensa di raggi X soft nella "water window" (WW) e tale da non danneggiare il campione biologico preso in esame, rappresentata dal plasma indotto da laser su target di ittrio, permette di raggiungere nelle immagini WW SXCM (microscopia a contatto utilizzando i raggi X soft nella regione spettrale  $280 - 530eV$  della "water window") una risoluzione spaziale elevatissima (submicrometrica) che consente di risolvere chiaramente, non solo le singole cellule di *Chlorella sorokiniana* o i loro grandi raggruppamenti (clusters), ma anche di distinguere la distribuzione spaziale, più o meno simmetrica, degli *essudati* attorno alle cellule;



- 6) l'alta qualità e l'elevata risoluzione spaziale delle immagini registrate su cristalli di LiF permettono non solo un'osservazione qualitativa della distribuzione spaziale delle cellule di *Chlorella sorokiniana* e degli *essudati* nella soluzione acquosa ove sono immersi, ma consentono anche di valutarne la forma (sferica nel caso delle cellule di *Chlorella sorokiniana*), lo spessore ed il volume, ovvero le loro dimensioni (soprattutto per le cellule) tipicamente comprese tra  $2\mu\text{m}$  e  $10\mu\text{m}$  per una cellula di *Chlorella sorokiniana* (stimate tra  $0,8\mu\text{m}$  e  $5\mu\text{m}$  nel caso dei nostri risultati sperimentali, immagine in basso a destra di figura 24);
- 7) come mostrato in [27, 28], la migliore risoluzione spaziale ottenibile usando un sistema di imaging WW SXCMB basato su sorgente laser-plasma può raggiungere un valore di  $(50 - 80)\text{nm}$ , a condizione che venga usato un rivelatore adatto allo scopo. Nel caso dei nostri esperimenti di imaging su cellule di *Chlorella sorokiniana*, si è raggiunta una risoluzione spaziale submicrometrica molto vicina al limite appena citato e pari a qualche centinaio di  $\text{nm}$ , utilizzando come rivelatore per i raggi X soft un cristallo o film di LiF basato sulla fotoluminescenza dei centri di colore (CCs);
- 8) utilizzando target diffusivi di tipo lambertiano, le misure di fase (e quindi di distanza) di un sistema bistatico AM laser-radar per l'imaging in acqua torbida *sottile otticamente* in regime di scattering intermedio o quasi Mie sono molto sensibili alla reiezione del rumore ottico, mentre tali misure non sembrano essere così sensibili al rumore ottico nel caso di acqua pulita ( $k = 0,06\text{m}^{-1}$ , regime di scattering di Rayleigh), considerando distanze del target dal rivelatore (*target range*) non superiori a  $1,5\text{m}$ ;
- 9) un'efficiente reiezione del rumore ottico consente di migliorare le prestazioni di un sistema di imaging di oggetti immersi in acqua, quali ad esempio il contrasto di immagine, il rapporto segnale – rumore, il range di visibilità del target e l'accuratezza nella misura di fase (quest'ultima affermazione riguarda nello specifico i sistemi AM laser-radar);
- 10) nel nostro caso, il miglioramento delle prestazioni dell'apparato di misura utilizzato, rappresentato da un sistema AM laser-radar, è stato ottenuto ricorrendo ad un'opportuna tecnica polarimetrica basata sul controllo dello stato di polarizzazione sia dello stadio di trasmissione (o di lancio) e sia di quello di ricezione, tenendo fissa la frequenza di modulazione  $f_m$  della sorgente laser;

- 11) più esattamente, in condizioni di quasi backscattering, di *mezzo sottile otticamente* e di target diffusivo lambertiano, lo schema di lavoro *VH* con i polarizzatori lineari incrociati permette di ottenere una migliore efficienza di reiezione del rumore ottico e, quindi, una migliore accuratezza nella misura di fase (cioè di distanza) rispetto allo schema di lavoro *VV* con i polarizzatori lineari paralleli nel caso di radiazione polarizzata linearmente, consentendo quindi di migliorare le prestazioni del sistema di misura;
