

Università degli studi di Ferrara  
Facoltà di scienze matematiche, fisiche e naturali  
Corso di laurea in fisica

Tesi di laurea

**Metodologie ottiche per la diagnostica di fasci  
atomici polarizzati intensi di idrogeno e deuterio**

Relatore:

*Prof.<sup>ssa</sup> Paola Ferretti Dalpiaz*

Secondo relatore:

*Prof. Sergei N. Atutov*

Laureando:

***Luca Barion***

Anno accademico 2005

Dedicato a:

**Elena**

**Familiari e parenti**

**Gli amici più intimi**

# INDICE

## 1 Introduzione

## 2 Sistema di diagnostica ottica

### 2.1 Introduzione

### 2.2 Principio di funzionamento

#### 2.2.1 Atomic Beam Source a Ferrara (ABS)

#### 2.2.2 Spettrometro ottico (OptMon)

### 2.3 Misure ed analisi dei dati

#### 2.3.1 Introduzione

#### 2.3.2 Ossigeno

#### 2.3.3 Azoto

#### 2.3.4 Elio

#### 2.3.5 Potenza MW

#### 2.3.6 Controllo gas

### 2.4 Conclusioni

### 2.5 Futuri sviluppi

## 3 Light Induced Drift (LID)

### 3.1 Teoria

### 3.2 Applicazioni pratiche

## 4 Laser a CO<sub>2</sub>

### 4.1 Costruzione

### 4.2 Metodo di funzionamento

### 4.3 Strumenti di misura

### 4.4 Misure

#### 4.4.1 Dipendenza della tensione di innesco dalla pressione

#### 4.4.2 Potenza in funzione dei gas utilizzati

#### 4.4.3 Potenza in funzione della pressione

### 4.5 Conclusioni

# 1 Introduzione

L'uso di fasci e bersagli polarizzati ha attualmente un ruolo sempre più rilevante nella determinazione delle proprietà fondamentali del nucleone. Gli esperimenti di diffusione profondamente anelastica (DIS) di leptoni polarizzati su nucleoni polarizzati [1] stanno misurando il contributo del momento orbitale, dello spin dei gluoni e le distribuzioni di spin dei quark nel nucleone. Contemporaneamente un intenso lavoro teorico ha portato alla formulazione di una teoria coerente delle funzioni di struttura del nucleone. Si è tra l'altro stabilito che al “*leading twist order*” esse sono tre, di cui due, l' *helicity* e la *transversity*, sono rispettivamente distribuzioni di spin longitudinale e trasverso e danno informazioni indipendenti sulla struttura del nucleone[2]. La misura di tali funzioni è considerata un programma scientifico di estrema rilevanza, come può essere dedotto dal grande interesse che sta suscitando nella comunità scientifica internazionale la recente proposta di polarizzare gli anti-protoni (vedi PAX [3]).

In questo contesto lo sviluppo di bersagli gassosi atomici polarizzati (di idrogeno e deuterio) è di estremo interesse. Rispetto alle targhette solide, tali bersagli hanno il vantaggio della purezza, dell'altissima polarizzazione e della rapidità con cui è possibile invertire lo spin, fatto di grande importanza per la riduzione degli errori sistematici. Essi sono tuttavia meno densi rispetto ai bersagli solidi, riducendo così la luminosità degli esperimenti che ne fanno uso. Si veda per riferimento l'appendice A di questa tesi.

Un bersaglio gassoso polarizzato utilizzato correntemente [4] è costituito essenzialmente da un getto atomico, che viene ottenuto mediante una scarica a radiofrequenza o microonde. Successivamente il fascio viene formato da un ugello, collimato e quindi polarizzato elettronicamente da un sistema di magneti sestupolari, con il metodo di Stern-Gerlach, mentre un sistema di radiofrequenza permette di scegliere la polarizzazione nucleare.

La densità massima raggiunta da tale fascio atomico attualmente è  $8 \cdot 10^{11}$  Atomi/cm<sup>2</sup> da [5]. Si può aumentare la densità di un fattore 100, iniettando questi atomi polarizzati in una cella di accumulazione, come avviene nell'esperimento HERMES [6].

Un limite intrinseco alla densità di un getto atomico è legato al fatto che in gas troppo densi gli atomi si ricombinano in molecole, perdendo la polarizzazione. Il processo di ricombinazione è a tre corpi e quindi in un gas rarefatto è limitato all'interazione del gas stesso con le superfici che lo contengono e di fatto molto ridotto.

Nell'ambito di questa tesi tale problema è stato affrontato da due punti di vista completamente diversi:

- a) si sta cercando di migliorare le prestazioni degli attuali getti atomici, aumentandone la densità, pur mantenendo minima la ricombinazione. A tale scopo si sta affrontando lo studio sistematico della formazione del getto atomico, per il quale i metodi diagnostici ottici, trattati nella presente tesi, sembrano utili.
- b) per superare il limite alla densità imposto dalla ricombinazione volumetrica, si è esaminata la possibilità di realizzare un getto molecolare polarizzato. Recentemente alcuni lavori hanno valutato la polarizzazione delle molecole formate dalla ricombinazione sulla superficie della cella di accumulazione di atomi polarizzati[7]. I risultati sono di difficile interpretazione. In questa tesi si propone di utilizzare l'effetto ottico detto “*light induced drift*” per ottenere molecole di idrogeno o deuterio polarizzate.

Per quanto riguarda il punto (a), utilizzando l'apparato installato a Ferrara come sistema di prova, è stato realizzato il monitor ottico, il quale permette di studiare le proprietà del plasma che si forma nel dissociatore e metterle in relazione con le caratteristiche del getto finale. In particolare è stato messo a punto un sistema per misurare il grado di dissociazione  $\alpha$  (vedi cap. 2) e rilevare eventuali impurità gassose (*leaks*, desorbimento etc.) direttamente all'interno del tubo del dissociatore. Questo argomento verrà trattato nel capitolo 2.

Per quanto riguarda il punto (b), è noto che l'idrogeno molecolare standard (n-H), presenta due modificazioni [8]: para- ed orto- (p-H, o-H). La prima (25% dell'idrogeno in condizioni standard) consiste in molecole in cui i due nuclei hanno spin opposti ( $\uparrow\downarrow$ ) ed ha energia più bassa; la seconda (75% dell'idrogeno in condizioni standard) presenta spin nucleari paralleli ( $\uparrow\uparrow$  oppure  $\downarrow\downarrow$ ) ed ha energia maggiore.

D'altra parte è noto che è possibile ottenere la separazione di diverse modificazioni molecolari di specie gassose, utilizzando il *Light Induced Drift* (LID). Questo fenomeno, teoricamente predetto nel 1979 [9] e realizzato sperimentalmente su vapori atomici di sodio nello stesso anno [10], permette di separare specie gassose molto simili tra loro, come ad esempio isotopi o modificazioni para-/orto- della stessa molecola. Essenzialmente questo effetto è dovuto all'allargamento Doppler della riga di assorbimento del gas; l'interazione tra radiazione e le particelle che l'assorbono, dipendente dalla loro velocità, cambia il moto di traslazione, generando un flusso macroscopico di gas. Questo effetto è dovuto alla dipendenza della frequenza delle collisioni con il gas di *buffer*, per molecole eccitate e non eccitate. Si può pensare al LID come ad un attrito, introdotto selettivamente solo per le molecole che si muovono con una velocità e direzione ben determinate. Quindi nel campo di un'onda luminosa che si propaga con una certa frequenza, leggermente discostata dalla frequenza centrale di assorbimento del gas, si creano due flussi opposti di molecole otticamente attive e di gas di *buffer*. Si veda, per riferimento, l'introduzione al capitolo 3. Sarebbe di estremo interesse applicare questa tecnologia all'idrogeno gassoso. Essendo tuttavia gli studi su tale effetto ancora ad un livello preliminare, è sembrato opportuno verificare, per prima cosa, la possibilità di applicarla alle molecole di fluorometano ( $\text{CH}_3\text{F}$ ) [11]. Tale gas, infatti, presenta interessanti caratteristiche: esistenza di modificazioni para-/orto-, non tossicità, stabilità e righe di assorbimento nella regione del lontano infrarosso.

Per ottenere l'effetto LID è necessaria una fonte luminosa ad elevata densità di radiazione, ben collimata e che abbia una singola lunghezza d'onda di emissione. Tale lunghezza d'onda, inoltre, deve poter essere regolata entro un certo intervallo, per potersi accordare con le righe di emissione/assorbimento del gas da separare. Queste richieste portano immediatamente alla considerazione di un laser di media potenza (alcuni W). Un laser ad anidride carbonica, ad esempio, presenta tutte le caratteristiche necessarie ed anche altri aspetti positivi che verranno analizzati in seguito.

Nell'ambito di questa tesi è stata progettata ed è in fase di avanzata realizzazione la cella tubolare necessaria per ottenere l'effetto di separazione di fluorometano. E' stato inoltre progettato, realizzato ed ottimizzato un laser a  $\text{CO}_2$ , opportunamente dimensionato in modo da ottenere una potenza luminosa sufficiente per produrre l'effetto LID su molecole di  $\text{CH}_3\text{F}$ .

## 2 Sistema di diagnostica ottica

### 2.1 Introduzione

Lo spettrometro ottico (OptMon) costruito nell'ambito di questa tesi permette di analizzare la luce proveniente da un plasma, scomponendola nelle varie lunghezze d'onda di cui è costituita e di trasferirne lo spettro ad un computer, per successive analisi e misure.

Questo sistema di diagnostica ottica si basa sulla rilevazione delle righe di emissione caratteristiche dell'idrogeno atomico. Come si può notare dalla figura 2.1.1, lo spettro dell'idrogeno atomico è composto da varie serie: la prima, denominata serie di Lyman, risiede nell'ultravioletto; la seconda, Balmer, nella regione del visibile, mentre le rimanenti Paschen, Brackett e Pfund (quest'ultima non indicata in figura) nell'infrarosso. In fase di progetto la funzionalità e operatività del sistema, nonché la reperibilità di ottiche adeguate, hanno orientato la scelta nella regione del visibile e del vicino infrarosso.

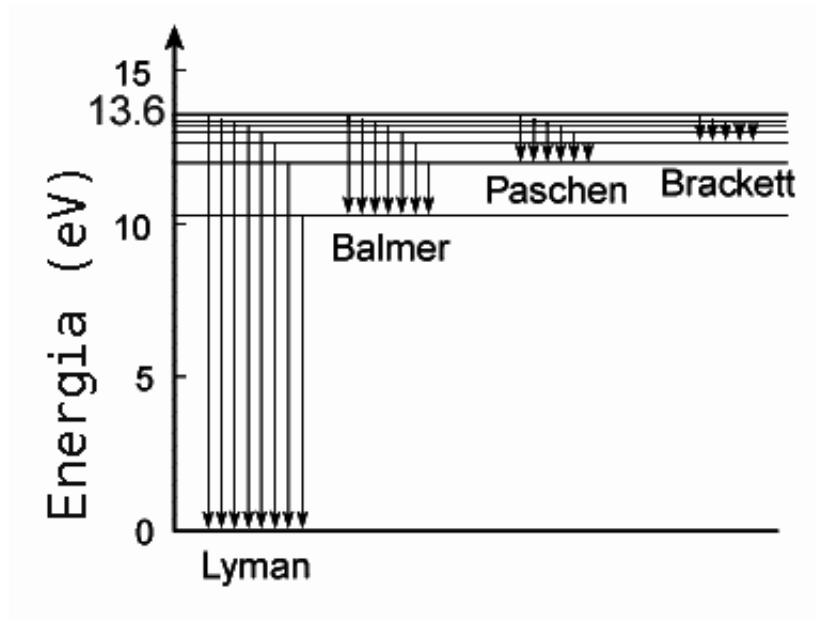
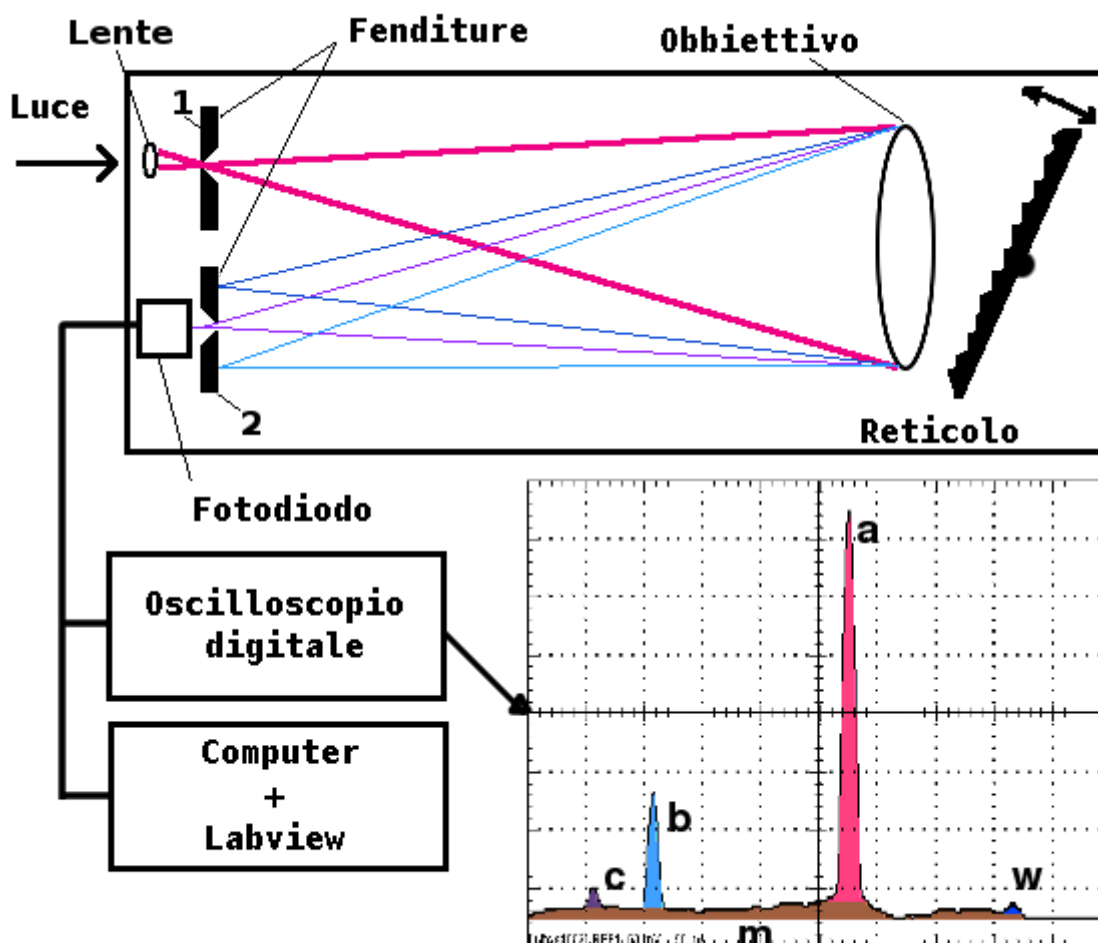


Fig 2.1.1 – Livelli energetici dell' atomo di idrogeno e indicazione delle serie

## 2.2 Principio di funzionamento

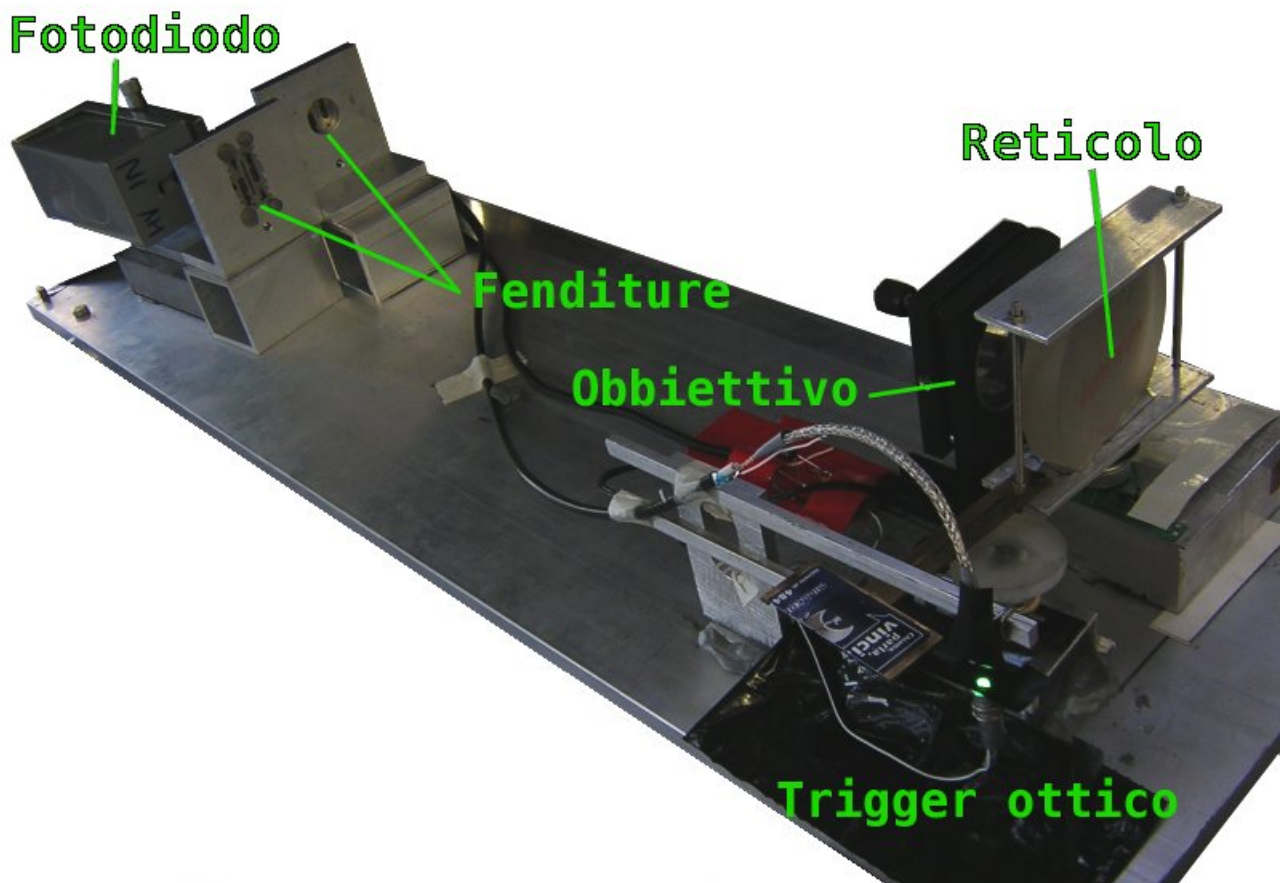
Lo schema a blocchi del sistema di diagnostica ottica è riportato in figura 2.2.1, nella quale viene anche presentato uno spettro tipico della scarica dell'idrogeno. I componenti principali sono due fenditure, un obiettivo, un reticolo di diffrazione ed un fotodiodo. La luce da analizzare passa attraverso la prima fenditura e giunge alla lente-obiettivo che la focalizza sul reticolo. Il reticolo di diffrazione oscilla tra  $0$  e  $25^\circ$ . Tale movimento permette di ottenere una scansione delle lunghezze d'onda dal vicino infrarosso all'ultravioletto. La luce diffratta sotto vari angoli (a seconda della lunghezza d'onda) ripassa per la medesima lente e viene focalizzata sul piano della seconda fenditura, la quale provvede a lasciare passare verso il fotodiodo soltanto un fascio, corrispondente ad una ben precisa frequenza. Il segnale uscente dal fotodiodo viene amplificato, poi viene inviato in parallelo ad un oscilloscopio per avere l'osservazione *on-line* e acquisito da un PC per la successiva analisi *off-line* dei dati.



- a, b, c picchi di emissione dell'idrogeno atomico (serie di Balmer)
- m banda di emissione dell'idrogeno molecolare
- w picco infrarosso di emissione dell'acqua

Fig 2.2.1 – Schema del sistema di diagnostica ottica

L'apparato si presenta come in figura 2.2.2. L'elevata sensibilità del dispositivo richiede l'utilizzo di un'appropriata copertura utile come schermo sia per la radiazione luminosa ambientale, che per la polvere.

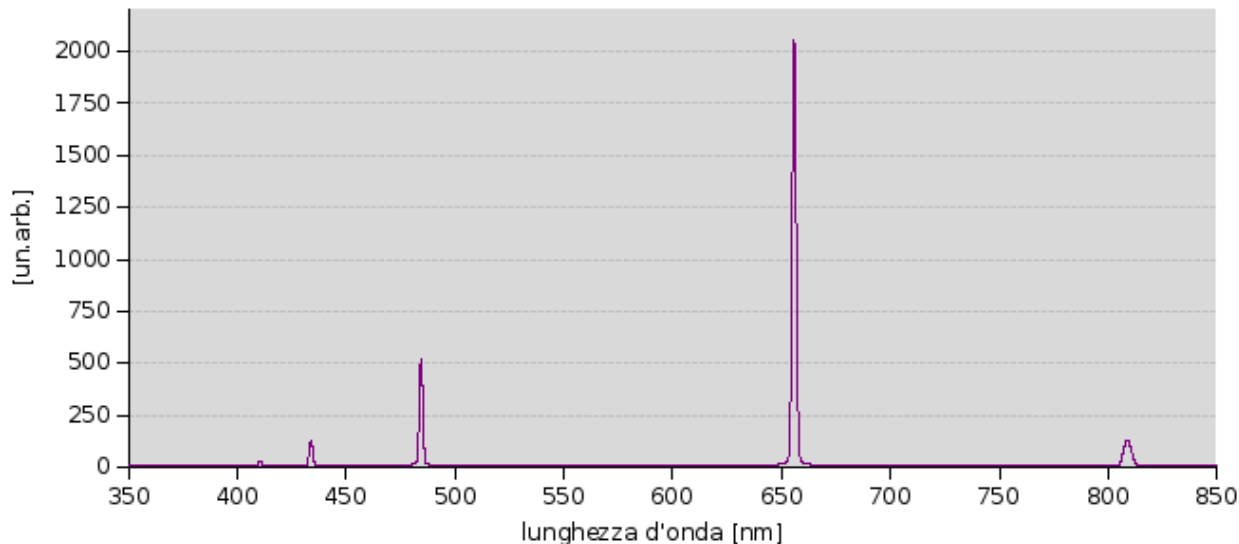


*Fig 2.2.2 – Fotografia del sistema di diagnostica ottica*



Uno spettro tipico ottenuto con il sistema di diagnostica ottica è riportato in figura 2.2.3. Tale spettro si riferisce ad una scarica di idrogeno (ottenuta mediante microonde) all'interno di un tubo cilindrico di quarzo. Tale spettro è stato acquisito da un oscilloscopio digitale, mediando su 128 misure (convertito successivamente da formato Tektronix® a formato compatibile con Openoffice® [app. C]).

### Spettro OptMon



### Spettro OptMon

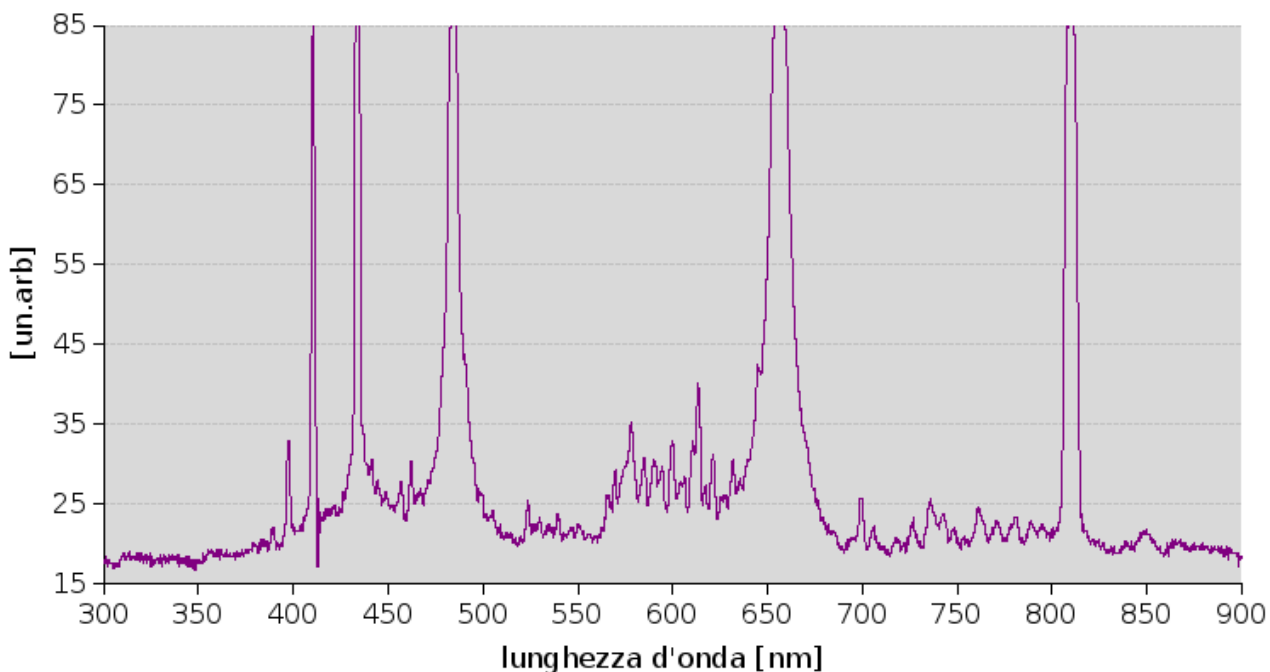


Fig 2.2.3 – Spettro da oscilloscopio Tektronix® ( $P=1$  mbar,  $MW=800W$ ,  $H_2=75$  sccm  $O_2=2$  sccm)

In fig 2.2.3a si distinguono chiaramente le principali righe di emissione della serie di Balmer dell'idrogeno atomico [app. C]:

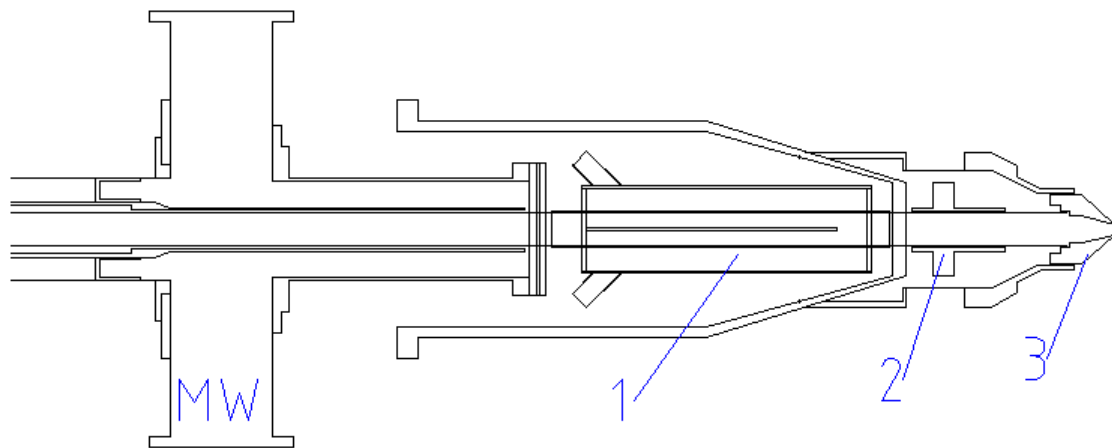
$H_{\alpha}$	656.29 nm
$H_{\beta}$	486.14 nm
$H_{\gamma}$	434.05 nm
$H_{\delta}$	410.18 nm
$H_{\epsilon}$	397.01 nm
$H_{\zeta}$	388.91 nm

*Tab 2.2.1 – Righe di emissione dell'idrogeno atomico*

La figura 2.2.3b è un ingrandimento della precedente e permette di distinguere chiaramente i segnali più piccoli. Nella regione 575÷625 e 700÷780, infatti, si possono notare numerose lunghezze d'onda di bassa intensità, che si sovrappongono e formano una banda, generata dalla transizione  $(a)^3 \Sigma_g \rightarrow (b)^3 \Sigma_u$  dell'idrogeno molecolare [12]. Nell'infrarosso inoltre è presente un picco (813 nm, vedi [13]) dovuto alla presenza di molecole di acqua all'interno del tubo del dissociatore. Per ottenere un buon rendimento del dissociatore è infatti necessario introdurre una piccola percentuale di ossigeno, che reagendo con l'idrogeno forma acqua, la quale si deposita sulle pareti interne del tubo di quarzo (nella regione successiva alla scarica) e diminuisce la ricombinazione superficiale [14].

