

Università degli Studi di Cagliari

Facoltà di Scienze

Tesi di Laurea Triennale in Fisica

**RIVELAZIONE DIRETTA
DI PARTICELLE IONIZZANTI
CON MICROCHANNEL PLATES**

A.A. 2014/2015

Candidato: Maria Elisabetta Giglio

Relatore: Alessandro Cardini

Indice

| | |
|---|----|
| 1. Introduzione | 1 |
| 2. Principi generali di funzionamento di un MCP | 3 |
| 3. Caratteristiche di base | 9 |
| 3.1 Guadagno e distribuzione dell'impulso | 9 |
| 3.1.1 Il moltiplicatore elettronico a canale rettilineo | 9 |
| 3.1.2 Il moltiplicatore elettronico a canale curvo | 13 |
| 3.1.3 Il Chevron | 15 |
| 3.2 Dead Time | 20 |
| 3.3 Tempo di risposta | 21 |
| 3.4 Dark Count..... | 23 |
| 3.5 MCP Lifetime | 24 |
| 3.6 Immunità dal campo magnetico..... | 25 |
| 4. Rivelazione di particelle | 27 |
| 4.1 Particelle cariche..... | 28 |
| 4.1.1 Gli elettroni | 28 |
| 4.1.2 Gli ioni | 30 |
| 4.2 I fotoni | 33 |
| 4.2.1 U.V. e raggi X molli | 33 |
| 4.2.2 Raggi X duri..... | 35 |
| 5 Applicazioni..... | 39 |
| 5.1 Time-of-Flight Mass Spectrometry (TOF-MS) | 39 |
| 5.2 The Large-Area Picosecond Photo-Detector Project (LAPPD) | 43 |
| 5.2.1 Struttura di un LAPPD..... | 46 |
| 5.2.2 Processo di seconda localizzazione: elaborazione dei dati | 48 |
| 5.2.3 Conclusioni sui dati ottenuti | 53 |
| 5.3 Possibili applicazioni future dei MCP | 54 |
| 6 Conclusioni | 59 |
| Bibliografia | 61 |

Capitolo 1

Introduzione

Il *microchannel plate (MCP)* è un dispositivo che consiste in una matrice contenente decine di milioni di capillari ultra-sottili tra loro paralleli. Ogni capillare, detto *canale*, è rivestito al suo interno da un materiale semiconduttore e svolge la funzione di moltiplicatore di elettroni.

I primi MCP operativi sono stati costruiti tra il 1959 e il 1961 presso i *Bendix Research Laboratories*, e possedevano migliaia di canali moltiplicatori con una spaziatura di $150\ \mu\text{m}$. In principio gli MCP venivano utilizzati come elementi di amplificazione negli intensificatori d'immagine. Sono molto sensibili al passaggio delle particelle cariche, ai neutroni e ai fotoni di alta energia e, grazie alla loro elevata risoluzione temporale e alle loro dimensioni compatte, il loro utilizzo è stato esteso a diversi campi della fisica, dall'astronomia a raggi X e UV estremi alla fisica nucleare (come ad esempio la misurazione dei tempi di volo nella spettrometria di massa TOF-MS). Inoltre, hanno trovato ampia applicazione nella diagnostica in Medicina e nel campo delle Biotecnologie (capitolo 5, *Applicazioni*).

Una delle possibili applicazioni future dei microchannel plates è legata all'evoluzione della ricerca nel campo dei rivelatori per la fisica delle particelle, che richiede lo sviluppo di calorimetri resistenti per la rivelazione diretta di particelle relativistiche e radiazioni ad alta energia. Cavallari et al. 42) hanno proposto nel 2013 un programma di ricerca e sviluppo di un rivelatore basato su microchannel plates (MCP) per campionare di sciami elettromagnetici. La rivelazione di particelle relativistiche mediante l'emissione secondaria di elettroni in un MCP è stata a lungo proposta ed è ampiamente utilizzata nella spettrometria di massa per la misurazione dei

tempi-di-volo di ioni. Ciò che non è stato studiato a fondo è il loro uso per rivelare le varie componenti degli sciame.

L'elevata risoluzione temporale degli MCP va oltre tutto ciò che è stato precedentemente utilizzato nei calorimetri e, se sfruttata efficacemente, potrebbe aiutare nella ricostruzione degli eventi in condizioni di alta luminosità. I recenti sviluppi tecnologici rendono questa soluzione interessante per far fronte, ad esempio, alle sfide strumentali aperte dal piano di aggiornamento del Large Hadron Collider (LHC).

Capitolo 2

Principi generali di funzionamento di un MCP

Un MCP possiede un numero di canali che può variare da 10^4 a 10^7 . Ogni canale ha un diametro generalmente compreso tra $10\ \mu\text{m}$ e $100\ \mu\text{m}$. L'aspetto fondamentale di ogni MCP è che, dal punto di vista geometrico, le caratteristiche elettriche dipendono unicamente dal rapporto $\alpha = \text{lunghezza}/\text{diametro}$. Di conseguenza, la dimensione della matrice può essere ridotta a un limite fissato solamente dalla tecnologia. Il parametro α ha tipicamente un valore compreso tra 40 e 100.

La matrice (fig. 1) viene costruita in modo tale che i canali risultino paralleli tra loro e che siano normali alla superficie di entrata o, al più, formino con essa un piccolo angolo $\theta = 5^\circ \div 15^\circ$ (fig. 2). La scelta di tale angolo, detto *angolo di polarizzazione*, dipende dall'efficienza di rivelazione e dalla risoluzione spaziale - nel caso in cui vengano utilizzati due o più MCP collegati a cascata - che si vogliono ottenere dalla fase di costruzione.

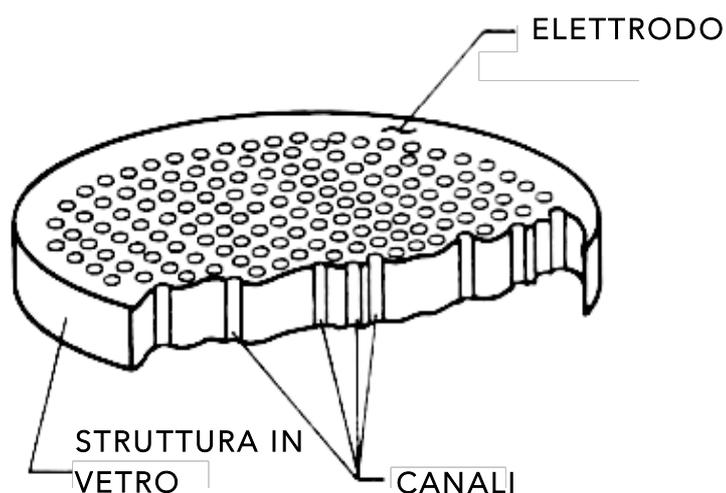


Figura 1. Sezione prospettica di un MCP.

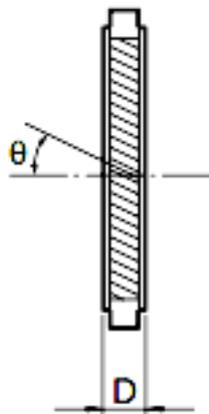


Figura 2. Sezione trasversale di un MCP con spessore D .

Un MCP è in grado di fornire fattori di moltiplicazione elettronica dell'ordine di $10^4 - 10^7$. Inoltre, possiede un'elevata risoluzione temporale ($< 100 \text{ ps}$) ed una risoluzione spaziale limitata solamente dalle dimensioni dei canali e dalla loro densità all'interno della matrice. Tipicamente vengono costruiti canali con un diametro di $12 \mu\text{m}$, spaziati con una distanza centro-centro di $15 \mu\text{m}$. Una misura della densità dei canali all'interno della matrice è data dal parametro *Open Area Ratio* (OAR), cioè il rapporto tra l'area aperta e l'area totale della matrice. Questo rapporto deve essere più grande possibile per consentire alle particelle primarie di entrare più efficacemente all'interno dei canali. L'OAR può raggiungere valori anche dell'80%.

La matrice dei canali è costruita in vetro al piombo, le pareti interne di ogni canale sono rivestite da materiale semiconduttore in grado di fornire un grande numero di elettroni per emissione secondaria sotto l'azione di una sorgente di tensione esterna. In termini di contatto elettrico, i canali sono posti in parallelo per mezzo di un rivestimento metallico (solitamente si tratta di *Inconel* o di leghe Ni-Cr) depositato sulle superfici di entrata e di uscita della matrice. Tali superfici costituiscono i due elettrodi in grado di fornire la differenza di potenziale necessaria per l'accelerazione degli elettroni all'interno di ciascun canale. La resistenza totale tra i due elettrodi è dell'ordine di $10^9 \Omega$.

Lo spessore dei due elettrodi in ciascun canale influenza significativamente la distribuzione angolare ed l'energia della corrente di elettroni in uscita dalla matrice.

Nelle applicazioni che utilizzano MCP come amplificatori, come negli intensificatori d'immagine (IIS), nei quali la risoluzione spaziale è di primaria importanza, la giusta profondità degli elettrodi è fondamentale per collimare correttamente il flusso di elettroni in uscita.

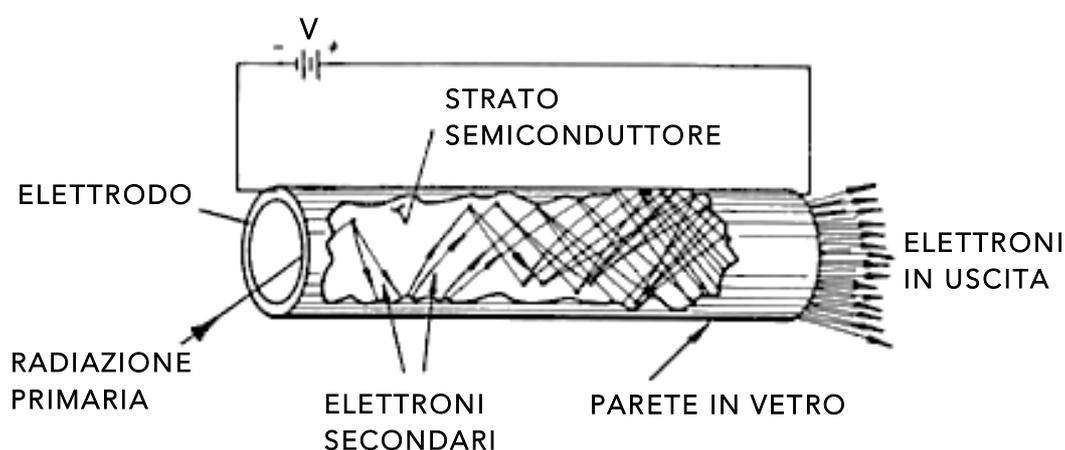


Figura 3. Schema del processo di moltiplicazione elettronica in un canale rettilineo.

Il principio di moltiplicazione è illustrato schematicamente in fig. 3. La particella primaria incide sulla matrice, urtando contro il materiale semiconduttore che costituisce la parete interna del canale. L'urto dà quindi origine all'emissione di elettroni secondari uscenti dal materiale semiconduttore. Gli elettroni generati dall'interazione vengono quindi accelerati dal campo elettrico assiale presente fra i due elettrodi, e attraversano un tratto del canale per urtare nuovamente contro la parete con energia sufficiente per rilasciare nuovi elettroni secondari. Questo processo si ripete molte volte nell'attraversamento e, di conseguenza, un gran numero di elettroni riesce ad uscire dal canale per poter essere poi trasformato in un segnale misurabile.

Il guadagno ottenibile da ogni canale dipende da diversi parametri: la tensione applicata, la pressione del gas residuo, la resistenza e la geometria del tubo ($\alpha = l/d$), il fattore di emissione secondaria intrinseca del materiale semiconduttore, il tasso di

ripetizione dell'impulso. Si osservi, ad esempio, come cambia il guadagno al variare della tensione applicata ed in funzione parametro α (fig. 4) per MCP costruiti da *Hamamatsu Photonics 2*).

