



# UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Sviluppo di una sorgente a raggi X indotta da Laser

Relatore

Prof. Giovanni Carugno

Laureando

Tommaso Polato

Anno Accademico 2019/2020



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Classici sistemi di produzione a raggi X</b>	<b>3</b>
1.1 Principi di funzionamento . . . . .	4
1.2 Un nuovo tipo di sorgente . . . . .	6
<b>2 Caratterizzazione del sistema</b>	<b>7</b>
2.1 Analisi della dipendenza dalla tensione . . . . .	8
2.2 Analisi della dipendenza dalla potenza del laser . . . . .	10
2.3 Tempo di accensione e spegnimento della corrente . . . . .	12
2.4 Trasporto del segnale mediante una fibra ottica . . . . .	14
2.5 Test di tenuta sul lungo periodo . . . . .	15
<b>3 Conclusioni</b>	<b>17</b>
<b>A Tabelle dei dati Utilizzati</b>	<b>19</b>
<b>B Foto del setup sperimentale</b>	<b>21</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>23</b>



# Introduzione

Lo scopo del seguente elaborato è realizzare e analizzare una nuova tipologia di emissione termoionica nei classici tubi radiogeni non più indotta dalla corrente circolante nel catodo ma dovuta alla potenza termica trasmessa da un laser incidente. Questa novità consentirà un notevole miglioramento nella produzione del fascio di elettroni e permetterà di migliorare la gestione della parte termica del sistema. Nel capitolo 1 si descriverà come si compone un classico sistema di produzione dei raggi X.

Si descriveranno le componenti che lo compongono, evidenziandone i principali problemi e limiti che hanno portato alla sperimentazione di una nuova configurazione del sistema. Si descriveranno inoltre le principali leggi fisiche che permetteranno di analizzare il sistema.

Nel capitolo 2 verrà caratterizzato il nuovo apparato, studiando la corrente di elettroni prodotta dall'emissione termoionica, mostrandone la dipendenza dalla potenza del laser e dalla differenza di potenziale applicata. Si analizzeranno infine i risultati ottenuti confrontandoli con quanto noto dai metodi già esistenti.



# Capitolo 1

## Classici sistemi di produzione a raggi X

Tra i molti metodi esistenti per la produzione dei Raggi X quello più comune utilizza il Tubo di Coolidge, detto a catodo caldo, che converte l'energia cinetica di fasci di elettroni accelerati in radiazione elettromagnetica come conseguenza della radiazione di frenamento. Questo tipo di tubo a raggi X è una valvola termoionica composta da un'ampolla in alto vuoto contenente un catodo ed un anodo tenuti ad alta tensione.

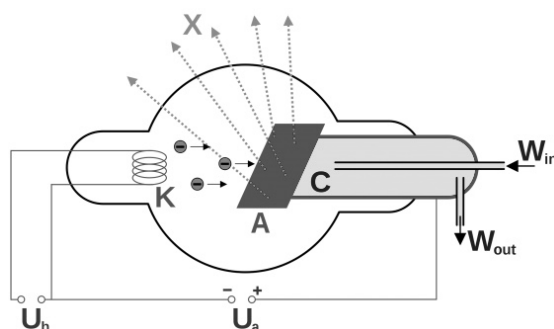


Figura 1.1: Rappresentazione schematica di un tubo Coolidge. K è il catodo, A è l'anodo.  $U_h$  è la DDP della corrente nel catodo mentre  $U_a$  quella del campo accelerante

Il catodo, un filamento realizzato con leghe di metalli ad alto numero atomico (tungsteno, tantalio, molibdeno) è posto in uno slot in metallo per la messa a fuoco del fascio ed è collegato ad un circuito alimentato da una sorgente a basso voltaggio. Attivando la corrente in questo circuito si produce un intenso riscaldamento del filamento che produce un'emissione termoionica di elettroni indotta dal calore fornito per effetto Joule. La temperatura del filamento ed il numero di elettroni emessi dipende quindi dalla corrente circolante nel filamento. Gli elettroni, una volta emessi, vengono accelerati dalla differenza di potenziale presente tra i due elettrodi ed impattano sull'anodo. Nell'urto l'energia cinetica degli elettroni è convertita in radiazione X mediante un processo indicato come *Bremsstrahlung* (radiazione di frenamento) che dipende dalla decelerazione degli elettroni che interagiscono con il nucleo. Un altro tipo di radiazione emessa è quella caratteristica, che si genera quando nell'urto viene rimosso un elettrone dall'orbita più vicina al nucleo (K-shell), producendo una lacuna che viene subito colmata da un elettrone proveniente da un'orbita adiacente emettendo questo tipo di radiazione.

La radiazione emessa dal tubo potrà quindi variare di molte lunghezze d'onda e potrà risultare più o meno penetrante a seconda del tipo di metallo usato per l'anodo e dalle tensioni di funzionamento del sistema. Le correnti tipiche del fascio al suo interno sono selezionabili in un range di 2-3 mA con 50-60 kV di differenza di potenziale per apparati dentali, fino a 100-300 mA e 100-150 kV nel caso di altri sistemi più energetici come la TAC.

## 1.1 Principi di funzionamento

I metalli, come è dimostrato dalla loro abilità nel poter trasportare una corrente elettrica, contengono molti elettroni in banda di conduzione che hanno energie medie che dipendono dalla temperatura del metallo proporzionalmente a  $3/2KT$ . Se un elettrone tenta di lasciare il conduttore subisce un'intensa forza che lo tiene vincolato a seguito della formazione di una carica immagine del segno opposto.

In generale a temperatura ambiente gli elettroni non hanno abbastanza energia ( $\sim 0,04$  eV) per vincere questa forza e svincolarsi, ma aumentando la temperatura del metallo, e quindi l'energia cinetica al suo interno, alcuni elettroni riusciranno a farlo. Maggiore è la temperatura, maggiore è la quantità di elettroni emessi. Questo fenomeno indotto dalla temperatura prende il nome di emissione termoionica ed è descritto dalla legge di Richardson.

Un filamento caldo, per esempio di tungsteno a 2000K, sarà quindi circondato da elettroni evaporati e attraverso una differenza di potenziale si potranno allontanare questi elettroni dal filo generando una corrente che risulta proporzionale alla forza elettrica applicata. La relazione precisa tra la tensione ed il flusso di corrente è delineato dalla legge di Child (o Child-Langmuir), mentre la dipendenza dalla temperatura per l'emissione termoionica è descritta dalla legge di Richardson.

Presentiamo qui di seguito una breve discussione delle leggi appena citate che saranno utili per capire e analizzare i fenomeni fisici che avvengono all'interno di un tubo radiogeno e poterne quindi descrivere il suo funzionamento.

### La legge di Child-Langmuir

Questa legge afferma che in un diodo a vuoto a facce piane e parallele, una corrente nel limite di carica spaziale varia proporzionalmente alla potenza della tensione  $V$  e inversamente al quadrato della distanza tra il catodo e l'anodo. Si considera la configurazione più semplice, analoga al nostro sistema, costituita da un'interfaccia planare tra una superficie metallica ( $x < 0$ ) e lo spazio vuoto ( $x > 0$ ) dove sono emessi gli elettroni, come evidenziato in figura 1.2. Il metallo, un catodo o un filamento, è riscaldato producendo una distribuzione di elettroni "evaporati" dal metallo nel vuoto. Si posiziona quindi un aggiuntivo foglio conduttore (l'anodo) nella posizione  $x = b$ .

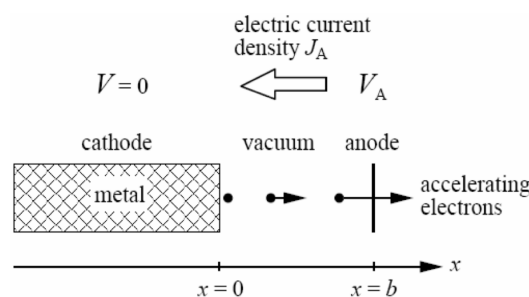


Figura 1.2: modello semplificato di un apparato catodo-anodo

Tra il catodo e l'anodo viene applicata una differenza di potenziale  $V_A$  che forza gli elettroni a muoversi dal catodo verso l'anodo. Si genera quindi una corrente elettrica, un flusso di elettroni descritto da

$$J = -en(x)v(x) = -J_A \quad (1.1)$$

dove sia la densità numerica  $n(x)$  che la velocità  $v(x)$  dipendono dalla posizione  $x$  tra le piastre e si denota con  $J_A$  la densità di corrente misurata all'anodo, stazionaria e indipendente dalla posizione.