## 2.2.1 Atomic Beam Source a Ferrara (ABS)

Il sistema di diagnostica ottica OptMon è stato installato su un apparato disponibile a Ferrara, costituito da una sorgente di fascio atomico indicato con l'acronimo ABS (*Atomic Beam Source*), equipaggiato con un sistema di diagnostica del fascio mediante spettrometria di massa. Uno schema viene presentato nelle figure 2.2.1.1 e 2.2.1.3. Attualmente è costituito da un dissociatore a microonde (schematizzato in fig. 2.2.1.1) dal quale esce un getto atomico non polarizzato, che si espande in un sistema di camere a vuoto a pompaggio differenziale (schematizzate in fig. 2.2.1.3). L'ultima camera, quella a vuoto più spinto, alloggia un sistema di diagnostica basato sulla spettrometria di massa mediante un QMA (*Quadrupole Mass Analyser*).



- |    |                                           |
|----|-------------------------------------------|
| MW | Generatore a microonde                    |
| 1  | Primo stadio di raffreddamento ad acqua   |
| 2  | Secondo stadio di raffreddamento (collar) |
| 3  | Terzo stadio di raffreddamento (nozzle)   |

Fig 2.2.1.1 – Schema del dissociatore dell'ABS di Ferrara

L'idrogeno molecolare entra nel dissociatore, un tubo di quarzo di 13 mm di diametro interno (16 esterno), ad una pressione di circa 1 mbar, ed un flusso di 75 sccm. Tale gas viene poi trasformato in plasma da un generatore di microonde (MW) a 2450 MHz, che fornisce alle molecole la necessaria energia per dissociarsi in idrogeno atomico. Durante il normale utilizzo la potenza fornita dal MW è di 800W. Risulta quindi necessario, immediatamente dopo la zona di dissociazione, provvedere al raffreddamento del gas, che viene realizzato in tre stadi.

Il primo stadio (indicato con "1" in fig. 2.2.1.1) provvede a sottrarre al gas la maggior quantità di calore e consiste in un manicotto di rame (vedi fig. 2.2.1.2), all'interno del quale circola acqua raffreddata a 13 °C. E' suddiviso in due parti per facilitarne l'installazione (il tubo di quarzo viene sostituito abbastanza frequentemente) e per permettere di ricoprire la superficie di contatto quarzo-rame con grasso termococonduttivo, in modo da migliorare notevolmente la conduzione di calore.

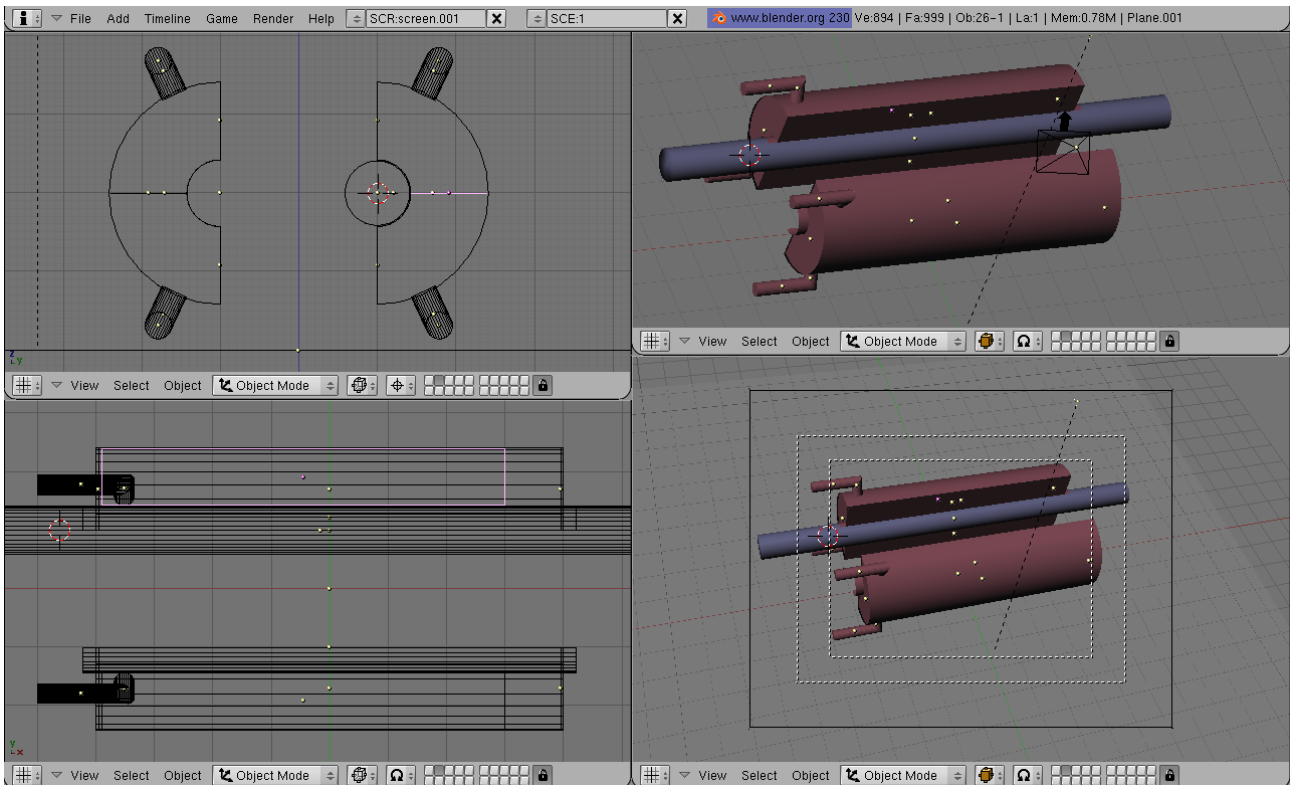


Fig 2.2.1.2 – Primo stadio di raffreddamento ad acqua

Successivamente il tubo di quarzo entra nella prima camera a vuoto (la tenuta è realizzata mediante un o-ring di viton), in cui si trovano gli altri due stadi di raffreddamento.

Il secondo stadio di raffreddamento è costituito da un collare di rame collegato ad una testa-fredda, e mantiene la temperatura esterna del quarzo a circa  $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

L'ultimo stadio, che è collegato al punto più freddo della testa (senza carico termico può raggiungere i  $10\text{ K}$ ), è costituito da un blocco di rame in diretto contatto con l'ugello (*nozzle*) della sorgente. L'ugello viene regolato in temperatura grazie ad un riscaldatore installato alla base del blocco. In questo modo si può selezionare una opportuna temperatura (circa  $75\text{ K}$ ) per il flusso gassoso che esce dalla sorgente.

All'uscita dal *nozzle* il gas si espande nella prima camera (vedi fig. 2.2.1.3). Tale camera serve a pompare il gas in eccesso, che è presente in notevole quantità, e quindi ha la maggiore pressione (circa  $10^{-4}$  mbar in presenza di fascio e  $10^{-7}\div 10^{-8}$  mbar senza). Il fascio atomico viene scremato mediante una collimatore conico (*skimmer*). Lo *skimmer* ha una triplice funzionalità. Per prima cosa serve a formare il fascio stesso sia per selezionare la parte centrale che per fissare i parametri peculiari dell'espansione, poi definisce la divergenza del fascio stesso ed eventualmente la sua sezione trasversale nel punto di utilizzo o iniezione nei sistemi di focalizzazione; infine funziona da diaframma per aver un pompaggio differenziale tra prima e seconda camera, in modo da ridurre il fondo nelle camere da vuoto successive. La seconda camera permetterebbe l'alloggiamento dei sistemi focalizzanti o sistemi "fantoccio" (attualmente non installati) per lo studio dell'attenuazione del fascio. Dalle terza camera in poi si ha il sistema di diagnostica mobile, che quindi può essere utilizzato su vari sistemi di produzione di fascio atomico.

La camera indicata con CW alloggia un *chopper* ed un *wheel*, ovvero un elica per la sottrazione del fondo ed un disco con una fenditura per la misura di distribuzione delle velocità mediante il metodo del tempo di volo TOF (*Time of Flight*).

Nella quarta camera è presente il sistema di diagnostica composto da due QMA (*Quadrupole Mass Analyzer*), che permette di analizzare il fascio. Al fine di effettuare misure con il quadrupolo (attualmente solo il primo viene utilizzato) è necessario che la pressione in questa camera sia minore di  $10^{-7}$  mbar (in assenza di fascio la pressione è di  $10^{-9} \div 10^{-10}$  mbar, con fascio aumenta di un fattore 2). La camera di diagnostica deve essere quindi equipaggiata con sistemi di pompaggio che permettono la quasi totale evacuazione del fascio iniettato. In tale modo, inoltre, è possibile ottenere un migliore rapporto segnale/rumore. Per poter amplificare il piccolo segnale generato da atomi e molecole nel fascio, e poter eliminare il fondo di idrogeno molecolare sempre presente (l'idrogeno è molto difficile da pompare) è necessario utilizzare il principio del *lock-in-amplifier* oppure, grazie alle tecniche di acquisizione oggi disponibili, processare *on-line* il segnale ottenuto grazie al *chopper* in linea sul fascio. In questo modo si ottengono dati con migliore calibrazione e minori errori sistematici.

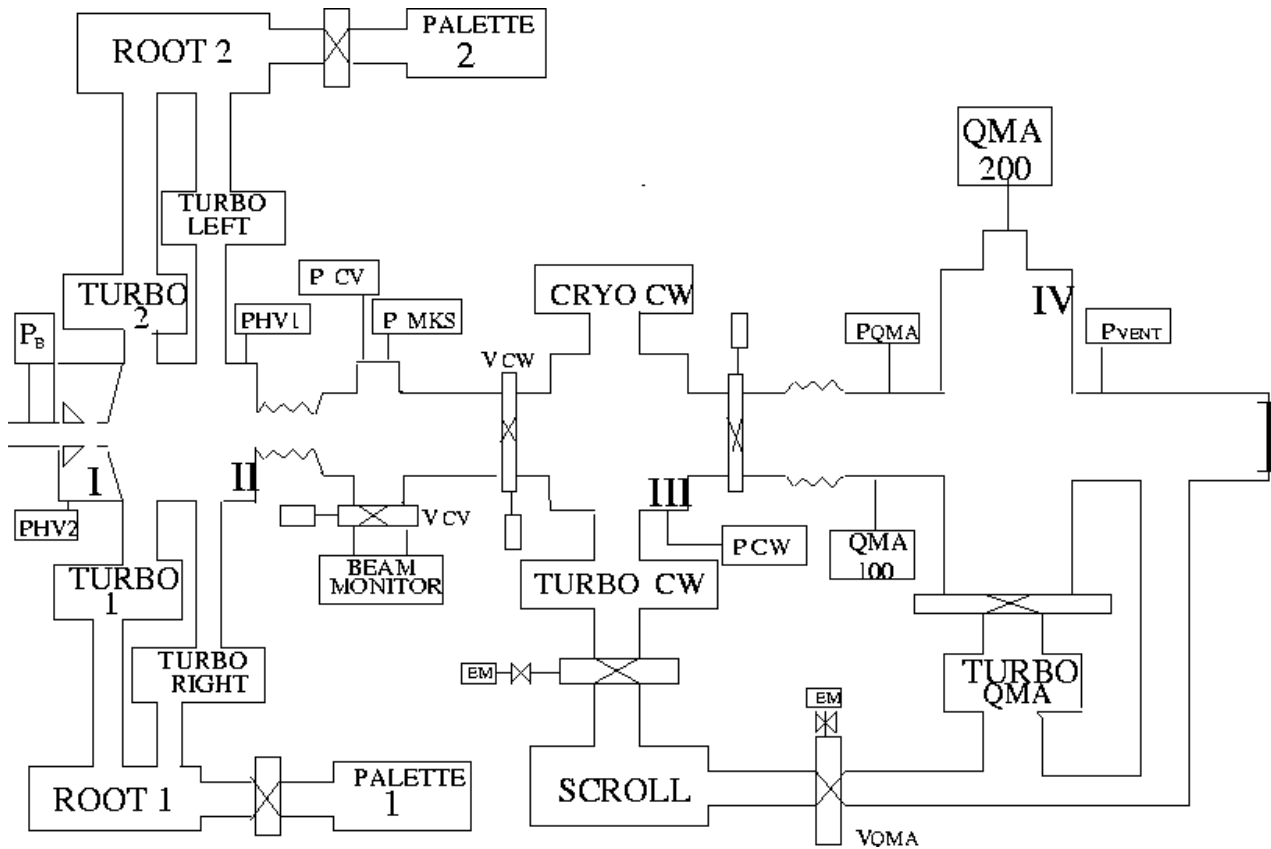
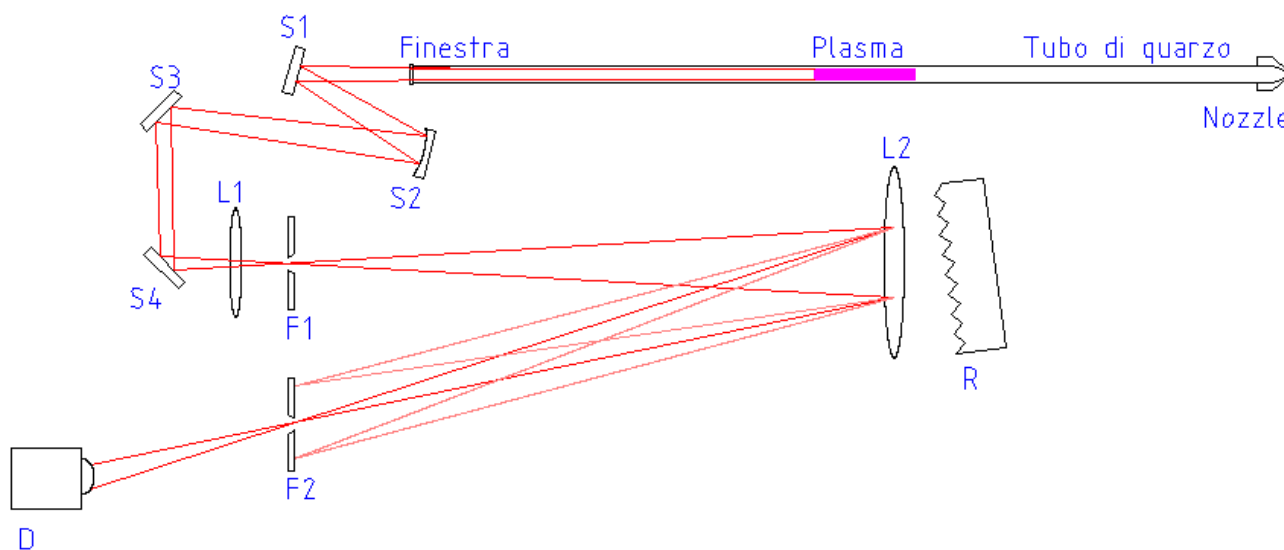


Fig 2.2.1.3 – Schema delle camere da vuoto dell'ABS di Ferrara

## 2.2.2 Spettrometro ottico (OptMon)

Come visibile in figura 2.2.2.1, la luce da analizzare proveniente dal plasma, viene prelevata dall'estremità del tubo di quarzo del dissociatore. Questa posizione è l'unica possibile da cui si possa vedere il plasma nell'ABS di Ferrara. La luce viene riflessa da un primo specchio piano, poi focalizzata sul piano della prima fenditura da un secondo specchio sferico (50 cm, concavo) e da una lente. Gli altri due specchi intermedi (S3 ed S4) hanno l'unica funzione di agevolare l'ingresso della luce nell'OptMon.



D	Detector a fotodiode con lente convergente e preamplificatore integrato
F1, F2	Fenditure
L1, L2	Lenti convergenti
R	Reticolo di diffrazione (2500 linee/mm)
S1, S3, S4	Specchi piani
S2	Specchio sferico ( 50 cm CC)

Fig 2.2.2.1 – Schema del percorso della luce dal plasma all'OptMon

Per ottenere uno spettro di qualità e quindi un buon rapporto segnale/rumore si è utilizzato il metodo della media (*averaging*): lo spettro finale è ottenuto mediante la composizione di 20 letture singole. In tal modo si elimina quasi completamente il rumore a 50 Hz ed altri disturbi (in gran parte provenienti dal PC stesso) che non siano sincronizzati con l'oscillazione del reticolo e quindi con il segnale di *trigger* che esso genera. Grazie a tale metodo si riescono ad ottenere spettri molto precisi e con minimo rumore, in modo da poter rilevare anche segnali molto piccoli, importanti per alcune misure che verranno presentate in seguito. Per utilizzare il metodo dell'*averaging*, è indispensabile un *trigger* che segnali l'inizio di ogni oscillazione del reticolo. In un primo momento si è utilizzato un contatto elettrico, azionato dal supporto del reticolo; tale

soluzione però si è dimostrata non adeguata perché imprecisa: per ottenere maggiore stabilità e precisione si è deciso di realizzare un *trigger* ottico. A tale scopo è stata applicata una *flag* solidale con il supporto del reticolo, che taglia un fascio di luce verde generata da un LED ad alta luminosità. Tale luce è convertita in un segnale elettrico che viene amplificato e discriminato da un apposito circuito, la cui uscita risulta compatibile con lo standard TTL, appropriato quindi per essere letto come segnale di *trigger* sia dall'oscilloscopio che dal PC. Lo schema elettronico di tale circuito è presentato in appendice D.

Un ulteriore accorgimento per ottenere migliori misure consiste nell'utilizzare un amplificatore non lineare: i segnali molecolari sono piccoli rispetto agli intensi picchi atomici, quindi risulta difficile acquisire con buona precisione entrambi i segnali su un unico canale digitale. Il circuito progettato [app. D] amplifica maggiormente i segnali bassi rispetto a quelli alti. In tale modo la conversione in digitale dello spettro globale permette una lettura più immediata e maneggevole sia dei segnali atomici che di quelli molecolari, consentendo quindi l'acquisizione diretta mediante una scheda A/D a 16 bit, con ingresso di 0÷10 V.

Come si può notare dai grafici in figura 2.2.2.2 i segnali meno intensi ( $< 0.5$  V in uscita = 4 mV in ingresso) vengono amplificati di 125 volte, mentre quelli maggiori di tale valore sono amplificati solo di 52 volte.

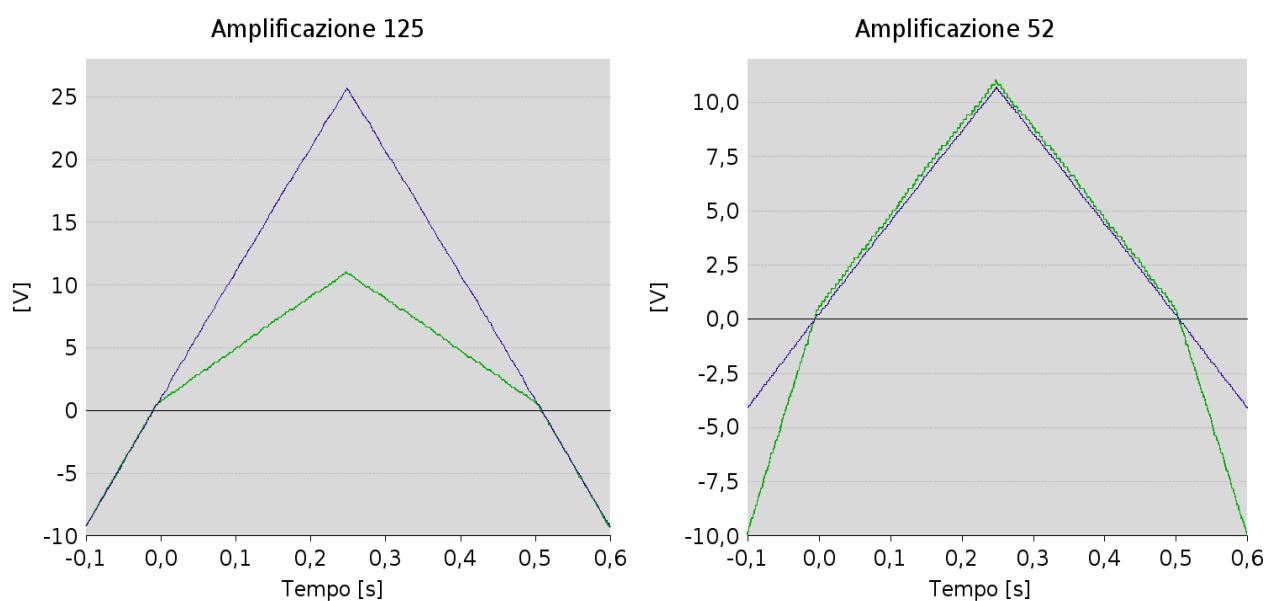


Fig 2.2.2.2 – Confronto tra amplificazione di segnali piccoli e grandi

Per ricavare tali valori è stato moltiplicato il segnale di ingresso (blu) fino a raggiungere la stessa pendenza del segnale di uscita (verde).

Il punto in cui si riscontra la variazione di pendenza corrisponde a circa 0.5 V in uscita, cioè 4 mV in ingresso. Tale valore è stato ottenuto dall'intersezione delle due rette che approssimano i tratti a diversa amplificazione, come visibile in fig. 2.2.2.3:

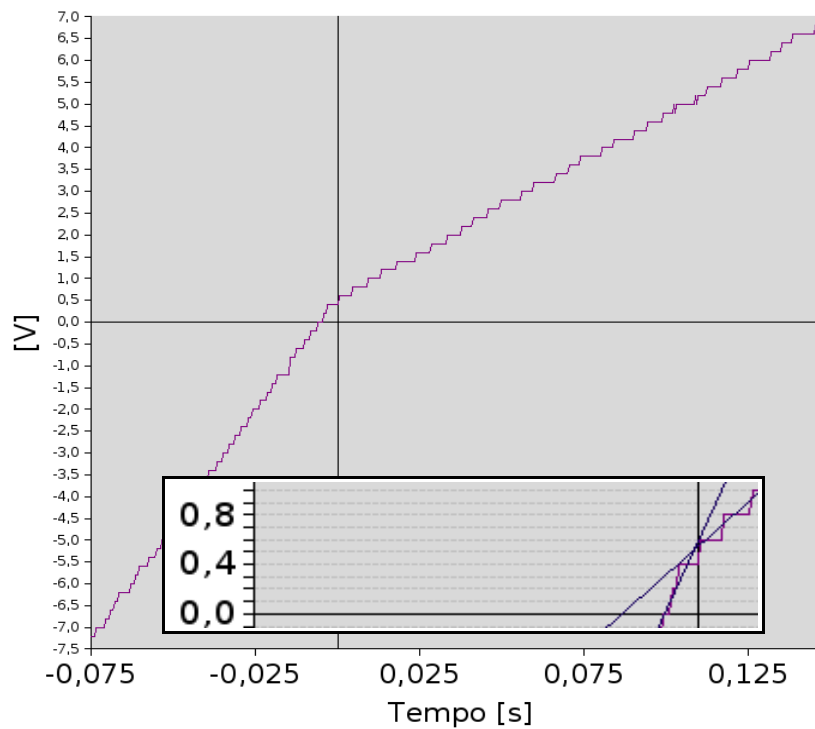


Fig 2.2.2.3 – Punto di variazione dell'amplificazione (con ingrandimento)



## 2.3 Misure ed analisi dei dati

### 2.3.1 Introduzione

La principale applicazione di questo dispositivo è lo studio di vari aspetti del plasma presente nel tubo del dissociatore a microonde dell'ABS di Ferrara a Spinlab. La misura più immediata risulta quella del grado di dissociazione  $\alpha$ . Tale valore rappresenta il rapporto tra il numero di atomi  $N_a$  ed il numero totale di particelle (atomi + molecole  $N_m$ ):

$$\alpha = \frac{N_a}{N_a + N_m} \quad \{1\}$$

Con lo spettrometro ottico si può misurare  $\alpha$  direttamente all'interno del dissociatore, in modo totalmente passivo, senza alterarne le condizioni. Il valore finale di  $\alpha$  si ottiene mediante la seguente formula:

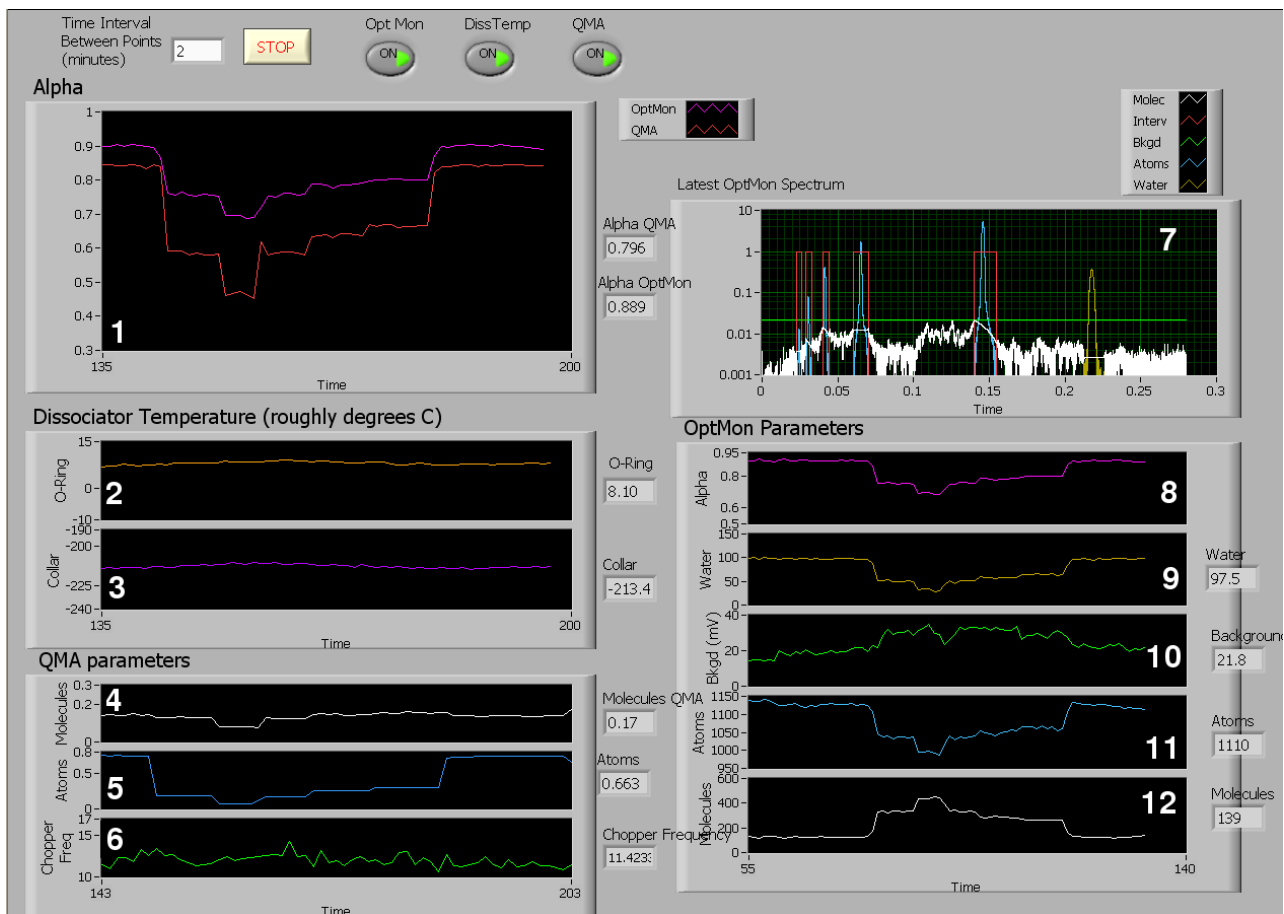
$$\alpha = \frac{I_a}{I_a + k I_m} \quad \{2\}$$

$I_a$  rappresenta l'integrale dei picchi atomici ( $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_\zeta$ ) mentre  $I_m$  l'integrale della banda molecolare e  $k$  un coefficiente di calibrazione, dovuto al fatto che la probabilità di eccitazione delle molecole è diversa da quella atomica.

