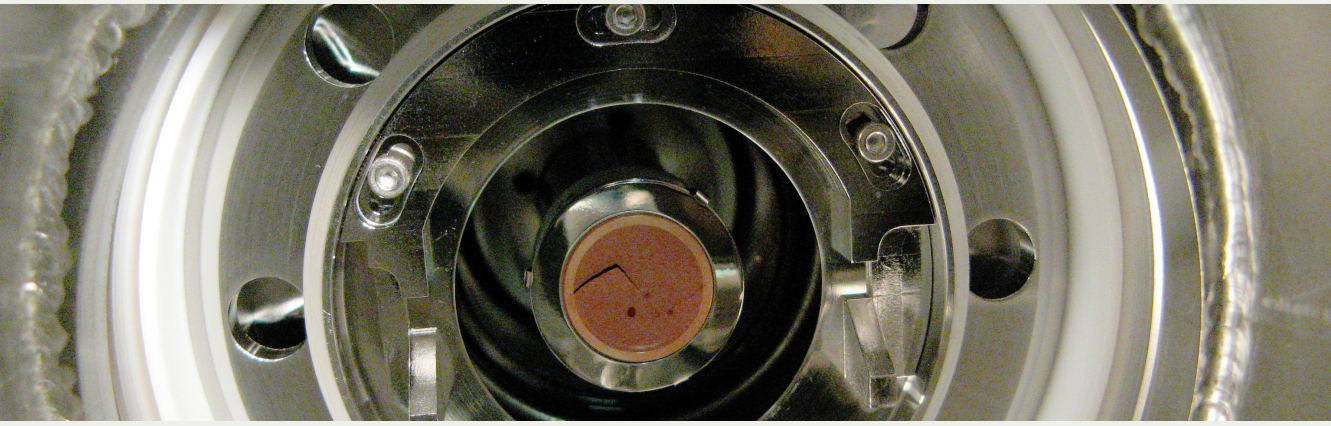
UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Specialistica in Fisica



tesi di laurea specialistica

Caratterizzazione e commissioning di una Streak Camera per misure di impulsi X ultracorti

Candidato
Luca Piazza

Relatore
prof. Fulvio Parmigiani

Correlatore
dott. Marco Zangrando

Anno Accademico 2009-2010

a Palmira
e ai suoi occhi buoni

a Guido
e ai suoi baci sulla fronte

Indice

Sommario 7

1 Introduzione 9

1.1 Sorgenti di impulsi X ultracorti 10
1.1.1 Sorgenti HHG 12
1.1.2 Laser-induced plasma X-rays 13
1.1.3 Tubi a raggi X ultra-veloci 15
1.1.4 Sincrotroni e FEL 15

1.2 Detector ultra-veloci 18
1.2.1 Streak camera 19
1.2.2 Misure di correlazione 19
1.2.3 Ponderomotive streaking 20

1.3 Progetto FERMI@*Elettra* 21

2 La Streak Camera 25

2.1 I principi operativi 25
2.1.1 Il fotocatodo 26
2.1.2 Streak tube e sweep plates 30
2.1.3 Trigger elettronico e Optical Switch 31
2.1.4 Image intensifier, MCP, CCD 33

2.2 La risoluzione dello strumento 35
2.2.1 La risoluzione temporale 35
2.2.2 La risoluzione spaziale 36

2.3 Sistemi di pompaggio e interlock di sicurezza 36

3 CARATTERIZZAZIONE DELLO STRUMENTO 39

3.1 La sorgente laser 39
3.1.1 Il sistema Verdi - Mira - Evolution - Legend 39
3.1.2 Descrizione dei setup ottici 42

3.2 Prime acquisizioni 44
3.2.1 Acquisizioni in *focus mode* 45
3.2.2 Acquisizioni in *streaking mode* 48

3.3 Il fotocatodo 50
3.3.1 Analisi della forma del fotocatodo 50
3.3.2 Space charge effect 51

3.4 Optical Switch 52
3.4.1 Confronto con e senza OS 53
3.4.2 L'illuminazione dell'Optical Switch 54

3.5 MCP & CCD 58
3.5.1 Misura del guadagno dell'intensificatore di immagine 58
3.5.2 Rumore del sistema di acquisizione 59

3.6 Misura risoluzione temporale 60
3.6.1 Space charge effect 60
3.6.2 Setup del sistema con l'interferometro 60
3.6.3 Risultati ottenuti 62

4 TEST CON SORGENTE HHG 65

4.1 Introduzione teorica al processo HHG 65
4.2 Descrizione del setup sperimentale 68
4.3 Misure effettuate e risultati ottenuti 69

5 CONCLUSIONI 75

BIBLIOGRAFIA 79

Sommario

Questo lavoro di tesi, svolto presso i laboratori del gruppo T-ReX annessi alla sorgente di luce di sincrotrone Elettra, a Trieste, è incentrato sulle procedure di caratterizzazione e commissioning di una streak camera ultraveloce.

Lo strumento è progettato per acquisire impulsi di radiazione nell'intervallo ultravioletto estremo-raggi X soffici (EUV-SXR) ed i suoi parametri funzionali sono ottimizzati per l'utilizzo con il laser ad elettroni liberi FERMI*@Elettra*, in costruzione presso lo stesso centro di ricerca.

Il lavoro di tesi si è concentrato sull'installazione ed il commissioning iniziale dello strumento, continuando poi con la caratterizzazione e l'ottimizzazione dello stesso per valutarne le prestazioni in relazione ai parametri operativi del FEL.

Nel primo capitolo viene data una breve introduzione alla tecnologia inerente alle misure effettuate utilizzando radiazione EUV-SXR e viene descritto lo stato dell'arte per quanto riguarda le sorgenti ed i detector più utilizzati.

Nel secondo capitolo viene descritta approfonditamente la streak camera soffermandosi sulle proprietà delle componenti più significative.

I capitoli terzo e quarto illustrano, infine, le misure effettuate durante la fase di caratterizzazione e ottimizzazione dello strumento. Si è usata una sorgente di radiazione infrarossa, un laser commerciale Coherent®, ed una sorgente HHG al fine di estendere le misure sino al range della radiazione VUV e dei raggi X molli.

Introduzione

Nel ventesimo secolo i raggi X si sono rivelati, dopo la loro scoperta (Röntgen 1896), uno strumento fondamentale per lo sviluppo della ricerca pura ed applicata. Essi hanno interessato trasversalmente numerose discipline scientifiche rendendo accessibili i dettagli di strutture microscopiche in campi quali la fisica, la chimica, la medicina, le scienze della vita eccetera.

Le elevate risoluzioni spaziali rapresentano tuttavia solo un primo aspetto. Le sorgenti convenzionali di raggi X, dai primitivi tubi di Crookes, ai tubi a scarica, sino ai più recenti sincrotroni, non sono in grado di produrre impulsi di radiazione X di durata inferiore alla decina di picosecondi, insufficienti quindi all'osservazione di dinamiche ultra-veloci. Pertanto, la comunità scientifica ha prodotto un notevole sforzo al fine di ottenere sorgenti che offrano, accanto ad un'adeguata risoluzione spaziale, anche un'elevata risoluzione temporale.

Cronologicamente le prime osservazioni nel dominio dinamico dei sistemi quantistici sono state fatte utilizzando radiazione di lunghezza d'onda maggiore di quella dei raggi X. Fu infatti la tecnologia dei laser a muoversi per prima in questa direzione e sin dalla sua nascita, nel 1960, ha generato un processo di sviluppo in cui le scale temporali accessibili si sono progressivamente ridotte. Al giorno d'oggi, per la radiazione infrarossa, il visibile e l'ultravioletto vicino, è stato praticamente raggiunto il limite fondamentale per gli impulsi ultracorti rappresentato da impulsi entro cui è inviluppato un numero di cicli ottici prossimo ad uno e intervalli temporali dell'ordine del femtosecondo. Con questo tipo di radiazione è possibile studiare dinamiche elettroniche e molecolari ma non è possibile ottenere immagini con risoluzione atomica poiché l'energia dei fotoni è troppo bassa.

Il processo di convergenza tra le due tecnologie ha impiegato diversi decenni ma oggi è possibile combinare sorgenti laser convenzionali con sorgenti di raggi X, ereditando dalle prime le proprietà di coerenza spaziale e temporale e dalle seconde la lunghezza d'onda della radiazione generata. In passato sono stati proposti diversi approcci sperimentali rendendo quindi disponibili diverse tecniche.

Per caratterizzare processi temporalmente molto brevi e determinarne la dinamica possono essere usati diversi metodi. Un primo approccio consiste nell'utilizzo di sufficientemente veloci da risol-

vere i dettagli del processo dinamico. Un secondo, invece, prevede di utilizzare impulsi di radiazione corti abbastanza da *illuminare* il processo dinamico e usare poi un detector più lento per raccogliere le informazioni generate. Si può considerare poi quell'insieme di tecniche denominate *pump-probe* in cui si utilizzano due impulsi che interagiscono con il campione con un ritardo temporale controllato. Tipicamente un impulso di *pump* viene usato per inizializzare il processo dinamico popolando, per esempio, uno stato eccitato del sistema. Questo viene poi analizzato dall'impulso di *probe* che trasmette agli strumenti di misura informazioni sulle dinamiche osservate. La possibilità di avere accesso, per entrambi gli impulsi, a risoluzioni spaziali e temporali elevate è essenziale al fine di poter progettare esperimenti innovativi.

In quest'introduzione descriviamo brevemente alcuni metodi a disposizione della comunità scientifica per produrre impulsi di radiazione X ultra-veloci (paragrafo 1.1). Successivamente andremo ad analizzare alcuni dei detector in grado di operare in modo ultraveloce (paragrafo 1.2).

1.1 SORGENTI DI IMPULSI X ULTRACORTI

Esiste una varietà di sorgenti diverse in grado di produrre raggi X. Molte di esse, in particolare, sono in grado di operare in un intervallo energetico esteso che va da qualche elettronvolt a varie decine di eV. Ognuna di queste sorgenti, inoltre, ha caratteristiche proprie in termini della minima lunghezza temporale degli impulsi che è in grado di produrre. Vanno inoltre considerate le proprietà di coerenza spaziale e temporale della radiazione prodotta. In figura 1.1 sono indicate le caratteristiche energetiche e temporali degli insiemi più rappresentativi.

Le sorgenti HHG (High order Harmonic Generation) effettuano la conversione di un impulso laser infrarosso in uno nel range dei raggi X; sfruttando un processo ottico non lineare è possibile generare le armoniche di ordine superiore (maggiore di 30) della radiazione iniziale. Tale sistema verrà introdotto nel paragrafo 1.1.1.

Un secondo approccio è quello di creare, sempre utilizzando un impulso laser, un plasma estremamente "caldo" sulla superficie di un mezzo attivo allo stato solido. Tale plasma, rilassandosi, è in grado di emettere radiazione X molto intensa, sebbene incoerente (paragrafo 1.1.2).

Un terzo tipo di sorgenti è rappresentato da quella ampia classe di strumenti che utilizzano come mezzo attivo un pacchetto di elettroni. Questi, accelerati ad energie dell'ordine del keV da un campo

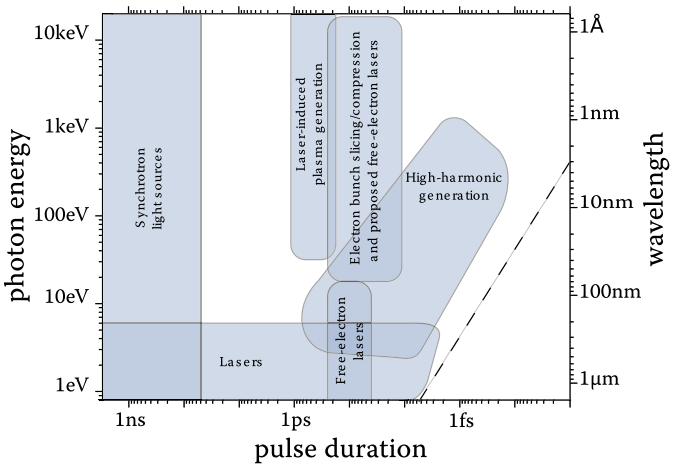


Figura 1.1: Range temporali e di lunghezza d'onda di varie sorgenti di radiazione X ed EUV. La linea tratteggiata in basso a destra nel grafico rappresenta il limite inferiore alla lunghezza di un impulso, pari ad un solo ciclo ottico.

elettrico statico (tubi a raggi X, paragrafo 1.1.3) o fino a GeV per mezzo di acceleratori di particelle (sincrotroni, laser ad elettroni liberi, paragrafo 1.1.4), emettono poi radiazione X per *bremsstrahlung* quando interagiscono con un anodo o con un campo magnetico che ne altera la traiettoria.

Un aspetto comune a tutte queste sorgenti ultra-veloci di raggi X è il fatto che in tutti i processi di emissione sono coinvolti degli elettroni, il cui stato viene alterato durante il processo di conversione. Quest'affermazione è evidente per i tubi a raggi X o per sorgenti come i sincrotroni o i laser ad elettroni liberi che utilizzano ondulatori e wiggler. Se esaminiamo le sorgenti al plasma va considerato che tale plasma è formato da elettroni eccitati che emettono ad alcune energie caratteristiche proprio perché interagiscono in maniera non elastica con gli ioni presenti. Nel processo di generazione di armoniche di ordine superiore, invece, lo stato degli elettroni di valenza di un gas nobile è alterato in modo deciso dalle grandi densità di energia che si vanno a creare nel fuoco di una lente, allontanando la particella carica dall'atomo iniziale e incrementando la sua energia cinetica. La successiva ricombinazione darà luogo ad emissione di radiazione X. Attualmente è quest'ultima tecnica quella che permette di raggiungere gli impulsi più brevi, dell'ordine del centinaio di attosecondi (10^{-16}s).

La brillanza che caratterizza le diverse sorgenti non dipende, però, solo dalla durata degli impulsi prodotti. In generale i parametri da considerare sono i seguenti:

- la densità degli elettroni accelerati,

- il numero di eventi durante i quali c'è emissione,
- la coerenza spaziale e temporale del moto degli elettroni interessati.

L'ultimo parametro, in particolare, differenzia in modo più significativo le sorgenti tra di loro. Se sussiste coerenza spaziale tra gli elettroni allora i dipoli elettrici oscillano in fase e l'intensità della radiazione prodotta ha una dipendenza quadratica rispetto alla densità elettronica. Se è presente anche coerenza temporale e il processo di emissione è periodico, allora la radiazione prodotta ad ogni evento interferisce in modo costruttivo. Questo fattore porta ad una dipendenza dell'intensità della radiazione prodotta proporzionale al quadrato del numero di cicli. Per una generazione incoerente è necessario mediare sulle diverse fasi è pertanto si ha una dipendenza solo lineare.

Il processo di generazione di radiazione X da plasma o da tubi a raggi X è privo di coerenza spaziale e temporale. La generazione di radiazione HHG invece presenta un massimo di entrambe, al pari delle sorgenti FEL nella configurazione *seeded*, mentre gli ondulatori e wiggler presenti nei sincrotroni hanno solamente una limitata coerenza spaziale.

1.1.1 Sorgenti HHG

La generazione di armoniche di ordine superiore è un processo che permette di ottenere impulsi di radiazione nel range dell'estremo ultravioletto e dei raggi X molli. Le prime pubblicazioni che descrivono la generazione di armoniche risalgono al 1961 (Franken, Hill, Peters e Weinreich 1961) e sono di poco successive all'invenzione del laser; grazie a questo è stato possibile creare campi elettrici localizzati molto intensi e permettere l'osservazione di effetti non lineari.

È noto che i processi a molti fotoni presentano un'attenuazione esponenziale dell'efficienza all'aumentare del numero di fotoni coinvolti ma nella seconda metà degli anni '80 è stato osservato un processo di generazione di armoniche che pareva non seguire questo andamento. Sono stati osservati, infatti, spettri che presentavano un *plateau* (all'aumentare dell'ordine dell'armonica l'intensità restava pressoché costante) e pertanto non potevano essere descritti usando teorie che applicano modelli perturbativi (Ferray, L'Huillier *et al.* 1988; McPherson, Gibson *et al.* 1987). Tali risultati sono stati successivamente interpretati usando un modello semiclassico (Corkum 1993). Tale modello riesce a spiegare il plateau e la presenza di una frequenza di *cut-off* descrivendo l'azione del

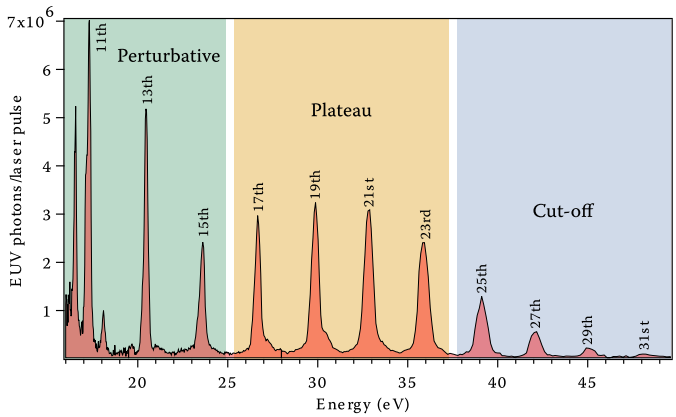


Figura 1.2: Caratteristico spettro HHG. È stato ottenuto focalizzando in un volume di argon alla pressione di $5 \cdot 10^{-3}$mbar impulsi di radiazione infrarossa ($\lambda = 800$nm) della durata di circa 50fs e con un'energia per impulso di circa 2mJ (SIMONCIG 2010).

campo elettrico su un elettrone di valenza secondo una dinamica a tre passi:

- ionizzazione: il campo elettrico applicato deforma il potenziale atomico e permette ad un elettrone di valenza di superare il potenziale di legame per effetto tunnel;
- propagazione: l'elettrone acquisisce energia cinetica e il suo moto è interamente controllato dal campo elettromagnetico del laser;
- ricombinazione: quando il campo elettrico del laser cambia di segno l'elettrone viene accelerato in direzione dello ione di provenienza. In caso di ricombinazione l'energia cinetica in eccesso viene trasferita ad un fotone il quale viene emesso ad una frequenza multipla della radiazione iniziale.

La radiazione emessa tramite questo processo eredita le caratteristiche di coerenza e polarizzazione (lineare) del laser usato ed è formata da impulsi estremamente brevi, dell'ordine del centinaio di attosecondi.

La figura 1.2 mostra uno spettro di emissione caratteristico in cui sono evidenziati l'intervallo a basse energie dove gli effetti perturbativi sono ancora dominanti, il *plateau* ove l'intensità delle armoniche si mantiene approssimativamente costante e la regione di *cut-off*.

1.1.2 Laser-induced plasma X-rays

La prima emissione di raggi X da plasma è stata dimostrata nel 1991 (MURNANE, KAPTEYN, ROSEN e FALCONE 1991). Quando un intenso impulso laser ultracorto interagisce con un materiale denso,

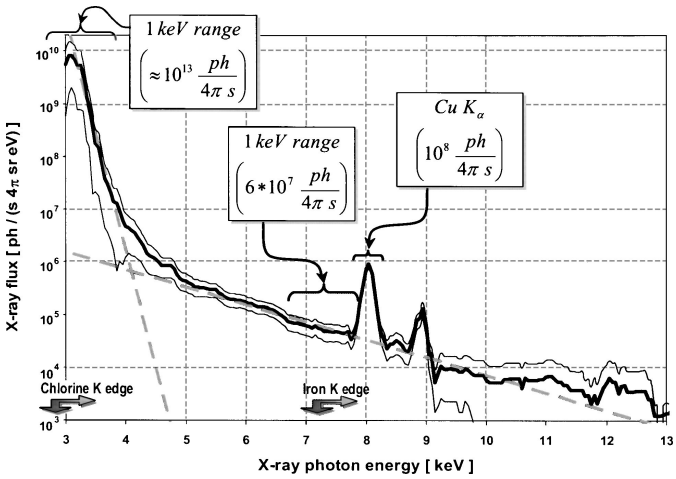


Figura 1.3: Spettro di emissione nel range X di una sorgente al plasma, ottenuto usando un campione di rame in un'atmosfera di elio a 1bar (Jiang, Lee e Rose-Petruck 2003).

allo stato solido, viene generato un plasma dalla densità e temperatura elevate e gli elettroni interessati dall'interazione vengono accelerati a grandi energie cinetiche. Il meccanismo di trasferimento dell'energia dalla radiazione incidente al campione è mediato dalle collisioni degli elettroni accelerati con gli ioni e con gli altri elettroni presenti. Il sistema successivamente si rilassa per mezzo di emissione bremsstrahlung nel dominio dei raggi X quando gli elettroni interagiscono con i core atomici degli ioni presenti. Il tempo necessario al plasma per raffreddarsi è molto breve, tipicamente inferiore al picosecondo, portando ad emissioni di impulsi X nella scala temporale del femtosecondo. Lo spettro di emissione è simile alla distribuzione di Planck per l'emissione da corpo nero (figura 1.3) con alcuni picchi in corrispondenza delle transizioni che coinvolgono scattering con i livelli profondi degli ioni presenti.

Questo genere di sorgenti è quello in grado di produrre gli impulsi più intensi con durate temporali ridotte, perfettamente sincronizzati con gli impulsi del laser che innescano il fenomeno. Il volume coinvolto nel processo è tipicamente molto ridotto, incrementando in questo modo la brillanza della sorgente, ma l'emissione è diffusa su tutto l'angolo solido ed è incoerente sia dal punto di vista spaziale che temporale; pertanto, per ottenere tempi di integrazione ragionevoli, è necessario utilizzare sorgenti laser con un elevato *repetition-rate* (dell'ordine della decina di kHz) e con alta energia per impulso (dell'ordine del mJ).

Recentemente è stata indicata una seconda modalità per sfruttare questo genere di processo: è stato dimostrato che focalizzando impulsi laser ad intensità elevate (nell'ordine 10^{18}W cm^{-2}) in un

getto di elio è possibile generare radiazione X. L'intenso impulso laser genera una variazione di densità nella distribuzione elettroniche e la risultante onda di plasma può ionizzare ed accelerare elettroni ad alte energie cinetiche. Tali energie sono dell'ordine del MeV e, in prospettiva, si prevede possano raggiungere il centinaio di MeV, in una lunghezza di interazione dell'ordine del millimetro. Il campo elettrico trasverso del laser causa in questo modo un moto elettronico periodico e quindi emissione di radiazione X altamente direzionale (Rousse, Phuoc *et al.* 2004).

1.1.3 Tubi a raggi X ultra-veloci

La prima tecnologia sperimentata per generare raggi X, quella usata da Roentgen stesso, è stata quella dei tubi a raggi X. Un sistema di questo tipo consiste in un tubo a vuoto entro il quale sono presenti un anodo e un catodo mantenuti ad una differenza di potenziale U, dell'ordine dei kV. Quando il catodo viene riscaldato dall'applicazione di un'ulteriore tensione emette elettroni per effetto termoelettrico. Gli elettroni emessi sono quindi accelerati dal catodo all'anodo ove perdono impulsivamente la loro energia cinetica al momento della collisione. La radiazione di bremsstrahlung emessa presenta un tipico *cut-off* all'energia Ue. Poiché il processo di emissione di elettroni è continuo, è continua anche la radiazione X prodotta.