È possibile calcolare la velocità degli elettroni usando la conservazione dell'energia:

$$\frac{1}{2}mv^2 - eV(x) = 0 \quad \Leftrightarrow \quad v = \sqrt{\frac{2e}{m}V(x)} \quad (1.2)$$

con  $V(x)$  la tensione tra catodo e anodo. Poichè la corrente  $J_A$  è stazionaria il numero di elettroni  $n(x)$  diminuisce quando la velocità degli elettroni verso l'anodo aumenta. Usando l'equazione di Poisson è possibile dimostrare che il potenziale nello spazio dipende dalla variazione della densità di carica

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = \frac{en(x)}{\epsilon_0} \quad (1.3)$$

ed unendo questa relazione con quelle definite precedentemente, si può ricavare l'equazione differenziale

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{J_A}{\epsilon_0 v(x)} = \frac{J_A}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}V(x)}} \quad (1.4)$$

Imponendo come condizione iniziale che il potenziale  $V(x)$  in  $x = 0$  sia nullo come anche la sua derivata prima, è possibile determinare la soluzione di questo problema differenziale ottenendo come risultato

$$V(x) = \left[ \frac{9J_A}{4\epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \right]^{\frac{2}{3}} x^{\frac{4}{3}} \quad (1.5)$$

dal quale, indicando con  $V_A = V(x = b)$  la tensione sull'anodo è possibile mostrare la forma più generale per la Legge di Child:

$$J_A = \left[ \frac{4\epsilon_0}{9b^2} \sqrt{\frac{2e}{m}} \right] V_A^{\frac{3}{2}} \quad (1.6)$$

### La legge di Richardson o emissione termoionica

La maggior parte dei processi termici in chimica e fisica è descritta in termini di un fattore detto di Boltzmann  $e^{-\Delta E/k_B T}$ , una distribuzione che definisce la probabilità per un sistema di trovarsi in un certo stato in funzione dell'energia  $\Delta E$  e della temperatura  $T$ , con  $k_B$  la costante di Boltzmann. Nel contesto sperimentale esaminato definisce quindi la frazione della popolazione di elettroni che potrà compiere il salto energetico per superare la barriera di potenziale ed essere emesso dal catodo. L'energia necessaria per poter liberare un elettrone dal metallo è detta funzione di lavoro  $W$ , che dipende dal materiale considerato. Si riportano qui di seguito alcuni esempi di energie di estrazione e temperature di fusione di materiali tipicamente usati in processi di emissione termoionica.

Materiale	Work function (eV)	Temperatura di fusione (K)	Costante termoionica $A_R$ ( $A/cm^2 K^2$ )
Tungsteno (W)	4,52	3655	60,2
Tantalio (Ta)	4,25	3100	60,2
Molibdeno (Mb)	4,30	2890	60,2

Per questo tipo di emissione il fattore di Boltzmann suggerisce quindi che la corrente emessa da un metallo riscaldato avrà la forma

$$I \sim e^{-W/k_B T} \quad (1.7)$$

Richardson, a partire da questa relazione, definì una legge in grado di descrivere la densità di corrente  $J$  degli elettroni emessi termoionicamente in funzione della temperatura del metallo ed indipendentemente dal potenziale applicato tra gli elettrodi

$$J = A_R T^2 e^{-W/k_B T} \quad (1.8)$$

dove  $A_R$  è la costante di Richardson

$$A_R = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1.2 \times 10^6 A/m^2K^2 \quad (1.9)$$

Questa costante, sebbene non contenga alcun termine che si riferisce al materiale, sperimentalmente è possibile dimostrare come invece ci sia dipendenza. Tutto ciò dipende da fenomeni che avvengono su piccola scala quando si verifica l'emissione termoionica. La work function per esempio ha una dipendenza dalla temperatura poichè a causa di questa si verifica una dilatazione del reticolo degli atomi. Inoltre può dipendere dall'orientazione delle facce dei reticoli del metallo o da una possibile contaminazione della superficie esterna. Per tener conto di questa dipendenza si moltiplica quindi la costante  $A_R$  per un coefficiente  $\lambda_R$  che deve essere ricavato sperimentalmente per ciascun materiale.

Quando i fenomeni di emissione non dipendono più dal potenziale applicato tra la superficie emettente e quella ricevente, si può considerare la corrente proporzionale solamente alla temperatura. In queste condizioni la corrente ha raggiunto il limite di saturazione e risulta quindi descrivibile solo in termini della legge di Richardson.

## 1.2 Un nuovo tipo di sorgente

I principali problemi che si possono riscontrare in questi sistemi di produzione ai raggi X possono essere determinati principalmente da due fattori:

- Lo spessore dell'anodo  
che nel caso della produzione di radiazione per trasmissione limita le radiazioni di frenamento appartenenti al range energetico utile alle applicazioni mediche e comporta un'attenuazione della radiazione emessa con un possibile peggioramento della resa del sistema.
- L'accumulo di energia termica  
depositata nel tubo e dovuta alla corrente che fluisce nel catodo e tra gli elettrodi. Infatti meno dell'1% dell'energia trasportata dagli elettroni è convertita in radiazione X e più del 99% viene trasformata in calore, causando notevoli limitazioni nell'uso del sistema. Questa inefficienza termica di produzione diventa più evidente quando si hanno differenze di potenziale superiori agli 80 kV.

Il primo problema può essere risolto utilizzando un anodo obliquo che produce i raggi X per riflessione e non per trasmissione, con il vantaggio di poter usare un fascio di energia più omogeneo in intensità e avere una messa a fuoco migliore della radiazione emessa.

Il secondo invece può essere risolto spostando la messa a terra sull'anodo e alimentando in alta tensione negativa il catodo. Così facendo è possibile collegare in maniera più semplice l'anodo con l'esterno, facilitandone il suo raffreddamento e riducendo il tempo richiesto tra una radiografia ed un'altra.

Inoltre è possibile modificare il meccanismo d'estrazione degli elettroni che continueranno ad essere emessi per effetto termoionico, non più generato per effetto Joule da una corrente, ma focalizzando un fascio laser direttamente sul catodo. In questo modo è possibile eliminare il circuito di alimentazione del filamento, fornendo l'energia termica necessaria all'estrazione mediante una radiazione infrarossa e risolvendo il problema dell.

## Capitolo 2

# Caratterizzazione del sistema

Le necessità applicative del sistema analizzato richiedono di poter controllare la corrente generata nel tubo poichè da questa dipendono la quantità di raggi X emessi. In particolare è fondamentale poter regolare l'intensità e l'energia del flusso di elettroni all'interno del tubo, e l'intervallo di tempo per cui questo è acceso. In generale si può agire sulle alimentazioni del sistema, modificando la potenza e la durata di incidenza del laser o la differenza di potenziale tra gli elettrodi.

Mediante il nuovo apparato, schematizzato nella figura seguente 2.1, si studieranno le caratteristiche della corrente di elettroni nel tubo con l'obbiettivo di valutare la dipendenza dalla potenza della radiazione incidente e dalla tensione applicata tra anodo e catodo. In questa maniera sarà quindi possibile caratterizzare l'emissione termoionica a partire dalle principali leggi di Child e Richardson che la descrivono.