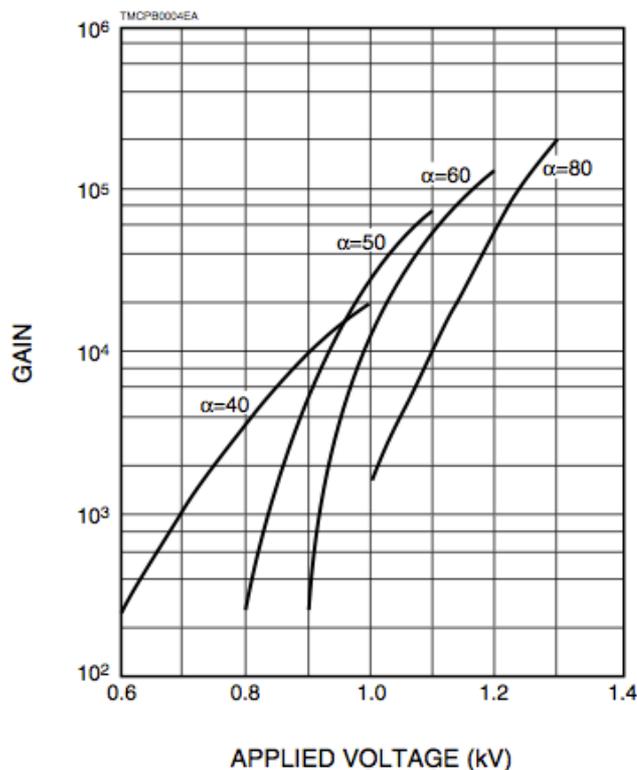


Figura 4. Caratteristica G-V di MCP per diversi α .

In generale, all'aumentare di α , il guadagno aumenta per tensioni applicate sempre più alte. Tuttavia, quando il guadagno supera il valore 10⁴, il rumore diventa sempre più grande. Tale rumore è causato da un fenomeno di retroazione (*feedback ionico*) che aumenta insieme ad α e al guadagno. Di conseguenza, non è possibile far diventare il guadagno di un MCP infinitamente grande.

Come si vedrà nel Capitolo 3, quando sono richiesti guadagni più elevati, si utilizzano due o tre MCP in cascata. Tale configurazione è molto utile nel caso in cui si voglia utilizzare un dispositivo per il conteggio d'impulsi, dove dei deboli segnali

impulsivi incidenti vengono convertiti in segnali binari e misurati in un modo completamente diverso rispetto al metodo di misura analogico. Tuttavia, se il guadagno aumenta oltre ad un certo valore, viene comunque generato un rumore non trascurabile dovuto alle molecole del gas residuo, che vengono ionizzate dagli elettroni secondari all'interno dei canali. Gli ioni positivi risultanti viaggiano verso la superficie d'ingresso del MCP sotto l'azione del campo elettrico, producendo falsi segnali e degradando quindi il *rapporto S/N* (segnale/rumore).

Capitolo 3

Caratteristiche di base

Si vuole presentare un'analisi sulle caratteristiche di prestazione per le quali i MCP vengono ampiamente utilizzati nelle applicazioni di fisica nucleare. Si parlerà dunque del guadagno, della velocità di risposta, del dead time, del tasso di conteggio e del *lifetime*.

3.1 Guadagno e distribuzione dell'impulso

In questo capitolo si compirà un'analisi sui particolari parametri di progettazione di un MCP a canali rettilinei, a canali curvi e di tipo Chevron, considerando i fenomeni di retroazione ionica, di saturazione della carica spaziale e della scala dimensionale.

3.1.1 Il moltiplicatore elettronico a canale rettilineo

Il diagramma di un moltiplicatore elettronico a canali rettilinei è quello mostrato in fig. 3, dove viene illustrato un semplice meccanismo per il quale un elettrone incidente produce δ elettroni secondari. La cinematica all'interno del canale è tale che in una seconda fase viene prodotta una quantità di elettroni secondari pari a δ^2 , δ^3 nella terza e così via, per cui il guadagno complessivo G è dato da $G = \delta^n$. Secondo Schagen (18), assumendo che l'emissione secondaria sia normale alla superficie cilindrica del canale, il guadagno è dato dalla relazione:

$$G = \left(\frac{AV}{2\alpha V_0^{1/2}} \right)^{4V_0\alpha^2/V} \quad (1)$$

dove V , espressa in Volt, è la tensione mantenuta ai capi canale, V_0 è l'energia iniziale di un elettrone secondario emesso ed è pari circa a 1 eV, α è il rapporto tra lunghezza e diametro del canale. A è la costante di proporzionalità definita nella relazione:

$$\delta = AV_c^{1/2} \quad (2)$$

dove δ rappresenta la quantità di elettroni secondari, V_c è l'energia di collisione elettronica in eV, e $A \sim 0.2$.

Dalla relazione (1) possiamo quindi dedurre che all'aumentare della tensione fornita dal generatore V aumenta anche δ , dal momento che ogni collisione avviene a energie più alte di V_c .

Allo stesso tempo, il numero di collisioni all'interno del canale deve diminuire, determinando un estremo nella *caratteristica G-V* del MCP. Una curva caratteristica di questo tipo è mostrata in fig. 5, che riporta la caratteristica G-V di un *MCP Galileo* a canali rettilinei 1). Invece di esporre un massimo, per alti valori della tensione di alimentazione il guadagno tende a diventare costante. Questo è dovuto al fatto che l'emissione secondaria non è ortogonale alle pareti del canale.

Dall'equazione (1) si osserva che il guadagno possiede un estremo in α , e ciò suggerisce l'esistenza di un valore del guadagno, che indichiamo con G_M , per il quale le inevitabili variazioni del parametro α da un canale all'altro hanno il minimo effetto. Calcoliamo dunque la derivata di G rispetto ad α a partire dalla equazione (1), imponendo la condizione estrema:

$$\frac{d(\ln G)}{d\alpha} = 0 \quad (3)$$

Da qui troviamo dunque il valore di α tale che l'equazione (3) sia soddisfatta, e indichiamo tale valore con α_M . Scopriamo quindi che esso è dato da:

$$\alpha_M = \frac{AV}{3.3V_0^{1/2}} = \frac{V}{16.5} \quad (4)$$

Dunque, sostituendo α_M nell'equazione (1), troviamo il valore di G_M :

$$G_M = \exp(0.184 \cdot A^2V) = \exp(0.0074 \cdot V) \quad (5)$$

Posto quindi $V = 1 \text{ kV}$, otteniamo $G_M = 1635$ e $\alpha_M = 60$. Secondo il modello descritto da Guest 3), si ha $\alpha_M = V/22 = 1000/22 \cong 45$. Negli MCP utilizzati per l'intensificazione d'immagine α assume valori compresi nell'intervallo $40 \div 60$.

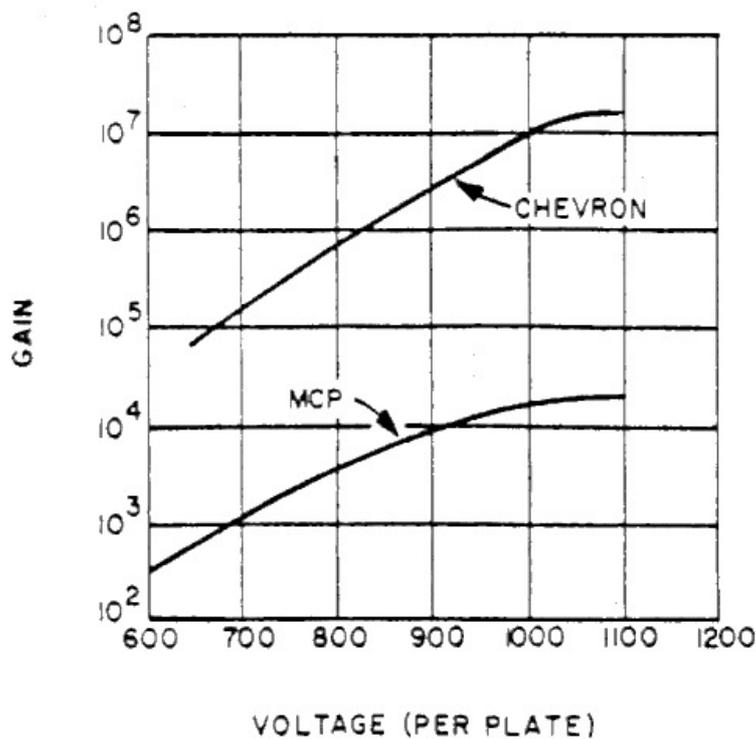


Figura 5. Caratteristica G-V di un MCP a canali rettilinei e di un Chevron per un segnale in entrata di $1 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ ed energia di 300 eV.

La statistica del processo di moltiplicazione elettronica nel canale è tale che la distribuzione d'ampiezza dell'impulso di carica assume un andamento esponenziale negativo. In fig. 6 è riportata la distribuzione ottenuta sperimentalmente 1).

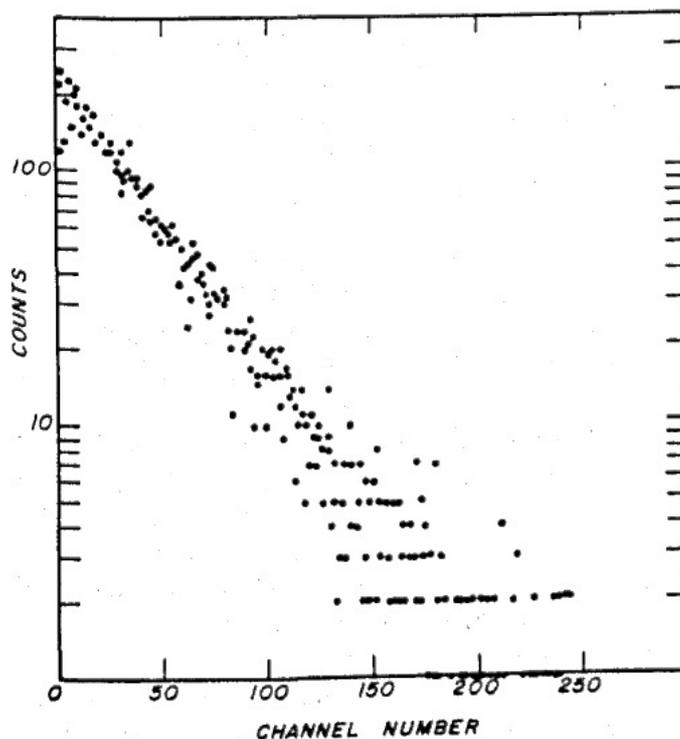


Figura 6. Distribuzione d'ampiezza dell'impulso in un MCP a canali rettilinei.

Questi dati sono stati ottenuti per mezzo dell'eccitazione di un *MCP Galileo* da parte di singoli elettroni. Gli elettroni in uscita sono stati successivamente accelerati in un fosforo veloce, dunque gli impulsi luminosi risultanti sono stati osservati per mezzo di un tubo fotomoltiplicatore.

Infine, l'analisi di Guest 3) indica che la distribuzione di energia degli elettroni che emergono da un canale rettilineo è simile a un esponenziale negativo. Ad esempio, se $\alpha = 60$ e $V = 1000 V$, allora gli elettroni in uscita avranno un'energia media di $32.5 eV$, mentre un numero apprezzabile di essi possiede una energia superiore a $100 eV$.

I moltiplicatori a canale rettilineo tipicamente operano con guadagni compresi nell'intervallo $10^3 \div 10^5$. Il limite superiore è determinato dall'insorgenza di un *feedback ionico* e dalla conseguente instabilità delle prestazioni. Infatti, all'aumentare del guadagno, aumenta anche la probabilità di produrre ioni positivi nella regione di uscita dal canale ad alta densità di carica. Tali ioni positivi sono prodotti dalle collisioni degli elettroni sia con le molecole del gas residuo (a pressione maggiore di 10^{-6} torr), sia con le molecole di gas adsorbite dalle pareti del canale, che vengono rilasciate in seguito all'interazione con gli elettroni incidenti sulla parete. Gli ioni possono quindi migrare sotto l'effetto del campo elettrico verso l'ingresso del canale, producendo una corrente ionica dopo l'impulso. Nel caso di un tubo a vuoto con un fotocatodo in proximity focus (cioè il fotocatodo è posto parallelo e adiacente al MCP, consentendo la focalizzazione con un campo piano e parallelo tra i due), tali ioni possono produrre al fotocatodo ulteriori elettroni secondari, dando origine ad un feedback rigenerativo.

Nel caso di singoli canali estesi, il feedback ionico può essere soppresso semplicemente realizzando una deflessione 4-5) o una torsione 6) dei canali.

3.1.2 Il moltiplicatore elettronico a canale curvo

La soppressione del feedback ionico nei moltiplicatori a singolo canale causa un radicale cambiamento nella distribuzione d'ampiezza dell'impulso e inoltre consente di aumentare il guadagno. Tale fenomeno è stato osservato da Schmidt 5), i cui dati sperimentali hanno mostrato che la distribuzione non ha più la forma di un esponenziale negativo e ma assume invece un andamento molto simile a quello di una gaussiana, con una larghezza a metà altezza (FWHM) del 50%, che corrisponde ad un picco nel guadagno pari a 10^8 . Tale risultato è una conseguenza diretta della saturazione della carica spaziale in prossimità della regione di uscita del canale.