Al fine di ottenere impulsi ultra-brevi con questo tipo di sistema è necessario modificare il meccanismo di generazione degli elettroni (van Wonterghem e Rentzepis 1990). Invece di utilizzare un meccanismo termico è possibile utilizzare degli impulsi laser ultrabrevi i quali creano per foto-emissione impulsi di elettroni molto brevi; a loro volta tali elettroni generano all'anodo degli impulsi X con le stesse caratteristiche temporali. Un limite è rappresentato dall'interazione reciproca degli elettroni che tende ad aumentare le dimensioni spaziali del fascio e quindi la durata dell'interazione all'anodo. Questo effetto di carica spaziale riduce la densità degli elettroni in modo evidente e rappresenta un limite superiore al numero di fotoni che possono essere prodotti. È stato comunque dimostrato che aumentando la tensione tra anodo e catodo è possibile aumentare la risoluzione temporale dello strumento rendendo possibile, potenzialmente, raggiungere il range dei femtosecondi (Hinze, Egbert, Chichkov e Eidmann 2004).

1.1.4 Sincrotroni e FEL

Tra le sorgenti di raggi X un ruolo di rilievo è certamente occupato dalle macchine in grado di generare radiazione di sincrotro-

ne. Come già visto in figura 1.1, i sincrotroni non possono però essere annoverati tra le sorgenti *ultra-veloci* in quanto, tipicamente, gli impulsi emessi hanno una durata dell'ordine del centinaio di picosecondi. Considerando l'insieme delle sorgenti supportate da acceleratori di particelle questa affermazione va rivista in quanto i progressi fatti nel campo dei laser ad elettroni liberi hanno messo a disposizione della comunità scientifica intensi X con una durata temporale dell'ordine delle decine di femtosecondi e una brillanza molti ordini di grandezza superiore.

Electron-bunch slicing Per superare i limiti temporali della radiazione emessa dai sincrotroni sono state sviluppate diverse tecniche. Nel cosiddetto *slicing-scheme* si va a manipolare il pacchetto di elettroni che circola nell'anello di accumulazione. Prima del suo passaggio entro gli ondulatori o i wiggler deputati all'emissione viene, infatti, fatto interagire con un impulso laser in un ondulatore precedente; questo processo porta alla formazione di due pacchetti di elettroni estremamente brevi inglobati nella struttura del pacchetto primario. Tali pacchetti, di energia inferiore e superiore rispetto alla media, a causa delle dimensioni ridotte danno luogo all'emissione di impulsi X ultra-brevi.

Un approccio alternativo è quello di usare *shutter* ultra-veloci; è stato dimostrato (DeCamp, Reis *et al.* 2001) che facendo interagire impulsi laser con alcuni cristalli non lineari è possibile modulare impulsivamente le proprietà di trasmissione nel range dei raggi X, *tagliando* tutta la radiazione tranne un frammento, temporalmente molto ridotto.

L'inconveniente che questi approcci condividono è la drastica riduzione della brillanza della sorgente in quanto, per ogni impulso, viene soppresso il contributo di una percentuale elevata di fotoni.

Electron-bunch compression Nel paragrafo 1.1 è stato mostrato che uno dei fattori importanti per una elevata brillanza è rappresentato dalla densità del pacchetto di elettroni che viene accelerato alla sorgente. Per questo motivo in tutti i dispositivi che si basano su acceleratori di particelle sono previsti dei meccanismi di compressione del bunch. Nell'acceleratore lineare di Stanford (SLAC) è stato possibile, per esempio, giungere a tale compressione utilizzando due coppie di magneti curvanti assemblati a formare una *chicane*. Se viene prodotto un impulso ultracorto di elettroni a partire da un impulso laser, l'allargamento subito a causa della mutua interazione elettronica viene corretto dalla particolare curvatura in quanto gli elettroni più lenti percorrono una traiettoria più breve. I

risultato finale è un pacchetto spazialmente e temporalmente compresso che ha permesso di generare impulsi di raggi X di circa 80fs (Lindenberg, Larsson *et al.* 2005).

Laser ad elettroni liberi – FEL Un laser ad elettroni liberi, o FEL (Free Electron Laser), è un laser che condivide le stesse proprietà ottiche dei laser convenzionali, quali l'emissione di radiazione intensa e coerente, ma che si basa su un principio completamente diverso. A differenza dei laser a gas, a stato solido o dei diodi laser, in cui gli elettroni effettuano transizioni tra stati legati atomici o molecolari, il mezzo attivo di un FEL consiste in un fascio di elettroni relativistici. Il range in cui tale tipo di sorgente può operare è più ampio di ogni tipo di laser convenzionali, spaziando dalle microonde, alla radiazione al terahertz, passando per l'infrarosso e lo spettro visibile, fino a giungere ai raggi X duri.

Il principio operativo di un FEL è un'estensione della tecnica usata negli ondulatori. In un ondulatore il fascio di elettroni viene deflesso da una struttura magnetica periodica lungo la traiettoria di propagazione stimolando l'emissione di radiazione. Il periodo e l'intensità del campo magnetico, in accordo con l'energia cinetica del fascio di elettroni, sono scelti in modo che ci sia interferenza costruttiva tra la radiazione emessa ad ogni ciclo. La radiazione prodotta dai singoli elettroni in un pacchetto non è emessa, però, in modo coerente e pertanto l'intensità ha una dipendenza lineare rispetto alla densità elettronica.

In un FEL si utilizzano pacchetti (o *micropacchetti*) di elettroni con una densità particolarmente elevata; in questo modo all'interno degli ondulatori la radiazione prodotta interagisce con gli elettroni stessi. Per ottenere la configurazione di *micro-bunching* sono ad oggi previste due tecniche: SASE (Self-Amplified Spontaneous Emission) e *seeding*. Nella prima inizialmente tutti gli elettroni di un pacchetto sono distribuiti uniformemente e, attraversando un ondulatore, emettono radiazione. Poiché tale radiazione e il pacchetto di elettroni si propagano simultaneamente (gli elettroni hanno energie relativistiche) c'è un accoppiamento tra la componente trasversa del moto di questi e il campo elettrico periodico, anch'esso ortogonale all'asse dell'ondulatore. Ogni elettrone viene quindi accelerato o decelerato in modo differente in funzione della sua fase rispetto al campo elettromagnetico. Poiché gli elettroni, a questo punto, avanzano a velocità diverse la modulazione in energia cinetica si traduce rapidamente in modulazione spaziale, *accordata* sulla lunghezza d'onda che l'ha stimolata, aumentando la coerenza temporale della radiazione emessa. Si viene così a creare un meccanismo di feedback che porta ad una crescita esponenziale dell'intensità emessa, sino a saturazione del sistema. Il processo di

amplificazione deve la sua attivazione alla presenza di fluttuazioni casuali nella densità del pacchetto di elettroni che, turbando l'iniziale uniformità del sistema, innesca l'intera transizione.

È possibile evitare il ricorso a fenomeni stocastici per avviare il processo di amplificazione fornendo al sistema dall'esterno la radiazione necessaria a stimolare il *microbuncing*. Nei FEL di seconda generazione tale radiazione viene fornita da un *seed-laser*. Questo porta con sé il vantaggio di un completo controllo sulle caratteristiche della radiazione prodotta nella fase di emissione, che eredita le caratteristiche di coerenza, larghezza di banda, *tunabilità* e jitter del laser di seed.

1.2 DETECTOR ULTRA-VELOCI

Affinché un impulso di radiazione elettromagnetica rappresenti uno strumento produttivo nelle mani dei fisici sperimentali è necessario che l'evoluzione delle prestazioni delle sorgenti sia affiancata da una parallela evoluzione delle tecniche di caratterizzazione della radiazione stessa, per poter distinguere con precisione le incertezze legate alla misura che si sta effettuando da quelle intrinseche della sorgente.

Per quanto riguarda i raggi X questa è una sfida molto impegnativa. Attualmente soltanto uno strumento è in grado di fare misure *dirette*, essendo capace cioè di analizzare un impulso X e ricavarne il profilo temporale con una risoluzione di alcune centinaia di femtosecondi: la *streak camera*.

Le altre tecniche a disposizione sono essenzialmente misure di autocorrelazione dell'impulso X con sé stesso e di cross-correlazione dell'impulso X con uno di un laser di riferimento. In questi casi il processo di misura è basato su un fenomeno fortemente non lineare, elemento che ne limita la praticabilità. Il fatto che il processo di misura sia fortemente non lineare implica che il numero di fotoni a disposizione deve essere molto alto; questo poiché al crescere dell'energia dei fotoni le componenti non lineari della suscettività e, in generale, la sezione d'urto di tutti i processi a più fotoni decrescono velocemente. In secondo luogo, la necessità di una perfetta sincronizzazione tra gli impulsi laser e X può essere una limitazione importante, soprattutto in quei sistemi in cui non viene utilizzato un impulso laser a monte del processo di produzione dei raggi X. Se consideriamo un laser ad elettroni liberi di tipo SASE (nel caso di una macchina *seeded* il problema non si pone) è necessario effettuare un *lock-in* molto preciso tra il foto iniettore, le sezioni acceleratrici e un laser esterno indipendente.

È essenziale, in ogni caso, essere in grado di caratterizzare in modo preciso una sorgente; si considerino misure *pump-probe* ove l'impulso di probe è costituito da raggi X: è fondamentale che l'impulso di probe sia noto in quanto un'incertezza sui relativi parametri va a sommarsi all'incertezza associata alla dinamica del fenomeno in studio, rendendo impossibile una corretta interpretazione dei dati raccolti. Infine, la possibilità di monitorare in modo efficiente una sorgente è fondamentale in ogni processo di ottimizzazione di stabilità e prestazioni della sorgente stessa.

1.2.1 Streak camera

Una *streak camera* è uno strumento in grado di misurare fenomeni luminosi ultra-veloci e di misurare contemporaneamente l'intensità e la posizione (o lo spettro) di un impulso in funzione del tempo. I dettagli sui principi del suo funzionamento verranno spiegati nel capitolo 2.

L'output generato dallo strumento consiste in una matrice bidimensionale di valori, prodotta da un CCD in cui una direzione rappresenta l'asse temporale e l'altra un asse spaziale. Deve il suo nome al fatto che usandola per osservare degli impulsi *lunghi* (rispetto alla sua risoluzione temporale) il risultato che si ottiene sono delle *strisce* sullo schermo, testimonianza diretta dell'intensità del segnale e della sua durata.

È di fatto uno strumento molto versatile con le caratteristiche riportate sinteticamente in seguito:

- elevata risoluzione temporale. Con radiazione visibile o infrarossa esistono strumenti con una risoluzione dell'ordine del centinaio di femtosecondi,
- può essere utilizzata in un ampio range di lunghezze d'onda, dall'infrarosso alla radiazione X,
- è molto sensibile e ha un elevato range dinamico. Utilizzando opportuni sistemi di sincronizzazione (2.1.3) può funzionare in accumulazione per ottenere un rapporto segnale/rumore molto elevato,
- può essere usata in setup sperimentali molto diversi, da misure *single-shot* a misure ad alto *repetition-rate*, ai GHz.

1.2.2 Misure di correlazione

Nel dominio delle frequenze ottiche l'uso delle tecniche di correlazione ha permesso la caratterizzazione completa di impulsi laser

ultracorti, sino al raggiungimento del limite intrinseco in cui l'intervallo in esame dura al più qualche periodo del campo elettromagnetico (*few cycles limit*). Le misure di correlazione consistono nella *scansione* dell'impulso da caratterizzare per mezzo di un secondo impulso noto. Nel caso ideale tale secondo impulso è di durata infinitesima, mentre materialmente si utilizza un impulso ultracorto, preferibilmente più corto dell'impulso soggetto a misura. Qualora sia difficile avere un secondo impulso più breve si ricorre allo sdoppiamento dell'impulso iniziale e si utilizza uno dei due come *probe*. In questo caso si parla di *auto-correlazione*; altrimenti si parla di *cross-correlazione*.

Se il profilo temporale dell'impulso di riferimento è noto, è sufficiente preparare un setup in cui quest'ultimo e l'impulso da caratterizzare si propagano lungo la stessa direzione e sono ritardati di un tempo noto. In analogia al fenomeno di interferenza *spaziale* che si ottiene nel caso dell'esperimento della doppia fenditura, se i due impulsi si sovrappongono *temporalmente* danno luogo ad un fenomeno di interferenza osservabile nel dominio delle frequenze. L'analisi di tali frange di interferenza, la cui spaziatura dipende dalle frequenze in gioco, permette di caratterizzare completamente la radiazione in esame. Tale tecnica è nota come *interferometria spettrale*.

Una limitazione importante nell'applicare le tecniche di autocorrelazione nella zona spettrale dei raggi X è dovuta al fatto che i termini non lineari nelle suscettibilità e le sezioni d'urto per i processi a doppio fotone decrescono rapidamente all'aumentare dell'energia dei fotoni stessi; sono pertanto necessarie elevate intensità di raggi X per rendere efficacie questa tecnica, intensità che attualmente è possibile raggiungere solo con i laser ad elettroni liberi o, parzialmente, con sorgenti HHG (Gahl, Azima *et al.* 2008; Kobayashi, Sekikawa, Nabekawa e Watanabe 1998; Nakajima e Nikolopoulos 2002).

1.2.3 Ponderomotive streaking

Attualmente i più brevi impulsi X misurabili sono dell'ordine del centinaio di attosecondi. Tali segnali, ottenuti da sorgenti HHG, sono per loro stessa natura perfettamente sincronizzati con il laser che sta a monte del sistema; il jitter, se presente, è trascurabile. È possibile quindi utilizzare il potenziale ponderomotore del laser per misurare la durata degli impulsi X. Un'armonica ultrabreve viene utilizzata per ionizzare un atomo, creando un flusso isotropo di elettroni di pari durata temporale. Se tali elettroni sono generati in un volume soggetto ad un intenso campo elettromagnetico sono

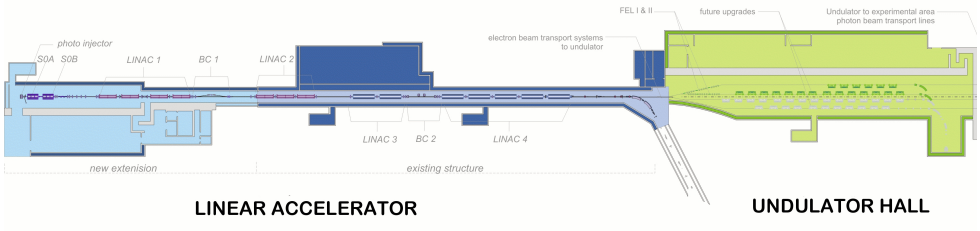


Figura 1.4: Layout del progetto FERMI*@Elettra*. Sono raffigurati i segmenti dell'acceleratore e la sala degli ondulatori; la radiazione, lasciando la sala degli ondulatori, alimenterà le beamline dedicate agli utenti (non raffigurate).

accelerati o decelerati in funzione della fase del campo al momento della ionizzazione. Variando lentamente il ritardo tra l'impulso HHG e il laser che genera il campo è possibile osservare, lungo la direzione corrispondente alla polarizzazione di quest'ultimo, una modulazione in energia degli elettroni stessi. L'analisi di questo andamento dà informazioni dirette sul profilo temporale dell'impulso ultrabreve.

Questa tecnica è l'analogo ottico di una streak camera, utilizzando per lo streaking un campo elettromagnetico di origine ottica invece della scarica di un condensatore controllato elettronicamente (ITATANI, QUÉRÉ *et al.* 2002).

1.3 PROGETTO FERMI*@ELETTRA*

FERMI*@Elettra*, presso il laboratorio di luce di sincrotrone Elettra a Trieste, è una struttura di interesse nazionale ed internazionale per la ricerca scientifica, con impulsi X ad altra brillanza e ad alta risoluzione, nella fisica dei materiali e nella biofisica.

Il FEL utilizza un acceleratore lineare capace di raggiungere energie di circa 1.2GeV. Questo è il risultato dell'estensione dell'acceleratore che forniva gli elettroni all'anello di accumulazione di *Elettra*, ora servito da un booster indipendente. A queste energie, con un sistema di ondulatori di ultima generazione, il laser ad elettroni liberi sarà in grado di operare in un range di lunghezza d'onda di 100–20nm (FEL-1) per poi raggiungere, in una fase successiva, lunghezza d'onda dell'ordine di 3nm (FEL-2).

Il progetto FERMI*@Elettra* è basato sul principio di generazione ad alto guadagno di armoniche superiori, utilizzando per l'amplificazione FEL un sistema multiplo di ondulatori che amplificano un segnale laser di *seed* in un unico passaggio. Questo segnale di *seed* viene fornito da un laser impulsato convenzionale che opera nel range di lunghezza d'onda 240–300nm. Facendo interagire entro degli ondulatori (*modulatori*) l'impulso di tale laser con i pacchetti

Tabella 1.1: Parametri funzionali di FEL-1 e FEL-2

Parametro	FEL-1	FEL-2	
Lunghezza d'onda	$100 - 20$	$20 - 3$	nm
Energia	$12 - 62$	$62 - 413$	eV
Durata dell'impulso	$30 - 100$	< 100	fs
Larghezza di banda	$20 - 40$	$20 - 40$	meV
Polarizzazione	variabile	variabile	
Repetition Rate	$10 - 50$	$10 - 50$	Hz
Potenza di picco	$1 - 5$	1	GW
Fotoni per impulso	$2 \cdot 10^{14}$ a 100nm	$1 \cdot 10^{13}$ a 10nm	

di elettroni che giungono dalle sezioni acceleratrici è possibile ottenere una modulazione in energia all'interno del pacchetto stesso. Tale modulazione in energia cinetica causa in modo diretto una modulazione spaziale della densità elettronica entro il pacchetto di elettroni. Un secondo ondulatore (*radiatore*) viene opportunamente calibrato in modo da amplificare l'emissione *coerente* di radiazione a frequenza multiple di quella del laser di seed iniziale; a causa del microbunching gli elettroni emettono in fase e, favorendo l'interferenza costruttiva, il numero di fotoni emessi dipende dal quadrato della densità elettronica.

Per raggiungere lunghezze d'onda molto brevi il progetto FEL-2 prevede di raddoppiare il processo di amplificazione. In un primo tratto, formato dalle componenti "modulatore + sezione dispersiva + radiatore", l'interazione tra laser ed elettroni produce della radiazione con caratteristiche simili a FEL-1. In un secondo tratto il processo di amplificazione si ripete utilizzando la radiazione precedente come seed, stimolando un microbunching più compatto e permettendo l'emissione di fotoni particolarmente energetici.

La scelta di utilizzare un laser di seed esterno, in opposizione alle configurazione SASE, è guidata dalla maggiore flessibilità che tale sistema è in grado di offrire. Poiché il laser di seed è direttamente responsabile della durata, larghezza di banda e lunghezza d'onda della radiazione prodotta, è possibile controllare con precisione tutti i parametri della macchina e coprire un range spettrale maggiore.

Le scelte costruttive fatte renderanno FERMI una sorgente in grado di produrre radiazione adatta ad un'ampia classe di applicazioni sperimentali, dall'imaging a singolo impulso ad esperimenti *pump-probe* ultra-veloci, sino a esperimenti ad alta risoluzione energetica (1–5meV) offrendo radiazione quasi *transform-limited* con scale di tempi intorno al picosecondo. Il sistema di sincronizzazione strettamente correlato con il laser di seed permetterà inoltre di ridurre notevolmente il jitter giungendo a valori nella scala dei femtose-

condi. La tabella 1.1 indica i principali parametri della macchina, mentre in figura 1.4 è possibile osservare un layout del progetto.

La streak camera oggetto di questa tesi fa parte di un progetto che prevede la collaborazione tra l'azienda Hamamatsu Photonics K.K. e Sincrotrone Trieste S.C.p.A.. L'obbiettivo è quello di ottenere uno strumento ottimizzato per i parametri operativi di fermi@*Elettra*.

La Streak Camera

La streak camera è uno strumento in grado di misurare fenomeni luminosi ultraveloci, fornendo informazioni sul profilo dell'intensità di un impulso incidente in funzione del tempo e della posizione. Consente di ottenere un'elevata risoluzione temporale (alcune centinaia di femtosecondi), una grande sensibilità e una buona dinamica per un ampio intervallo spettrale, dal vicino infrarosso ai raggi X, grazie all'utilizzo di fotocatodi di diverso tipo. Può, inoltre, essere utilizzato per rivelare sia singoli impulsi che segnali composti da impulsi ripetuti a frequenza fino al GHz. Dagli anni settanta sono stati fatti enormi passi in avanti nello studio di fenomeni ultraveloci nei campi della chimica, della fisica e della biologia, grazie allo sviluppo di sorgenti di impulsi luminosi ultracorti e di strumenti per misurarli. Ciò ha fornito una nuova spinta nella ricerca e nello sviluppo di streak camera con risoluzione temporale sempre migliore. Attualmente, grazie alle sue caratteristiche, questo strumento presenta una diffusione consistente in ambiti di ricerca che spaziano dalla biologia alla medicina, dalla fisica dei plasmi alle telecomunicazioni; viene utilizzato, ad esempio, per misure di spettroscopia risolta nel tempo (combinata con uno spettroscopio), nel controllo di qualità nella fabbricazione di film sottili, nella misura della densità e della distribuzione del plasma prodotto nella fusione nucleare, nel monitoraggio dell'evoluzione temporale del fascio di elettroni e così via (Maksimchuk, Kim *et al.* 1996; Smirnov, Podgaetsky, Tereshchenko e Vorobiev 1995; Tsuchiya 1984).

2.1 I PRINCIPI OPERATIVI

Il principio su cui si basa il funzionamento di una streak camera è schematizzato in figura 2.1.

Gli impulsi luminosi, di intensità, distribuzione temporale e spaziale diverse, attraversano una fenditura e incidono su un fotocatodo dove, per effetto fotoelettrico, vengono convertiti in pacchetti di elettroni caratterizzati dalla stessa distribuzione spazio-temporale dei pacchetti luminosi. I foto-elettroni vengono quindi accelerati da un campo elettrico statico longitudinale, applicato tra il fotocatodo ed una griglia, focalizzati e poi deflessi da un campo elettrico variabile presente tra le le placche di un condensatore su cui agisce una rampa di tensione variabile (impulso di streak) sincronizzata

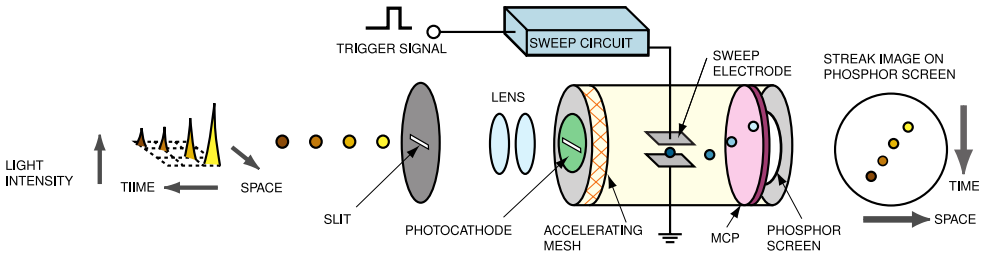


Figura 2.1: Principio di funzionamento di una streak camera.

temporalmente con la luce incidente (figura 2.2). Gli elettroni subiscono una deviazione perpendicolare alla fenditura e giungono ad un MCP (Multi Channel Plate) dove vengono moltiplicati fino ad un fattore 10^4 per poi giungere ad uno schermo al fosforo che riconverte il segnale in radiazione luminosa. Quest'ultima viene registrata tramite un sensore CCD sincronizzato col sistema e i dati elaborati al calcolatore.