- 12) in assenza di effetti di memoria della polarizzazione in un *mezzo sottile otticamente*, l'esatto opposto si verifica per luce polarizzata circolarmente dove lo schema di lavoro *RR* con i polarizzatori circolari paralleli consente di raggiungere una più efficiente reiezione del rumore ottico (quindi di migliorare le prestazioni del sistema di misura) rispetto allo schema di lavoro *RL* con i polarizzatori circolari incrociati;
- 13) in generale, finchè gli eventi di scattering multiplo non dominano su quelli singoli (*mezzo sottile otticamente*) e finchè gli effetti di memoria della polarizzazione sono trascurabili, **lo schema di lavoro con i polarizzatori circolari paralleli (*RR* o *LL*), usato nel caso di luce polarizzata circolarmente, garantisce la massima reiezione del rumore ottico e la più accurata misura di fase (e quindi di distanza) in un sistema AM laser-radar;**
- 14) nel caso di *mezzi spessi otticamente* ( $\tau_0 \gg 1$ ) dove gli eventi di scattering multiplo dominano su quelli singoli, considerando il fenomeno di memoria della polarizzazione non più trascurabile e luce polarizzata circolarmente, lo schema di lavoro con i polarizzatori circolari incrociati (*RL* o *LR*) è più efficiente nella reiezione del rumore ottico rispetto a quello dei polarizzatori circolari paralleli (*RR* o *LL*), permettendo così di migliorare le prestazioni di un sistema AM laser-radar per l'imaging di oggetti immersi in un *mezzo spesso otticamente*;
- 15) il meccanismo di controllo polarimetrico proposto nell'ultimo capitolo di questa tesi può essere ragionevolmente implementato nei dispositivi progettati per operare in condizioni reali (in particolare nei sistemi AM laser-radar per l'imaging subacqueo), tenendo conto delle proprietà ottiche del mezzo e della scena reale di interesse.

## BIBLIOGRAFIA

- 
- [<sup>1</sup>] M. Francucci, “*Sistemi per la generazione di raggi X da plasma indotto da laser e possibili applicazioni*”, Tesi di Dottorato di Ricerca in Ingegneria dei Microsistemi XVII ciclo, Università degli Studi di Roma *Tor Vergata*, Facoltà di Ingegneria, anno accademico 2004 – 2005.
- [<sup>2</sup>] C. Bellecci, L. Coniglio, M. Francucci, P. Gaudio, S. Martellucci, D. Nanni, M. Richetta, F. Terra, “*Laser-plasma soft-X-rays analysis by means of a CCD camera: A first application to digital micro-radiography*”, *Il Nuovo Cimento B (SIF)* **121**, N. 8, 811 – 822, (pubblicato online il 09/03/2007).
- [<sup>3</sup>] F. Bonfigli, A. Faenov, F. Flora, M. Francucci, P. Gaudio, A. Lai, S. Martellucci, R. M. Montereali, T. Pikuz, L. Reale, M. Richetta, M. A. Vincenti, G. Baldacchini, “*High-resolution water window X-ray imaging of in vivo cells and their products using LiF crystal detectors*”, *Microscopy Research and Technique* **71**, 35 – 41 (2008).
- [<sup>4</sup>] L. Bartolini, L. De Dominicis, M. Ferri de Collibus, G. Fornetti, M. Francucci, M. Guarneri, E. Paglia, C. Poggi, R. Ricci, “*Polarimetry as tool to improve phase measurement in an amplitude modulated laser for submarine archaeological sites inspection*”, *Proceedings of SPIE* **Vol. 6618**, 66180I, 1 – 12 (2007).
- [<sup>5</sup>] R. Goldston, P. H. Rutherford, “*Introduction to plasma physics*”, Institute of Physics Publishing (Philadelphia, 1995), ISBN 075030183X.
- [<sup>6</sup>] T. J. M. Boyd, J. J. Sanderson, “*The Physics of Plasmas*”, Cambridge University Press, (First Edition, 2003), ISBN 0521459125.
- [<sup>7</sup>] J. D. Huba, “*NRL plasma formulary*” (2002), pag. 57.
- [<sup>8</sup>] H. A. Baldis *et al.*, “*Laser plasma interaction*”, Handbook of plasma physics, **Vol. 3** Physics of laser plasma (1991).
- [<sup>9</sup>] P. Ciuffa, “*Sistemi per la Generazione e Rivelazione di Raggi X da Plasma Indotto da Laser, per applicazioni di Microlitografia, Radiobiologia, Microscopia*”, Tesi di Dottorato di Ricerca in Ingegneria dei Microsistemi XIII ciclo, Università degli Studi di Roma *Tor Vergata*, Facoltà di Ingegneria, Anno Accademico 1999 – 2000.