Per valori del guadagno sufficientemente elevati, la densità di carica spaziale all'uscita del canale riduce l'energia cinetica degli elettroni, i quali interagiscono con le pareti del canale fino a che la quantità δ di elettroni secondari si riduce all'unità. Si

tratta di un equilibrio dinamico: ad una diminuzione della densità di carica spaziale corrisponde un aumento dell'energia cinetica degli elettroni per collisione, per cui δ aumenta e, di conseguenza, aumenta anche la densità di carica spaziale; viceversa, se la densità di carica spaziale aumenta, l'energia di collisione diminuisce causando una caduta di δ ad un valore inferiore all'unità, producendo una corrispondente riduzione della densità di carica spaziale. Pertanto, il guadagno del canale è limitato dalla densità di carica spaziale, la quale è determinata dalla geometria e dalla tensione applicata.

Schmidt 5) e Loty 12) hanno dimostrato che il massimo guadagno ottenibile da un canale saturo di carica spaziale, per una tensione V ed α fissati, è proporzionale al diametro del canale. Pertanto, dal momento che un canale di 1 mm di diametro satura ad un guadagno di 10^8 , un canale di $10 \mu m$ di diametro dovrebbe saturare a un guadagno di 10^6 . Ciò suggerisce che microchannel plates (con pori di dimensione $\sim 25 \mu m$) opportunamente progettati per sopprimere il feedback ionico dovrebbero presentare saturazione per bassi guadagni, cioè dell'ordine di 10^6 , come nel caso mostrato in 7,8).

Il fenomeno di saturazione di carica spaziale, e dunque la risultante distribuzione d'ampiezza dell'impulso di tipo quasi gaussiano, consente l'utilizzo di un discriminatore per il conteggio degli eventi, in modo che i tassi di conteggio misurati siano relativamente insensibili a variazioni del guadagno. In tal caso, il grafico del tasso di conteggio in funzione della tensione di polarizzazione presenta un plateau ragionevolmente piatto, che non può essere ottenuto con una distribuzione di carica di tipo esponenziale negativo.

I primi microchannel plates aventi canali curvi sono stati descritti nel 1974 da Boutot et al. 13) da LEP 14), i primi risultati da Mullard 15) e, successivamente, da Timothy 16,17). Il diametro del piatto era tipicamente di $25 mm$, ed il diametro del canale era compreso nell'intervallo $12 \div 40 \mu m$, con $\alpha = 80$. Presentavano un basso guadagno di saturazione ($\sim 10^6$), e valori tipici della FWHM per le distribuzioni di ampiezza d'impulsi saturi erano intorno al 60%.

Gli MCP a canali curvi prodotti dalla *Galileo Electro-Optics Corp.* sono stati descritti da Henkel et al. 8) (diametro del piatto di $25 mm$, diametro di canale curvo di

$25 \mu m$, $\alpha = 70$). Una curva caratteristica del guadagno in funzione della tensione è mostrata in fig. 7, la quale mostra anche il contributo del feedback ionico.

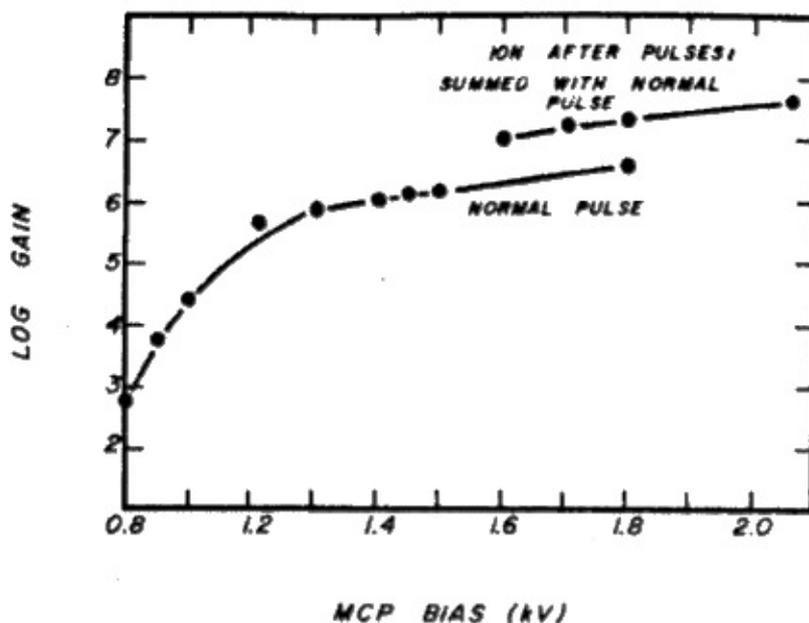


Figura 7. Caratteristica del guadagno in funzione della tensione per un MCP Galileo a canali curvi.

Al di sotto di un guadagno pari a 5×10^5 (corrispondente a $1300 V$) non vi è alcuna evidenza di un feedback di ioni e la distribuzione gaussiana di ampiezza dell'impulso è stretta ($FWHM = 60\%$). Prove successive di questo MCP indicano un funzionamento privo di feedback anche a guadagni di $(2 - 3) \times 10^6$ ($1350 V$).

3.1.3 Il Chevron

Il *feedback ionico* presente nei moltiplicatori a singolo canale può essere soppresso con il semplice espediente di curvatura del canale. Un tale dispositivo è però difficile da ottenere in un microchannel plate dello spessore di $0.5 mm$. Un metodo utilizzato per ottenere impulsi in uscita con un alto guadagno, in condizioni di

saturazione di carica spaziale, è quello di utilizzare un MCP *Chevron* come quello descritto da Colson 9), rappresentato schematicamente in fig. 8.

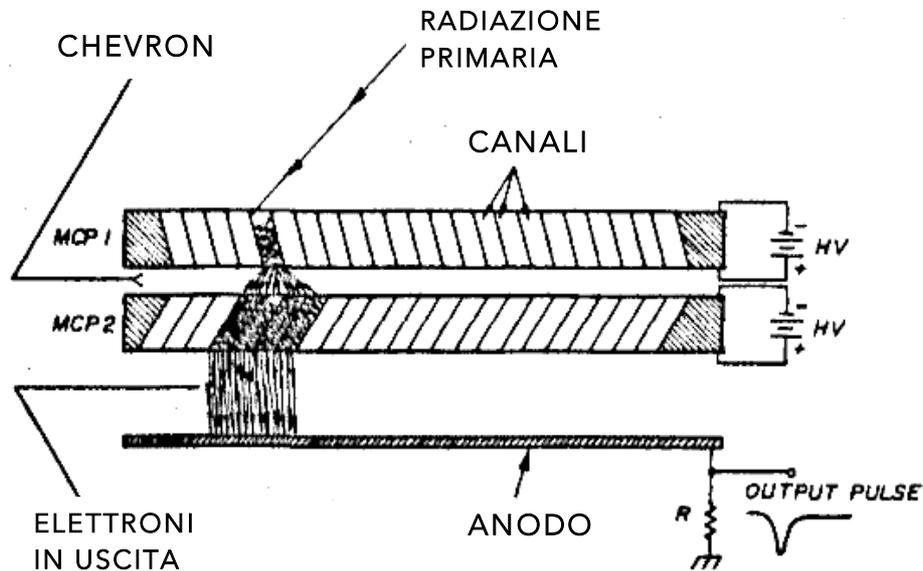


Figura 8. Vista in sezione di un Chevron e schema di funzionamento.

Le piastre sono orientate in modo tale che gli angoli di polarizzazione dei canali (tipicamente $8^\circ / 8^\circ$ o $0^\circ / 15^\circ$) forniscano un cambiamento di direzione sufficiente ad inibire la migrazione degli ioni positivi prodotti all'uscita della piastra posteriore verso l'ingresso della piastra anteriore. In fig. 5 è mostrata la curva caratteristica G-V di un Chevron. Tipicamente le piastre sono separate da una distanza che può variare da $50 \mu\text{m}$ a $150 \mu\text{m}$ e singolarmente forniscono un guadagno dell'ordine di 10^4 .

Si può osservare in fig. 9 lo spettro di ampiezza dell'impulso ottenuto con il bombardamento di ioni positivi a bassa energia su un *Chevron Galileo*.

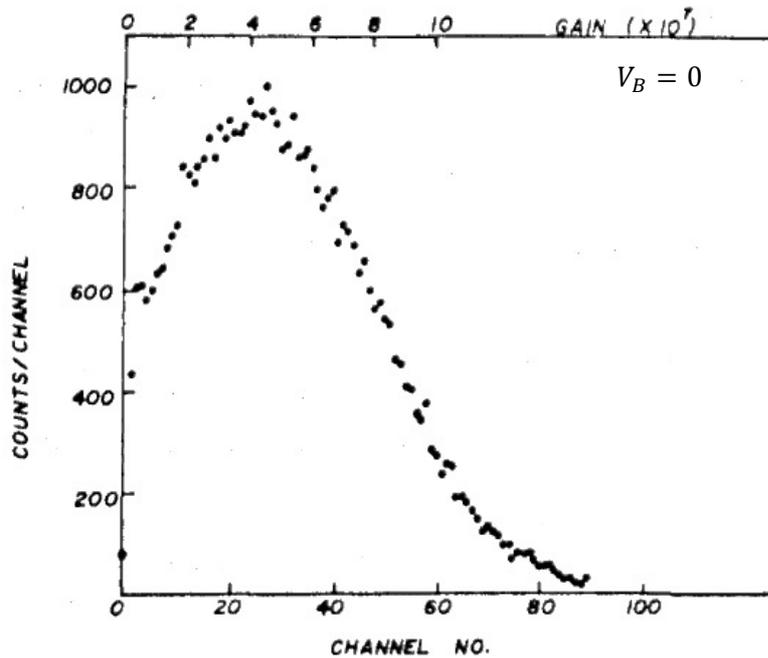


Figura 9. Distribuzione di ampiezza dell'impulso in Chevron per 1kV/piatto.

Nel *Chevron Galileo* gli MCP utilizzati possedevano un diametro di 25 mm, ed ogni canale invece aveva un diametro di 12 μm ($\alpha \sim 40$) ed un angolo di polarizzazione di 8° rispetto alla normale alla superficie di ingresso. I piatti erano separati da una distanza di 150 μm e ad ognuno di essi è stata fornita una tensione di polarizzazione di 1 kV. Gli elettroni in uscita sono stati poi accelerati da una tensione di 270 V verso un collettore, e gli impulsi di carica sono stati quindi analizzati utilizzando elettronica standard NIM.

Il guadagno di picco è elevato ($\sim 4 \times 10^7$) e l'ampiezza della distribuzione è piuttosto grande (FWHM $\sim 170\%$). Per una separazione tra i piatti di 50 μm , il guadagno di picco è tipicamente $(1 - 2) \times 10^7$ con una FWHM del 120-150%.

Nella regione di spazio compresa tra i due MCP si ha tensione V_B che influisce sulla distribuzione di ampiezza dell'impulso in uscita (10). In riferimento alla fig. 7, la

distribuzione di carica da MCP 1 è esponenziale con un guadagno medio di circa 10^4 , gli elettroni possiedono una energia media di 30 eV.

Per densità di carica così basse, gli effetti della carica spaziale sono trascurabili e il meccanismo principale alla base della diffusione della nuvola di elettroni nella zona tra i due MCP è la presenza della componente radiale di velocità degli elettroni in uscita. Se tra i due piatti venisse applicato un potenziale di accelerazione, la nube di carica avrebbe meno tempo a disposizione per diffondersi radialmente e, di conseguenza, verrebbe eccitato un minor numero di canali nel secondo MCP.

I calcoli 10) indicano che, per $V_B = 100 V$, il numero di canali che vengono eccitati in MCP 2 dagli elettroni in uscita da un singolo canale in MCP 1 è diminuito poco più di un fattore 3.

In figura 10(a) e 10(b) sono riportati i grafici rispettivamente del guadagno di picco G_p e della FWHM percentuale in funzione della tensione V_B . Dopo un andamento decrescente iniziale, il guadagno di picco rimane pressoché costante, mentre la FWHM continua a diminuire, avvicinandosi al 60% in corrispondenza di $V_B = 700 V$.