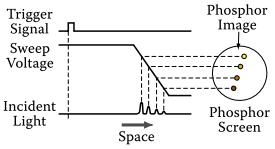


Figura 2.2: Schema dei tempi. Gli elettroni generati nel fotocatodo devono attraversare le sweep plates durante la scarica.

La streak camera oggetto di questa tesi (figura 2.3) è stata costruita dalla ditta HAMAMATSU PHOTONICS K.K. (Giappone) e rappresenta l'evoluzione di uno strumento di derivazione commerciale. La componente operativa, lo *streak tube*, è il modello C4574-02 ed è caratterizzato dai seguenti parametri:

- **risoluzione temporale** di circa 0.7ps (valore calcolato, si veda il paragrafo 2.2.1);
- **acquisizione** in *focus mode*, *single shot* oppure in modalità continua;
- **repetition rate** fino a 100Hz;
- **range temporali** da 2ns a 100ps;
- **trigger** elettronico oppure ottico, tramite un *optical switch*;
- **sensibilità estesa**, su un ampio range spettrale, in funzione del fotocatodo utilizzato.

2.1.1 Il fotocatodo

La radiazione che incide sulla superficie del fotocatodo della streak camera cede energia agli elettroni e li promuove dalla banda di valenza a quella di conduzione; quegli elettroni che hanno un'energia cinetica residua maggiore del potenziale di estrazione del materiale di cui è costituito il fotocatodo, vengono emessi ed il loro numero è proporzionale all'intensità della radiazione incidente. L'energia



Figura 2.3: Streak camera modello C4575-02 prodotta da Hamamatsu Photonics K.K. È possibile osservare nella parte frontale la flangia che permette di fissare lo strumento ad una camera sperimentale; sul lato il supporto (nero) per l'ottica dell'optical switch; sulla parte posteriore gli obbiettivi fotografici e il CDD.

massima dei foto-elettroni emessi è data dalla differenza tra l'energia $h\nu$ dei fotoni incidenti ed il potenziale di estrazione del fotocatodo:

$$E_{\max} = h\nu - eW \tag{2.1}$$

Gli elettroni fotoemessi sono caratterizzati da una distribuzione delle velocità, sia per quanto riguarda il modulo che la direzione; tale diffusione è uno degli elementi che condizionano la risoluzione dello strumento. Per limitare questo effetto si ricorre ad un campo accelerante ($\sim$ 10kV/mm) posto tra il fotocatodo ed una mesh retrostante. Al termine dell'accelerazione dei foto-elettroni l'incertezza nel dominio dei tempi può essere stimata con la seguente relazione:

$$\Delta t_{FC} = \frac{d}{eV}\sqrt{\frac{m_e}{2}}\frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}} \tag{2.2}$$

ove d indica la distanza tra fotocatodo e mesh accelerante, e e V sono la carica dell'elettrone e la tensione applicata, m_e è la massa dell'elettrone ed E_i e ΔE_i rappresentano l'energia media iniziale e la larghezza della distribuzione energetica rispettivamente.

Per aumentare la risoluzione dello strumento è necessario pertanto progettare un sistema in cui d sia minimo e il potenziale applicato sia elevato (QIANG, BYRD, FENG e HUANG 2009). Al fine di evitare scariche elettriche il sistema deve lavorare in condizioni di alto vuoto.

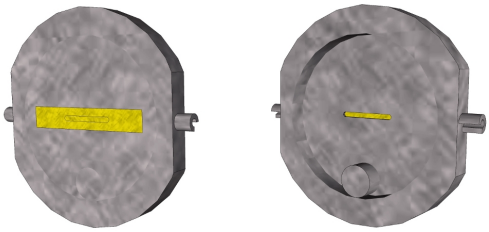


Figura 2.5: Raffigurazione grafica fronte/retro di un fotocatodo. È indicata la sottile striscia dorata del fotocatodo che ricopre la fenditura. Ai lati sono presenti gli alloggiamenti ove si innesta il sistema di sostegno e posizionamento.

Le caratteristiche importanti per la scelta del fotocatodo sono la dispersione in energia degli elettroni foto-emessi e l'efficienza di conversione dei fotoni incidenti che varia in funzione della lunghezza d'onda e definisce la risposta spettrale del fotocatodo; questa è espressa in termini di efficienza quantica. In generale la risposta spettrale è tale per cui solo una banda limitata di lunghezze d'onda è convertita in modo efficiente. La scelta dei materiali deve tener conto anche di altri fattori, quali la resistenza alla radiazione, la sensibilità a fattori ambientali quali umidità o variazioni di temperatura e la complessità di produzione (Henke, Knauer e Premaratne 1981; Henke, Liesegang e Smith 1979).

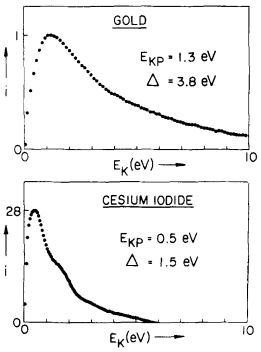


Figura 2.4: Distribuzione in energia di elettroni fotoemessi da oro e ioduro di cesio. Sono indicati la posizione del massimo e la larghezza a metà altezza delle due distribuzioni. I valori della curva del CsI sono normalizzati rispetto alla curva dell'oro. (Henke, Knauer e Premaratne 1981)

È possibile osservare il comportamento differente tra due fotocatodi in figura 2.4. Prendendo in considerazione le sole distribuzioni degli elettroni fotoemessi appare evidente che il materiale da preferire sia lo ioduro di cesio in quanto è caratterizzato da una curva di emissione più stretta, più adatta nel caso si voglia raggiungere un'elevata risoluzione temporale. Ma è necessario dar peso anche alle altre proprietà del materiale; nel caso specifico dello ioduro di cesio il fotocatodo va utilizzato e conservato in un ambiente costantemente controllato in quanto, essendo igroscopico, si deteriora a contatto con l'umidità dell'aria, problema che non si presenta, per esempio, con l'oro o il rame. Sono disponibili in letteratura misure più recenti effettuate per questi due materiali nel range 50eV–10keV usando radiazione di sincrotrone (Henneken, Scholze, Krumrey e Ulm 2000).

La streak camera oggetto di questa tesi lavora con un fotocatodo che opera in trasmissione. Essendo un componente molto delicato e soggetto ad un'irraggiamento intenso e a qualche stress meccanico è stato progettato in modo da poter essere sostituito con facilità; in figura 2.5 è mostrata una rappresentazione schematica dello stesso e in figura 2.6 è riportata la procedura per la sostituzione.

Strutturalmente il fotocatodo presenta una fenditura larga circa 9mm ed ampia 20µm o 50µm. Su una faccia è presente un sup-

porto di parilene spesso 100nm sul quale è stato depositato uno strato d'oro di circa 30nm. Quando si trova in posizione operativa dista circa 1mm dalla mesh accelerante retrostante e tra essi viene applicata una tensione di 7kV.

Lo spessore della fenditura è un parametro che, in fase di progettazione, va valutato con cura. Dallo spessore della fenditura d'ingresso del sistema dipende il numero di elettroni totale che vengono generati per ogni impulso; se è troppo basso il rapporto segnale/rumore e con esso il range dinamico dello strumento sarà limitato. Al contrario una fenditura eccessivamente ampia riduce la risoluzione temporale dello strumento.

In figura 2.7, infine, è mostrata l'efficienza quantica del sistema oro-parilene.

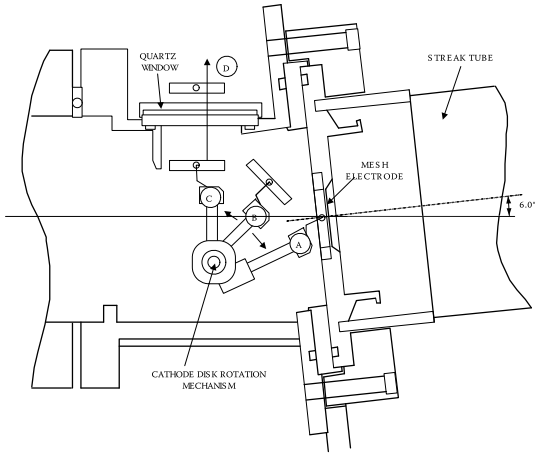


Figura 2.6: Schema per la sostituzione del fotocatodo (Hamamatsu Photonics K.K. 2009c)

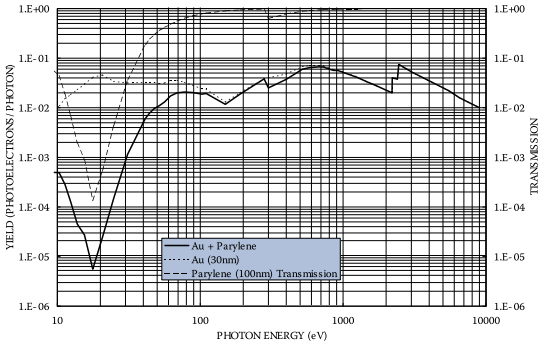


Figura 2.7: Efficienza quantica del sistema oro-parilene (Hamamatsu Photonics K.K. 2009c)

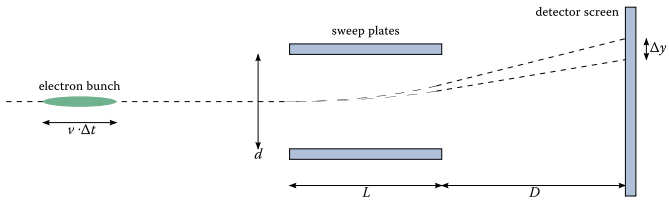


Figura 2.8: La geometria del sistema. Un pacchetto di elettroni di lunghezza $v\Delta t$ attraversa le armature di un condensatore lunghe L e distanti tra loro d. Lo schermo ai fosfori del detector dista D da quest'ultimo. Un rapido gradiente di tensione tra le armature del condensatore fa in modo che la dimensione verticale del pacchetto di elettroni rilevata dal detector sia Δy.

2.1.2 Streak tube e sweep plates

Dopo che il pacchetto di elettroni è stato accelerato, il suo moto all'interno del sistema è essenzialmente un moto di deriva. Durante la propagazione il fascio di elettroni si deforma sia nella direzione longitudinale del sistema, cioè sulla scala dei tempi, che nella direzione trasversale a causa dell'interazione reciproca tra elettroni (*space charge effect*). L'allargamento trasversale viene in parte limitato utilizzando un sistema di focalizzazione costituito da lenti magnetiche o elettrostatiche, che trasporta il fascio fino alle placche deflettrici. L'allungamento del pacchetto di elettroni lungo l'asse temporale non può essere corretto in questo modo e rappresenta uno dei fattori più influenti nel porre un limite alle prestazioni dello strumento. Tale problema è noto ed è stato affrontato per via analitica e computazionale (Monastyrski, Degtyareva, Schelev e Tarasov 1999; Niu e Sibbett 1981). L'entità della deformazione dipende dalla distanza percorsa, dalla densità e dalla distribuzione angolare, temporale e di energia che hanno gli elettroni quando vengono emessi dal fotocatodo. Al fine di ridurre l'effetto di carica spaziale è necessario limitare la densità di elettroni nel pacchetto (riducendo l'intensità luminosa incidente sul fotocatodo) e le distanze percorse all'interno del sistema. Le dispersioni angolare ed energetica vengono ridotte, invece, applicando alte tensioni alla griglia accelerante.

In principio il funzionamento di una streak camera è molto simile a quello di un oscilloscopio in cui un fascio di elettroni deflesso trasversalmente trasferisce le informazioni del segnale dal dominio dei tempi a quello dello spazio e l'acquisizione si compie con sensori bidimensionali (uno schermo a fosfori o un CCD).

Nell'istante iniziale alle *deflection plates* viene applicata una tensione elevata, dell'ordine del kV. Quando il pacchetto di elettroni, di lunghezza $v\Delta t$ (figura 2.8), giunge dal fotocatodo la tensione applicata viene alterata impulsivamente causando una variazione molto veloce nel campo elettrico tra le due armature. In questo modo gli

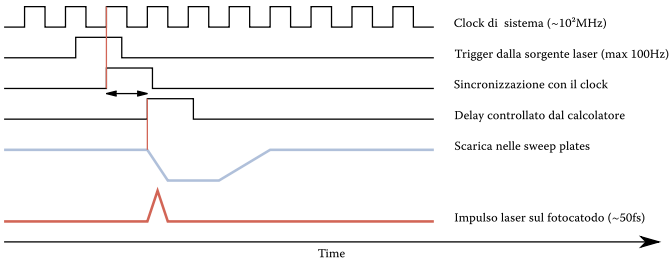


Figura 2.9: Schema dei tempi per la sincronizzazione elettronica. I profili neri indicano sengnali elettrici, la linea celeste la tensione applicata alle sweep plates e la linea rossa l'impulso laser incidente sul fotocatodo.

elettroni che entrano nella regione interessata dal campo elettrico in tempi diversi sono soggetti ad accelerazioni diverse e pertanto proseguono il loro moto con traiettorie differenti. Se il potenziale applicato alle due placche varia con il tempo secondo la relazione:

$$V(t) = V_0 + k_{sw} t \tag{2.3}$$

è possibile definire la *velocità di streak* (Park 2006):

$$v_{sw} = \frac{eLk_{sw}}{mdv^2}\left(D + \frac{L}{2}\right) \tag{2.4}$$

ove m,e e v sono la massa, la carica e la velocità degli elettroni, k_{sw} è la velocità con cui varia la tensione (lo *sweep rate* misurato in V/s), L e d sono la lunghezza delle placche e la distanza tra esse e D è la distanza tra le placche e lo schermo su cui incidono gli elettroni.

La velocità di deflessione, che influisce sulla risoluzione della streak camera, a parità di k_{sw} aumenta all'aumentare della distanza D ed è inversamente proporzionale alla distanza d tra i piatti. La massima deviazione registrata sullo schermo durante lo *sweep* risulta:

$$\Delta y = v_{sw} \Delta t \tag{2.5}$$

Poiché i tempi caratteristici di questi processi sono estremamente ridotti le deflection plates sono state progettate con una geometria particolare, a *meandri* (illustrata in figura 2.10), disegnata in modo che durante la scarica il campo elettrico si propaghi longitudinalmente ad una velocità confrontabile con quella del pacchetto di elettroni e sia uniforme per una sezione trasversale grande rispetto alle dimensioni del pacchetto stesso.



Figura 2.10: Sweep plate, con la particolare configurazione a meandri

2.1.3 Trigger elettronico e Optical Switch

La sincronizzazione della scarica delle sweep plates con l'impulso di radiazione da misurare è un fattore critico, soprattutto quando la misura prevede di *accumulare* il segnale generato da impulsi

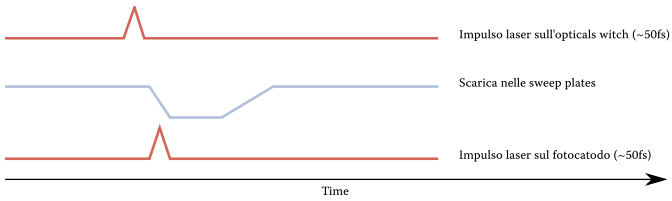


Figura 2.11: Schema dei tempi per la sincronizzazione ottica. I profili rossi indicano gli impulsi laser, la linea celeste la tensione applicata alle sweep plates.

successivi. È possibile adottare due sistemi di sincronizzazione, a seconda del setup sperimentale in uso: un sistema elettronico sincronizzato con la sorgente della radiazione oppure un sistema di sincronizzazione ottico che fa uso di un *Optical Switch*.

Le modalità di misura con una streak camera possono essere a singolo evento (*single shot*) oppure ad evento ripetuto. Nel secondo caso è possibile ottenere un migliore rapporto segnale/rumore ma è importante che il *jitter* del sistema sia ridotto.

Trigger elettronico In figura 2.9 è illustrato il rapporto temporale tra diversi segnali all'interno del sistema. Un segnale di riferimento deve essere fornito dalla sorgente che si sta utilizzando. Nel caso di un laser può essere usato un fotodiodo posto all'interno dell'oscillatore. Tipicamente è un segnale caratterizzato da frequenze dell'ordine delle decine di MHz. La sorgente laser fornisce anche un segnale di trigger sincronizzato con l'emissione di radiazione.

Al fine di ridurre il jitter del sistema si sincronizza quest'ultimo segnale (che ha una frequenza dell'ordine dei 100Hz) con il precedente segnale di clock. Tramite calcolatore è possibile poi introdurre un delay controllato e quindi far giungere alla streak camera un segnale corretto dai ritardi intrinseci al setup sperimentale. Lo strumento, a questo punto, sincronizza la scarica delle placche di deflessione; se i ritardi tra i segnali ottici e quelli elettrici si compensano il pacchetto di elettroni attraversa le sweep plates durante la loro scarica.

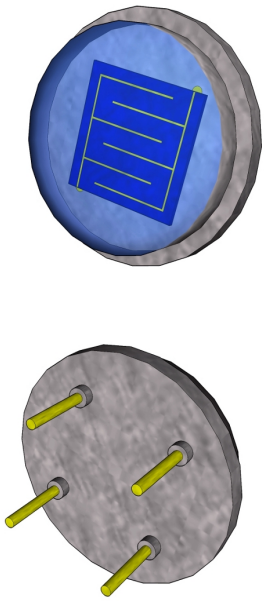


Figura 2.12: Optical switch fronte/retro

Optical Switch Il metodo di sincronizzazione appena descritto non offre le migliori prestazioni nel caso si operi con range temporali ridotti in quanto il numero di elettroniche coinvolte introduce del jitter intrinseco, dell'ordine della decina di picosecondi, difficile da controllare o eliminare.

Un metodo alternativo prevede una sincronizzazione completamente ottica. Si utilizza un particolare *interruttore* che viene chiuso da un impulso laser. Tramite un beam splitter si divide in due il fascio laser diretto al fotocatodo e si illumina con uno dei due rami un optical switch (Belzile, kieffer, Cote, Oksenhendler e Kaplan

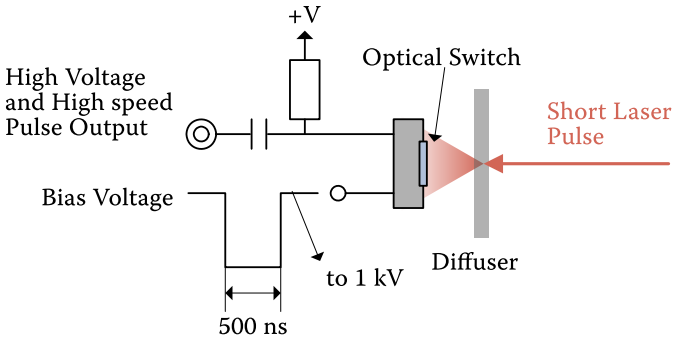


Figura 2.13: Schema elettrico optical switch.

2002; Mourou e Knox 1979). Questo elemento è formato da un substrato di materiale semiconduttore, nel nostro caso arseniuro di gallio, sul quale sono state depositate due piste di oro collegate elettricamente alle sweep plates. La tensione applicata alle due piastre viene sostenuta dalle due piste che sono, tra esse, elettricamente isolate. Quando un impulso laser illumina la superficie di arseniuro di gallio tra i contatti si genera un gran numero di cariche superficiali libere che, conducendo corrente, immediatamente chiudono il circuito e permettono alle sweep plates di scaricarsi.

È possibile osservare un disegno schematico di un optical switch in figura 2.12. Il supporto descritto, progettato per essere rimosso e sostituito con facilità, prevede anche una capsula in vetro per mantenere la superficie del semiconduttore e i contatti d'oro in atmosfera controllata. In figura 2.11 è illustrato il rapporto temporale tra gli impulsi laser incidenti sul fotocatodo e sull'optical switch e in figura 2.13 è illustrato schematicamente lo schema di collegamento elettrico tra l'optical switch e le deflection plates. Si può notare che l'impulso laser, prima di giungere sulla superficie del semiconduttore, attraversa un filtro che provvede a diffondere la radiazione su tutta l'area. Intensità localizzate troppo elevate possono danneggiare l'elemento. La figura 2.14 mostra un esempio di danneggiamento: sono chiaramente visibili le scariche che hanno messo in corto-circuito il sistema.

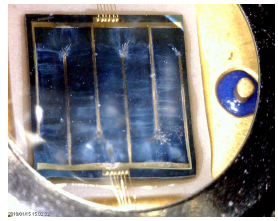
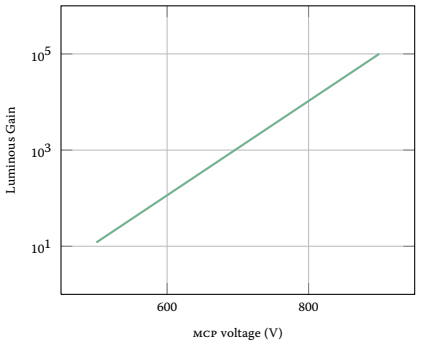


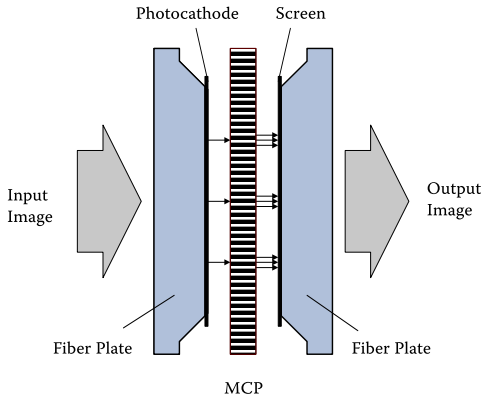
Figura 2.14: Dettaglio di un optical switch danneggiato.

2.1.4 Image intensifier, MCP, CCD

La Streak Camera oggetto di questa tesi rappresenta l'evoluzione di un modello commerciale e pertanto risulta progettata con un approccio *modulare* che permette la sostituzione dei singoli elementi mantenendo la compatibilità con le altre componenti del sistema. L'elemento fondamentale è lo streak tube ove avviene il processo di deflessione del fascio di elettroni. Questo termina con uno scher-



(a) Guadagno del MCP al variare della tensione applicata



(b) Particolare costruttivo dell'intensificatore di immagine.