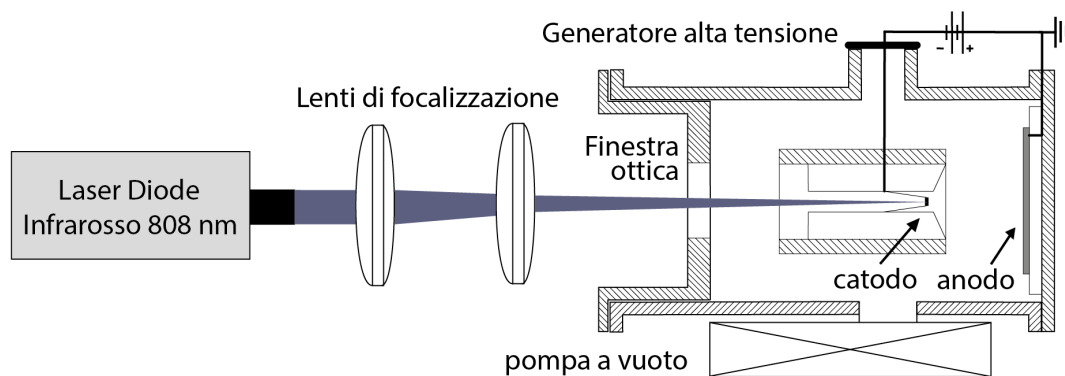


Figura 2.1: rappresentazione schematica dell'apparato utilizzato in laboratorio

Il tubo radiogeno è rimpiazzato da una camera contenente i due elettrodi e collegata ad un sistema di pompaggio in alto vuoto (pressione  $\sim 10^{-6}mbar$ ). Il catodo è posto in un alloggiamento che favorisce la messa a fuoco del fascio e la dispersione del calore, ed è alimentato da un generatore di tensione regolabile fino alla differenza di potenziale massima di 6,5 kV. È costituito da un dischetto di tantalio di 1mm di diametro e spessore  $25 \mu m$  a cui sono collegate due barrette di molibdeno 3 cm che lo fissano all'alloggiamento. materiale con proprietà analoghe al tungsteno in grado di sopportare temperature fino a 3000K. L'anodo è collegato a terra ed è costituito da un sottile strato di tungsteno di  $5 \mu m$  di spessore ottenuto da un processo di *sputtering* su una superficie di diamante.

La sorgente di radiazione è un laser diodo infrarosso di lunghezza d'onda  $\lambda = (808 \pm 3)nm$  con potenza in uscita regolabile fino ad 8 Watt.

## 2.1 Analisi della dipendenza dalla tensione

L'utente che agisce sui parametri di una macchina radiogena ha la possibilità di modificare la tensione presente tra gli elettrodi per poter regolare l'energia degli elettroni e di conseguenza il tipo di radiazione emessa. Attualmente i sistemi più comuni utilizzano alte tensioni che in genere vanno da 50 a 150 kV; nel funzionamento CT, per esempio vengono spesso utilizzati 120–130 kV, ma sono disponibili anche configurazioni a 80, 100 o 140 kV. Questi valori sono puramente indicativi poichè fanno riferimento a sistemi con catodo spesso e servono solamente per avere un'idea delle grandezze in gioco e non rappresentano un riferimento per l'analisi effettuata.

Per poter utilizzare il tubo esclusivamente in funzione della tensione applicata tra gli elettrodi e avere una corrente che rispetta la legge di Child ed è indipendente dalla temperatura del catodo, è necessario operare in regime di carica spaziale. Questa configurazione è così definita perchè attorno al catodo gli elettroni emessi grazie all'energia termica fornita dal laser incidente a potenza costante, generano una nube di elettroni, che definisce una regione a potenziale negativo attorno all'emettitore. All'accensione del potenziale, il catodo si carica negativamente e gli elettroni sono respinti verso l'anodo. Già con piccole tensioni è possibile attivare la corrente elettronica nel tubo, che aumenta proporzionalmente alla differenza di potenziale e accelera solamente gli elettroni già emessi dal metallo. L'aumento di questa corrente è però limitato dal numero di elettroni che il metallo riesce ad emettere. Per questo, da un certo valore di tensione si delinea una corrente di saturazione e tutti gli elettroni emessi dal catodo sono raccolti dall'anodo.

Riuscire ad operare in regime di carica spaziale permette di ottenere condizioni stabili e ripetibili per il funzionamento, potendo assumere che gli elettroni viaggiano senza dispersione tra gli elettrodi e che hanno velocità iniziale nulla o comunque trascurabile quando vengono accelerati verso l'anodo.

In primo luogo si è voluto verificare l'effettivo funzionamento in regime di carica spaziale, controllando per esempio che la velocità di emissione degli elettroni è nulla. Analizzando la curva che approssima i dati raccolti con la legge di Child, si nota (figura 2.2) come questa potrebbe non passare esattamente per l'origine degli assi come invece prevede la teoria.

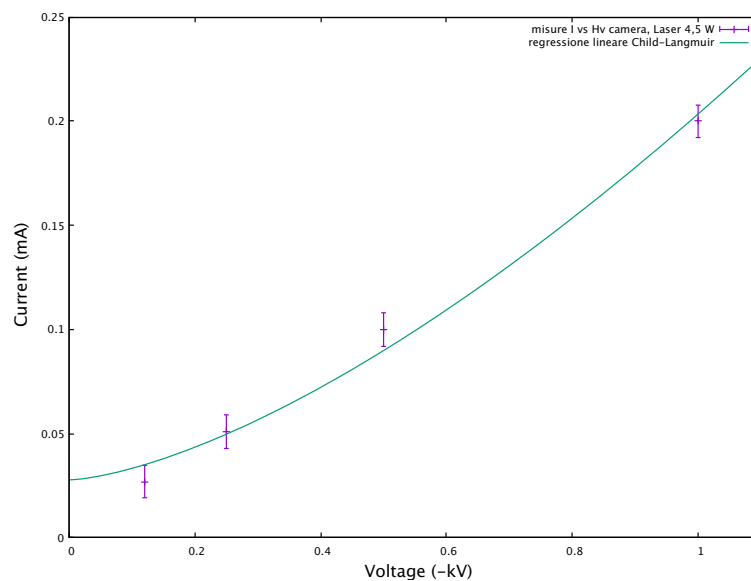


Figura 2.2: dettaglio dell'intersezione della curva con l'asse y usato per la stima della velocità di emissione a potenziale spento.

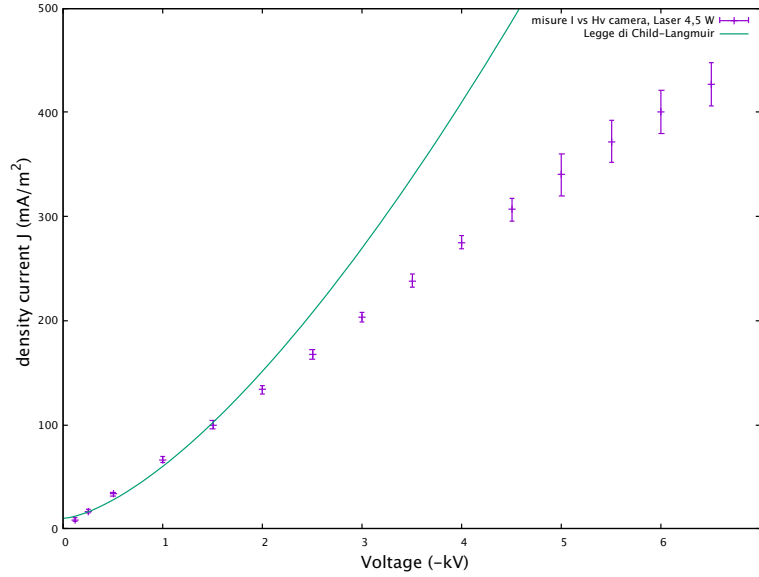


Figura 2.3: Densità di corrente in funzione della differenza di potenziale. La curva è la regressione lineare dove è soddisfatta la relazione di Child-Langmuir.

Tutto ciò potrebbe avvenire perchè quando non si è ancora accesa la differenza di potenziale tra i due elettrodi, il laser sta già fornendo l'energia al metallo per emettere gli elettroni, alcuni dei quali possono avere energia sufficiente per colpire l'anodo. Se la velocità di emissione non fosse trascurabile ( $> 10^7$  m/s) si dovrebbe tener conto di questa quantità nella relazione per la conservazione dell'energia, che non risulterebbe più quella descritta in (1.1) ma diventerebbe

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 + eV(x) \quad (2.1)$$

comportando la necessità di correggere anche la legge. Dall'analisi della regressione si ricava che la velocità di emissione con la differenza di potenziale spenta ( $v_0$ ) è inferiore a  $10^5$  m/s. Perciò si può trascurare questo contributo considerando che a potenziale acceso le velocità sono superiori a  $10^7$  m/s e quindi nella relazione della velocità che tiene conto anche di  $v_0$ , questo valore ha un peso soltanto sulla quarta cifra significativa. In questo modo è possibile ritenerlo con buona approssimazione trascurabile e affermare con certezza di lavorare in regime di carica spaziale.