Il restringimento dell'ampiezza della distribuzione dell'impulso può essere considerato vantaggioso nella fase di elaborazione del segnale, poiché i requisiti di range dinamico (rapporto tra massima intensità del segnale senza saturazione e rumore di fondo) dei circuiti elettronici dedicati alla lettura dell'impulso in uscita sono di conseguenza inferiori. Ad esempio, il walk del discriminatore di ampiezza (o dipendente dall'ampiezza) viene ridotto.

Il Chevron presenta pertanto elevati valori del guadagno in saturazione ($G > 10^7$) per via del fatto che partendo da un singolo canale in MCP 1 è stato possibile eccitare molteplici canali in MCP 2. Nelle applicazioni di *imaging*, nelle quali la distribuzione degli elettroni in uscita viene mappata su uno schermo al fosforo per la visualizzazione diretta, o su una matrice multi-anodica, il Chevron presenta una degradazione della risoluzione spaziale a causa della diffusione della carica elettronica nella regione *interplate*. Tuttavia, se l'informazione spaziale è ottenuta misurando il

baricentro della carica si osserva 11) una risoluzione spaziale fino alle dimensioni del singolo canale in MCP 1.

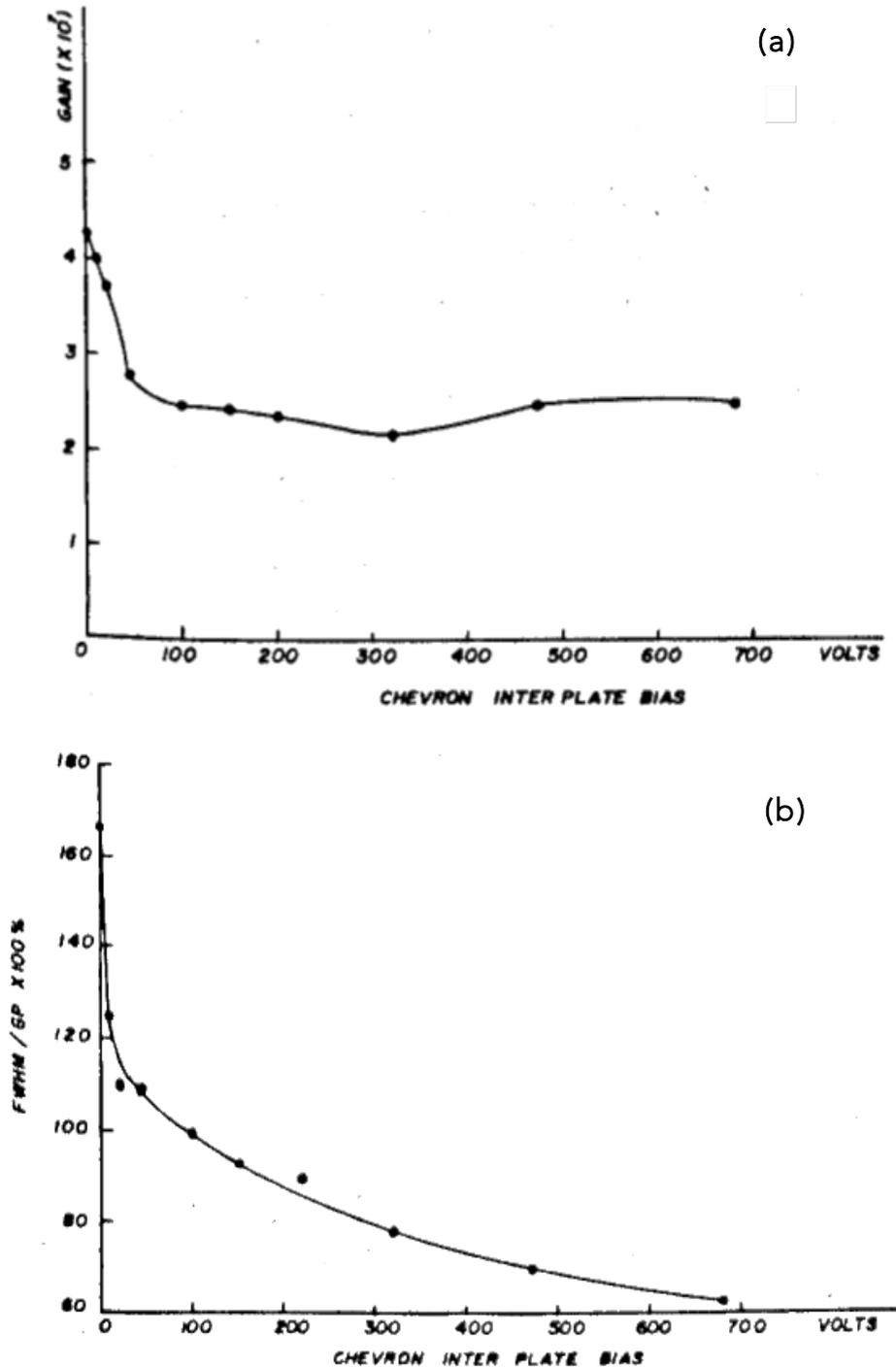


Figura 10. (a) Caratteristica Guadagno vs Tensione di polarizzazione interplate per un Chevron con separazione dei piatti di $15 \mu\text{m}$. (b) Caratteristica FWHM normalizzata percentuale $(fwhm/G_P) \times 100\%$ vs Tensione di polarizzazione interplate.

3.2 Dead Time

In un MCP nel quale il piatto ed i canali possiedono diametri rispettivamente di 25 mm e $25\text{ }\mu\text{m}$, il numero dei canali è di circa 5.5×10^5 . La resistenza totale del piatto, da elettrodo a elettrodo, è tipicamente di $3 \times 10^8\ \Omega$, cosicché ogni canale possiede una resistenza associata pari a $R_C = 2.75 \times 10^{14}\ \Omega$.

Se si considera questo MCP come un condensatore a piastre parallele con 1 mm di spessore, con metà del volume tra gli elettrodi occupato da vetro *Corning 8161* (costante dielettrica $\varepsilon = 8.3$), allora la capacità totale del piatto è di circa 200 pF o $3.7 \times 10^{-16}\text{ F}$ per canale.

Dopo che all'interno di un canale comincia il processo di moltiplicazione, la carica nelle pareti deve essere reintegrata. Tuttavia, a causa della natura esponenziale della moltiplicazione elettronica, la maggior parte della carica si esaurisce già nell'ultimo tratto (pari a circa il 20%) della lunghezza totale del canale. Ciò significa che debba essere ristabilita una capacità efficace di canale $C_C = 7.4 \times 10^{-17}\text{ F}$ per mezzo di una resistenza di canale $R_C = 2.75 \times 10^{14}\ \Omega$. In questo modo, il tempo di ricarica, o *tempo di recupero* del canale T_C , è dato da $R_C C_C \sim 20\text{ ms}$. In generale, questo tipo di analisi si basa sulla relazione:

$$T_C = R_C C_C = Kd \quad (6)$$

dove K è una costante di proporzionalità che dipende dall'OAR dell'MCP e dalla costante dielettrica del vetro, ed è dell'ordine di 4×10^{-13} per *MCP Galileo* realizzati utilizzando il vetro *Corning 8161*. La relazione lineare tra il tempo di recupero e il diametro del canale per una resistività data è stata discussa da Loty 12); un *dead time* di 8 ms per un MCP con pori aventi $100\text{ }\mu\text{m}$ di diametro è stato determinato da Seko e Kobayashi 19).

Sebbene ogni canale di un MCP possieda un *dead time* dell'ordine di 10^{-2} s , il fatto che ci siano circa $10^5 - 10^6$ canali che operano più o meno indipendentemente

determina un dead time effettivo dell'ordine di $10^{-7} - 10^{-8}$ s, con la condizione che nessun canale possa essere eccitato più di una volta ogni 10^{-2} s, che significa che il flusso incidente viene distribuito uniformemente su tutta l'area attiva.

Misurazioni in laboratorio dell'autore indicano che, per un Chevron (diametro dei piatti e dei canali: 25 mm e 12 μ m) illuminato uniformemente con tassi di conteggio casuali fino a 2×10^6 Hz, non vi è alcuna diminuzione significativa sul guadagno, in sostanziale accordo con l'analisi di cui sopra.

Quando si utilizza un MCP come amplificatore di corrente continua, il guadagno è costante finché la corrente in uscita supera circa il 10% della corrente di che scorre attraverso il piatto; un tipico MCP di 25 mm ha una corrente di strip di diversi μ A per una tensione applicata di 1 kV. Loty 12) ha osservato che in modalità pulsata il picco della corrente in uscita può superare di diversi ordini di grandezza questa corrente di conduzione, a condizione che il tasso di ripetizione sia sufficientemente basso, e cioè con un periodo che superi di diversi millisecondi il tempo di recupero del canale.

3.3 Tempo di risposta

Il *tempo di transito* di un MCP, o intervallo di tempo che intercorre tra l'eccitazione iniziale e il raggiungimento di un determinato valore di corrente in uscita, è una funzione lineare della lunghezza del canale. La saturazione indotta dalla carica fa sì che il tempo di transito diventa una quantità ben definita. La risoluzione con la quale il tempo di eccitazione iniziale può essere misurato è determinata dal *jitter* del tempo di transito, che è proporzionale al tempo di transito per una data tensione applicata e per un dato α .

Schmidt e Hendee 5) hanno mostrato che la durata d'impulso in saturazione in uscita da singoli canali è proporzionale alla lunghezza del canale per un dato valore di V/α , l'intensità del campo normalizzata. Singoli canali con 1 mm di diametro e con $\alpha \sim$

100, producono impulsi che hanno un FWHM di 20-30 ns. MCP (pori con $12\ \mu\text{m}$ di diametro) in configurazione Chevron producono impulsi di larghezza inferiore a 1 ns, con tempi di salita inferiori a 500 ps.

Si è osservato, inoltre, che una tensione di accelerazione tra i piatti di un Chevron migliora i tempi di salita degli impulsi in uscita. La fig. 11 mostra una traccia di campionamento degli impulsi prodotti da singoli ioni positivi a bassa energia, eseguito con un oscilloscopio; i piatti del Chevron considerato possedevano pori con diametro di $12\ \mu\text{m}$ e sono stati sottoposti ad una tensione interplate di accelerazione di 200 V. Il segnale in uscita è stato derivato con l'utilizzo di un anodo conico da $50\ \Omega$, collegato direttamente all'ingresso dell'oscilloscopio per il campionamento. L'anodo è stato mantenuto al potenziale di terra con l'elettrodo dell'MCP adiacente a - 500 V.

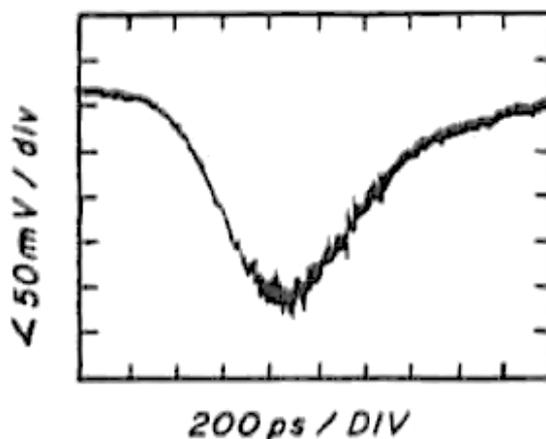


Figura 11. Traccia di campionamento degli impulsi in uscita per un Chevron (tensione di polarizzazione di 200V), il segnale è stato derivato da un anodo conico da $50\ \Omega$.

Inoltre, Wiza 1) ha mostrato che il tempo di salita dell'impulso si riduceva da 675 ps a 360 ps in seguito all'applicazione di una tensione interplate di 200 V. In questo caso, il FWHM dell'impulso era di circa 750 ps.

La fig. 12 mostra invece una forma d'onda in uscita misurata di un MCP della Hamamatsu Photonics (area effettiva: 14.5 mm di diametro). Si tratta di un dispositivo a

due stadi con canali con $4\ \mu\text{m}$ di diametro. La distanza di separazione tra i due stadi è molto piccola (inferiore a $0.5\ \text{mm}$). Tale distanza corrisponde dunque ad un tempo di percorrenza degli elettroni piuttosto breve, da cui ne consegue un eccellente tempo di risposta (il tempo di salita del segnale è di $293\ \text{ps}$, mentre il tempo di discesa è di $539\ \text{ps}$).