La misura del grado di dissociazione all'interno del tubo di quarzo risulta utile per regolare al meglio alcuni parametri come la quantità di ossigeno, il flusso totale, la potenza delle microonde ecc. in modo da ottenere il più alto valore possibile di  $\alpha$ .

E' inoltre importante sottolineare che questo dispositivo non influisce sulle condizioni di funzionamento dell'ABS, in quanto è totalmente passivo e non entra in contatto con il gas da analizzare. Il sistema di diagnostica ottica, permette quindi di avere informazioni anche sulle condizioni prima del *nozzle* [12], cosa non possibile con un sistema di misura tradizionale come il QMA, che, dovendo operare a pressione di alto vuoto, richiede vari stadi differenziali di pompaggio. Pertanto la misura del grado di dissociazione mediante QMA è influenzata dall'interazione del fascio lungo il suo cammino dal punto della sua formazione (dissociatore) fino al punto di misura.

In fig 2.3.1.1 è riportato un esempio di interfaccia grafica in condizioni reali di utilizzo (durante il test con azoto, che verrà discusso nel paragrafo 2.3.3).



1 Grafico di  $\alpha$  misurato dall'OptMon (viola) e dal QMA (rosso)

Temperature:

- 2 O-ring [°C]
- 3 Collar [°C]

QMA:

- 4 Segnale molecolare dal QMA [un.arb.]
- 5 Segnale atomico dal QMA [un.arb.]
- 6 Frequenza del chopper in camera 3 [Hz]

OptMon:

- 7 Ultimo spettro acquisito
- 8 Grafico di  $\alpha$
- 9 Integrale del picco dell'acqua [un.arb.]
- 10 Livello base del segnale [mV]
- 11 Segnale atomico [un.arb.]
- 12 Segnale molecolare [un.arb.]

Fig 2.3.1.1 – Interfaccia grafica di controllo dello stato dell'ABS

Per le misure sistematiche è stato fissato un punto di lavoro della scarica. Le condizioni operative dei parametri di funzionamento per questo punto sono riportate di seguito, e rimarranno le stesse salvo diversa indicazione.

- Flusso di idrogeno = 75 sccm (standard cm<sup>3</sup>/min)
- Flusso di ossigeno = 2 sccm (standard cm<sup>3</sup>/min)
- Potenza del generatore di microonde = 800 W
- Pressione totale all'interno del tubo ~ 1 mbar

L'interfaccia grafica, che permette una lettura agevole delle condizioni dell'ABS è realizzata mediante LabView®. Tale software, che acquisisce i dati tramite una scheda National Instruments®, permette processi di calcolo preliminare e l'utilizzo di parametri calibrati per il controllo immediato *on-line*. Contemporaneamente salva i dati grezzi o processati, con relativi parametri di calibrazione, per l'analisi accurata *off-line*.

Le grandezze misurate dall'OptMon sono ottenute distinguendo le varie componenti dello spettro: i picchi atomici, le bande molecolari ed il picco dell'acqua. Ogni minuto, il programma acquisisce venti spettri (un singolo spettro viene registrato in circa un secondo) e li media per ottenerne uno singolo più preciso e con meno rumore. Questo spettro viene successivamente scomposto, come visibile nel riquadro 7 di figura 2.3.1.1: il software ricava l'integrale dei picchi corrispondenti all'idrogeno atomico (azzurro) e quello del picco dell'acqua (giallo). Tutti i segnali che non rientrano in queste due categorie vengono conteggiati come segnali molecolari (marrone). Il valore di  $\alpha$ , visibile nel riquadro 8 del grafico, è ricavato dalla formula {2} precedentemente discussa. Tale valore viene riportato nello stesso riquadro (1) per avere un confronto diretto della misura grado di dissociazione a monte (sorgente) ed a valle (punto di interazione, dove si trova la diagnostica basata su QMA). In questo modo si può cercare una correlazione tra le due misure, in quanto nel caso di utilizzo di questi fasci come bersagli, la diagnostica nel punto di interazione non è diretta. Argomento di questa tesi è discutere la relazione tra le misure della diagnostica ottica della scarica in relazione a quelle della diagnostica del fascio atomico.

La scarica viene analizzata dall'estremità del tubo opposta al *nozzle* (mediante una finestra di vetro), quindi è possibile che una parte sia assorbita dagli stessi atomi eccitati di idrogeno nel plasma (quelli non eccitati non presentano righe di assorbimento nella serie di Balmer). L'interazione della radiazione con il gas lungo la linea di iniezione influenza la misura del grado di dissociazione.

Dato che, in condizioni standard di funzionamento, la concentrazione degli atomi è molto maggiore di quella delle molecole, l'assorbimento delle lunghezze d'onda atomiche risulta maggiore. La sezione d'urto di assorbimento dei fotoni per le molecole è molto minore di quella degli atomi. Alla pressione totale di 1 mbar la concentrazione di atomi è circa 10<sup>16</sup> cm<sup>-3</sup>. La densità di atomi nel plasma è 10<sup>-5</sup> rispetto a quella che si avrebbe, nelle medesime condizioni di pressione a temperatura ambiente [15]. La densità degli atomi eccitati risulta quindi N=10<sup>11</sup> cm<sup>-3</sup>. Dalla legge di Beer risulta:

$$I = I_0 e^{-KL} \quad \{3\}$$

dove  $I_0$  è l'intensità iniziale,  $I$  è l'intensità luminosa all'uscita del tubo,  $K$  il coefficiente d'assorbimento,  $L$  la lunghezza del plasma.

Da [16] risulta:

$$K = \frac{N}{4\pi} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\lambda^2}{\Delta\nu_D \tau_{ex}} \quad \{4\}$$

dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda della radiazione misurata,  $\Delta\nu_D$  è la larghezza della riga di emissione dovuta all'agitazione termica,  $\tau_{ex}$  il tempo di vita medio dei livelli eccitati (~20 ns). Per  $\lambda \cong 600$  nm,  $\Delta\nu_D$  ad una temperatura di 1000 K è circa  $10^{10}$  Hz e si ottiene  $K=0.0673$  cm<sup>-1</sup>. Con tale coefficiente di assorbimento ed  $L=10$  cm risulta:

$$I = I_0 e^{-0.673} = 0.51 I_0 \quad \{5\}$$

Si può quindi concludere che la radiazione osservata del plasma subisce una attenuazione che, secondo i calcoli, è circa la metà. In questa formula tuttavia, sono presenti grandezze difficilmente misurabili con precisione. Per valutare, in modo preciso, quale sia realmente l'assorbimento del plasma si potrebbe far passare un fascio laser (ad esempio a 656 nm) attraverso il tubo del dissociatore e misurarne l'attenuazione. Tale tipo di laser risulta non eccessivamente costoso e di facile reperibilità.

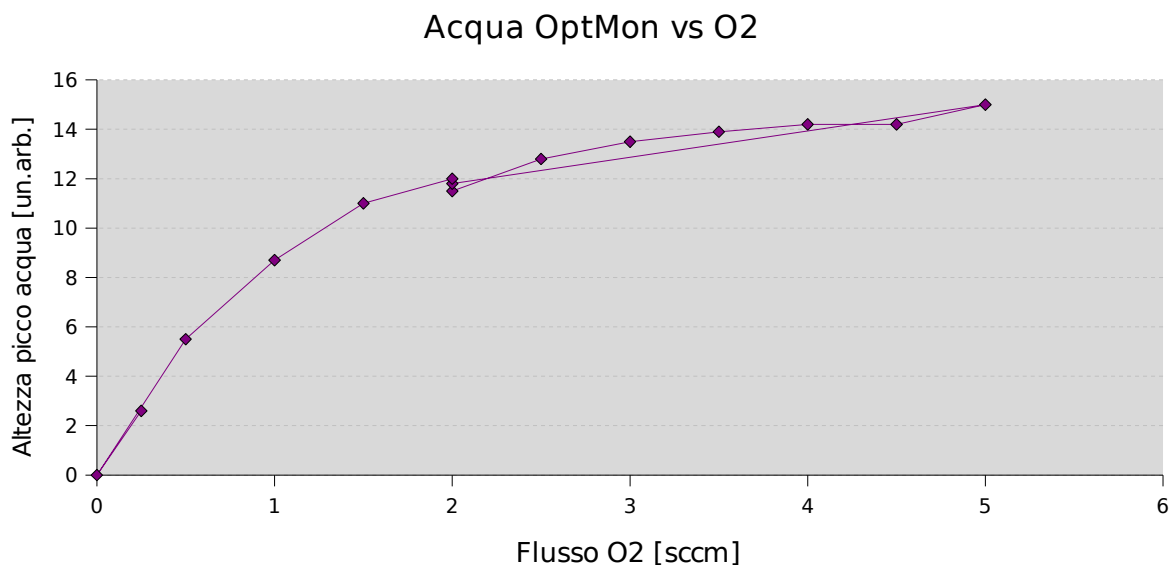
Se si fosse utilizzata la serie di Lyman, si sarebbe avuto assorbimento anche dal gas non eccitato, dato che le righe appartenenti a questa serie hanno in comune il livello base dell'atomo di idrogeno. Di conseguenza non sarebbe stato possibile analizzare la luce in tale direzione, ma si sarebbe dovuta prelevare in direzione perpendicolare al tubo.

Si osserva quindi che, dato che l'assorbimento molecolare della luce è molto piccolo, è possibile misurare  $\alpha$  anche attraverso una colonna di gas (prima della scarica) lunga circa 60 cm, in cui è presente solo la componente molecolare. Nella regione del visibile (serie di Balmer) la densità degli atomi eccitati che possono provocare assorbimento è molto minore di quelli nello stato base. Ne consegue che per queste lunghezze d'onda il gas risulta praticamente trasparente. Tale caratteristica è stata verificata da [12], dove è stato dimostrato che, variando la distanza tra la scarica e la finestra di uscita della luce dal tubo, il valore di  $\alpha$  è rimasto invariato.

Nei seguenti paragrafi verranno presentate alcune misure effettuate con gas utili a calibrazioni e test. Il primo gas in esame è l'ossigeno che, come precedentemente menzionato, è sempre presente nella scarica al fine di migliorare il rendimento del dissociatore. Il secondo gas utilizzato è l'azoto, la cui rilevazione può permettere di individuare perdite lungo la linea di iniezione del gas. Infine l'elio è utile per calibrare il sistema di diagnostica ottica (mediante confronto con i picchi rilevati dall'OptMon e lo spettro noto).

### 2.3.2 Ossigeno

Un'importante informazione che si può ricavare dall'analisi spettrale della luce proveniente dal plasma è la presenza e quantità dell'acqua. Il picco di emissione nella regione dell'infrarosso è infatti proporzionale alla quantità di acqua presente nella scarica, che a sua volta dipende dal flusso di ossigeno. In tutti i grafici presentati riguardanti i flussi di ossigeno, azoto ed elio, il valore riportato in ascissa si riferisce al flusso del gas in esame, in presenza di un flusso standard di idrogeno (75 sccm), che in queste misure non viene mai modificato. Dal seguente grafico (fig. 2.3.2.1) si può constatare la corrispondenza tra la percentuale di ossigeno presente nel dissociatore e il segnale dell'acqua rilevato dallo spettrometro ottico.



Ordine di misura dei dati: 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 2, 2, 1.5, 1, 0.5, 0, 0.25 sccm di O<sub>2</sub>

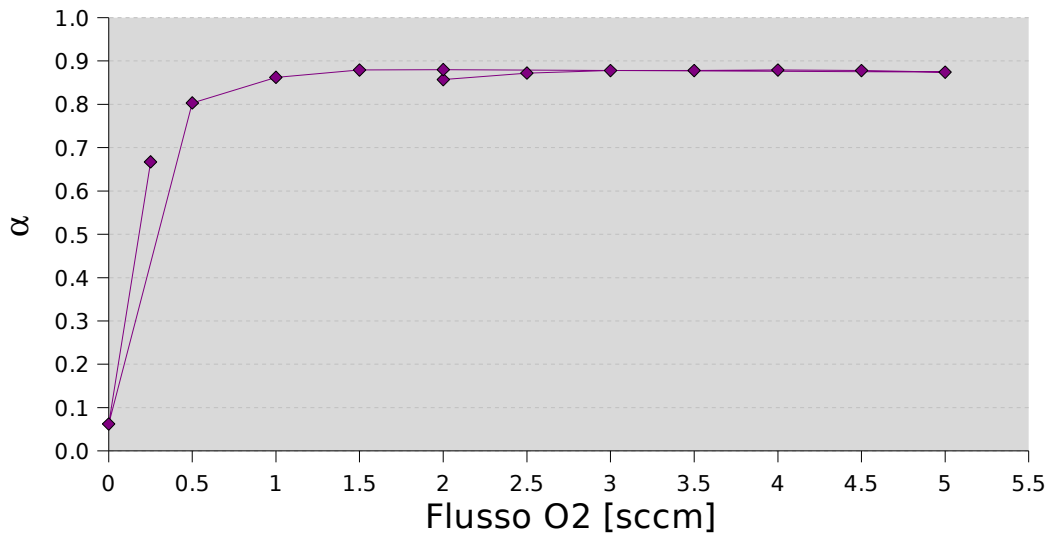
*Fig 2.3.2.1 – Segnale acqua in funzione del flusso di ossigeno*

La misura è stata effettuata partendo da un flusso di 2 sccm ed incrementando l'ossigeno (a passi di 0.5 sccm) fino al massimo possibile (5 sccm). Successivamente è stato ridotto il flusso di ossigeno fino a 2 sccm (per verificare la riproducibilità delle misure) per poi scendere fino a 0 (sempre a passi di 0.5 sccm) e risalire a 0.25 sccm. Come si può notare dal grafico, in assenza di ossigeno, non viene rilevato alcun segnale come si prevedeva e ciò dà un'ulteriore conferma della dipendenza diretta tra segnale rilevato dallo spettrometro ottico e l'emissione indotta dall'eccitazione delle molecole d'acqua. Non è ancora chiaro il motivo per cui c'è saturazione: una possibile spiegazione è che i fotoni emessi dall'acqua vengano in parte assorbiti, prima di giungere all'OptMon, dall'acqua stessa, quando sia presente in alte percentuali. D'altra parte il gas molecolare mostra un piccolo assorbimento di luce. Quindi per spiegare la saturazione del grafico sarebbe necessario una notevole pressione o una lunga colonna di gas tra il plasma e la finestra di uscita.

La saturazione potrebbe inoltre essere dovuta ad una diminuzione della temperatura degli elettroni, in presenza di maggiori quantità di acqua o all'impossibilità di eccitare tutte le molecole presenti, dato che la potenza delle microonde resta costante. Sono quindi necessari ulteriori studi per comprendere chiaramente questo comportamento.

Un'ulteriore dato che si deduce dall'analisi degli spettri corrispondenti a diversi flussi di ossigeno riguarda il grado di dissociazione. Il grafico 2.3.2.2, che rappresenta il grado di dissociazione rilevato dal quadrupolo di massa, conferma il noto effetto benefico dell'ossigeno su  $\alpha$ .

### Alpha QMA vs O2

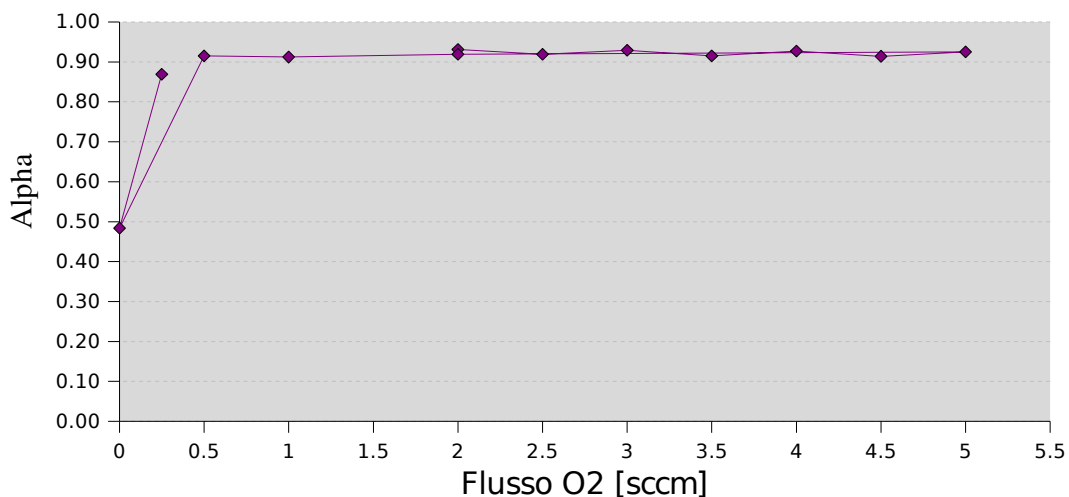


Ordine di misura dei dati: 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 2, 2, 1.5, 1, 0.5, 0, 0.25 sccm di O<sub>2</sub>

Fig 2.3.2.2 – Dissociazione QMA in funzione del flusso di ossigeno

In assenza di ossigeno, infatti, si ottiene una dissociazione misurata nel fascio praticamente nulla (~6%). Mentre già con lo 0.33% di ossigeno si ottiene un discreto valore di  $\alpha$  (~67%). Il gas, dopo essere stato dissociato dalla scarica, passa per il tubo, il *nozzle* e la camera, per poi giungere sul QMA. Quindi la misura del grado di dissociazione dipende dalle condizioni di tutti questi elementi, con cui il gas entra in contatto. L'acqua è indispensabile per ridurre la ricombinazione superficiale, sia sulle pareti interne del tubo di quarzo, sia sul *nozzle* (dove è presente sotto forma di ghiaccio perché la temperatura è ~75 K) [14]. Dal confronto tra le misure ottenute dall'OptMon e dal QMA, però, è possibile dedurre un'ulteriore dato molto interessante: in assenza di ossigeno il plasma stesso presenta un minor grado di dissociazione, come risulta evidente dal grafico 2.3.2.3.

### Alpha OptMon vs O2



Ordine di misura dei dati: 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 2, 2, 1.5, 1, 0.5, 0, 0.25 sccm di O<sub>2</sub>

Fig 2.3.2.3 – Dissociazione OptMon in funzione del flusso di ossigeno

Da questi dati risulta quindi che l'ossigeno, oltre a prevenire la ricombinazione superficiale sul *nozzle* e sulle superfici interne del tubo dopo la scarica, potrebbe anche avere un benefico effetto anche nella regione interessata dal plasma. Dai grafici è evidente l'effetto positivo di piccole quantità di ossigeno, nonostante il fatto che l'acqua da esso generata, in linea di principio, possa diminuire l'energia degli elettroni.

Per valutare la possibilità di rilevare eventuali impurità dovute a *leaks* o altri tipi di gas presenti nella linea di alimentazione, si è scelto di analizzare gli spettri raccolti, introducendo percentuali variabili di azoto ed elio. Questi due gas hanno effetti completamente diversi e per tale motivo le percentuali che si è deciso di utilizzare nei due casi sono anch'esse notevolmente diverse.

### 2.3.3 Azoto

Il più rilevante effetto che si può notare in seguito all'introduzione di piccole (<5%) quantità di azoto è un peggioramento molto consistente del grado di dissociazione, come si può evincere dal seguente grafico:

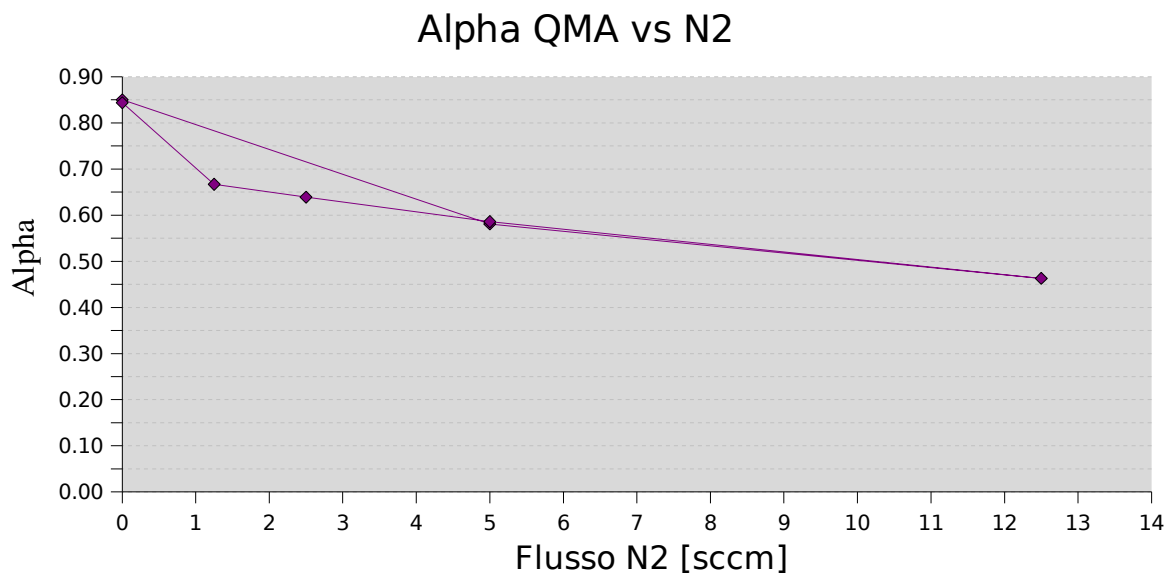
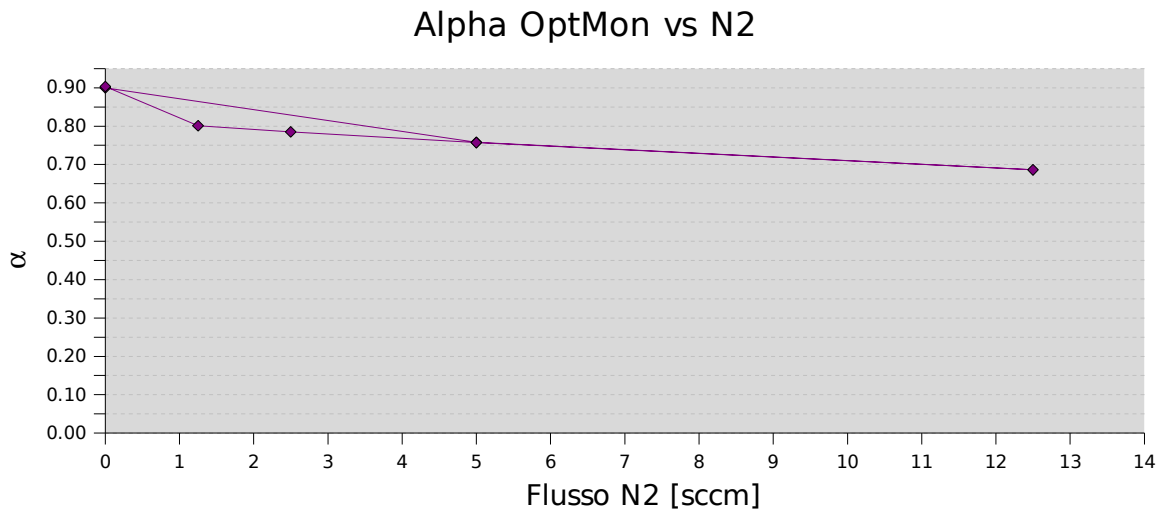


Fig 2.3.3.1 – Dissociazione QMA in funzione del flusso di azoto

Anche in questo caso si sono effettuate più misure nelle stesse condizioni in tempi diversi (per verificare la riproducibilità), nell'ordine: 0, 5, 12.5, 5, 2.5, 1.25, 0 sccm (vedi anche fig. 2.3.1.1). Come si può notare entrambe le misure a 5 sccm concordano, come pure quelle a 0 effettuate all'inizio ed alla fine: da quest'ultimo dato si deduce che il test effettuato con azoto non ha modificato permanentemente l'ABS. In questo caso si osserva un comportamento opposto a quello dell'ossigeno: con l'aumentare della concentrazione di azoto nel plasma, il grado di dissociazione diminuisce. Tale effetto è imputabile al fatto che le molecole di azoto sono più facilmente ionizzabili di quelle di idrogeno e quindi rendono meno efficace l'azione di dissociazione delle microonde nei confronti di quest'ultimo gas.