Figura 2.15: Configurazione e guadagno del sistema di intensificazione di immagine.

mo al fosforo che converte il flusso di elettroni in segnale luminoso. Come visto nel paragrafo 2.1.2, al fine di limitare lo *space charge effect* è necessario operare con basse potenze incidenti sul fotocatodo; immediata conseguenza di questo punto è che l'intensità del segnale da acquisire a livello dello schermo ai fosfori alla fine dello streak tube è molto limitata e pertanto è necessario un processo di amplificazione. A tal fine viene usato un intensificatore di immagine composto, schematicamente, da un fotocatodo che trasforma la radiazione generata all'estremità dello streak tube in elettroni, un *Multi Channel Plate* che ne incrementa il numero di un fattore 10^4, e un secondo schermo ai fosfori che permette di ottenere un segnale acquisibile con un sensore CCD.

Part Number	V5181U-04
Type	Image Intensifier
Family	Detectors
Generation	Second
Effective Area	40mm
Window Material	FOP
Cathode Material	Multialkali
Min	350nm
Max	900nm
Peak Sens.	47mA/W
MCP Stages	1
Gate Time	20ns
Cathode Luminous Sensitivity	150mA/lm
Radiant Emittance Gain	6800
Center Limiting Res.	36Lp/mm
Cross Sell	C6083

Tabella 2.1: Parametri dell'intensificatore d'immagine V5181U-04

La doppia trasformazione elettroni → fotoni → elettroni → fotoni è giustificata, come detto, dalle esigenze di modularità dell'intero sistema, pertanto lo streak tube, che lavora in vuoto, deve essere disaccoppiato dall'intensificatore di immagine. Alle due estremità del MCP sono presenti due *fiber plate* che guidano il flusso di fotoni evitando distorsioni alle immagini. Il componente terminale del sistema è un sensore CCD (modello C8484) che si interfaccia con un calcolatore.

Nella figura 2.15b è indicata la struttura del sistema di intensificazione di immagine mentre nella figura 2.15a è possibile vedere la dipendenza del guadagno rispetto alla tensione applicata all'MCP. L'intensificatore di immagine utilizzato nella streak camera oggetto di questa tesi è il modello V5181U-04, prodotta dalla stessa Hamamatsu Photonics. Nella tabella 2.1 ne sono indicati i parametri costruttivi, così come riportati dalla ditta.

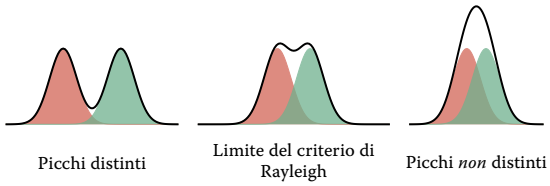


Figura 2.16: Criterio di Rayleigh. Il profilo nero rappresenta il segnale misurato.

2.2 LA RISOLUZIONE DELLO STRUMENTO

2.2.1 La risoluzione temporale

Per una streak camera il parametro più rappresentativo è la sua risoluzione temporale. Il concetto di risoluzione può essere definito con il criterio di Rayleigh: due impulsi gaussiani, uguali, parzialmente sovrapposti si possono considerare distinti quando la distanza tra i loro massimi è superiore alla loro larghezza a metà altezza. Il minimo valore per cui sussiste questa distinzione è la risoluzione dello strumento. Per misurare la risoluzione temporale occorre, quindi, acquisire due impulsi separati temporalmente da un ritardo noto e determinare quale è il ritardo minimo osservabile (Feng, Shin *et al.* 2007; Liu, Wang, Shan, Wang e Chang 2003). La figura 2.16 illustra il concetto.

I fattori più importanti che limitano questo parametro sono i seguenti:

- Δt_{FC}, che descrive la dispersione indotta dal fotocatodo durante il processo di fotoemissione (equazione 2.2);
- Δt_{LSF}, la funzione di trasferimento (Line Spread Function) che, a partire dalle dimensioni della fenditura sul fotocatodo e dalla velocità di sweep, determina l'efficacia del sistema nel focalizzare il fascio di elettroni sullo schermo ai fosfori. Nota che sia la velocità di sweep (equazione 2.4) risulta:

$$\Delta t_{\mathrm{LSF}} = \frac{W_{\mathrm{FC}}}{v_{\mathrm{sw}}} \tag{2.6}$$

  ove W_{FC} rappresenta l'ampiezza della fenditura;
- Δt_{SC}, che è dovuto allo space charge effect, ovvero all'allargamento del fascio elettronico per l'interazione reciproca tra le particelle cariche. Tale contributo è molto variabile in quanto dipende fortemente dall'irraggiamento del fotocatodo e dalla geometria elettrottica del sistema.

Nel caso in cui la streak camera operi in *accumulative mode* è necessario considerare un ulteriore elemento:

- Δt_{jitter}, che è dovuto alle fluttuazioni nelle separazioni temporali tra impulsi successivi incidenti sul fotocatodo e alle fluttuazioni nell'intensità dei singoli impulsi incidenti sull'optical switch.

Questi elementi si combinano al fine di dare una stima della risoluzione dell'intero sistema secondo la seguente relazione (Bonté, Harmand *et al.* 2007; Gallant, Forget *et al.* 2000):

$$\Delta t^2 = \Delta t^2_{\text{LSF}} + \Delta t^2_{\text{FC}} + \Delta t^2_{\text{SC}} + \Delta t^2_{\text{jitter}} \tag{2.7}$$

Tenendo conto di questi fattori, per la streak camera di questa tesi si può stimare un limite superiore alla risoluzione dello strumento pari a circa 0.72ps (Hamamatsu Photonics K.K. 2009c).

2.2.2 La risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale della streak camera, al pari di quella temporale, è influenzata dalla funzione di trasferimento in quanto le proprietà di trasporto del fascio di elettroni dal fotocatodo allo schermo sono comuni. Entrano in gioco, quindi, la dispersione angolare dei fotoelettroni dal fotocatodo, la capacità di focalizzazione delle ottiche magnetiche e le proprietà ottiche e geometriche del sistema intensificatore di immagine e del sensore CCD.

Può essere valutato usando la streak camera in *focus mode* ed illuminando uniformemente il fotocatodo che rappresenta, in buona approssimazione, una funzione *a gradino*. In focus mode le sweep plates restano inattive e pertanto il moto degli elettroni entro lo streak tube è puramente balistico. Analizzando il profilo dell'immagine acquisita e conoscendo le dimensioni della fenditura del fotocatodo è possibile stimare il fattore di ingrandimento e la capacità del sistema di mantenere inalterati i dettagli spaziali del segnale in ingresso.

2.3 Sistemi di pompaggio e interlock di sicurezza

Alla streak camera è affiancato un sistema di pompe che garantisce le condizioni di bassa pressione necessarie ad un corretto funzionamento. Le alte tensioni applicate tra fotocatodo e mesh accelerante e tra le sweeping plates rendono necessaria una pressione operativa inferiore a $9 \cdot 10^{-6}$mbar. Tale pressione viene raggiunta con una

pompa turbo-molecolare affiancata da un sistema di prepompaggio costituito da una pompa a rotazione.

Al sistema di pompaggio, per evitare il pericolo di scariche elettriche all'interno del sistema, è associato un sistema di *interlock* di sicurezza. Questo, composto da due elementi, evita che sia attivata l'alta tensione qualora la pressione all'interno della streak camera non sia adeguata e il fotocatodo non sia posizionato correttamente.

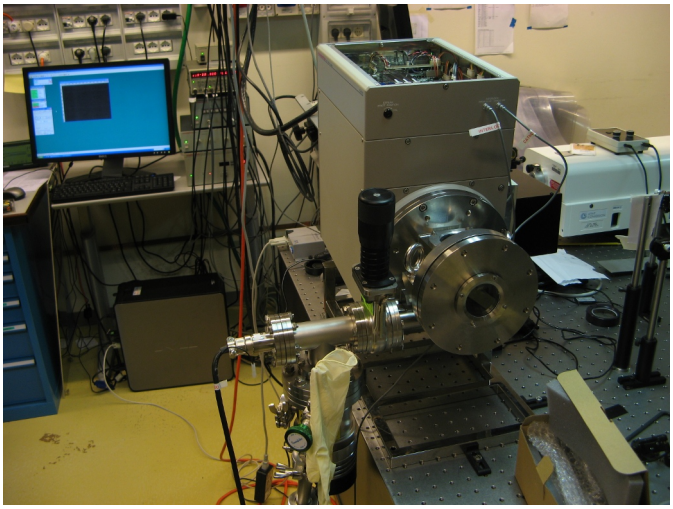


Figura 2.17: Visione d'insieme della streak camera. È possibile osservare, sul frontale dello strumento, i due connettori degli interlock. Inoltre sono visibili sul fianco dello strumento la pompa turbo-molecolare, il *vacuum gauge* ed il connettore per il rientro per l'azoto. Sul fondo il calcolatore di controllo e alcune componenti per la sincronizzazione elettronica del sistema.

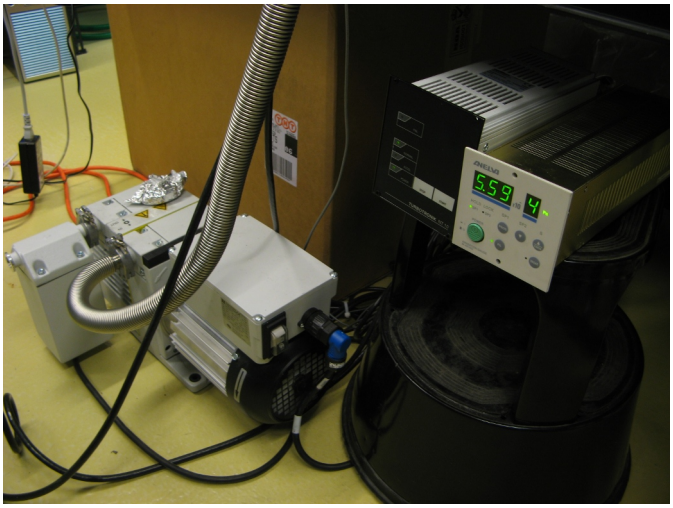


Figura 2.18: Sistema di prepompaggio, controller della pompa turbo-molecolare e controller del vacuum gauge (la pressione indicata è in pascal).

Caratterizzazione dello strumento

La streak camera oggetto di questa tesi è un apparecchio progettato e realizzato da Hamamatsu Photonics K.K. (Giappone). La ditta giapponese e Sincrotrone Trieste S.C.p.A. hanno formalizzato una collaborazione al fine di disporre di un apparecchio ottimizzato per i parametri operativi del laser ad elettroni liberi fermi@*Elettra*. Il fine di questa tesi è quello di caratterizzare il comportamento della streak camera e valutarne le prestazioni nella prospettiva di un futuro utilizzo con radiazione fel.

Le misure descritte in questo capitolo sono state effettuate presso il laboratorio di ottica non lineare T-ReX, struttura che fa parte del laboratorio di luce di sincrotrone Elettra (Trieste).

3.1 LA SORGENTE LASER

La radiazione laser utilizzata nelle misure descritte in questo capitolo è generata da un sistema commerciale prodotta da Coherent® (Stati Uniti), schematicamente illustrato nella figura 3.1.

3.1.1 Il sistema Verdi - Mira - Evolution - Legend

La sorgente è basata su un oscillatore che genera impulsi coerenti di circa 50fs ad una lunghezza d'onda di circa 800nm ed un repetition rate di 76MHz. L'oscillatore è pompato da radiazione visibile ($\lambda = 532$nm). Gli impulsi generati dall'oscillatore sono amplificati fino a raggiungere circa 2.5mJ e la loro durata temporale è approssimativamente di 35fs. L'amplificatore opera ad un repetition rate di 1kHz.

Oscillatore Mira Coherent® L'oscillatore, che utilizza un cristallo di Titanio Zaffiro (Ti:Al_2O_3), genera una successione ad alta frequenza di impulsi mediante un meccanismo di *mode locking* basato sull'effetto Kerr ed è pompato da un laser continuo generato da una sorgente Verdi-5 che opera a $\lambda = 532$nm, prodotto dalla stessa azienda. Il processo di mode locking del sistema è in grado di generare impulsi nel vicino infrarosso con una larghezza di banda tra i 45 e i 50nm e lunghezza d'onda di circa $\lambda = 796$nm. La durata temporale di tali impulsi è di circa 50fs, il un repetition rate è di 76MHz ed la potenza media è di 350mW ($\approx$ 4.6nJ per impulso).

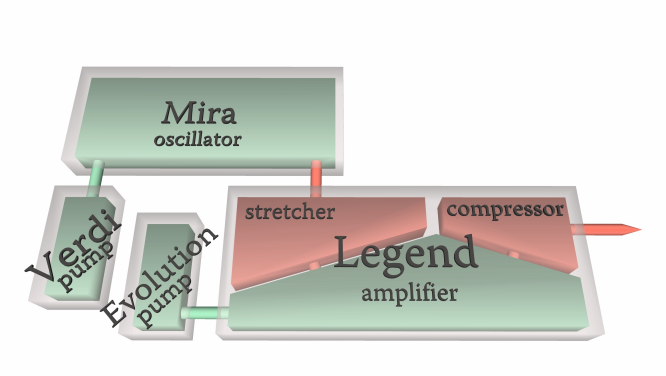


Figura 3.1: Setup della sorgente laser. L'oscillatore, Mira, è pompato dal laser Verdi-5 e genera un treno di impulsi che viene inviato all'amplificatore rigenerativo Legend. In questo sistema gli impulsi vengono dapprima allungati, quindi amplificati e infine ricompressi temporalmente.

Dopo la generazione il treno di impulsi viene diretto ad un amplificatore rigenerativo.

Amplificatore Legend Coherent® L'amplificatore consiste di tre differenti sezioni:

- uno *stretcher* che incrementa la durata temporale degli impulsi infrarossi sino a qualche decina di picosecondi, processo necessario per evitare il danneggiamento degli elementi ottici del sistema;
- una cavità di amplificazione dove gli impulsi interagiscono con un mezzo attivo (Ti:Al); questo è pompato da radiazione visibile ($\lambda = 796$nm) impulsata alla frequenza di 1kHz fornita da un laser Evolution Coherent®. La radiazione viene mantenuta all'interno della cavità risonante per mezzo di due *pockels cells* controllate elettronicamente;
- una sezione di compressione dove gli impulsi amplificati vengono nuovamente compressi temporalmente sino a circa 35fs raggiungendo potenze di picco di circa 2.5mJ.

In figura 3.2 è possibile osservare gli spettri degli impulsi provenienti dai sistemi Mira e Legend, mentre nelle figure 3.3 e 3.4 si possono osservare i segnali misurati con un oscilloscopio dei fotodiodi di controllo presenti entro gli stessi.

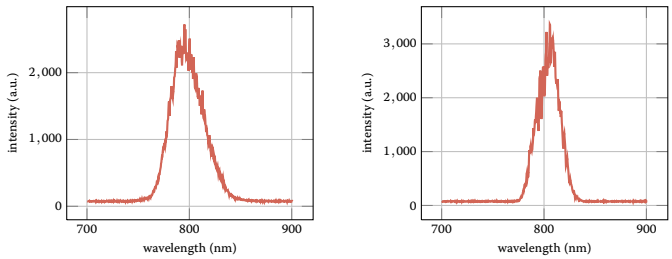


Figura 3.2: Spettri della radiazione generata dall'oscillatore Mira e dall'amplificatore Legend. Il primo è centrato su una lunghezza d'onda pari a $\lambda = 796$nm mentre il secondo genera radiazione di circa $\lambda = 800$nm.

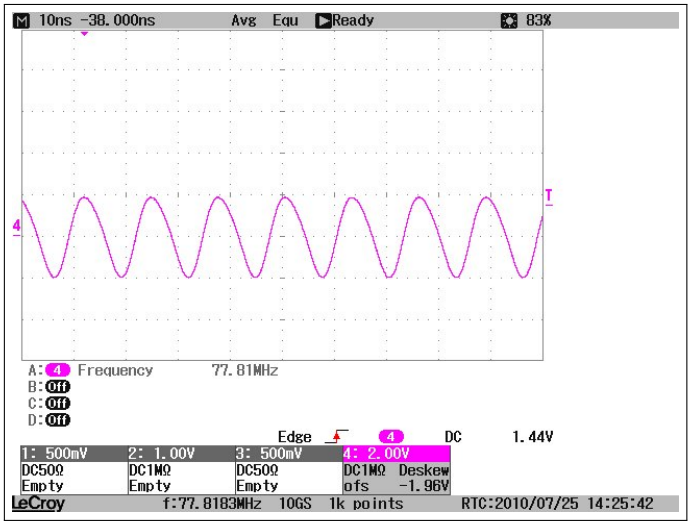


Figura 3.3: Segnale prodotto da un fotodiodo che intercetta una riflessione spuria nel percorso ottico tra Mira e Legend. È possibile monitorare l'intensità e la stabilità del treno di impulsi prodotto dall'oscillatore a circa 78MHz.

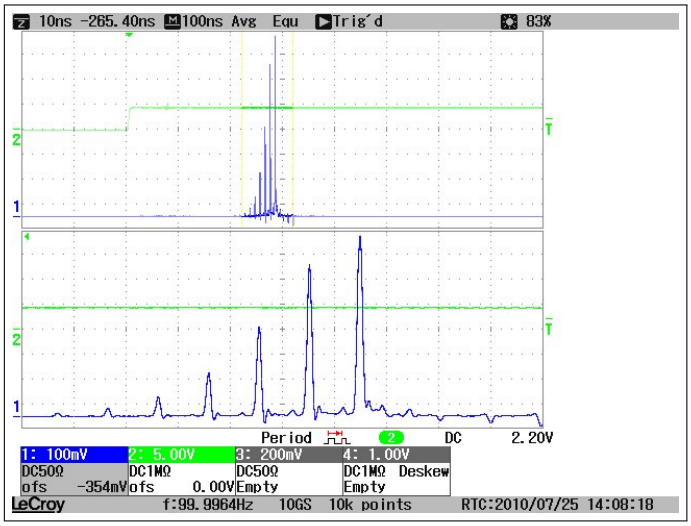


Figura 3.4: Segnale prodotto da un fotodiodo di controllo presente entro Legend che permette di monitorare la corretta temporizzazione delle *pockels cells*. Ogni picco rappresenta un passo di amplificazione nella cavità; quando il processo satura le pockels vengono aperte e la radiazione viene diretta nella sezione di compressione e quindi all'utente.

3.1.2 Descrizione dei setup ottici a 800, 400 e 266nm

La sorgente laser descritta nel paragrafo precedente è collocata su un tavolo ottico che ospita anche la streak camera e il sistema di ottiche necessario a gestire il trasporto fino a diverse postazioni sperimentali.

La streak camera può essere sincronizzata al sistema per via elettronica oppure per via ottica. Nel secondo caso è necessario che parte del fascio laser utilizzato illumini un optical switch posizionato sul fianco dello strumento. Le potenze incidenti sul fotocatodo e sull'optical switch sono un fattore critico e pertanto è necessario disporre di un setup ottico che permetta di controllare i due valori in modo indipendente. A questo fine è stato utilizzato un attenuatore variabile composto da una lamina $\lambda/2$ e un *polarizing beamsplitter cube*. Quest'ultimo elemento è in grado di separare le componenti di polarizzazione orizzontale e verticale della radiazione incidente producendo due raggi ortogonali tra loro. La radiazione prodotta dalla sorgente ha polarizzazione lineare verticale costante e pertanto, ruotando la lamina $\lambda/2$ e modificando la polarizzazione del fascio laser, è possibile controllare la radiazione diretta sui due rami. Un filtro neutro di densità variabile è posizionato a valle dell'attenuatore per filtrare la radiazione diretta al fotocatodo nel caso in cui si voglia radiazione a bassa intensità su entrambi i rami del sistema. È importante notare che il meccanismo descritto può essere utilizzato in quanto il fotocatodo e l'optical switch non sono sensibili alla polarizzazione della radiazione incidente.

Il setup ottico, illustrato in figura 3.5, presenta anche una *delay line* posizionata sul ramo dell'optical switch che permette di sincronizzare gli impulsi incidenti sulle due componenti accordando la lunghezza dei due percorsi ottici.

Per analizzare il comportamento della streak camera a lunghezze d'onda differenti dagli 800nm nativi della sorgente sono stati realizzati anche due setup ottici che, utilizzando dei cristalli non lineari BBO (Beta Barium Borate), sono in grado di generarne la seconda e la terza armonica. Nel caso di 400nm, illustrato in figura 3.6, è sufficiente focalizzare la radiazione infrarossa entro il cristallo; se questo è posizionato sul fuoco della lente ed è orientato correttamente in esso hanno luogo processi non lineari in grado di generare fotoni ad energia doppia rispetto a quella dei fotoni incidenti. Utilizzando uno specchio dielettrico ottimizzato per questa lunghezza d'onda è possibile filtrare la radiazione infrarossa residua e dirigere sul fotocatodo della streak camera solamente i 400nm.

