

**LNF-11/15 (IR)**  
**28 Ottobre 2011**

## **FASTCAM NUOVA ULTRAVELOCE STREAK-CAMERA: STUDIO DEL TRASPORTO DEL FASCIO DI ELETTRONI IN CAMERA UHV<sup>+</sup>**

Andrea La Monaca<sup>1</sup>, Domenico Nanni<sup>1,2</sup>, Federica Terra<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN, Frascati, Italy*

<sup>2</sup>*Osservatorio Astronomico di Roma dell'INAF, Roma, Italy*

<sup>3</sup>*Dottorata Università Di Tor Vergata, Roma*

Il progetto *FastCam*, sviluppato nei LNF dell'INFN per la rivelazione di eventi luminosi ultraveloci (femtosecondi) ed applicazione alla diagnostica del laser FLAME, è qui presentato. *FastCam* è un'innovativa streak camera a scansione sincrona, di alta risoluzione spaziale e temporale, in cui la deflessione del fascio elettronico è ottenuta per mezzo del profilo veloce di un campo elettrico trasversale di una particolare cavità RF, accordata a 5.2 GHz. I parametri del fascio elettronico sono stati studiati con SIMION 8.0, un programma di simulazione di ottica ionica a 2D e 3D. In particolare, è stato analizzato il parametro che più limita la risoluzione temporale della streak camera, la dispersione che il fascio elettronico subisce nel transito della camera UHV. Le simulazioni sono state organizzate in modo da ottenere dimensioni e caratteristiche del fascio in funzione di ogni suo parametro nelle varie regioni attraversate della streak camera. La propagazione degli elettroni è stata simulata sotto l'effetto delle tensioni di griglia catodica e delle lenti focheggianti di Einzel, considerando l'effetto della *carica spaziale*, della *distribuzione di energia* dei fotoelettroni e le caratteristiche geometriche e costruttive del sistema. I risultati della simulazione hanno permesso di dare un primo notevole contributo ad ottimizzare il prototipo di streak camera qui presentato. I calcoli teorici, fatti su modelli matematici di trasporto di fascio di elettroni nella camera da vuoto dal percorso e campi elettrici ottimizzati, sono stati perfezionati, usando Mathematica della Wolfram. Il risultato di questi calcoli fornisce una risoluzione temporale inferiore a 170 fs per gli impulsi della luce visibile.

PACS 07.50.e; 07.85.Qe; 41.60.Cr; 52.70.-m; 78.47.+p; 87.80-y

Key words: Streak-camera; time- space conversion, time resolution, time spread, synchroscan, laser, femtosecond physics, rf cavity deflection, Simion simulation, Einzel lens.

\*Alla memoria del Dott. Franco Tazzioli, che è venuto a mancare, mentre lavorava sulla cavità risonante.



## INDICE

1. IL PROGETTO <i>FASTCAM</i> .....	3
1.1. Principali obiettivi scientifici di FastCam	
1.2. Soluzioni innovative per FastCam	
1.3. Componenti di FastCam	
1.4. Sistema di deflessione: Cavità risonante a microonde del tipo Double Ridge	
1.5. Calcolo della deflessione del fascio elettronico	
2. SIMULAZIONE .....	9
2.1. Stabilità dei fotocatodi	
2.1.1. <i>Il trasporto del fascio di elettroni</i>	
2.2. La risoluzione della streak camera.	
2.3. Simulazione della propagazione del fascio di elettroni	
2.3.1. <i>Il Potential Array</i>	
2.3.2. <i>Il fascio di particelle e la loro traiettoria</i>	
2.3.3. <i>La geometria del progetto</i>	
3. LA PROPAGAZIONE DEL PACCHETTO DI ELETTRONI NELLA REGIONE TRA IL FOTOCATODO E DELLA GRIGLIA ACCELERATRICE .....	13
3.1. La carica spaziale tra fotocatodo e griglia acceleratrice	
3.1.1. <i>Carica spaziale Confronto con un modello teorico</i>	
3.1.2. <i>La distribuzione iniziale di energia</i>	
3.1.3. <i>La distribuzione angolare iniziale</i>	
3.1.4. <i>La distribuzione temporale iniziale</i>	
4. APPLICAZIONI DI SIMION .....	25
4.1. Le distribuzioni di energia, angolare e temporale iniziali	
4.2. La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva	
4.3. L'effetto della carica spaziale	
4.4. Confronto con il modello teorico	
4.4.1. <i>Altri effetti della carica spaziale</i>	
4.4.1.1. <i>La dispersione di energia cinetica</i>	
4.4.1.2. <i>La divergenza angolare.</i>	
4.5. Sistema di focheggiamento	
4.5.1. <i>La lente di Einzel</i>	
4.5.2. <i>Focheggiamento in Simion</i>	
4.6. Configurazione ottimale per la progettazione di un sistema di focheggiamento per una streak camera	
4.6.1. <i>L'allungamento temporale, modifica al sistema</i>	
4.6.2. <i>L'allargamento spaziale</i>	
4.6.3. <i>La dispersione di energia</i>	

5. SIMULAZIONI CON FOTOCATODO S20 .....	43
5.1. La fenditura	
5.2. La regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice	
5.3. Contributo di ciascun parametro	
5.4. Simulazione globale	
5.5. La regione di deriva	
5.6. Distanza tra fotocatodo e griglia di 0.1 mm	
5.7. Campo elettrico tra fotocatodo e griglia di 30KV/mm.	
6. CONCLUSIONE E SVILUPPI FUTURI .....	53
REFERENCES .....	55

## 1. IL PROGETTO *FASTCAM*

*FastCam*, evoluzione di *Fastest-Cam* [1], è un progetto sviluppato nei LNF dell'INFN per la Fisica di eventi luminosi al femtosecondo. Esso si basa su una streak camera, capace di convertire impulsi luminosi temporali molto veloci in impulsi spaziali.

Nella figura 1.1 è mostrato il principio di funzionamento di tale strumento. Gli impulsi luminosi, di intensità, distribuzione temporale e spaziale diverse, incidono attraverso una fenditura su un fotocatodo, dove, per effetto fotoelettrico, vengono convertiti in pacchetti di elettroni della stessa durata ed il cui numero di elettroni è proporzionale all'intensità luminosa. I foto-elettroni prodotti vengono accelerati da un campo elettrostatico longitudinale e poi deflessi dalle placche di un condensatore, dove agisce una rampa di tensione variabile (impulso di streak), sincronizzata temporalmente con la luce incidente. Il condensatore devia il pacchetto di elettroni in direzione perpendicolare alla fenditura e lo invia su un apposito rivelatore posizionale spaziale, come può essere una CCD.

Per ottenere elevati tassi di conteggi e sistemi di deflessione stabili, generalmente è previsto un campo elettromagnetico deflettente sinusoidale sul condensatore, in cui la frequenza dell'onda è un multiplo della frequenza di arrivo del bunch di elettroni. In questo caso la streak camera opera in *synchroscan mode*.

La streak camera di *FastCam* è di questo tipo, opera cioè a *synchroscan mode* con il fascio di luce incidente, ma per essere ultra rapida al posto del condensatore ha come elemento deflettente (streaking) una cavità risonante a 5.2 GHz. In questo modo lo strumento è capace di rivelare fenomeni luminosi temporali ultraveloci con alto tasso di conteggio (100 kHz) e risoluzione temporale  $<170$  fs. Inoltre è possibile cambiare il fotocatodo all'ingresso e rivelare impulsi di luce in un ampio spettro di frequenze che va dai raggi X all'infrarosso.

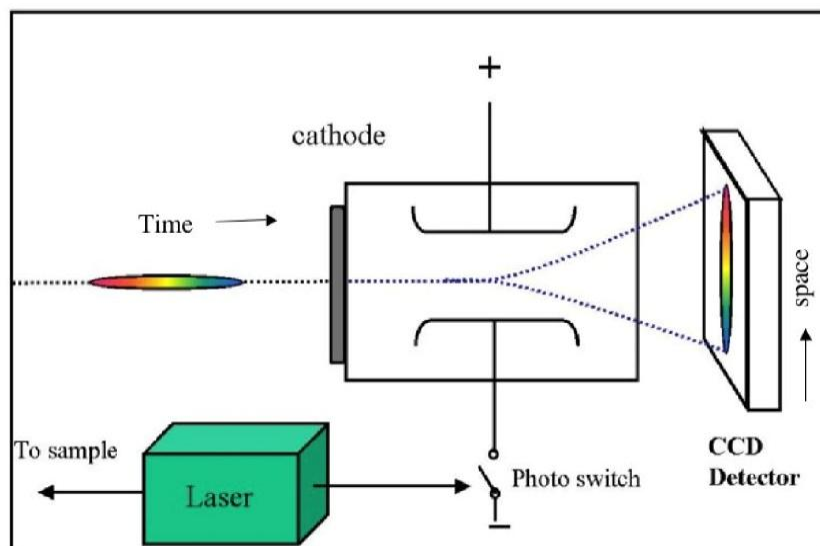


Fig.1.1: Principio di funzionamento della conversione time-space di una streak camera.

### 1.1. Principali obiettivi scientifici di FastCam

Scopo principale del progetto *FastCam* è di poter fare diagnostica fisica sul fascio Laser di *FLAME*, oltre che eseguire misure nelle applicazioni dello Scattering Thomson. A causa però delle caratteristiche peculiari di *FastCam*, è possibile fare misure anche in un ampio spazio di ricerca, che va dalla fisica dei plasmi, alla fisica dei solidi, alle telecomunicazioni. etc... Elenchiamo qui di seguito alcuni possibili impieghi di *FastCam*, che più ci interessano:

- misure nei processi di diffusione atomica, tipici al centinaio fs;
- misure di instabilità e di variazione di moto trasverso dei bunch di elettroni in bunch di durata inferiori a 10 ps;
- determinazione di variazioni, tipicamente nel ‘range’ dei femtosecondi, di costanti reticolari cristalline e diffrazione di materiali policristallini: la debole diffrazione emessa ad ogni singolo colpo laser richiede l’uso di un sistema a ‘multi-shot’ e streak camera a ‘synchronscan’;
- interazione laser-materia: il plasma di elettroni prodotto da un intenso impulso laser al fs produce una destabilizzazione del reticolo cristallino. La promozione del 15% degli elettroni dagli stati legati a quelli non legati produce uno spostamento di 1 Angstrom in 120 fs negli atomi di Si e 200 fs in quelli di Ge;
- diagnostica fisica dei processi governati dai moti atomici nelle interazioni laser-materia: la misura d’interesse è quella della durata del periodo vibrazionale dei moti atomici, che è tipico di 100 fs;
- generazione di seconda armonica in un mezzo isotropico: in un mezzo isotropico, eccitato da intensa luce laser, è possibile osservare l’emissione luminosa della seconda armonica, vietata dalle regole di selezione in approssimazione di dipolo elettrico. Questa riga, che ha una forma quasi identica alla prima armonica, è stata osservata con rivelatori a 500 fs e recentemente [2], un po’ più intensa, a circa 100fs. A tempi lunghi scompare;
- fisica della streak camera: studi di emissione elettronica di nuovi fotocatodi, spazi geometrici più compatti, realizzati ricorrendo alle nanotecnologie, deflessione del fascio elettronico mediante campo elettrico trasverso di guide d’onda o cavità rf trasversali in banda C (4-8 GHz).

### 1.2. Soluzioni innovative per *FastCam*

Per raggiungere le caratteristiche e gli obiettivi scientifici e tecnologici programmati in *FastCam* sono state introdotte, rispetto alle streak camere tradizionali, soluzioni innovative, come l’uso:

- di fotocatodi con griglia acceleratrice e fenditura incorporate nel materiale;
- di cavità rf risonante a 5.2 GHz, attraversata trasversalmente dal fascio elettronico;
- del campo elettrico trasverso  $TE_{01}$  della cavità per deflettere il fascio elettronico;
- di fotocatodi alcalini sottili per limitare la dispersione temporale dei foto-elettroni durante la conversione luminosa;
- di opportune geometrie catodiche, create con l’uso della nanotecnologia, per render minime le dispersioni cromatiche;
- della rivelazione diretta del fascio elettronico all’uscita della deflessione;
- della progettazione e realizzazione di un sistema opportuno per la sostituzione del fotocatodo in uso, rimanendo in ambiente di alto vuoto. Infatti, alcuni materiali alcalini hanno un’elevata reattività chimica e sono stabili solo se mantenuti sempre sotto alto vuoto.
- di fotocatodi diversi per le diverse bande di frequenza nell’intervallo infrarosso-raggi X.

### 1.3. Componenti di FastCam

*FastCam*, schematizzato in fig. 1.2, è costituito da tre elementi principali: 1) un fotocatodo per convertire la luce in elettroni, 2) una cavità rf per deflettere gli elettroni e distribuirli nello spazio e 3) un rivelatore che rivela direttamente la distribuzione spaziale degli elettroni. Dal fotocatodo alla cavità rf ci sono opportuni alti campi elettrici, che guidano gli elettroni, contrastandone la dispersione ottica. Segue poi un sistema di focheggiamento elettrostatico, che riporta il fascio sul rivelatore di elettroni.

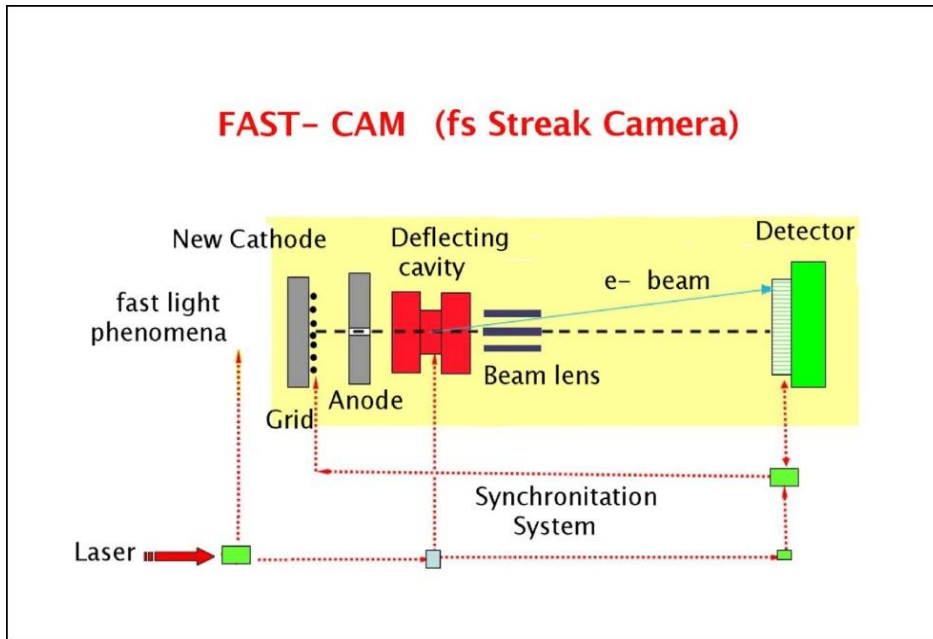


Fig. 1.2: Schema di *FastCam*

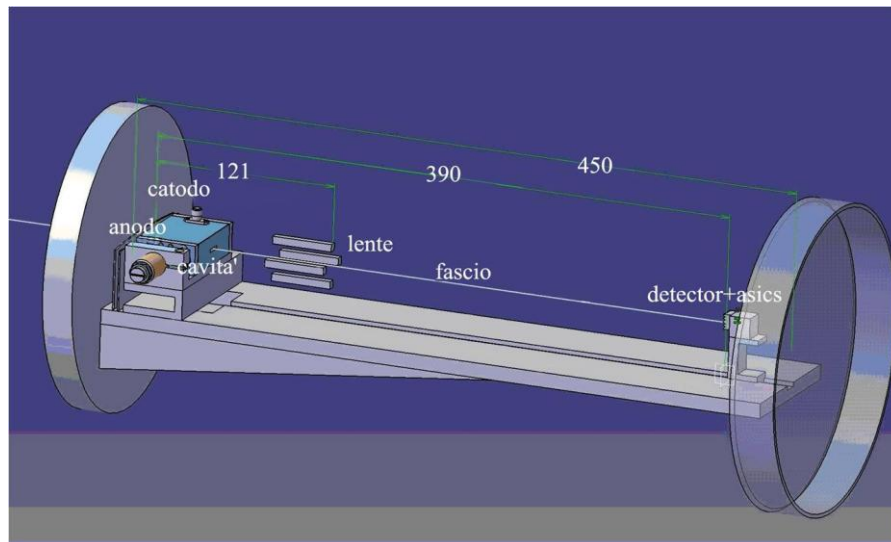


Fig. 1.3: Disegno di *FastCam* con relative dimensioni

In fig. 1.3 è riportata una visione interna di un disegno 3D di *FastCam*, in cui si possono vedere come gli elementi di fig. 1.2 si susseguono alle varie distanze.

#### 1.4. Sistema di deflessione: Cavità risonante a microonde del tipo Double Ridge

La deflessione del fascio elettronico è ottenuta tramite una cavità risonante a microonde di forma geometrica a Double Ridge, cortocircuitata agli estremi, del tipo WRD500, rappresentata in figura 1.4.

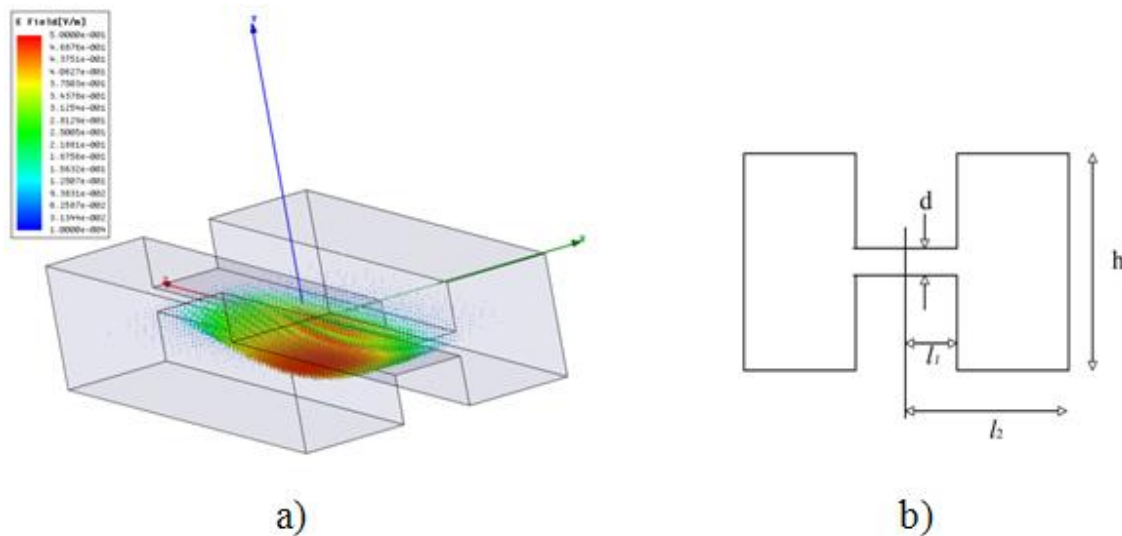


Fig. 1.4: a) schema della cavità RF risonante a 5.2 GHz e b) sezione trasversale della cavità risonante Double Ridge, WRD500.

Il fascio di elettroni entra trasversalmente lungo l'asse  $x$  nella cavità rf ed è deviato, lungo l'asse trasversale perpendicolare  $y$  della cavità, da un impulso del campo elettrico del modo fondamentale trasversale di vibrazione  $TE_{01}$ , il cui profilo è riprodotto in figura.

La cavità realizzata è rappresentata nella figura 1.5, dove si vedono chiaramente, sulla sinistra, il connettore d'ingresso della radiofrequenza tramite cavo coassiale e, a destra, il sistema micrometrico, che muove un pistoncino nella parete cortocircuitata per accordare la cavità alla frequenza fondamentale del campo elettrico di 5.2 GHz.

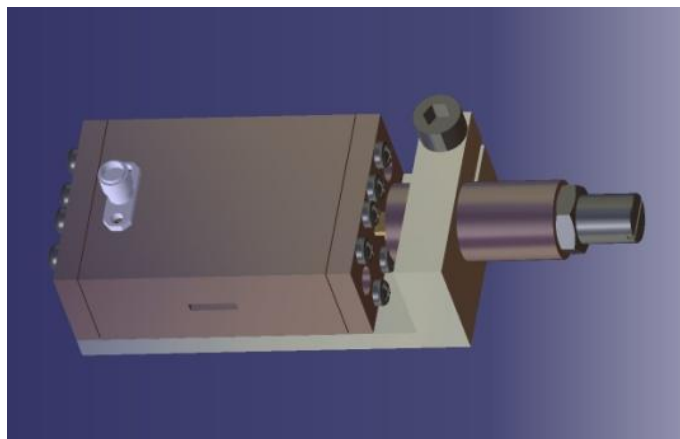


Fig. 1.5: Visione della cavità rf risonante a 5.2 GHz,

Riportiamo, invece, nella tabella 1.1 alcuni parametri caratteristici della cavità rf:



Tabella 1.1: Parametri caratteristici della cavità.

Ridge width, $2l_2$	19.1 mm
Ridge eigth, $h$	8.2 mm
Ridge gap width, $2l_1$	5.0 mm
Ridge gap height, $d$	1.6 mm
Center of frequency	5.2 GHz
Resonance bandwidth	5.2 MHz
Tuning range	$\pm 30$ MHz

### 1.5. Calcolo della deflessione del fascio elettronico

Con riferimento al profilo della cavità rf riportato nella figura 1.4b), calcoliamo la deflessione del fascio elettronico. Indicando con  $d$ , l'apertura della gap (piccola rispetto alle altre dimensioni), la sezione centrale si immagina agire come un condensatore e la parte esterna a questa come un'induttanza. Trascurando i campi di 'fringing' si ha:

$$C = \frac{\epsilon_0 A}{d} \qquad L_{ind} = \frac{1}{\frac{1}{2} l^2} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\mu_0 H^2}{2} dv$$

dove  $A$  è la superficie per unità di lunghezza del condensatore,  $I$  è la corrente totale per unità di lunghezza, che scorre nella guida,  $H$  il campo magnetico generato dalla guida nella regione  $l_2-l_1$  e  $dv$  è il corrispondente elemento di volume. La frequenza di risonanza della cavità si ottiene da  $\omega = \frac{1}{\sqrt{L_{ind}C}}$ .

Nel nostro caso specifico,  $d=1.6$  mm,  $l=2l_1=5$  mm e  $\frac{d}{l} = 0.32 < 1$ , per cui si può applicare l'approssimazione enunciata sopra.

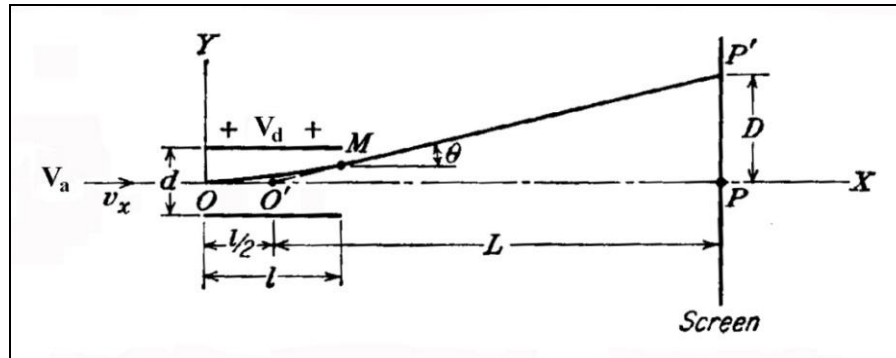


Fig. 1.6: Deflessione di un elettrone con  $E=eV_a$  in un condensatore di potenziale elettrico  $V_d$ .

Possiamo, a questo punto, seguire lo schema della fig. 1.6. Tenendo conto dell'energia cinetica del fascio, impostando le equazioni del moto orario dell'elettrone, si calcola l'angolo di deflessione di un punto  $P'$  ( $x=L+\frac{1}{2}l$ ,  $y=D$ ) su uno schermo, posto ortogonalmente sull'asse  $x$  a distanza  $L$ :

$$\vartheta = \frac{D}{L} = \frac{a_y l}{v_x^2} \quad \vartheta = \frac{eV_d l}{m d v_x^2} = \frac{eV_d l}{m d \frac{2eV_a}{m}} = \frac{l}{2d} \frac{V_d}{V_a} \quad (1.1)$$

Nel nostro caso,  $V_d$  non è costante, ma è una funzione sinusoidale variabile nel tempo.  $V_d = V_0 \sin \omega t$ , per cui la precedente relazione si riscrive:

$$\vartheta = \frac{l}{2d} \frac{V_0 \sin \omega t}{V_a} \quad (1.2)$$

Consideriamo adesso, come impulso di streak, il primo quarto dell'onda di risonanza, corrispondente all'argomento  $\frac{\pi}{2}$  della sinusoide. Per una  $V_0 = 1250$  Volt ed un potenziale di accelerazione  $V_a = 30000$  Volt, la (12) ci dà un angolo massimo  $\vartheta_{\max} = 0.065 \text{ rad}$ , A questo angolo corrisponde sul rivelatore, posto ad una distanza  $L=245$  mm, un'estensione massima  $y_{\max} = 15.95 \text{ mm}$ .

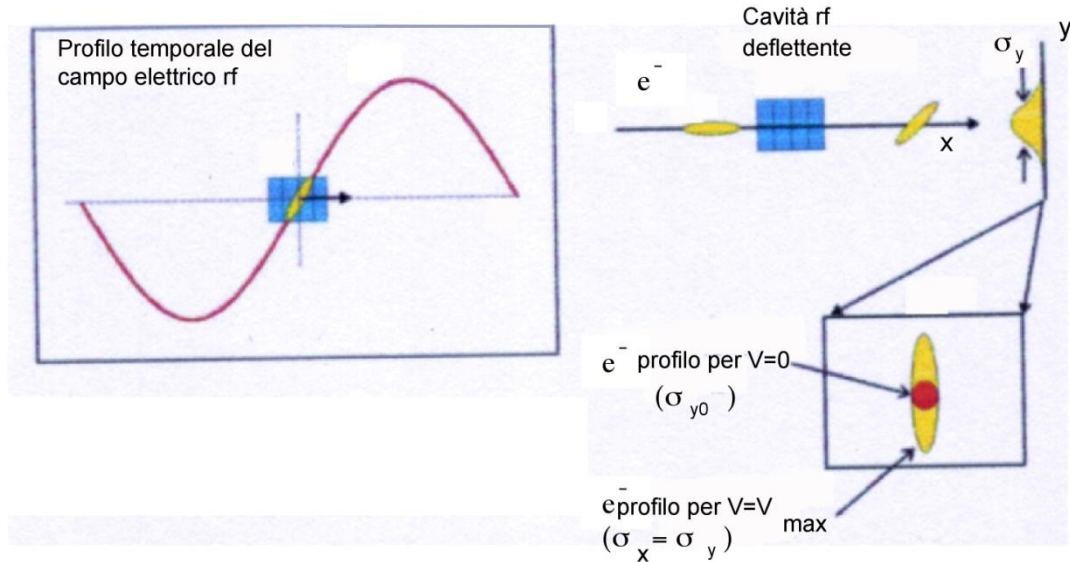


Fig. 1.7: Misura della lunghezza temporale del pacchetto di elettroni tramite l'impulso di risonanza.