- [<sup>10</sup>] C. Mätzler, “*Radiative Transfer*”, raccolta di lezioni/conferenze tenute presso l’Istituto di Fisica Applicata dell’Università di Berna (2005).
- [<sup>11</sup>] Y. Matsumoto *et al.*, “*X-ray emission from KrF laser produced Al plasma*”, *APL* (1995).
- [<sup>12</sup>] M. Chaker *et al.*, “*Laser plasma X-ray sources for microlithography*”, *AP* (1988).
- [<sup>13</sup>] W. Hogan *et al.*, “*Energy from inertial fusion*”, IAEA, (Vienna, 1994).
- [<sup>14</sup>] A. Pukhov, Z. M. Sheng, J. Meyer-ter-Vehn, “*Particle acceleration in relativistic laser channels*”, *Physics of Plasmas* **6**, N. 7, 2847 – 2854 (1999).
- [<sup>15</sup>] K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. I. Magunov, I. Yu. Skobelev, V. S. Belyaev, V. I. Vinogradov, A. S. Kyrilov, A. P. Matafonov, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, A. Reale, L. Reale, G. Tomassetti, A. Ritucci, M. Francucci, S. Martellucci, G. Petrocelli, “*Identification and precise measurements of the wavelengths of high-*n* transitions in N-, O-, and F-like Zn ions*”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **36**, 3787 – 3796 (2003).
- [<sup>16</sup>] K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, A. I. Magunov, I. Yu. Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, V. S. Belyaev, V. I. Vinogradov, A. S. Kyrilov, A. P. Matafonov, M. Francucci, S. Martellucci, G. Petrocelli, “*Analysis of high-*n* dielectronic Rydberg satellites in the spectra of Na-like Zn XX and Mg-like Zn XIX*” *Physical Review E* **70**, 016406, 1 – 15 (2004).
- [<sup>17</sup>] P. M. Celliers, G. W. Collins, L. B. Da Silva, D. M. Gold, R. Cauble, R. J. Wallace, M. E. Foord, B. A. Hammel, “*Shock-induced transformation of liquid deuterium into a metallic fluid*”, *Physical Review Letters* **84**, N. 24, 5564 – 5567 (2000).

- 
- [<sup>18</sup>] G. W. Fraser, “*X-ray detectors in astronomy*”, Cambridge University Press, (Cambridge, 1989).
- [<sup>19</sup>] G. W. Fraser, Nucl. Instrum. Methods A **471**, 170 (2001).
- [<sup>20</sup>] A. D. Holand *et al.*, Proceedings of SPIE **1159**, 113 (1989).
- [<sup>21</sup>] D. Deacon *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 1287 (1995).
- [<sup>22</sup>] J. R. Janesick, S. T. Elliot, “*Astronomical CCD imaging and reduction*”, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, edited by Steve B. Howell and Harold McNamara, **Vol. 23**, San Francisco ASP Inc., 1 (1992).
- [<sup>23</sup>] D. Nanni, R. Viotti, M. Badiali, A. M. Di Lellis, M. Ferrari, “*A new 30cm three-reflection telescope for wide-field astronomy on the Antarctic Plateau*”, Proceedings of SPIE **4835** (2002).
- [<sup>24</sup>] G. Agnelli, D. Nanni, S. Cola, A. Vignato, A. Di Lellis, C. D. La Padula, “*Thermo electric cooled 2k × 2k CCD imaging camera for wide-field telescopes*”, Proceedings of SPIE **3355** (1998, Conferenza Internazionale SPIE su *Astronomical Telescopes and Instrumentation*).
- [<sup>25</sup>] L. Reale, A. Lai, I. Bellucci, A. Faenov, T. Pikuz, F. Flora, L. Spanò, A. Poma, T. Limongi, L. Palladino, A. Ritucci, G. Tomassetti, G. Petrocelli, S. Martellucci, “*Microradiography as a tool to detect heavy metal uptake in plants for phytoremediation applications*”, Microscopy Research and Technique **69**, 666 – 674 (2006).
- [<sup>26</sup>] C. S. Reynolds, “*The use of lead citrate at high pH as an electron-opaque stain in electron microscopy*”, J. Cell. Biol. **17**, 208 – 212 (1963).
- [<sup>27</sup>] P. Albertano, L. Reale, L. Palladino, A. Reale, R. Cotton, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, F. Flora, N. Lisi, A. Nottola, K. Vigli Papadaki, T. Letardi, D. Batani, A. Conti, M. Moret, A. Grilli, “*X-ray contact microscopy using an excimer laser plasma source with different target materials and laser pulse durations*”, J. Microsc. **187**, 96 – 103 (1997).