Per generare radiazione con $\lambda = 266$nm è necessario un setup più complesso (figura 3.7). Un beam-splitter, posizionato a monte del

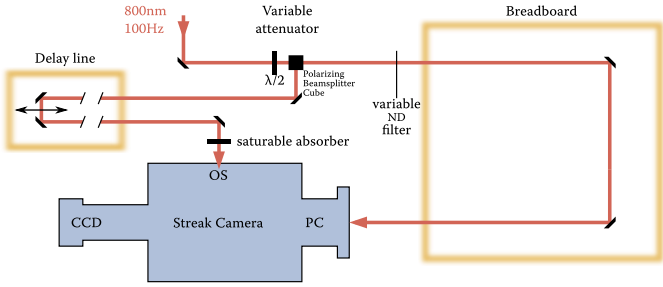


Figura 3.5: Setup del tavolo ottico per radiazione a 800nm

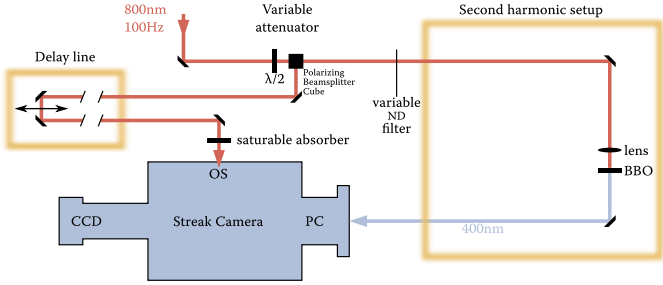


Figura 3.6: Setup del tavolo ottico per radiazione a 400nm

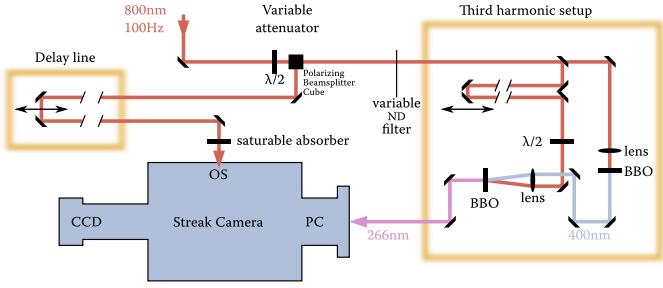


Figura 3.7: Setup del tavolo ottico per radiazione a 266nm

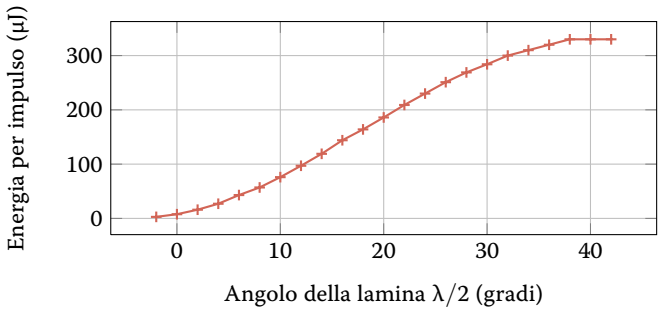


Figura 3.8: Caratterizzazione dell'attenuatore variabile. In ascissa l'angolo di rotazione della lamina $\lambda/2$, in ordinata l'energia per impulso trasmessa nel ramo dell'optical switch. La curva non ha il suo minimo in zero perché il filtro non è stato fissato correttamente sul montaggio ma leggermente ruotato rispetto all'indice.

cristallo di generazione della seconda armonica, preleva parte della radiazione infrarossa la quale viene trasportata e focalizzata su un secondo cristallo BBO. Nello stesso punto viene focalizzato anche il fascio di radiazione a 400nm, dando luogo ad un secondo processo non lineare che genera l'armonica somma delle due frequenze incidenti, producendo radiazione con $\lambda = 266$nm. Sul percorso della radiazione infrarossa sono posizionate una delay line e una lamina $\lambda/2$ al fine di eguagliare la polarizzazione dei due fasci laser e la lunghezza dei percorsi ottici.

Nella figura 3.8 è possibile osservare i dati raccolti durante la caratterizzazione dell'attenuatore variabile.

3.2 PRIME ACQUISIZIONI

La streak camera oggetto di questa tesi permette all'utente di controllare via software i seguenti parametri:

- la modalità di acquisizione: *focus mode*, in cui le placche di deflessione restano inattive, o *streaking mode* ove l'asse verticale delle immagini acquisite rappresenta la dimensione temporale;
- l'utilizzo del trigger elettronico oppure ottico;
- il guadagno dell'elemento intensificatore di immagine;
- la durata di ogni acquisizione ed il numero di acquisizioni.

Nel seguito, al fine di introdurre il tipo di misure che è possibile effettuare con la streak camera, analizziamo come la scelta di questi ultimi parametri influenza le prestazioni dello strumento e i dati sperimentali raccolti.

3.2.1 Acquisizioni in *focus mode*

Nelle figure 3.9, 3.10 e 3.11, sono mostrate tre acquisizioni singole di durata temporale crescente effettuate in focus mode. La prima ha una durata di 10ms, la seconda di 100ms e la terza di un secondo. Poiché la sorgente laser lavora a 100Hz con la prima acquisizione è stato raccolto un solo impulso, con la seconda 10 e con la terza 100 impulsi laser. A fianco delle tre immagini sono mostrati i profili verticali e orizzontali delle stesse ottenuti integrando la figura per righe o per colonne rispettivamente.

Un'analisi preliminare riguarda la forma del fotocatodo e il rapporto segnale-rumore nell'immagine acquisita. La fenditura del supporto del fotocatodo, che è stato descritto nel paragrafo 2.1.1, è larga 9mm mentre il fascio laser incidente su esso misura circa la metà: è possibile osservare, infatti, come la fenditura non sia illuminata completamente. Tuttavia, anche nel tratto interessato dal fascio laser, il segnale raccolto non è uniforme. Questo problema è dovuto ad imprecisioni durante la fabbricazione del fotocatodo o al danneggiamento dello stesso.

Il rapporto segnale-rumore dipende dal numero di impulsi raccolti: la figura 3.11 mostra chiaramente un background meno pronunciato rispetto alle due precedenti. Osservando i profili orizzontali è evidente che anche le imperfezioni del fotocatodo son meglio definite. Il rapporto segnale-rumore per i profili orizzontali è comunque molto basso ma è un fattore dovuto alla distribuzione *orizzontale* del segnale nell'immagine.

Nel caso in cui il segnale da misurare con la streak camera sia particolarmente tenue e soggetto a jitter è necessario raccogliere un numero maggiore di immagini e procedere ad un'opportuna integrazione. Nelle figure 3.12 e 3.13 è mostrato un confronto tra l'integrazione di due sequenze di acquisizioni diverse. Nella prima sono state raccolte 100 immagini con tempi di acquisizione di 10ms mentre nella seconda sono state raccolte 10 immagini con tempi di 100ms l'una. Infine le due serie sono state integrate escludendo i meccanismi di correzione del jitter, non necessari in focus mode. È interessante notare che, sebbene le due immagini mostrino l'integrazione dello stesso numero di impulsi laser, i due risultati sono diversi. L'immagine risultato dell'integrazione del maggior numero di immagini mostra, infatti, un maggiore rumore di background risultante dal maggiore numero di cicli effettuati dall'intensificatore di immagine, amplificato dagli algoritmi di normalizzazione del segnale previsti dal software di controllo.

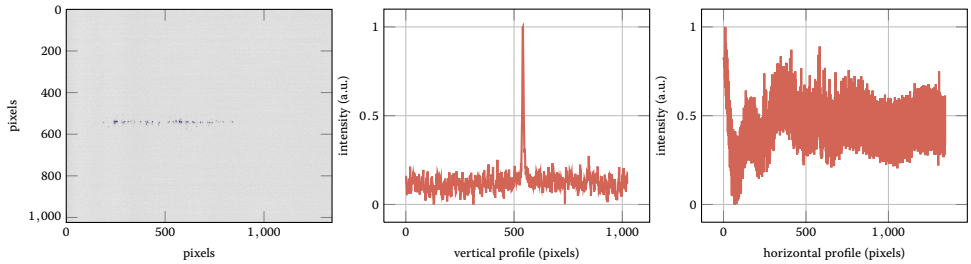


Figura 3.9: Acquisizione in focus mode della durata di 10ms. È stato raccolto un solo impulso di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia pari 50µJ.

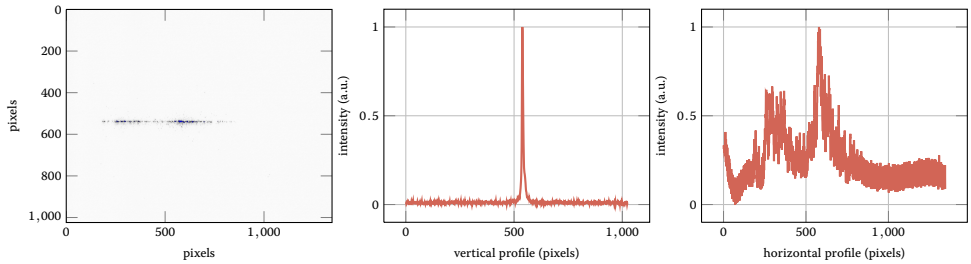


Figura 3.10: Acquisizione in focus mode della durata di 100ms. Sono stati raccolti 10 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

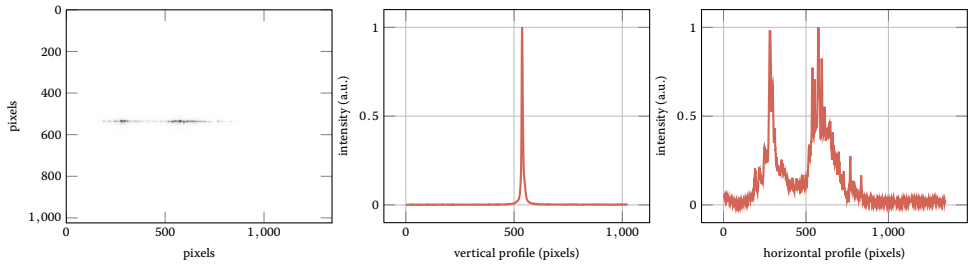


Figura 3.11: Acquisizione in focus mode della durata di 1s. Sono stati raccolti 100 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

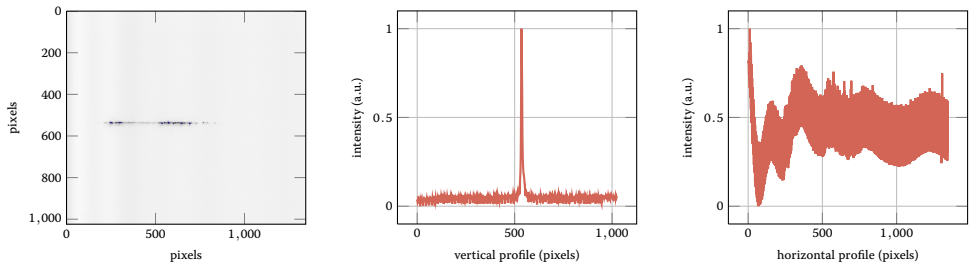


Figura 3.12: Risultato dell'integrazione di 100 acquisizioni effettuate in focus mode della durata di 10ms l'una. In totale sono stati raccolti 1000 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

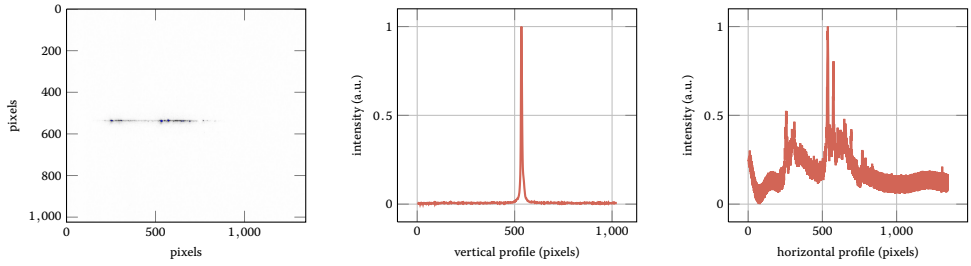


Figura 3.13: Risultato dell'integrazione di 10 acquisizioni effettuate in focus mode della durata di 100ms l'una. In totale sono stati raccolti 1000 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

3.2.2 Acquisizioni in *streaking mode*

La modalità operativa più importante di una streak camera è quella in cui le deflection plates sono attive e rendono possibile la misura della componente temporale degli impulsi incidenti sul fotocatodo. Se si vogliono osservare segnali deboli anche in questo caso non sono sufficienti le misure *single shot* e si rende necessario acquisire un numero maggiore di immagini per integrare il segnale. In streaking mode l'integrazione del segnale non può avvenire, in genere, seplicemente sommando le matrici di valori corrispondenti alle immagini tra di loro ma è necessario usare una tecnica per correggere il jitter. La presenza di jitter nel segnale ottico da misurare o nei segnali elettrici che la streak camera usa come trigger si manifesta con una fluttuazione casuale nel dominio dei tempi che può limitare notevolmente l'accuratezza di una misura. È possibile trattare le singole acquisizioni con diversi algoritmi al fine di ridurne l'effetto.

Le figure 3.14, 3.15 e 3.16 mostrano il risultato di tre di queste acquisizioni, affiancate dal profilo verticale delle tre immagini. Le tre integrazioni sono caratterizzate da scale temporali diverse: il range lungo l'asse verticale è nei tre casi di 500ps, 200ps e 100ps. Il fotocatodo è lo stesso delle misure mostrate nel paragrafo precedente e pertanto sono visibili gli stessi difetti strutturali. È possibile osservare una certa curvatura verso il basso del segnale, più visibile nel range temporale più ridotto, che non è presente nel caso di acquisizioni in focus mode. Tale curvatura è dovuta alla presenza di un'aberrazione ottica nel sistema di focalizzazione magnetica del fascio di elettroni, e il suo contributo diventa evidente solo in streaking mode.

Se si osservano i profili verticali si può notare che la larghezza a mezza altezza del segnale varia, nei tre casi, in funzione della scala temporale utilizzata. L'andamento decrescente del background, inoltre, agli estremi dei profili è dovuto all'algoritmo di riduzione del jitter; per fare in modo che il segnale presente in ogni immagine si sommi in modo efficiente è necessario *traslare* il punto di massimo di ogni immagine ed i pixel circostanti riducendo i valori integrati complessivamente ai margini delle immagini.

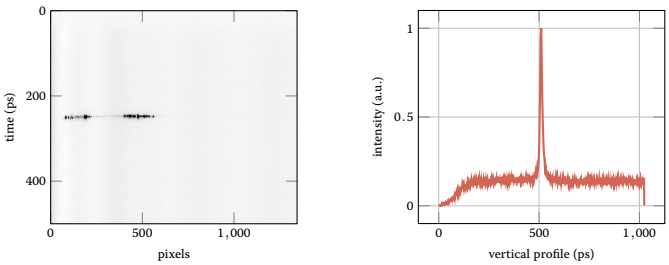


Figura 3.14: Risultato dell'integrazione di 100 acquisizioni effettuate in streaking mode della durata di 10ms l'una, utilizzando un range temporale di 500ps. In totale sono stati raccolti 1000 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

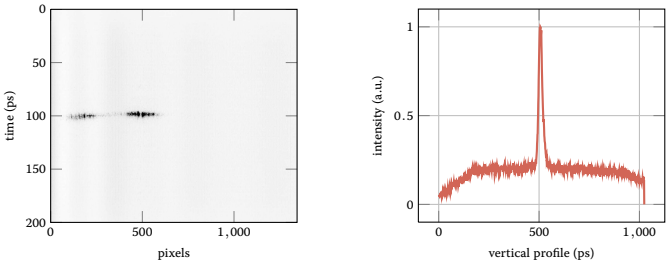


Figura 3.15: Risultato dell'integrazione di 100 acquisizioni effettuate in streaking mode della durata di 10ms l'una, utilizzando un range temporale di 200ps. In totale sono stati raccolti 1000 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

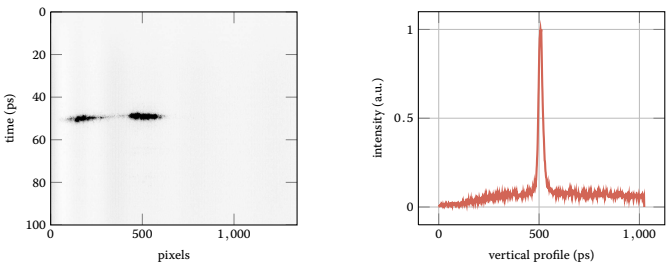


Figura 3.16: Risultato dell'integrazione di 100 acquisizioni effettuate in streaking mode della durata di 10ms l'una, utilizzando un range temporale di 100ps. In totale sono stati raccolti 1000 impulsi di radiazione a $\lambda = 800$nm con un'energia per impulso pari a 50µJ.

3.3 IL FOTOCATODO

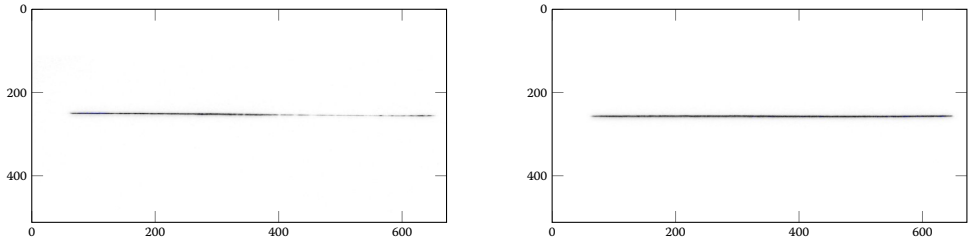
Il primo elemento coinvolto dal processo di misura in una streak camera è il fotocatodo. Questo elemento, infatti, rappresenta l'interfaccia tra lo strumento e la radiazione che si intende misurare ed ha pertanto un ruolo molto importante nella qualità delle misure effettuate.

3.3.1 Analisi della forma del fotocatodo

Il processo di fabbricazione di un fotocatodo prevede la realizzazione di una sottile fenditura dello spessore di qualche decina di µm su un supporto di alluminio, la deposizione su tale fenditura di un layer di parilene dello spessore di circa 100nm e su questo un secondo layer di oro dello spessore di circa 30nm. Date le dimensioni in gioco risulta evidente che si tratta di un componente estremamente delicato.

Quando il fotocatodo è montato nel suo alloggiamento all'interno della streak camera è opportuno verificarne la forma utilizzando lo strumento in focus mode e illuminando uniformemente la superficie dorata. In figura 3.17 sono mostrate le acquisizioni in focus mode di due fotocatodi con fessure di spessore differente illuminati utilizzando una lampada a scarica ai vapori di mercurio. Tale sorgente presenta un'elevata emissione nell'ultravioletto vicino. Nell'immagine 3.17(a) è evidente come le condizioni del fotocatodo non siano ottimali; la metà destra presenta, infatti, dei difetti strutturali che ne limitano l'affidabilità. Dopo questa misura la fenditura è stata osservata con un microscopio ottico che ne ha rivelato i difetti.

Una seconda analisi della forma del fotocatodo è stata effettuata utilizzando radiazione laser nel range dell'infrarosso. Poiché il diametro del fascio laser è inferiore alla larghezza della fenditura (9mm) è stato necessario acquisire una sequenza di immagini e poi integrare il segnale su tutta la serie. Il risultato di tale operazione è mostrato in figura 3.18. Il risultato in questo caso mostra una fenditura dalla forma più incerta, con un'efficienza di conversione fotoni→elettroni più elevata alle due estremità. Il rapporto segnale/rumore dell'immagine risultante è basso, fatto dovuto alla bassa intensità della radiazione incidente, mantenuta tale per evitare di danneggiare l'elemento.



(a) 20µm **(b)** 50µm

Figura 3.17: Fotocatodi illuminato con una lampada UV al mercurio e osservati in focus mode. A sinistra il fotocatodo da 20µm e a destra quello da 50µm. Il fotocatodo da 20µm mostra chiaramente dei difetti strutturali.

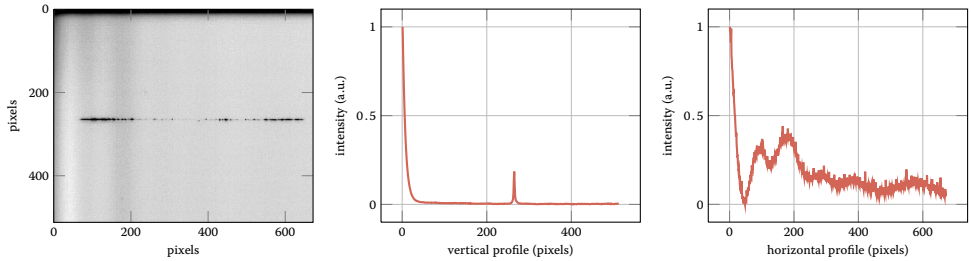


Figura 3.18: Fotocatodo illuminato dal laser e osservato in focus mode. Risultato dell'integrazione di 144 acquisizioni da 200ms l'una utilizzando un'energia per impulso incidente sul fotocatodo pari a 14.6µJ.

3.3.2 Space charge effect

Il fotocatodo della streak camera oggetto di questa tesi lavora in trasmissione e, quando è colpito da un impulso di radiazione, emette un pacchetto di elettroni la cui densità è proporzionale all'intensità della radiazione incidente. Il pacchetto di elettroni viene accelerato da un campo elettrico presente tra il fotocatodo e una mesh retrostante, attraversata la quale prosegue con un moto di deriva all'interno dello strumento. Durante l'intervallo di tempo necessario a raggiungere lo schermo ai fosfori posizionato all'estremità dello streak tube gli elettroni del pacchetto interagiscono tra di loro e, respingendosi, riducono la densità del pacchetto stesso. Un meccanismo di questo tipo può ridurre notevolmente la risoluzione raggiunta dallo strumento e ne limita il range dinamico in quanto il suo effetto cresce proporzionalmente all'intensità della radiazione incidente sul fotocatodo (Niu e Sibbett 1981).

Per valutare l'influenza dello space charge effect sulla risoluzione della streak camera oggetto di questa tesi si sono acquisite alcune serie di misure aumentando l'intensità della radiazione incidente sul fotocatodo. Operando in focus mode ed utilizzando radiazione

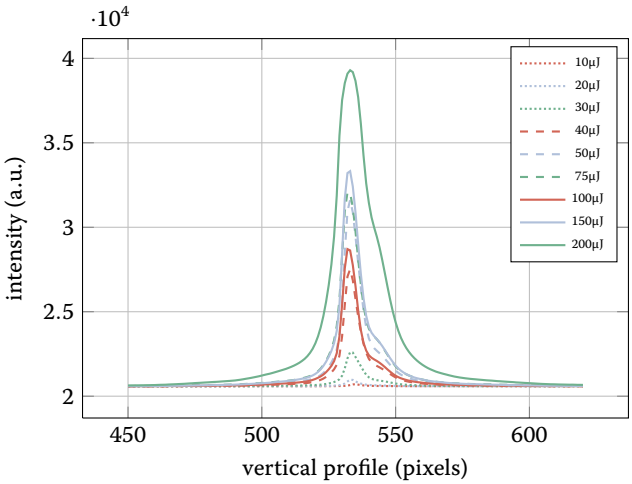


Figura 3.19: Profili verticali dell'integrazione di alcune serie di acquisizioni effettuate variando l'energia per impulso della radiazione incidente ($\lambda = 800$nm).

infrarossa e visibile con $\lambda = 800$nm, $\lambda = 400$nm e $\lambda = 266$nm, si è voluto verificare quanto vari la larghezza a mezza altezza del segnale campione generato illuminando la fenditura.

Per ogni energia sono state acquisite 100 immagini da 100ms e poi è stato analizzato il profilo verticale delle rispettive integrazioni. In figura 3.19 sono riportati i profili verticali delle nove acquisizioni ad energia diversa, mentre in figura 3.20 è riportato l'andamento della larghezza a metà altezza delle curve precedenti. Le energie incidenti sul fotocatodo vanno da 10µJ a 200µJ per impulso, valori limite per avere un rapporto segnale/rumore accettabile da un lato ed evitare la saturazione del MCP dall'altro. Se si confrontano i diversi profili verticali è evidente che il numero totale dei fotoelettroni cresce all'aumentare dell'energia per impulso in modo abbastanza deciso. Osservando la figura 3.20 si può osservare chiaramente l'incremento dell'effetto di carica spaziale che tente ad aumentare la FWHM del segnale. Confrontando i valori dei punti a 10µJ e 200µJ si può osservare un differenza pari ad un fattore 3. Le misure effettuate con $\lambda = 800$nm e $\lambda = 400$nm danno risultati simili, mentre l'energia per impulso della radiazione con $\lambda = 266$nm, terza armonica della radiazione principale, non è sufficiente per misure significative.