La formula precedente può essere usata per calcolare la risoluzione angolare  $\Delta\vartheta$  corrispondente alla risoluzione temporale  $\Delta t$  della streak camera. A questo scopo consideriamo un pacchetto di elettroni di durata  $\Delta t=170$  fs, che arrivi sullo 'zero crossing' dell'impulso di risonanza [3], come rappresentato in figura 1.7.

Poiché  $\omega t \ll 1$ , la funzione seno può essere approssimata con la parte lineare del suo sviluppo in serie di potenze e possiamo quindi scrivere:

$$\Delta\vartheta \approx \frac{l}{2d} \frac{V_0 \omega \Delta t}{V_a} \quad (1.3)$$

che ci dice che la risoluzione angolare aumenta con la frequenza  $\omega$ , ovvero aumenta quando i tempi di salita dell'impulso di radiofrequenza siventano più ripidi.

Se poniamo  $K = \frac{l}{2d} \frac{V_0 \omega L}{V_a}$ , la (1.3) può esser trasformata in:

$$\Delta y = L \Delta \vartheta \approx \frac{l}{2d} \frac{V_0 \omega L \Delta t}{V_a} = K \Delta t \quad (1.4)$$

che lega in modo semplice l'estensione  $\Delta y$  alla durata temporale  $\Delta t$ . D'altra parte, ricordando che l'estensione spaziale longitudinale del pacchetto è  $\sigma_x = v_x \Delta t$ , dove  $v_x$  è la velocità longitudinale, la (1.4) si può riscrivere:

$$\Delta y = K \frac{\sigma_x}{v_x} \quad (1.5)$$

L'estensione trasversale del fascio si ottiene come radice quadrata della somma quadratica della grandezza  $\sigma_{x0}$  dello spot del fascio elettronico sullo schermo, quando la cavità risonante è spenta, (vedi Fig. 1.7), e l'estensione  $\Delta y$  data dalla (1.5):

$$\sigma_y = \sqrt{\sigma_{x0}^2 + \left( K \frac{\sigma_x}{v_x} \right)^2} \quad (1.6)$$

Applicando queste relazioni al nostro caso, si ottengono i valori numerici di risoluzione angolare  $\Delta \vartheta = 3.62 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ , di estensione longitudinale del fascio  $\sigma_x = 17.47 \mu\text{m}$  e di estensione trasversale sullo schermo  $\sigma_y \approx 97 \mu\text{m}$ , avendo assunto una  $\sigma_{x0} \approx \sigma_{y0}$  di  $40 \mu\text{m}$ , pari alla larghezza dell'apertura della fenditura d'ingresso (in realtà il sistema di focheggiamento può rendere molto più piccolo questo valore aumentando così la risoluzione della camera). Scelto per esempio, un rivelatore di array di CMOS con apertura di pixel  $12 \mu\text{m}$ , il fascio originario di  $170 \text{ fs}$  occuperà circa 8 pixel, sufficienti per caratterizzarne il profilo.

## 2. SIMULAZIONE

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

$$E_{\text{max}} = h\nu - eW \quad (2.1)$$

Poiché la larghezza di questa distribuzione di energia incide direttamente sulla risoluzione temporale di una streak camera, si dovrà scegliere un fotocatodo con un potenziale di estrazione il più vicino possibile all'energia della radiazione incidente.

Dalla seguente formula si può dedurre su quali parametri agire per rendere minimo il  $\Delta t$  causato dalla dispersione dell'energia iniziale:

$$\Delta t_{\Delta E} = \frac{d}{qV} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}} \quad (2.2)$$

dove  $q$  è la carica dell'elettrone e  $d$  è la distanza percorsa dagli elettroni,  $V$  è la tensione applicata alla griglia catodica,  $E_i$  e  $\Delta E_i$  sono l'energia media e la dispersione in energia iniziali dei foto-elettroni.

Quindi, si può minimizzare l'allungamento temporale dell'impulso, aumentando il campo elettrico tra griglia e fotocatodo o rendendo minimo il  $\Delta E_i$  della distribuzione di energia dei foto-elettroni.

Da queste stesse grandezze dipende anche la divergenza angolare dei foto-elettroni. Poiché dal fotocatodo riescono ad uscire solo quegli elettroni, le cui direzioni formano, con la normale alla superficie del fotocatodo, angoli maggiori di  $\Phi_{\max}$ , l'angolo di emissione massimo sarà:

$$\Phi_{\max} = \arccos \sqrt{\frac{W}{E_{\text{cin}}}} \quad (2.3)$$

dove  $W$  è il potenziale di estrazione (che nei semiconduttori coincide con l'affinità elettronica) ed  $E_{\text{cin}}$  è l'energia cinetica residua degli elettroni. Anche le direzioni, lungo cui vengono emessi i foto-elettroni, incidono sulla risoluzione temporale dello strumento. Per diminuire la divergenza e correggere le traiettorie si fa seguire al fotocatodo una griglia, tenuta a potenziale elettrico positivo, che estrae ed accelera gli elettroni.

Nell'attraversamento di questa zona accelerante, gli angoli vengono diminuiti, come la radice del rapporto dell'energia cinetica iniziale (appena emessi) e finale (sulla griglia) degli elettroni:

$$\theta_f = \theta_i \sqrt{\frac{E_i}{E_f}} \quad (2-4)$$

Per esempio con 20 KV, elettroni di energia  $E_i=0.5$  eV, emessi con un angolo di  $30^\circ$ , usciranno dalla griglia con un angolo massimo di  $0.15^\circ$ .

Un'altra caratteristica importante per la scelta del fotocatodo è l'*efficienza di conversione dei fotoni incidenti in foto-elettroni*, che varia in funzione della lunghezza d'onda e definisce la risposta spettrale del fotocatodo; questa è espressa in termini di sensibilità ed 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 *sensibilità di un fotocatodo* è definita come il rapporto fra la corrente foto-elettronica generata e il flusso di fotoni incidenti ad una determinata lunghezza d'onda:

$$S_c(\lambda) = \frac{I_c}{\Phi_{i\lambda}} \quad (\text{A/W}) \quad (2.5)$$

## 2.1. Stabilità dei fotocatodi

I fotocatodi alcalini, come l'S20, sono stabili solo se mantenuti sotto vuoto ed alcuni sotto alto vuoto, pertanto hanno un tempo di vita operativo (*operation lifetime*) limitato. Un parametro importante per i fotocatodi è l'*efficienza quantica*  $\eta_{QE}$ , ad una data

lunghezza d'onda  $\lambda$ , che si definisce come il rapporto, fra il numero  $n_e^o$  di foto-elettroni emessi al catodo ed il numero  $n_{h\nu}^o$  di fotoni incidenti, espresso in %, e questo a sua volta può essere espresso in funzione della precedente relazione (2.5):

$$\eta_{QE} = \frac{n_e^o \cdot \text{fotoelettroni emessi}}{n_{h\nu}^o \cdot \text{fotoni incidenti}} = \frac{1240}{\lambda} S_c(\lambda) \cdot 100 \text{ in \%} \quad (2.6)$$

dove  $\lambda$ , la lunghezza d'onda della radiazione incidente è espressa in nanometri. Dunque, l'efficienza quantica  $\eta_{QE}$  è legata, oltre che alla lunghezza d'onda, al materiale, di cui è costituito il fotocatodo, e quindi allo spessore di questo.

### 2.1.1. Il trasporto del fascio di elettroni

Durante la propagazione, il fascio di elettroni si deforma, deformazione che è legata alla distanza percorsa, alla densità di elettroni, alle distribuzioni angolare, temporale e di energia, che hanno i foto-elettroni, quando vengono emessi dal fotocatodo e poi, quando escono dalla griglia acceleratrice. L'allargamento nella direzione trasversale viene contrastato tramite un sistema focalizzante costituito da lenti elettrostatiche oppure magnetiche, che guidano il fascio fino al sistema di deflessione. Solitamente, il sistema di focalizzazione viene posto tra la griglia acceleratrice ed il sistema di deflessione; ma per diminuire la distanza percorsa dai foto-elettroni e quindi diminuire l'effetto della carica spaziale nel trasporto del fascio di elettroni, è conveniente porre il circuito di deflessione prima delle lenti.

## 2.2. La risoluzione della streak camera

La risoluzione temporale di una streak camera, supponendo ciascun fattore indipendente dagli altri, può essere espressa, in prima approssimazione, come:

$$\Delta t = \sqrt{t_{\text{jitter}}^2 + t_{\Delta E}^2 + t_q^2 + t_{\text{TOB}}^2 + t_{\text{sweep}}^2} \quad (2.7)$$

A questi termini andrebbero aggiunti, anche,  $\tau_{\text{rad}}$ , che rappresenta l'effetto della durata dell'impulso della radiazione incidente sul fotocatodo, ed un termine che tenga conto dell'effetto del sistema finale di rivelazione spaziale del fascio deflesso sulla risoluzione temporale.

Il primo termine  $\tau_{\text{jitter}}$  è legato alle fluttuazioni della sorgente di radiazione ed alla sincronizzazione tra l'arrivo dell'impulso laser e la rampa del sistema di deflessione. Questo termine è importante quando si utilizza la streak camera in modalità *multiple-shot*.

Il secondo termine  $\tau_{\Delta E}$  è la *dispersione temporale dell'impulso*, dovuta alla distribuzione di energia dei foto-elettroni, e dipende dal materiale, di cui è costituito il fotocatodo (tramite la funzione di lavoro), dall'energia della radiazione incidente e dalle imperfezioni della superficie del fotocatodo; è presente sia nella regione compresa tra fotocatodo e griglia, sia nella regione di deriva.

$\tau_q$  è l'*allungamento temporale generato dalla repulsione reciproca tra gli elettroni*: è trascurabile nella regione di accelerazione tra catodo e griglia, che è generalmente di dimensioni ridotte (dipende dal quadrato della distanza), e diventa importante nella regione di deriva o di trasporto tra anodo e catodo.

Anche la *distribuzione temporale* con cui i foto-elettroni vengono emessi, cioè la *Time Of Birth*, incide sulla dispersione temporale; nell'equazione (2.7) è rappresentata dal

termine  $\tau_{TOB}$ : maggiore è il *TOB*, maggiore è la distanza tra gli elettroni all'interno del pacchetto e minore è l'effetto della carica spaziale.

L'ultimo termine  $\tau_{sweep}$  è la *risoluzione temporale legata alla dimensione della fenditura d'ingresso, alla risoluzione spaziale nel trasporto del fascio ed alla velocità di spazzolamento del sistema di deflessione*:

$$\tau_{sweep} = \frac{\Delta y_{fend}}{v_{sweep}} \quad (2.8)$$

dove:  $\Delta y_{fend}$  è la FWHM dell'immagine della fenditura d'ingresso, come viene registrata in assenza di deflessione (risoluzione spaziale), quindi dipende dalla dimensione della fenditura e dalla qualità del trasporto del fascio di elettroni all'interno del canale della streak camera;  $v_{sweep}$  è la velocità di spazzolamento.

Una formula pratica per ottenere la risoluzione temporale di una streak camera è:

$$Resol = \frac{SpotSize \text{ (in pixel)}}{TotalPixelNumber \text{ (in pixel)}} \cdot VerticalScale \text{ (psec)} \quad (2.9)$$

Quindi, per esempio, una fenditura circolare che dà uno spot sullo schermo di fosforo (rivelatore finale di fascio) di 7pixel FWHM, con una scala di tempo di 1 psec/pixel, porta ad una risoluzione temporale di 7 psec. Come si vede, aumentare la velocità di deflessione significa migliorare la risoluzione temporale del sistema.

### 2.3. Simulazione della propagazione del fascio di elettroni

Per simulare l'evoluzione del fascio di elettroni si è scelto Simion, vers. 8.0, un programma di simulazione di ottica ionica, sviluppato per simulare campi elettrici o magnetici attraverso la definizione di elettrodi e la determinazione delle forze, che questi esercitano su fasci di particelle, anche cariche, per ottenere le traiettorie, anche in 3D [4].

Rispetto ad altri codici, Simion risulta più veloce e più flessibile per la scelta di elettrodi con geometrie definite dall'utente.

Per la simulazione di un *modello elettrostatico* i passi fondamentali sono: la definizione fisica ed elettrica degli elettrodi, la descrizione delle particelle del fascio, la simulazione della traiettoria di questo fascio attraverso gli elettrodi ed, infine, la scelta delle grandezze fisiche da registrare in output.

#### 2.3.1. Il Potential Array

Il punto di partenza per Simion è il *potential array*, array bidimensionale o tridimensionale di punti ai quali può essere attribuita una tensione [4]. Tutti i punti dell'array, definiti secondo una geometria, costituiscono l'elettrodo. Ciascun *potential array* può contenere un numero qualsivoglia di elettrodi, con geometrie e caratteristiche differenti. Una volta definita la geometria dell'array, si determina con il software il potenziale elettrico in ogni punto del progetto, tramite la risoluzione dell'equazione di Laplace  $\nabla^2=0$  con il metodo delle differenze finite (FDM), definendo una griglia di punti nell'area del progetto. Mediante un processo iterativo, detto di *over-relaxation*, Simion stima il potenziale elettrostatico di un punto definito "non elettrodo" partendo dal potenziale dei *sei* punti ad esso più vicini. Il gradiente tra i punti dell'array è calcolato in ogni passo ed i cambiamenti rilevati si propagano nella successiva iterazione. Questa stima viene poi raffinata con approssimazioni successive fino a che tra due iterazioni la differenza risulti minore di un certo valore fissato (default= $5 \times 10^{-4}$ ). Oltre a questo valore,

l'accuratezza della simulazione è legata anche alla densità dei punti dell'array (default 1 punto per millimetro). Nei progetti qui sviluppati è stato scelto un fattore di scala 1:2. Le informazioni sulla geometria degli elettrodi e sulle proprietà di ciascun punto dell'array vengono conservate in un primo file.

### 2.3.2. *Il fascio di particelle e la loro traiettoria*

A ciascuna particella (singola o come fascio) si possono associare fino a 12 parametri, per definirne *posizione, velocità, direzione, energia, carica, massa e tempo di nascita*.

La definizione della carica può avvenire in diversi modi: attraverso un fattore si può definire una particella, come una nuvola di particelle, oppure, con più precisione, ogni particella definita rappresenta una particella con una propria carica.

La simulazione della traiettoria delle particelle è il risultato di tre operazioni interdipendenti. Come primo passo, il software calcola le *forze elettrostatiche, magnetiche e dovute alla carica spaziale* per  $n$  particelle con una certa velocità e posizione iniziali. Queste forze sono poi utilizzate per calcolare l'accelerazione delle particelle e, in secondo tempo, per simularne la posizione e la velocità nell'istante di tempo successivo.

Nella terza operazione, viene utilizzato, per risolvere equazioni differenziali, l'algoritmo di Runge-Kutta al quarto ordine.

### 2.3.3. *La geometria del progetto*

L'intera configurazione è definita in un'area di lavoro nella quale Simion colloca gli elettrodi del potential array e nella quale simula la traiettoria degli ioni [4].

## 3. LA PROPAGAZIONE DEL PACCHETTO DI ELETTRONI NELLA REGIONE TRA IL FOTOCATODO E GRIGLIA ACCELERATRICE

All'uscita dal fotocatodo, gli elettroni avranno una certa distribuzione di energia, si muoveranno su direzioni diverse, definite da una distribuzione della divergenza angolare e saranno emessi in istanti di tempo diversi, secondo una distribuzione del *Time Of Birth*. Durante la propagazione, la dispersione di energia, la divergenza angolare e la distribuzione temporale iniziali degli elettroni, insieme alla repulsione dovuta alla loro carica elettrica, causano una deformazione del fascio, in direzione trasversale (nello spazio) e longitudinale (nel tempo) al moto.

Per simulare la traiettoria delle particelle nella regione catodo-griglia sono stati definiti due elettrodi piani paralleli posti a distanza  $d$  l'uno dall'altro. Il primo elettrodo (piano della fenditura d'ingresso) è a potenziale nullo ed il secondo (griglia acceleratrice meccanica) a potenziale positivo e da definire con le simulazioni. Dal primo elettrodo muovono  $n$  particelle uniformemente distribuite su un'area, le cui dimensioni sono  $z=5$  mm e  $y=0.1$  mm che si propagano lungo l'asse  $x$ . La configurazione e le caratteristiche degli elettroni all'arrivo sulla griglia diventeranno il punto di partenza per la propagazione del fascio nella *regione di drift*.

### 3.1. La carica spaziale tra fotocatodo e griglia acceleratrice

Nella regione fotocatodo-griglia l'allungamento e l'allargamento del fascio durante la propagazione sono stati studiati, variando il numero di elettroni, il campo elettrico e la distanza tra fotocatodo e griglia.

E' stato definito un fascio di  $n$  elettroni, emessi contemporaneamente ( $TOB=0$ ), tutti con la stessa energia iniziale ( $E_i=0.1$  eV,  $\Delta E=0$ ) e con divergenza nulla (azimuth=altezza=0); le simulazioni sono state condotte su distanze fra fotocatodo e griglia di 1 mm e 0.1 mm, applicando un campo elettrico di 1 KV/mm, 10 KV/mm ed infine 25 KV/mm.

Nella tabella 3.1 e nei grafici, che seguono, sono mostrati i risultati ottenuti; l'andamento di  $\Delta t$  è rappresentato in funzione di ciascuno dei parametri considerati. L'effetto della carica sullo sparpagliamento in  $y$  e  $z$  degli elettroni è risultato del tutto trascurabile anche nelle condizioni peggiori: gradiente di tensione fra fotocatodo e griglia di 10 KV, distanza di 1 mm per 1000 e 2000 elettroni.

Tabella 3.1: Allungamento temporale del fascio, dovuto alla repulsione tra gli elettroni, in funzione di  $n$ , della distanza  $d$ , e del campo elettrico tra fotocatodo e griglia.

Numero di elettroni	$n=1000$	$n=2000$	$n=1000$	$n=2000$
Distanza Fotocatodo-Griglia	$d=1\text{mm}$		$d=0.1\text{mm}$	
Campo Elettrico	Allungamento temporale $\Delta t$ (fsec)			
1KV/mm	38	65	40	68
10KV/mm	1.37	2.8	1.43	2.9
25KV/mm	0.5	0.8	0.57	0.82

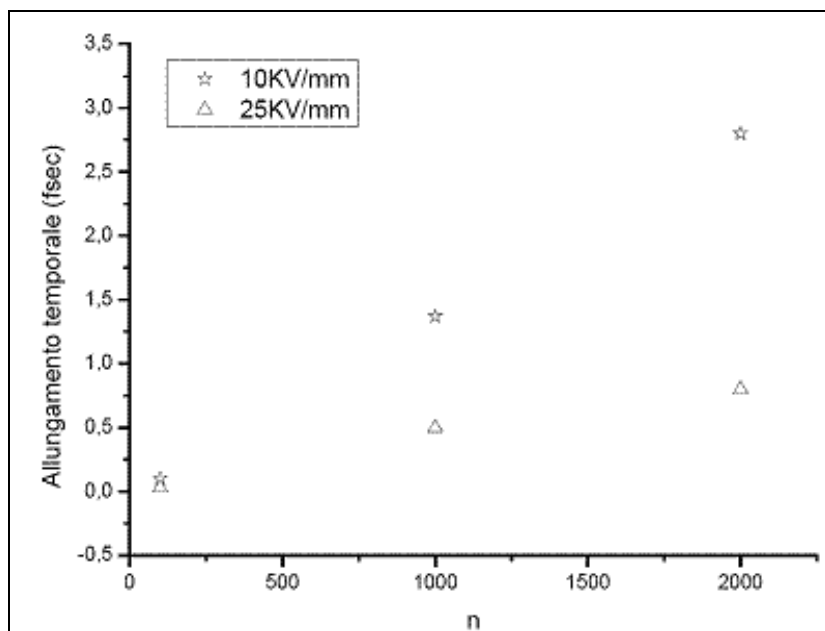


Fig. 3.1: Allungamento temporale del fascio in funzione del numero di elettroni per due differenti campi elettrici tra fotocatodo e griglia.

Dalla figura 3.1, si vede che per  $n=2000$  elettroni, l'allungamento dell'impulso rimane sotto 5 fs con un campo elettrico di 25 KV/mm ed anche di 10 KV/mm.



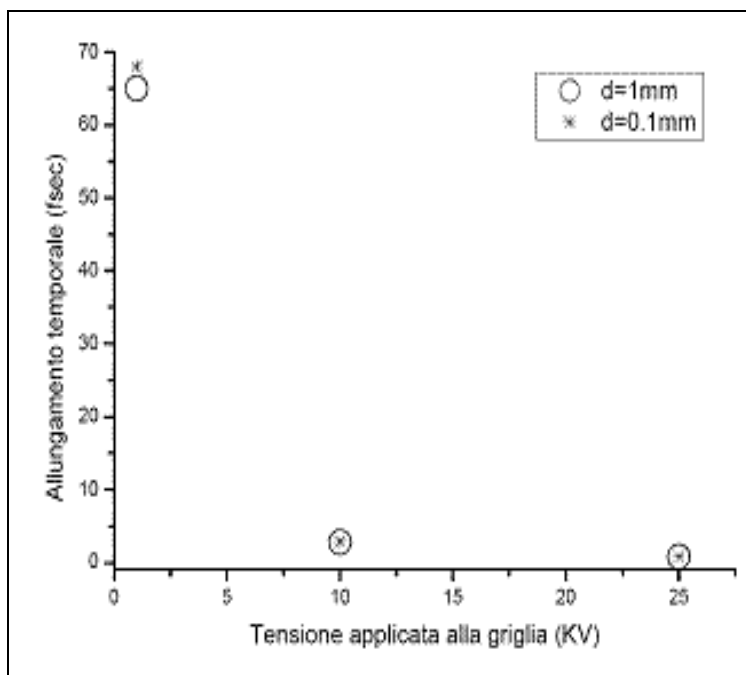


Fig. 3.2: Allungamento temporale di  $n=2000$  elettroni, in funzione della tensione applicata con distanza tra fotocatodo e griglia  $d=1$  mm e  $d=0.1$  mm, rispettivamente

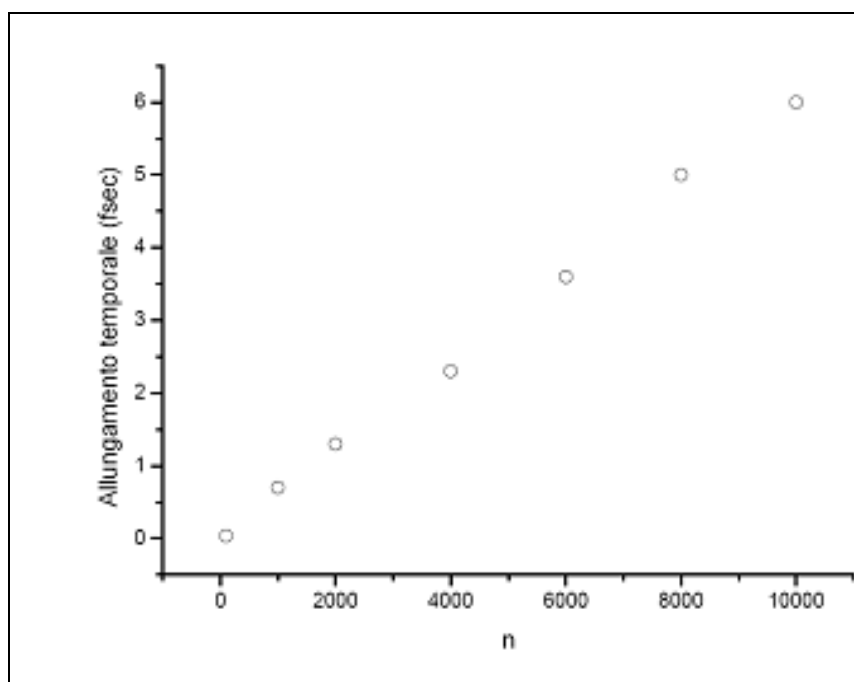


Fig. 3.3: Allungamento temporale dell'impulso di elettroni nella regione tra fotocatodo-griglia in funzione del numero di elettroni  $n$  (curva interpolata per  $n > 2000$ ). Campo elettrico applicato  $=20$  KV/mm, distanza percorsa  $d=1$ mm, energia iniziale degli elettroni  $E_i=0.1\text{eV}$ ,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla.

La figura 3.2 mostra, invece, l'andamento del  $\Delta t$  di  $n=2000$  elettroni in funzione della tensione applicata con distanza tra fotocatodo e griglia  $d=1$  mm e

$d=0.1$  mm, rispettivamente: anche da questo grafico, si deduce che per un fascio di 2000 elettroni che percorrono una distanza  $d=1$ mm, l'effetto della carica spaziale è trascurabile nel caso il campo elettrico sia 10 KV/mm oppure 25 KV/mm.

Le simulazioni sono state sviluppate con fasci fino a 2000 elettroni; facendo un fit dei dati ottenuti, si è trovata la funzione che approssima questo andamento e, quindi, nell'ipotesi plausibile, che le condizioni imposte nella simulazione rimangano costanti (campo elettrico applicato=20 KV/mm, distanza percorsa  $d=1$ mm, energia iniziale degli elettroni  $E_i=0.1$ eV,  $\Delta E=0$ , TOB=0 e divergenza nulla), con un'interpolazione è stato ricavato l'allungamento per un numero di elettroni maggiore, come è mostrato nella figura 3.3.

### 3.1.1. Carica spaziale - Confronto con un modello teorico

Per stimare l'azione della carica spaziale sull'allungamento temporale dell'impulso, il moto di un fascio di elettroni è stato configurato come un fluido unidimensionale (cioè il moto degli elettroni avviene solo lungo l'asse di propagazione), dipendente dal tempo [5]. Tale modello può essere applicato sia nella regione tra fotocatodo e griglia, sia nella regione di drift. Il fascio di elettroni è descritto come un cilindro di lunghezza  $l$  e raggio  $r_b$ , che si espande longitudinalmente (lungo l'asse di propagazione), fintantoché si propaga (figura 3.4).