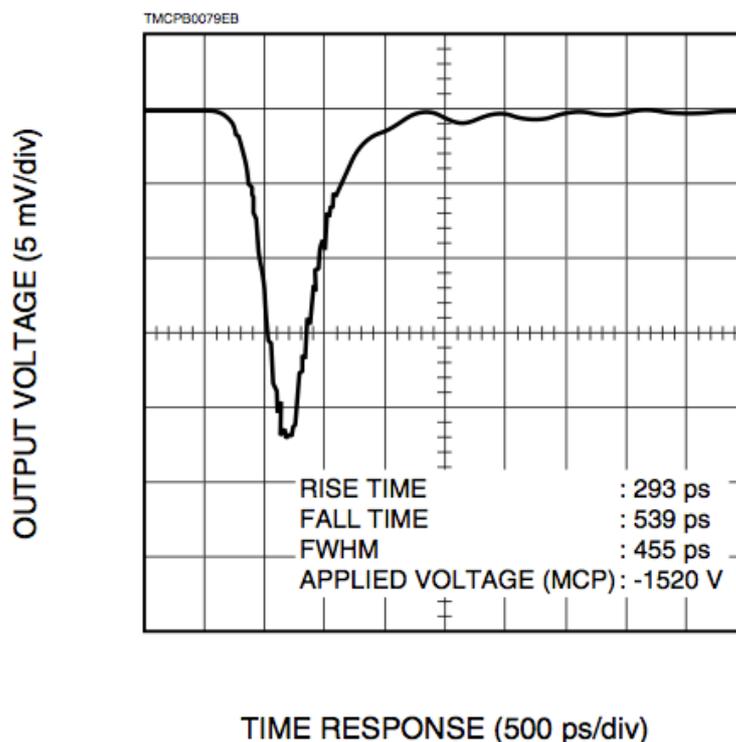


Figura 12. Forma d'onda in uscita da un MCP.

3.4 Dark count

Il dark count di un MCP ha origine principalmente dai seguenti fattori: la ionizzazione del gas residuo, effetti di scarica causati dal campo elettrico elevato, l'emissione di elettroni per effetto termico.

Le fonti di corrente di buio causate dalle scariche locali vengono eliminate ottimizzando le condizioni di fabbricazione dell'MCP. In ogni caso, MCP tipici mostrano una corrente di buio molto bassa (inferiore a $0.5 \text{ pA} / \text{cm}^2$) ad una tensione di alimentazione di 1 kV.

A causa della funzione di lavoro relativamente elevata del vetro al piombo utilizzato nella fabbricazione degli MCP, anche i tassi di emissione elettronica per effetto termico in configurazione di alto guadagno sono estremamente bassi (1). Tipicamente, a temperatura ambiente, il dark count per un Chevron è dell'ordine di $1 \text{ conteggio} / \text{cm}^2 \text{ s}$. Questo è un risultato notevole, considerando il fatto che una MCP ha una superficie interna in vetro al piombo di 380 cm^2 in contatto con l'ambiente sotto vuoto. Il dark count inizia ad aumentare in condizione di pressione superiore a 10^{-6} torr a causa di effetti di feedback ionico. Anche negli MCP a due stadi e tre stadi, il dark count è estremamente basso (è inferiore a $3 \text{ conteggi} / \text{cm}^2 \text{ s}$) per una tensione di alimentazione di 1 kV per ogni stadio.

3.5 MCP Lifetime

La durata di vita di un MCP è determinata dai cambiamenti del coefficiente di emissione secondaria delle pareti interne del canale dovuti allo *scrubbing* elettronico, specialmente nella regione di alto guadagno del canale. Di conseguenza, il guadagno diminuisce in funzione del conteggio accumulato.

Timothy e Bybee (20) hanno misurato le variazioni del guadagno in funzione del conteggio accumulato per un piatto "Mullard J" (i canali sono sagomati a forma di J con un'elevata curvatura di uscita), e hanno osservato una perdita di guadagno solamente di circa il 20%, per un totale accumulato di $2 \times 10^{10} \text{ conteggi} / \text{mm}$ (vedi figura 13). Questo è proprio il tipo di prestazione attesa nelle precedenti esperienze con i moltiplicatori a canale singolo, ed è di gran lunga superiore alla performance riportata da Sandel et al. per gli MCP a canali rettilinei (21).

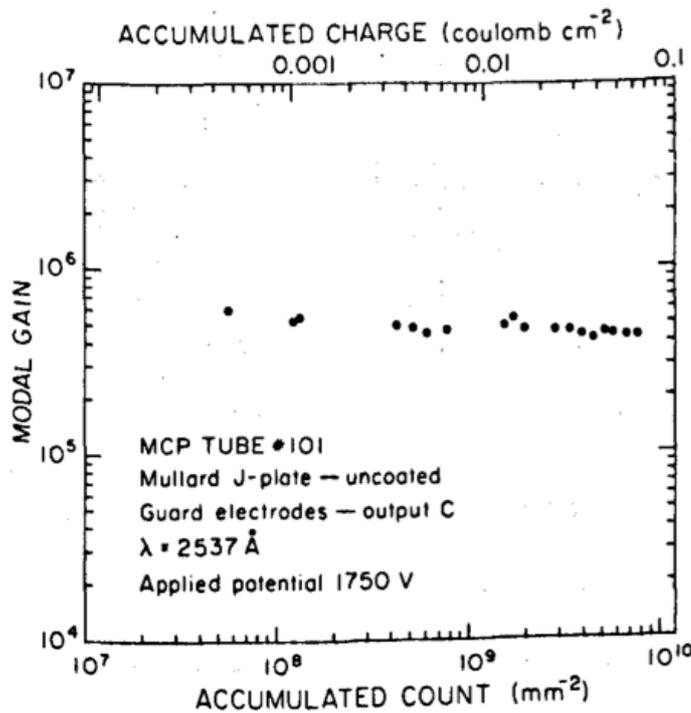


Figura 13. Guadagno vs conteggi per MCP a canali curvi.

3.6 Immunità dal Campo Magnetico

Per via delle piccole dimensioni e quindi delle elevate intensità del campo elettrico, si prevede che gli MCP presentino un elevato grado di immunità ai campi magnetici. Lo et al. 22) riportano prestazioni soddisfacenti del tubo fotomoltiplicatore LEP HP 350 per campi magnetici assiali fino a 2 kG e campi magnetici trasversali fino a 700 G.

Capitolo 4

Rivelazione di particelle

Gli MCP sono direttamente sensibili ai raggi ultravioletti, i raggi X, i raggi alfa, ma anche a particelle cariche e ai neutroni. L'efficienza di rivelazione dei moltiplicatori a canale è stata riassunta nella tabella 1 da Schagen 23) per vari tipi di radiazione primaria, e include i dati ottenuti con moltiplicatori monocanale ed MCP. Bisogna sottolineare che questi risultati possono variare a seconda del rapporto dell'OAR dell'MCP considerato, dell'angolo d'incidenza e dell'energia dei fasci incidenti, e dipende strettamente dal caso in cui la superficie frontale dell'MCP sia stata rivestita con un materiale che ne aumenti la sensibilità. Inoltre, le misurazioni effettuate con moltiplicatori monocanali sono più facili da interpretare poiché generalmente operano in condizione di saturazione di carica spaziale, permettendo l'uso di tecniche di conteggio d'impulsi. Una revisione sui moltiplicatori monocanali e sull'efficienza di rivelazione degli MCP è stata pubblicata successivamente da Macau et al.24).

Tabella 1

| Type of radiation | | Detection efficiency (%) |
|---|---------------|--------------------------|
| Electrons | 0.2 - 2 keV | 50-85 |
| | 2 - 50 keV | 10-60 |
| Positive ions (H ⁺ , He ⁺ , A ⁺) | 0.5 - 2 keV | 5-85 |
| | 2 - 50 keV | 60-85 |
| | 50 - 200 keV | 4-60 |
| U.V. radiation | 300 - 1100 Å | 5-15 |
| | 1100 - 1500 Å | 1- 5 |
| Soft X-rays | 2 - 50 Å | 5-15 |
| Diagnostic X-rays | 0.12- 0.2 Å | ~1 |

4.1 Particelle Cariche

4.1.1 Gli elettroni

Il coefficiente di emissione di elettroni secondari, δ , tipicamente utilizzato negli MCP raggiunge un massimo di circa 2 per ogni elettrone primario di energia pari a 300 eV. A basse energie, per le quali gli elettroni incidenti non riescono ad avviare una eccitazione multicanale, l'efficienza di rivelazione dovrebbe avvicinarsi al rapporto di apertura del MCP (OAR), che è tipicamente del 50%. Tuttavia, gli elettroni che colpiscono il materiale dell'elettrodo interstiziale producono elettroni secondari che possono eccitare canali adiacenti.

Galanti et al. 37) hanno osservato l'efficienza dell'MCP, osservando un aumento dell'efficienza dal 50% per 50 eV al 70% per 1 keV. Questi autori hanno osservato anche una variazione di efficienza al variare dell'angolo di incidenza degli elettroni, ed hanno evidenziato la presenza di un massimo a 20° per elettroni incidenti da 1 keV. Chiaramente, se le traiettorie degli elettroni sono pressoché parallele agli assi dei canali, c'è un'alta probabilità di penetrazione in profondità nei canali prima che ci sia interazione; questo si traduce in impulsi in uscita con basso guadagno vicino a 0°.

La figura 14 2) mostra l'efficienza di rivelazione al variare dell'energia del fascio di elettroni incidente e la figura 15 2) mostra la sensibilità relativa misurata variando l'angolo d'incidenza del fascio di elettroni. La massima efficienza avviene in un intervallo di energia degli elettroni che va da 500 eV a 1000 eV. Sebbene la sensibilità dipenda dall'energia del fascio incidente, la sensibilità massima è ottenuta solo per un angolo d'incidenza di 13°.

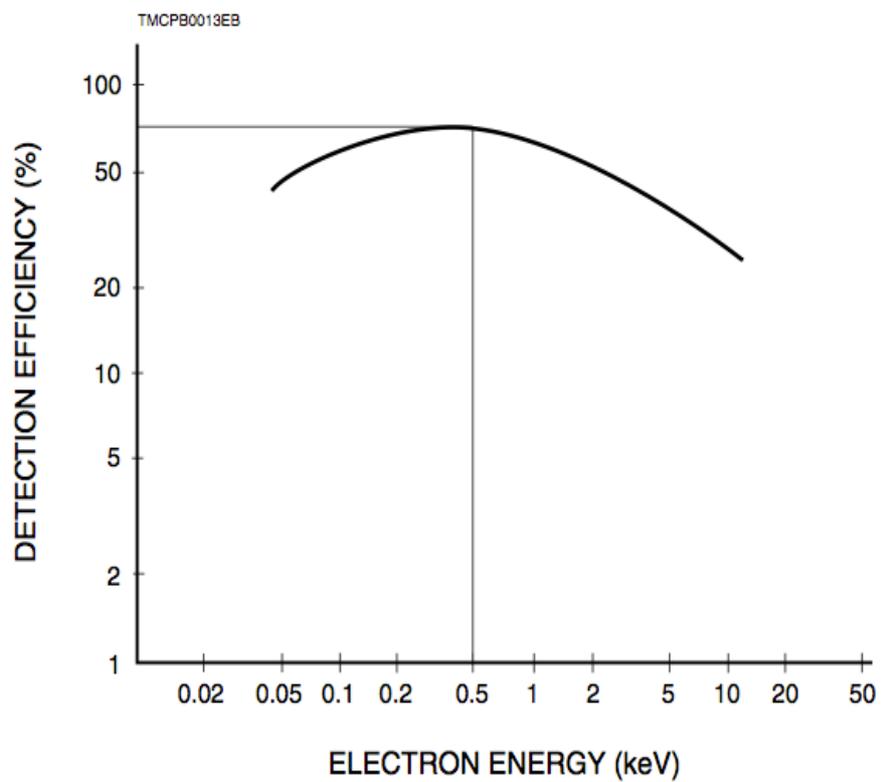


Figura 14. Efficienza di rivelazione in funzione dell'energia degli elettroni.