3.4 OPTICAL SWITCH

Quando la streak camera opera in modalità single shot la spaziatura temporale tra impulsi ottici successivi è un parametro che non influisce sulla misura. Se ogni acquisizione raccoglie un numero

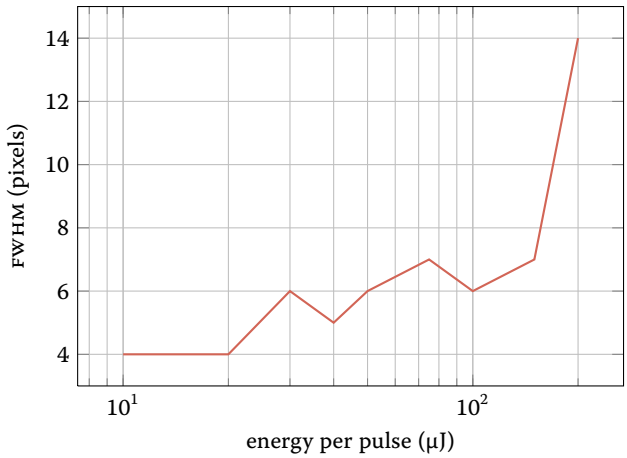


Figura 3.20: Valore della FWHM delle curve plottate in figura 3.19 in funzione dell'energia per impulso utilizzata.

di fotoni sufficiente per ottenere un rapporto segnale/rumore adeguato non è necessario adottare tecniche di correzione del jitter. Quando si utilizza una sorgente FEL ci si trova in questa condizione. Al contrario, se il numero di fotoni per impulso è basso, al fine di aumentare il range dinamico dello strumento è necessario disporre di alcune tecniche per poter integrare in modo efficiente il segnale di impulsi successivi. Il sistema di sincronizzazione più efficiente consiste nell'utilizzo di un *optical switch* (Belzile, Kieffer, Cote, Oksenhendler e Kaplan 2002).

3.4.1 Confronto con e senza OS

Le figure 3.21 e 3.22 mostrano un confronto tra l'integrazione di due serie di misure effettuate con trigger elettronico e trigger ottico. Risulta evidente, osservando i profili verticali delle due acquisizioni, quali siano i vantaggi del secondo approccio. Analizzando la larghezza a mezza altezza dei due profili risulta che il segnale acquisito con l'optical switch è più stabile di un fattore ~ 11. Nel caso i singoli impulsi non siano sufficientemente intensi da essere distinti individualmente e si renda necessaria l'integrazione di un numero grande di acquisizioni il contributo dovuto al jitter non è distinguibile dagli altri fattori che riducono la risoluzione della streak camera, degradando la qualità dei dati sperimentali acquisiti.

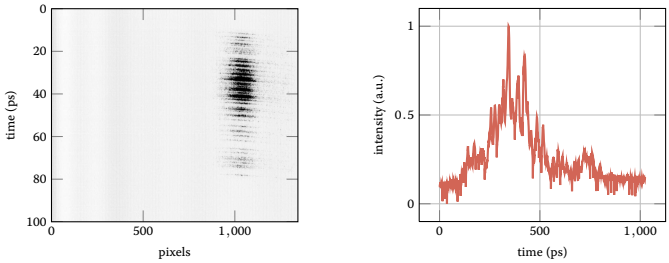


Figura 3.21: 100 immagini integrate da 10µs con trigger elettronico e nessuna correzione dell jitter

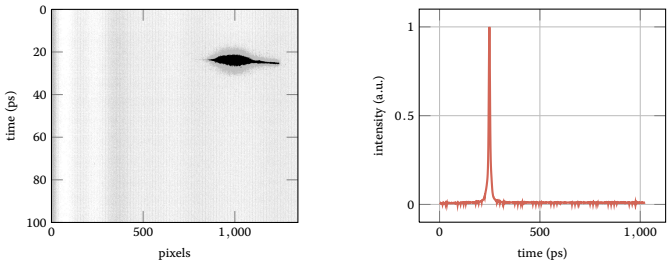


Figura 3.22: 100 immagini integrate da 10µs con trigger ottico e nessuna correzione dell jitter

3.4.2 L'illuminazione dell'Optical Switch

L'optical switch utilizzato con la streak camera oggetto di questa tesi è un elemento il cui design è integrato nel corpo dello strumento. Il suo utilizzo è controllato elettronicamente, come lo è il passaggio dall'uso del trigger elettronico a quello ottico. A differenza del trigger elettronico non è possibile, però, controllare il ritardo tra l'arrivo dell'impulso laser sul fotocatodo e l'istante dello sweep via software ma è necessario modificare la lunghezza dei percorsi ottici che portano la radiazione all'optical switch e al fotocatodo. Per facilitare questa operazione in uno dei due percorsi ottici è presente una delay line. La sincronizzazione tra l'impulso laser incidente sul fotocatodo e quello incidente sull'optical switch può essere monitorata con un oscilloscopio attraverso una connessione presente sul lato dell'apparecchio (figura 3.24).

Per motivi strutturali l'efficacia dell'optical switch dipende fortemente dalle condizioni di illuminazione cui è soggetto. Si possono individuare tre fattori che possono alterare il suo corretto funzionamento:

- un'illuminazione non uniforme della superficie del semiconduttore tra i contatti di oro;
- un'energia per impulso della radiazione incidente troppo limitata;



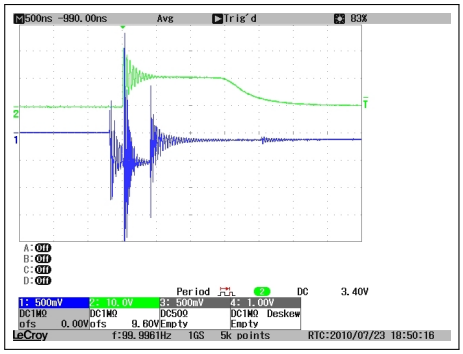


Figura 3.24: Immagine della connessione (MONITOR OUT) che permette di monitorare il funzionamento dell'optical switch. Il rapporto temporale illustrato è corretto al fine di avere la sincronizzazione dello strumento. Il segnale verde rappresenta l'impulso di radiazione incidente sul fotocatodo, raccolto con un fotodiodo nei pressi della finestra di input della streak camera; il segnale blu indica è il segnale fornito dalla porta di monitor.

- la presenza di pre-picchi o di strutture spurie nel profilo temporale della radiazione incidente.

I primi due fattori influenzano direttamente la velocità di sweep in quanto la tensione tra le due armature del condensatore è sostenuta dall'optical switch ed il numero di cariche superficiali generate dall'impulso laser influenza la corrente che è in grado di attraversare il componente. Il terzo fattore, invece, può influenzare la stabilità del sistema in quanto eventuali pre-picchi possono anticipare il corretto istante di sweep.

Sono state eseguite delle misure per valutare questi tre fattori. Per stimare l'influenza delle condizioni di illuminazione sulla scala temporale dello strumento è stato utilizzato un *etalon mirror* (anche noto come interferometro di Fabry Perot) in grado di generare una sequenza di impulsi equispaziati con un ritardo noto. Il principio di funzionamento è illustrato in figura 3.23. L'elemento ottico utilizzato genera degli impulsi spaziati di 20ps. In figura 3.25 è possibile osservare il risultato di tali misure. È evidente come uno scorretto allineamento del sistema può portare ad errori nell'interpretazione dei risultati sperimentali.

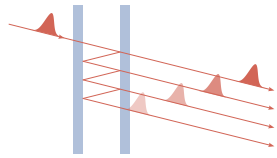


Figura 3.23: Schema di funzionamento di un etalon mirror. Le due superfici riflettenti causano una successione di riflessioni interne che danno luogo ad una serie di impulsi luminosi equispaziati.

Una seconda serie di misure ha voluto valutare la stabilità del sistema al variare della potenza incidente sull'optical switch. Aumentando l'energia incidente le fluttuazioni nel numero dei fotoni per impulso diventano meno influenti e pertanto la risoluzione temporale dello strumento risulta più elevata. È possibile valutare il jitter confrontando la larghezza a metà altezza del profilo di un acquisizionie single shot (che, per definizione, è priva di jitter) e quella di un'integrazione di una serie di acquisizioni secondo la seguente relazione:

$$\Delta t^2_{\text{jitter}} = \Delta t^2_{\text{serie}} - \Delta t^2_{\text{single shot}}$$

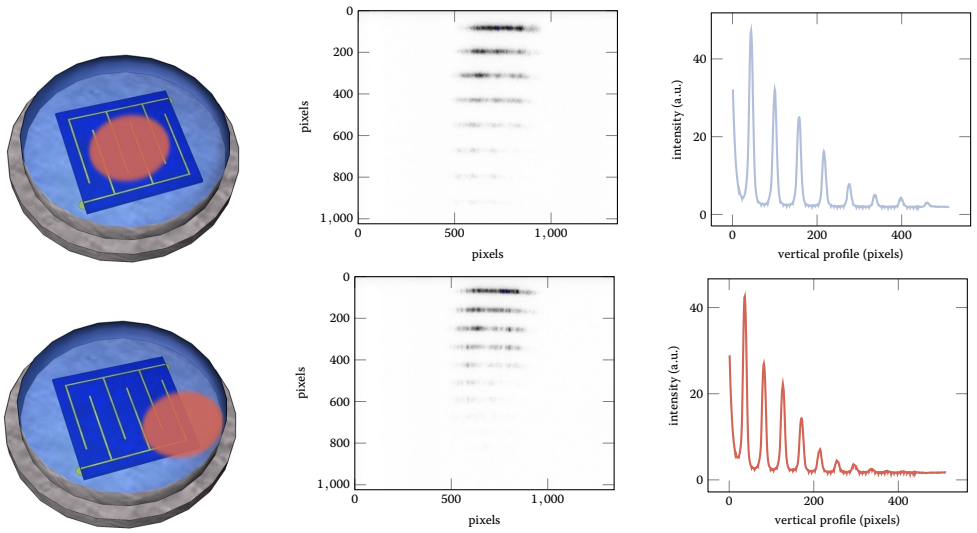


Figura 3.25: Confronto tra due illuminazioni differenti dell'optical switch. Le immagini della riga superiore illustrano una corretta illuminazione dell'elemento, mentre le immagini nella riga inferiore mostrano il risultato di un allineamento del sistema non corretto. La spaziatura dei picchi nel profilo verticale è nel primo caso di 18.47ps e nel secondo di 15.13ps. Il risultato non è completamente esatto (20ps); l'optical switch, al termine della misura si è rivelato parzialmente danneggiato (si veda la figura 2.14).

Ripetendo questo confronto al variare dell'energia incidente sull'optical switch è possibile ottenere il risultato mostrato in figura 3.26

L'ultimo fattore che va preso in considerazione è la presenza di pre-picchi nella distribuzione temporale della radiazione incidente. È stato analizzato il fascio prodotto dal laser commerciale descritto all'inizio del capitolo utilizzando un fotodiodo veloce ed un oscilloscopio. In figura 3.27(a) sono visibili i pre-picchi. Per limitarne l'effetto è stato utilizzato un *saturable absorber filter* il cui coefficiente di trasmissione dipende dalla potenza incidente. L'efficacia di tale filtro può essere valutata osservando la figura 3.27(b) in cui l'ampiezza dei pre-picchi si è notevolmente ridotta.

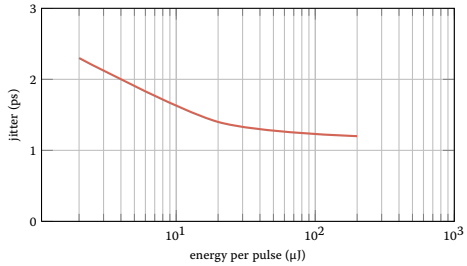
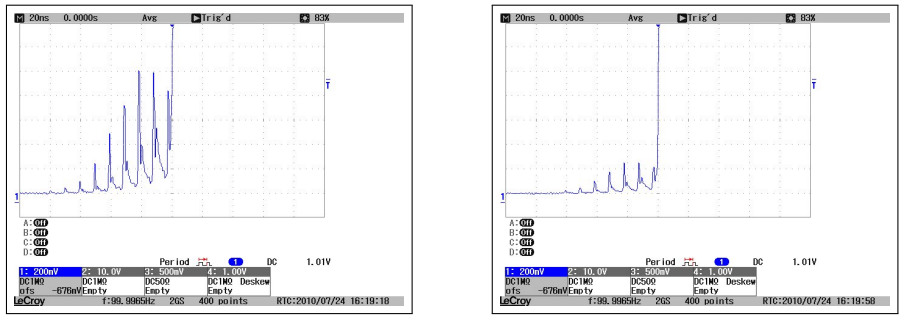
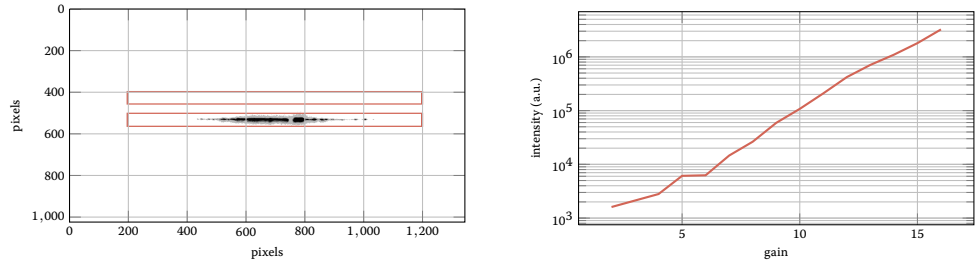


Figura 3.26: Dipendenza del jitter del sistema in funzione dell'energia per impulso incidente sull'optical switch.



(a) (b)

Figura 3.27: Analisi dell'efficacia del saturable absorber filter. La figura a sinistra mostra la presenza di pre-picchi nell'impulso laser acquisito con un fotodiodo. La figura a destra mostra lo stesso segnale dopo aver applicato il filtro.



(a) (b)

Figura 3.28: Nella figura a sinistra è mostrata un'acquisizione a GAIN e segnale incidente massimo. Sono evidenziate le due aree utilizzate durante l'analisi dei dati per la rimozione del background. La figura a destra mostra i risultati ottenuti, evidenziando l'andamento esponenziale del segnale al variare del guadagno del MCP

3.5 MCP & CCD

3.5.1 Misura del guadagno dell'intensificatore di immagine

Nella streak camera oggetto di questa tesi il sistema di acquisizione del segnale è composto da un intensificatore di immagine e da un sensore CCD. L'intensificatore di immagine, descritto nel paragrafo 2.1.4, è composto da diversi elementi:

- uno schermo ai fosfori, sul quale i pacchetti di fotoelettroni incidono dopo aver attraversato le deflection plates;
- un *fiber plate* che raccoglie i fotoni generati dallo schermo ai fosfori;
- un fotocatodo che converte nuovamente i fotoni in elettroni;
- un MCP (Multi Channel Plate) che ne incrementa il numero fino ad un fattore 10^4;
- un secondo schermo ai fosfori che permette di ottenere un segnale ottico acquisibile con un sensore CCD.

Il guadagno del MCP può essere controllato variando la tensione applicata alle sue estremità. Il software di controllo della streak camera permette di configurare questo parametro assegnando ad una variabile un valore intero in una scala da 1 a 16, cui corrisponde il guadagno massimo.

In tutte le misure descritte sino ad ora si è sempre utilizzato un valore di GAIN=16, per poter limitare l'intensità della radiazione incidente sul fotocatodo ed avere comunque un buon rapporto segnale/rumore.

Al fine di poter confrontare i risultati di misure effettuate con guadagni diversi si è caratterizzato il comportamento dell'intensificatore di immagine al variare del parametro di GAIN. Il risultato della misura è visibile nella figura 3.28. I dati mostrati sono ottenuti integrando 16 serie di 100 esposizioni di 10ms l'una. L'energia per impulso incidente sul fotocatodo è di 206μJ, valore che rappresenta la massima intensità permessa dall'intensificatore di immagine a GAIN=16 prima che si presentino fenomeni di saturazione.

Poiché i valori di guadagno elevati causano un aumento del rumore acquisito si è proceduto a rimuovere il background sottraendo al valore ottenuto dall'integrazione del segnale quello ottenuto dall'integrazione di un'area dell'immagine che ne è priva. In figura 3.28(a) sono mostrate le due aree i cui valori sono stati integrati durante l'analisi. Il risultato ottenuto è mostrato in figura 3.28(b), rivela l'andamento esponenziale atteso e appare in accordo con le specifiche fornite dal produttore.

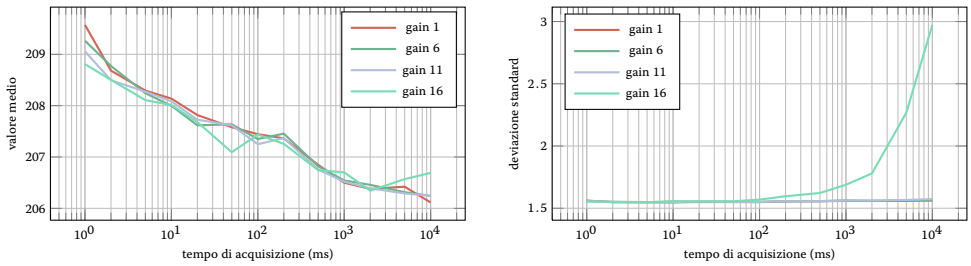


Figura 3.29: Le figure mostrano l'andamento del valore medio dei pixel e della loro deviazione standard al variare dei tempi di acquisizione.

3.5.2 Rumore del sistema di acquisizione

Il componente terminale del processo di acquisizione del segnale è rappresentato da un sensore ottico CCD. Tale sensore, attraverso due ottiche Nikkor di focale 50mm e 180mm accopiate invertite, acquisisce i fotoni generati dallo schermo ai fosfori a valle dell'intensificatore di immagini.

Con le misure illustrate in figura 3.29 si è voluto osservare quanti sia influente il rumore introdotto dal sistema di intensificazione di immagine e dal CCD. Si sono acquisite diverse serie di immagini in configurazione *dark frame*, senza segnale, variando il guadagno del MCP e il tempo di esposizione del sistema. I risultati illustrati nella figura 3.29(a) mostrano l'andamento del valore medio registrato dai pixel del CCD, mentre in figura 3.29(b) è mostrata la deviazione di tale valore dalla media. Come si può osservare il valore medio rimane pressoché costante, mostrando un andamento leggermente decrescente all'aumentare della durata delle singole esposizioni. La deviazione standard mostra, analogamente, un andamento costante, fatta eccezione per la misura a GAIN=16. Questa mostra un incremento per le acquisizioni più lunghe, probabilmente dovuto a qualche *hot-pixel* del CCD, ma che rimane comunque limitato entro un fattore 3 per variazioni del range temporale di quattro ordini di grandezza.

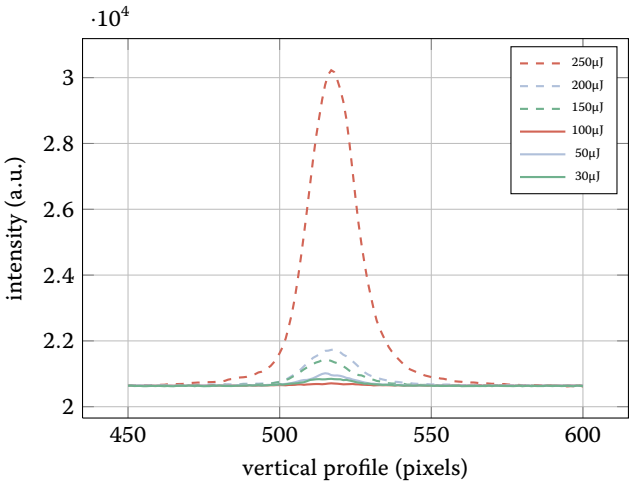


Figura 3.30: Profili verticali dell'integrazione di alcune serie di acquisizioni effettuate variando l'energia per impulso della radiazione incidente.

3.6 MISURA RISOLUZIONE TEMPORALE

3.6.1 Space charge effect

Nel paragrafo 3.3.2 è stato analizzato il contributo dello space charge effect alla risoluzione temporale dello strumento. Per cercare di isolare il fenomeno la misura è stata effettuare in focus mode. I fattori che influiscono sulla risoluzione dello strumento in streaking mode sono diversi e spesso di difficile trattazione. Si è cercato comunque di osservare se la dispersione dovuta allo space charge effect fosse evidente, effettuando delle misure del tutto analoghe a quelle già descritte per il focus mode.

Nella figura 3.30 sono mostrati i profili verticali delle serie acquisite; ogni curva è stata elaborata a partire dall'integrazione di 100 acquisizioni di 10ms ciascuna, usando il range temporale più ridotto, 100ps. Nella figura 3.31 è mostrato l'andamento della larghezza a metà altezza di tali curve, al variare dell'intensità della radiazione incidente. È possibile notare che, a differenza delle misure effettuate in focus mode, in questo caso non c'è un incremento evidente della FWHM dei profili verticali. In streaking mode l'effetto di allargamento dovuto alla carica spaziale non risulta pertanto il fattore dominante nel limitare la risoluzione temporale dello strumento.

3.6.2 Setup del sistema con l'interferometro

La streak camera è lo strumento caratterizzato dalle migliori prestazioni per quanto riguarda l'acquisizione di impulsi di radiazione

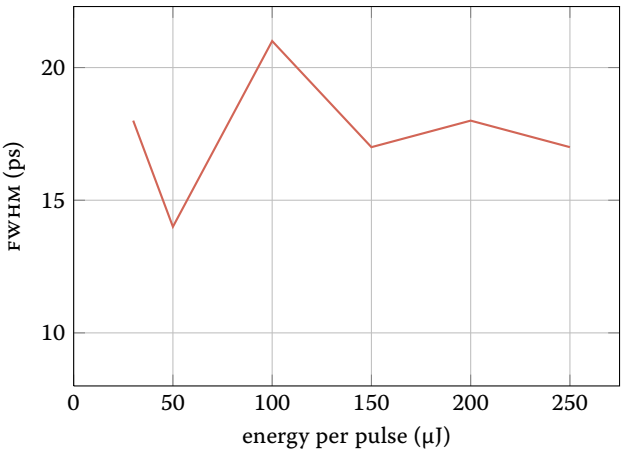


Figura 3.31: Valore della FWHM delle curve plottate in figura 3.31 in funzione dell'energia per impulso utilizzata.

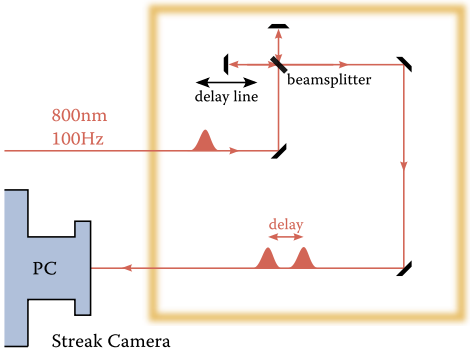


Figura 3.32: Illustrazione del setup ottico utilizzato per le misure di risoluzione temporale

ultracorti. Al fine di valutare la risoluzione temporale dello strumento oggetto di questa tesi è stato preparato un sistema ottico in grado di mandare sul fotocatodo due impulsi di radiazione distanziati tra loro da un ritardo noto e variabile a piacere. Il setup è illustrato in figura 3.32.