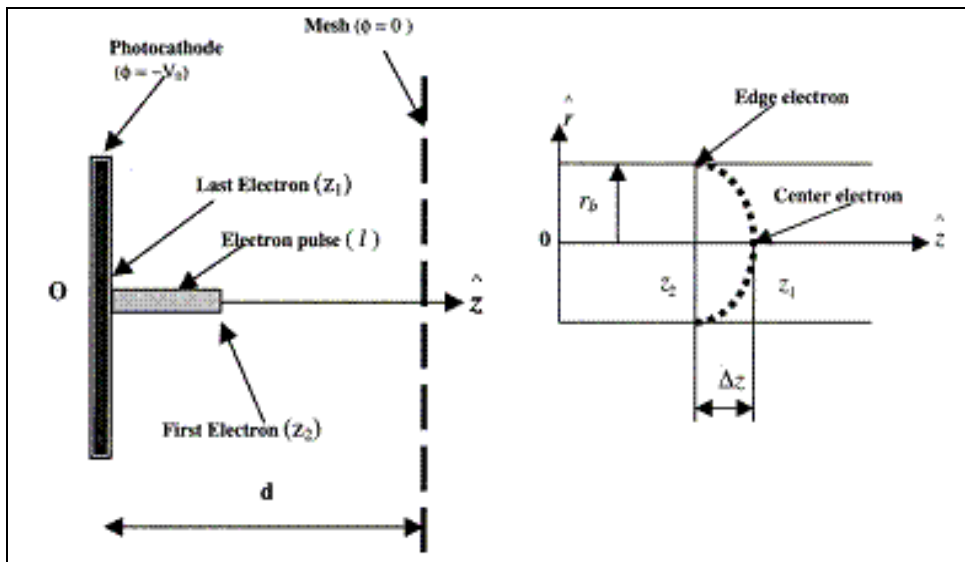


Fig. 3.4 Rappresentazione grafica del modello unidimensionale che descrive l'evoluzione del fascio di elettroni: a sinistra, a) impulso di elettroni, di lunghezza  $l$  e raggio  $r_b$ , (come esce dal fotocatodo); a destra, b) fronte dell'impulso che si propaga lungo l'asse  $z$ .

Per ricavare una formula per l'allungamento temporale, si suppone che la durata dell'impulso laser sia molto minore del tempo che impiegano gli elettroni a percorrere la regione d'interesse e che il campo elettrico considerato racchiuda sia il campo esterno che quello prodotto dagli elettroni; si suppone, inoltre, che gli elettroni vengano emessi dal fotocatodo con una certa dispersione di energia, i cui effetti sono inclusi nelle condizioni iniziali.

Quindi il  $\Delta t$  causato dalla carica durante la propagazione nella regione di deriva è:

$$\Delta t_q = \frac{e^{1/2} m^{1/2} d^2 n}{\sqrt{2\pi} V^{3/2} \epsilon_0 r_b^2} \quad (3.1)$$

dove  $e$  è la carica dell'elettrone,  $m$  la massa,  $d$  la distanza che gli elettroni percorrono,  $n$  è il numero degli elettroni,  $V$  è la tensione applicata alla griglia,  $r_b$ , come già detto, è il raggio del fascio,  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 / \text{m N}^2$  è la permittività elettrica nel vuoto. Inoltre il modello è sviluppato ed approssima bene casi, in cui il rapporto tra la lunghezza temporale dell'impulso  $l$  ed il diametro del fascio  $2r_b$  è piccolo.

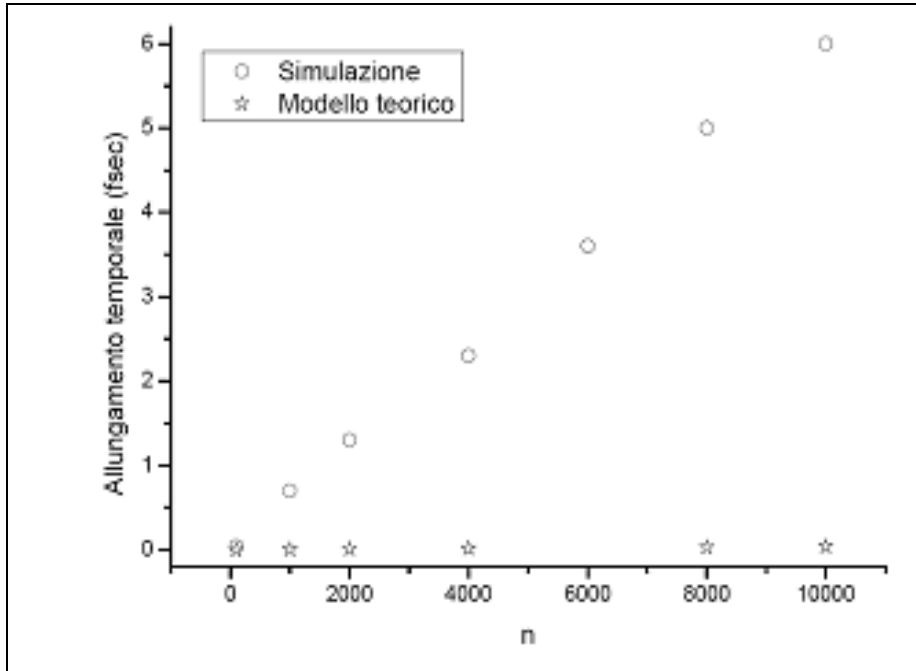


Fig. 3.5 Allungamento temporale al variare del numero di elettroni del fascio: i cerchi rappresentano la simulazione di Simion, le stelline il modello teorico.

Come si vede, l'allungamento dell'impulso è legato al numero degli elettroni, alla distanza percorsa, al campo applicato ed alle dimensioni della fenditura di ingresso. Per confrontare l'allungamento dell'impulso, stimato tramite questo modello con quello ottenuto dalla simulazione, è stato considerato un impulso di raggio  $r_b = 1 \text{ mm}$  (e quindi una fenditura di partenza circolare) formato da  $n = 1000$  elettroni uniformemente distribuiti, che percorrono una distanza  $d = 1 \text{ mm}$ , accelerati da un campo di  $20 \text{ KV/mm}$ . Sotto queste condizioni, con la formula ricavata sul modello si ottiene un allungamento temporale:  $\Delta t_{TH} \sim 3.43 \times 10^{-3} \text{ fs}$  e l'allungamento temporale ottenuto con Simion è:  $\Delta t_{SIMION} = 0.7 \text{ fs}$ . Nella figura 3.5 è riportato l'andamento dell'allungamento temporale al variare del numero di elettroni del fascio, applicando il modello teorico e sviluppando simulazioni con Simion.

La differenza fra i risultati ottenuti, applicando il modello del fluido unidimensionale ed il codice di simulazione Simion, dipende da alcune approssimazioni fatte nello sviluppo del modello. In primis, nel modello viene trascurato l'effetto che hanno sull'allungamento temporale la divergenza angolare iniziale ed il *Time Of Birth* degli elettroni, emessi dal fotocatodo. Inoltre, il modello considera gli elettroni come un pacchetto rigido, che non si deforma nel tempo; infatti, nei passaggi per arrivare alla

formula del  $\Delta t$ , il raggio  $r_b$  dell'impulso si assume che rimanga costante nel tempo, cioè, come già detto, si assume che gli elettroni si muovano solo lungo un asse. Al contrario, nelle simulazioni, sviluppate con Simion, non viene trascurato il fatto, che, a causa della carica spaziale, il fascio di elettroni cambia forma e si espande, mentre esso si propaga, anche in direzione trasversale al moto. E anche se per distanze così piccole gli effetti restano trascurabili, la carica spaziale induce un una dispersione in energia  $\Delta E$  ed un aumento della divergenza angolare, che, a loro volta, si ripercuotono sul tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere la griglia acceleratrice.

### 3.1.2. La distribuzione iniziale di energia

La dispersione dell'energia dei fotoni emessi nel fotocatodo è data da:

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

dove, per i semiconduttori,  $W = E_g + E_a = E_{\text{vac}}$  è il potenziale d'estrazione,  $E_g$  è l'intervallo proibito,  $E_a$  è l'affinità elettronica ed  $E_{\text{vac}}$  è il potenziale del vuoto (tutti riferiti alla sommità della banda di valenza). Per esempio, per una radiazione laser nel visibile, con  $h\nu \sim 2$  eV, e per un materiale che abbia  $E_{\text{vac}} = 1.5$  eV il valore per la distribuzione dell'energia massima dei foto-elettroni è  $\Delta E = 0.5$  eV. Perciò, gli elettroni verranno emessi con una certa dispersione di energia, centrata attorno al valor medio, che incide fortemente sull'allungamento temporale del fascio durante la propagazione.

Per avere foto-elettroni, che abbiano valori di energia il più uniforme possibile, si scelgono fotocatodi con un lavoro di estrazione simile all'energia del laser utilizzato e si aumenta il potenziale di estrazione della griglia.

Tabella 3.2: Allungamento temporale del fascio in funzione della distribuzione di energia iniziale degli elettroni. Campo tra fotocatodo e griglia: 10 KV/mm e 25 KV/mm per due distanze  $d=1$ mm e  $d=0.1$  mm, energia iniziale degli elettroni  $E_i=0.1$  eV. Ultima colonna: caso in cui gli elettroni escono da una fenditura circolare di raggio 1 mm con un campo di 10 KV/mm su  $d=1$  mm.

$n=1000$	Allungamento temporale $\Delta t$ (fsec)				
	10KV/mm	25KV/mm	10KV/mm	25KV/mm	10KV/mm
Campo Elettrico	$d=1$ mm		$d=0.1$ mm		$d=1$ mm $r=1$ mm
$\Delta E$ (eV)	$d=1$ mm		$d=0.1$ mm		$d=1$ mm $r=1$ mm
0	~0	~0	~0	~0	~0
0.5	131	52	128	50	131
1	229	92	220	89	218
1.5	303	122	299	126	290
2	366	147	350	155	360
2.5	422	170	409	171	411

Per stimare l'allungamento del fascio, che questa distribuzione di energia iniziale comporta, è stato definito un fascio di 1000 elettroni, distribuiti uniformemente alla partenza, di energia iniziale  $E_i=0.1$  eV e con un  $\Delta E$  compreso tra zero eV e 2.5 eV, che

percorrono una distanza  $d=1$  mm o  $d=0.1$  mm, rispettivamente, emesse dal fotocatodo con divergenza nulla e tutte nello stesso istante (*Time Of Birth*=0). Il campo elettrico tra fotocatodo e griglia è stato scelto di 10 KV/mm e 25 KV/mm per le due distanze considerate, come mostra la tabella 3.2. Nell'ultima colonna sono riportati i risultati ottenuti con gli elettroni, uscenti da una fenditura circolare di raggio  $r=1$  mm con un campo di 10 KV/mm su  $d=1$  mm.

La figura 3.6 rappresenta l'andamento dell'allungamento temporale dell'impulso in funzione della distribuzione di energia, nel caso di 1000 elettroni che percorrono una distanza di 1 mm e 0.1 mm sotto l'azione di un campo elettrico di 10 KV/mm e poi di 25 KV/mm. Con i quadrati ed i triangoli è rappresentato l'andamento del  $\Delta t$  con un campo pari a 25 KV/mm (25 KV su 1 mm e 2.5 KV su 0.1 mm) ed asterischi e cerchietti rappresentano il caso di 10 KV/mm (10 KV su 1 mm e 1 KV su 0.1 mm).

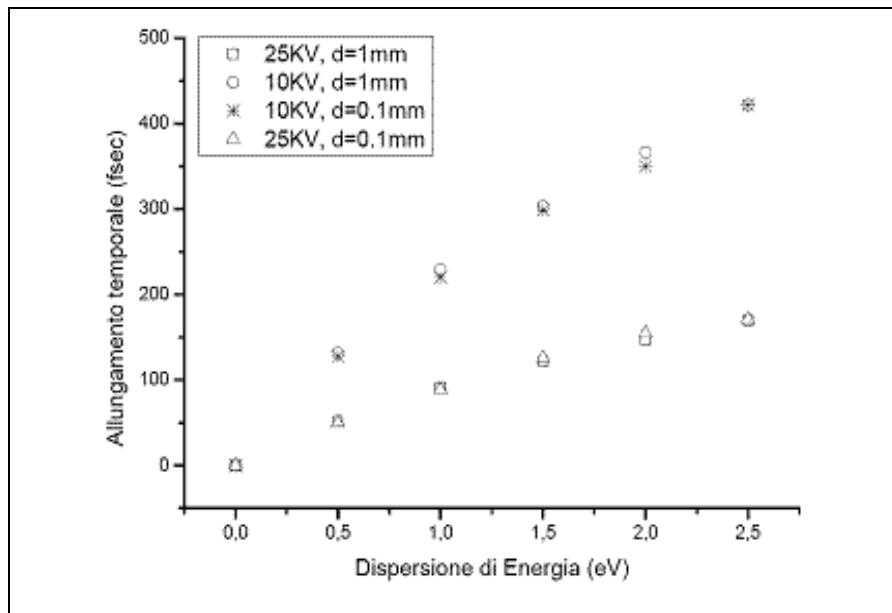


Fig. 3.6: Allungamento temporale in funzione dello *spread* di energia iniziale degli elettroni per diversi valori di tensione elettrica della griglia e di distanza tra fotocatodo-griglia.

Dal grafico si può vedere come incida sull'allungamento temporale dell'impulso il campo elettrico applicato: il  $\Delta t$  è più che raddoppiato passando da 25 KV/mm a 10 KV/mm; ma, come già citato nel paragrafo precedente, il campo elettrico può essere aumentato solo fino ad un valore massimo in modo da evitare il fenomeno del breakdown.

Dalla stessa figura si comprende l'effetto della distribuzione di energia sull'allungamento temporale: il  $\Delta t$  diventa importante già quando  $\Delta E=0.5$  eV. Risulta, perciò, chiaro come la scelta del fotocatodo sia fondamentale perché la streak camera abbia una buona risoluzione: i fotoni emessi debbono avere una distribuzione di energia più stretta possibile.

La figura 3.7 mostra l'azione sull'allungamento temporale del campo applicato tra fotocatodo e griglia. Sono messi a confronto -con un buon accordo- i dati pubblicati nella referenza [6], (quadrati neri) per un fotocatodo di CsI ( $E_i=1$  eV,  $\Delta E=1.6$  eV), con l'andamento ottenuto dalla simulazione (triangoli bianchi) con 1000 particelle emesse con un'energia iniziale  $E_i=0.1$  eV,  $\Delta E=1.5$  eV.

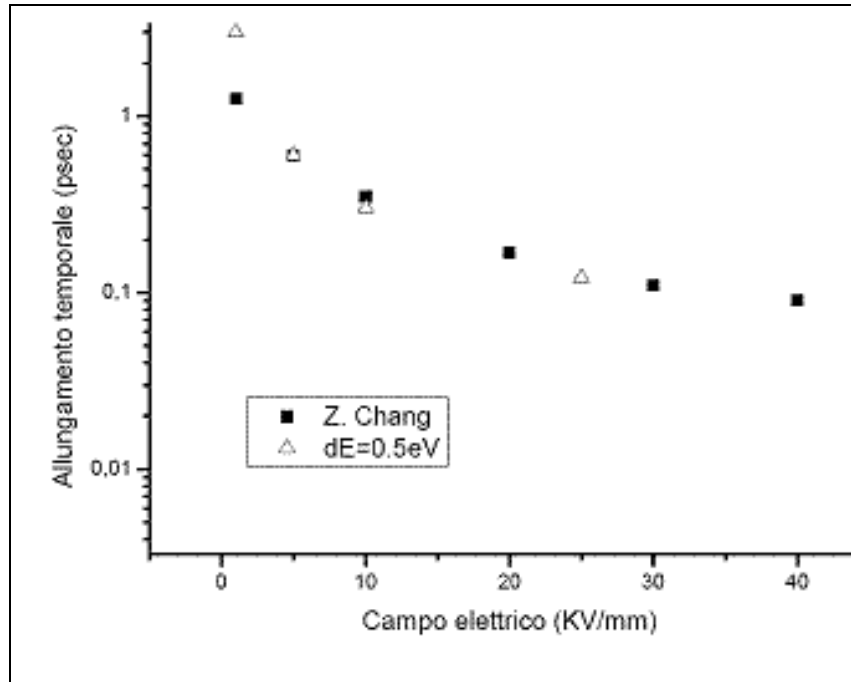


Fig. 3.7: Allungamento temporale in funzione della tensione tra fotocatodo e griglia. I dati ottenuti con Simion (triangoli bianchi) sono stati confrontati con quelli ottenuti per un fotocatodo di CsI (quadrati neri).

Dalla seguente formula per il  $\Delta t$ , (dove  $e$  è la carica dell'elettrone,  $V$  è la d.d.p. fra fotocatodo e griglia,  $E_i$  è l'energia e  $\Delta E_i$  è la dispersione dell'energia iniziale e  $d$  è la distanza percorsa dagli elettroni) si possono evidenziare i parametri sui quali bisogna agire per rendere minimo l'allungamento dell'impulso legato allo *spread* di energia iniziale: minimizzare la dispersione di energia ed aumentare il campo elettrico tra griglia e fotocatodo.

$$\Delta t_{\Delta E} = \frac{d}{eV} \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{\Delta E_i}{\sqrt{E_i}} \quad (3.2)$$

L'accordo dei dati con l'equazione (3.2), risulta subito evidente e, nella figura 3.8, è mostrato un confronto diretto: i cerchietti rappresentano l'andamento del  $\Delta t$  come ottenuto con Simion, gli asterischi invece lo sviluppo della formula.

La distanza fra fotocatodo e griglia non incide direttamente sull'allungamento dell'impulso, come si vede dall'equazione (3.2) (compare il rapporto  $d/V$ ) e come risulta evidente dal grafico di fig.3.6, ma diventerà un parametro importante nella regione di *drift*. Infatti, supponendo di voler lavorare con un campo di 10 KV/mm, nel caso di una distanza  $d=1\text{mm}$ , la tensione sulla griglia sarebbe  $V=10\text{KV}$ , perciò l'energia iniziale degli elettroni sarebbe 10 KeV; nel caso invece che la distanza fosse  $d=0.1\text{mm}$ , la tensione sarebbe  $V=1\text{KV}$  e gli elettroni avrebbero un'energia iniziale di 1 KeV.

Ora, poiché l'allungamento temporale del fascio, legato alla carica spaziale, è maggiore per elettroni poco energetici, nella sezione, in cui si tratterà del sistema di foccheggiamento, sarà studiato l'effetto che questa tensione di griglia avrà sul  $\Delta t$ .

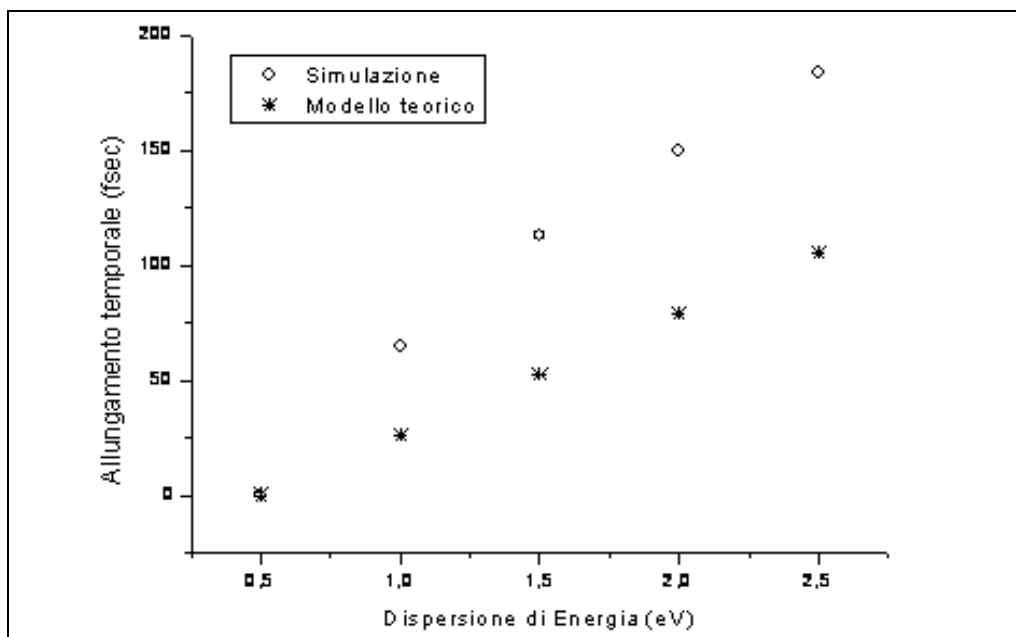


Fig. 3.8: Allungamento temporale in funzione dello *spread* di energia iniziale degli elettroni per un fascio di elettroni, che percorrono 1 mm sotto l'azione di un campo elettrico di 20 KV/mm. I cerchietti rappresentano il risultato della simulazione con Simion, gli asterischi rappresentano l'andamento del modello teorico.

### 3.1.3. La distribuzione angolare iniziale

Per stimare quanto la distribuzione angolare dei foto-elettroni incida sull'allungamento ed allargamento del fascio quando arriva sulla griglia acceleratrice, sono stati considerati 1000 elettroni emessi tutti con la stessa energia  $E_i=0.1$  eV e  $\Delta E_i=0$  eV ed allo stesso istante *Time Of Birth*=0, che percorrono una distanza  $d=1$  mm.

Nelle simulazioni sviluppate i parametri variabili sono stati la *divergenza angolare del fascio* rispetto agli assi  $y$  e  $z$ , il *campo elettrico* e la *distanza tra fotocatodo e griglia*. Nel caso di elettroni con divergenza uniformemente distribuita, entro un cono di semiapertura angolare pari a  $40^\circ$ . l' allargamento in  $z$  è trascurabile ed in  $y$  è di circa  $10 \mu\text{m}$  su una distanza di 1 mm ed un campo elettrico di 10 KV/mm e si annulla quasi totalmente quando il campo elettrico è di 25 KV/mm.

Come si vede dalla tabella 3.3 e dalla figura 3.9, sull'allungamento temporale dell'impulso, che nasce a causa della divergenza angolare degli elettroni, non agisce la distanza direttamente, ma il campo elettrico fra fotocatodo e griglia; infatti, la direzione di propagazione degli elettroni, una volta emessi dal fotocatodo con certo angolo, è definita dalla loro velocità iniziale e dalla forza esercitata dal campo elettrico, che tende a raddrizzarli.

L'angolo, con cui vengono emessi gli elettroni dal fotocatodo, diminuisce, a causa del campo accelerante, all'incirca come la radice del rapporto dell'energia cinetica iniziale (al fotocatodo) e finale (alla griglia) degli elettroni. Questo andamento è stato verificato, con un ottimo accordo, con le nostre simulazioni. Se  $\theta_i=30^\circ$ ,  $E_i=1$  eV,  $E_f=10$  KeV,  $\theta_f=0.3^\circ$ , in Simion è stato ottenuto  $\theta_f=0.28^\circ$  ed un allungamento temporale di circa 7.6 fs.

Tabella 3.3: Valori del  $\Delta t$  al variare dell'angolo della direzione di propagazione degli elettroni con gli assi y e z, per un campo elettrico di 25 KV/mm e 10 KV/mm su  $d=1$  mm e  $d=0.1$  mm. La divergenza angolare è espressa in ( $^{\circ}$ ).

Campo Elettrico	25KV/mm	10KV/mm
Divergenza angolare massima azimuth=altezza ( $^{\circ}$ )	Allungamento temporale $\Delta t$ (fsec)	
0	0	0
10	1	3
20	5	13
30	10	24
40	18	35

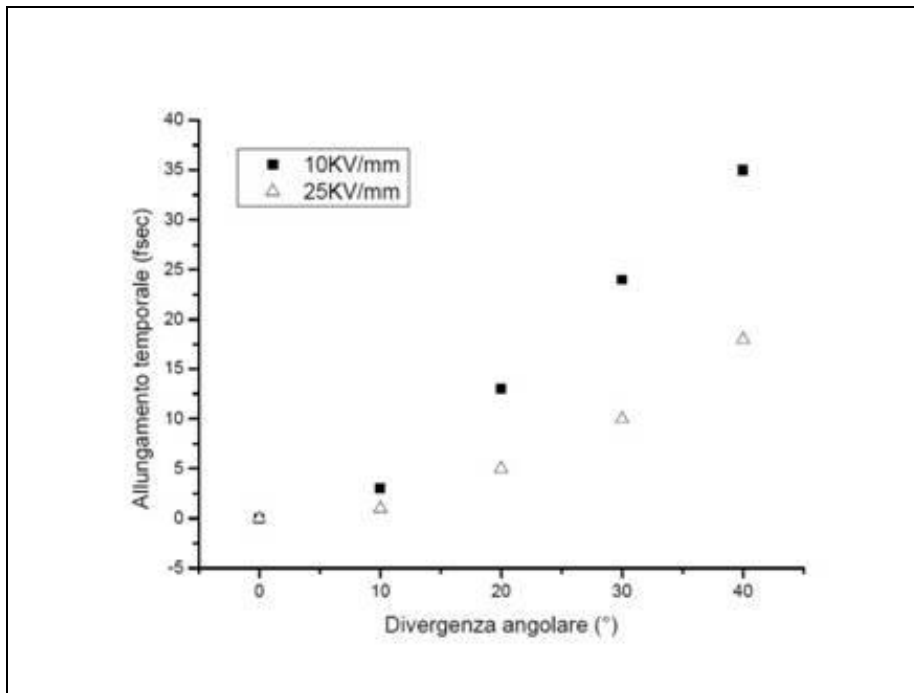


Fig. 3.9: Allungamento temporale dell'impulso in funzione della divergenza angolare (valore del semi-cono, uguale in azimuth ed in altezza) degli elettroni, emessi dal fotocatodo, per diversi valori del campo elettrico fra fotocatodo e griglia ( $d=1$  mm).  $E_i=0.1$  eV,  $\Delta E_i=0$  eV,  $TOB=0$ .

#### 3.1.4. La distribuzione temporale iniziale

Per completezza, è stata analizzata anche l'azione del *Time Of Birth*, cioè della distribuzione temporale che gli elettroni hanno quando vengono emessi dal fotocatodo, sulla propagazione del fascio; infatti, maggiore è il *TOB*, maggiore è la distanza reciproca alla quale gli elettroni si trovano a viaggiare, minore è l'effetto della repulsione reciproca (la forza di Coulomb va come  $1/d^2$  ed, in questo caso, la distanza -lungo la direzione del moto- tra gli elettroni è data dalla loro distribuzione in tempo).