Osservato questo, si può ragionare sulle caratteristiche del fascio in funzione della tensione applicata tra gli elettrodi ( $\Delta V$ ) mantenendo costante la potenza del laser.

Ricordando la relazione per l'energia cinetica di una particella carica

$$E = e\Delta V \quad (2.2)$$

che dipende dalla carica dell'elettrone e dal potenziale che lo accelera, possiamo valutare l'energia con cui l'elettrone impatta sull'anodo. Da questa dipenderà infatti la radiazione emessa a seguito delle interazioni atomiche. Si nota un andamento lineare tra la tensione e l'energia di impatto stimata in eV, all'aumento di un kV della differenza di potenziale si ha un aumento di un Kev sull'energia di impatto. È quindi possibile in base alla necessità di applicazione poter aumentare senza un particolare limite la tensione del sistema per avere energie di impatto maggiori.

Dall'energia, ricordando la relazione tra la velocità della particella e la sua energia cinetica si può calcolare infine la quantità di portatori di carica per unità superficie ( $\Sigma$ ) dalla relazione:

$$n = \frac{J}{ev_e\Sigma} \quad (2.3)$$

Studiando l'andamento del numero di portatori di carica in funzione della tensione (figura 2.4) è possibile notare come prevede la teoria, che da un certo valore di tensione si inizia ad osservare una diminuzione della pendenza della curva. Questo perchè si sta raggiungendo la regione in cui comincia a manifestarsi il limite di saturazione per la corrente che conferma nuovamente il funzionamento nella regione di carica spaziale.

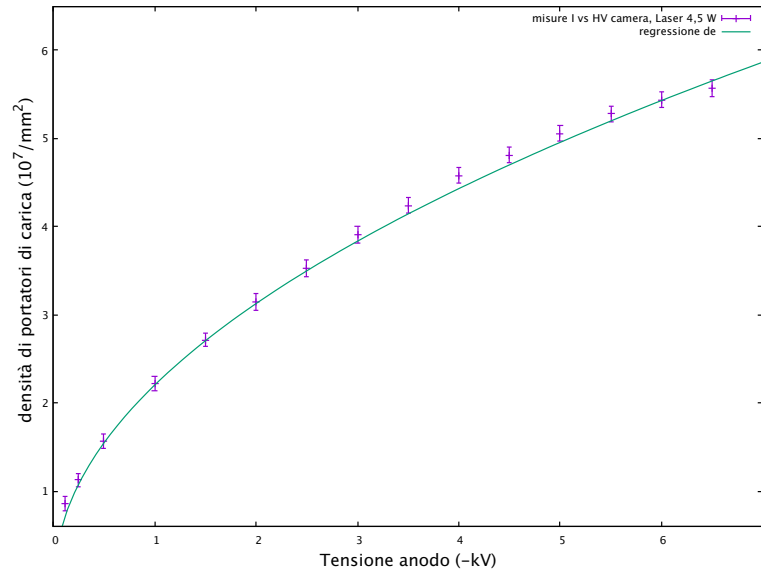


Figura 2.4: numero di elettroni interagenti con l'anodo per unità di superficie. La regressione descrive l'andamento in accordo con la saturazione

## 2.2 Analisi della dipendenza dalla potenza del laser

In radiologia si adoperano questi strumenti diagnostici per ottenere immagini della struttura interna di un corpo e poterne individuare dettagli ed anomalie. A seconda dell'utilizzo, si impiegano radiazioni penetranti di energia compresa tra i 30 e i 150 keV, poichè tale radiazione è in grado di attraversare i vari tessuti venendo assorbita a seconda dello spettro del fascio e dalla composizione e spessore del materiale. L'energia della radiazione emessa dipende dalla distanza tra cui un elettrone accelerato dal catodo intergisce con i nuclei degli atomi dell'anodo. Minore è il parametro d'impatto tra la traiettoria dell'elettrone ed il nucleo, maggiore sarà la decelerazione e l'energia della radiazione X prodotta. Tuttavia la probabilità di emettere radiazioni ad alta energia diminuisce con l'aumento del raggio di interazione e solo in casi estremamente rari, l'elettrone incidente cede tutta la sua energia cinetica nell'interazione con il nucleo, producendo raggi X di massima energia.

Il numero massimo di interazioni che possono avvenire nell'anodo è limitato dalla condizione di saturazione per la corrente che limita il numero di raggi X che possono essere prodotti poichè si limita il numero di elettroni che possono essere accelerati sul catodo. Nel paragrafo precedente si è osservato che tutto ciò dipende dal numero massimo di portatori di carica che possono essere accelerati una volta emessi dal catodo per emissione termoionica. Questo processo, come è descritto dalla legge di Richardson, risulta essere dipendente dalla temperatura del catodo.

Modificando la potenza del laser incidente sul filamento a parità di differenza di potenziale, possiamo controllare l'energia termica fornita al filamento regolando la temperatura di emissione. Nonostante il

potenziale tra gli elettrodi sia acceso, come si osserva dalla figura seguente, solo a partire da un certo valore di potenza incidente si inizia a misurare la corrente.

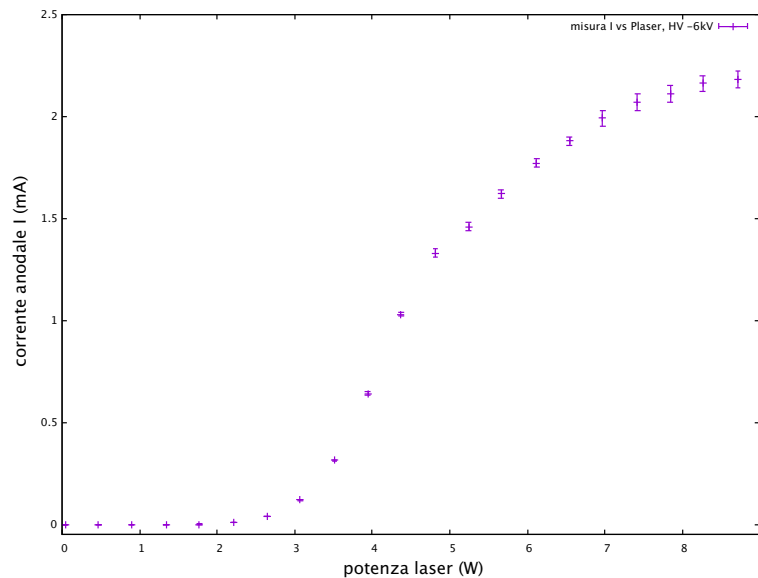


Figura 2.5: Corrente anodale in funzione della potenza incidente sul catodo.

Questo sicuramente dipende dal lavoro di estrazione del tantalio (4,25 eV) che costituisce l'energia minima necessaria per l'estrazione di un elettrone. Solamente quando il filamento scaldato dal laser incidente, aumenta a sufficienza la sua temperatura e l'energia interna degli elettroni nel reticolo di conduzione ( $\propto kT$ ), si comincia ad osservare l'emissione degli elettroni e la corrente tra gli elettrodi. La temperatura del catodo gioca quindi un ruolo fondamentale in tutto il processo di radiazione perchè definisce il limite per cui la corrente satura e regola la probabilità di emissione di radiazioni di energie maggiori nello spettro totale. Nel sistema analizzata la stima delle temperature di funzionamento è stata eseguita in maniera qualitativa valutando il colore della superficie del filamento riscaldato. Confrontando con lo spettro cromatico delle varie temperature di calore si è ricavato che all'accensione del filamento, con correnti di qualche  $\mu\text{A}$ , si può considerare una temperatura di circa 1600 K, che aumenta fino a 2500-2600 K quando la corrente raggiunge il funzionamento ottimale a 2 mA.