L'impulso di radiazione infrarossa proveniente dalla sorgente laser viene divisa in due rami da un beamsplitter. Successivamente ognuno dei due pacchetti risultanti viene riflesso da uno specchio ad incidenza normale. I due impulsi quindi interagiscono nuovamente con il beam splitter e seguono lo stesso percorso ottico sino al fotocatodo della streak camera. Uno dei due specchi ad incidenza normale è montato su una slitta micrometrica tramite la quale è possibile variare la lunghezza del percorso ottico e controllare in tal modo con precisione il ritardo tra i due impulsi. La slitta ha un'accuratezza pari ad 1μm che corrisponde ad un delay di circa 66fs.

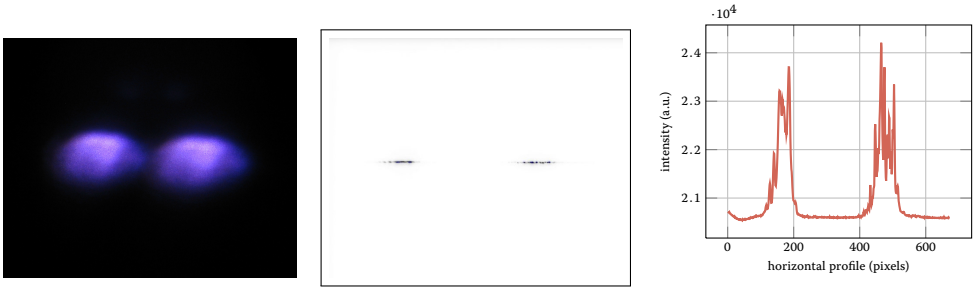


Figura 3.33: Spot separati. A sinistra la fotografia dei due impulsi incidenti su un cartoncino; al centro gli stessi impulsi acquisiti in focus mode con la streak camera; a destra il profilo orizzontale dell'immagine acquisita.

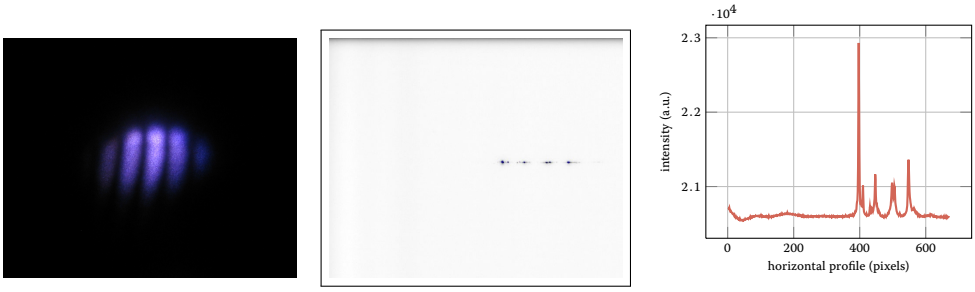


Figura 3.34: Spot separati. A sinistra la fotocgrafia delle frangie di interferenza tra i due impulsi incidenti su un cartoncino; al centro lo stesso fenomeno osservato in focus mode con la streak camera; a destra il profilo orizzontale dell'immagine acquisita.

Per trovare la posizione sella slitta che corrisponde ad un ritardo nullo è sufficiente osservare l'insorgere di fenomeni di interferenza tra i due impulsi (figure 3.33 e 3.34).

3.6.3 Risultati ottenuti

Per determinare la risoluzione dello strumento sono state acquisite diverse serie di immagini, variando gradualmente il delay tra i due impulsi. Successivamente, integrando le acquisizioni e analizzando i profili verticali delle stesse, è stato possibile stimare il limite dello strumento.

La prima serie di misure è stata acquisita in streaking mode usando radiazione infrarossa, $\lambda = 800\text{nm}$, con un repetition rate pari a 100Hz. Il ritardo applicato tra gli impulsi varia nell'intervallo $\pm 2.5\text{ps}$ e le diverse serie distano 333fs circa. Il risultato della misura è riassunto in figura 3.35 ove ogni riga rappresenta il profilo temporale con un determinato ritardo. Una seconda serie di misure effettuata con radiazione visibile ($\lambda = 400\text{nm}$) ha dato un risultato del tutto analogo.

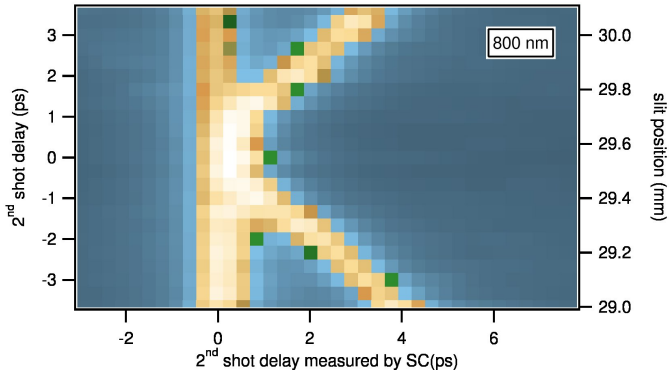
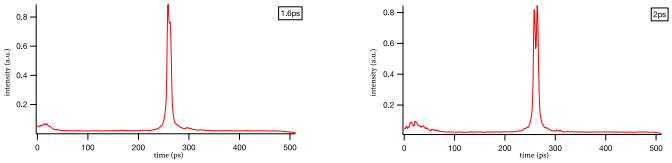


Figura 3.35: Risultato della misura di risoluzione temporale. In ascissa è indicato il ritardo misurato dalla streak camera, in ordinata il ritardo applicato tra i due impulsi, a sinistra, e la corrispondente posizione dell'indice della slitta micrometrica nell'asse a destra. Ogni riga rappresenta il profilo temporale risultato dell'integrazione di una serie di misure. La particolare forma a *kappa* è dovuta all'algoritmo di correzione del jitter che prende come riferimento il fronte di salita del segnale.



(a) (b)

Figura 3.36: Profili temporali corrispondenti ad un ritardo di 1.6ps e 2ps.

In figura 3.36 sono mostrati i profili temporali corrispondenti ad un ritardo di 2ps e 1.6ps rispettivamente. Applicando il criterio di Rayleigh (Feng, Shin *et al.* 2007) si può affermare che l'effettiva risoluzione temporale dello strumento, con radiazione infrarossa e i parametri descritti, si attesta tra questi due valori.

Test con sorgente HHG

Nel capitolo precedente sono stati presentati i risultati di diverse misure effettuate con la streak camera utilizzando radiazione infrarossa o visibile. Al fine di testare lo strumento con radiazione con lunghezza d'onda minore è stata utilizzata una sorgente HHG, anch'essa disponibile presso il laboratorio di ottica non lineare T-ReX.

Questo genere di sorgenti è in grado di generare radiazione con lunghezza d'onda nel range dell'ultravioletto da vuoto e dei raggi X molli (Huillier e Balcou 1993). Utilizzando un laser nel vicino infrarosso è stato dimostrato che è possibile generare armoniche di ordine superiore a 100 (Macklin, Kmetec e Gordon 1993) raggiungendo lunghezze d'onda inferiori agli 8nm.

Gli impulsi prodotti con questo tipo di sorgenti presentano, inoltre, una durata temporale estremamente ridotta, dell'ordine del centinaio di attosecondi (Shan, Ghimire e Chang 2005) rappresentando uno strumento all'avanguardia nel campo della fisica ultraveloce.

Diamo qui un'introduzione teorica al processo di generazione delle armoniche ed in seguito la descrizione del setup sperimentale utilizzato. Infine verranno presentate le misure effettuate con la streak camera ed i risultati ottenuti.

4.1 INTRODUZIONE TEORICA AL PROCESSO HHG

La generazione di armoniche di ordine superiore è un processo in cui della radiazione laser ad una determinata frequenza è convertita in radiazione la cui frequenza è un multiplo intero di quella fondamentale, interagendo in modo fortemente non lineare con un mezzo attivo. I primi riferimenti riportati in letteratura risalgono ai tardi anni '80 (Ferray, L'Huillier *et al.* 1988; McPherson, Gibson *et al.* 1987). Venne osservato un *plateau* di armoniche egualmente intense che non poteva essere spiegato con la teoria delle perturbazioni: in un processo a n fotoni, infatti, la probabilità di eccitazione decresce esponenzialmente al crescere di n.

Negli anni successivi il fenomeno venne spiegato con una teoria semiclassica che riusciva a riprodurre l'andamento dell'intensità delle armoniche osservato sperimentalmente (Corkum 1993). Secondo

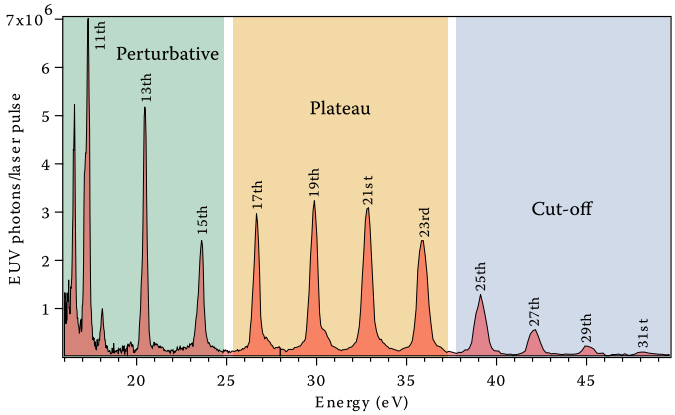


Figura 4.1: Caratteristico spettro HHG. È stato ottenuto focalizzando in un volume di argon alla pressione di $5 \cdot 10^{-3}$mbar impulsi di radiazione infrarossa ($\lambda = 800$nm) della durata di circa 50fs e con un'energia per impulso di circa 2mJ (SIMONCIG 2010).

tale approccio teorico l'elettrone coinvolto nel processo di emissione non può essere trattato come una particella legata ma si suppone che venga ionizzato dall'atomo iniziale quando il campo elettrico del laser è prossimo al massimo della sua intensità e successivamente accelerato e allontanato dallo ione originario. Poiché il campo elettrico cambia segno all'incirca un quarto di periodo ottico dopo l'istante di ionizzazione l'elettrone viene decelerato e quindi riaccelerato verso l'atomo originario. Al suo ritorno sarà caratterizzato da una grande energia cinetica che, in caso di ricombinazione, verrà trsferita ad un fotone. L'emissione di tali fotoni rappresenta il fenomeno di generazione di armoniche osservato sperimentalmente. Ci troviamo, pertanto, davanti ad un processo a tre step: ionizzazione, propagazione e ricombinazione. Poiché l'intero processo ha luogo ogni mezzo ciclo ottico del laser si avrà l'emissione di armoniche dispari rispetto alla frequenza iniziale.

Un tipico spettro di emissione HHG è mostrato in figura1.2 nel capitolo 1, che qui riproponiamo (figura 4.1).

- **Ionizzazione**

  Se l'intensità della radiazione che interagisce con un materiale viene costantemente aumentata ad un certo punto il campo elettrico dell'onda elettromagnetica $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ diventa comparabile con il campo elettrico atomico. Il campo elettrico del laser produce un potenziale $e\vec{E}(t)\vec{r}$ che si somma al potenziale coulombiano dello ione:

  $$V(\vec{r}, t) = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} + e\vec{E}(t)\vec{r}$$

  Il potenziale atomico risulta quindi significativamente distorto e un elettrone può essere soggetto a ionizzazione per effetto tunnel.

Successivamente si comporta come una carica libera soggetta al solo campo elettrico indotto dal laser.

Un parametro importante per descrivere il processo di ionizzazione per effetto tunnel è il *parametro di Keldysh*:

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{I_p}{2U_p}}, \qquad U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4 m_e \omega^2}$$

ove I_p è il potenziale di ionizzazione del gas preso in esame, U_p è il potenziale ponderomotore, m_e e e sono la massa e la carica dell'elettrone, ω ed E_0 sono la frequenza angolare e l'intensità del campo elettromagnetico laser. Risulta che se $\gamma_K \ll 1$ è favorito il processo di ionizzazione per effetto tunnel, altrimenti, se $\gamma_K \gg 1$ sono favoriti i processi di eccitazione a molti fotoni.

- **Propagazione**

  Consideriamo un campo elettrico $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ ed un elettrone, inizialmente fermo, soggetto alla sua azione. Se l'elettrone viene ionizzato quando la fase del campo elettrico è pari a ϕ la sua velocità e la posizione risultano:

$$v(t) = \int_0^t -\frac{e}{m} E(t')\mathrm{d}t' = -\frac{E_0 e}{m\omega}\big(\sin(\omega t + \phi) - \sin(\phi)\big)$$
$$x(t) = \int_0^t v(t')\mathrm{d}t' = \frac{E_0 e}{m\omega^2}\big(\cos(\omega t + \phi) - \cos(\phi)\big) + \sin(\phi)t$$

  ove si è considerato un sistema unidimensionale. Il termine indipendente dal tempo nell'equazione della velocità può essere interpretato come una velocità di trascinamento: se è nullo l'elettrone oscilla attorno ad un posizione fissa. Se si considerano le diverse traiettorie di elettroni ionizzati con fasi del campo elettrico diverse (figura 4.2) è possibile osservare come solo per determinati valori di ϕ intersecano nuovamente l'origine. Sono solo queste le traiettorie che permettono all'elettrone ionizzato di ricombinarsi con lo ione iniziale; questo fatto spiega la ridotta efficienza del processo di conversione.

- **Ricombinazione**

  Quando un elettrone ricombina con uno ione tipicamente viene emesso un fotone la cui energia è pari all'energia cinetica dell'elettrone più l'energia di ionizzazione dell'atomo. Risulta:

$$\hbar\omega = E_{\text{kin}} + I_p$$

  Come è possibile osservare nella figura 4.2 la pendenza della traiettoria all'intersezione con $x = 0$ assume diversi valori. In particolare esiste un'energia cinetica massima che l'elettrone può avere quando incontra lo ione originario a cui corrisponde un'energia

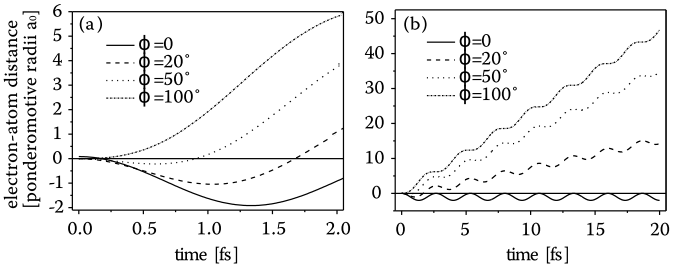


Figura 4.2: Traiettorie elettroniche nel campo elettrico indotto dal laser. È indicata la distanza dell'elettrone dallo ione originario in funzione del tempo. Il valore assoluto della pendenza della traiettoria ad $x = 0$ indica l'energia cinetica dell'elettrone al momento della ricombinazione (Pfeifer, Spielmann e Gerber 2006).

massima per il fotone emesso. Risolvendo numericamente l'equazione $x(t) = 0$ per valori di ϕ diversi si ottiene un valore massimo di circa $3.17U_p$, corrispondente a circa $\phi = 18°$. Risulta pertanto un'energia di *cut-off* per la generazione di armoniche pari a:

$$\hbar\omega = 3.17U_p + I_p$$

valore che si trova in accordo con quanto osservato sperimentalmente.

4.2 Descrizione del setup sperimentale

Per utilizzare la streak camera con la radiazione prodotta dal processo HHG è stato preparato il setup sperimentale illustrato in figura 4.3.

Un fascio laser infrarosso ($\lambda = 800$nm) entra nella camera di generazione attraverso una finestra al quarzo e viene focalizzato in una cella riempita con un gas nobile. Nelle misure descritte è stato utilizzato Argon. La pressione nella cella è mantenuta a circa $3 \cdot 10^{-3}$mbar mentre la pressione all'interno della camera di generazione è mantenuta a circa 10^{-6}mbar. Nel fuoco della lente si ottengono campi elettrici dell'ordine di 10^{14}W/cm^{-2} che danno luogo, interagendo con il gas presente, ai fenomeni non lineari che generano le armoniche. Dopo la cella di generazione la radiazione infrarossa residua e quella nel range VUV si propagano parallelamente. Connessa alla camera di generazione si trova una camera che contiene un monocromatore. Tra le due sono presenti una valvola, necessaria per isolare le due camere durante le fasi di pompaggio, e un filtro di alluminio, dello spessore di circa 140nm con la funzione di bloccare le frequenza infrarosse filtrando la radiazione incidente.

Il monocromatore è costituito da un reticolo di diffrazione ottimizzato per il range di frequenze tra i 30nm e i 70nm. Tale reticolo è

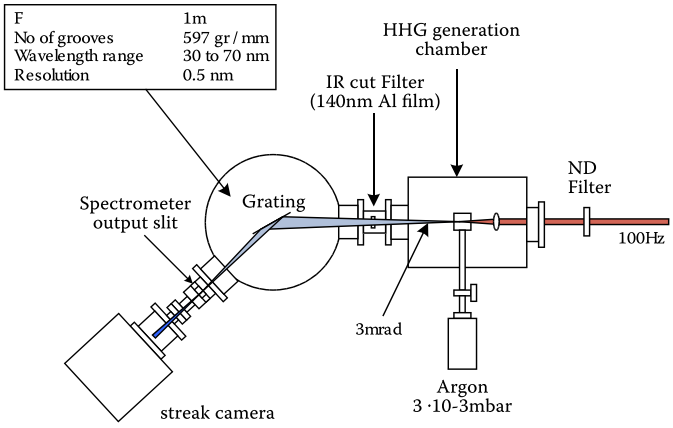


Figura 4.3: Setup della sorgente HHG utilizzata. I tre corpi maggiori sono la camera di generazione, che contiene la cella riempita di gas nobile, la camera del monocromatore e la streak camera. La radiazione infrarossa proviene dalla sorgente laser descritta nel capitolo precedente (HAMAMATSU PHOTONICS K.K. 2009b)

caratterizzato da un coating di oro, un numero di linee per millimetro pari a circa 600 e un raggio di curvatura di circa un metro, al fine di focalizzare la radiazione diffratta sulla fenditura di uscita della camera. La fenditura di output del moncromatore presenta un'apertura variabile che rende possibile variare la risoluzione dello strumento e il flusso di fotoni uscenti.

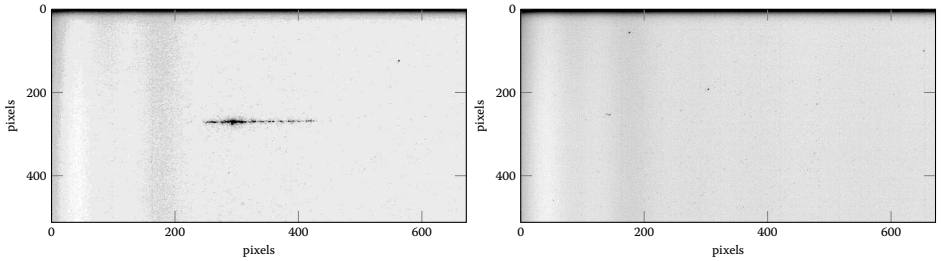
La streak camera, infine, è stata fissata con una flangia a valle della fenditura. L'intero sistema è stato mantenuto a pressioni di circa 10^{-6}mbar tramite tre sistemi di pompaggio indipendenti collegati alle camere di generazione e del monocromatore e alla streak camera.

Il setup non permette di utilizzare l'optical switch e tutte le operazioni di misura sono state eseguite in focus mode. Il fotocatodo utilizzato con la streak camera è costituito di oro e presenta una fenditura ampia 50µm.

Nel setup si è cercato di minimizzare il numero di elementi ottici coinvolti per massimizzare la potenza incidente nella cella di generazione. Poiché l'efficienza del processo HHG si è dimostrata bassa non è stato possibile utilizzare la modalità operativa.

4.3 MISURE EFFETTUATE E RISULTATI OTTENUTI

L'allineamento del sistema si è dimostrato essere un fattore critico in quanto la traiettoria seguita dalla radiazione infrarossa e dalla radiazione HHG è completamente controllata dall'ultimo specchio del percorso ottico che si trova a circa 2m dal fotocatodo della streak camera, a monte della camera di generazione. Tale allineamento è



(a) Ar pressure $\sim 3 \cdot 10^{-3}$mbar **(b)** Ar pressure $\sim 2 \cdot 10^{-6}$mbar

Figura 4.4: Confronto tra acquisizioni che dimostra che il segnale osservato consiste in radiazione HHG.

stato effettuato osservando con la streak camera la radiazione infrarossa usando il monocromatore all'ordine zero e rimuovendo il filtro di alluminio dal percorso ottico. Successivamente, riposizionando il filtro di alluminio, è stato acquisito il primo segnale HHG. Nella figura 4.4 è mostrato il risultato di tale misura. La figura 4.4(a) è il risultato dell'integrazione di 100 acquisizioni da 100ms l'una, per un totale di 10 secondi e 10^4 impulsi HHG utilizzando il laser con un repetition rate pari ad 1kHz. Il monocromatore è stato posizionato all'ordine zero, acquisendo tutto lo spettro delle armoniche contemporaneamente e la fenditura d'uscita è stata completamente aperta, al fine di massimizzare la radiazione incidente sul fotocatodo. La figura 4.4(b) è stata acquisita con gli stessi parametri della precedente, variando solamente la pressione del gas Argon all'interno della cella di generazione e sopprimendo, in questo modo, la generazione delle armoniche. Questo confronto garantisce che il segnale osservato consiste esclusivamente di radiazione HHG e non di radiazione infrarossa residua.

Successivamente si è cercato di acquisire una singola armonica, posizionando il monocromatore in modo che la streak camera misuri solo radiazione a 37.5nm, corrispondente alla 21-esima armonica della frequenza fondamentale. È stata scelta questa lunghezza d'onda perché, con i parametri sperimentali descritti, delle misure preliminari mostravano per essa un massimo di emissione. Il risultato di tale acquisizione è mostrato in figura 4.5. Come si può osservare l'intensità del segnale misurato è notevolmente inferiore ed è stato necessario integrare un numero grande di acquisizioni.

In seguito a queste misure preliminari, che dimostrano la capacità del sistema di lavorare con radiazione HHG, si è cercato di ottimizzare il processo di generazione.

I parametri sperimentali che è possibile modificare sono la pressione del gas all'interno della cella di generazione e la posizione di tale cella rispetto al fuoco della lente. I risultati di tale processo di

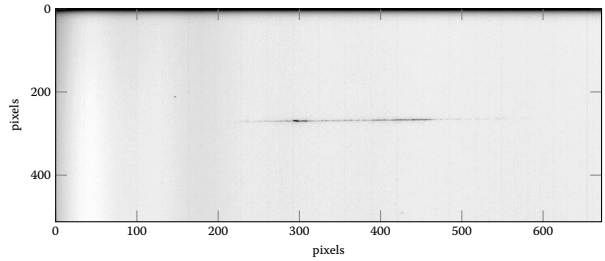


Figura 4.5: Risultato dell'integrazione di 1000 acquisizioni da 100ms l'una, per un totale di 100 secondi e 10^5 impulsi HHG utilizzando il laser con un repetition rate pari ad 1kHz.