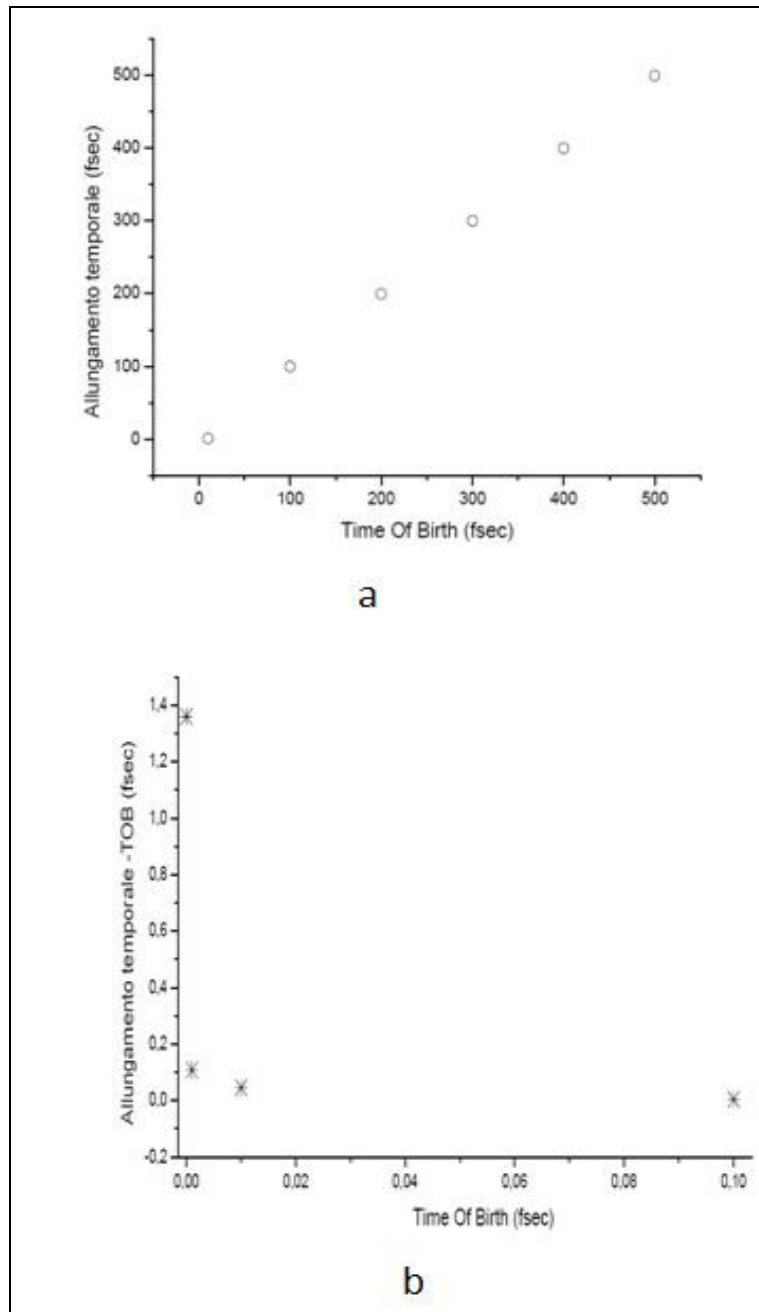


Fig.3.10: a): allungamento temporale dell'impulso formato da 1000 elettroni in funzione della distribuzione temporale iniziale (campo elettrico 10 KV/mm, ma il risultato per 25 KV/mm è analogo); b): allungamento temporale, nella regione iniziale dell'asse  $x$ , in funzione della distribuzione temporale iniziale ( $n=1000$  elettroni,  $d=1$  mm, 10 KV/mm). La regione iniziale dell'asse  $x$  è stata amplificata fino a 0.1 fs per apprezzare gli allungamenti temporali, che sono dell'ordine del fs.

Una stima dell'allungamento del fascio legata al  $TOB$  è stata ottenuta definendo un fascio di 1000 elettroni con una distribuzione temporale uniforme compresa tra zero fs ed al massimo 500 fs, trascurando la distribuzione di energia e la distribuzione angolare iniziale.

I risultati hanno dimostrato che la distribuzione degli elettroni lungo l'asse di propagazione non incide sul tempo di volo per raggiungere la griglia fino a  $TOB=10$  fs con un campo di 10 KV/mm e di 25 KV/mm. Infatti, l'intervallo di tempo, in cui gli elettroni vengono emessi dal fotocatodo, *Time Of Birth*, coincide pressappoco con il tempo di arrivo sulla griglia acceleratrice, *Time Of Flight*,  $TOB=TOF$ .

La distribuzione temporale iniziale degli elettroni comincia ad incidere sulla propagazione del fascio, quando 1000 elettroni sono emessi da una fenditura di dimensioni  $z=5$  mm ed  $y=0.1$  mm, in un tempo minore di  $10^{-3}$  fs, con un'energia iniziale  $E_i=0.1$  eV,  $\Delta E=0$  eV e vengono accelerati da un campo elettrico di 10 KV/mm. In questo caso l'allungamento temporale è dell'ordine di  $10^{-1}$  fs, che è però ancora del tutto trascurabile.

Per mettere in risalto il delta che nasce nel tempo impiegato dagli elettroni per attraversare la distanza tra fotocatodo e griglia, al *Time Of Flight* si sottrae il *Time Of Birth*.

Nella figura 3.10 in ascissa in basso si legge l'allungamento temporale ed in ordinata la differenza  $TOF-TOB$ . E' riportato: in a): l'allungamento temporale dell'impulso formato da 1000 elettroni in funzione della distribuzione temporale iniziale (campo elettrico 10 KV/mm, ma il risultato per 25 KV/mm è analogo); in b): l'allungamento temporale, nella regione iniziale dell'asse  $x$ , in funzione della distribuzione temporale iniziale ( $n=1000$  elettroni,  $d=1$  mm, 10 KV/mm). La regione iniziale dell'asse delle  $x$  è stata amplificata fino a 0.1 fs per apprezzare gli allungamenti temporali, che sono dell'ordine del fs.

## 4. APPLICAZIONI DI SIMION

### 4.1. Le distribuzioni di energia, angolari e temporali iniziali

Inizialmente si è supposto che gli elettroni emessi dal fotocatodo abbiano una distribuzione temporale e spaziale uniforme, rispettivamente, in un certo intervallo di tempo e nell'area che definisce la fenditura d'ingresso. Ipotesi non sempre valide. Inoltre, è stato assunto che fosse uniforme anche la distribuzione delle direzioni di propagazione degli elettroni; ma, solitamente, la distribuzione angolare utilizzata è Lambertiana: il numero degli elettroni emessi con un angolo  $\theta$ , rispetto all'asse del canale, è proporzionale a  $\cos(\theta)$ .

Infine, la distribuzione di energia degli elettroni è stata definita uniforme in un intervallo compreso tra i valori  $E_{min}$  ed  $E_{max}$ , che definiscono la *FWHM* delle curve di distribuzione dell'energia. Per meglio rappresentare la realtà del fenomeno fisico, nei paragrafi finali del capitolo, l'energia è stata definita utilizzando una distribuzione Gaussiana. Va comunque accennato che, a volte, la distribuzione di energia degli elettroni emessi dalla superficie del fotocatodo è definita tramite una Poissoniana.

### 4.2. La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva

Il pacchetto di elettroni che dalla griglia acceleratrice deve raggiungere il piano del rivelatore subisce un allargamento trasversale al moto che si corregge con l'uso di lenti elettrostatiche mentre l'allungamento longitudinale, dovuto a parametri diversi, è più difficile da correggere.

### 4.3. L'effetto della carica spaziale

L'allungamento temporale  $\Delta t$ , a partire da un impulso iniziale  $\Delta t_0$  cresce, a causa della *carica spaziale*, col tempo come:  $\Delta t = \Delta t_0 + C_t$  dove  $t$  è il tempo di propagazione e  $C$  è una costante che dipende dalla densità di corrente. Inoltre, la stessa carica spaziale causa un allargamento del fascio nella direzione trasversale al moto, determinando uno sparpagliamento, una dispersione di energia cinetica ed una divergenza angolare, che si vanno ad aggiungere a quelle, che già hanno i foto-elettroni, quando vengono emessi dal fotocatodo.

Per avere una prima idea dell'effetto della carica spaziale, in Simion è stata definita un'area di lavoro, priva di elettrodi, i cui bordi rappresentano il canale della streak camera, in modo da delimitare, lo spazio in cui il pacchetto di elettroni si propaga.

Nella tabella 4.1 e nei grafici che seguono sono riportati i dati ottenuti dalle simulazioni con fasci formati da 500 e 1000 elettroni, distribuiti uniformemente alla partenza su un'area di dimensioni  $z=5$  mm e  $y=0.1$  mm, che sono le dimensioni della fenditura.

Tabella 4.1: Allungamento temporale  $\Delta t$  e allargamento spaziale lungo l'asse  $y$ , dovuto alla carica spaziale, stimato per 500 e 1000 elettroni su distanze dalla griglia di 40 mm e 100 mm.

Distanza percorsa (mm)	Numero di elettroni	$\Delta t$ (fsec)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
40	500	21	3.2
	1000	35	5.59
100	500	66	9
	1000	119	14.7

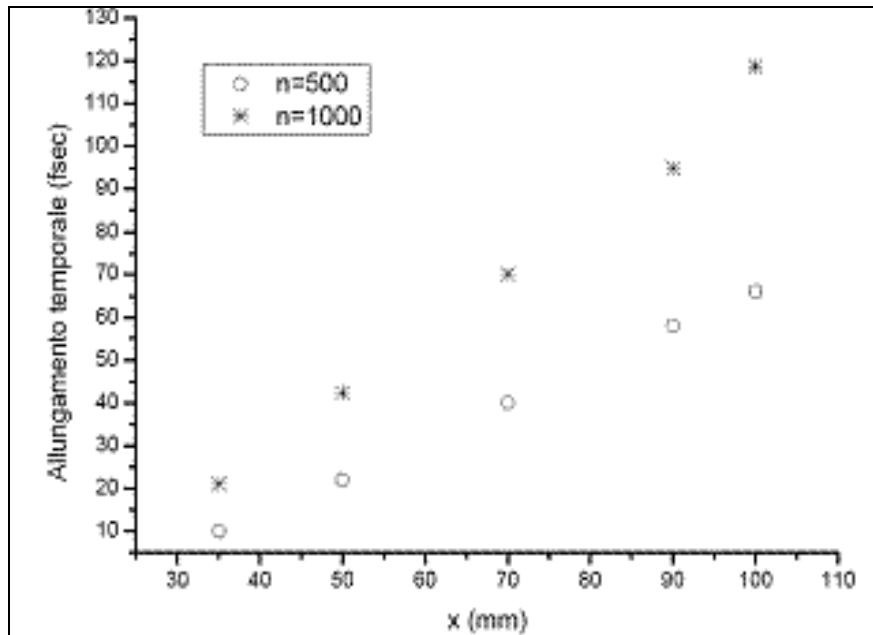


Fig. 4.1: Allungamento temporale, dovuto alla carica spaziale, in funzione della distanza, che gli elettroni percorrono, ed al variare del numero di elettroni del pacchetto. Non ci sono lenti correttrici.

L'energia cinetica iniziale degli elettroni è  $E_i=20$  KeV (20 KV è la tensione applicata alla griglia acceleratrice) mentre altri fattori quali dispersione di energia, divergenza angolare e distribuzione temporale, sono stati trascurati.

L'allungamento temporale e gli allargamenti spaziali sull'asse  $y$  e sull'asse  $z$ , riportati in tabella 4.1, sono stati registrati in due diverse posizioni lungo il percorso degli elettroni e per un numero di elettroni  $n$  crescente, così da mettere in evidenza la dipendenza del  $\Delta t$  dalla distanza percorsa  $L$  e dal numero di elettroni del pacchetto.

La figura 4.1 mostra l'allungamento temporale, dovuto alla carica spaziale, in funzione della distanza, che gli elettroni percorrono, ed al variare del numero di elettroni del pacchetto. Non ci sono lenti correttici. L'allungamento temporale dell'impulso aumenta all'aumentare del numero di elettroni del fascio e della distanza, che questi percorrono: un pacchetto di 1000 elettroni di durata iniziale zero fs, dopo aver percorso 5 cm, ha una lunghezza nella dimensione temporale di circa 45 fs.

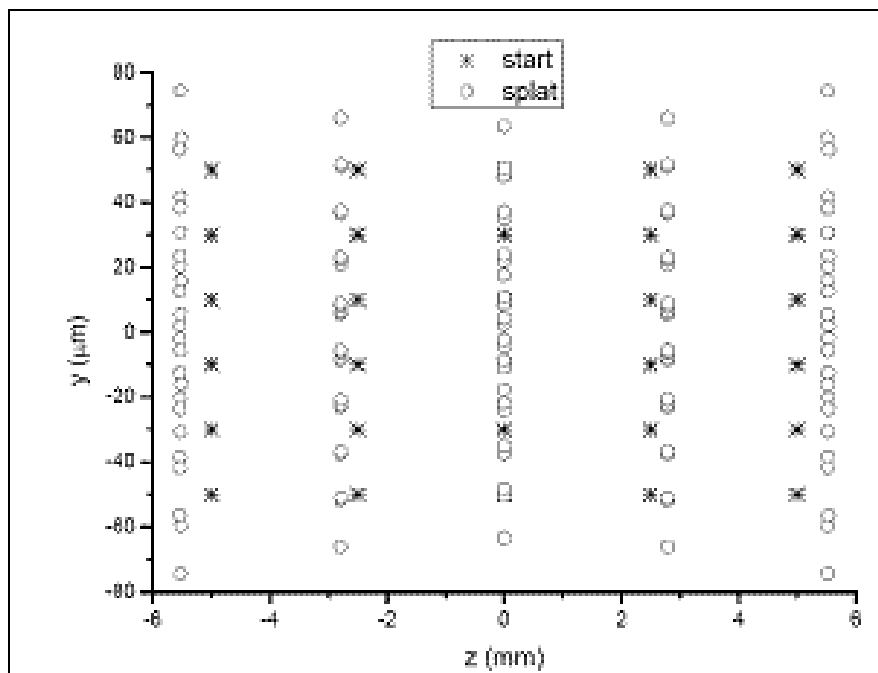


Fig. 4.2: Allargamento spaziale della carica di 100 elettroni: sono state registrate le coordinate  $y$  e  $z$  della carica sul piano di partenza (*start*), fenditura  $z=0.5$  mm  $y=0.1$  mm, e sul piano di arrivo del rivelatore (*splat*), dopo 340 mm. I valori delle  $z$  sono in mm, quelli delle  $y$  in  $\mu\text{m}$ .

Nella figura 4.2 è rappresentato l'allargamento spaziale (in  $y$  e  $z$ ) della carica di 100 elettroni. Sono riportate le coordinate  $y$  e  $z$  sul piano di partenza (*start*), fenditura  $z=0.5$  mm  $y=0.1$  mm, e sul piano del rivelatore (*splat*), dopo 340 mm. I valori delle  $z$  sono in mm, mentre quelle delle  $y$  sono in  $\mu\text{m}$ . Per stimare l'allargamento a colpo d'occhio, la distribuzione degli elettroni alla partenza è stata presa non uniforme, ma simmetrica.

Assumendo che le condizioni restino invariate all'aumentare di  $n$ , nel grafico di figura 4.3 è mostrato l'allungamento temporale nella regione di *drift* di un numero di elettroni fino a 10000, stimato con un'interpolazione dei dati da un fascio formato da 1000 elettroni. La distanza percorsa è  $L=10$  cm, gli elettroni hanno energia iniziale  $E_i=20$  KeV,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla.

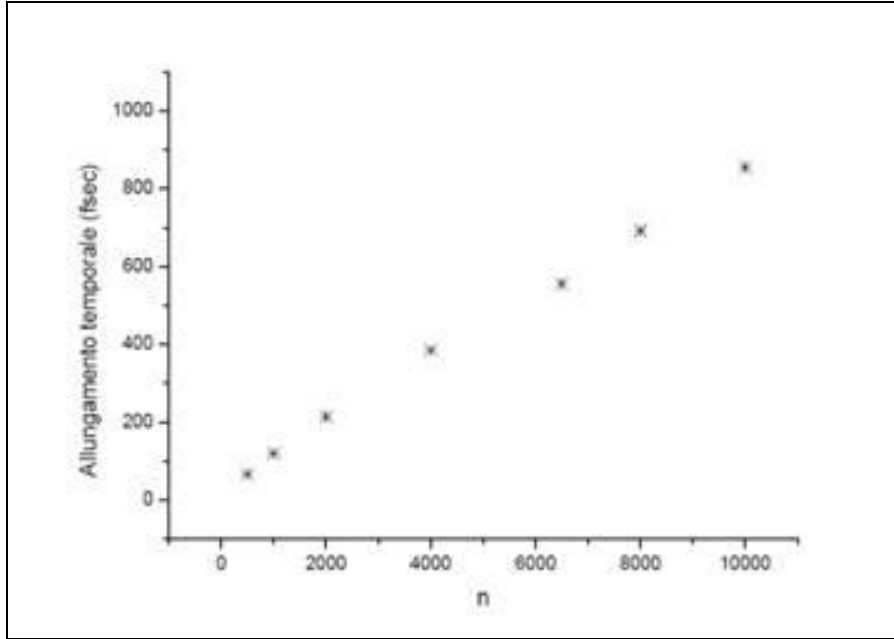


Fig. 4.3: Allungamento temporale dell'impulso nella regione di *drift* in funzione del numero di elettroni. L'andamento fino a 10000 elettroni è stato ottenuto con un'interpolazione dei dati del fascio formato da 1000 elettroni (distanza percorsa  $L=10$  cm, energia iniziale degli elettroni  $E_i=20$  KeV,  $\Delta E=0$ ,  $TOB=0$  e divergenza nulla).

#### 4.4. Confronto con il modello teorico

Per la stima dell'allungamento temporale causato dalla carica spaziale nella regione di *drift*, si utilizza lo stesso modello usato per la simulazione nella regione fra fotocatodo e griglia, per cui il  $\Delta t_q$  in questo caso diventa:

$$\Delta t_q = \frac{e^{1/2} m^{1/2} L^2 n}{4\sqrt{2}\pi V^{3/2} \varepsilon_0 r_b^2} \quad (4.1)$$

con  $e$  ed  $m$  carica e massa dell'elettrone,  $L$  distanza percorsa da  $n$  elettroni,  $V$  tensione applicata alla griglia ed  $r_b$  raggio del fascio ( $\varepsilon_0=8.85 \times 10^{-12}$  [ $C^2/m^2N$ ] è la permittività elettrica nel vuoto).

Per un fascio di 1000 elettroni emessi da una fenditura circolare di raggio  $r_b=1$ mm con un'energia iniziale di  $E_i=20$  KeV, che percorre una distanza  $L=10$  cm, si ottiene un allungamento temporale di circa 10 fs; mentre la simulazione ha prodotto un risultato di circa 120 fs. Nella figura 4.4 questi dati sono messi a confronto.

Com'era accaduto applicando questo modello alla propagazione degli elettroni nella regione tra fotocatodo e griglia, anche nella regione di *drift* l'allungamento temporale dovuto alla carica spaziale è sottostimato. Come già detto, ciò è dovuto ad alcune approssimazioni necessarie per sviluppare il modello, Si assume che gli elettroni, uscenti dalla griglia, non abbiano alcuna divergenza angolare e si trascurano alcuni fenomeni causati dalla carica spaziale: durante la propagazione gli elettroni si respingono ed il fascio si deforma e si allarga anche in direzione trasversale al moto, mentre il modello suppone che il raggio  $r_b$  resti invariato. Inoltre la carica spaziale induce un'ulteriore dispersione di energia ed una divergenza angolare, trascurate dal modello ed analizzate nei prossimi paragrafi.

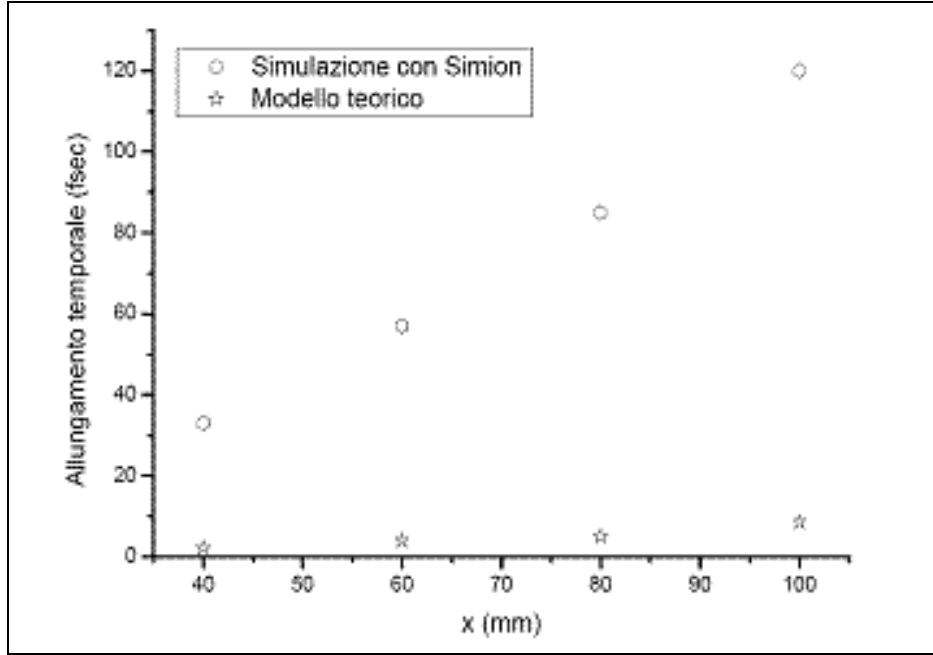


Fig. 4.4: Allungamento temporale in funzione della distanza per un pacchetto di 1000 elettroni. Fenditura d'ingresso circolare, raggio  $r_b=1$  mm, energia iniziale degli elettroni 20 KeV. Le stelline rappresentano l'andamento del modello teorico, i cerchi il risultato delle simulazioni di Simion.

Nel modello si suppone anche che gli elettroni siano emessi tutti contemporaneamente, cioè è trascurata la durata iniziale dell'impulso. Però l'allungamento temporale dell'impulso diminuisce all'aumentare della durata iniziale; questo, in una curva che rappresenta l'allungamento nel tempo, porta ad un punto di cross-over [7]: ad un certo istante di tempo durante la propagazione, in un impulso di durata iniziale più piccola, la repulsione si sente di più, perciò l'impulso diventa più lungo di quello con durata iniziale più grande. Con quest'approssimazione, all'aumentare della durata dell'impulso e del tempo di propagazione, il modello sottostima il  $\Delta t$ .

#### 4.4.1. Altri effetti della carica spaziale

Ci sono, poi, effetti secondari, che incidono, anche se in misura minore, sulla propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva e che saranno discussi brevemente: *la dispersione di energia cinetica e la divergenza angolare.*

##### 4.4.1.1 La dispersione di energia cinetica

Alla dispersione di energia iniziale degli elettroni, che è legata alla lunghezza d'onda della radiazione incidente ed alla natura del materiale del fotocatodo emittente, si aggiunge uno *spread* di energia, causato dalla carica spaziale, durante la propagazione del fascio fino al rivelatore finale.

Una formula per la dispersione dell'energia si può ricavare dallo stesso modello del fluido uni-dimensionale [5], utilizzato per determinare l'andamento dell'allungamento temporale dovuto alla carica spaziale:

$$\Delta E_q \approx \frac{e^2 n \Delta t_p}{8 \epsilon_0 \pi b^2} \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (4.2)$$

dove  $n$  indica il numero degli elettroni,  $V$  la tensione applicata alla griglia ed  $r_b$  il raggio del fascio,  $\epsilon_0$  è la permittività elettrica nel vuoto.  $\Delta t_p$  è l'allungamento totale dell'impulso, legato alla durata dell'impulso della radiazione incidente sul fotocatodo, agli effetti della carica spaziale, della dispersione di energia e della divergenza angolare. Quindi, per esempio, secondo il modello teorico per un impulso di raggio  $r_b=1\text{mm}$ , di durata  $\Delta t_p \sim 175$  fs formato da 1000 elettroni emessi da una griglia tenuta a tensione  $V=20$  KV, la dispersione di energia causata dalla carica spaziale è  $\sim 10^{-5}$  eV, mentre quella ottenuta dalla simulazione dopo 200 mm è 5.5 eV.

Come nel caso dell'effetto della carica spaziale sull'allungamento temporale del pacchetto di elettroni, anche in questo caso, il modello sottostima l'effetto sulla dispersione di energia. Durante la propagazione, la carica spaziale causa una redistribuzione dell'energia all'interno del pacchetto: gli elettroni, con energia maggiore (più veloci), che si trovano nella parte anteriore del pacchetto, sono spinti in avanti dagli elettroni più arretrati, mentre quelli con energia minore sono spinti ancora più indietro dagli altri. La scala dei tempi affinché avvenga questa redistribuzione delle velocità dipende dall'energia iniziale degli elettroni ed aumenta all'aumentare di  $n$  e della distanza percorsa ed al diminuire del raggio del fascio.

Alla ricerca della distribuzione di energia sono state dedicate diverse simulazioni: in Simion la carica spaziale incide poco sulla dispersione di energia. Questo risultato da noi ottenuto è in sintonia con i risultati pubblicati da altri. Nella reference [8] è riportato che, per un fascio di raggio  $0.75 \mu\text{m}$ , formato da 9000 elettroni di energia iniziale 30 KeV., la carica spaziale causa uno *spread* di energia che arriva a 350 eV, dopo 1ns di propagazione, ed un allungamento del pacchetto lungo la direzione del moto di circa 300  $\mu\text{m}$ . I parametri del nostro fascio, relativi a 100 elettroni di 30 keV in un fascio di raggio 1 mm, inseriti in Simion, non sono tali da mettere in evidenza deformazioni energetiche del fascio di queste proporzioni, entro i 200 mm del canale considerato.

#### 4.4.1.2 La divergenza angolare

La repulsione dovuta alla carica fa allontanare gli elettroni ed induce, lungo il percorso nel canale della streak camera, una divergenza angolare. Questa divergenza si aggiunge a quella con cui i foto-elettroni vengono emessi dalla superficie del fotocatodo.

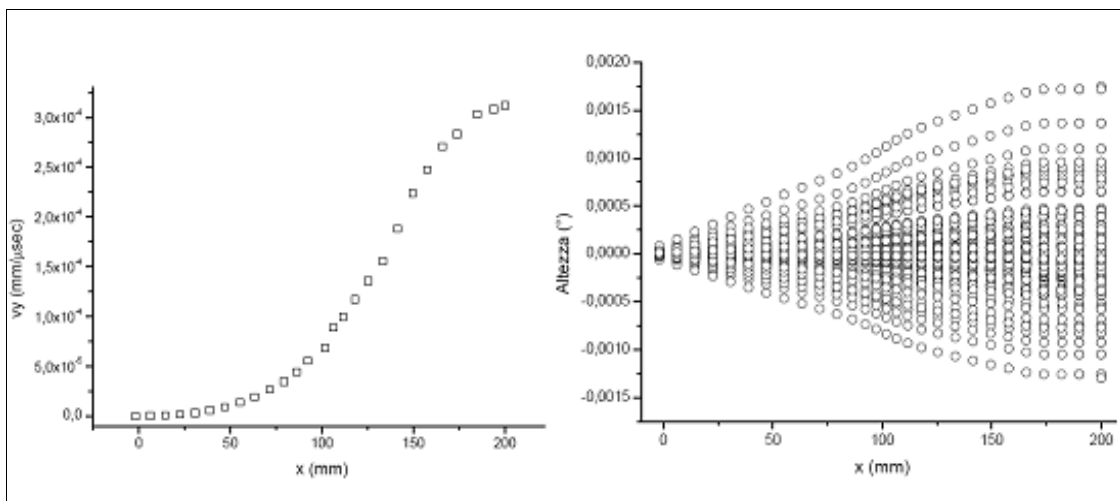


Fig. 4.5: Componente della velocità lungo l'asse  $y$  e divergenza del fascio, durante la propagazione nella regione di *drift*, per un percorso di 200 mm. L'aumento di  $v_y$  e della divergenza sono dovuti alla repulsione reciproca tra gli elettroni.