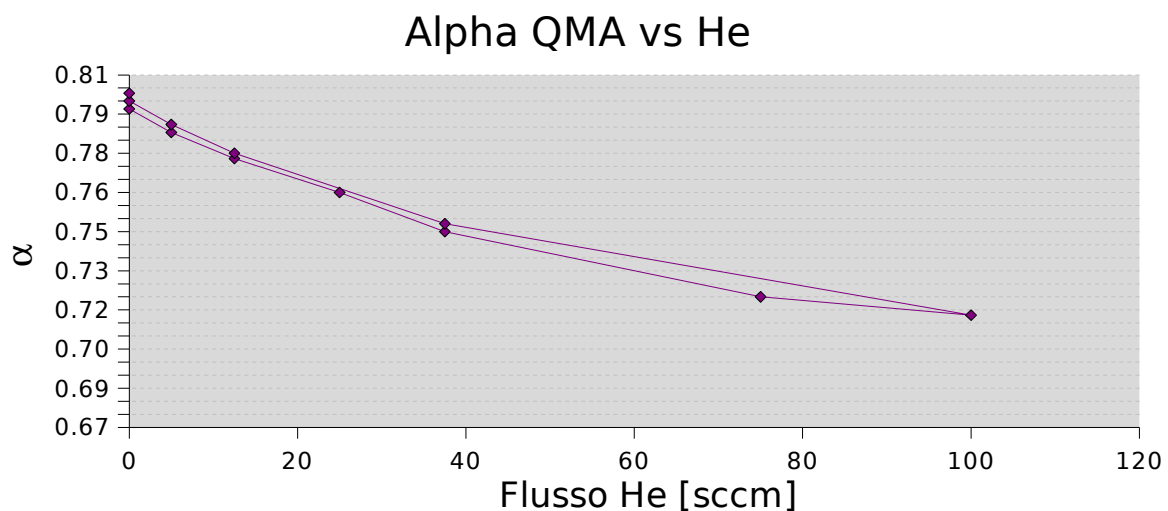
*Fig 2.3.3.2 – Dissociazione OptMon in funzione del flusso di azoto*

Anche il grafico del sistema di diagnostica ottica presenta lo stesso andamento, in perfetto accordo con il grafico precedente (fig. 2.3.3.1)

### 2.3.4 Elio

L'ultimo gas utilizzato è l'elio. Dato che l'influenza di tale gas sulle condizioni del dissociatore è molto minore dell'azoto, si è deciso di arrivare a testare anche percentuali maggiori, fino al 57% del flusso totale. Non ci si è spinti oltre in quanto l'aumento del flusso totale, dovuto all'aggiunta del flusso di elio, causa un maggiore carico termico alla parte terminale del tubo di quarzo ed al *nozzle* (un flusso maggiore di gas porta ad una maggiore conduzione di calore dal plasma all'ugello).

Il primo grafico presentato (fig. 2.3.4.1) mostra il consueto calo del valore di  $\alpha$ , all'aumentare della percentuale di elio immesso. I valori utilizzati per il flusso di elio sono, nell'ordine: 0, 5, 12.5, 25, 37.5, 75, 100, 37.5, 12.5, 5, 0 sccm.



*Fig 2.3.4.1 – Dissociazione QMA in funzione del flusso di elio*



Anche in questo caso, all'aumentare della concentrazione di elio, si osserva una diminuzione di  $\alpha$ . E' interessante notare che la seconda metà di curva ottenuta diminuendo il flusso di elio, non va a sovrapporsi esattamente con la prima parte, ma risulta sempre leggermente maggiore. Questo comportamento deriva dal fatto che, nonostante l'apparato fosse acceso (in condizioni stabili) da parecchie ore, si nota un ulteriore miglioramento del valore di dissociazione nel fascio: quando la scarica è accesa con il passare del tempo si ha un graduale aumento del grado di dissociazione; questo miglioramento è attribuibile allo strato di ghiaccio che si forma sul *nozzle*.

Le misure dello spettrometro ottico presentano un andamento simile. Anche in questo caso si ha un calo di  $\alpha$ , all'aumentare della percentuale di elio, con valori di dissociazione maggiori nel ramo discendente della curva.

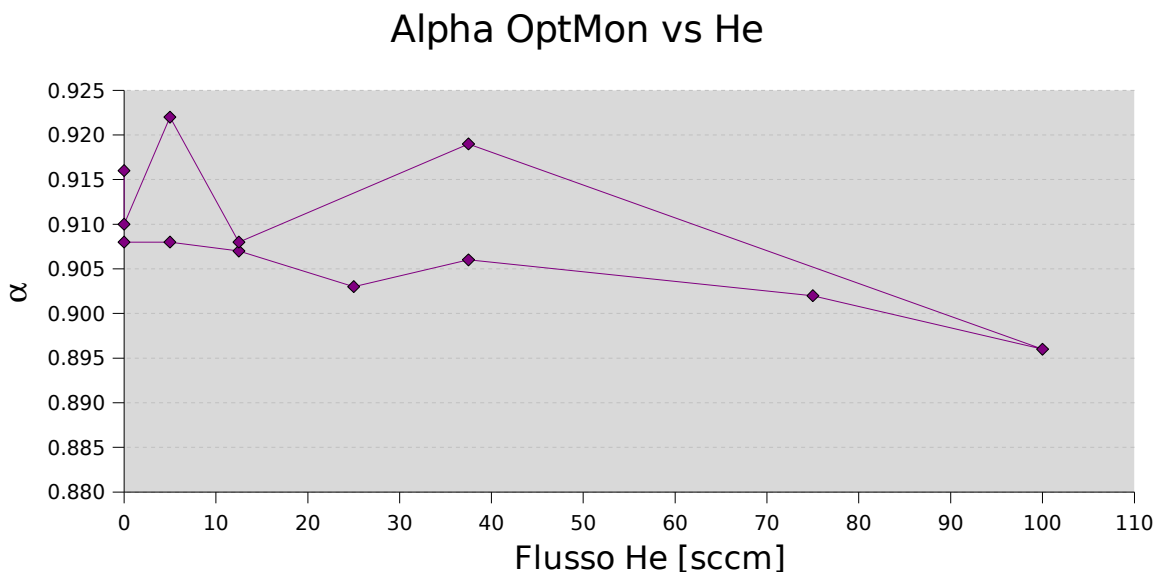


Fig 2.3.4.2 – Dissociazione OptMon in funzione del flusso di elio

La differenza notevole tra i due grafici, risiede nel fatto che, mentre il grado di dissociazione rilevato dal QMA cala da ~79.5% a ~71.5%, quindi di 8 punti percentuali, quella misurata dall'OptMon cala da ~91.5% a ~89.2%, quindi di soli 2 punti percentuali.

Il comportamento di  $\alpha$  in presenza di elio risulta interessante: entrambi i grafici (2.3.4.1 e 2.3.4.2) mostrano un calo, all'aumentare del flusso di He. L'elio è un gas nobile, quindi non forma molecole ed ha un potenziale di ionizzazione di 24.6 eV, che risulta molto maggiore dell'energia di dissociazione dell'idrogeno molecolare (4.5 eV) [app B].

In questo caso, anche con l'aggiunta di elio alla miscela gassosa, la temperatura degli elettroni non viene influenzata, in quanto le collisioni e-He sono elastiche.

Un'ulteriore dato che si ricava da queste misure effettuate con elio riguarda il carico termico sul *nozzle*. Nella figura 2.3.4.3 ne è rappresentato l'andamento in funzione del flusso di gas (nell'ordine 0, 5, 12.5, 25, 37.5, 75, 100, 37.5, 12.5, 5, 0 sccm).

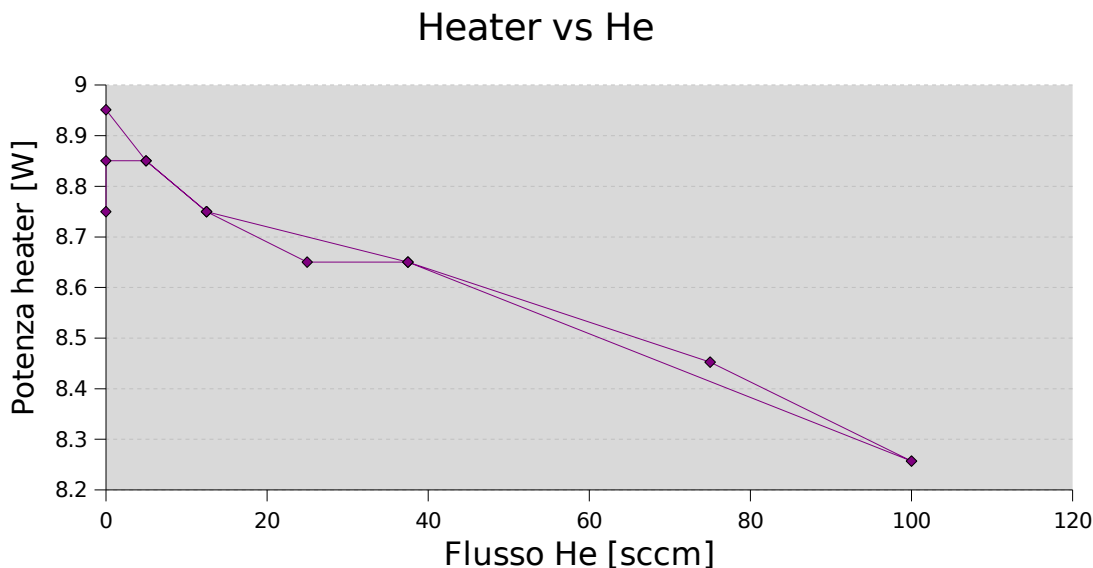


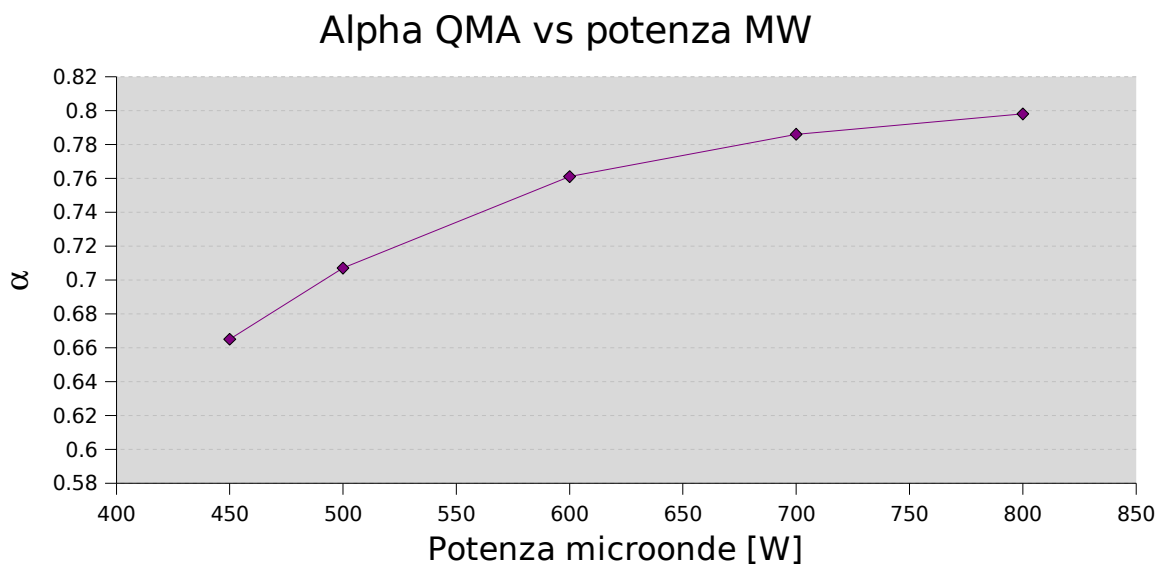
Fig 2.3.4.3 – Potenza heater in funzione del flusso di elio

In questo caso gli effetti studiati non dipendono dalle proprietà chimiche del tipo di gas utilizzato, ma semplicemente dal fatto che potendo aggiungere una consistente percentuale di elio (57%), il flusso totale risulta più che raddoppiato (175 cm<sup>3</sup>/min) e quindi trasporta molto più calore verso o-ring, *collar* e *nozzle*.

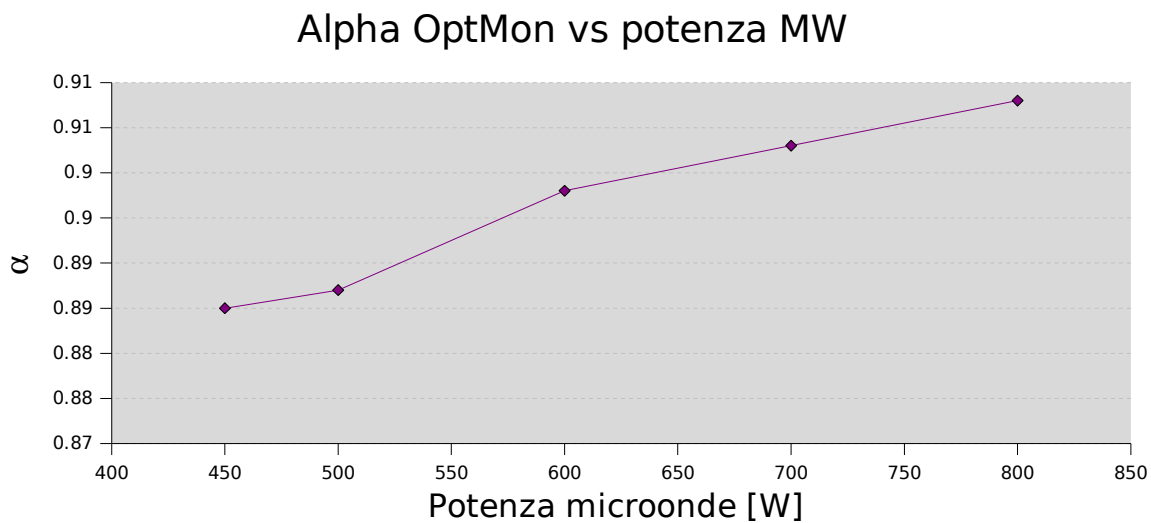
La temperatura del *nozzle* non subisce rilevanti variazioni, in quanto esso è raffreddato da una testa-fredda e riscaldato a 75 K da un *heater* pilotato da un controller PID. Il carico termico sul *nozzle* è comunque deducibile dalla potenza dissipata dal riscaldatore: la tensione fornita dal controller può essere letta direttamente dal suo display e l'elemento riscaldante ha una resistenza di 35 Ω. All'aumentare del flusso, aumenta il carico termico sul *nozzle* e di conseguenza il dispositivo PID riduce la potenza erogata per mantenere costante la temperatura.

### 2.3.5 Potenza MW

Come ultimo test si è effettuata una scansione in potenza del generatore di microonde (MW), partendo dal valore standard di 800 W e giungendo fino a 450 W: a potenze inferiori la scarica non è più in grado di auto sostenersi e quindi si spegne. La dipendenza di  $\alpha$  ha l'andamento atteso: diminuendo la potenza delle microonde, il grado di dissociazione diminuisce (sia quello misurato dal quadrupolo di massa che dal monitor ottico).



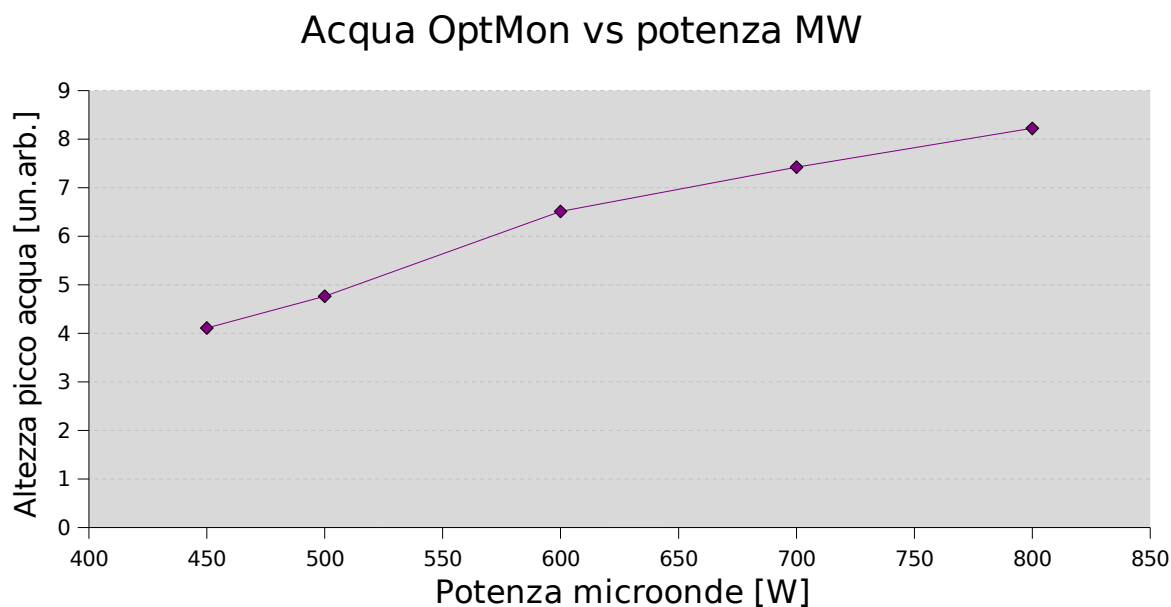
*Fig 2.3.5.1 – Dissociazione QMA in funzione della potenza microonde*



*Fig 2.3.5.2 – Dissociazione OptMon in funzione della potenza microonde*

In questo caso la diminuzione del grado di dissociazione, col calare della potenza delle microonde, è ricollegabile al fatto che a basse potenze del MW non si fornisce al gas sufficiente energia per dissociare tutte le molecole di idrogeno (provenienti sia dal flusso di gas immesso, sia dalla ricombinazione).

Dal grafico 2.3.5.3 si nota inoltre che, diminuendo la potenza delle microonde, il picco dell'acqua diminuisce, in quanto l'energia disponibile per eccitare le molecole di H<sub>2</sub>O è minore e quindi risulta minore anche l'emissione di radiazioni infrarosse. Questo fatto porta alla necessità di mantenere costante la potenza del MW per ottenere dei valori relativi di misure dell'acqua consistenti gli uni con gli altri.



*Fig 2.3.5.3 – Picco acqua in funzione della potenza microonde*

In corrispondenza del valore 600 W si nota un cambiamento di pendenza: tale variazione può essere interpretata come saturazione dell'eccitazione: in questa misura i flussi di idrogeno ed ossigeno restano costanti e non vengono introdotti altri gas. L'unico parametro modificato è la potenza delle microonde. Di conseguenza il numero totale di molecole d'acqua presenti nel gas resta costante. Aumentando la potenza si giunge ad un punto in cui tutte le molecole presenti sono eccitate e ulteriori aumenti di potenza non producono più alcuna variazione nell'intensità di emissione a 813 nm proveniente dalle molecole di acqua.

## 2.3.6 Controllo gas

### - ELIO

I seguenti grafici mostrano come sia possibile rilevare la presenza di gas indesiderati ed inoltre identificarli, mediante il confronto con spettri noti. In figura 2.3.6.1 è presentato uno spettro corrispondente ad un flusso di 100 sccm di elio aggiunto al flusso standard (75 sccm) di idrogeno: sono nettamente visibili i picchi estranei allo spettro dell'idrogeno. Confrontandoli con lo spettro di elio si nota una perfetta corrispondenza.

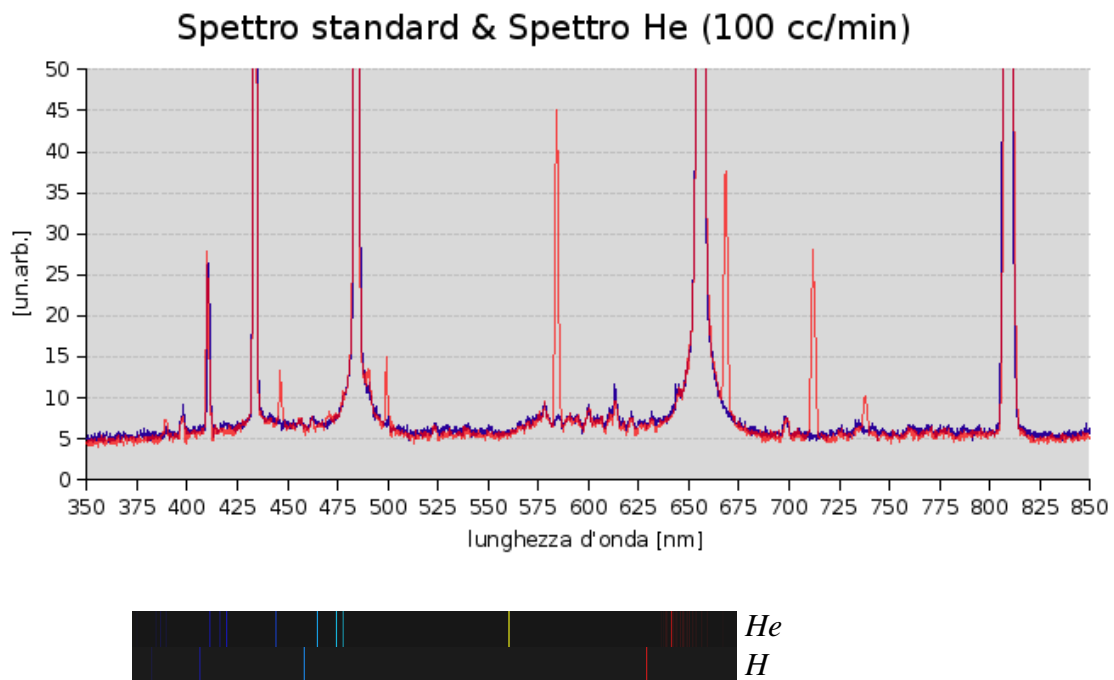


Fig 2.3.6.1 – Spettro H (blu) ed H+He (rosso) e confronto con i relativi spettri noti

Come si può notare da questo spettro, l'elio non cambia la temperatura degli elettroni: infatti il picco  $H_{\epsilon}$  a 389 nm (cfr tab. 2.2.1) rimane presente anche quando viene immessa una notevole quantità di elio (100 sccm contro il 75 sccm di idrogeno). Questo fatto è una chiara evidenza che gli elettroni hanno energia sufficiente per eccitare i livelli a più alta energia della serie di Balmer (~13 eV).

Per determinare la percentuale minima di elio misurabile si è costruito il grafico 2.3.6.2, che riporta l'andamento dell'integrale dei picchi dell'elio in funzione del suo flusso. E' inoltre riportato il livello del rumore nel segnale, in modo da ottenere, mediante intersezione, la percentuale minima cercata.

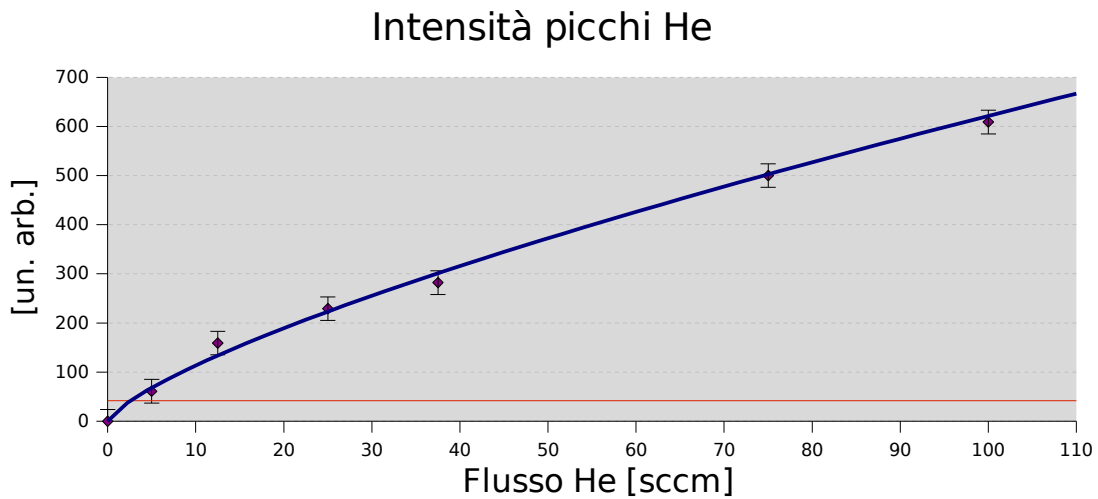


Fig 2.3.6.2 – Somma altezze picchi elio in funzione del suo flusso

## - AZOTO

Lo stesso procedimento è stato ripetuto con l'azoto: l'unica differenza operativa è che, mentre con l'elio si può arrivare anche ad alti flussi (in quanto tale gas non influenza molto il comportamento del dissociatore), con l'azoto non ci si è spinti oltre 12.5 sccm perché quest'ultimo gas, anche in piccole quantità, ha effetti molto negativi sul dissociatore. Infatti anche basse percentuali di tale gas provocano una notevole diminuzione del grado di dissociazione.

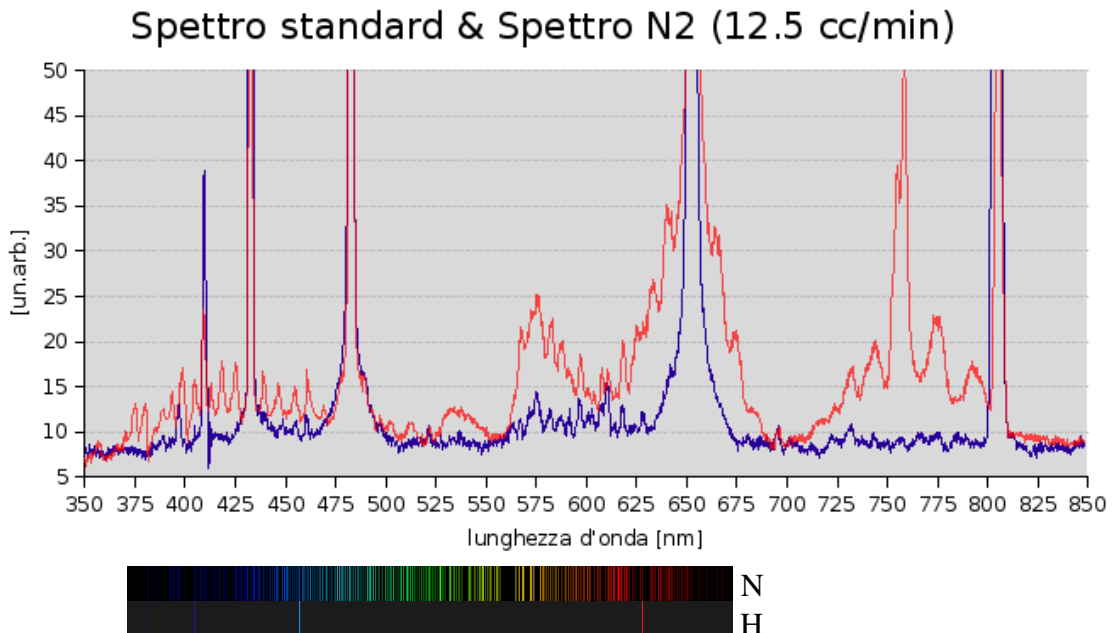
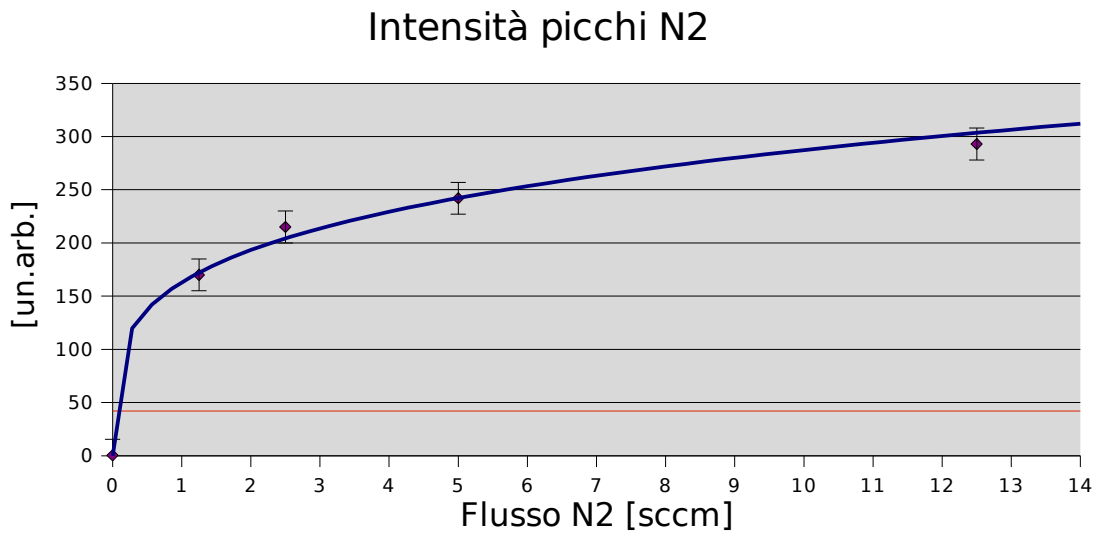


Fig 2.3.6.3 – Spettro H (blu) ed H+N (rosso) e confronto con i relativi spettri noti

Osservando lo spettro dell'azoto si nota che sono presenti molte più righe di emissione rispetto agli altri gas considerati; questo fatto rende impossibile un confronto diretto con lo spettro rilevato dall'OptMon.