Non è stato possibile raccogliere un campione di dati dello spettro reale di emissione del filamento con il quale, sfruttando la relazione di Plank per il corpo nero, si sarebbe potuto descrivere la temperatura del filamento in funzione della potenza incidente. Con questa stima si sarebbe potuta valutare più precisamente la percentuale di energia assorbita nell'emissione termoionica e definire i limiti per la corrente di saturazione secondo la legge di Richardson.

Confrontando infine le potenze usate per produrre un'emissione termoionica mediante un laser rispetto all'uso di correnti che attraversano il catodo, con il metodo classico si hanno correnti nel filamento di qualche centinaio di mA, tensioni massime di 10 V e ci si aspetta quindi che l'emissione cominci per potenze inferiori al Watt. Nel secondo caso invece si osserva la produzione del fascio solo quando la potenza incidente è superiore a circa 2W. Per questo motivo si può ipotizzare che solo una minima parte della radiazione incidente sia assorbita dal catodo.

### 2.3 Tempo di accensione e spegnimento della corrente

Il tempo di accensione e spegnimento della corrente nel tubo determina la durata dell'esposizione, che può variare in base al tipo di protocollo di esame impiegato e determina il tempo in cui vengono prodotti i raggi X per la diagnosi. Assieme al tempo di accensione solitamente un operatore regola un parametro  $I\Delta t$  che determina il numero di elettroni che impattano sull'anodo. Per una normale radiografia il periodo di esposizione è estremamente breve, tipicamente  $\leq 100$  ms.

Un'importante bisogno per gli scopi applicativi del sistema è quindi la possibilità di accendere e spegnere rapidamente il fascio di elettroni nel tubo.

Per riprodurre questo tipo di analisi si è utilizzato un chopper ottico che permette di interrompere periodicamente il fascio luminoso incidente sul filamento accendendo e spegnendo la corrente nella camera. Con un oscilloscopio sono stati misurati due segnali, il primo relativo alla corrente prodotta dal filamento nella camera, ed il secondo generato da un fotodivelatore posizionato a lato della sorgente laser che misura la radiazione riflessa dalla ruota. In questa maniera è possibile distinguere quando il laser incide sul filamento o viene bloccato dal chopper spegnendo la corrente nella camera.

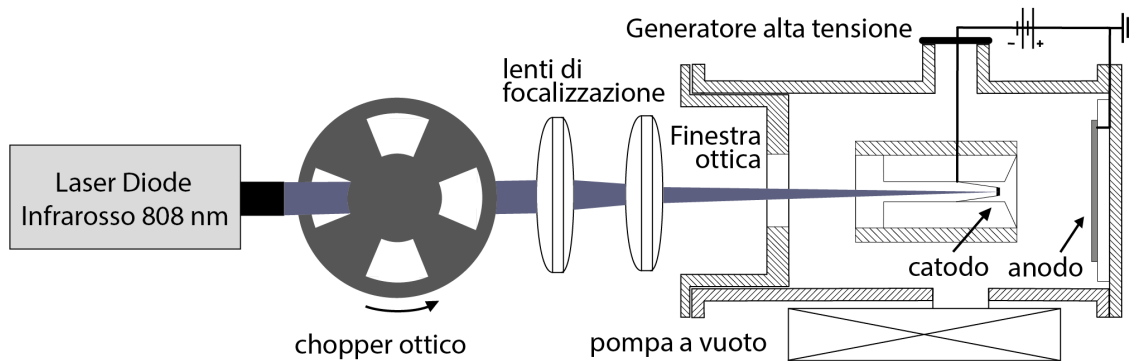


Figura 2.6: schematizzazione dell'apparato con un chopper ottico

Si è scelto di raccogliere questi segnali a due differenti valori di potenza del laser, raccogliendo per ciascuno tre misure a diverse velocità di rotazione del chopper e una con quest'ultimo spento. Confrontando i valori massimi di corrente di ciascun campione con il proprio valore di riferimento, si nota che all'aumentare della frequenza di rotazione diminuisce il valor massimo di corrente ionica.

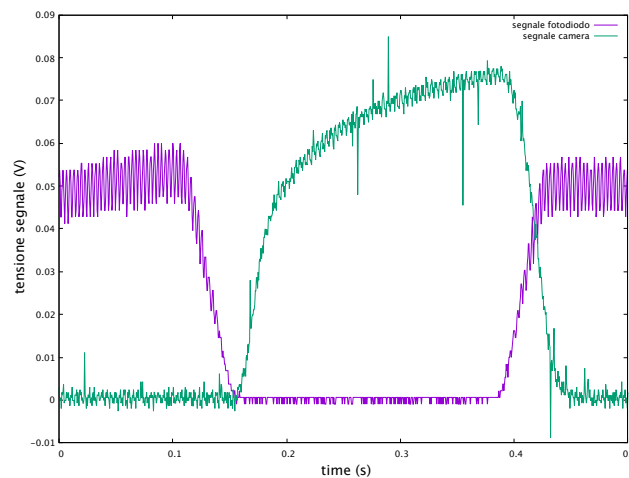


Figura 2.7: Confronto tra il segnale della camera (verde) rispetto a quello riflesso sul fotodiodo (viola)



Potenza 5,6 W - HV= 6kV			Potenza 6 W - HV= 6kV		
frequenza (Hz)	$I_{max}$ (mA)	var %	frequenza (Hz)	$I_{max}$ (mA)	var %
//	$1,342 \pm 0,014$	//	//	$1,582 \pm 0,012$	//
2	$1,246 \pm 0,016$	6%	1,8	$1,516 \pm 0,014$	4%
3,8	$1,152 \pm 0,008$	14%	3,9	$1,358 \pm 0,007$	14 %
7,9	$1,062 \pm 0,004$	20 %	8	$1,200 \pm 0,008$	24%

L'analisi dei tempi di accensione e spegnimento si è limitata quindi solo ai primi due campioni per i quali la variazione percentuale è più bassa. Come si può vedere anche in figura 2.7, per la stima del tempo di accensione  $t_{ON}$  e di spegnimento  $t_{OFF}$  della corrente, si sono determinati due intervalli.

Il primo tiene conto del tempo impiegato dal segnale per aumentare ( $t_{rise}$ ) da un'intensità del 10% al 90%, o viceversa per diminuire dal 90% al 10% ( $t_{fall}$ ). Il secondo invece valuta il ritardo ( $t_d$ ) nella risposta del segnale sia in salita che in discesa, ed è necessario per poter approssimare il segnale incidente ad un onda quadra. In questo modo si valuta la crescita del segnale solamente dal momento in cui tutta la potenza del laser incide sul filamento e quindi il segnale del fotodiodo è nullo.

Dai valori calcolati è possibile notare come il ritardo nell'accensione della corrente diminuisca quando la potenza del laser aumenta, diventando per segnali più potenti quasi istantaneo. Il tempo per raggiungere la corrente desiderata nel tubo, per entrambi i valori di potenza, è di circa di 120 ms, valore di cui si dovrà tener conto all'accensione della corrente per generare il fascio radiante. Infine si osserva che lo spegnimento della corrente avviene in tempi molto rapidi, compresi tra i 35 e 45 ms. Sicuramente per caratterizzare in maniera più precisa il tempo di accensione e spegnimento è necessario capire da una misura diretta dello spettro dei raggi X emessi dopo quale intervallo di tempo vengono prodotti quelli della lunghezza d'onda richiesta.