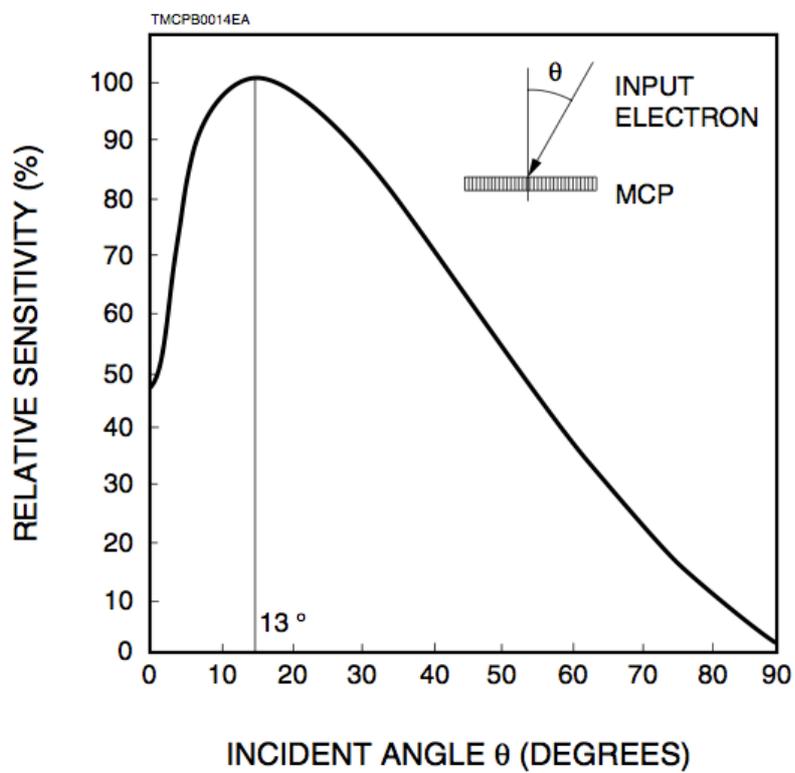


Figura 15. Sensibilità relativa vs Angolo di incidenza.

4.1.2 Gli Ioni

La figura 16 mostra l'efficienza di rivelazione ²⁾ per ioni He^+ e atomi neutri di elio. Come si vede da questa figura, non vi è alcuna differenza significativa tra l'efficienza di rivelazione di ioni e particelle neutre, e questo sta ad indicare un'elevata efficienza di rivelazione, che è di circa il 50% per energie incidenti comprese nell'intervallo 1 keV - 10 keV. La figura 17 ²⁾ mostra invece i dati della distribuzione di ampiezza dell'impulso generata dagli ioni incidenti sull'MCP e misurata a diverse energie (10 keV, 60 keV e 100 keV). Questi dati mostrano che la forma della distribuzione d'ampiezza rimane invariata e che quindi non dipende dall'energia.

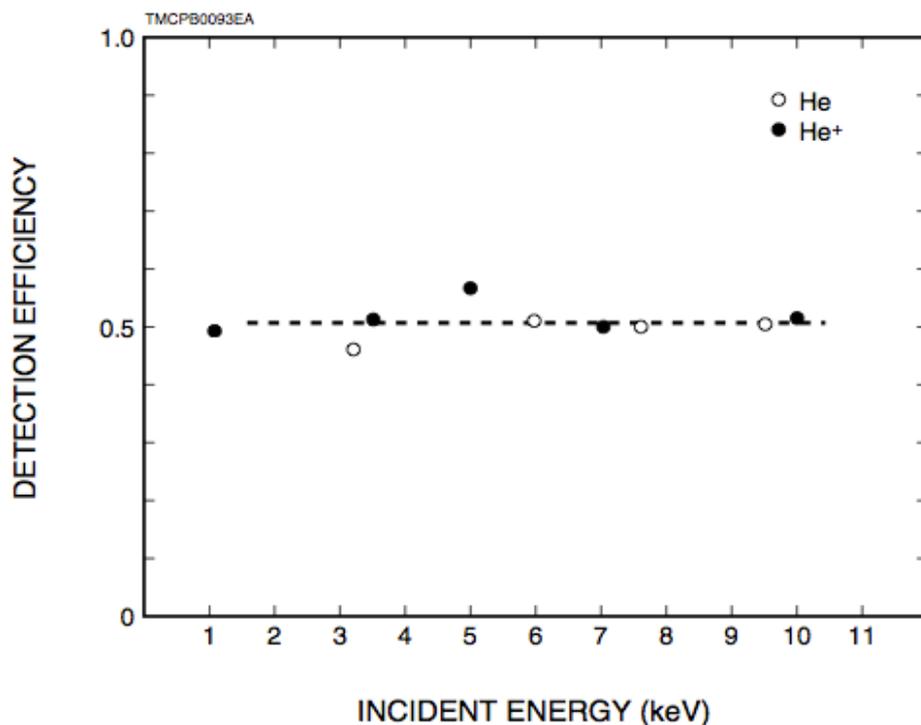


Figura 16. Efficienza di rivelazione per ioni Elio e atomi neutri in funzione dell'energia.

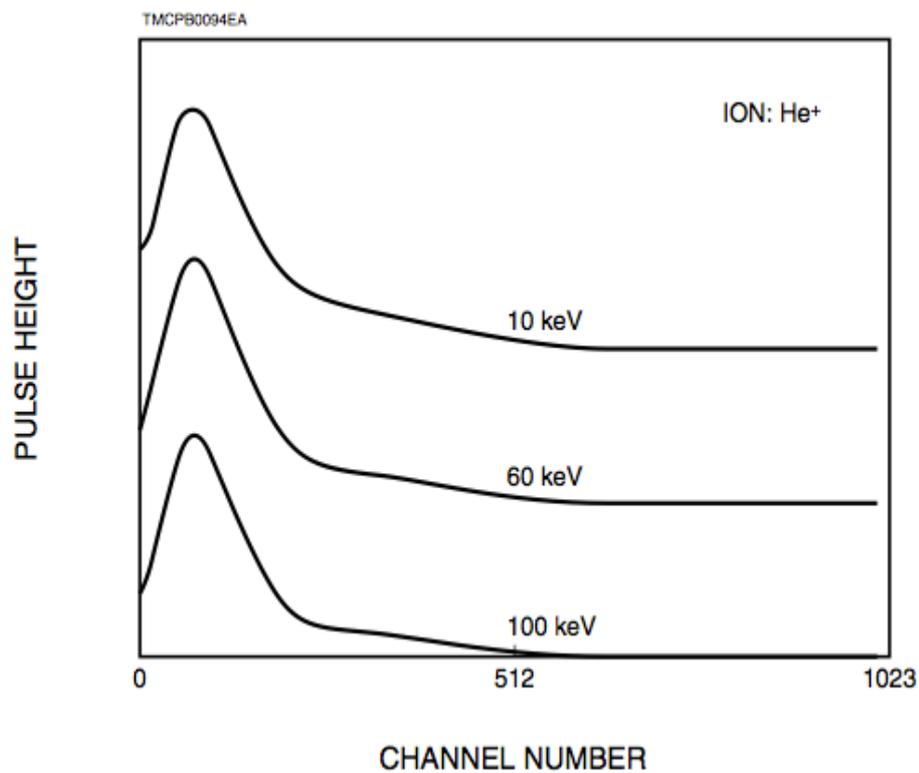


Figura 17. Distribuzione di ampiezza dell'impulso con ioni Elio a 10 keV, 60 keV e 100 keV.

La figura 18 2), mostra, infine, le tipiche efficienze di rivelazione di ioni con un numero di massa fino a 10000 *amu*, al variare della tensione di accelerazione. In questa figura, la linea superiore indica l'efficienza di rivelazione per gli ioni metallici (Cr), mentre la linea inferiore indica l'efficienza di rivelazione per gli ioni contenenti una grande quantità di idrogeno.

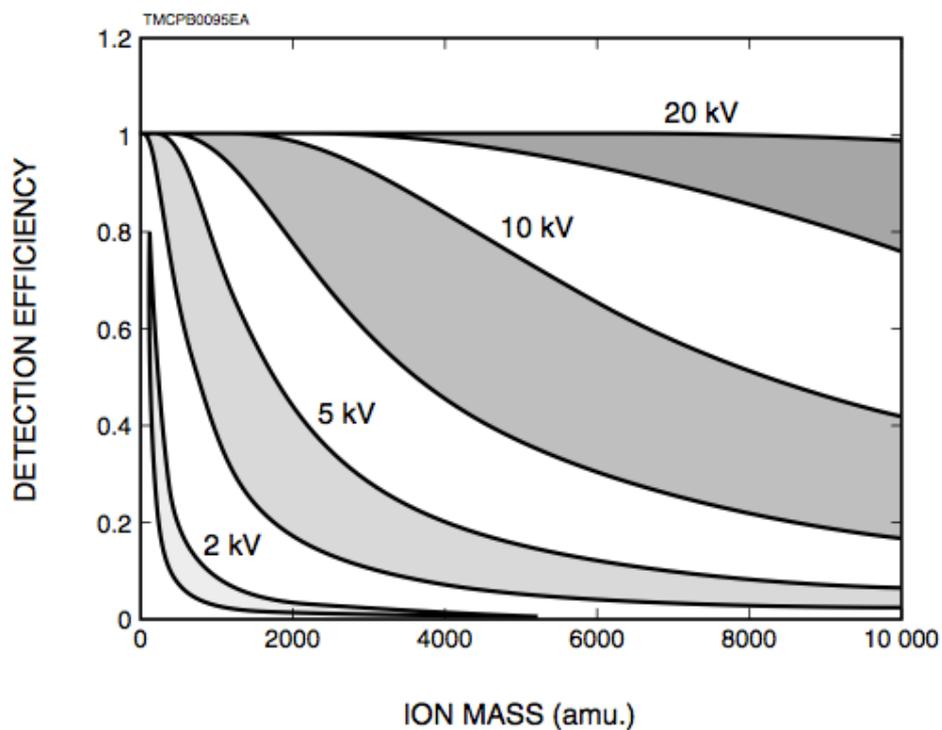


Figura 18. Efficienza di rivelazione per gruppi di ioni Cr (curva superiore) e idrocarburi (curva inferiore) per tensioni tra 2 kV e 20 kV.

Questo grafico mostra che l'efficienza di rivelazione tende ad aumentare con la tensione di accelerazione. Ad esempio, per ioni con un numero di massa di 10000 *amu*, l'efficienza di rivelazione è di circa l'80% per una tensione di accelerazione di 20 kV, ma scende al di sotto del 5% per 5 kV. Rispetto agli ioni metallici, l'efficienza di rivelazione per gli ioni contenenti idrogeno tende ad essere inferiore, anche se il numero di massa è lo stesso.

4.2 Fotoni

4.2.1 U.V e Raggi X molli

La figura 19 2) mostra l'efficienza di rivelazione per raggi X molli. Come nel caso degli elettroni, le efficienze di rivelazione dei fotoni dipendono dall'angolo d'incidenza, e di conseguenza, al crescere dell'energia, l'angolo al quale si verifica la massima capacità di rivelazione dipende sempre più dalla superficie dell'MCP.

Le superfici degli MCP hanno funzioni di lavoro che consentono di produrre fotoelettroni per lunghezze d'onda incidenti minori di 2000 Å. Le misure di Paresce 28) sui singoli canali indicano una diminuzione quasi esponenziale in termini di efficienza, dal 2% per 1200 Å a 10^{-9} per 2600 Å. Altre misure hanno suggerito una efficienza vicina al 10% nell'intervallo 12-70 Å 29). Successivamente, Björkholm et al. 30) hanno riportato dei picchi nell'efficienza di un MCP che vanno dal 27% per 0.86 keV (~ 14 Å) al 5% per 3 keV (~ 4.1 Å). Questi autori hanno utilizzato una configurazione Chevron con angoli di polarizzazione di ($0^\circ/8^\circ$) ed $\alpha = 80$. Inoltre, hanno scoperto che l'*efficienza quantica* (numero di elettroni emessi per fotone incidente di una data lunghezza d'onda) aumenta al diminuire dell'angolo d'incidenza (angolo dalla radiazione incidente con la normale alla superficie di entrata del MCP), fino al raggiungimento di un angolo critico oltre il quale vi è una rapida caduta dell'efficienza. Il picco si presenta nell'intervallo $1^\circ - 6^\circ$.

Björkholm et al. 30) hanno studiato la variazione dell'efficienza quantica con l'energia, variando il coefficiente di assorbimento dei raggi X; gli autori hanno posto uno strato di SiO_2 sulla matrice di vetro piombato, per fotoni da 100 Å, in accordo con gli studi di analisi di superficie di un MCP di Siddiqui 31).