Anche in questo caso, con procedimento del tutto analogo a quello per l'elio, è stata calcolata la percentuale minima rilevabile: l'apparato si dimostra più sensibile rispetto al gas precedente, in quanto, come già detto, l'azoto risulta una molecola più facilmente ionizzabile, sia rispetto all'idrogeno che rispetto all'elio.



*Fig 2.3.6.4 – Somma altezze picchi azoto in funzione del suo flusso*

## 2.4 Conclusioni

E' noto che l'efficienza nella produzione di idrogeno atomico è legata alla temperatura e densità di elettroni nel plasma. In generale generatori di HF (alta frequenza) di elevata intensità producono  $\alpha$  elevate: i grafici 2.3.5.1 e 2.3.5.2 dimostrano l'aumento del grado di dissociazione, all'aumentare della potenza delle microonde. Perdite o desorbimento dalle superfici interne dei tubi in cui fluisce l'idrogeno producono impurità, che contribuiscono a far calare il grado di dissociazione, perché riducono la temperatura e densità di elettroni. Inoltre, in presenza di altri gas non desiderati, le collisioni a tre corpi diventano non trascurabili. Le misure effettuate dimostrano tale comportamento. La presenza di elio non cambia la temperatura degli elettroni (infatti ha un effetto molto minore dell'azoto) ma i grafici 2.3.4.1 e 2.3.4.2 mostrano ugualmente un calo di  $\alpha$ , evidenza di collisioni a tre corpi.

Nei grafici 2.3.3.1 e 2.3.3.2 si nota come anche piccole quantità di azoto provochino un notevole calo del grado di dissociazione. Tale gas, infatti, non solo contribuisce alla ricombinazione attraverso collisioni a tre corpi, ma può anche avere un effetto negativo sulla temperatura e densità degli elettroni. L'energia di dissociazione dell'azoto è infatti 9.8 eV, quindi vicina a quella dell'idrogeno (4.5 eV) [app. B]. Dato questo comportamento, è evidente l'importanza di evitare nel modo più assoluto ogni *leak* di aria nella linea di idrogeno, mantenendo ad esempio (ove possibile) la pressione di tale gas maggiore di quella atmosferica. Inoltre risulta importante avere superfici interne pulite, in modo da contenere il livello di desorbimento superficiale.

Dal grafico 2.3.2.1 si nota come sia possibile con l'OptMon rilevare la presenza di ossigeno, indispensabile per un corretto funzionamento del dissociatore, mediante la misura dell'altezza del picco d'acqua a 813 nm.

In conclusione, si può notare che il sistema di diagnostica ottica che è stato costruito risulta essere un dispositivo semplice, in grado di misurare il grado di dissociazione  $\alpha$  con un metodo non invasivo. Con l'OptMon quindi è possibile compiere uno studio dettagliato del plasma e quindi ottimizzare il processo di dissociazione per ottenere un fascio atomico denso e con bassa percentuale di molecole. Tale misura viene effettuata direttamente all'interno del tubo di dissociazione, nel plasma, zona del tutto inaccessibile a tecniche di misura tradizionali come quelle ottenute dal quadrupolo di massa. Il confronto tra i valori di  $\alpha$  misurati dall'OptMon e quelli misurati dal QMA dimostrano che le misure del sistema di diagnostica ottica presentano la medesima tendenza di quelle ottenute con metodi tradizionali.



## 2.5 Futuri sviluppi

E' importante notare che, se applicato un sistema ottico come un microscopio, che focalizzi piccoli punti dentro il plasma, è possibile ampliare ulteriormente il campo di analisi, come ad esempio la ricombinazione dell'idrogeno atomico in molecolare in ogni parte del tubo (superficie, zona centrale, etc). Creando un grafico dell'andamento di  $\alpha$  in funzione della distanza dal centro del tubo, è possibile definire quale sia la zona interessata da maggior ricombinazione: superficie interna del tubo in corrispondenza del plasma, tratto del tubo che conduce al *nozzle*, nel volume.

E' inoltre possibile studiare l'effetto di campi magnetici paralleli all'asse del tubo, in modo da contenere il plasma ed evitare il bombardamento delle pareti interne del tubo di quarzo. Tale processo ha l'effetto negativo di erodere il quarzo (fino a giungere alla rottura del tubo dopo alcuni mesi di utilizzo continuativo), strappando piccoli frammenti che, spinti dal flusso gassoso, vanno a depositarsi sul *nozzle*, rendendo vano ogni tentativo di utilizzare su di esso *coating* con *drifilm*. Per questo motivo, infatti, il *coating* del *nozzle* è realizzato unicamente con ghiaccio (proveniente dall'ossigeno immesso nella scarica) che si rinnova di continuo, ricoprendo le impurità che giungono sul di esso. Se fosse possibile eliminare l'erosione del quarzo, il *nozzle* potrebbe essere trattato con *coating* specifici per ridurre ulteriormente la ricombinazione. Inoltre lo spettrometro ottico può anche essere impiegato per studiare la temperatura degli elettroni (vedi par. 2.3.4) ed applicato anche ad altri tipi di plasma.

Un'ulteriore possibilità consiste nell'utilizzare un potente laser per eccitare (eccitazione a due fotoni) l'idrogeno del fascio lungo tutto il percorso, dal tubo di dissociazione fino oltre il *nozzle*. In tale modo si può costruire un grafico dell'andamento di  $\alpha$  dalla scarica fino al bersaglio, che renderebbe immediatamente evidente le zone caratterizzate da maggiore ricombinazione. Tale metodo però risulta molto più dispendioso, sia in termini di risorse economiche (costo del laser stesso e delle ottiche e fotomoltiplicatori per UV) che di modifiche all'ABS: l'attuale apparato non permette il prelievo di luce in direzione perpendicolare al tubo di dissociazione.

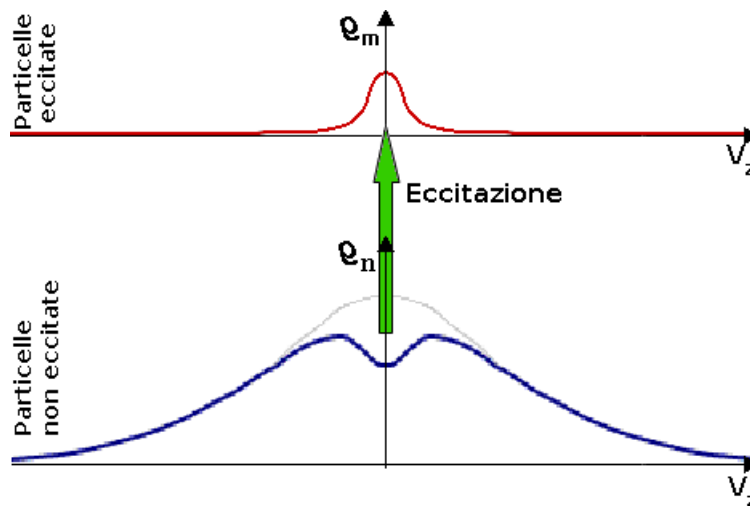
### 3 Light Induced Drift (LID)

#### 3.1 Teoria

Il *Light Induced Drift* (LID) è un effetto che, basandosi sull'eccitazione selettiva di atomi o molecole allo stato gassoso, permette di ottenere la separazione di specie atomiche diverse, di isotopi dello stesso elemento o modificazioni della stessa molecola (come ad esempio para- ed orto-). Per ottenere tale effetto è necessaria una cella riempita del gas da separare e da un gas di *buffer*.

Ad una data temperatura per effetto dell'agitazione termica le particelle di un gas hanno le rispettive righe di assorbimento allargata per effetto Doppler.

Facendo fare passare attraverso la cella, che contiene il gas, (direzione z) un fascio di luce molto intensa e monocromatica (quindi ad esempio proveniente da un laser), di frequenza luminosa  $\omega_L$ , si ottiene assorbimento selettivo: non tutte le particelle possono assorbire il fotoni. Nel caso la riga di assorbimento del gas  $\omega_G$  sia coincidente con quella del laser ( $\omega_G = \omega_L$ ) si avrà assorbimento solo dalle particelle che hanno la componente z della velocità pressoché nulla, come mostrato in fig 3.1.1.

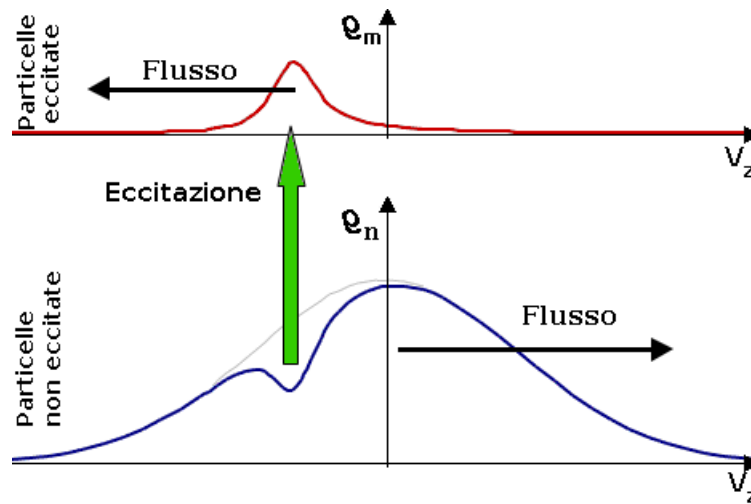


- $\rho_m$  Densità di particelle eccitate
- $\rho_h$  Densità di particelle non eccitate
- $V_z$  Proiezione della velocità delle particelle in direzione z

Fig 3.1.1 – Eccitazione particelle con  $\omega_G = \omega_L$

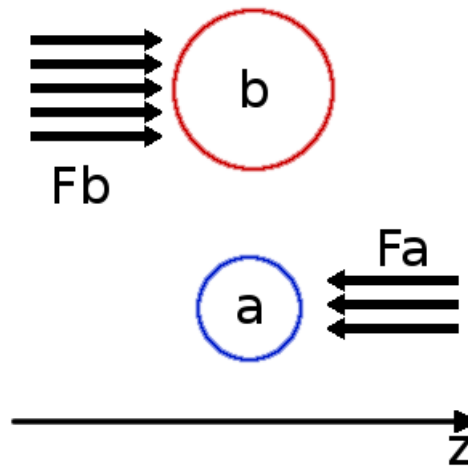
Se invece la frequenza luminosa risulta leggermente diversa da quella naturale di assorbimento delle particelle, si ha assorbimento solo da quelle che hanno una componente z della velocità diversa da zero (minore, nel caso di fig. 3.1.2). Il valore di tale velocità risulta proporzionale alla differenza  $\Delta\omega = (\omega_G - \omega_L)$ .

Nel caso riportato in fig 3.1.2 la luce è ipotizzata proveniente da +z e spostata verso frequenze minori rispetto al picco di assorbimento di particelle a riposo. Di conseguenza  $\Delta\omega$  risulta positivo.



- $\rho_m$  Densità di particelle eccitate
- $\rho_n$  Densità di particelle non eccitate
- $V_z$  Proiezione della velocità delle particelle in direzione z

*Fig 3.1.2 – Eccitazione particelle con  $\omega_G \neq \omega_L$*



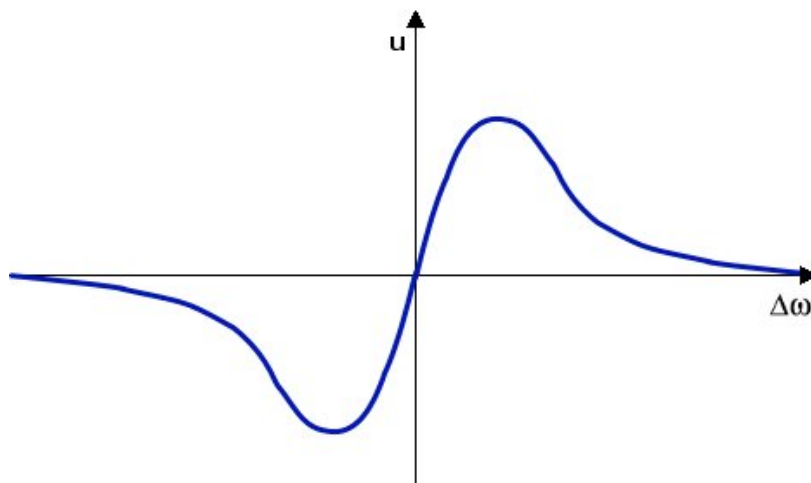
- a Particella non eccitata che viaggia in direzione +z
- Fa Attrito diffusivo della particella non eccitata
- b Particella eccitata che viaggia in direzione -z
- Fb Attrito diffusivo della particella eccitata

*Fig 3.1.3 – Differenza di attrito per particelle eccitate e non eccitate*

In questo modo si ottiene un flusso di particelle eccitate nella direzione  $-z$  ed un flusso di particelle non eccitate nella direzione opposta  $(+z)$ . Se nella cella fosse presente solo gas otticamente attivo i due flussi risulterebbero uguali, in quanto la pressione di radiazione è di alcuni ordini di grandezza inferiore, e quindi può essere trascurata. Per tale motivo è necessario (al fine di realizzare il LID) che nella cella sia presente anche un gas inattivo, il gas di buffer.

Dato che le particelle eccitate hanno, in generale, una sezione d'urto leggermente maggiore rispetto a quelle non eccitate, il loro attrito diffusivo nei confronti del gas di buffer risulta maggiore (vedi fig. 3.1.3). Di conseguenza il moto, in direzione  $-z$ , delle particelle eccitate viene frenato maggiormente rispetto a quello in direzione  $+z$  delle particelle non eccitate. Come risultato, sommando i due flussi con i rispettivi segni, si ottiene un flusso netto in direzione  $+z$  di particelle del gas otticamente attivo. Per la conservazione della quantità di moto risulta inoltre un flusso in direzione  $-z$  del gas inattivo.

In fig. 3.1.4 è mostrato l'andamento della velocità di LID ( $u$ ) in funzione della differenza tra la frequenza del laser e la frequenza di assorbimento del gas a riposo. Per la natura del LID, in risonanza perfetta ( $\Delta\omega=0$ ) la velocità è 0. Mentre con spostamento verso frequenze minori (maggiori) è positiva (negativa).



*Fig 3.1.4 – Velocità LID ( $u$ ) in funzione del detuning*

Nel caso delle due modificazioni delle molecole di  $\text{CH}_3\text{F}$  non serve alcun gas di buffer, in quanto regolando la lunghezza d'onda del laser in modo da eccitare le molecole para-, quelle orto- non vengono eccitate e quindi rappresentano esse stesse il gas di buffer (e viceversa). La distanza tra le due righe di assorbimento è  $10 \text{ cm}^{-1}$ , cioè 30 GHz, sufficiente ad avere un'eccitazione selettiva.

## 3.2 Applicazioni pratiche

Esistono due possibilità sperimentali: cella chiusa e cella aperta. Nel primo caso il tubo è chiuso ad entrambe le estremità (come è stato discusso precedentemente) e quindi il numero totale di molecole all'interno della cella resta costante. Le molecole che sono spinte (attratte) dalla luce possono essere concentrate ad una estremità. Tale aumento di densità continua finché la diffusione nella direzione opposta diventa uguale alla velocità di deriva indotta dal laser. Si giunge quindi ad uno stato stazionario.

L'altra possibilità consiste nell'avere entrambe le estremità del tubo aperte, in modo da permettere un flusso continuo di molecole attive. In questo caso la densità lungo la cella non cambia. Questo *setup* può permettere di separare molecole attive da quelle del gas di buffer, come ad esempio para- ed orto-  $\text{CH}_3\text{F}$ . Tale separazione può essere ottenuta nel seguente modo (vedi fig. 3.2.1): un fascio di luce laser di opportuna lunghezza d'onda (leggermente diversa della riga di assorbimento a riposo del gas attivo) viene fatto passare attraverso la cella. Regolando il flusso totale di gas entrante da una estremità, affinché sia abbastanza piccolo, è possibile fermare le molecole attive, prima che escano dall'estremità opposta. All'uscita della cella quindi si otterrebbe un flusso di molecole otticamente non attive. Con tale metodo quindi sarebbe possibile ottenere una sorgente di molecole non otticamente attive, nel caso in esame di orto- $\text{CH}_3\text{F}$ .

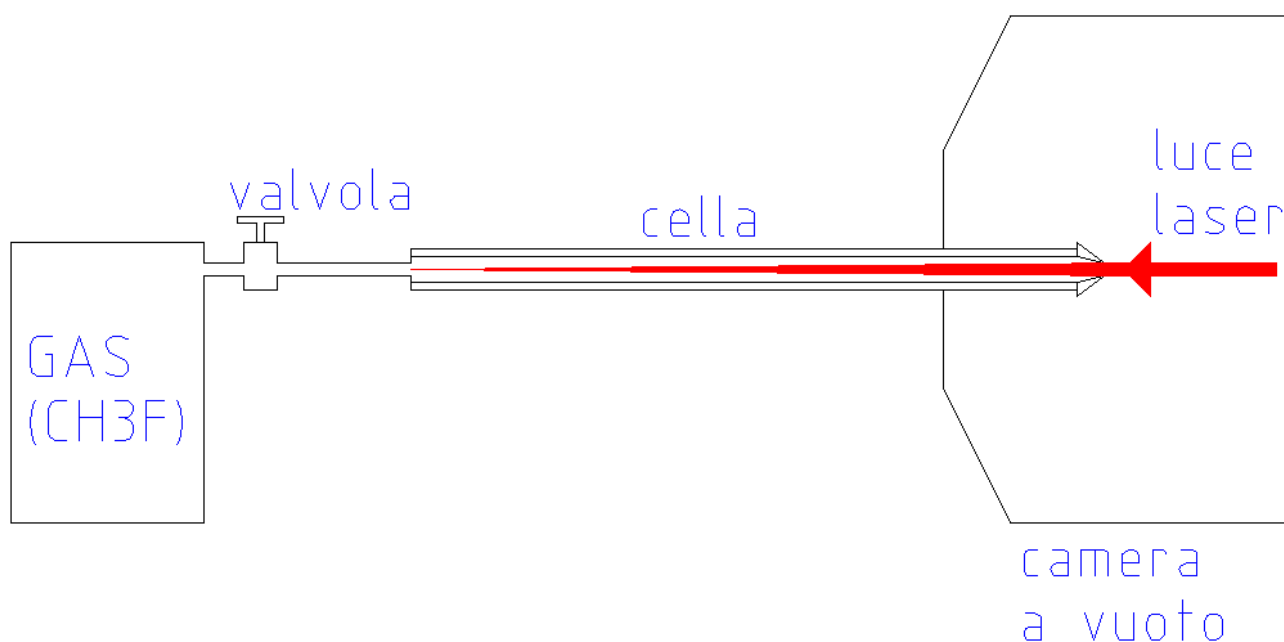
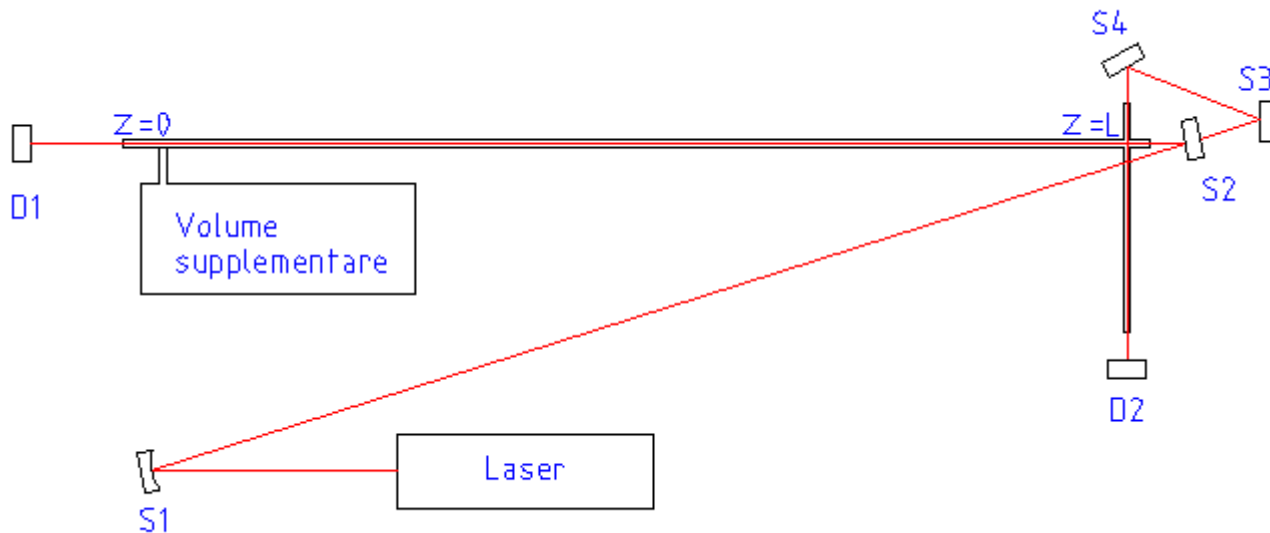


Fig 3.2.1 – Schema a cella aperta

Nell'ambito di questa tesi, per misurare la velocità di deriva ( $u$ ) è stato scelto il primo *setup*, aggiungendo inoltre un volume di gas (molto maggiore di quello contenuto nella cella) all'estremità  $z=0$  del tubo, come mostrato in fig. 3.2.2. In questo modo la densità a quel capo del tubo viene mantenuta costante. Misurando la densità all'estremità opposta nel caso di  $\Delta\omega > 0$  e successivamente  $\Delta\omega < 0$ , si può ottenere un segnale di intensità doppia (vedi fig 3.2.3) rispetto ad una cella senza il volume aggiunto.



- S1 Specchio sferico ( 10 m CC)
- S2 Specchio piano parzialmente trasparente
- S3, S4 Specchi piani
- D1, D2 Detectors

Fig 3.2.2 – Schema cella e percorso luce laser

Considerando una cella lunga  $L$  (fig. 3.2.2) e sottile, riempita di gas molecolare attivo (che assorbe la radiazione luminosa che attraversa la cella in direzione  $z$ ) e di gas di buffer. Dato che il diametro è trascurabile rispetto alla lunghezza ed il tempo medio tra le collisioni è molto minore di altri tempi caratteristici, come il tempo di diffusione, le grandezze che descrivono il gas possono essere considerate uniformi nelle direzioni perpendicolari alla cella ( $x$  ed  $y$ ). Quindi sotto queste condizioni il LID dentro la cella può essere trattato come un problema unidimensionale, semplificando notevolmente i calcoli, secondo l'equazione generale di diffusione:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} \mp v \frac{\partial N}{\partial z} + MN \quad 0 \leq z \leq L \quad \{6\}$$

con le condizioni al contorno:

$$\begin{aligned} N &= N_0 \quad \text{per } z = 0 \\ \frac{\partial N}{\partial z} &= 0 \quad \text{per } z = L \end{aligned} \quad \{7\}$$

N rappresenta la densità delle molecole attive, z la coordinata (che varia tra 0 ed L), D il coefficiente di diffusione, v il modulo della velocità (u) di deriva, M l'inverso del tempo di vita medio delle molecole attive, in quanto in generale potrebbero venire scisse dalla radiazione laser.

Questa equazione risulta molto complessa, ma sotto l'assunzione che l'effetto di deriva indotto dal laser è piccolo, il tempo di vita medio delle molecole è infinito e considerando solo stati stazionari ( $\partial N / \partial t = 0$ ), l'equazione {6} risulta molto semplificata:

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} = \pm v \frac{\partial N}{\partial z} \quad \{8\}$$

La soluzione generale è:

$$N = A e^{\frac{v}{D}z} + B e^{-\frac{v}{D}z} \quad \{9\}$$

Applicando le condizioni al contorno si ottiene:

$$N_A = N_0 e^{\frac{v}{D}z} \quad N_B = N_0 e^{-\frac{v}{D}z} \quad 0 \leq z \leq L, v > 0 \quad \{10\}$$

in cui  $N_A$  ed  $N_B$  rappresentano le densità di molecole attive nel caso di  $\Delta\omega > 0$  e  $\Delta\omega < 0$  e v il valore assoluto della velocità di deriva u. La soluzione {10} descrive la distribuzione spaziale di molecole attive, in funzione di z, riportata in fig 3.2.3.

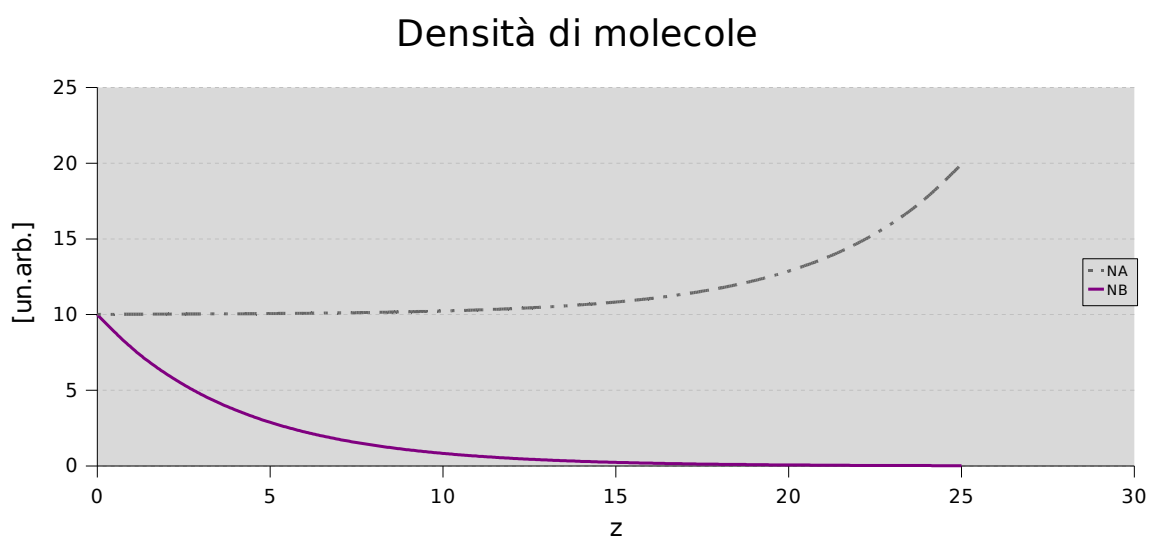


Fig 3.2.3 – Densità molecole in funzione della posizione lungo la cella

Per stimare l'effetto su CH<sub>3</sub>F, è necessario calcolare N alla fine della cella (z=L), quando diventa massimo (in valore assoluto). Alla pressione totale di ~10 torr il coefficiente di diffusione è ~100 cm<sup>2</sup>/s [17]. Per stimare u, si considera la formula:

$$u = \bar{v} \frac{n_m (\sigma_n - \sigma_m)}{n_n \sigma_n} \quad \{11\}$$

dove  $\bar{v}$  è la velocità termica delle molecole attive,  $n_m$  il numero di molecole eccitate,  $n_n$  quelle non eccitate,  $\sigma_n$  la sezione d'urto di trasporto delle molecole non eccitate e  $\sigma_m$  di quelle eccitate. Quindi  $\sigma_n - \sigma_m$  è il cambiamento della sezione d'urto dovuto all'eccitazione ottica.