La figura 4.5 mostra l'effetto della carica spaziale sulla componente lungo l'asse  $y$  della velocità degli elettroni  $e$ , quindi, sulla divergenza del fascio durante la propagazione nel canale della streak camera. Gli elettroni, che si trovano nella parte più interna del pacchetto, fanno aumentare la componente radiale della velocità degli elettroni esterni, causando un allargamento del fascio.

#### 4.5. Sistema di focheggiamento

Per render minimo l'allargamento in direzione trasversale al moto, causato come già detto dalla carica e dalla divergenza iniziale, si può focalizzare il fascio usando lenti elettrostatiche o magnetiche. Una prima analisi prevede l'impiego su *FastCam* di lenti elettrostatiche di Einzel.

##### 4.5.1. La lente di Einzel

La lente elettrostatica di Einzel è costituita da tre set di elettrodi cilindrici o a sezione rettangolare, disposti in serie lungo un asse e posti ad una certa distanza l'uno dall'altro. Il primo ed il terzo elettrodo hanno tensioni  $V_1$  e  $V_3$  uguali, mentre l'elettrodo centrale ha tensione  $V_2$  variabile.

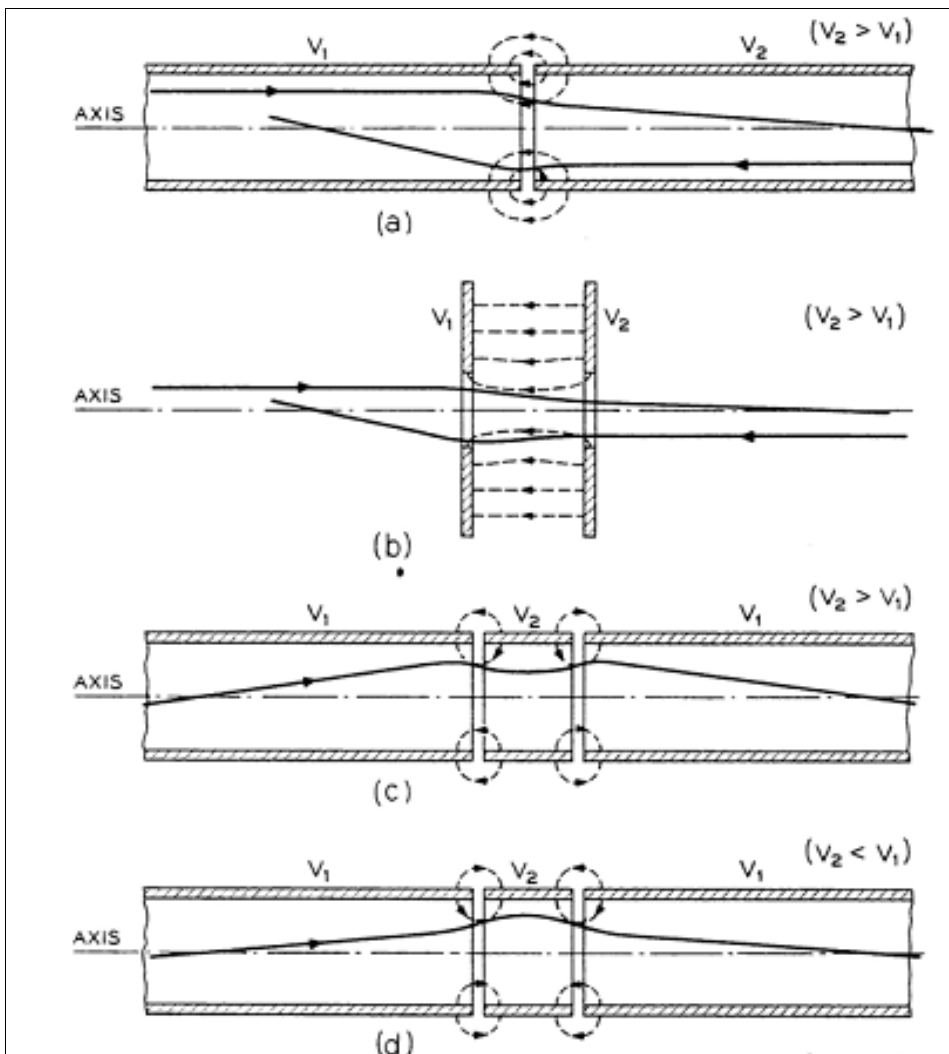


Fig. 4.6: Azione focalizzante di alcuni tipi di lenti elettrostatiche. Gli ultimi due casi rappresentano la traiettoria di un fascio di elettroni attraverso le lenti di Einzel quando  $V_2 > V_1$  e quando  $V_2 < V_1$ .



La lunghezza, il diametro di ciascun elettrodo e la distanza tra loro possono essere variati al fine di migliorare il focheggiamento. Il campo elettrico a simmetria assiale, generato dalle tre differenti tensioni, agisce sulla traiettoria di un fascio di particelle cariche come una lente sferica agirebbe su un fascio luminoso: gli elettroni, che attraversano tale campo, sentono una forza radiale, che li deflette in proporzione al rapporto  $V_2/V_1$ , alla loro distanza dall'asse ed alla loro energia.

Agendo sulle tensioni degli elettrodi, il fascio può essere focalizzato e l'immagine rimpicciolita o ingrandita: al crescere di  $V_2$  in valore assoluto, il fuoco del sistema ottico si avvicina. Una lente di Einzel focalizza sia per  $V_2 > V_1$  che per  $V_2 < V_1$ .

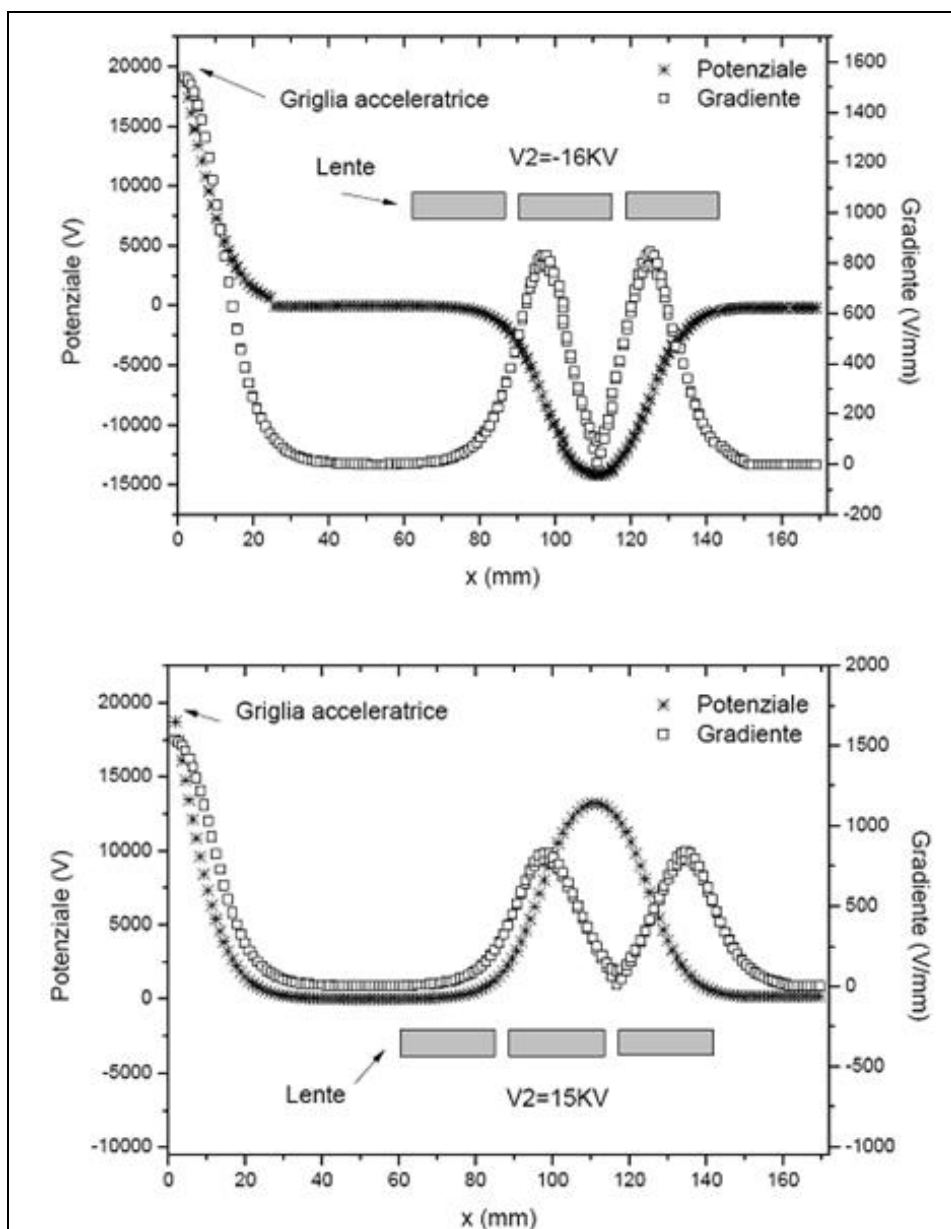


Fig. 4.7: Distribuzione del potenziale e del campo elettrico all'interno del canale: da vuoto a partire dalla griglia acceleratrice ed all'interno di una lente di Einzel: in alto il caso con  $V_2 < V_1$  ed in basso il caso con  $V_2 > V_1$ . In entrambi i casi il campo elettrico va a zero appena la lente finisce.

Dalla figura 4.6 si vede che, quando  $V_2 > V_1$ , sulla particella carica, che si muove da sinistra verso destra, agisce una forza che la deflette verso l'asse, mentre se il moto della particella è al contrario, l'azione della forza è diretta verso il bordo della lente. Quindi la particella che si muove verso sinistra e che viene a trovarsi più lontano dall'asse, è deflessa maggiormente verso l'asse, perché la forza che sente è maggiore (il fascio viene focalizzato prima). Questa figura riportata in letteratura [9], può essere confrontata con le traiettorie ottenute da noi con Simion della figura 4.10.

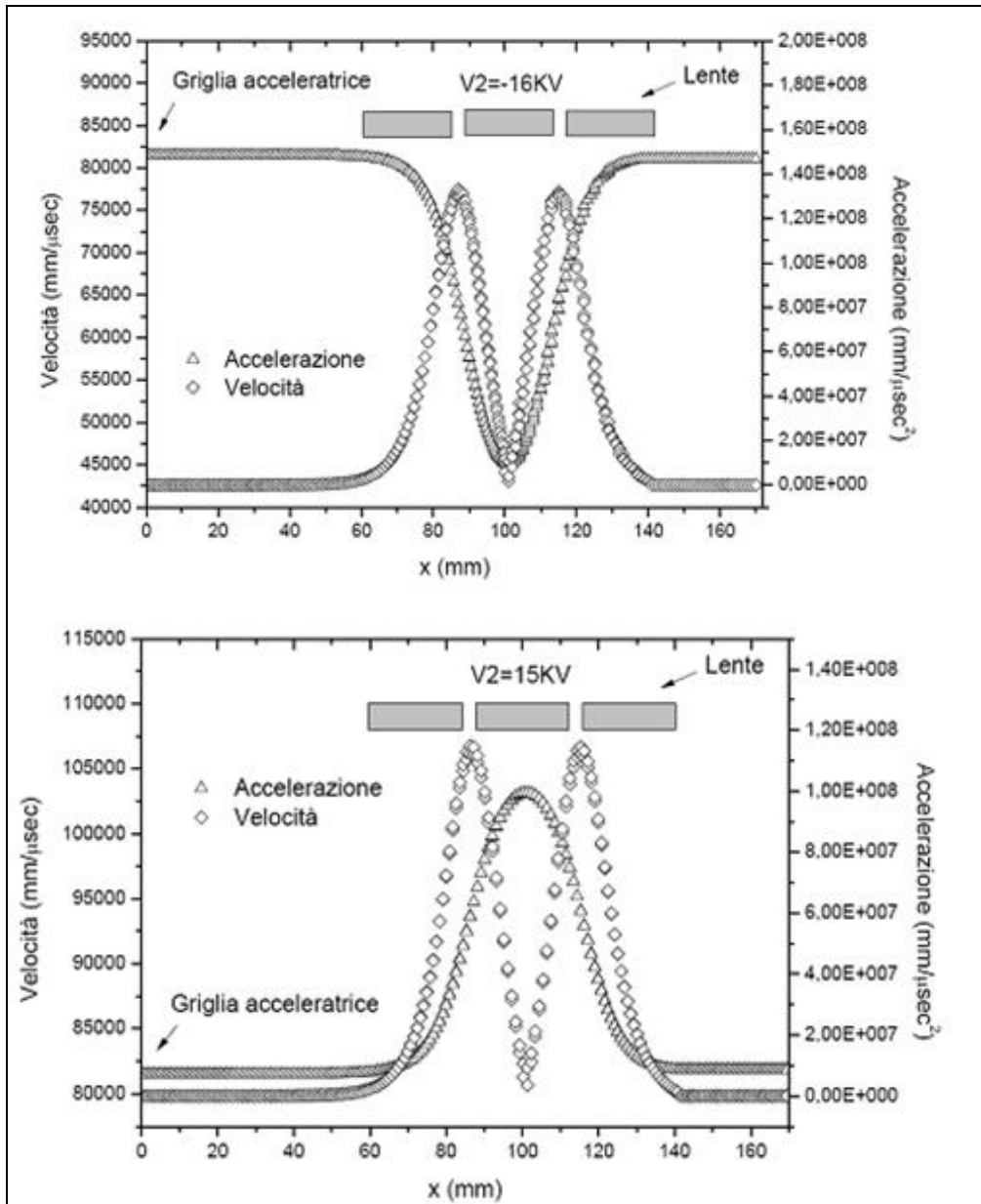


Fig. 4.8: Andamento della velocità e dell'accelerazione di un fascio di elettroni che viaggia all'interno di una lente di Einzel, in alto il caso con  $V_2 < V_1$  ed in basso il caso con  $V_2 > V_1$ , rispettivamente.

Mantenendo fisse le tensioni  $V_1$  e  $V_3$  ed agendo sulla tensione dell'elettrodo centrale, la traiettoria delle particelle viene modificata senza alterarne le caratteristiche: se  $V_2 > V_1$  le particelle, che passano attraverso le lenti, vengono prima accelerate e poi decelerate; se  $V_2 < V_1$  le particelle vengono prima decelerate e poi accelerate; in generale

nel caso in cui  $V_2 > V_1$  il sistema ottico ha meno aberrazioni, ma, rispetto al caso in cui  $V_2 < V_1$ , richiede una tensione  $V_2$  maggiore per focalizzare il fascio [10].

Per dare un'idea del funzionamento di una lente di Einzel, con Simion è stato ottenuto l'andamento del campo elettrico e del potenziale all'interno della lente nel caso in cui  $V_2 < V_1$  e poi per  $V_2 > V_1$ ; come si vede dalla figura 4.7, appena finisce la lente il campo elettrico va a zero.

Nella figura 4.8 è graficato l'andamento della velocità e dell'accelerazione, che hanno gli elettroni, sotto l'azione della lente di Einzel, in alto con  $V_2 < V_1$  ed in basso con  $V_2 > V_1$ , rispettivamente. Il primo elettrodo a  $V_1 = 0$  KV è compreso tra  $x = 60$  mm ed  $x = 85$  mm, il secondo a tensione  $V_2$  variabile si trova tra  $x = 89$  mm ed  $x = 113$  mm ed il terzo, tra  $x = 117$  mm ed  $x = 141$  mm, è anch'esso a tensione  $V_3 = 0$  KV. Nella figura, a  $x = 1$  mm, è posta la griglia acceleratrice tenuta a 20 KV.

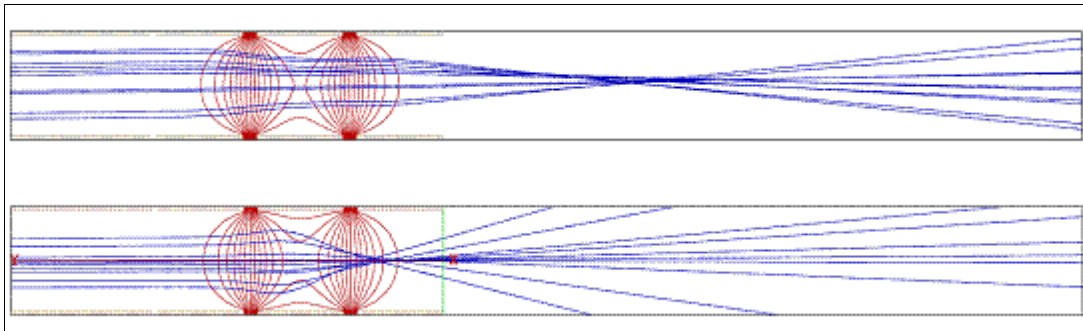


Fig. 4.9: Superfici a potenziale elettrostatico costante e traiettoria degli elettroni all'interno delle lenti di Einzel, ottenute con Simion; in alto il caso in cui la tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2 > V_1$  ed in basso il caso  $V_2 < V_1$ .

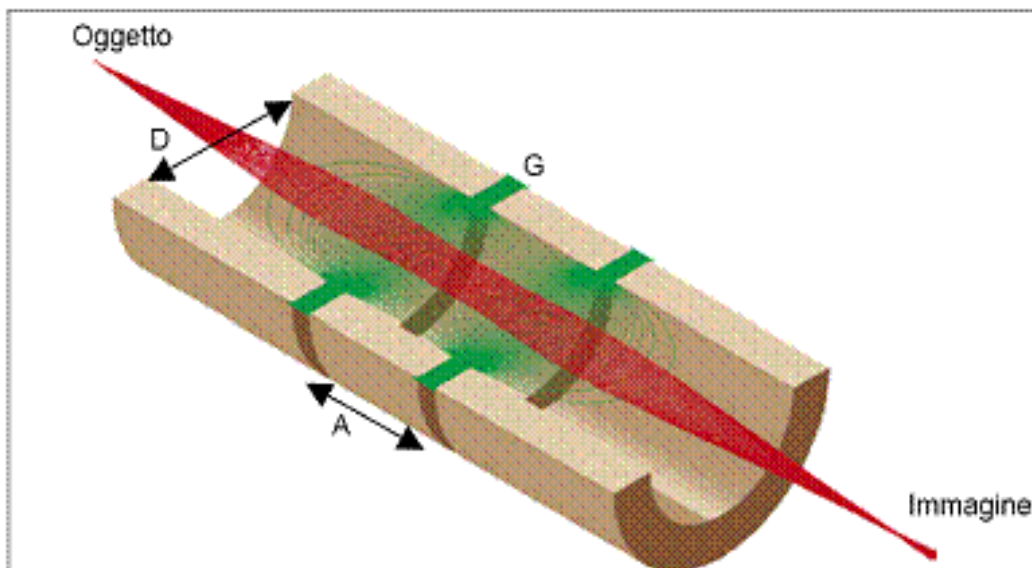


Fig. 4.10: Simulazione della traiettoria degli elettroni attraverso una lente di Einzel [11].  $D$  è il diametro interno delle lenti,  $G$  è la separazione (gap) tra due elettrodi ed  $A$  è la lunghezza dell'elettrodo centrale, comprendente la metà del gap  $G$  su entrambi i lati dell'elettrodo. L'efficienza di focalizzazione della lente è massima per ben precise dimensioni relative (vedi testo).

In figura 4.9 sono rappresentate la traiettoria degli elettroni all'interno delle lenti di Einzel e le superfici a potenziale elettrostatico costante, ottenute con Simion. In alto, viene dato il caso in cui la tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2 > V_1$  ed, in basso, il caso  $V_2 < V_1$ .

Dal punto di vista geometrico, per la scelta delle lenti di Einzel esistono delle proporzioni tipiche: facendo riferimento alle grandezze definite nella figura 4.10, i valori tipici per le dimensioni relative e per le distanze tra i vari componenti sono:  $G/D \sim 0.1$  e  $A/D \sim 0.5$  oppure  $A/D \sim 1$  [11, 12].

Come si vedrà nel prossimo paragrafo, queste proporzioni saranno scelte per la definizione della geometria del progetto di focalizzazione, sviluppato in questo studio.

#### 4.5.2. Focheggiamento in Simion

Il primo sistema di focheggiamento del fascio di elettroni progettato con Simion, è costituito da tre cilindri di diametro interno  $D=50$  mm e lunghezza 25 mm, distanti l'uno dall'altro 3 mm, definiti come elettrodi e posti ad 1 mm dalla griglia catodica (vedi figura 4.11). Il primo ed il terzo elettrodo sono tenuti a potenziale nullo ( $V_1=V_3=0$ ) e l'elettrodo centrale è tenuto ad una tensione  $V_2 \neq 0$ .

Il fascio, che si propaga lungo l'asse  $x$ , è costituito da 100 particelle di energia  $E_i=20$  KeV, distribuite, alla partenza, uniformemente su un'area rettangolare di dimensioni  $z=5$  mm e  $y=0.1$  mm.

Sull'azione focalizzante delle lenti agiscono, tra gli altri, la tensione dell'elettrodo centrale  $V_2$  ed il diametro delle lenti [11, 12]; le prime simulazioni sono state sviluppate per definire questi parametri e la lunghezza del canale, in modo da riportare fedelmente le dimensioni della fenditura sul piano, dove andrà posto il rivelatore.

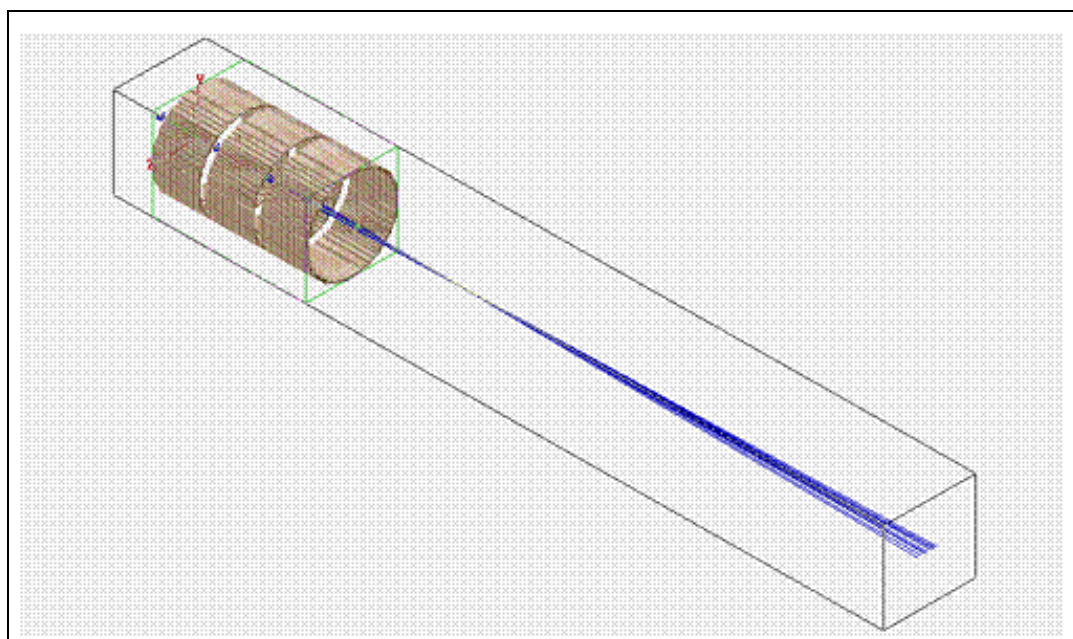


Fig. 4.11: Simulazione sviluppata con Simion. Layout tridimensionale del fascio di particelle focalizzato da una lente di Einzel.

La figura 4.12 mostra il risultato ottenuto con una tensione  $V_2=25$  KV e con lenti di diametro  $D=50$  mm; in questo caso il canale è lungo circa 400 mm. Come si vedrà nei prossimi paragrafi, quando sarà definito un fascio di elettroni con caratteristiche più simili a quelle reali (in particolar modo definendo anche una divergenza angolare), non

sarà possibile mantenere questa configurazione, in quanto tensioni  $V_2$  positive non riescono a focalizzare il fascio.

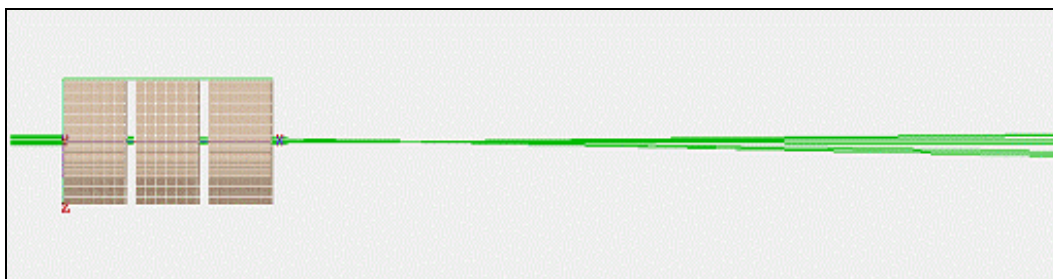


Fig. 4.12: Sistema di foccheggioamento del fascio con una lente di Einzel. La tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=25$  KV, il diametro delle lenti è  $D=50$  mm, la lunghezza del canale da vuoto è 400 mm.

Si può agire sul punto di focalizzazione del fascio anche cambiando il diametro delle lenti: al diminuire del diametro, il fuoco si avvicina e viceversa [11, 12], come si vede dal grafico 4.13.