Potenza 5,6 W HV= 6kV						
frequenza (Hz)	accensione			spegnimento		
	$t_d$ (ms)	$t_{rise}$ (ms)	$t_{ON}$ (ms)	$t_{rise}$ (ms)	$t_{fall}$ (ms)	$t_{OFF}$ (ms)
2	$21,5 \pm 0,7$	$99,3 \pm 2,1$	$120,7 \pm 3,5$	$12,0 \pm 0,8$	$27,7 \pm 0,9$	$39,7 \pm 1,8$
3,8	$23,3 \pm 1,6$	$100,3 \pm 0,9$	$123,6 \pm 2,5$	$8,4 \pm 0,7$	$27,3 \pm 0,7$	$35,7 \pm 1,4$

Potenza 6,0 W HV= 6kV						
frequenza (Hz)	accensione			spegnimento		
	$t_d$ (ms)	$t_{rise}$ (ms)	$t_{ON}$ (ms)	$t_{rise}$ (ms)	$t_{fall}$ (ms)	$t_{OFF}$ (ms)
1,8	$7,8 \pm 1,6$	$115,3 \pm 0,7$	$123,0 \pm 2,3$	$15,5 \pm 1,8$	$31,3 \pm 1,1$	$46,8 \pm 2,8$
3,9	$8,4 \pm 0,2$	$102,8 \pm 1,1$	$111,2 \pm 2,0$	$8,5 \pm 0,7$	$28,6 \pm 0,8$	$37,1 \pm 1,5$

In conclusione si vogliono presentare alcune possibili soluzioni che consentirebbero di migliorare i tempi di accensione della corrente nel tubo. La prima proposta prevede di mantenere il filamento in preaccensione, fornendo al catodo già un'energia termica iniziale. Questa situazione potrebbe essere realizzata per esempio mantenendo il laser acceso ad una potenza che scalda il filamento ad una temperatura più bassa di quella di estrazione e modulando la potenza si riuscirebbe ad accendere e spegnere la corrente. La seconda idea propone di utilizzare un sistema di lenti magnetiche che agiscono direttamente sul fascio di elettroni prodotti dall'emissione termoionica. Usando un campo magnetico assiale, con asse coincidente con la corrente di elettroni, si può generare un gradiente che consente un allargamento o un restringimento del fascio elettronico. In questo modo il laser verrebbe mantenuto acceso alla potenza richiesta e mediante l'azione di un interruttore si varierebbe la messa a fuoco della corrente sul catodo, accendendo e spegnendo la radiazione emessa dal sistema.

## 2.4 Trasporto del segnale mediante una fibra ottica

La configurazione del sistema utilizzata fino ad ora può essere sufficiente in un contesto di laboratorio ma nel concreto può risultare poco pratica a causa delle dimensioni lineari.

L'ultima modifica attuata, propone di trasportare la potenza del laser direttamente alla camera usando una fibra ottica. La flessibilità, l'isolamento da disturbi elettrici e l'attenuazione estremamente limitata del segnale trasportato, rendono questo mezzo estremamente adatto per ridurre notevolmente le dimensioni dell'apparato.

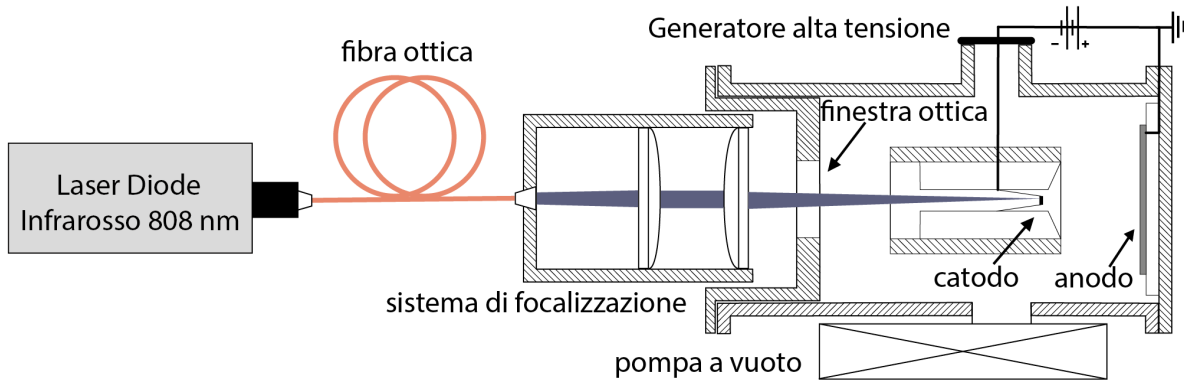


Figura 2.8: schematizzazione dell'apparato modificato con fibra ottica

Si è utilizzata una fibra multimodale di diametro del core di  $1000 \pm 20 \mu\text{m}$ , collegata ad un supporto cilindrico contenente un coppia di lenti che servono a mettere a fuoco il fascio divergente in uscita dalla fibra a dimensioni confrontabili con il diametro della fibra. Il supporto delle lenti, fissato su un cavaliere con movimento micrometrico lungo i tre assi ortogonali, consente inoltre di regolare con maggiore precisione il focheggiamento del laser sul filamento.

Confrontando la potenza del laser direttamente all'uscita della sorgente con quella trasmessa dal sistema costituito da fibra e lenti, si osserva un'attenuazione non trascurabile del segnale. Come era previsto, questa differenza è dovuta al coefficiente di trasmissione delle due lenti che non è ideale ma trasmette circa il 90% del segnale. Risulta invece trascurabile l'attenuazione dovuta alla fibra utilizzata (12 dB/Km) dato che ha una lunghezza di 1m.

Oltre ai coefficienti di attenuazione delle lenti bisogna tener conto anche di quello del vetro della finestra della camera riduce la potenza del segnale di un ulteriore 5%.

A causa di tutti questi fattori, la potenza che riceve il filamento viene ridotta anche più del 20%, comportando un dispendio energetico non irrilevante. Sarà quindi necessario in un possibile sviluppo, rivedere il sistema di messa a fuoco del fascio che potrebbe essere posizionato direttamente all'interno della struttura della camera eliminando quindi la lente della finestra. In questo modo il sistema risulterebbe avere dimensioni estremamente compatte e sarebbe sufficiente collegarlo semplicemente all'alimentazione del laser e tensione.

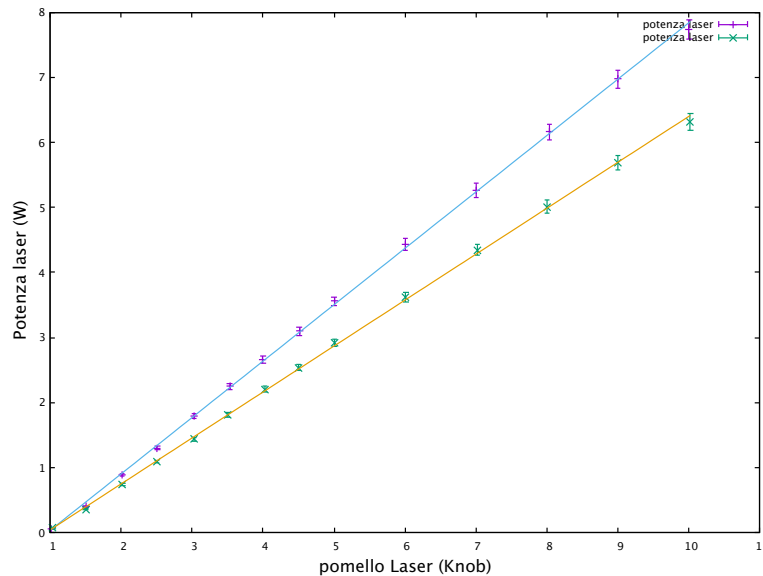


Figura 2.9: Misura del bolometro per stimare la potenza in uscita dal laser e dal sistema di lenti+fibra rispetto al valore arbitrario (Knob) dell'alimentatore

## 2.5 Test di tenuta sul lungo periodo

Con l'ultima analisi si è voluto mettere sotto sforzo il sistema per poter valutare quanto le grandezze ottenute dall'utilizzo del laser siano stabili nel tempo. La temperatura di fusione del tantalio o di materiali analoghi, limita la possibilità di poter accrescere la potenza del laser incidente perchè si rischia di portare il filamento ad una temperatura molto vicina a quella di fusione. Di conseguenza si potrà solamente agire sulla tensione del sistema per la quale in linea di principio non dovrebbe esserci un limite massimo di tensione applicabile.

Per questo motivo si è deciso di misurare valori di corrente impostando il laser a potenza elevata e variando la tensione a valori molto più elevati rispetto a quanto fatto fino ad ora, portando quindi il sistema fino a differenze di potenziale di 22kV. Come previsto (figura 2.10) i valori della corrente sono misurati nella zona di saturazione e si mantengono quindi costanti. La differenza tra il valore misurato a -6,5 kV e quelli successivi è sostanziale, ma dovuta con certezza ad un errore intrinseco nella misura dei due generatori impegnati.