Nel caso in esame, la velocità termica per il CH<sub>3</sub>F (massa  $m=5.644 \cdot 10^{-26}$  Kg) a temperatura ambiente (T=300K) è:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2 K_b T}{m}} \approx 3.83 \cdot 10^4 \text{ cm/s} \quad \{12\}$$

Si assume di non avere abbastanza potenza per saturare la transizione e quindi avere  $n_m \approx 0.01 n_n$ . Nel caso di molecole ( $\sigma_n - \sigma_m$ )/  $\sigma_n$  è ~ 0.01 e quindi u risulta ~ 3.83 cm/s. Tale velocità è quindi molto minore di quella che è stata ottenuta nel caso di LID di gas atomici (~50 m/s).

Come verrà dimostrato nel capitolo 4, l'accuratezza sperimentale del sistema progettato è pienamente sufficiente per misurare l'effetto LID atteso.



## 4 Laser a CO<sub>2</sub>

Il secondo dispositivo, progettato e costruito per realizzare l'effetto LID (vedi cap. 3) è un laser a stato gassoso, che utilizza come gas attivo l'anidride carbonica (CO<sub>2</sub>), eccitata mediante corrente continua ad alta tensione. Questo tipo di laser presenta numerose caratteristiche positive, alcune delle quali risultano indispensabili allo scopo per cui è stato ideato:

- Lunghezza d'onda di emissione (~9.6 μm e 10.6 μm) nella regione del lontano infrarosso
- Relativa facilità di allineamento
- Elevata efficienza (~10%)
- Elevata densità di potenza luminosa (~7 W su 100 μm<sup>2</sup>)
- Consumo elettrico contenuto (per il modello costruito ~1 KW)
- Facile reperibilità e non pericolosità dei gas utilizzati (CO<sub>2</sub>, He, N<sub>2</sub>)

Un rilevante difetto, però, è l'impossibilità di rendere visibile il fascio emesso: questo fatto, unito alla notevole potenza d'uscita, rende più complicato lavorare con questo tipo di laser, rispetto a quelli operanti nella regione del visibile. Per tale motivo sono anche stati realizzati appositi *detector*.

### 4.1 Costruzione

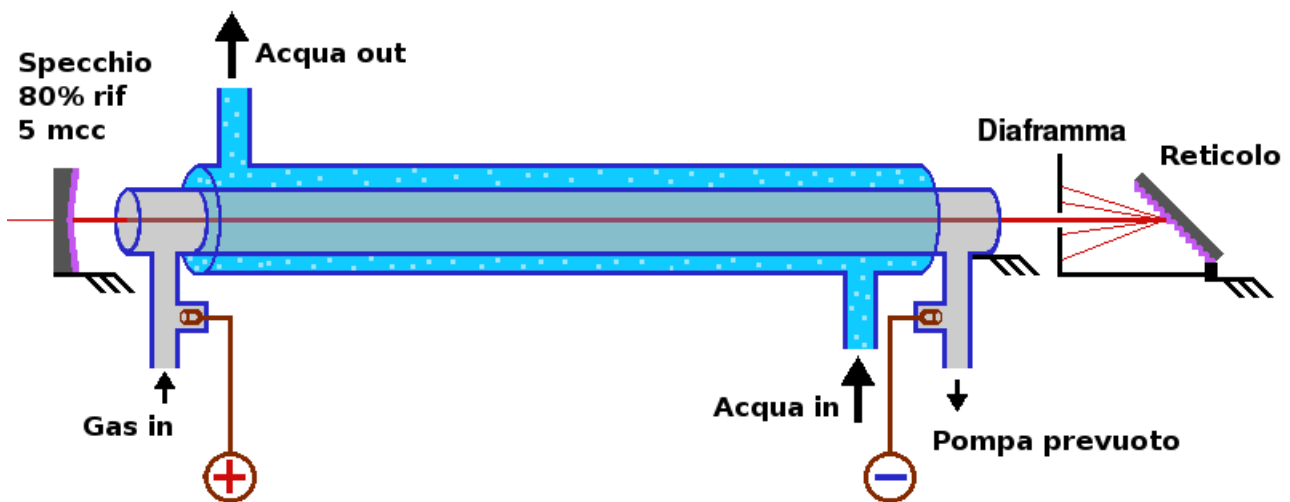
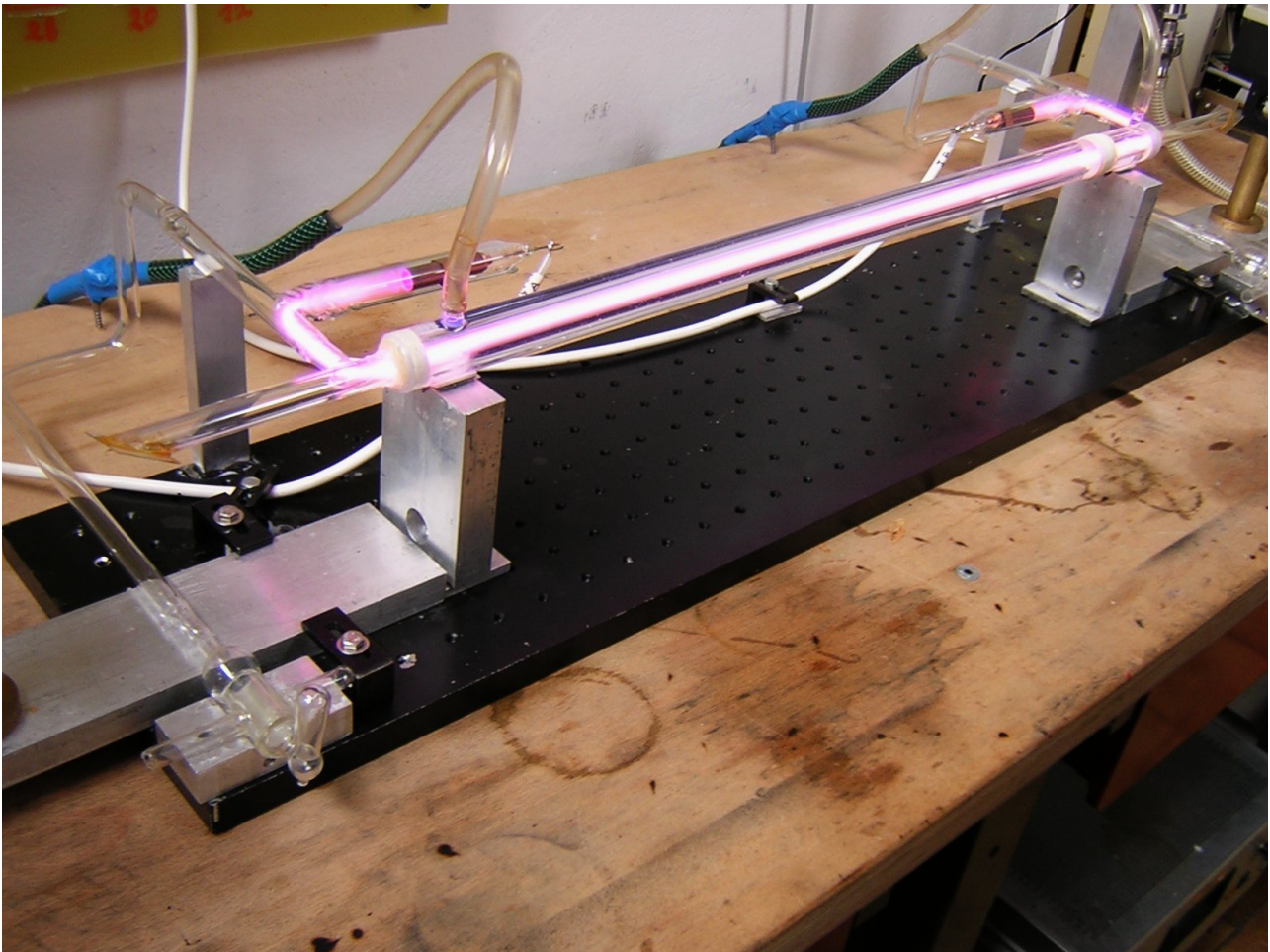


Fig 4.1.1 – Schema laser a CO<sub>2</sub>

Il laser è stato costruito a partire da tubi di pirex, lavorati a mano, in modo da ottenere un tubo centrale (per contenere la miscela di gas) con anodo, catodo e due connessioni, per immettere ed aspirare i gas. Attorno ad esso è stato realizzato un manicotto concentrico, destinato a contenere l'acqua di raffreddamento, necessaria data la discreta potenza elettrica in gioco (~ 1 KW). Gli elettrodi sono realizzati

in rame e posti a sufficiente distanza dalla zona otticamente attiva, in modo da evitare contaminazione per *sputtering*. Il tubo centrale termina ad entrambe le estremità con due finestre di *brewster* realizzate in ZnSe (seleniuro di zinco), materiale trasparente ai fotoni del lontano infrarosso. Lo specchio posteriore (sferico, 5 m concavo) totalmente riflettente e lo specchio parziale (20% trasmissione, sempre in ZnSe) necessari per formare la cavità risonante, sono isolati dal corpo principale di vetro, in modo da renderne agevole l'allineamento e la sostituzione. In figura 4.1.1 è riportato uno schema del laser, mentre in figura 4.1.2 una foto.



*Fig 4.1.2 – Foto laser durante il test con aria*

Per fornire l'elevata tensione si è reso necessario un'alimentatore di non facile reperibilità. Gli unici modelli trovati presentavano un notevole costo (parecchie migliaia di €) probabilmente anche per l'elevata stabilità di tensione di uscita ( $10^{-4}$ ), non strettamente necessaria per un'applicazione di questo tipo. Si è quindi scelto di costruire l'alimentatore assemblando i singoli pezzi reperibili. Il miglior trasformatore trovato è di quelli utilizzati per le insegne al neon, da 12 KV - 50 mA. Per ottenere un'intensità luminosa stabile ed un'efficienza elevata, è necessario che la corrente che scorre all'interno del gas, e che produce il plasma, sia costante. Di conseguenza si è reso necessario convertire la corrente alternata proveniente dal trasformatore in corrente continua. Anche in questo caso i componenti per il circuito raddrizzatore (diodi e

condensatori) non sono di facile reperibilità: per il ponte a quattro diodi si è scelto di assemblare, per ciascun ramo, una serie di 20 diodi al silicio (1N4007) che, nonostante il prezzo molto contenuto (pochi centesimi di €), presentano una notevole robustezza di utilizzo ed interessanti caratteristiche:

Tensione massima inversa (DC)	1 KV
Tensione massima inversa (RMS)	700 V
Corrente massima (media)	1 A
Corrente massima di picco	30 A
Massima temperatura di utilizzo	150 °C

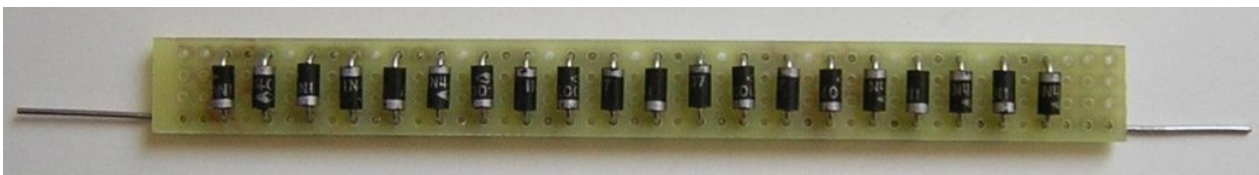


Fig 4.1.3 – Foto di un ramo del ponte raddrizzatore

Lo schema elettrico della parte alta tensione è riportato in figura 4.1.4. Data l'elevata tensione massima attesa (fino a 20 KV senza carico) tutti i componenti sono stati montati sufficientemente distanziati tra loro, su una lastra di stesalite (da 78 x 40 cm) posta in verticale ad una distanza di 7 cm dal muro.

Le resistenze in uscita, che risultano in serie al laser, sono necessarie per le particolare caratteristiche della scarica, cioè il fatto che presenta una resistenza negativa: collegando direttamente l'alta tensione agli elettrodi ed innescando la scarica, una minima variazione nella corrente verrebbe amplificata. Ad esempio un piccolo aumento della corrente provocherebbe un aumento nella ionizzazione del gas e, di conseguenza, una riduzione della sua resistenza elettrica, con conseguente ulteriore incremento della corrente. Viceversa una piccola diminuzione della corrente, rispetto allo stato di equilibrio porterebbe allo spegnimento della scarica. Per ottenere una corrente stabile è quindi necessario introdurre, in serie alla resistenza negativa rappresentata dal gas, una resistenza positiva maggiore in valore assoluto. A tale fine è stato realizzata una serie di 30 resistenze da 1 K $\Omega$  - 20 W ciascuna, in modo da poter scegliere il valore ottimale semplicemente cambiando il punto di connessione del laser. Inoltre un numero così elevato di resistenze, rispetto ad una singola presenta anche il vantaggio di una migliore dissipazione del calore, essendo la superficie totale a contatto con l'aria moltiplicata per 30.

Per variare la tensione applicata al laser, e di conseguenza la corrente che vi scorre, il trasformatore HV (alta tensione) viene alimentato attraverso un *variac*, che permette di regolare la tensione dallo 0% al 100% (230 V).

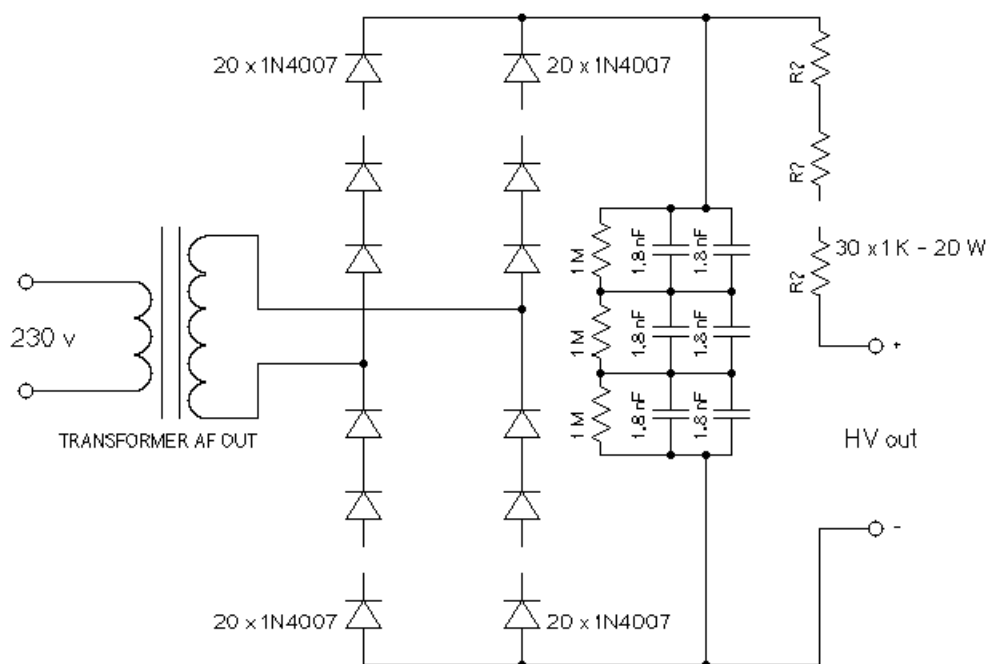


Fig 4.1.4 – Schema elettrico circuito alta tensione.

Per alimentare tutto il circuito è stato progettato e realizzato un box di controllo (fig. 4.1.5) che svolge anche funzioni di *interlock* e permette di evitare errori di manovra, secondo le seguenti regole:

- L'accensione è consentita solo se la porta del laboratorio è chiusa ed il *variac* è regolato a 0%, in modo da avere un'accensione dolce, impedendo picchi iniziali di potenza, che potrebbero danneggiare il relais di controllo o far scattare l'interruttore magneto-termico della linea a cui è collegato.
- Durante il funzionamento il *variac* può essere regolato a piacere, ma resta sempre attivo il controllo sullo *switch* della porta: se questo segnala un'apertura (o se si preme volontariamente il pulsante "OFF") l'alimentazione viene immediatamente interrotta.
- L'interruttore a fungo (emergenza), a ripristino manuale, spegne l'alimentazione in qualunque momento, ed inibisce l'accensione finché non viene sbloccato (ruotando il fungo rosso in senso orario).
- Quando il circuito è sotto tensione, inoltre, una lampada rossa segnala che il laser è acceso.

Tale sistema di controllo si è rivelato funzionale, idoneo alle esigenze e durante tutto il periodo di utilizzo non ha mai dato problemi.

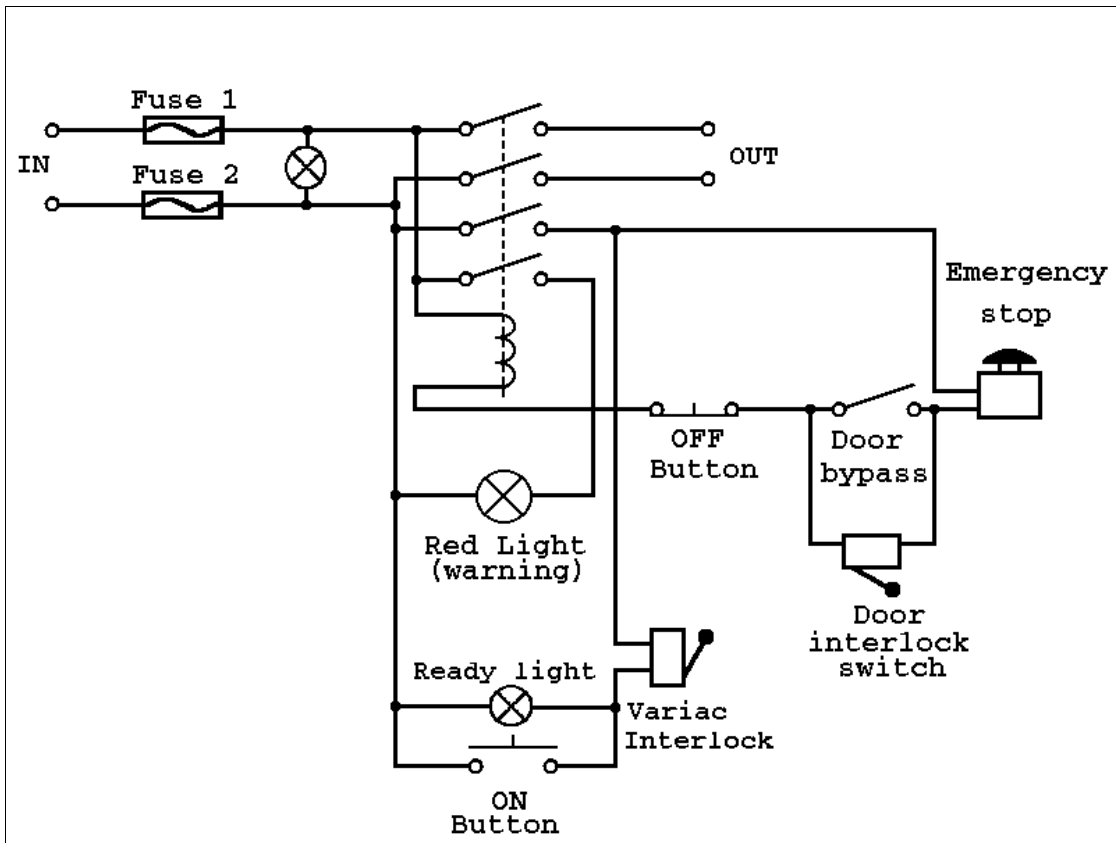


Fig 4.1.5 – Schema elettrico box di controllo con interlock.

Attualmente viene utilizzato solo un trasformatore HV, ma per sviluppi futuri è stata riservata la possibilità di pilotarne anche un secondo (identico), direttamente dallo stesso quadro di controllo. In tale modo si potrebbe alimentare un altro laser, da mettere in serie all'attuale, incrementando notevolmente la potenza luminosa in uscita. Con due interruttori è possibile scegliere quale trasformatore HV accendere (nessuno, HV1, HV2, entrambi), secondo il seguente schema:

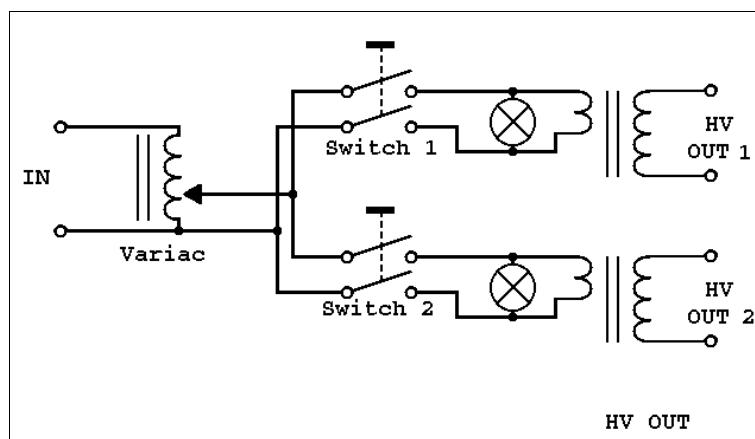


Fig 4.1.6 – Schema elettrico selettore trasformatori HV

Terminata la parte elettrica, è stata affrontata la parte relativa al sistema di controllo della miscela gassosa. Per ottenere un laser che funzioni al meglio è necessario poter variare la concentrazione relativa dei tre gas e la pressione all'interno del laser, in modo da trovare i valori ottimali. La soluzione più semplice è stata quella di collegare un'estremità del tubo centrale ad una pompa di vuoto (il vuoto che produce risulta più che sufficiente). Dall'estremità opposta vengono immessi i tre gas provenienti da altrettante bombole da 50 l. Per regolare i singoli flussi, inizialmente sono stati utilizzati tre *flow meter/controller* manuali (*rotameter*). Tale soluzione, però, si è rivelata di scarsa stabilità, in quanto non permetteva di ottenere una potenza luminosa costante nel tempo. Si è quindi deciso di sostituirli con *flow meter/controller* elettronici che hanno dimostrato di possedere la necessaria stabilità. Per avere in camera una pressione adeguata è stata inserita una *leak-valve* regolabile nel collegamento verso la pompa.

Una volta ultimata la costruzione di tutti i necessari apparati è stato effettuato il primo test di funzionamento del circuito alta tensione, accendendo la scarica. Inizialmente è stata usata solo aria (fig. 4.1.2), successivamente si è passati a testare la miscela di gas.

Dato il corretto funzionamento, si è potuti passare al successivo allineamento preliminare dei due specchi, mediante un laser ad He-Ne (633 nm), passante attraverso lo specchio di uscita (nella direzione opposta a quella usuale) che risulta parzialmente riflettente anche nella regione del visibile. Terminata tale procedura, è stato rimosso il laser He-Ne e sostituito con un misuratore di potenza, in modo da poter perfezionare l'allineamento degli specchi, in funzione dell'intensità luminosa rilevata all'uscita.

Completate queste procedure preliminari sono stati effettuati vari test per trovare le condizioni ottimali di funzionamento, variando la pressione in camera, la miscela gassosa e la corrente.

## 4.2 Metodo di funzionamento

L'elemento attivo del laser è l'anidride carbonica, che però deve essere miscelata anche ad altri gas per avere il rendimento atteso. Di fondamentale importanza per l'eccitazione del gas è l'azoto. Gli elettroni della scarica ad alta tensione, infatti, presentano una scarsa efficienza di eccitazione nei confronti dell'anidride carbonica: per questo motivo è necessario trovare un gas che si presti da tramite per ottenere l'eccitazione della CO<sub>2</sub>. L'azoto risulta idoneo allo scopo, in quanto possiede livelli molto simili (in energia) a quelli dell'anidride carbonica ed è facilmente eccitabile per impatto con elettroni. Il meccanismo di eccitazione, quindi, è il seguente (fig 4.2.1): gli elettroni accelerati dall'alta tensione applicata agli elettrodi acquisiscono energia cinetica; mediante urti inelastici trasferiscono energia alle molecole di azoto, le quali a loro volta cedono, attraverso collisioni, l'energia acquisita alle molecole di CO<sub>2</sub>. Il trasferimento di energia da azoto ad anidride carbonica è molto efficace in quanto i livelli energetici interessati dei due gas sono praticamente identici. Si ottengono così molecole di anidride carbonica eccitate, che costituiscono il mezzo otticamente attivo. In questo modo si realizza l'inversione di popolazione, in quanto i livelli di transizione laser finali dell'anidride carbonica (a ~0.2 eV) non sono in risonanza con alcun livello dell'azoto. E' pratica comune inoltre aggiungere un ulteriore gas (He) al fine di de-popolare i livelli energetici intermedi e raffreddare il plasma: l'elio, essendo un gas composto da atomi più leggeri (che quindi hanno una velocità maggiore), aumenta la conduzione termica verso le pareti. Inoltre, come già sottolineato nella sezione relativa all'OptMon (cap. 2), tale gas non modifica la temperatura degli elettroni. Anche quest'ultimo gas risulta fondamentale al buon funzionamento del laser, come sarà dimostrato dalle successive misure.

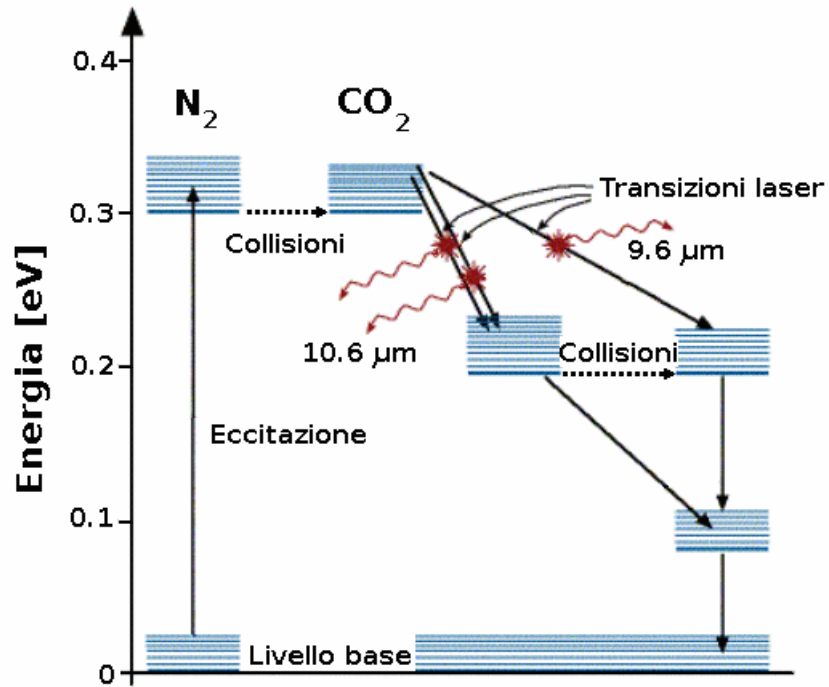


Fig 4.2.1 – Livelli energetici  $N_2$  e  $CO_2$

Lo spettro di emissione del laser ad anidride carbonica è riportato in fig. 4.2.2.