L'efficienza di rivelazione dei raggi UV è bassa rispetto a quella ottenuta per elettroni e ioni. Il miglioramento dell'efficienza quantica può essere ottenuto tramite la deposizione sotto vuoto di materiali fotosensibili ad alto rendimento sulla superficie d'ingresso dell'MCP. Henry et al. 32) hanno segnalato un aumento del 65% di efficienza quantica a 1.48 keV, per un piatto rivestito di MgF_2 . L'efficienza dei

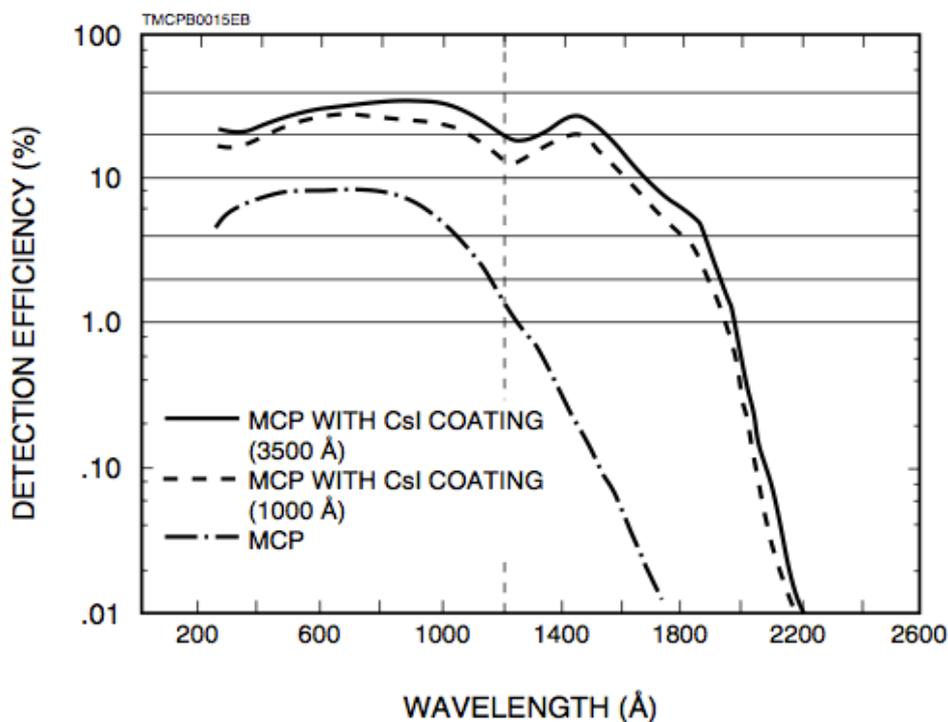


Figura 20. Efficienza di rivelazione in funzione della lunghezza d'onda del fotone.

Va osservato che l'uso di un Chevron con $\alpha=80$ per la rivelazione di fotoni assicura la condizione di saturazione di carica spaziale per piccoli angoli d'incidenza; per piatti con $\alpha = 40$, le riflessioni dei fotoni che incidono radenti ai canali degradano la distribuzione di ampiezza dell'impulso, rendendo difficile l'utilizzo di un discriminatore. Tuttavia, il rendimento può essere migliorato con l'utilizzo di una tensione di polarizzazione interplate (vedi 3.1.3).

4.2.2 Raggi X duri

Maggiore è l'energia dei fotoni, maggiore sarà la penetrazione all'interno del vetro della matrice di un MCP. L'interazione primaria si avrà dunque più attraverso l'intero MCP piuttosto che sulla superficie frontale. Inoltre, più spessa è la matrice,

maggiore è il coefficiente di assorbimento di fotoni; la spaziatura tra i canali deve essere abbastanza piccola, tuttavia, per consentire ai fotoelettroni prodotti nel vetro al piombo della matrice di eccitare la parete di un canale. Gli MCP *Galileo* standard sono realizzati con vetro *Corning 8161* (34) ed hanno una composizione come quella descritta nella tabella 2.

Tabella 2

Elemental composition of MCP glass^a.

| Z | Element | Weight percent |
|----|---------|----------------|
| 82 | Pb | 47.8 |
| 8 | O | 25.8 |
| 14 | Si | 18.2 |
| 19 | K | 4.2 |
| 37 | Rb | 1.8 |
| 56 | Ba | 1.3 |
| 33 | As | 0.4 |
| 55 | Cs | 0.2 |
| 11 | Na | 0.1 |

^a Density - 4.0 g/cm³.

Si osservi che il coefficiente di assorbimento fotoelettronico di questo materiale per raggi X da 662 keV è più grande del 30% del coefficiente di assorbimento dello ioduro di sodio. La densità del vetro è di 4.0 g/cm³.

Dolan e Chang (35) hanno studiato sia la risposta alle correnti sia la risposta agli impulsi di un MCP *Galileo* per raggi X con energie comprese nell'intervallo 8-100 keV. Hanno trovato che l'efficienza di rivelazione varia dall'1% al 26%. Un grafico dei dati di efficienza raccolti, tratto da (35), è mostrato in fig. 21. Qui sono inclusi i dati ottenuti da Parkes et al. (36) e Adams e Miller (37). Si noti che questi dati sono stati ottenuti per diverse dimensioni di canale e per vari angoli d'incidenza; i piatti non sono stati utilizzati in saturazione di carica spaziale. Tuttavia, è evidente che gli MCP hanno un'efficienza relativamente costante nell'intervallo di energia 10-600 keV, una caratteristica che li rende unici rispetto ad altri rivelatori per raggi X. La fig. 22 (2)

mostra l'andamento dell'efficienza di rivelazione al variare dell'energia dagli UV ai Raggi X duri.

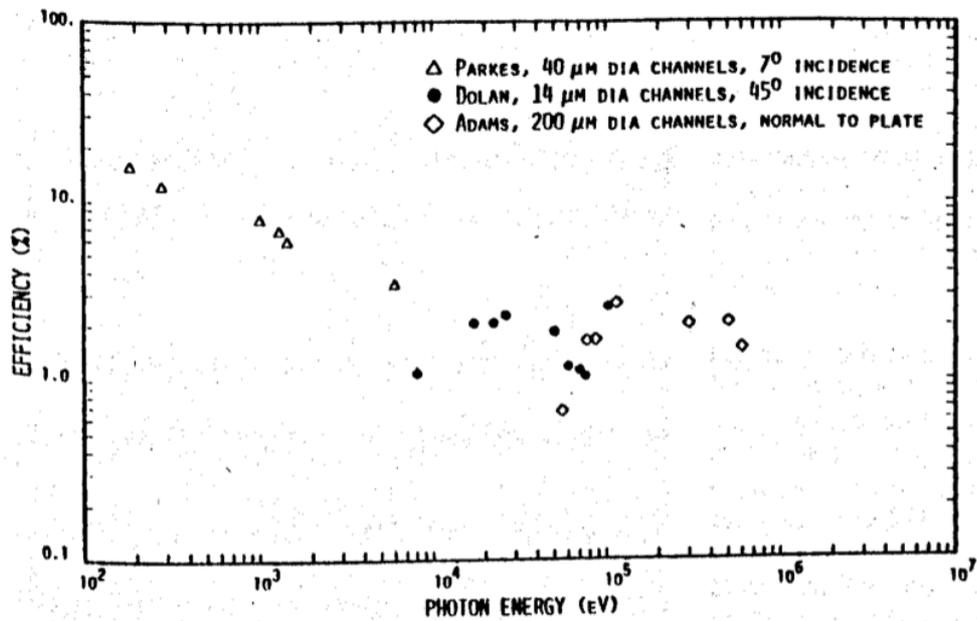


Figura 21. Efficienze di rivelazione dei Raggi X.

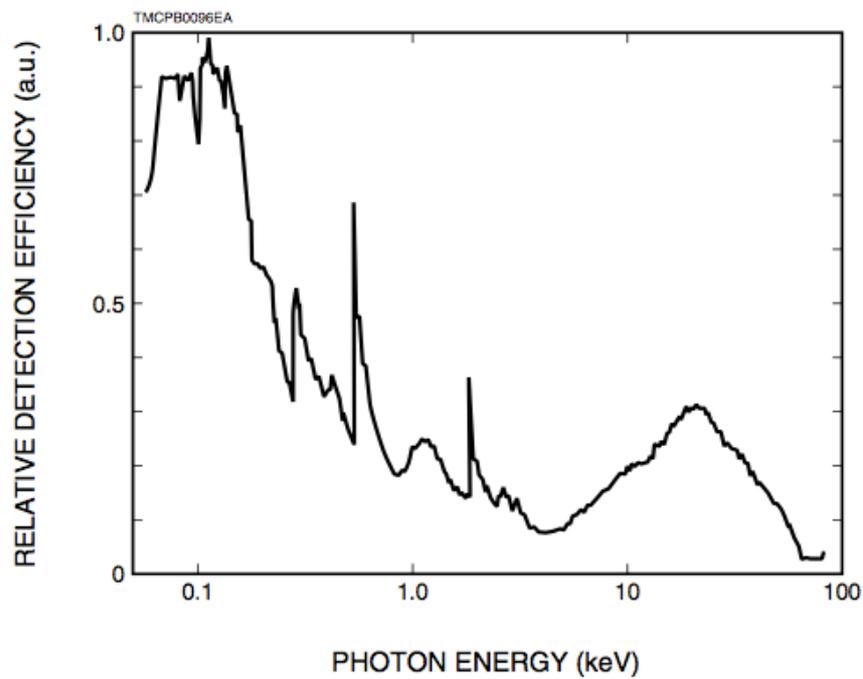


Figura 22. Efficienza di rivelazione vs energia dei fotoni dagli UV ai Raggi X duri.

Capitolo 5

Applicazioni

Gli MCP possono offrire molti vantaggi e per questo motivo sono ampiamente utilizzati in diversi campi. Ad esempio, in medicina, nelle scienze biologiche, nelle industrie dei semiconduttori, gli MCP sono utilizzati nella spettrometria TOF-MS (time-of-flight mass spectroscopy), per lo sviluppo di nuovi farmaci, per l'identificazione di biomolecole (proteine) nell'analisi di malattie, ed anche per misurare le caratteristiche dei dispositivi a semiconduttore, che sta diventando essenziale per tenere il passo con i rapidi passi avanti fatti nei processi di litografia di semiconduttori. Gli MCP sono anche ampiamente utilizzati nei campi di ricerca accademica per lo studio di dispositivi nanostrutturati che utilizzano tecniche TOF, e negli esperimenti di fisica degli acceleratori che coinvolgono la radiazione di sincrotrone.

Questo capitolo mostra alcune delle applicazioni possibili degli MCP, e anche alcune possibili applicazioni future.

5.1 Time-of-Flight Mass Spectrometry (TOF-MS)

Il tempo che uno ione impiega a viaggiare da un campione di prova al rivelatore dipende dal numero di massa dello ione. Basandosi su questo principio, la TOF-MS è in grado di identificare la natura degli ioni incidenti misurando il tempo che gli ioni impiegano a viaggiare dalla sorgente ionica fino al rivelatore. I rivelatori TOF-MS devono avere una risposta rapida e devono essere in grado di rivelare gli ioni con un'alta efficienza. Ecco perché questi rivelatori utilizzano principalmente dispositivi basati su MCP. La figura 23 2) mostra lo schema di un dispositivo TOF-MS che utilizza un MCP.

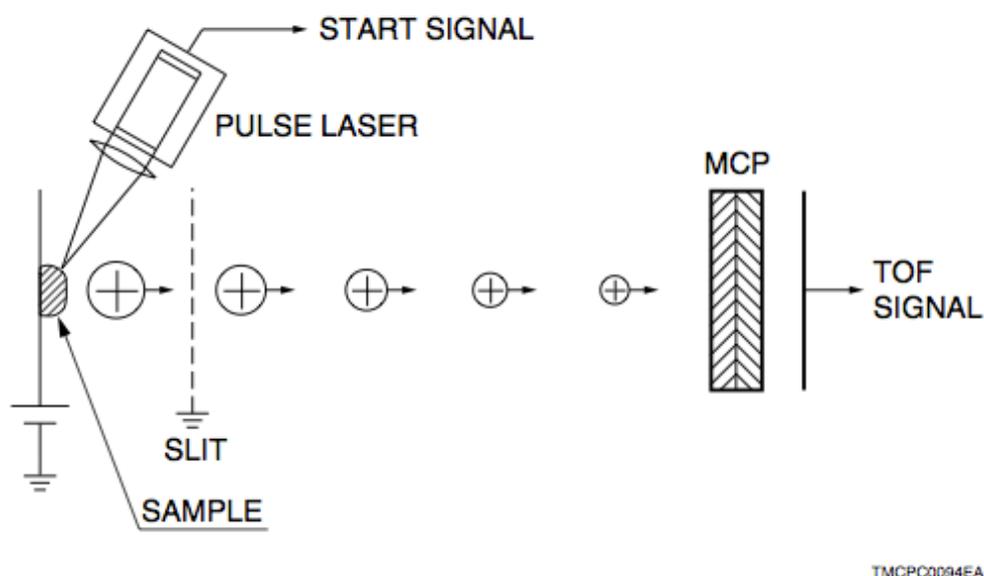
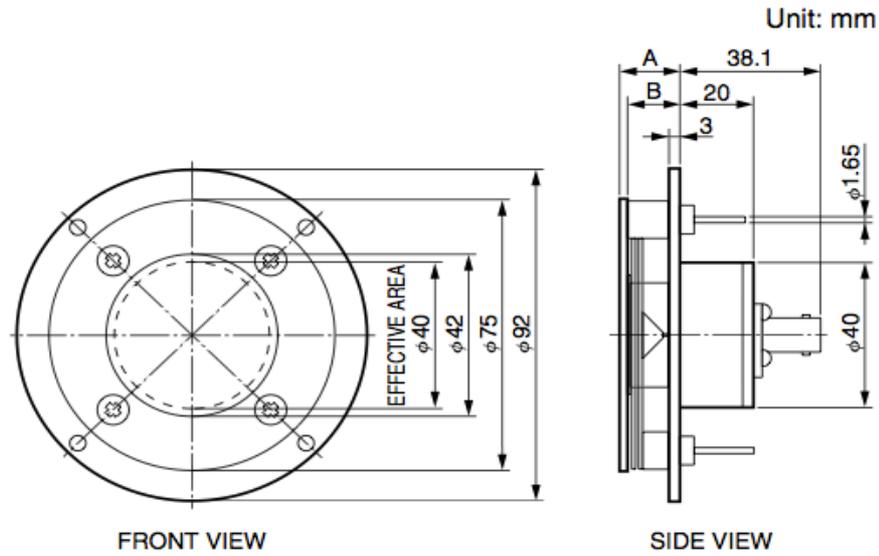


Figura 23. Schema di un TOF-MS.