- [<sup>28</sup>] D. Batani, C. Botto, M. Moret, M. Milani, G. Lucchini, K. Eidmann, F. Cotelli, C. Lora Lamia Donin, G. Poletti, T. Ford, A. Stead, “*The use of high energy laser plasma source in soft X-rays contact microscopy of living biological samples*”, Eur. Phys. J. D **21**, 167 – 179 (2002).
- [<sup>29</sup>] G. Baldacchini, F. Bonfigli, F. Flora, R. M. Montekali, D. Murra, E. Nichelatti, A. Faenov, T. Pikuz, “*High contrast photoluminescent patterns in lithium fluoride crystals produced by soft X-rays from a laser-plasma source*”, Applied Physics Letters **80**, 4810– 4812 (2002).
- [<sup>30</sup>] G. Baldacchini, S. Bollanti, F. Bonfigli, P. Di Lazzaro, A. Faenov, F. Flora, T. Marolo, R. M. Montekali, D. Murra, E. Nichelatti, T. Pikuz, A. Reale, L. Reale, A. Ritucci, G. Tomassetti, “*Point defects in lithium fluoride by EUV and soft X-rays exposure for X-ray microscopy and optical applications*”, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. **10**, 1435–1445 (2004).
- [<sup>31</sup>] G. Baldacchini, F. Bonfigli, A. Faenov, F. Flora, R. M. Montekali, A. Pace, T. Pikuz, L. Reale, “*Lithium fluoride as a novel X-ray image detector for biological μ-world capture*”, J. Nanosci. Nanotech. **3**, 483 – 486 (2003).
- [<sup>32</sup>] G. Baldacchini *et al.*, “*Soft X-ray submicron imaging detector based on point defects in LiF*”, Review of Scientific Instruments **76**, 113104/12 (2005).
- [<sup>33</sup>] K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, F. Flora, S. Bollanti, P. Di Lazzaro, D. Murra, A. Grilli, A. Reale, L. Reale, G. Tomassetti, A. Ritucci, I. Bellucci, S. Martellucci, G. Petrocelli, “*Observations of high-n transitions in the spectra of near-neon like copper ions from laser produced plasmas*”, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **35**, 3347 – 3364 (2002).

- [<sup>34</sup>] K. B. Fournier, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, V. S. Belyaev, V. I. Vinogradov, A. S. Kyrilov, A. P. Matafonov, I. Bellucci, S. Martellucci, G. Petrocelli, T. Auguste, S. Hulin, P. Monot, P. D'Oliveira, "Influence of optical thickness and hot electrons on Rydberg spectra of Ne-like and F-like copper ions", *Physical Review E* **67**, 016402 (2003).
- [<sup>35</sup>] S. Bollanti, P. Albertano, M. Belli, P. Di Lazzaro, A. Faenov, F. Flora, G. Giordano, A. Grilli, F. Ianzini, S. V. Kukhlevsky, T. Letardi, A. Nottola, L. Palladino, T. Pikuz, A. Reale, L. Reale, A. Scafati, M. A. Tabacchini, I. C. E. Turcu, K. Vigli-Papadaki, G. Schina, "Soft X-ray plasma source for atmospheric-pressure microscopy, radiobiology and other applications", *Il Nuovo Cimento D* **20**, 1685 – 1701 (1998).
- [<sup>36</sup>] G. Goidànich, "Manuale di patologia vegetale", Edizioni agricole (Bologna, 1981).
- [<sup>37</sup>] A. Ustione, A. Cricenti, F. Bonfigli, F. Flora, A. Lai, T. Marolo, R. M. Montereali, G. Baldacchini, A. Faenov, T. Pikuz, L. Reale, "Micro-radiographs stored in lithium fluoride films observed by scanning near-field optical microscopy", *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 2116 – 2118 (2006).
- [<sup>38</sup>] L. Mullen, A. Laux, B. Concannon, E. P. Zege, I. L. Katzev, A. S. Prikhach, "Amplitude-modulated laser imager", *Applied Optics* **43**, 3874 – 3892 (2004).
- [<sup>39</sup>] L. Bartolini, L. De Dominicis, M. Ferri de Collibus, G. Fornetti, M. Guarneri, E. Paglia, C. Poggi, R. Ricci, "Underwater three-dimensional imaging with an amplitude-modulated laser radar at a 405nm wavelength", *Applied Optics* **44**, 7130 – 7135 (2005).