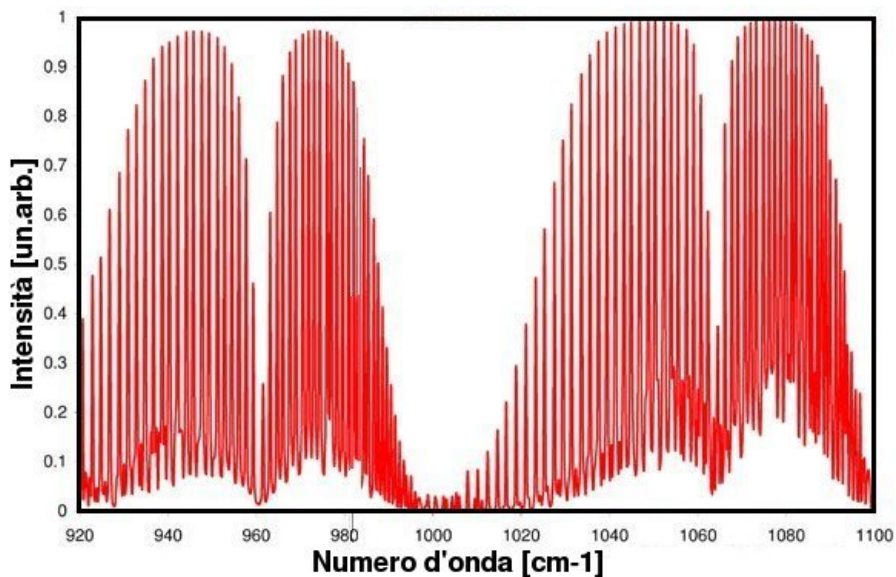


Fig 4.2.2 – Spettro di emissione del laser a  $CO_2$

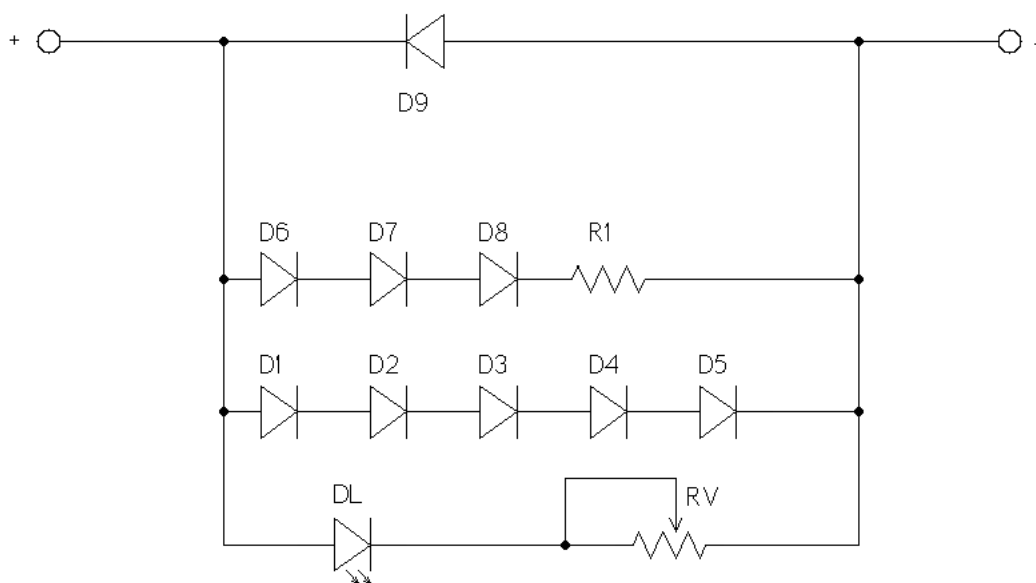
Per effettuare le misure preliminari e le ottimizzazioni di potenza è stato usato l'intero spettro, quindi come ottica posteriore è stato montato provvisoriamente uno specchio piano. Successivamente è stato montato un reticolo di diffrazione (come visibile in fig. 4.1.1), al fine di ottenere una singola lunghezza d'onda in uscita, condizione essenziale per ottenere l'effetto LID. Per scegliere la frequenza luminosa di

uscita del laser è sufficiente ruotare il reticolo. Inoltre il reticolo è montato su un supporto piezoelettrico, per variare la lunghezza della cavità ottica, in modo da renderla un multiplo intero di semi-lunghezze d'onda e quindi ottimizzare la potenza in uscita.

### 4.3 Strumenti di misura

#### - ISOLATORE PER ALTA TENSIONE

Il primo dispositivo presentato consente di monitorare l'andamento della corrente che scorre all'interno del gas, permettendo di visualizzarla direttamente su un oscilloscopio, nonostante l'alta tensione del segnale da misurare. Uno schema del circuito è presentato in figura 4.3.1. Dovendo misurare una corrente, il circuito va ovviamente posto in serie al laser.

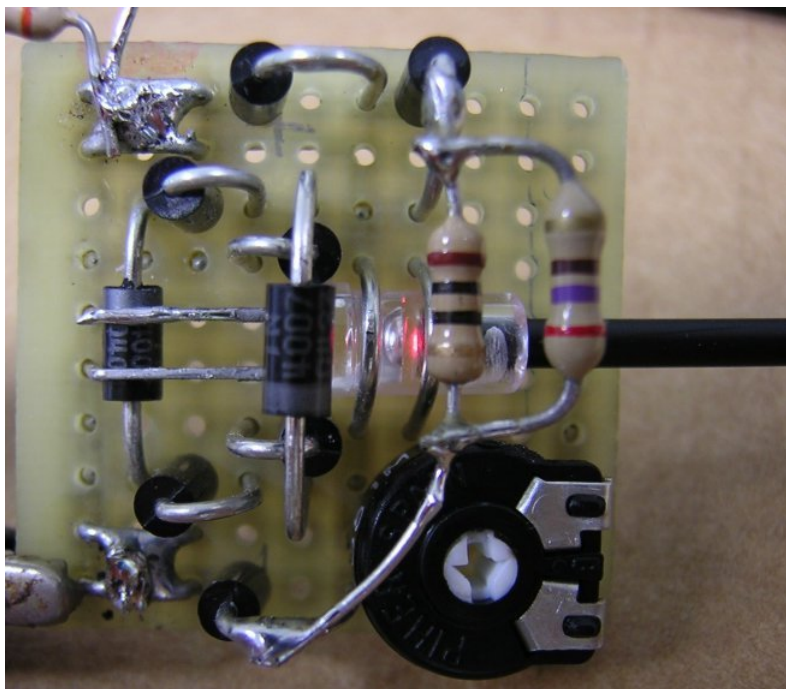


- D1 – D9      Diodi 1N4007
- DL      Diodo LED rosso per fibra ottica
- R1      Resistenza 7.3  $\Omega$
- RV      Trimmer 4.7 K  $\Omega$

*Fig 4.3.1 – Schema circuito isolamento alta tensione*



La corrente entra dal terminale indicato con “+”, esce dal terminale opposto “-” e scorre in parte attraverso il ramo composto dal LED ed RV ed in parte attraverso D6 D7 D8 R1. R1 ha la funzione di resistenza di *shunt*, necessaria in quanto la corrente da misurare è superiore a quella che può sopportare il LED (20 mA). I tre diodi in serie D6 e D7 D8 servono ad avere una caduta in tensione simile a quella del LED. Di conseguenza la luce emessa dal LED è proporzionale alla corrente che scorre nel laser. Se la corrente eccede quella standard (improvvisi cali di pressione del gas, cortocircuiti ecc.) il ramo composto da D1 D2 D3 D4 D5 permette di evitare la rottura del LED. Il diodo D1, invece, ha la funzione di protezione in caso di installazione errata (contatti + e - invertiti) oppure se si dovesse invertire il verso della corrente ( $I < 0$ ) per qualche malfunzionamento nel ponte raddrizzatore.



*Fig 4.3.2 – Foto del circuito di isolamento alta tensione*

Una foto del circuito è presentata in figura 4.3.2. Il LED utilizzato è del tipo adatto a convogliare la luce in una fibra ottica, che serve a portare il segnale luminoso a debita distanza dal pannello ad alta tensione. All'altro capo della fibra ottica è stato applicato un appropriato rivelatore a foto-transistor che riconverte il segnale luminoso in elettrico. La verifica del comportamento di tale circuito è stata effettuata sottoponendolo ad un'onda (in corrente) triangolare di ampiezza massima 580 mA.

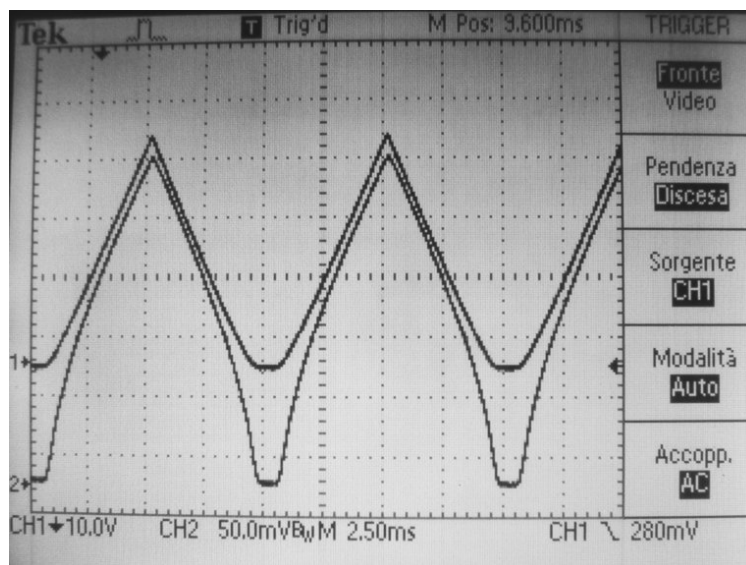


Fig 4.3.3 – Risposta del circuito (2) ad un'onda triangolare (1)

La perdita in tensione di questo circuito, di pochi V, risulta del tutto trascurabile rispetto alla tensione di alimentazione del laser. Per questo motivo tale circuito non influisce sul normale funzionamento dell'alimentatore.

In conclusione questo circuito permette di collegare uno strumento di misura molto preciso ma delicato, come un oscilloscopio digitale, all'alta tensione che alimenta il laser, senza alcun rischio per l'oscilloscopio stesso e senza effetti negativi sull'alimentatore.

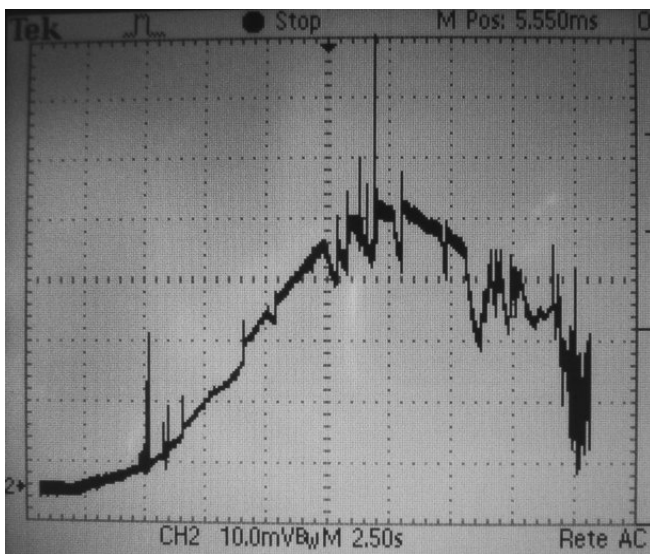
## - MISURATORI DI POTENZA LUMINOSA

In generale i misuratori di potenza luminosa operanti nel lontano infrarosso e ad elevata potenza presentano una scarsa velocità di risposta. Esistono detector opto-acustici, basati sull'incremento di pressione del gas all'interno di una camera, proporzionale alla potenza del fascio laser che attraversa tale gas. Questo tipo di strumenti, però, risulta parecchio complicato e costoso. Per risolvere tale problema è stato deciso di realizzare alcuni semplici detector che avessero un tempo di risposta sufficientemente rapido per permettere di valutare la stabilità e l'eventuale dipendenza dell'intensità del laser dalla frequenza di alimentazione a 50 Hz. I fotoni emessi hanno una frequenza luminosa molto bassa, quindi difficili da rilevare direttamente, come si potrebbe fare con un fotodiodo/cella fotovoltaica, nel caso di fotoni visibili. Inoltre la potenza in gioco è piuttosto alta, quindi il sensore deve possedere una soglia di danneggiamento elevata. Per costruire tali sensori si è utilizzata l'espansione termica (per surriscaldamento dovuto all'energia trasportata dai fotoni) di cristalli piezoelettrici. Tale espansione genera una carica ai capi del cristallo, che può essere letta da un oscilloscopio.

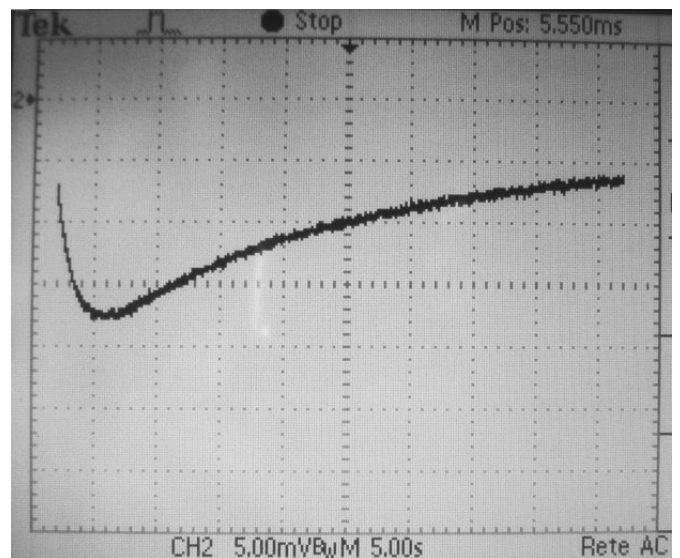
Il primo sensore, presentato in figura 4.3.4, è realizzato con un cicalino piezoelettrico, opportunamente annerito per renderlo il meno riflettente possibile. Questo sensore si è rivelato rumoroso (rapporto segnale/rumore piccolo) e presenta una risposta temporale molto lenta ( $>10$  s), come evidente dalla figura 4.3.5 (a).



Fig 4.3.4 – Misuratore di potenza luminosa a disco (v1)



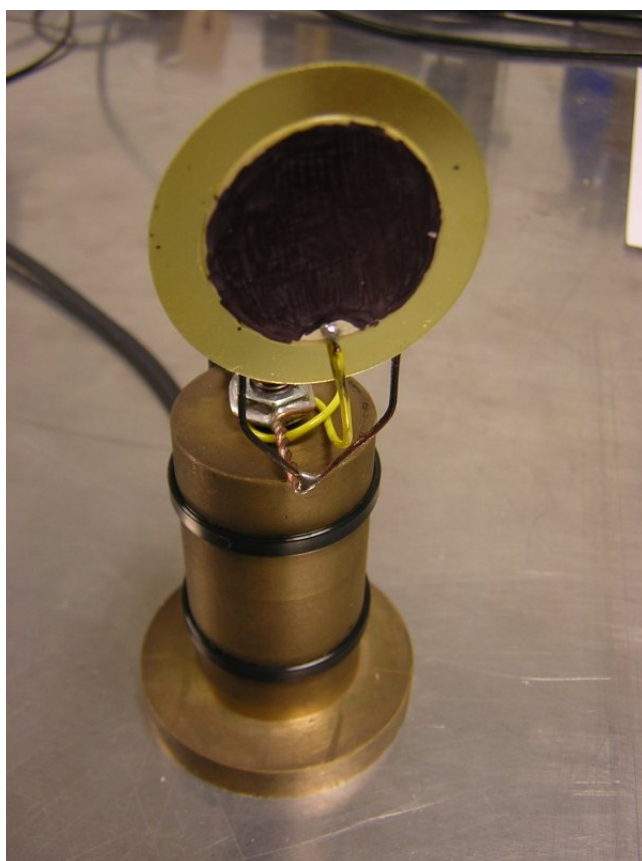
(a)  
(b)  
Fig  
4.3.5  
–



Risposta temporale del sensore a disco (a: tempo di salita e b: tempo di scarica)

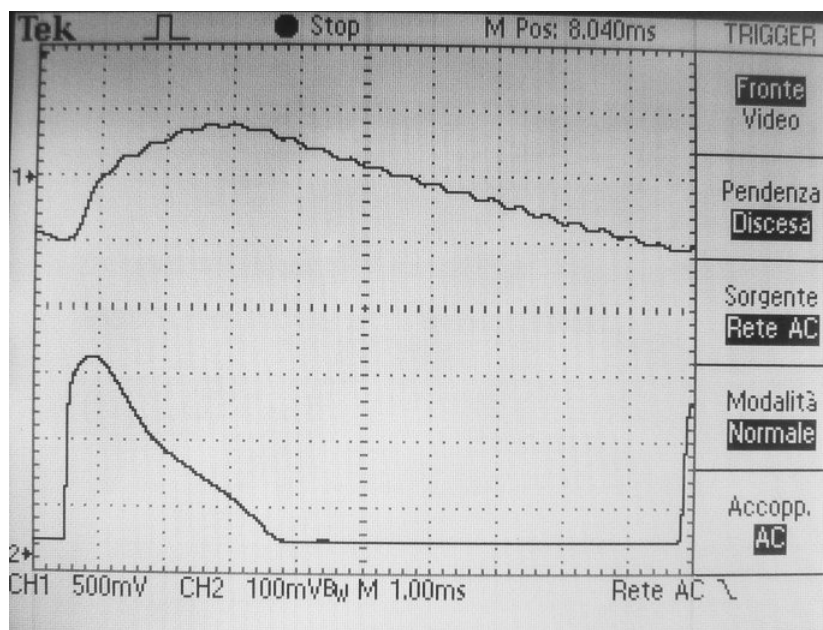
Il rumore nel segnale che genera può essere dovuto a parziale danneggiamento del cristallo, per stress termici durante la stagnatura e/o l'annerimento a fiamma. Un'ulteriore dato da rilevare riguardante questo sensore è il tempo piuttosto breve di deriva del segnale corrispondente ad una sollecitazione stazionaria. L'inconveniente di questa tipologia di sensori, infatti è che il segnale da essi generati è una carica. Di conseguenza, anche utilizzando come strumento di misura un oscilloscopio che ha un ingresso ad alta impedenza ( $1\text{ M}\Omega$ ), la corrente che scorre attraverso esso causa la scarica, più o meno rapida, del cristallo piezoelettrico. Di conseguenza un sensore piezoelettrico così collegato non si presta alla rilevazione della componente continua dell'intensità luminosa. Tale fatto è ben evidenziato dall'figura 4.3.5 (b). Per costruire tale grafico, il sensore è stato sottoposto ad una potenza luminosa di alcuni W per cinque minuti. Durante questo periodo di tempo la carica presente ai capi del sensore è stata parzialmente scaricata dalla resistenza interna dell'oscilloscopio o del sensore stesso. Spegnendo il laser ( $t=2\text{ s}$ ), si nota che il valore di tensione non ritorna a zero, come all'inizio della misura, ma diventa negativo. Successivamente anche questa carica diminuisce, ed il segnale tende a tornare verso lo zero.

Data la scarsa qualità di questo sensore ne è stato realizzato un secondo, basato sullo stesso principio, ma utilizzando un cristallo piezoelettrico di dimensioni maggiori ed annerimento con vernice, invece che a fiamma. Inoltre, mentre nel primo sensore i fotoni venivano diretti sul lato di ottone del sensore, nel secondo è stata utilizzata la faccia opposta, in modo da scaldare direttamente il cristallo piezoelettrico. Del secondo sensore è presente una fotografia in figura 4.3.6.



*Fig 4.3.6 – Misuratore di potenza luminosa a disco (v2)*

Questo sensore si è dimostrato migliore del primo, sia per quanto riguarda il rumore, sia per il tempo di risposta, come evidenzia la figura 4.3.7

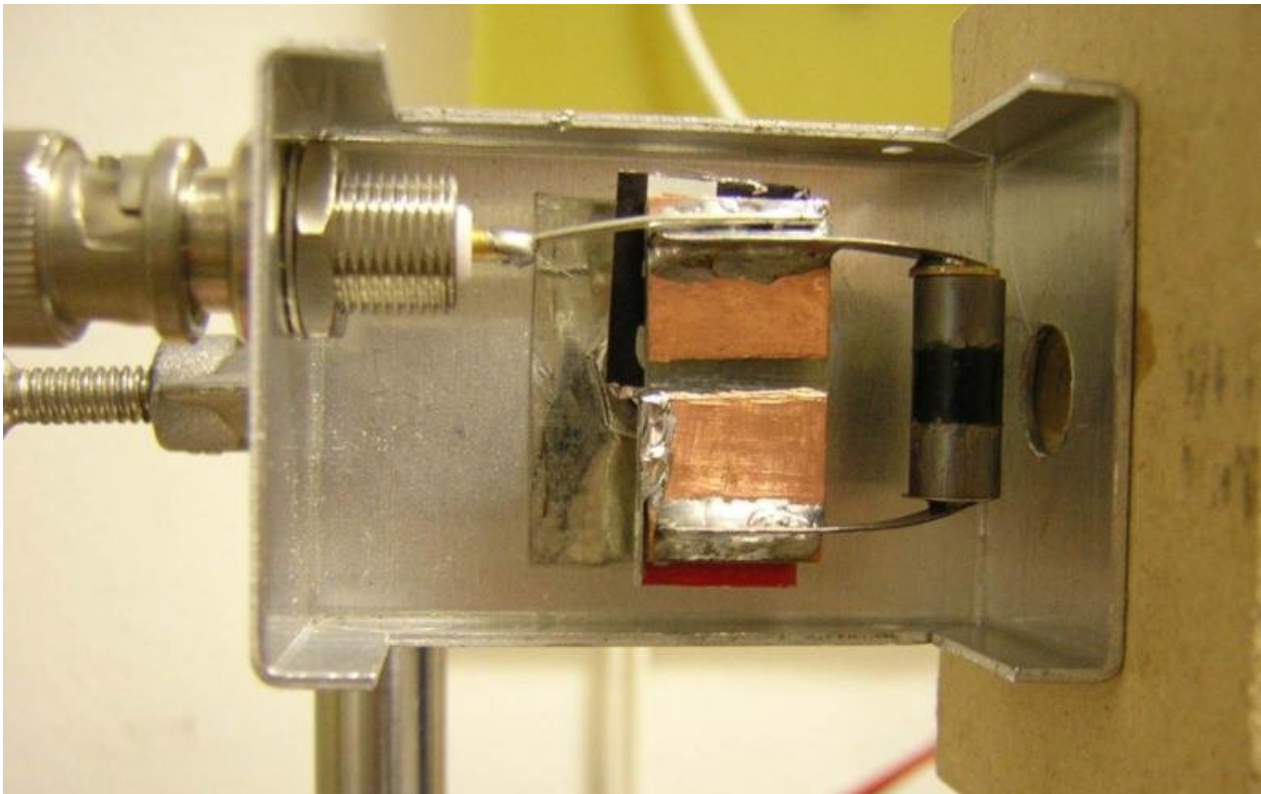


- 1 Segnale sensore piezoelettrico
- 2 Segnale corrente laser

*Fig 4.3.7 – Risposta temporale del sensore a disco (v2)*

Il terzo sensore presentato (fig 4.3.8), è costituito da un cristallo piezoelettrico cilindrico, ricavato da un accendigas. Le due estremità del cilindro sono ricoperte di grafite per facilitare la conduzione della carica dal cristallo agli elettrodi, mentre la parte centrale è annerita, per assorbire il maggior numero possibile di fotoni. Il collegamento elettrico è realizzato mediante due molle, data l'impossibilità di stagnare un tale materiale. E inoltre stato racchiuso all'interno di un contenitore metallico, per diminuire il rumore elettrico.

*Fig 4.3.8 – Misuratore piezoelettrico cilindrico di potenza luminosa*



Al fine di valutare il tempo di risposta di questo cristallo piezoelettrico, dato che si è rivelato molto più veloce dei precedenti, è stato applicato al laser un fotodiodo amplificato Thorlabs® (la cui velocità di risposta è sicuramente maggiore di quella da misurare). Con tale dispositivo è stato possibile registrare l'andamento temporale della luce (visibile) proveniente perpendicolarmente al tubo, contemporaneamente al segnale proveniente da sensore piezoelettrico costruito (fig. 4.3.9).

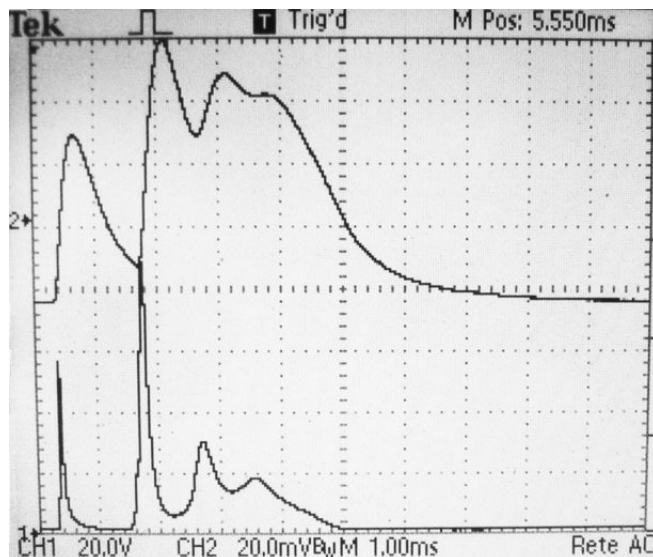
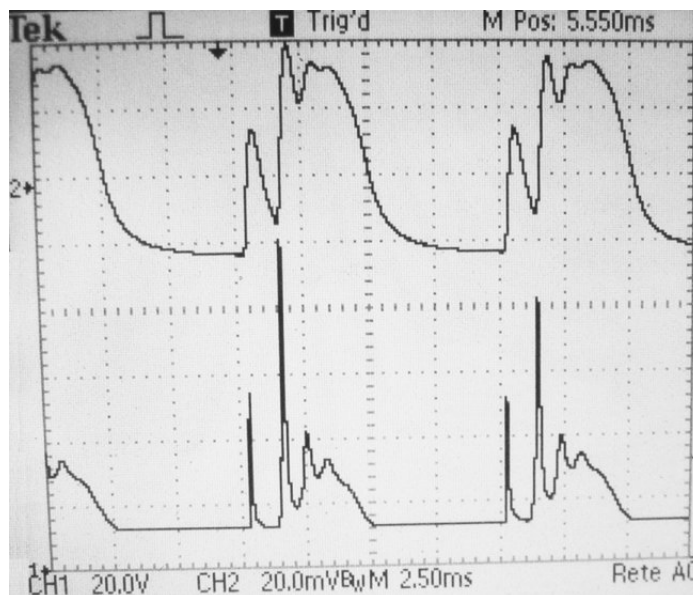


Fig 4.3.9 – Confronto tra segnale del fotodiodo (1) e del sensore piezoelettrico cilindrico (2)

Il tempo di risposta del sensore piezoelettrico cilindrico è dell'ordine del millisecondo, quindi molto migliore del sensore precedente. Da tale grafico, inoltre, è evidente che il segnale non satura, quindi tale tipo di sensore risulta adeguato alla potenza emessa dal laser. Va sottolineato inoltre, che oltre alla notevole velocità di risposta, grazie anche alla schermatura, tale sensore non presenta quasi alcun rumore elettrico.