Infine si è valutata la tenuta del sistema per poterne comprendere il funzionamento dopo un lungo periodo di operatività. Per farlo si è impostata la potenza del laser e la tensione ai massimi valori consentiti e si è lasciata accesa la camera per diverse ore, misurando la pressione al suo interno e la corrente anodica dopo alcuni intervalli di tempo. In caso di perdite o rotture si verificherebbe infatti una variazione del vuoto all'interno della una drastica riduzione della corrente. La verifica ha dato risultati soddisfacenti in quanto non si sono verificate anomalie ed il sistema ha mantenuto la sua operatività in condizioni impegnative per più di 4 ore.

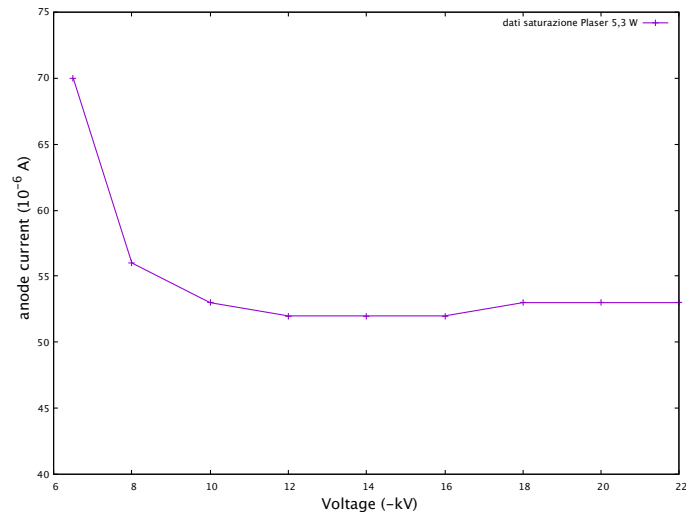


Figura 2.10: verifica della tenuta del sistema in condizioni di saturazione per la corrente in funzione della differenza di potenziale. Potenza del laser incidente costante a 5,3 W.

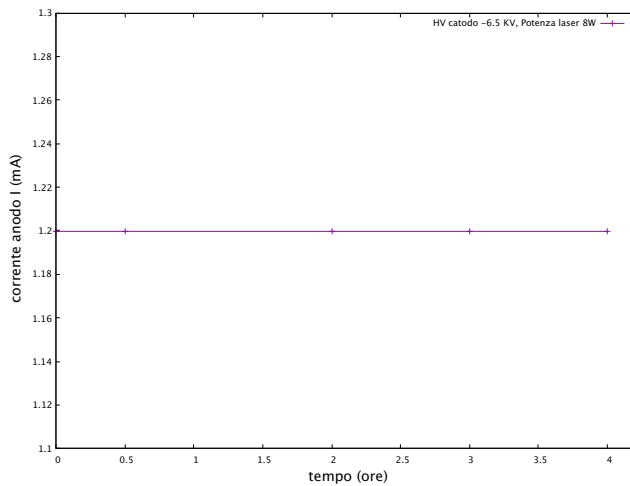


Figura 2.11: verifica della tenuta della corrente del sistema nel lungo periodo a differenza di potenziale massima HV=-6,5kV e potenza del laser P=8,7 W.

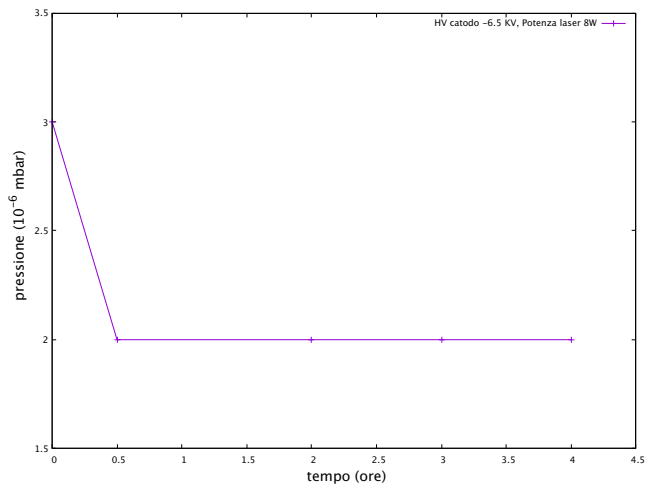


Figura 2.12: verifica della tenuta della pressione del sistema nel lungo periodo a differenza di potenziale massima HV=-6,5kV e potenza del laser P=8,7 W.

## Capitolo 3

# Conclusioni

Dopo aver introdotto le caratteristiche e la fisica su cui sono basati i tubi radiogeni odierni, si è presentato un nuovo metodo per ricavare raggi X spostando la messa a terra sull'anodo e sfruttando un laser infrarosso per l'estrazione degli elettroni da un anodo fine. Dalle stime effettuate questo nuovo design si è dimostrato in grado di riprodurre le condizioni necessarie ad ottenere radiografie per usi dentali, utilizzando correnti di 2 mA e differenze di potenziale di qualche kV. L'utilizzo del laser ha mostrato inoltre la possibilità di generare una radiazione in tempi compresi i 10 ed i 130 ms.

La disponibilità sul mercato ormai di laser dal costo contenuto e l'utilizzo di una strumentazione non eccessivamente sofisticata, rende possibile la realizzazione di questo sistema dalle dimensioni estremamente limitate e con una spesa modesta.

Inoltre la produzione di elettroni mediante il laser, combinata alla ridotta capacità termica di un anodo fine, dovrebbe rendere favorevole questo metodo di produzione degli X, potendo migliorare lo smaltimento del calore dell'anodo. Alcuni concetti andranno però approfonditi per poter comprendere totalmente le potenzialità di questo progetto, tra cui quale sarà la tipologia di radiazione emessa in termini di energia e capacità penetrante o le tempistiche per produrre la radiazione. Infine bisognerà analizzare il tempo di deterioramento della superficie dell'anodo, dovuto alla prolungata incidenza del laser, per comprenderne la durabilità o la perdita di efficienza nella radiazione emessa.



# Appendice A

## Tabelle dei dati Utilizzati

Tabella A.1: valori della corrente misurata in funzione della differenza di potenziale alla potenza costante del laser P=4,4W.

Potenza Laser (W)	Corrente anodo I (mA)
0,038 ± 0,001	0,000 ± 0,002
0,471 ± 0,009	0,000 ± 0,002
0,905 ± 0,018	0,000 ± 0,002
1,338 ± 0,027	0,000 ± 0,002
1,772 ± 0,035	0,001 ± 0,002
2,205 ± 0,044	0,010 ± 0,002
2,639 ± 0,053	0,040 ± 0,002
3,072 ± 0,061	0,122 ± 0,003
3,505 ± 0,070	0,314 ± 0,005
3,939 ± 0,079	0,642 ± 0,008
4,372 ± 0,087	1,032 ± 0,012
4,806 ± 0,096	1,330 ± 0,015
5,24 ± 0,10	1,462 ± 0,017
5,66 ± 0,11	1,618 ± 0,018
6,12 ± 0,12	1,765 ± 0,020
6,54 ± 0,13	1,881 ± 0,021
6,97 ± 0,14	1,990 ± 0,040
7,42 ± 0,15	2,070 ± 0,041
7,84 ± 0,16	2,110 ± 0,041
8,26 ± 0,17	2,160 ± 0,042
8,71 ± 0,17	2,164 ± 0,042

Tabella A.2: valori della corrente misurata in funzione della potenza incidente del laser sul filamento a differenza di potenziale costante HV=-6,0kV.