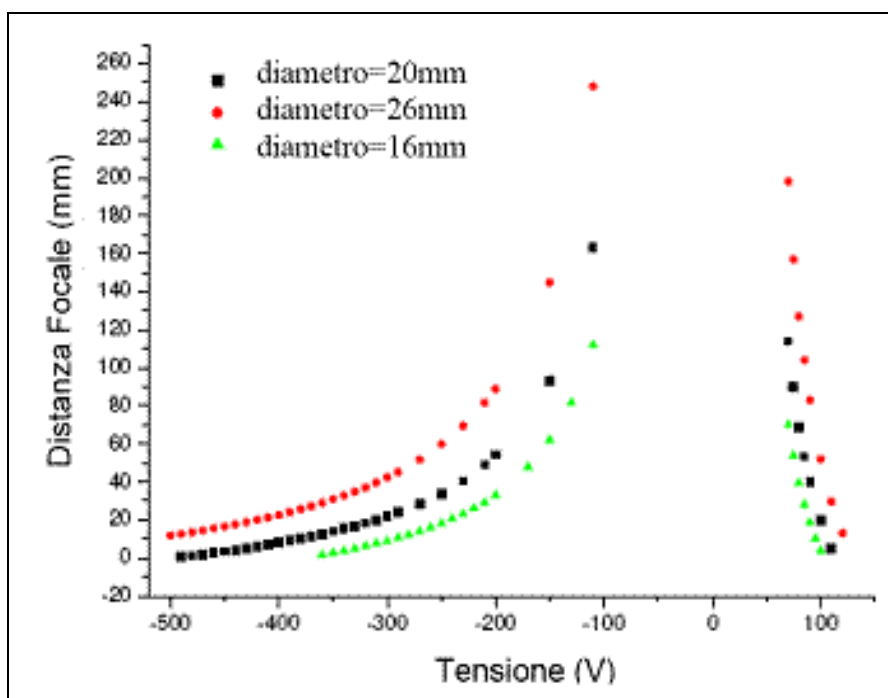


Fig. 4.13: Andamento della distanza focale delle lenti in funzione della tensione applicata all'elettrodo centrale per tre diversi diametri delle lenti.

I progetti, sviluppati con Simion, inseriti nella figura 4.15 alla fine del paragrafo, consentono di valutare questo effetto.

Dal confronto tra il caso a) ed il caso c), si può notare che, mantenendo fissa la tensione applicata sull'elettrodo centrale e diminuendo il diametro delle lenti, il potere di focalizzazione aumenta. Questa modifica permette di lavorare con tensioni minori e di diminuire la lunghezza del canale della streak camera e quindi il tempo di volo degli elettroni e, conseguentemente, anche gli effetti della carica spaziale sulla deformazione del fascio.

Il passo successivo nel lavoro di simulazione è stato quello di sperimentare l'effetto di una tensione  $V_2$  negativa, sulla focalizzazione del pacchetto di elettroni e sulla geometria del sistema.

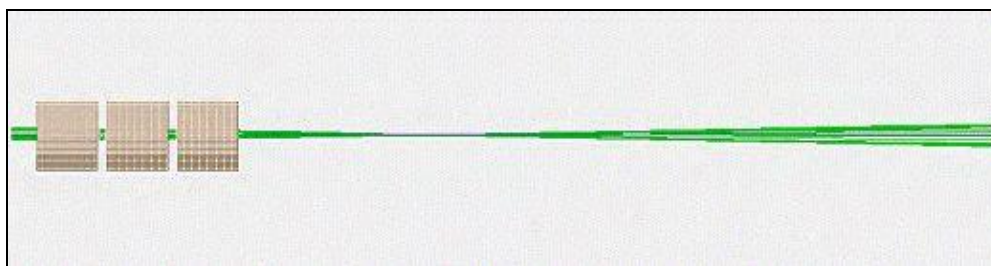


Fig. 4.14: Sistema di foccheggio del fascio di elettroni tramite lenti di Einzel. La tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2 = -14.5$  KV, il diametro delle lenti è  $D = 25$  mm e la lunghezza del canale è 290 mm.

Nel progetto della streak camera, diminuendo il diametro delle lenti da 50 mm a 25 mm, per focalizzare il fascio di elettroni una tensione  $V_2 = -14.5$  KV è stata sufficiente. In questo caso il canale da vuoto è risultato essere di circa 290 mm, figura 4.14 e figura 4.15. casi b) e c).

Come si vede, nella configurazione considerata in figura 4.14, sono rispettate le proporzioni citate nel paragrafo 4.2.1 [11, 12]; infatti, il rapporto tra la lunghezza dell'elettrodo centrale ed il diametro della lente è  $A/D = (25 \text{ mm}) / (25 \text{ mm}) = 1$  ed il rapporto tra la distanza tra gli elettrodi ed il diametro è  $G/D = (3 \text{ mm}) / (25 \text{ mm}) \sim 0.1$ . Questa configurazione del sistema di foccheggio sarà il punto di partenza delle simulazioni sviluppate per questo lavoro.

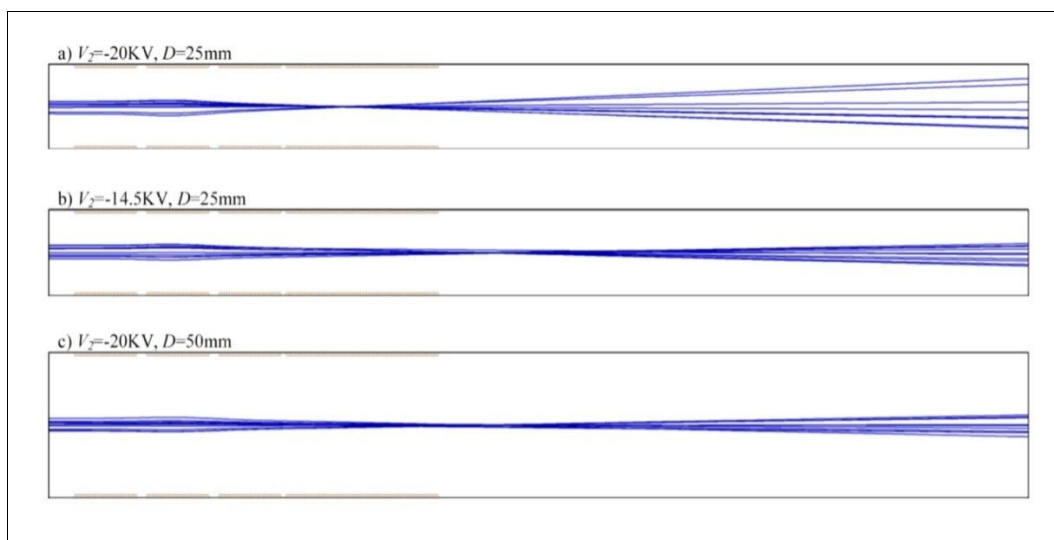


Fig. 4.15: Sistema di foccheggio del fascio. La lunghezza totale del canale da vuoto è circa 290 mm. In a) e b) il diametro delle lenti è 25 mm. Nel caso c) le lenti hanno un diametro pari a 50 mm.

#### 4.6. Configurazione ottimale per la progettazione di un sistema di foccheggio per una streak camera.

Gli studi ed i risultati delle simulazioni, descritti nei paragrafi precedenti, hanno permesso di definire una configurazione ottimale per la progettazione di un sistema di foccheggio per la nostra streak camera.

Il fascio di elettroni è focalizzato grazie ad una lente di Einzel, formata da tre cilindretti di diametro interno  $D=25$  mm, lunghezza 25 mm, distanti l'uno dall'altro 3 mm e posti ad 1 mm dalla griglia catodica. Il primo ed il terzo cilindro hanno  $V_1=V_3=0$ , mentre l'elettrodo centrale ha  $V_2=-14.5$  KV. Con queste proporzioni il canale è risultato essere lungo circa 290 mm.

#### 4.6.1. L'allungamento temporale, modifica al sistema

Più volte è stato messo in evidenza come l'allungamento temporale del pacchetto di elettroni dipenda dalla distanza percorsa. E, mentre le lenti riescono a focalizzare il fascio trasversalmente, le dinamiche longitudinali rimangono più delicate da trattare. Le simulazioni, così come il modello teorico, hanno evidenziato che per diminuire il  $\Delta t$  si può diminuire il numero degli elettroni del fascio oppure la distanza che questi percorrono [13].

Nel progetto iniziale gli elettroni, uscenti dalla griglia, vengono focalizzati dalla lente di Einzel e poi deflessi, percorrendo circa 10 cm. Scambiando, invece, le posizioni di lente e deflettore, la distanza percorsa dagli elettroni diminuisce fino a circa 4 cm.

Come è stato visto all'inizio di questa sezione, nella regione di *drift* il contributo maggiore all'allungamento temporale dell'impulso deriva dagli effetti della carica spaziale. Quindi, secondo l'Equazione 4.1  $\Delta t_q \propto L^2$ , e passando da 10 cm a 4 cm l'allungamento temporale, causato solo dalla carica, diminuisce di un fattore 6.

Dalla tabella 4.2 si vede che il  $\Delta t$ , che su 10 cm era di circa 520 fs, è diventato circa 150 fs su una distanza di 4 cm. Questo significa che, ad una velocità media  $v=8.4 \times 10^7$  m/sec (la tensione applicata è 20 KV), un pacchetto di elettroni di dimensioni iniziali verticale  $y=100$   $\mu\text{m}$  e longitudinale  $x=1.7$   $\mu\text{m}$ , dopo 4 cm di percorso ha dimensioni verticale  $y=108$   $\mu\text{m}$  e longitudinale  $x=14.5$   $\mu\text{m}$ .

Tabella 4.2: Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per una delle possibili armoniche del laser all'arrivo sulla griglia acceleratrice e allungamento temporale finale, dopo 10cm e 4 cm nella regione di deriva. L'intervallo di tempo, con cui i fotoelettroni arrivano alla griglia, diventa il *Time Of Birth* dei fotoelettroni, che si propagano nella regione di *drift*.

Alla griglia acceleratrice				$L=10\text{cm}$	$L=4\text{cm}$
Energia del laser (eV)	$\Delta t$ (fsec)	$FWHM E$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta t$ finale (fsec)	
3.09	149	0.59	8	519	153

A questo  $\Delta t$  finale ha contribuito maggiormente la carica spaziale ed in minor quantità la dispersione di energia e la divergenza angolare, iniziali.

Anche la distribuzione longitudinale, che gli elettroni hanno alla partenza, ha un effetto sulla repulsione e quindi sul  $\Delta t$ . L'allungamento temporale di 149 fs, acquisito nella regione tra fotocatodo e griglia, è diventato di 153 fs, dopo aver percorso 4 cm nello spazio di deriva: questo  $\Delta t$  finale aumenta durante la propagazione (a causa di tutti i fenomeni fin qui descritti), ma diminuisce per *Time Of Birth* grandi, perché in questo modo aumenta la distanza tra gli elettroni e quindi diminuisce la repulsione.

In questa nuova configurazione la lente di Einzel focalizza gli elettroni, quando questi sono stati già deflessi, causando una perdita del potere di deflessione e quindi un

aumento della tensione necessaria a deflettere gli elettroni; la stima di questa perdita si ottiene, facendo il rapporto fra la distanza tra la lente e l'asse del deflettore (circa 5 cm) e la lunghezza focale della lente.

#### 4.6.2. L'allargamento spaziale

Durante la propagazione del fascio di elettroni nel canale della streak camera fino al piano del rivelatore, la carica spaziale e la divergenza angolare, con cui gli elettroni vengono emessi dalla griglia, causano un allargamento spaziale del fascio, che può essere corretto con le lenti di Einzel. Lo scopo del sistema di foceggiamento è, infatti, quello di riportare fedelmente le dimensioni della fenditura d'ingresso fino al rivelatore, in quanto l'altezza ( $y$ ) dell'immagine -non deflessa- della fenditura (risoluzione spaziale) incide sulla risoluzione temporale di una streak camera (equazione 2.11 e paragrafo 1.5).

Grazie alle simulazioni sviluppate in Simion, sono state individuate alcune possibili configurazioni per il sistema di foceggiamento di una streak camera. Si è visto che le dimensioni relative e le proporzioni delle lenti agiscono poco sulla focalizzazione del fascio; ad influenzare il foceggiamento sono, invece, in misura maggiore il numero di elettroni del pacchetto e la tensione  $V_2$  applicata all'elettrodo centrale della lente di Einzel [10, 14, 15].

Il pacchetto di elettroni delle simulazioni ha origine sulla griglia acceleratrice con dimensioni  $z=5$  mm ed  $y=108$   $\mu\text{m}$  e si ferma quando colpisce la superficie che rappresenta il rivelatore; in questa posizione è stato registrato il valore della coordinata  $y$  di ciascun elettrone.

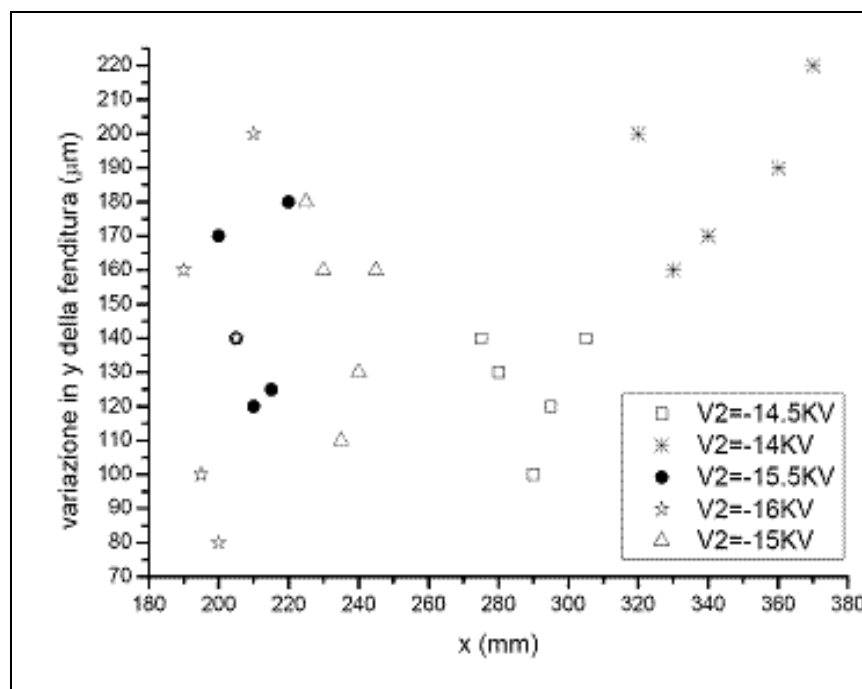


Fig. 4.16: Variazione della dimensione in  $y$  della fenditura d'ingresso al variare della distanza tra griglia e rivelatore (gli elettroni si propagano lungo l'asse  $x$ , coordinata misurata per alcuni valori della tensione  $V_2$ ).

Dalla figura 4.16 si può dedurre per quale valore di  $x$  (distanza tra griglia e rivelatore) si ottiene la minore dimensione  $y$  della fenditura (e quindi la miglior posizione del rivelatore), per diversi valori di  $V_2$ . Per ognuna delle curve in figura, cioè per ognuna delle tensioni considerate, si ottiene un valore minimo di  $y$  che cade in un punto, che si



avvicina alla lente ( $x$  diminuisce) al diminuire della tensione. Per una tensione  $V_2=-14$  KV si ottiene un minimo per  $y=160 \mu\text{m}$ , quando la distanza tra griglia e rivelatore è circa 330 mm; quando  $V_2=-14.5$  KV, il minimo, di circa  $100 \mu\text{m}$ , si ha ad una distanza di 290 mm; per  $V_2=-15$  KV il minimo  $\Delta y=110 \mu\text{m}$  si ottiene per  $x=235$  mm; per  $V_2=-15.5$  KV si ha  $\Delta y=120 \mu\text{m}$  quando  $x=210$  mm; infine per una tensione  $V_2=-16$  KV si ottiene  $\Delta y=80 \mu\text{m}$  per  $x=200$  mm.

Nelle immagini della figura 4.17, si può notare l'effetto della tensione  $V_2$  sull'evoluzione del fascio di elettroni all'interno del canale. Con  $V_2=-10$  KV il fuoco è ancora lontano, oltre i 290 mm del canale da vuoto, poi al diminuire della tensione (cioè a valori più negativi) si avvicina verso le lenti.

Se si registra il valore dell'allargamento spaziale  $\Delta y$  alla fine del canale (dove va posto il rivelatore di elettroni), si può vedere che la variazione della tensione si traduce prima in una diminuzione del  $\Delta y$ , che raggiunge un minimo per  $V_2=-14.5$  KV (su 290 mm), e poi in un nuovo aumento.

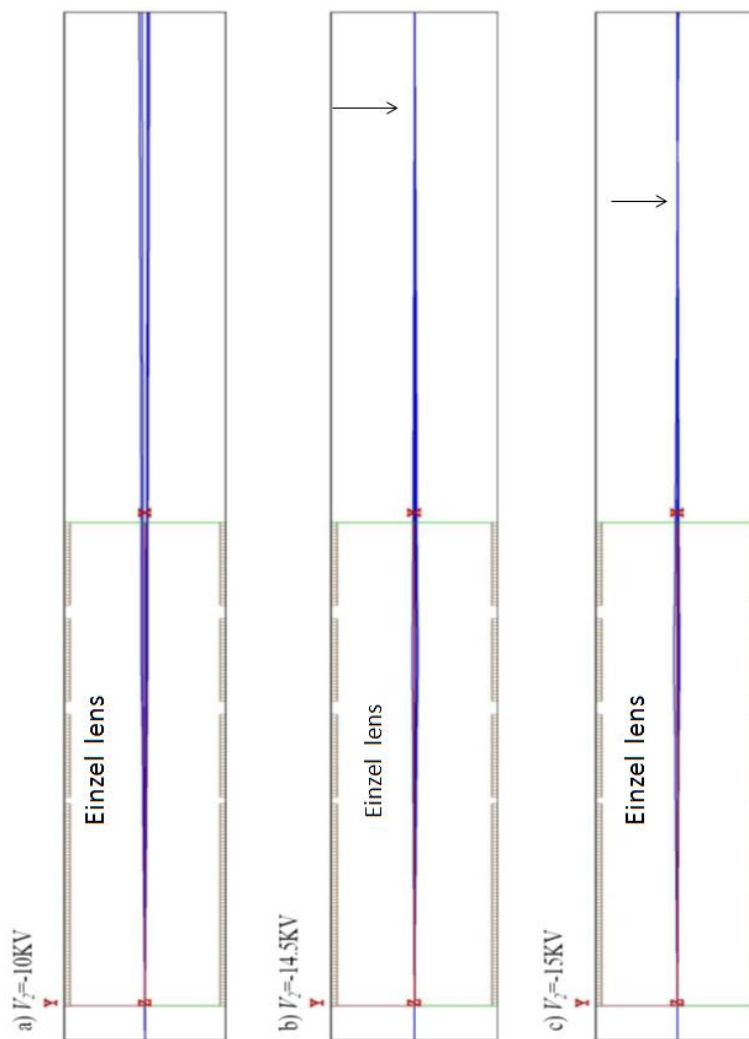


Fig. 4.17: Layout del sistema di foccheggiamento per diversi valori di  $V_2 < 0$ . Al diminuire della tensione (da -10 kV a -15 kV), il fuoco, indicato dalla freccia, si avvicina alla lente e la dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore ( $x=290$  mm) aumenta.

Infine nel grafico di figura 4.18, si può vedere l'effetto del numero di elettroni del pacchetto sulla dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano del rivelatore. In questo caso la tensione è  $V_2 = -16$  KV ed il canale misura 200 mm dalla griglia acceleratrice al rivelatore. Mantenendo fissi  $V_2$  e la lunghezza del canale, il fascio si allarga all'aumentare del numero di elettroni, a causa della repulsione reciproca.

Se si trasferiscono questi risultati al progetto della streak camera, diminuire  $n$  significa avere meno elettroni sul rivelatore e quindi un rapporto segnale/rumore minore. Il numero di foto-elettroni necessari dipende, comunque, dalle applicazioni per cui si vuole utilizzare la streak camera. La lunghezza del canale, cioè del braccio di deflessione, incide, invece, sulla tensione necessaria per deflettere gli elettroni: una diminuzione del braccio comporta un aumento della tensione perché deve aumentare l'angolo di deflessione (equazione 1.2) ed un aumento della velocità di deflessione con conseguente peggioramento della risoluzione della streak camera (equazione 2.11).

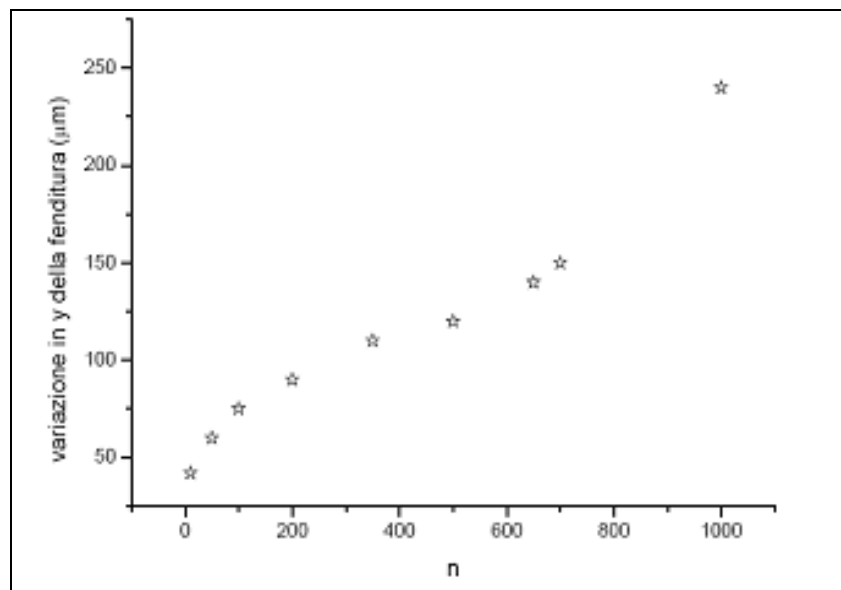


Fig. 4.18: Dimensione  $y$  dell'immagine della fenditura sul piano focale del rivelatore al variare del numero di elettroni del pacchetto. La tensione dell'elettrodo centrale della lente è  $V_2 = -16$  KV, la distanza tra la griglia ed il piano del rivelatore è 200 mm.

La lunghezza del canale da vuoto e perciò la lunghezza focale della lente, sono parametri fondamentali nel caso si scelga di anteporre il deflettore al sistema di foceggiamento, in quanto lo smorzamento dell'effetto del deflettore ad opera della lente è dato dal rapporto tra la distanza tra la lente e l'asse del deflettore e la focale della lente.

#### 4.6.3. La dispersione di energia

Nelle lenti elettrostatiche la distanza focale varia con l'energia degli elettroni, cioè la lente ha tanti fuochi quante sono le lunghezze d'onda degli elettroni che costituiscono il fascio, e gli elettroni di minor energia sentono maggiormente l'effetto focalizzante della lente rispetto a quelli di energia maggiore [9, 10, 16-25]. Questo fenomeno di aberrazione cromatica è analogo alla dispersione nelle lenti ottiche e comporta uno sfocamento nell'immagine (vedi fig. 4.19). Una formula utile per l'aberrazione cromatica è:

$$d_c = C_c \frac{\Delta E}{E} \sin \alpha_i \quad (4.3)$$

dove  $C_c$  è il coefficiente di aberrazione cromatica e dipende dalla lunghezza focale del sistema,  $\alpha_i$  è l'angolo massimo all'ingresso della lente (così come esce dalla griglia acceleratrice),  $\Delta E$  è la dispersione di energia ed  $E$  è l'energia degli elettroni.

Quindi, se la divergenza del fascio è piccola (oppure se il raggio iniziale del fascio è piccolo), gli elettroni sono confinati nella parte centrale delle lenti e le aberrazioni sono piccole. E se minore è la dispersione di energia degli elettroni, oppure maggiore è la loro l'energia, minore sarà lo sfocamento dell'immagine.

Sulle proprietà delle lenti di Einzel agiscono prevalentemente il diametro e la distanza tra gli elettrodi, ma la dipendenza delle aberrazioni dalla geometria delle lenti resta comunque bassa; in generale le aberrazioni aumentano all'aumentare della lunghezza focale del sistema, perciò le lenti di Einzel nelle quali  $V_2 < V_1$ , che hanno una focale minore, consentono prestazioni migliori. Comunque, i coefficienti di aberrazione risultano minori per lenti che hanno un rapporto  $V_2/V_1$  grande rispetto a quelle per le quali tale rapporto è più piccolo [26].

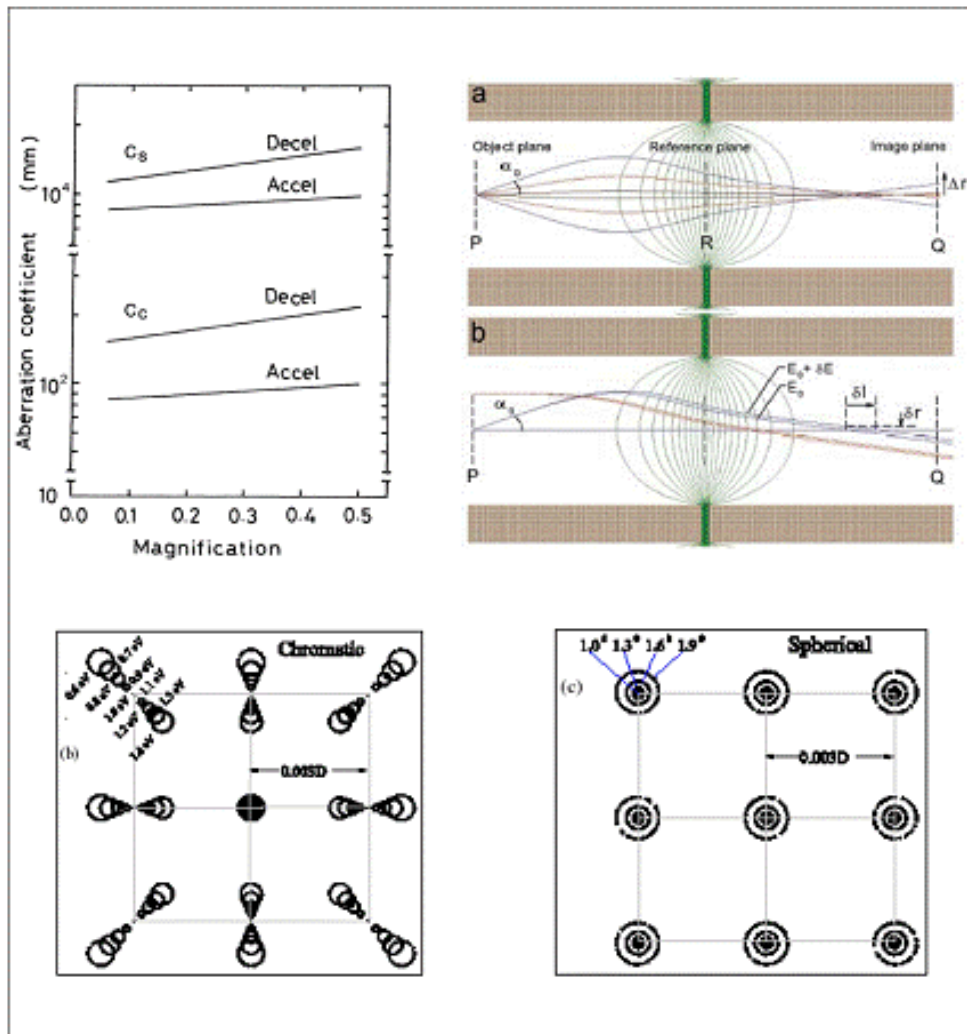


Fig. 4.19: Le figure vanno lette da sinistra in senso orario. Coefficiente di aberrazione cromatica e sferica per lenti di Einzel nel caso di  $V_2 > V_1$  (Accel) e  $V_2 < V_1$  (Decel); Aberrazione sferica (a) e cromatica (b) rappresentata graficamente grazie a Sionon nel caso di lenti costituite da due elementi. Effetto della dispersione di energia e della divergenza sulle aberrazioni cromatica (b) e sferica (c); i fasci di elettroni partono da nove diversi punti, condizioni iniziali che descrivono coni concentrici.