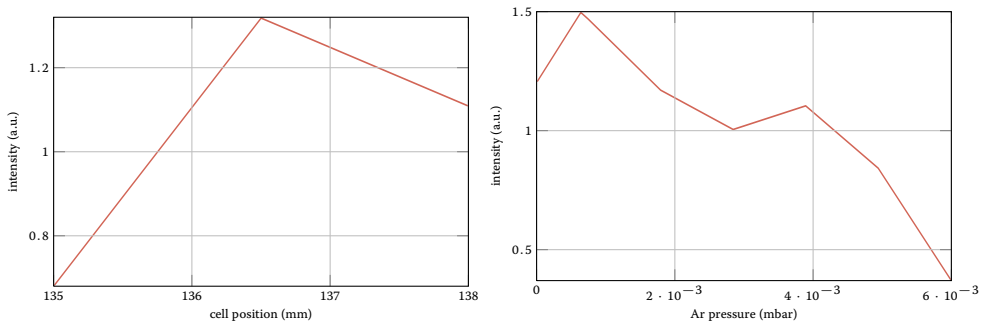


Figura 4.6: Ottimizzazione del sistema; a sinistra è mostrato l'andamento dell'intensità delle armoniche al variare della posizione della cella di generazione e a destra il variare dell'intensità delle armoniche al variare della pressione di Ar all'interno della cella stessa.

ottimizzazione sono mostrati in figura 4.6. Per ogni punto è stata acquisita una sequenza di 100 immagini da 100ms l'una, poi integrate. L'intensità complessiva è stata poi ottenuta analizzando il profilo verticale delle immagini risultanti.

In seguito le misure sono state eseguite utilizzando una pressione nella cella di generazione pari a circa $2 \cdot 10^{-3}$mbar e mantenendo la cella nella posizione che massimizza le condizioni di phase matching e quindi l'efficienza del sistema.

La frequenza di repetition rate della sorgente laser utilizzata nelle misure descritte è pari ad 1kHz, non essendo un fattore limitante quando la streak camera acquisisce in focus mode. Per utilizzare la modalità operativa il repetition rate della sorgente laser non può superare i 100Hz perché il processo di carica e scarica delle deflection plates tra un'impulso e il seguente richiede tempi superiori al millisecondo. Si è voluto quindi valutare la possibilità di ridurre il repetition rate della sorgente e come questo influisse sul segnale acquisito. Il risultato di tale analisi è mostrato in figura 4.7. Come è possibile osservare il segnale acquisito decresce linearmente con il repetition rate. Alla frequenza di 100 impulsi per secodo il tempo massimo a diposizione per ogni acquisizione si riduce a 10ms (rispetto ai 100ms utilizzati in precedenza). È stata appurata, inoltre,

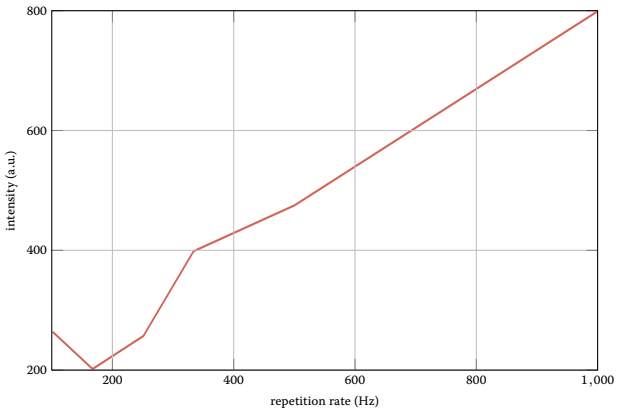


Figura 4.7: Intensità del segnale misurato in funzione del repetition rate della sorgente laser. A 100Hz il segnale non si è dimostrato sufficiente per utilizzare la streak camera in operative mode.

l'impossibilità di effettuare una efficace correzione del jitter a causa del rapporto segnale/rumore troppo basso che rente impossibile trovare un riferimento per determinare il delay dell'impulso in ogni acquisizione. Pertanto si è concluso che, con il setup sperimentale descritto, la streak camera può lavorare solo in focus mode.

Le misure finora descritte, escludendo quella illustrata in figura 4.5, sono state effettuate utilizzando il monocromatore ad ordine zero, modalità in cui la superficie riflette tutte le armoniche nella direzione del fotocatodo. Al fine di osservare il comportamento dello strumento al variare della lunghezza d'onda della radiazione incidente sul fotocatodo si è quindi cercato di acquisire con la streak camera uno spettro completo dai 30nm ai 50nm. Il risultato di tale acquisizione è mostrato in figura 4.8 (linea rossa). Ogni punto del grafico è il risultato dell'integrazione di 100 acquisizioni da 100ms l'una, usando un repetition rate per la sorgente laser di 1kHz. In figura è mostrato anche uno spettro di riferimento (linea blu). Tale spettro è stato raccolto usando come detector un *channeltron electron multiplier* utilizzando gli stessi parametri sperimentali della misura con la streak camera.

Si può notare che c'è un buon accordo tra i due spettri. Il segnale fornito dal channeltron è caratterizzato da un rumore molto ridotto, se confrontato con quello generato dalla streak camera e la sua maggiore sensibilità permette di aumentare la risoluzione spettrale del monocromatore riducendo l'apertura della fenditura d'uscita.

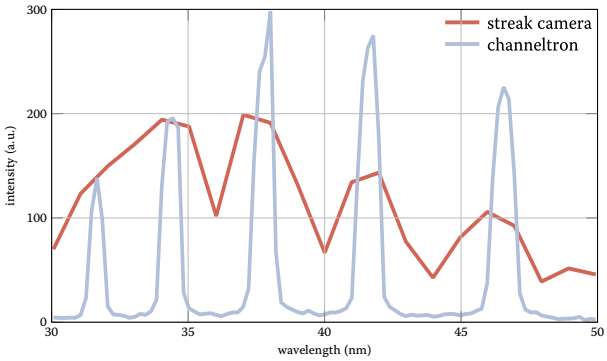


Figura 4.8: Spettri della radiazione HHG generata misurato con la streak camera e con un *channeltron electron multiplier*.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è caratterizzata una streak camera ultraveloce operante nel range ultravioletto estremo-raggi X soffici. Tale strumento verrà successivamente impiegato per applicazioni che utilizzano la radiazione FEL generata dalla sorgente FERMI@*Elettra*.

Le misure principali sono state eseguite utilizzando una sorgente laser convenzionale operante nell'infrarosso vicino ed hanno riguardato la caratterizzazione del fotocatodo e l'efficienza dell'optical switch. Sono stati valutati i contributi dello *space charge effect* e del jitter intrinseco del sistema alla risoluzione temporale dello strumento. Sono stati inoltre caratterizzati il comportamento e la dinamica del sistema di acquisizione del segnale.

Al fine di estendere l'intervallo di lunghezze d'onda utilizzato sono state fatte delle misure utilizzando anche una sorgente di radiazione HHG. È stato possibile acquisire con la streak camera uno spettro di tale radiazione che si è mostrato in accordo con i dati presenti in letteratura. La sorgente HHG non ha permesso però di utilizzare la streak camera in modalità operativa a causa del basso flusso di fotoni generati rimandando, quindi, i test finali al momento in cui FERMI@*Elettra* fornirà la prima luce da FEL.

I programmi dell'immediato futuro prevedono di caratterizzare l'efficienza della streak camera, e del fotocatodo in particolare, utilizzando radiazione di sincrotrone presso una linea di luce di Elettra usando radiazione in un range esteso di energia da 7eV a circa 110eV.

La streak camera, quando i lavori di realizzazione e commissioning del laser ad elettroni liberi FERMI@*Elettra* saranno completati, potrà essere utilizzata come strumento di diagnostica del sistema e come detector ultraveloce durante le attività sperimentali.

Wings are a constraint that makes
it possible to fly.

— Robert Bringhurst

Ringraziamenti

Qualcuno disse che per imparare la fisica bisogna rompere gli strumenti. Ringrazio il professor Parmigiani per avermi dato questa possibilità.

Ringrazio il professor Parmigiani anche per avermi insegnato, a lezione prima e in laboratorio poi, che quello del fisico è un lavoro prima che una passione e pertanto richiede serietà e dedizione.

Ringrazio Marco Zangrando, che ha seguito il mio lavoro con disponibilità e competenza, per avermi insegnato l'esatto opposto, ovvero che senza un po' di allegria e spensieratezza dal laboratorio non se ne esce sani.

Ringrazio Barbara, formidabile ricercatrice multitasking, le cui puntuali dimostrazioni di fiducia ;) mi hanno aiutato a superare i momenti più difficili.

Ringrazio Alberto, l'unico vero fisico che conosca, per avermi illustrato i vizi erotici delle particelle elementari. Le sue lezioni riecheggiano nell'eternità…

Ringrazio il gruppo T-ReX tutto e le molte persone con cui ho interagito in questi mesi ad Elettra per il loro apporto sempre costruttivo.

Ringrazio Andrea ed i miei genitori che mi hanno sempre sostenuto e aiutato a raggiungere questo importante traguardo; spero non smettano adesso che sono ufficialmente disoccupato.

Ringrazio la marmaglia che nel corso degli anni ha soggiornato (o anche solo banchettato) in via Nobile 4, trasformando un'appartamento in una *casa*. I vicini ricorderanno con nostalgia le nostre derive romantiche.

Ringrazio Jezebel, che mi sta accanto, per avermi fatto scoprire di avere un naso. Che è molto.

Infine, ringrazio Guido e Palmira, cui questa tesi è dedicata, che se ne sono andati ma che non se ne andranno mai.

Bibliografia

Anderson, D. F., S. Kwan e V. Peskov

1993 "CsI photocathode QE and a simple production technique", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 326 (mar.), pp. 611–612.

Bartelt, A.F., A. Comin *et al.*

2007 "Element-specific spin and orbital momentum dynamics of Fe/Gd multilayers", *Applied physics letters*, 90 (apr.).

Belzile, C., J.C kieffer, C.Y. Cote, T. Oksenhendler e D. Kaplan

2002 "Jitter-free subpicosecond streak cameras (invited)", *Review of scientific instruments*, 73, 3 (mar.), pp. 1617–1620. (Citato alle pp. 32, 53.)

Bin Li P.P Rajeev *et al.*

2008 "Design of a sub 100-femtosecond X-ray streak camera", *Central Laser Facility annual report*, pp. 85–89.

Bonté, C., M. Harmand *et al.*

2007 "High dynamic range streak camera for subpicosecond time-resolved x-ray spectroscopy", *Review of scientific instruments*, 78. (Citato a p. 36.)

Bradley, D. J., S. F. Bryant e W. Sibbett

1980 "Intensity dependent time resolution and dynamic range of photochron picosecond streak cameras II. Linear photoelectric recording", *Review of Scientific Instruments*, 51 (giu.), pp. 824–831.

Bradley, D.J, A.G Roddie *et al.*

1975 "Picosecond X-ray Chronoscopy", *Optics Communications*, 15, 2 (ott.), pp. 231–236.

Byrd, J.

2007 "Progress in ultrafast x-ray streak cameras at Berkeley Lab", *Proceedings of DIPAC* (mag.), pp. 209–214.

Chang, Z., A. Rundquist *et al.*

1996 "Demonstration of a sub-picosecond x-ray streak camera", *Applied physics letters*, 69 (lug.), pp. 133–135.

Corkum, P. B.

1993 "Plasma perspective on strong field multiphoton ionization", *Physical Review Letters*, 71 (set.), pp. 1994–1997. (Citato alle pp. 12, 65.)

Corkum, P.B. e F. Krausz

2007 "Attosecond science", *Nature*, 3 (giu.), pp. 381–387.

Deacon, D.A.G., L.R Elias *et al.*

1977 "First Operation of a Free-Electron Laser", *Physical review letters*, 38, 16 (apr.), pp. 892–894.

DeCamp, M. F., D. A. Reis *et al.*

2001 "Coherent control of pulsed X-ray beams", *Nature*, 413 (ott.), pp. 825–828. (Citato a p. 16.)

Feng, J., A. Comin *et al.*

2007 "An ultrafast X-ray detector system at an elliptically polarizing undulator beamline", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 582 (ago.), pp. 248–251.

Feng, J, K. Engelhorn *et al.*

2010 "A grazing incidence x-ray streak camera for ultrafast, single-shot measurements", *Applied physics letters*, 96 (mar.).

Feng, J., H.J. Shin *et al.*

2007 "An x-ray streak camera with high spatio-temporal resolution", *Applied physics letters*, 91 (set.). (Citato alle pp. 35, 63.)

Ferray, M., A. L'Huillier *et al.*

1988 "Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases", *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 21 (feb.), pp. L31–L35. (Citato alle pp. 12, 65.)

Franken, P. A., A. E. Hill, C. W. Peters e G. Weinreich

1961 "Generation of Optical Harmonics", *Phys. Rev. Lett.*, 7, 4 (ago.), pp. 118–119, DOI: 10.1103/PhysRevLett.7.118. (Citato a p. 12.)

Gahl, C., A. Azima *et al.*

2008 "A femtosecond X-ray/optical cross-correlator", *Nature*, 2 (mar.), pp. 165–169. (Citato a p. 20.)

Gallant, P., P Forget *et al.*

2000 "Characterization of a subpicosecond x-ray streak camera for ultrashort laser-produced plasmas experiments", *Review of scientific instruments*, 71, 10 (ott.), pp. 3627–3633. (Citato a p. 36.)

Garside, B. K. e T. K. Lim

1973 "Laser mode locking using saturable absorbers", *Journal of Applied Physics*, 44 (mag.), pp. 2335–2342, doi: 10.1063/1.1662561.

Hamamatsu Photonics K.K.

2009a *Optical Switch unit for X-Ray Streak Camera Instruction Manual*, versione 1.00e.

2009b *System installation and technical report*, versione 1.00e. (Citato a p. 69.)

2009c *X-Ray Streak Camera C4575-02 Instruction Manual*, versione 1.00e. (Citato alle pp. 29, 36.)

Henke, B.L, J.P Knauer e K. Premaratne

1981 "The characterization of x-ray photocathodes in the O.1-10-keV photon energy region", *Applied physics*, 52 (mar.), pp. 1509–1520. (Citato a p. 28.)

Henke, B.L, J. Liesegang e S. D Smith

1979 "Soft-x-ray-induced secondary-electron emission from semiconductors and insulators: Models and measurements", *Physical review B*, 19, 6 (mar.), pp. 3004–3021. (Citato a p. 28.)

Henneken, H., F. Scholze, M. Krumrey e G. Ulm

2000 "Quantum efficiencies of gold and copper photocathodes in the VUV and X-ray range", *Metrologia*, 37, pp. 485–488. (Citato a p. 28.)

Hinze, U., A. Egbert, B. Chichkov e K. Eidmann

2004 "Generation of picosecond hard-x-ray pulses in a femtosecond-laser-driven x-ray diode", *Optics Letters*, 29 (set.), pp. 2079–2081. (Citato a p. 15.)

Huillier, A. e Ph. Balcou

1993 "High-Order Harmonic Generation in Rare Gases with a 1-ps 1053-nm Laser", *Physical review letters*, 70, 6 (feb.), pp. 774–777. (Citato a p. 65.)

Itatani, J., F. Quéré *et al.*

2002 "Attosecond Streak Camera", *Physical review letters*, 88, 17 (apr.). (Citato a p. 21.)

Jaanimagi, P. A.

2004 "Breaking the 100-fs barrier with a streak camera", in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, a cura di R. O. Tatchyn, Z. Chang, J.-C. Kieffer, & J. B. Hastings, 5194, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, pp. 171–182, DOI: 10.1117/12.512747.

Jiang, Y., T. Lee e C. G. Rose-Petruck

2003 "Generation of ultrashort hard-x-ray pulses with tabletop laser systems at a 2-kHz repetition rate", *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 20 (gen.), pp. 229–237. (Citato a p. 14.)

Kobayashi, Y., T Sekikawa, Y. Nabekawa e S. Watanabe

1998 "27-fs extreme ultraviolet pulse generation by high-order harmonics", *Optics Letters*, 23, 1 (gen.), pp. 64–66. (Citato a p. 20.)

Krause, Jeffrey L., Kenneth J. Schafer e Kenneth C. Kulander

1992 "High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime", *Phys. Rev. Lett.*, 68, 24 (giu.), pp. 3535–3538.

Lindenberg, A. M., J. Larsson *et al.*

2005 "Atomic-Scale Visualization of Inertial Dynamics", *Science*, 308 (apr.), pp. 392–395. (Citato a p. 17.)

Liu, J., C. Liu *et al.*

2003 "New approach to jitter reduction of an x-ray streak camera in accumulation mode", in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, a cura di C. B. Johnson, D. Sinha, & P. A. Laplante, 4796, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, pp. 184–188.

Liu, J., J. Wang, B. Shan, C. Wang e Z. Chang

2003 "An accumulative x-ray streak camera with sub-600-fs temporal resolution and 50-fs timing jitter", *Applied Physics letters*, 82, 20 (mag.), pp. 3553–3555. (Citato a p. 35.)

Macklin, J.J, J.D. Kmetec e C.L. Gordon

1993 "High-Order harmonic Generation using intense femtosecond pulses", *Physical review letters*, 70, 6 (feb.), pp. 766–769. (Citato a p. 65.)

Maksimchuk, A., M. Kim *et al.*

1996 "Signal averaging x-ray streak camera with picosecond jitter", *Review of Scientific Instruments*, 67 (mar.), pp. 697–699, doi: 10.1063/1.1146843. (Citato a p. 25.)

McPherson, A., G. Gibson *et al.*

1987 "Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases", *J. Opt. Soc. Am. B*, 4, 4, pp. 595–601. (Citato alle pp. 12, 65.)

Monastyrski, M.A., V.P. Degtyareva, M. Ya. Schelev e V.A. Tarasov

1999 "Dynamics of electron bunches in subpicosecond streak tubes", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 427, pp. 225–229. (Citato a p. 30.)

Mourou, G. e W. Knox

1979 "High-power switching with picosecond precision", *Applied Physics letters*, 35, 1 (ott.), pp. 492–495. (Citato a p. 33.)

Murnane, M.M, H.C. Kapteyn e R.W. Falcone

1990 "X-ray streak: camera with 2 ps response", *Applied Physics letter*, 56, 20 (mag.), pp. 1948–1950.

Murnane, M.M, H.C Kapteyn, M.D. Rosen e R.W Falcone

1991 "Ultrafast X-ray Pulses from Laser-Produced Plasmas", *Science*, 251 (feb.), pp. 531–536. (Citato a p. 13.)

Nakajima, Takashi e L. A. A. Nikolopoulos

2002 "Use of helium double ionization for autocorrelation of an xuv pulse", *Phys. Rev. A*, 66, 4 (ott.), p. 041402, doi: 10.1103/PhysRevA.66.041402. (Citato a p. 20.)

Naylor, G.A., K. Scheidt, J. Larsson, M. Wulff e J.M Filhol

2001 "A sub-picosecond accumulating streak camera for x-rays", *Measurement science and technology*, 12 (ott.), pp. 1858–1864.

Niu, H. e W. Sibbett

1981 "Theoretical analysis of space-charge effects in photochron streak cameras", *Rev. Sci. Intrum. (trovaare nome completo*, 52, 12 (dic.), pp. 1830–1836. (Citato alle pp. 30, 51.)

Park, H.

2006 *The development of femtosecond electron diffraction for direct measurements of ultrafast atomic motions*, tesi di dott., The Florida State University. (Citato a p. 31.)

Pfeifer, T., C. Spielmann e G. Gerber

2006 "Femtosecond x-ray science", *Reports on Progress in Physics*, 69 (feb.), pp. 443–505. (Citato a p. 68.)

Qiang, J., J.M. Byrd, J. Feng e G. Huang

2009 "X-ray streak camera temporal resolution improvement using a longitudinal time-dependent field", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 598, pp. 465–469. (Citato a p. 27.)

Röntgen, W. C.

1896 "On a New Kind of Rays", *Science*, 3 (feb.), pp. 227–231. (Citato a p. 9.)

Rousse, A., K. T. Phuoc *et al.*

2004 "Production of a keV X-Ray Beam from Synchrotron Radiation in Relativistic Laser-Plasma Interaction", *Physical Review Letters*, 93, 13 (set.), p. 135005. (Citato a p. 15.)

Saloman, E.B., J.S. Pearlman e B.L. Henke

1980 "Evaluation of high efficiency Csl and Cul photocathodes for soft x-ray diagnostics", *Applied optics*, 19, 5 (mar.), pp. 749–753.

Scheidt, K.

2000 "Review of streak cameras for accelerators: features, applications and results", *Proceedings of EPAC*, pp. 182–186.

Schelev, M. Ya., M.C. Richardson e A.J. Alcock

1971 "Image-converter streak camera with picosecond resolution", *Applied physics letters*, 18, 8 (apr.), pp. 354–357.

Shakya, M.M. e Z. Chang

2005 "Achieving 280 fs resolution with a streak camera by reducing the deflection dispersion", *Appl. Phys. Lett.*, 87, p. 041103.

Shan, B., S. Ghimire e Z. Chang

2005 "Generation of the attosecond extreme ultraviolet supercontinuum by a polarization gating", *Journal of Modern Optics*, 52 (feb.), pp. 277–283. (Citato a p. 65.)

Simoncig, A.

2010 *The role of the electron recoiling mechanism in coherent light high-order harmonics generation: from the source to the applications*, tesi di dott., Università degli Studi di Trieste. (Citato alle pp. 13, 66.)

Smirnov, A. V., V. M. Podgaetsky, S. A. Tereshchenko e N. S. Vorobiev

1995 "Picosecond streak camera application in experiments on optical tomography of biological media", in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, a cura di U. Kim, 2513, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, pp. 1077–1080. (Citato a p. 25.)

Tsuchiya, Y.

1984 "Advances in streak camera instrumentation for the study of biological and physical processes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20 (dic.), pp. 1516–1528, doi: 10.1109/JQE.1984.1072316. (Citato a p. 25.)

van Wonterghem, B. M. e P. M. Rentzepis

1990 "Generation of picosecond x-ray pulses and their application in time-resolved diffraction", in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, a cura di J. R. Lakowicz, 1204, Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, pp. 784–791. (Citato a p. 15.)

Winterfeldt, C., C. Spielmann e G. Gerber

2008 "Colloquium: Optimal control of high-harmonic generation", *Reviews of modern physics*, 80 (gen.), pp. 117–140.

Zewail, A.H.

1999 "Atomic-scale dynamics of the chemical bond using ultrafast lasers", *Nobel Lecture* (dic.), pp. 274–367.

2000 "Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond†", *The Journal of Physical Chemistry A*, 104, 24, pp. 5660–5694.