Voltage (-kV)	Corrente anodo I (mA)
0,12 ± 0,01	0,027 ± 0,002
0,25 ± 0,01	0,051 ± 0,003
0,50 ± 0,01	0,100 ± 0,003
1,00 ± 0,02	0,200 ± 0,004
1,50 ± 0,02	0,300 ± 0,005
2,00 ± 0,02	0,402 ± 0,006
2,50 ± 0,02	0,503 ± 0,007
3,00 ± 0,03	0,610 ± 0,008
3,50 ± 0,03	0,715 ± 0,009
4,00 ± 0,03	0,825 ± 0,010
4,50 ± 0,03	0,920 ± 0,011
5,00 ± 0,04	1,020 ± 0,030
5,50 ± 0,04	1,116 ± 0,031
6,00 ± 0,04	1,200 ± 0,032
6,50 ± 0,04	1,280 ± 0,033

Tabella A.3: misure di potenza rispetto al valore della manopola del laser (Knob) direttamente dalla sorgente o subito dopo il passaggio attraverso la fibra e le lenti.

Manopola (Knob)	Potenza laser no fibra (W)	Manopola (Knob)	Potenza laser fibra+lenti (W)
1,01	$0,065 \pm 0,001$	1,04	$0,072 \pm 0,001$
1,50	$0,406 \pm 0,008$	1,50	$0,360 \pm 0,007$
2,01	$0,888 \pm 0,018$	2,02	$0,739 \pm 0,015$
2,51	$1,30 \pm 0,03$	2,50	$1,09 \pm 0,02$
3,03	$1,79 \pm 0,04$	3,03	$1,44 \pm 0,03$
3,53	$2,25 \pm 0,05$	3,50	$1,82 \pm 0,04$
4,00	$2,66 \pm 0,05$	4,03	$2,21 \pm 0,04$
4,51	$3,10 \pm 0,06$	4,50	$2,54 \pm 0,05$
5,00	$3,56 \pm 0,07$	5,01	$2,92 \pm 0,06$
6,00	$4,43 \pm 0,09$	6,01	$3,63 \pm 0,07$
7,00	$5,27 \pm 0,11$	7,02	$4,35 \pm 0,09$
8,03	$6,16 \pm 0,12$	8,00	$5,01 \pm 0,10$
9,00	$6,97 \pm 0,14$	9,00	$5,69 \pm 0,11$
10,00	$7,74 \pm 0,15$	10,02	$6,32 \pm 0,13$

Tabella A.4: valori di pressione e corrente nella camera misurati a diversi istanti.

Differenza di potenziale HV=-6,5kV  
Primo campione misurato a laser spento,  
secondo con laser acceso.

Potenza Laser P = 0,0W	
time	12.23
pressione (mbar)	$8 \times 10^{-7}$
corrente anodo I (mA)	$0,00 \pm 0,02$

Potenza Laser P = 8,0W	
orario della misura	12.24
pressione (mbar)	$3 \times 10^{-6}$
corrente anodo I (mA)	$1,20 \pm 0,03$
orario della misura	12.50
pressione (mbar)	$2 \times 10^{-6}$
corrente anodo I (mA)	$1,20 \pm 0,03$
orario della misura	14.15
pressione (mbar)	$2 \times 10^{-6}$
corrente anodo I (mA)	$1,20 \pm 0,03$
orario della misura	16.15
pressione (mbar)	$2 \times 10^{-6}$
corrente anodo I (mA)	$1,20 \pm 0,03$

Tabella A.5: valori di corrente in funzione della differenza di potenziale alla potenza costante del laser P=5,3W.

Tra il primo e gli altri dati si sono impiegati due differenti generatori.

Voltage (-kV)	Corrente anodo I ( $\mu$ A)
$6,50 \pm 0,04$	$70 \pm 3$
$8 \pm 1$	$54 \pm 3$
$10 \pm 1$	$53 \pm 3$
$12 \pm 1$	$52 \pm 3$
$14 \pm 1$	$52 \pm 3$
$16 \pm 1$	$52 \pm 3$
$18 \pm 1$	$53 \pm 3$
$20 \pm 1$	$53 \pm 3$
$22 \pm 1$	$53 \pm 3$



## Appendice B

### Foto del setup sperimentale



Figura B.1: particolare del supporto del catodo e dimensioni della targhetta del filamento. In ordine da sinistra a destra: la superficie rivolta verso la sorgente del laser, la superficie laterale del supporto e la superficie di forma conica rivolta verso l'anodo per la focalizzazione del fascio



Figura B.2: dettaglio della ruota ottica usata per la misura del tempo di accensione e spegnimento della corrente. A lato della sorgente laser si può osservare il fotorivelatore usato nella misura del segnale riflesso.

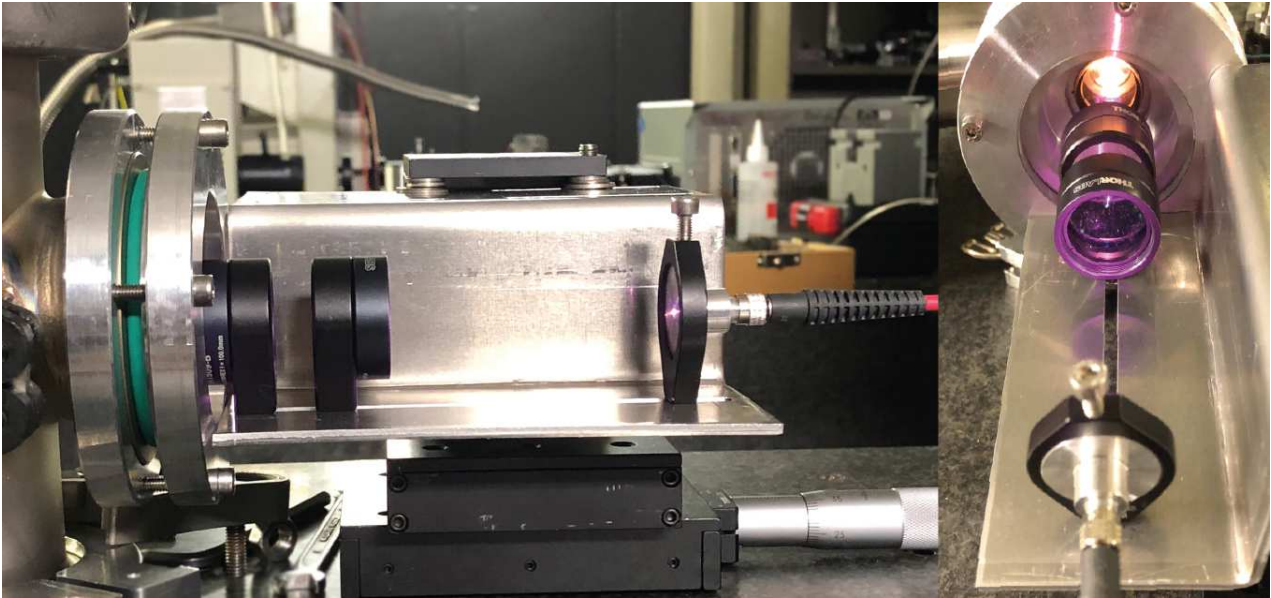


Figura B.3: a sinistra il sistema di lenti per la messa a fuoco del fascio in uscita del supporto connesso alla fibra ottica. A destra un particolare dell'accensione della corrente di elettroni all'interno della camera con il design finale analizzato.

# Bibliografia

- [1] J. Anthony Seibert. «X-Ray Imaging Physics for Nuclear Medicine Technologists. Part 1: Basic Principles of X-Ray Production». In: *J. Nucl. Med. Technol.* 32 (2004), pp. 139–147.
- [2] R B Peterson e D Pidwerbekki. «High-energy electron impact apparatus utilizing a simple diode electron gun assembly». In: *Sci Technol* 3 (1992), pp. 533–538.
- [3] Raffaele Di Vora. «Sistemi di produzione di raggi X per diagnostica medica: possibili sviluppi». Università degli Studi di Padova, 2016.
- [4] Jack G. Dodd. «An Experiment on Electron Emission». In: (1971).
- [5] John R. Cunningham Harold E. Johns. *The Physics of Radiology*. fourth edition. Charles C. Thomas, 1983.
- [6] F Michael A. Coplan John H. Moore F Christopher C. Davis. *Building Scientific Apparatus*. fourth edition. Cambridge University Press, 2009.
- [7] Wayne B. Nottingham. «Thermionic Emission». In: *Electron-Emission Gas Discharges I*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1956, pp. 1–175.