- [<sup>40</sup>] G. Le Brun, B. Le Jeune, J. Cariou, J. Lotrian, "Laser imaging procedure for evaluating the polarization signature of immersed targets", *Pure Appl. Opt.* **2**, 455 – 470 (1993).
- [<sup>41</sup>] G. D. Gilbert, J. C. Pernicka, "Improvement of underwater visibility by reduction of backscatter with a circular polarization technique", *Applied Optics* **6**, 741 – 746 (1967).
- [<sup>42</sup>] G. D. Gilbert, "The effects of particle size on contrast improvement by polarization discrimination for underwater targets", *Applied Optics* **9** 421 – 428 (1970).
- [<sup>43</sup>] J. Cariou, B. Le Jeune, J. Lotrian, Y. Guern, "Polarization effects of seawater and underwater targets", *Applied Optics* **29**, 1689 – 1695 (1990).
- [<sup>44</sup>] R. E. Nothdurft, G. Yao, "Effects of turbid media optical properties on object visibility in subsurface polarization imaging", *Applied Optics* **45**, 5532 – 5541 (2006).
- [<sup>45</sup>] J. S. Baba, J. Chung, A. H. De Laughter, B. D. Cameron, G. L. Coté, "Development and calibration of an automated Mueller matrix polarization imaging system", *Journal of Biomedical Optics* **7**, 341 – 349 (2002).
- [<sup>46</sup>] H. C. van de Hulst, "Light scattering by small particles", Dover Publications, Inc. (New York, 1981).
- [<sup>47</sup>] G. W. Kattawar, M. J. Raković, "Virtues of Mueller matrix imaging for underwater target detection", *Applied Optics* **38**, 6431 – 6438 (1999).
- [<sup>48</sup>] S. B. Singham, G. C. Salzman, "Evaluation of the scattering matrix of an arbitrary particle using the coupled dipole approximation", *J. Chem. Phys.* **84**, 2658 – 2667 (1986).
- [<sup>49</sup>] C. L. Crofcheck, F. A. Payne, M. P. Mengüç, "Characterization of milk properties with a radiative transfer model", *Applied Optics* **41**, 2028 – 2037 (2002).
- [<sup>50</sup>] A. Kouzoubov, M. J. Brennan, J. C. Thomas, "Treatment of polarization in laser remote sensing of ocean water", *Applied Optics* **37**, 3873 – 3885 (1998).
- [<sup>51</sup>] M. J. Raković, G. W. Kattawar, M. Mehrübeoğlu, B. D. Cameron, L. V. Wang, S. Rastegar, G. L. Coté, "Light backscattering polarization patterns from turbid media: theory and experiment", *Applied Optics* **38**, 3399 – 3408 (1999).

- 
- [<sup>52</sup>] C. Crofcheck, J. Wade, J. N. Swamy, M. M. Aslan, M. P. Mengüç, “*Effect of fat and casein particles in milk on the scattering of elliptically polarized light*”, Transactions of the ASAE **48**, 1147 – 1155 (2005).
- [<sup>53</sup>] F. C. MacKintosh, J. X. Zhu, D. J. Pine, D. A. Weitz, “*Polarization memory of multiply scattered light*”, Physical Review B **40**, 9342 – 9345 (1989).
- [<sup>54</sup>] M. Kerker, *The Scattering of light and other electromagnetic radiation*, Academic Press, Inc. (New York, 1969).
- [<sup>55</sup>] D. Bicout, C. Brosseau, A. S. Martinez, J. M. Schmitt, “*Depolarization of multiply scattered waves by spherical diffusers: influence of the size parameter*”, Phys Rev. E **49**, 1767 – 1770 (1994).
- [<sup>56</sup>] X. Ni, R. R. Alfano, “*Time-resolved backscattering of circularly and linearly polarized light in a turbid medium*”, Optics Letters **29**, 2773 – 2775 (2004).
- [<sup>57</sup>] A. D. Kim, M. Moscoso, “*Backscattering of circularly polarized pulses*”, Optics Letters **27**, 1589 – 1591 (2002).
- [<sup>58</sup>] F. Pellen, P. Olivard, Y. Guern, J. Cariou, J. Lotrian, “*Radio frequency modulation on an optical carrier for target detection enhancement in sea-water*”, J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 1122 – 1130 (2001).