La figura 4.3.10 evidenzia che la capacità utilizzata per livellare l'alta tensione non è sufficiente a mantenere una scarica continua. Ad ogni ciclo (100 Hz) la scarica si innesca, per poi spegnersi quando la tensione di rete passa per lo zero.



- 1 segnale dal fotodiode
- 2 segnale dal sensore piezoelettrico cilindrico

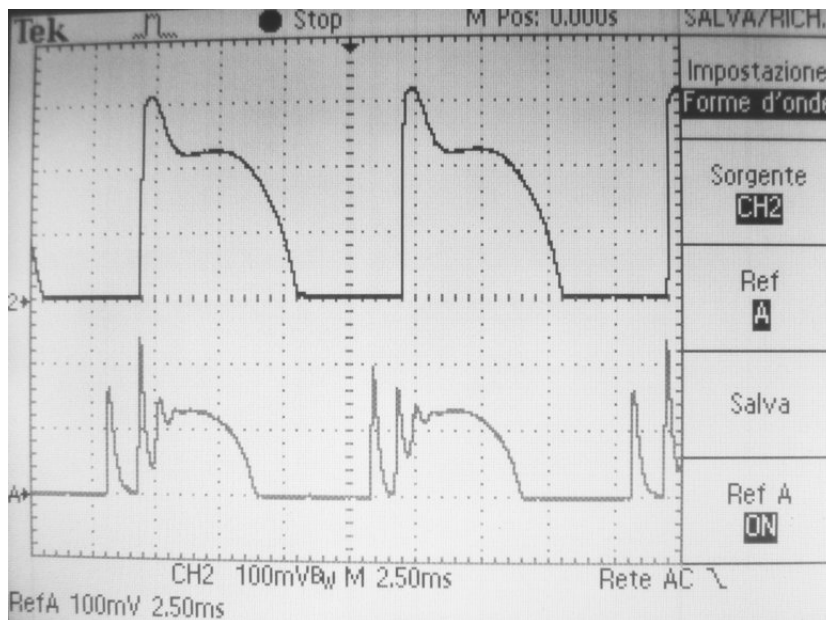
*Fig 4.3.10 – Duty-cycle scarica*

In questo modo la potenza del laser risulta notevolmente diminuita, in quanto il tempo utile per avere generazione è meno della metà. Di conseguenza anche la potenza media in uscita dal laser è più che dimezzata.

Per aumentare la capacità dei condensatori necessari alla stabilizzazione della tensione non risulta vantaggioso collegare in serie molti condensatori da media tensione, fino a raggiungere la tensione di isolamento desiderata. Infatti la capacità verrebbe frazionata e sarebbe necessario un numero notevole di condensatori. Per tale motivo si è deciso di costruire condensatori ad alta tensione. Il primo è stato realizzato nella forma più semplice (a facce piane e parallele) con due fogli di alluminio incollati sulle due facce di una lastra di plexiglas dalle dimensioni di 30x40 cm e spessa 2 mm. Questo condensatore ha una capacità misurata di ~ 2 nF. La forma e la dimensione, però, non sono risultate le più agevoli: essendo le due facce scoperte e caricate ad alta tensione, devono essere poste sufficientemente distanti da oggetti conduttori. Per tale motivo si è cercata una forma più pratica. Per ovviare a questi inconvenienti sono state quindi realizzate alcune bottiglie di Leida (fig 4.3.11). Tali bottiglie, che originariamente (1745) venivano costruite in vetro, sono state realizzate in quattro strati (due armature per ogni polo) con bottiglie di plastica alternate a fogli di alluminio. La plastica è stata scelta per le buone doti di rigidità dielettrica (10÷13 KV/mm). Ogni singolo condensatore presenta la discreta capacità di ~3 nF e risulta molto più compatto e pratico della versione piana. Lo spessore della plastica interposta tra le armature risulta sufficiente per la tensione utilizzata, in quanto non si è riscontrata alcuna rottura del dielettrico.



Fig. 4.3.11 – Bottiglia di Leida da 3.3 nF



A 0 bottiglie di Leida  
 2 6 bottiglie di Leida  
 (i segnali si riferiscono alla corrente che scorre nel gas)

Fig 4.3.12 – Confronto tra diverse capacità utilizzate



Come risulta evidente dalla figura 4.3.12 sarebbe necessario incrementare ancora la capacità dei condensatori per arrivare ad una corrente ben livellata e quindi una potenza di uscita più alta. Tuttavia per gli scopi attuali, la potenza luminosa risulta sufficiente.

## 4.4 Misure

Dopo le preliminari operazioni di allineamento degli specchi e regolazione dei flussi dei tre gas, la prima misura effettuata è la dipendenza dalla pressione di alcuni parametri di funzionamento (tensione di innesco e di spegnimento della scarica, potenza di uscita).

### 4.4.1 Dipendenza della tensione di innesco dalla pressione

Per quanto riguarda le tensioni di innesco e di spegnimento in funzione della pressione presente nel laser, si può notare come, nell'intervallo esplorato dalle misure, l'andamento sia essenzialmente lineare. La tensione è misurata come percentuale (leggibile direttamente sul *variac*) rispetto al valore massimo.

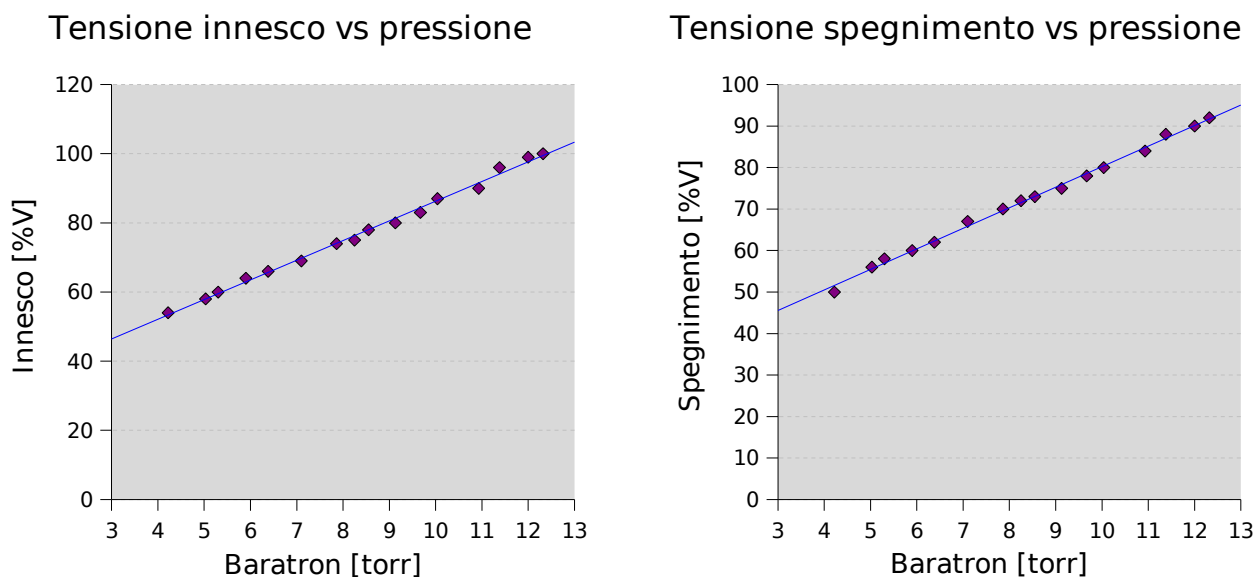


Fig 4.4.1.1 – Tensione di innesco e di spegnimento in funzione della pressione

#### 4.4.2 Potenza in funzione dei gas utilizzati

In tab 4.4.2.1 sono riportati i valori della potenza di uscita in funzione del/dei gas immessi.

GAS	W
CO <sub>2</sub>	0.06
N <sub>2</sub>	0
He	0
CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub>	0.46
He + CO <sub>2</sub>	0.20
He + N <sub>2</sub>	0
CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> + He	1.24

*Tab 4.4.2.1 – Potenza luminosa per varie miscele gassose*

Come si può notare la potenza ottenuta utilizzando solo CO<sub>2</sub> è molto bassa. Aggiungendo invece elio la resa del laser aumenta anche se non di molto. Con l'aggiunta di azoto, invece, il rendimento viene incrementato discretamente, per poi raggiungere il livello massimo quanto sono presenti tutti i tre gas, nelle corrette percentuali.

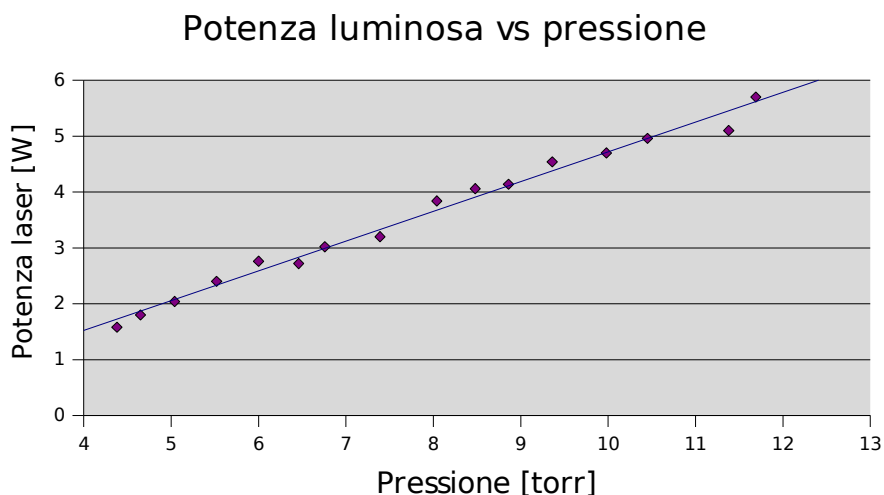
In figura 4.4.2.1 sono riportate le fotografie della scarica con varie miscele gassose, come elencato in tabella 4.4.2.1.



*Fig 4.4.2.1 – Foto di plasmi di vari gas (vedi tab. 4.4.2.1)*

### 4.4.3 Potenza in funzione della pressione

La successiva misura effettuata è la dipendenza della potenza del laser dalla pressione totale all'interno del tubo di pirex. Dal grafico 4.4.3.1 si nota che, nell'intervallo considerato, la potenza aumenta linearmente con la pressione. Questo comportamento può essere spiegato dal fatto che, aumentando la quantità di gas, aumenta il numero di molecole eccitate che contribuiscono all'amplificazione luminosa.



*Fig 4.4.3.1 Potenza laser in funzione della pressione*

### 4.5 Conclusioni

Da [18] risulta che la pressione ottimale per questo tipo di laser è ~30 torr. Nel caso del laser costruito tale pressione non può essere raggiunta: il limite massimo di pressione raggiungibile risulta ~12 torr, quando l'alimentatore fornisce la massima tensione possibile. A pressioni superiori, infatti, non è possibile innescare la scarica. Per avere una scarica a pressioni maggiori sarebbero possibili due soluzioni: incrementare la tensione di alimentazione (sostituendo il trasformatore) oppure accorciare la distanza tra gli elettrodi all'interno del laser.

Tuttavia la potenza luminosa del laser costruito risulta sufficiente per realizzare il LID su molecole di  $\text{CH}_3\text{F}$ . Per tale motivo è stato deciso di continuare ad utilizzare il trasformatore correntemente in uso e di non modificare la posizione degli elettrodi. Se in futuro fosse necessaria una maggiore potenza, sarebbe inoltre possibile costruire un secondo laser da mettere in serie a quello attuale.

## Appendice A

### Caratteristiche delle principali ABS attualmente utilizzate

	HERMES	Novosibirsk	IUCF	ANKE	RICH
$Q_{in}$ [mbar l/s]	1.5	0.6	1.7	1	1
$B_{pt}$ [T]	1.5	3.2	1.5	1.7	1.5
$d_{mag}$ [cm]	0.86	1.4	1.04	1	1.04
$v_{drift}$ [m/s]	1953	1750	1494	1778	1530
$T_{beam}$ [K]	25	30	16.5	20.3	18
$L$ [m]	1.16	1.4	0.99	1.24	1.37
$d_{ct}$ [cm]	1	2	1	1	0.9
$Q_{ct}$ [atomi/s]	$6.8 \cdot 10^{16}$	$6.7 \cdot 10^{16}$	$7.8 \cdot 10^{16}$	$7.5 \cdot 10^{16}$	$12.4 \cdot 10^{16}$

$Q_{in}$  flusso entrante iniziale

$B_{pt}$  campo magnetico (*pole tip*)

$d_{mag}$  diametro primo magnete (massima accettazione)

$v_{drift}$  velocità media delle particelle del fascio

$T_{beam}$  Temperatura del fascio (larghezza della distribuzione delle velocità)

$L$  Lunghezza

$d_{ct}$  diametro del *compression tube*

$Q_{ct}$  flusso nel *compression tube*

**Elenco pompe ABS di Ferrara**  
(relativo allo schema presentato in fig. 2.2.1.3)

Marca	Modello	Velocità(H2)	Velocità(N2)	Fattore di compressione	Pressione minima	Raffreddamento richiesto	Nome
		[l/s]	[l/s]	(H)	[mbar]		
Pfeiffer	TPH 2200	2800	2200	1800		400 W - aq	<b>Turbo Left e Right</b>
	DUO 065		1080		$3 \cdot 10^{-3}$	Aria	<b>Scroll - PV QMA&amp;CW</b>
	TMU 521 P	400		$2 \cdot 10^7$		100 W aria + 100 l/h aq@15°C	<b>Turbo CW</b>
Leybold	WS 2000		30000		$10^{-5}$	Aria	<b>Root 1</b>
	WS 250		3500		$10^{-5}$	Aria	<b>Root 2</b>
	TurboVAC 3500		3600	$2 \cdot 10^4$		50 l/h aq	<b>Turbo 3A - 2A</b>
Varian	TV 300 HT		210		$2 \cdot 10^{-4}$		<b>Turbo QMA</b>

Il migliore bersaglio solido polarizzato attuale è quello utilizzato a COMPASS [19].

## Appendice B

### Energie di dissociazione

H <sub>2</sub>	4.5 eV
O <sub>2</sub>	5.3 eV
N <sub>2</sub>	9.8 eV

### Energie di prima ionizzazione

H	13.598 eV
He	24.587 eV
O	13.618 eV
N	14.534 eV

## Appendice C

### Codice sorgente programmi

#### "tek2oo.c"

```
/*
# Legge in.txt proveniente da un oscilloscopio tektronix e scrive out.txt in formato
# importabile da openoffice, eliminando 'm' di mV e numerando le righe.
# Copyright (C) 2005 Luca Barion.
# Questo programma è rilasciato sotto la licenza GPL versione 2
# (http://www.gnu.org/copyleft/gpl.html)
*/

#include <stdio.h>

int main(int argc, char *argv[])
{
    FILE *fp_in,*fp_out;
    int n=2;
    char buf1[10],buf2[2], buf3[10], buf4[2], c=1;

    if (argc==2)
        {printf("Converte 'in.txt' (formato tektronix) in 'out.txt' (formato openoffice)\r\n");
        exit(0);
        }
    fp_in=fopen("in.txt","r");
    if (fp_in==NULL) {printf("Impossibile aprire il file in.txt in lettura!\n");exit(1);}
    fp_out=fopen("tmp.txt","w");
    if (fp_out==NULL) {printf("Impossibile aprire il file tmp.txt in scrittura!\n");exit(1);}

    while ( fgetc(fp_in) != '\n');

    while (fscanf(fp_in, "%s %s %s %s\n", &buf1, &buf2, &buf3, &buf4) != EOF)
        fprintf(fp_out, "%s %s\n", buf1, buf3);

    fclose(fp_in);
    fclose(fp_out);

    fp_in=fopen("tmp.txt","r");
    if (fp_in==NULL) {printf("Impossibile aprire il file tmp.txt in lettura!\n");exit(1);}
    fp_out=fopen("out.txt","w");
    if (fp_out==NULL) {printf("Impossibile aprire il file out.txt in scrittura!\n");exit(1);}
    fprintf(fp_out, "1 ");

    while (c != EOF)
        {c=fgetc(fp_in);
        if (c!='m') fprintf(fp_out, "%c", c);
        if (c=='\n') {fprintf(fp_out, "%d ", n);n++;}
        }

    fclose(fp_in);
    fclose(fp_out);
    return 0;
}
```

## “calcola\_spettro\_H.c”

```
/*
# Calcola le lunghezze d'onda delle righe di emissione/assorbimento
# degli atomi di idrogeno
# Copyright (C) 2005 Luca Barion.
# Questo programma è rilasciato sotto la licenza GPL versione 2
# (http://www.gnu.org/copyleft/gpl.html)
*/

#include <stdio.h>

#define R 10.97082

int main(void)
{
    int a=2,b;
    double f;

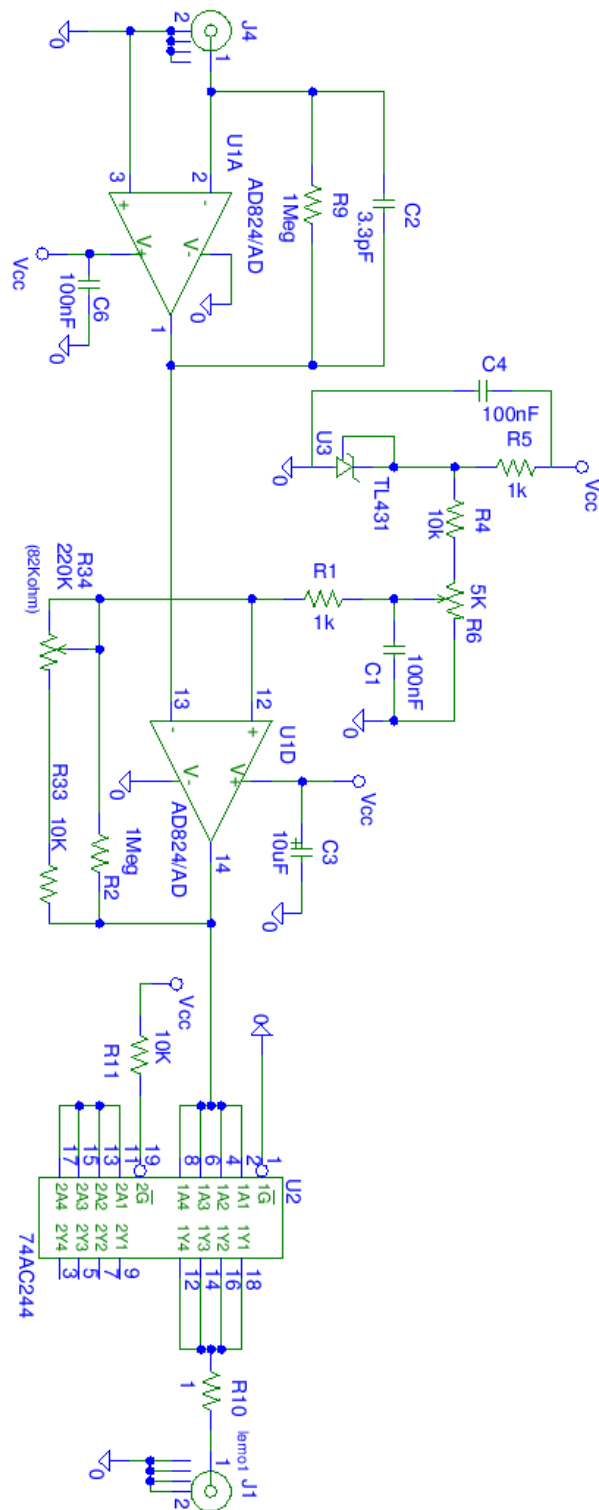
    printf("Balmer:\n");
    for (b=3;b<9;b++)
    {
        f=R*(1./(a*a)-1./(b*b));
        printf("%d (%d->%d) %f nm\n", b-2, b, a, 1000/f);
    }

    return 0;
}
```



# Appendice D

## Schema circuito per discriminatore trigger ottico





## Appendice E

### Software utilizzato

Sistema operativo:

**Debian GNU/Linux** (<http://www.debian.org>)

Programmi:

**blender** - Very fast and versatile 3D modeller/renderer

**gcc** - The GNU C compiler

**geda** - GNU EDA -- Electronics design software

**gimp** - The GNU Image Manipulation Program

**kate** - KDE Advanced Text Editor

**mozilla-firefox** - lightweight web browser based on Mozilla

**openoffice.org** - high-quality office productivity suite

**qcad** - A professional CAD System

**xfig** - Facility for Interactive Generation of figures under X11

**LabVIEW** (<http://www.ni.com/labview>)

**WaveStar for Oscilloscopes** (<http://www.tek.com>)

# Bibliografia

- [1] *“The HERMES Collaboration, Technical Design Report”*  
**DESY-PRC 93/06, Hamburg 1993.**  
<http://www-hermes.desy.de>

*A. Magnon*

**“The compass experiment at cern”**

DAPNIA/SPhN, CEA-Saclay, F91191 Gif-Sur-Yvette Cedex  
<http://wwwcompass.cern.ch/>

*R. Joosten*

**“Transversity signals in two hadron correlations at COMPASS”**

Spin 2004

*C. Marchand*

**“Prospects for gluon polarization measurement at COMPASS”**

DIS2003

*C. Bernet*

**“The gluon polarization  $\Delta G/G$  at COMPASS”**

XLII International Winter meeting on nuclear physics, 2004

**“Measurements of the spin structure of the deuteron in the DIS region”**

**“First measurement of the transverse spin asymmetries of the deuteron in semi-inclusive deep inelastic scattering”**

COMPASS collaboration, 2005

- [2] *V. Barone, A. Drago, P. G. Ratcliffe*  
**“Transverse polarisation of quarks in hadrons”**  
Phy. Rep. 359 (2002) 1-2

- [3] **The PAX experiment at GSI**  
<http://www.fz-juelich.de/ikp/pax/>

- [4] *A. Nass, C. Baumgarten, B. Braun, G. Ciullo, G. Court, P.F. Dalpiaz, A. Golendukhin, G. Graw, W. Haeberli, M. Henoeh, R. Hertenberger, N. Koch, H. Kolster, P. Lenisa, H. Marukyan, M. Raithel, D. Reggiani, K. Rith, M.C. Simani, E. Steffens, J. Stewart, P. Tait, T. Wise*  
**“The HERMES polarized atomic beam source”**  
 Febbraio 2003
- [5] *T. Wise, M. Chapman, W. Haeberli*  
**“Polarized Hydrogen Jet Target for Measurement of RHIC Proton Beam Polarization”**  
 University of Wisconsin, Madison, WI 53706
- [6] *A. Airapetian et al.*  
**“The HERMES Polarized Hydrogen and Deuterium Gas Target in the HERA Electron Storage Ring”**  
 Nucl. Instr. and Meth. A540 (2005) 68
- [7] *A. Airapetian et al.*  
**“Nuclear Polarization of Molecular Hydrogen Recombined on a Non-metallic Surface”**  
 Eur. Phys. J D 29 (2004)
- T. Wise et al.*  
 Phys.Lett.87 042701 (2001)
- J.F.J. van den Brand et al.*  
 Phys.Lett.78 1235 (1997)
- [8] *A. Farkas*  
**“Orthohydrogen, Parahydrogen and Heavy Hydrogen”**  
*London: Cambridge University Press, 1935.*
- [9] *F.Kh. Gel'mukhanov, A.M. Shalagin*  
**“Light-induced diffusion of gases”**  
 JETP Lett. v.29 p.711, 1979
- [10] *V.D.Antsygin, S.N.Atutov, F.Kh.Gel'mukhanov, G.G.Telegin, A.M. Shalagin*  
**“Light-induced diffusion of sodium vapor”**  
 JETP Lett. v.30 p.243, 1979

- [11] *Pavel L. Chapovsky*  
**“Ortho-Para Conversion in CH<sub>3</sub>F. Self-Consistent Theoretical Model”**  
**e Corrispondenza privata.**
- [12] *L. Barion, S. N. Atutov, G. Ciullo, M. Contalbrigo, P. Ferretti Dalpiaz, F. Giordano, P. Lenisa, M. Stancari, M. Statera, M. Wang*  
**“Optical spectrometer for measuring the relative density of the atomic hydrogen and molecular hydrogen in the ABS source”**  
 Spin 2004, Trieste
- [13] *B.A. Paldus, J.S. Harris, J. Martin, J. Xie, R.N. Zare*  
**“Laser diode cavity ring-down spectroscopy using acousto-optic modulator stabilization”**  
 Journal of Applied Physics, 1997
- [14] *C. Baumgarten, B. Braun, G. Court, G. Ciullo, P.F. Dalpiaz, A. Golendukhin, G. Graw, W. Haeberli, M. Henoeh, R. Hertemberger, N. Koch, H. Kolster, P. Lenisa, Nass, S.P. Pod'yachev, D. Reggiani, K. Rith, E. Steffens, J. Stewart, T. Wise*  
**“Measurements of Atomic Recombination in the HERMES Polarized Hydrogen and Deuterium Storage Cell Target”** (pagina 8)  
 Settembre 2002
- [15] *Raiser U.P.*  
**“Physics of gas discharge, science”** (pagina 592)  
 1987
- [16] *A. Maitland M. H. Dunn*  
**“Laser Physics”**  
 North-Holland, 1969
- [17] *S.N. Atutov*  
**“Light-induced drift of Na-vapor without physical adsorption on the inner surface of the cell”**  
 Phys. Lett., v. 119A, N. 3, p. 121-125, 1986

[18] *D. J. Knapp*  
**“Design and performance of a sealed CO2 Laser”**  
University of Colorado, Boulder

[19] *J. Ball et al.*  
Nuclear Instruments and Methods, A498 (2003) 101

*K. Kondo, J. Ball, G. Baum, P. Berglund, N. Doshita, F. Gautheron, St. Goertz,  
T. Hasegawa, N. Horikawa, S. Ishimoto, T. Iwata, Y. Kisselev, J. Koivuniemi,  
J. M. LeGoff, A. Magnon, T. Matsuda, W. Meyer, G. Reicherzp*  
**“Polarization measurement in the COMPASS polarized target”**  
Nuclear Instruments and Methods, A526 (2004) 70-75

#Fine del documento#