## 5. SIMULAZIONI CON FOTOCATODO S20

### 5.1. La fenditura

La scelta delle dimensioni verticali della fenditura è dettata da considerazioni sulla risoluzione temporale della streak camera, secondo l'equazione 2.11. Infatti, la risoluzione temporale è proporzionale (se si trascurano altri effetti peggiorativi) alle dimensioni dell'immagine della fenditura in assenza di deflessione.

Nei progetti sviluppati fino ad ora, quindi, la fenditura è stata definita come parametro non variabile; ma, per completezza, va accennato che anche queste dimensioni hanno effetti sulla propagazione del pacchetto di elettroni. Infatti, al diminuire delle dimensioni della fenditura gli effetti della carica spaziale si fanno sentire maggiormente, poiché la distanza tra gli elettroni nel fascio diminuisce: così aumentano sia l'allungamento temporale dell'impulso,  $\Delta t_q \propto 1/r^2$  (equazioni 3.1 e 4.1), e quindi l'allungamento temporale totale, sia la dispersione di energia,  $\Delta E_q \propto 1/r^2$  (equazione 4.2), causati dalla repulsione tra gli elettroni.

Sono state sviluppate tre simulazioni parallele a partire da tre lunghezze d'onda della radiazione incidente:  $\lambda_1=400$  nm,  $\lambda_2=266$  nm e  $\lambda_3=200$  nm.

### 5.2. La regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice

Nonostante la distanza tra fotocatodo e griglia sia dell'ordine del millimetro, in questa regione il tempo di propagazione dell'impulso subisce un ritardo, in alcuni casi non trascurabile, a causa di diversi fattori. Nella tabella 5.1 sono riportate le caratteristiche del pacchetto di elettroni, ovvero i valori massimo, minimo e *FWHM* dell'energia dei foto-elettroni, stimati per un fotocatodo multialcalino di tipo S-20 [27, 28], illuminato con radiazione laser di lunghezza d'onda  $\lambda_\gamma$  ed energia  $E_\gamma$ . La divergenza iniziale massima è stata calcolata utilizzando l'equazione 2.3.

Tabella 5.1: Valori massimo, minimo e *FWHM* dell'energia dei foto-elettroni per un fotocatodo multialcalino di tipo S-20, illuminato con radiazione laser di lunghezza d'onda  $\lambda_\gamma$  ed energia  $E_\gamma$ .

$\lambda_\gamma$ (nm)	$E_\gamma$ (eV)	$E_{min}$ (eV)	$E_{max}$ (eV)	<i>FWHME</i> (eV)	$E$ media (eV)	Divergenza massima (°)
400	3.09	0.25	1.2	0.6	0.75	49.8
266.6	4.64	0.1	3	2	1.3	65.9
200	6.18	0.1	2	0.9	0.5	60

### 5.3. Contributo di ciascun parametro

Si considera un fascio di 1000 elettroni, emessi uniformemente da una fenditura di dimensioni  $z=5$ mm ed  $y=0.1$  mm, entro un tempo pari a circa la durata dell'impulso laser[5],  $TOB=20$  fs, che percorrono una distanza  $d=1$  mm sotto l'azione di un campo elettrico di 10KV/mm e di 20 KV/mm. La distribuzione di energia dei foto-elettroni è una Gaussiana di *FWHM* e valore medio riportati nella tabella 5.1. La direzione lungo cui sono emessi i foto-elettroni è definita dall'equazione 2.3; la distribuzione angolare è una distribuzione uniforme entro un cono di semi angolo pari alla divergenza massima, come riportata in tabella 5.1.

Le prime simulazioni con Simion sono state condotte inserendo un parametro alla volta, per arrivare poi alla simulazione finale che li comprende tutti e che dà una stima reale dell'allungamento che il fascio subisce nell'attraversare la regione tra il fotocatodo e la griglia.

Nella tabella 5.2 sono riportati i risultati intermedi per 1000 elettroni, che percorrono una distanza  $d=1$  mm, sotto l'effetto di un campo elettrico di 10 KV/mm e poi 20 KV/mm. Nell'ultima colonna sono riportati i valori dell'allungamento temporale dell'impulso,  $\Delta t$ , ottenuti per le tre armoniche del laser. Il  $\Delta t$  è legato, rispettivamente, alla repulsione reciproca tra gli elettroni, allo *spread* di energia (per *FWHM* 0.6 eV, 2 eV e 0.9 eV), alla divergenza angolare (il semi-cono è di 49.8°, 65.9° e 60°) ed infine alla distribuzione temporale dei foto-elettroni, quando vengono emessi dalla superficie del fotocatodo.

Tabella 5.2: Risultati intermedi per 1000 elettroni, che percorrono una distanza  $d=1$ mm, sotto l'effetto di un campo elettrico di 10 KV/mm e poi 20 KV/mm. Nell'ultima colonna è riportato il  $\Delta t$ .

Campo Elettrico 10KV/mm				
q	<i>FWHME</i> (eV)	Divergenza massima (°)	<i>Time Of Birth</i> (fsec)	$\Delta t$ (fsec)
-1	0	0	0	0.72
0	0.6	0	0	352
	2			576
	0.9			374
0	0	49.8	0	37
		65.9		63
		60		53
0	0	0	20	0

Campo Elettrico 20KV/mm				
q	<i>FWHME</i> (eV)	Divergenza massima (°)	<i>Time Of Birth</i> (fsec)	$\Delta t$ (fsec)
-1	0	0	0	0.46
0	0.6	0	0	162
	2			307
	0.9			206
0	0	49.8	0	18
		65.9		31
		60		26
0	0	0	20	0

Al contrario, invece, la distribuzione temporale non influenza la propagazione del fascio; infatti, al punto di impatto sulla griglia, il  $\Delta t$  tra il primo e l'ultimo elettrone è rimasto uguale ai 20 fs iniziali.

Ad incidere maggiormente sull'allungamento dell'impulso sono la dispersione di energia e la divergenza angolare, iniziali.

La figura 5.1 seguente dà un'idea immediata del contributo da parte di ciascun parametro all'allungamento temporale. Si può vedere che gli effetti del tempo di nascita degli elettroni e della carica spaziale sul  $\Delta t$  sono del tutto trascurabili; la risoluzione temporale è limitata principalmente dalla dispersione di energia iniziale degli elettroni, a 10 KV/mm ed ancora a 25 KV/mm, infatti l'andamento del  $\Delta t$  totale coincide quasi con quello del  $\Delta t$  dovuto proprio al  $\Delta E$ .

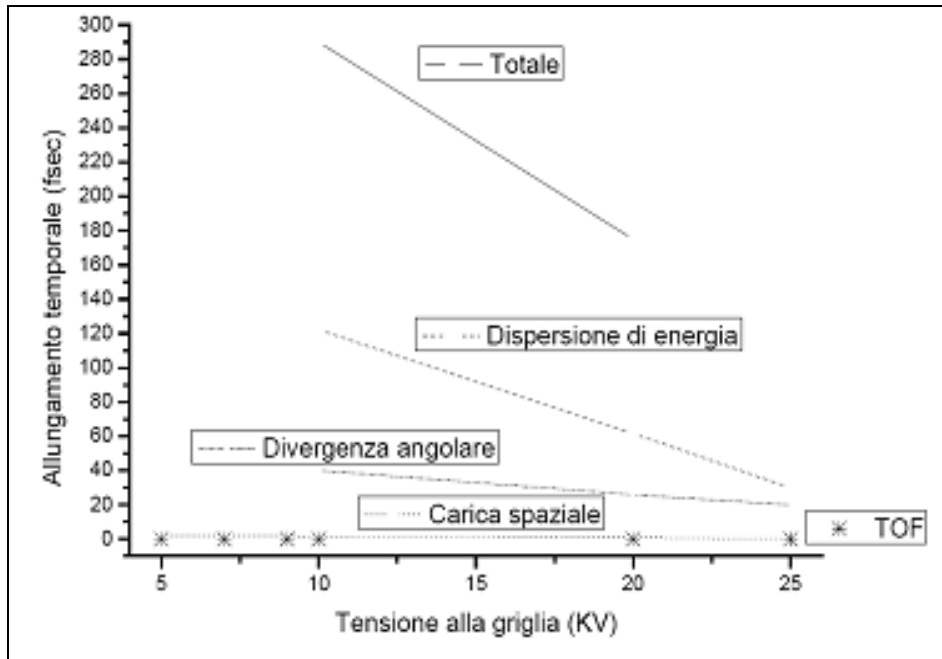


Fig. 5.1: Allungamento temporale in funzione della tensione applicata alla griglia acceleratrice. Sono messi in evidenza i contributi di ciascun fattore e l'effetto totale sul  $\Delta t=159$  fs. E' stato simulato un fascio di 1000 elettroni, che si propaga su una distanza  $d=1$  mm con divergenza angolare distribuita uniformemente entro un semicono di  $49.8^\circ$ , di energia  $E_i=0.25$  eV,  $FWHM=0.6$  eV, e  $TOB=20$  fs.

#### 5.4. Simulazione globale

Per la simulazione finale è stato considerato un fascio di 1000 foto-elettroni, emessi entro 20 fs, con i parametri, precedentemente stabiliti, della tabella 5.2.

Nella due tabella 5.3, che segue, è mostrato come la dispersione degli elettroni è ridotta dall'azione della griglia acceleratrice; il potenziale accelerante raddrizza anche gli elettroni emessi con una certa divergenza angolare: nel caso di una divergenza angolare iniziale di circa  $66^\circ$ , alla griglia tale valore è ridotto a circa  $1.2^\circ$ , con un campo elettrico di 20 KV/mm.

In questo stesso caso, applicando l'equazione 2.3, si otterrebbe una divergenza massima alla griglia di circa  $0.2^\circ$ . Questo valore risulta minore di quello trovato con le simulazioni, poiché queste ultime tengono conto dell'effetto della carica spaziale sulla direzione di propagazione degli elettroni.

Tabella 5.3: Risultati finali: nelle prime due colonne sono riportate le caratteristiche del pacchetto di elettroni, quando sono emessi dal fotocatodo; nelle ultime colonne ci sono i dati registrati all'arrivo sulla griglia: al  $\Delta y$  sono stati sottratti i 100  $\mu\text{m}$  della fenditura. E' stato simulato un fascio di 1000 elettroni, sottoposti ad un campo accelerante di 10 KV/mm, prima tabella, e 20 KV/mm, seconda tabella.

Campo Elettrico 10KV/mm					
Al fotocatodo		Alla griglia			
<i>FWHM</i> (eV)	Divergenza massima (°)	$\Delta t$ (fsec)	<i>FWHME</i> (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	Divergenza massima (°)
0.6	49.8	318	0.61	13	0.9
2	65.9	575	1.81	35	1.6
0.9	60	356	0.76	17	1

Campo Elettrico 20KV/mm					
Al fotocatodo		Alla griglia			
<i>FWHM</i> (eV)	Divergenza massima (°)	$\Delta t$ (fsec)	<i>FWHME</i> (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	Divergenza massima (°)
0.6	49.8	149	0.59	8	0.6
2	65.9	297	1.74	26	1.2
0.9	60	169	0.79	9	0.7

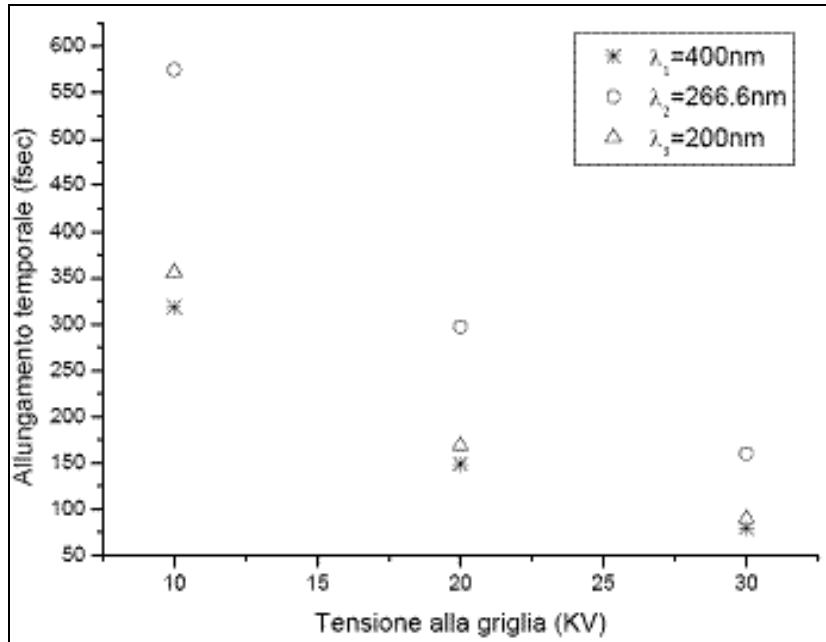


Fig. 5.2: Allungamento temporale dell'impulso al variare del campo elettrico tra fotocatodo e griglia, per le tre lunghezze d'onda considerate nel testo.

Infine, nel valore trovato per la dispersione di energia dei foto-elettroni è compresa la dispersione che gli elettroni hanno quando sono emessi dal fotocatodo, l'effetto della carica spaziale e l'effetto della divergenza angolare. Tuttavia in questo caso, i contributi di questi ultimi fattori restano molto piccoli ( $10^{-3}$ - $10^{-4}$  fs), poiché la regione di interesse è piccola, lunga solo 1mm. Un effetto più evidente si noterà, invece, nella propagazione degli elettroni nella regione di *drift*.

Nella figura 5.2 è messo in evidenza l'effetto del campo elettrico applicato tra fotocatodo e griglia sull'allungamento temporale che subisce l'impulso, per ciascuna delle lunghezze d'onda considerate.

Nelle figure 5.3, 5.4 e 5.5 sono riportate le distribuzioni temporale, di energia cinetica, angolare (azimuth ed altezza) e spaziale (*y* e *z*) dei foto-elettroni, registrate nel momento di arrivo sulla griglia. Il pacchetto è formato da 1000 elettroni accelerati da un campo elettrico di 20 KV/mm e  $d=1$  mm. E' stato sviluppato il primo caso: l'energia cinetica ha una distribuzione Gaussiana con  $FWHM=0.6$  eV e media=0.75 eV, la divergenza angolare è distribuita uniformemente entro un semicono di  $49.8^\circ$  ed il *Time Of Birth* dei foto-elettroni è 20 fs.

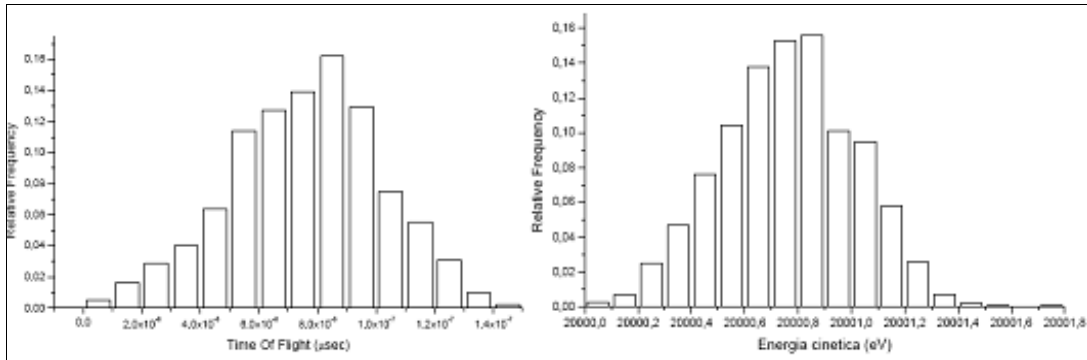


Fig. 5.3: Distribuzione temporale dell'energia cinetica di un pacchetto di 1000 elettroni all'arrivo sulla griglia acceleratrice; campo elettrico 20 KV/mm,  $d=1$  mm. Sviluppo del primo caso: energia Gaussiana con  $FWHM=0.6$  eV e media=0.75 eV, divergenza angolare distribuita uniformemente entro un semicono di  $49.8^\circ$  e  $TOB=20$  fs.

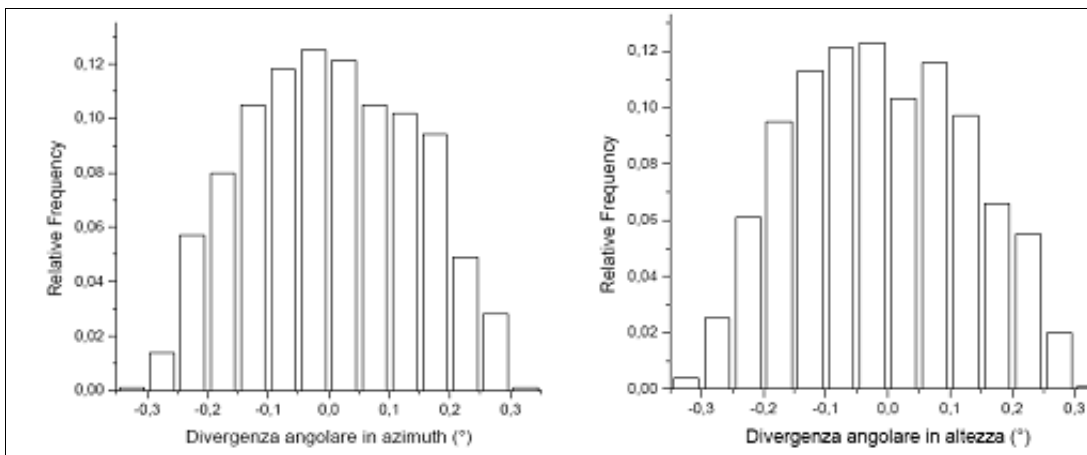


Fig. 5.4: Distribuzione angolare in azimuth ed altezza di un pacchetto di 1000 elettroni all'arrivo sulla griglia. Sviluppo del primo caso.



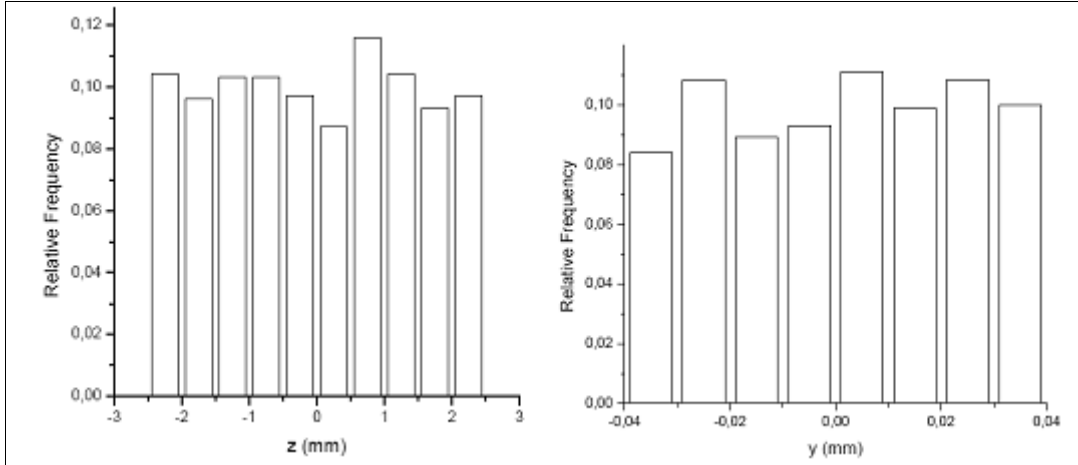


Fig. 5.5: Distribuzione spaziale in  $z$  ed  $y$  di un pacchetto di 1000 elettroni all'arrivo sulla griglia. Sviluppo del primo caso.

L'allungamento temporale dell'impulso, ad opera contemporaneamente di tutti i fattori, in prima approssimazione, può essere ottenuto dalla radice della somma dei quadrati del contributo di ciascun fattore. Questo però resta valido, assumendo che la forma dell'impulso, della distribuzione di energia iniziale e degli allungamenti derivanti siano Gaussiane. Altro assunto è che ciascun contributo sia indipendente dall'altro, cosa, però non vera [27, 29, 30]. Per una formulazione più esatta, l'allungamento temporale dovrebbe essere ottenuto dalla convoluzione di ogni componente:  $\Delta t_{Total}e=f(\Delta t_q, \Delta t_{AE}, \Delta t_{DiV}, \Delta t_{TOB})$ .

Questo concetto è evidente se confrontato con i dati ottenuti dalla simulazione, riportati nelle tabelle 5.5 e 5.4; nel caso di  $n=1000$ ,  $d=1$  mm,  $\bar{E}=20$  KV/mm,  $FWHM=0.6$  eV, si ha:

$$\Delta t_{finale} = 149 \text{ fs}$$

$$\Delta t_{totale} = \sqrt{\Delta t_q^2 + \Delta t_E^2 + \Delta t_{div}^2 + \Delta t_{TOB}^2} = 67 \text{ fs}$$

Infine, l'allargamento spaziale che subisce un pacchetto di 1000 elettroni, per esempio con divergenza iniziale  $49.8^\circ$ , distribuzione di energia con  $FWHM=0.6$  eV e *Time Of Birth* 20 fs, durante l'attraversamento della regione tra fotocatodo e griglia ( $d=1$  mm), ad opera di tutti i fattori contemporaneamente, è risultato essere trascurabile lungo l'asse  $z$  e di circa 13  $\mu\text{m}$  in  $y$ , quando il campo accelerante è di 10 KV/mm, e di circa 8  $\mu\text{m}$ , quando il campo accelerante è pari a 20 KV/mm.

Queste caratteristiche del pacchetto di elettroni, registrate in Simion nel momento di arrivo sulla griglia acceleratrice, sono assunte come parametri di partenza nelle simulazioni del fascio di elettroni nella regione di *drift*. Risulta, quindi, fondamentale ottimizzare le prestazioni del sistema nella regione tra fotocatodo e griglia, poiché il  $\Delta t$  qui ottenuto si ripercuote e si aggiunge a quello che nasce nella regione di *drift*.

## 5.5. La regione di deriva

La propagazione del pacchetto di elettroni nella regione di deriva è stata simulata nel caso di un sistema di focheggiamento, costituito da lenti di Einzel di diametro e lunghezza 25 mm, continuando a studiare i tre percorsi definiti nel paragrafo precedente. Quindi, le caratteristiche dei foto-elettroni, nel momento in cui vengono emessi dalla griglia, sono quelle descritte nella tabella 5.2 di questa sezione.

In assenza di deflessione, per un canale da vuoto di una data lunghezza (distanza tra la griglia acceleratrice ed il rivelatore di elettroni) e per una data tensione  $V_2$  dell'elettrodo centrale della lente, sono state registrate le caratteristiche del pacchetto di elettroni all'arrivo sul piano del rivelatore; i foto-elettroni per raggiungere il rivelatore percorrono 200 mm con  $V_2=-16$  KV (tabella 5.4), 235 mm con  $V_2=-15$  KV (tabella 5.5) e 290 mm con  $V_2=-14.5$  KV (tabella 5.6).

Tabella 5.4: Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser. L'allungamento temporale è stato registrato dopo 4 cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 200 mm di propagazione, nel caso  $V_2=-16$  KV.

Energia del laser (eV)	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E_{FWHM}$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
3.09	153	6.25	125
4.64	202	7.10	152
6.18	189	6.41	122

Nella seconda colonna delle tabelle 5.4, 5.5 e 5.6 è riportato l'allungamento temporale acquistato dal pacchetto di elettroni, dopo solo 4 cm di propagazione, distanza tra la griglia catodica e l'asse del deflettore.

Tabella 5.5: Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser; l'allungamento temporale è stato registrato dopo 4cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 235 mm di propagazione, nel caso  $V_2=-15$  KV.

Energia del laser (eV)	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E_{FWHM}$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
3.09	153	6.57	207
4.64	202	7.10	293
6.18	189	6.74	220

Tabella 5.6: Parametri di un pacchetto di 1000 elettroni per tre possibili armoniche del laser. L'allungamento temporale è stato registrato dopo 4 cm di propagazione nella regione di deriva; mentre la dispersione di energia ed il  $\Delta y$  sono stati registrati dopo 200 mm di propagazione, nel caso  $V_2=-14.5$  KV.

Energia del laser (eV)	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E_{FWHM}$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
3.09	153	6.56	147
4.64	202	6.8	219
6.18	189	6.66	160

Tabella 5.7: Tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel, braccio del sistema di deflessione, angolo di deflessione e tensione necessaria a deflettere un fascio di elettroni di dimensione  $\Delta y=100 \mu\text{m}$  e di energia 20 KeV. Si suppone che la risoluzione temporale sia 200 fs. La frequenza del deflettore è 5.2 GHz.

$V_2$ (KV)	Braccio (cm)	$\theta_{max}$ (mrad)	$V_{max}$ (V)
-16	16	$6.25 \times 10^{-1}$	1913
-15	19.5	$5.13 \times 10^{-1}$	1570
-14.5	25	$4 \times 10^{-1}$	1224

Poiché all'interno del sistema di deflessione la distribuzione temporale del pacchetto di elettroni è convertita nella dimensione spaziale, tutto ciò che accade al pacchetto da questo punto in poi non influenza la risoluzione temporale della streak camera. Così, il  $\Delta t$  è registrato in soli 4 cm di percorso, mentre le altre grandezze (dispersione di energia e  $\Delta y$ ) sono registrate all'arrivo sulla superficie del rivelatore.

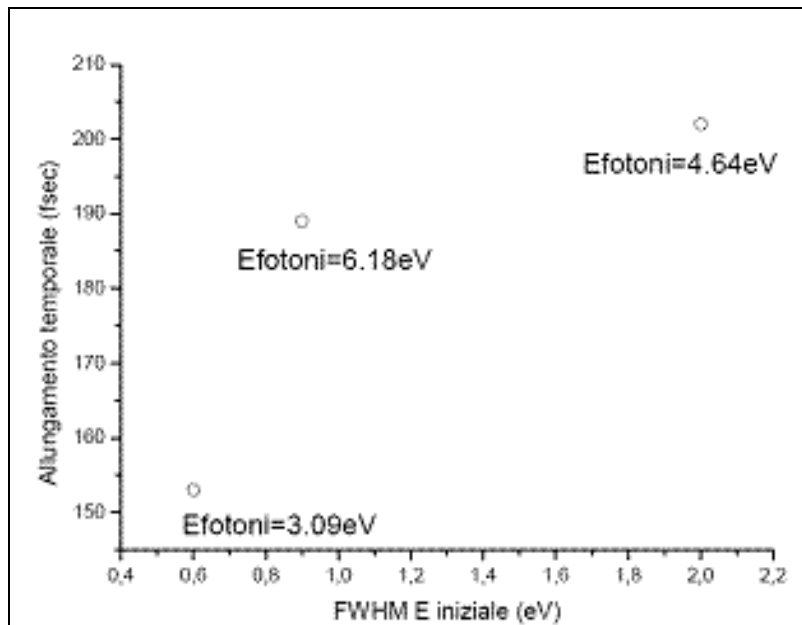


Fig. 5.6: Allungamento temporale per 1000 elettroni, dopo 4 cm, al variare della *FWHM* dell'energia iniziale e, quindi, dell'energia della radiazione incidente sul fotocatodo.

Lasciando inalterati il numero di elettroni, la distanza percorsa nella regione di deriva e l'energia media alla griglia, l'evoluzione del pacchetto nei tre casi considerati è influenzata dalla distribuzione di energia che questi hanno nel momento in cui vengono emessi dal fotocatodo (e quindi dalla distribuzione di energia della radiazione incidente e dal tipo di fotocatodo); è utile perciò valutare il  $\Delta t$  in funzione del  $\Delta E$  iniziale (tramite quest'ultimo si definisce anche la divergenza iniziale dei foto-elettroni, equazione 2.3), come mostra la fig. 5.6.

La lunghezza focale della lente di Einzel definisce anche la distanza tra il deflettore ed il rivelatore, cioè il braccio di deflessione. Dall'equazione 1.2 si vede che se il braccio diminuisce, deve aumentare l'angolo di deflessione, perciò la tensione  $V_{max}$ . Nei tre casi sviluppati si ottengono i valori della tabella 5.7.

Come già accennato, se si colloca il sistema di focheggiamento dopo il deflettore, l'effetto di quest'ultimo è smorzato. Nelle possibili configurazioni sviluppate come mostra la fig. 5.7, se la tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel è  $V_2 = -16$  KV, la lunghezza focale della lente è circa 100 mm e l'effetto di deflessione viene smorzato del 50 per cento; se  $V_2 = -15$  KV, la focale è di 135 mm e l'effetto del deflettore è diminuito di un fattore 0.37; nel caso di  $V_2 = -14.5$  KV, la focale è 190 mm e si ha uno smorzamento della deflessione di un fattore 0.26. Quindi, per lasciare inalterato il potere di deflessione dell'intero sistema, bisogna considerare un aumento della tensione di deflessione.

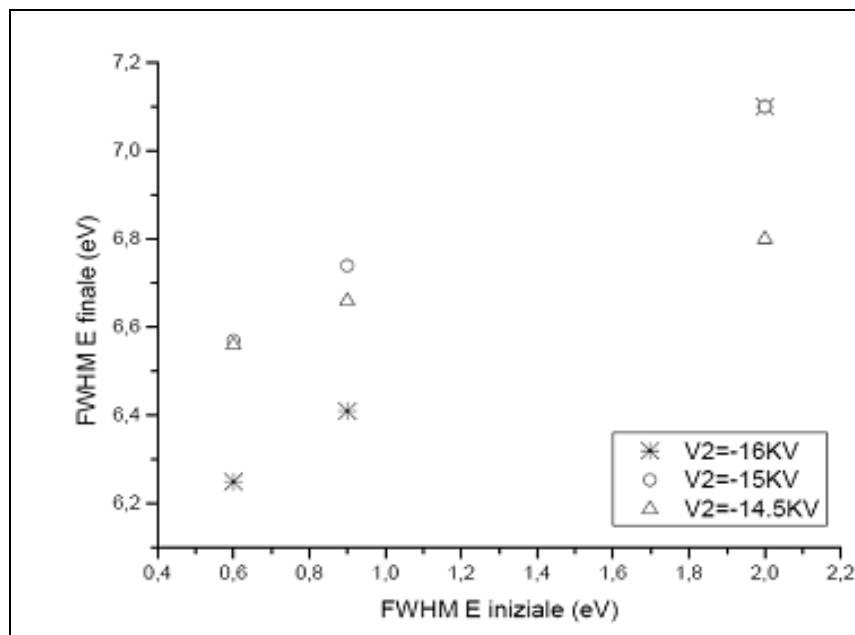


Fig. 5.7: Dispersione di energia all'arrivo sul rivelatore finale in funzione della dispersione di energia sulla griglia acceleratrice, per alcune tensioni dell'elettrodo centrale della lente di Einzel.

La terza colonna delle tabelle contiene la  $FWHM$  della distribuzione di energia dei fotoelettroni; questa è legata alla distribuzione di energia dei foto-elettroni, così come vengono emessi dal fotocatodo, e sulla quale si può agire, cambiando la lunghezza d'onda della radiazione incidente ed il materiale, di cui è costituito il fotocatodo. Inoltre è aumentata, durante la propagazione, la repulsione esercitata dagli elettroni: il numero di elettroni del pacchetto e la distanza percorsa agiscono su questo incremento.

Nel tentativo di ottenere una stima dell'effetto del  $\Delta E$  sullo sfocamento dell'immagine sono state sviluppate alcune simulazioni. E' stata presa in considerazione una radiazione incidente di lunghezza d'onda  $\lambda_i = 400$  nm ed un pacchetto di 1000 elettroni di energia media 20 KeV.

Dall'equazione 4.3 si vede che sull'aberrazione cromatica agisce il  $\Delta E$  e la divergenza di ingresso, perciò sono stati presi in considerazione questi fattori e trascurati tutti gli altri (carica spaziale e distribuzione temporale).

Per un fascio che ha una dispersione di energia con una  $FWHM=6.25$  eV, su un percorso di 200 mm, la lente di Einzel con  $V_2=-16$  KV non ha fatto registrare alcun  $\Delta y$ ; nel caso di una lente con  $V_2=-14.5$  KV, con focale maggiore, dopo 290 mm, il  $\Delta y$  causato da divergenza e dispersione di energia è risultato essere sotto i 10  $\mu\text{m}$ .

D'altro canto, dal confronto con i dati riportati in letteratura, si può desumere che in questo caso gli effetti del  $\Delta E$  possono essere trascurati (vedi fig. 5.8).

L'aberrazione cromatica è proporzionale all'angolo d'ingresso del fascio di elettroni ed al rapporto  $\Delta E/E$ : dai risultati delle simulazioni [19], nelle quali l'angolo di ingresso del fascio di elettroni è  $0.5^\circ$ , si può dedurre che per  $\Delta E/E \sim 10^{-4}$  e per un ingrandimento 1, il disco di aberrazione dell'immagine è di circa 4  $\mu\text{m}$ ; alla stessa conclusione si arriva anche nel caso  $\Delta E/E \sim 10^{-2}$  [32]. Inoltre, ancora dal confronto con altri risultati pubblicati, per un angolo di ingresso di  $0.46^\circ$  si può ritenere trascurabile anche l'aberrazione sferica.

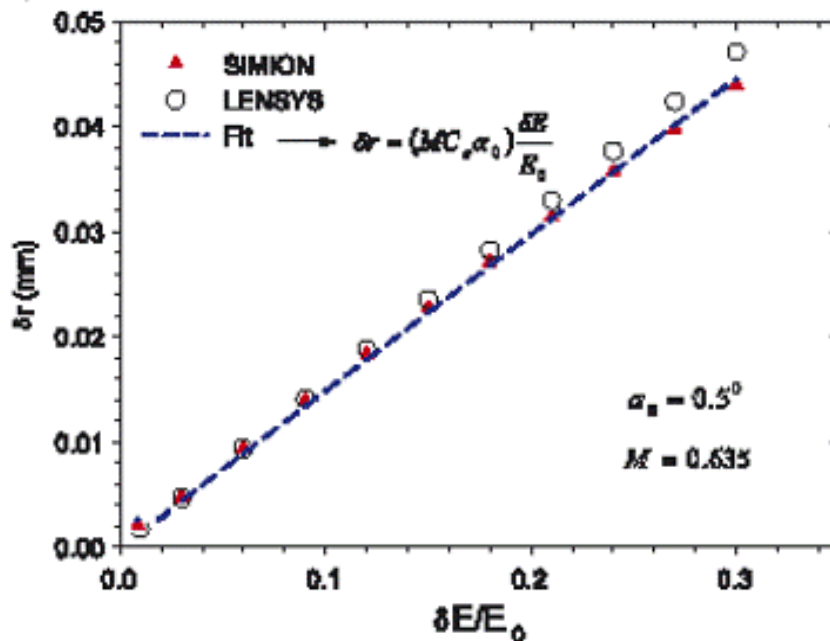


Fig. 5.8: Disco di aberrazione cromatica  $\delta r$  in funzione del rapporto  $\Delta E/E$ , ottenuto tramite simulazioni con Simion (triangoli) e con un secondo codice, Lensys.(cerchi).

Infine, l'ultima colonna delle tabelle 5.4, 5.5 e 5.6 contiene la dimensione in  $y$  dell'immagine della fenditura, quando l'altezza della fenditura è 100 $\mu\text{m}$ . La scelta delle dimensioni della fenditura sul fotocatodo è dettata da considerazioni sulla risoluzione temporale del sistema: questa grandezza, infatti, insieme alla velocità di deflessione è uno dei parametri che influenzano la risoluzione temporale della streak camera (equazione 2.10).

Questi primi risultati hanno dimostrato che il sistema di focheggiamento della *FastCam* può essere realizzato tramite lenti elettrostatiche, scelte in genere nei cannoni elettronici [33]. Queste, rispetto a quelle magnetiche, hanno dimensioni maggiori, il che comporta un diametro del canale della streak camera maggiore. Comunque, le lenti magnetiche sono utilizzate in presenza di correnti di fascio maggiori e con elettroni veloci, con energie sopra i 5 MeV, per i quali le lenti elettrostatiche richiederebbero

campi elettrici maggiori [34]. Poiché, però, le aberrazioni risultano maggiori nel caso di lenti elettrostatiche [7], il focheggiamento magnetico [35] spesso può essere preferito.

Ed ancora, il sistema di focheggiamento potrebbe essere realizzato tramite lenti quadrupolari magnetiche o elettriche [36, 37]. Queste sono usualmente utilizzate nel trasporto del fascio lungo le linee degli acceleratori oppure nei microscopi. L'azione convergente è ottenuta da campi quadrupolari trasversali alla direzione del fascio oppure tramite due lenti elettrostatiche cilindriche, l'una perpendicolare all'altra. In questo caso, la prima lente, detta temporale, foceggia il fascio nella direzione perpendicolare alla fenditura di ingresso, cioè nella direzione in cui avviene la deflessione dell'immagine ed agisce, quindi, sulla risoluzione temporale della streak camera. La seconda lente foceggia nella direzione spaziale e quindi è utilizzata per riportare sul rivelatore di elettroni la lunghezza della fenditura d'ingresso [38]. Questa configurazione è spesso adottata quando le dimensioni della fenditura (cioè altezza e lunghezza) sono molto diverse tra loro.

### 5.6. Distanza tra fotocatodo e griglia di 0.1 mm.

Un campo elettrico tra fotocatodo e griglia pari a 20 KV/mm può essere ottenuto applicando una tensione di 20 KV su una distanza di 1 mm, ma anche una tensione di 2 KV su 0.1 mm.

In questo ultimo caso gli elettroni uscenti dalla griglia hanno energia 2 KeV; questo implica che la tensione dell'elettrodo centrale della lente di Einzel, necessaria per focalizzare gli elettroni, possa essere diminuita ed inoltre influenza la propagazione del pacchetto nella regione di deriva.

Per valutare gli effetti di questa nuova configurazione iniziale in Simion sono state sviluppate alcune simulazioni; considerando una delle possibili armoniche del laser FLAME,  $\lambda_l=400$  nm,  $E_\gamma=3.09$  eV (tabella 5.3). Nella tabella 5.8, che segue, sono riportati i risultati sull'intero percorso del pacchetto di elettroni, a partire dalla griglia fino a raggiungere il sistema di deflessione (4 cm) e poi il piano del rivelatore. Con elettroni di energia 2 KeV, è sufficiente una tensione  $V_2=-1810$  V per trasportare il fascio sul piano del rivelatore posto a  $L=290$  mm dalla griglia catodica.

Tabella 5.8: Risultati ottenuti per un pacchetto di 1000 elettroni, accelerati da un campo di 20 KV/mm su una distanza fotocatodo-griglia di 0.1mm e che si propagano poi nella regione di *drift*. Il  $\Delta t$  è stato registrato dopo 4 cm, la dispersione di energia ed il  $\Delta y$ , invece, dopo 290 mm, sotto l'azione di una lente di Einzel, il cui elettrodo centrale è tenuto alla tensione  $V_2=-1810$  V.

$\vec{E}=20\text{KV/mm}$	Alla griglia acceleratrice			Nella regione di drift		
	$\Delta t$ (fsec)	$E$ FWHM (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E$ FWHM (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
$d=0.1\text{mm}$ $E_e=2\text{KeV}$	160	0.60	2.5	952	5.70	158
$d=1\text{mm}$ $E_e=20\text{Kev}$	149	0.59	8	153	6.56	147

Questi dati vanno confrontati con quelli ottenuti nella regione compresa tra fotocatodo e griglia acceleratrice della tabella 5.3 e con quelli ottenuti nella regione di

deriva nel caso la lunghezza del canale sia 290 mm, della tabella 5.6. Applicando lo stesso campo elettrico di 20 KV/mm su 0.1 mm anziché su 1 mm, i foto-elettroni sono meno energetici e quindi l'allungamento temporale dell'impulso aumenta, mentre la dispersione di energia resta invariata. La variazione del  $\Delta y$  registrato all'arrivo sulla griglia catodica, invece, è legata al valore dell'energia degli elettroni alla griglia, cioè alla tensione della griglia (tramite l'equazione 2.4 per il  $\theta_f$ ) ed alla distanza lungo la quale il fascio si espande, che è stata ridotta di 1/10.

La differenza sostanziale sta nell'allungamento temporale che il pacchetto subisce nella regione di drift: il  $\Delta t$  passa da 153 fs a 952 fs, infatti l'allungamento temporale del fascio legato alla carica spaziale aumenta nel caso di elettroni poco energetici. Nel caso di elettroni meno energetici, inoltre, diminuisce anche la tensione necessaria a deflettere gli elettroni (equazione 1.2).

### 5.7. Campo elettrico tra fotocatodo e griglia di 30 KV/mm.

Nell'ipotesi, invece, di riuscire a progettare e produrre un sistema fotocatodo-griglia acceleratrice, che sopporti un campo elettrico di 30 KV/mm su una distanza di 1mm, senza produrre scariche elettriche (è necessario un sistema ad alto vuoto oppure l'utilizzo di tensioni impulsive [29, 39, 40]), si potrebbero ottenere prestazioni decisamente migliori, come mostrano i valori della tabella 5.9.

I

Tabella 5.9: Caratteristiche registrate sulla griglia acceleratrice e nella regione di *drift* per un pacchetto di 1000 elettroni. La radiazione incidente ha energia  $E_\gamma=3.09$  eV; il campo elettrico tra fotocatodo e griglia è di 30 KV/mm su  $d=1$  mm; la tensione dell'elettrodo centrale è  $V_2=-27$  KV ed il canale da vuoto misura 290 mm.

$d=1\text{mm}$	Alla griglia acceleratrice			Nella regione di drift		
	$\Delta t$ (fsec)	$E_{FWHM}$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta t$ dopo 4cm (fsec)	$E_{FWHM}$ (eV)	$\Delta y$ ( $\mu\text{m}$ )
$E_e=30\text{KeV}$	77	0.55	6.1	82	4.33	122
$E_e=20\text{Kev}$	149	0.59	8	153	6.56	147

Infatti, il  $\Delta t$  dopo 4 cm di propagazione nella regione di deriva è diventato 82 fs. In questo caso l'energia dei foto-elettroni aumenta, perciò deve aumentare la tensione della lente focalizzatrice, così come la tensione del sistema di deflessione (equazione 1.2).

## 6. CONCLUSIONI E SVILUPPI

*FastCam*, proprio per le alte caratteristiche richieste, come ad es. la risoluzione temporale (170 fs), è da considerare uno strumento unico con prestazioni avanzate di gran lunga superiori a quelle di una streak camera comune. Per questo motivo tutte le sue componenti hanno richiesto uno studio molto specifico.

Partendo dal fotocatodo, è necessario che in esso i fotoelettroni emessi escano tutti dalla sua superficie nel minor tempo possibile e che si usino per il visibile fotocatodi con composti alcalini di K e Na, elementi questi, che reagiscono fortemente con l'ossigeno, anche legato, e quindi è d'obbligo alloggiarli in camere di ultra alto vuoto (UHV).

La griglia acceleratrice degli elettroni, alimentata a un potenziale elettrico molto alto e posta molto vicina al fotocatodo, potrebbe, nel miglior dei casi, strappare elettroni

dalla superficie, ma potrebbe anche innescare con essa vere e proprie scariche elettriche distruttive.

Per ridurre la dispersione degli elettroni dovuta all'effetto della carica spaziale che aumenta (4.1) notevolmente con il crescere del percorso e diminuisce con l'aumentare della tensione di drift, si è ottimizzato il percorso del fascio elettronico, scegliendo una regione di *drift* molto piccola ed alimentando l'anodo con un altissimo potenziale elettrico, con lo scopo di accelerare ulteriormente gli elettroni. Il ridotto percorso di drift è stato ottenuto ponendo il sistema di focalizzazione del fascio dietro la cavità deflettente, soluzione diversa da quelle adottate nelle tradizionali streak camere, dove la regione di *drift* è prima della deflessione.

La deflessione del fascio elettronico mediante cavità rf è certamente la parte più importante di *FastCam*, in quanto l'alta risoluzione temporale richiesta è raggiunta, grazie al veloce profilo del campo elettrico trasversale, che deflette gli elettroni alla frequenza di risonanza di 5.2 GHz.

La lente di Einzel, che segue la cavità, convoglia il fascio sul piano focale, dove è posto un rivelatore posizionale di elettroni di alta tecnologia, del tipo CMOS o a pixel di diamante (per gli alti tassi di conteggio). La funzione della lente, come abbiamo ampiamente visto prima, è di riprodurre sul rivelatore di elettroni l'immagine della fenditura d'ingresso a cavità spenta ovvero in assenza di deflessione.

Le prestazioni, le caratteristiche e quindi le possibili applicazioni di *FastCam* sono connesse ai molteplici e differenti parametri della streak camera, su cui è basato. Abbiamo visto in dettaglio che la risoluzione temporale di una streak camera, data dall'equazione (2.7), è peggiorata dalla dispersione di energia, angolare e temporale degli elettroni nel momento in cui sono emessi dal fotocatodo, e dagli effetti della carica spaziale. La velocità di deflessione  $v_{sweep}$ , la qualità del trasporto del fascio e le dimensioni della fenditura d'ingresso  $\Delta y_{fend}$  (ricordiamo che  $\Delta y_{fend}$  è la *FWHM* dell'immagine della fenditura d'ingresso, come registrata in assenza di deflessione) la influenzano ulteriormente, come dimostra l'equazione (2.8).

Con il software Simion 3-D sono state fatte alcune simulazioni in un percorso semplificato. Abbiamo considerato l'evoluzione di un pacchetto di elettroni, emessi dalla superficie di un fotocatodo, accelerati da una griglia e poi trasportati direttamente fino al rivelatore finale di elettroni, grazie a lenti elettrostatiche di Einzel. Si è visto che durante la propagazione il fascio subisce un allungamento nella direzione del moto ed un allargamento trasversale, che peggiorano la risoluzione della streak camera.

Nella regione compresa tra fotocatodo e griglia, la deformazione dell'impulso è legata principalmente alle caratteristiche dei foto-elettroni, come la dispersione di energia e la distribuzione angolare. Nel caso di un pacchetto formato da 1000 elettroni, emessi entro 20 fs ed accelerati da un campo elettrico di 20 KV/mm, se la distribuzione di energia è una Gaussiana con *FWHM*=0.6 eV e la divergenza angolare massima è pari a circa 50°, l'impulso si allunga di 150 fs e si allarga di 8  $\mu\text{m}$ . Questo nonostante la regione tra fotocatodo e griglia sia piccola, dell'ordine del millimetro.

Per rendere minima la deformazione del fascio in questa regione si può scegliere un fotocatodo, il cui potenziale di estrazione sia il più simile possibile all'energia della radiazione incidente, in modo che il  $\Delta E$  sia minimo e si può aumentare il campo elettrico, applicato tra fotocatodo e griglia, diminuendone la distanza o aumentandone il potenziale.

All'uscita dalla griglia catodica gli elettroni sono deflessi ed inviati sul rivelatore di elettroni del piano focale. In questa regione, la deformazione del fascio è causata essenzialmente dalla carica spaziale. Per contrastarne l'allargamento si utilizzano lenti focheggianti, che hanno il compito, come abbiamo detto, di trasportare fedelmente l'immagine della fenditura d'ingresso sul rivelatore di elettroni.



Considerando un pacchetto di 1000 elettroni, uscente dalla griglia con un  $\Delta t \sim 150$  fs, dopo 10 cm e cioè all'altezza del deflettore, l'allungamento temporale è pari a 519 fs. In questo caso, con un sistema di lenti di Einzel, il cui elettrodo centrale è a tensione  $V_2 = -16$  KV, l'allargamento spaziale sul piano del rivelatore, a 200 mm dalla griglia catodica, è di circa 25  $\mu\text{m}$ .

Questi risultati, seppur notevoli, sono un primo passo verso quello che noi vogliamo: una simulazione di Simion su un percorso ottimale degli elettroni nel sistema al completo della streak camera, come quello rappresentato nella figura 1.2.

Ed infatti, con riferimento allo schema di figura 1.2 e sulla base del modello unidimensionale del paragrafo 3.1 (e fig. 3.4), è stata fatta una serie di elaborazioni al computer, usando Mathematica 6.0 della Wolfram, con lo scopo di ottimizzare il percorso degli elettroni nella camera da vuoto, le relative tensioni elettriche degli elettrodi di campo e il numero di elettroni per unità di area del fascio trasportato. La migliore condizione è stata portando le tensioni elettriche a 30 kV tra catodo-griglia e griglia-anodo, fissando il relativo percorso degli elettroni a 1 mm e 45 mm, rispettivamente e riducendo la finestra d'entrata del fascio a 45  $\mu\text{m}$ . In queste condizioni l'allungamento subito dal pacchetto degli elettroni è stato inferiore a 170 fs.

## RINGRAZIAMENTI

Si desidera ringraziare: il prof. Mario Calvetti, già direttore dei LNF dell'INFN, per l'incoraggiamento e il supporto dato al progetto, il dott. Andrea Maria Di Lellis, AMDL-PMI, Settore Spaziale di Roma, per il contributo allo sviluppo del piano focale del sistema di rivelazione degli elettroni, il sig. Angelo Tiburzi dei LNF dell'INFN ed il sig. Marco Lobello della Sez. INFN di Roma Tre per l'esecuzione dei disegni meccanici.

## REFERENCES

- [1] Andrea La Monaca et al., LNF 06 29(IR), 2006.
- [2] S. V. Garnovet al., Proc. SPIE, 5580 (2005) 811.
- [3] T. Toda, K. Irie and Y. Nemoto, Jap. J. Appl. Phys., 8,(1969) 1535.
- [4] Simion 8.0, User Manual, Sci. Inst. Services, Inc., 1927 Old York Rd, Ringoes, NJ, USA, 2007.
- [5] Bao-Liang Qian and Hani E. Elsayed-Ali, J. Appl. Phys., 91, 1 (2002) 462.
- [6] J. Orloff and L. W. Swanson, J. Appl. Phys., 50 (1979) 2494.
- [7] J. Siwick et al., J. Appl. Phys., 92 (2002) 1643.
- [8] Bradley J. Siwick et al., Chem. Phys., 299 (2004) 285.
- [9] J. W. Gewartowski, H. A. Watson, "Principles of Electron Tubes", D. Van Nostrand Co., Princeton, NJ, USA, 1965.
- [10] K. Kurihara, Jap. J. Appl. Phys., 24 (1985) 225.
- [11] Omer Sise, Melike Ulu and Mevlut Dogan, Rad. Phys. Chem., 76 (2007) 593.
- [12] Y. C. Kim et al., Jpn. J. Appl. Phys. 43 (2004) 3728.
- [13] T. Hara et al, Nucl. Instrum. and Meth. A, 467-468, 2 (2001) 1125.
- [14] K. Shimizu and H. Kawakatsu, J. Phys. E: Sci. Instrum., 7 (1974) 472.
- [15] K. Shimizu, Jap. J. Appl. Phys., 22 (1982) 1623.
- [16] O. Sise, D. J. Manura and M. Dogan, Eur. J. Phys., 29 (2008) 1165.
- [17] S. O. Kang, Y. Seo and G. S. Cho, J. Korean Phys. Soc., 25 (1992) 450.
- [18] G. H. N. Riddle, J. Vac. Sci. Technol., 15 (1978) 857.

- [19] M. Bernheim, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 36 (2006) 193.
- [20] O. Sise et al., *Nucl. Instrum. and Meth.. A*, 573 (2007) on 329.
- [21] M. Szilagyi, *Appl. Phys. Lett.* 49 (1986) 767.
- [22] P.W. Hawkes, B. Lencovà, *Optik*, 113 (2002) 78.
- [23] D. Olson and M. Szilagyi, *Rev. Sci. Instrum.*, 63 (1992) 3339.
- [24] M. Szilagyi, *Appl. Phys. Lett.*, 49 (1992) 767.
- [25] G. F. Rempier, *J. Appl. Phys.*, 57 (1985) 2385.
- [26] F.H. Read, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 5 (1971) 156.
- [27] K. Kinoshita et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 58 (1987) 932.
- [28] C. Ghosh,, *Phys. Rev. B*, 22 (1980),4.
- [29] P. A. Jaanimagi,, *Proceedings of the SPIE*, 5194 (2004) 171.
- [30] H. Niu, W. Sibbett and M. R. Baggs, *Rev. Sci. Instrum.*, 53 (1982) 563.
- [31] M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and R. W. Falcone, *Appl. Phys. Lett.*, 56 (1990) 1948.
- [32] Th. Schmidt et al., *Surface Review and Letters*, 9 (2002) 223.
- [33] Z.Chang et al., *Appl. Phys. Lett.*, 69 (1996) 133.
- [34] K. J. Hanszen and R. Lauer, “Focusing of Charged Particles”, A. Septier, Ed. New York: Academic, 1967. ch. 2.2
- [35] G. Naylor et al., *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001) 1858.
- [36] T. F. Silva et al., “Magnetic quadruple lenses for the IFUSP microtron”, EPAC 2004.
- [37] S. Okayama et al., *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 11 (1978) 211.
- [38] J. Kuba et al., *Proc. SPIE*, 5194 (2004) 183.
- [39] P. Gallant et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 71 (2000) 3627.
- [40] K. Kinoshita, U. S. Patent No. 5, 221 (1993) 836.