Le molecole da analizzare, ionizzate da un laser, vengono accelerate dalla differenza di potenziale fornita alle griglie e viaggiano lungo lo spazio di deriva con una certa velocità per raggiungere poi il rivelatore. Essendo la carica elettrica costante, minore è il numero di massa dello ione, minore sarà il tempo di viaggio e viceversa. In linea di principio, non vi è alcun limite sugli intervalli di massa misurabili, per cui macromolecole come le proteine, che possono avere pesi molecolari da diverse decine di migliaia fino a centinaia di migliaia di dalton. Grazie a questa sua caratteristica, la TOF-MS è ora ampiamente utilizzato nella ricerca per la scoperta di nuovi farmaci nonché per l'analisi del DNA.

I rivelatori TOF-MS devono avere un tempo di risposta rapido (dell'ordine di ns) e devono presentare in uscita dei segnali privi di ringing. Le figure 24 e 25 2) mostrano rispettivamente le dimensioni degli MCP (serie F9892) progettati per TOF-MS ed una tipica forma d'onda in uscita.



| Type No. | A | B |
|----------|------|------|
| F9892-11 | 16 | 14 |
| F9892-12 | 15.6 | 13.6 |

TMCPA0054EA

Figura 24. MCP per TOF-MS.

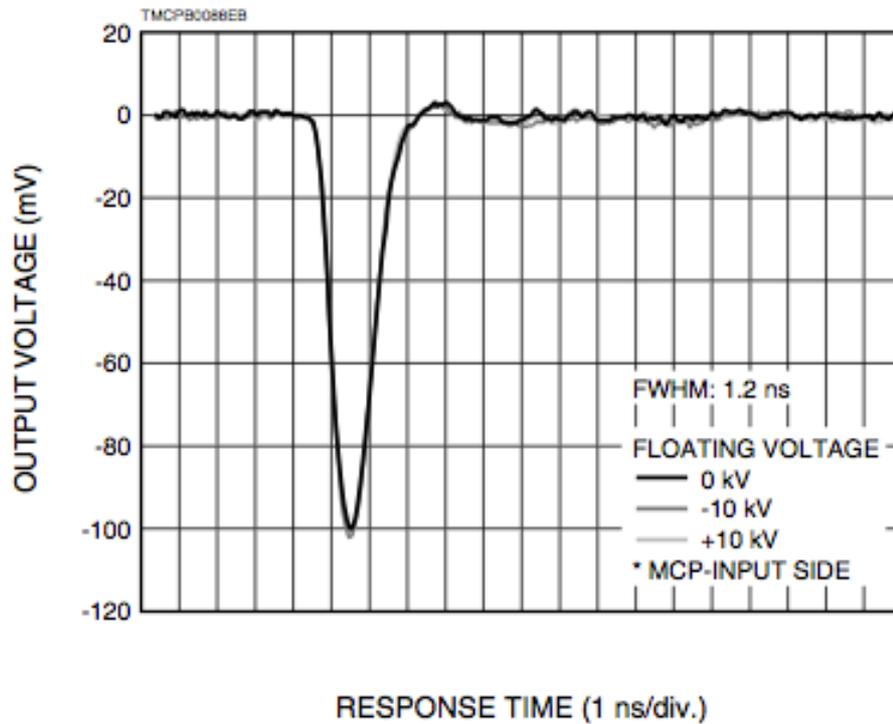


Figura 25. Tipica forma d'onda in uscita dagli MCP nella TOF-MS.

Questo dispositivo ha un'area effettiva di 40 mm di diametro, ed una struttura in grado di funzionare in floating mode con tensioni alla superficie d'ingresso fino a ± 10 kV. Ciò consente di rivelare sia ioni positivi che negativi con un'alta sensibilità, e di mantenere costantemente il connettore di uscita al potenziale di terra, poiché un condensatore di accoppiamento ad alta tensione viene collegato tra l'anodo e il connettore. La struttura del dispositivo è ottimizzata per ottenere forme d'onda ideali ad alta velocità prive di *ringing* utilizzando un cavo coassiale 50 Ω (BNC) per alte frequenze come connettore.

Vengono utilizzati MCP con canali di piccolo diametro, con un angolo di polarizzazione relativamente ampio ed un alto grado di planarità al fine di minimizzare il jitter temporale, che incide sulle caratteristiche di risoluzione dei TOF-MS. La figura 26 2) mostra i fattori fisici che influenzano il jitter dell'MCP. La figura 27 2) mostra invece le misure del grado di planarità dell'MCP.

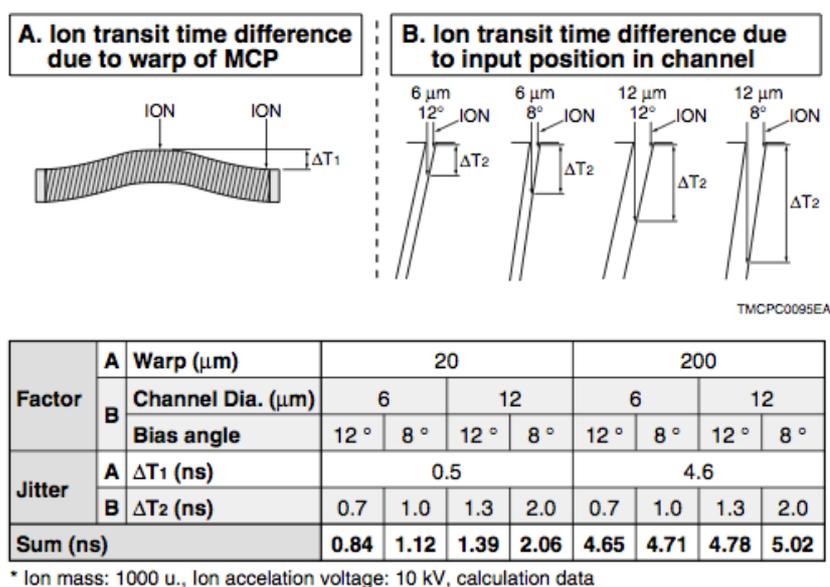


Figura 26. Confronto dei periodi di jitter.

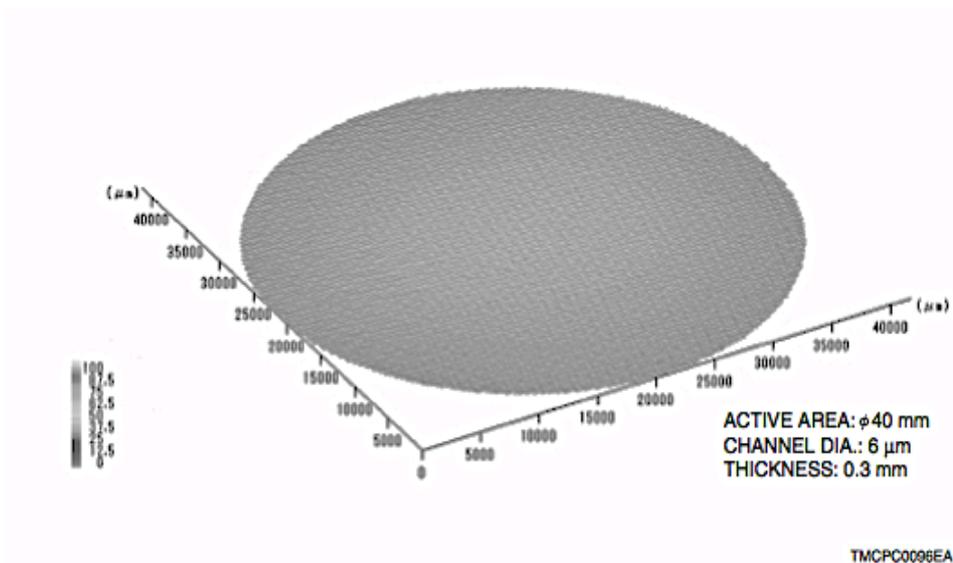


Figura 27. Planarità della superficie dell'MCP ($\pm 10\mu\text{m}$)

Grazia alla risposta rapida e all'elevata efficienza di rivelazione degli MCP, I rivelatori TOF-MS utilizzano principalmente dispositivi basati su MCP.

5.2 The Large-Area Picosecond Photo-Detector Project (LAPPD)

Il *Large-Area Picosecond Photo-Detectors Project* (LAPPD) è un progetto di ricerca che si occupa dello sviluppo di sistemi basati su microchannel plates ad ampie superfici attive per la misura del tempo di arrivo di *particelle relativistiche* con risoluzione di un picosecondo e per segnali tipici della PET (*Positron-Emission Tomography*) una risoluzione di 30 picosecondi.

Si vuole qui presentare un'analisi sperimentale di un LAPPD per un loro possibile utilizzo come efficienti strumenti di rivelazione per gli esperimenti sui neutrini, per la fisica dei colliders e per i dispositivi di *imaging* nel campo della medicina.

Gli LAPPD trovano un'importante applicazione nei sistemi di rivelazione utilizzati nei colliders e nei dispositivi d'imaging in campo medico, che richiedono come requisito fondamentale alta risoluzione ed alta velocità di rivelazione fotonica. Negli esperimenti con i colliders, la giusta risoluzione temporale è necessaria per misurare il tempo di volo delle particelle per consentirne una misura precisa della massa (39). Nelle tecniche mediche d'imaging, è necessaria un'elevata risoluzione spaziale per poter risolvere le strutture biologiche, insieme ad alte velocità di rivelazione per consentire grandi tassi di flusso delle particelle.

Una tecnica d'imaging che è particolarmente sensibile alla rivelazione dei fotoni con efficienza elevata è la Tomografia a Emissione di Positroni (*Positron-Emission Tomography, PET*). La PET si basa su una procedura che inizia con l'iniezione di un radiofarmaco costituito da un *radio-isotopo* tracciante con emivita breve, generalmente isotopi con breve tempo di dimezzamento come ^{11}C , ~20 minuti, ^{13}N , ~10 minuti, ^{15}O , ~2 minuti e soprattutto ^{18}F , ~110 minuti. L'isotopo viene legato chimicamente a una molecola attiva a livello metabolico, detta *vettore*. Dopo un certo tempo di attesa, durante il quale la molecola metabolicamente attiva (spesso uno zucchero) raggiunge una determinata concentrazione all'interno dei tessuti organici da analizzare, il soggetto viene posizionato nello scanner. L'isotopo di breve vita media quindi decade, emettendo un positrone. Dopo un percorso che può raggiungere al massimo pochi millimetri (40), il positrone si annichila con un elettrone (41) producendo una coppia di fotoni gamma entrambi di energia 511 KeV emessi in direzioni opposte tra loro (fotoni *back to back*).

Questi fotoni vengono rivelati quando raggiungono uno *scintillatore* nel dispositivo di scansione, dove creano un lampo luminoso rilevato attraverso dei tubi fotomoltiplicatori. Punto cruciale della tecnica è la rivelazione simultanea di coppie di fotoni: i fotoni che non raggiungono il rivelatore in coppia, cioè entro un intervallo di tempo di pochi nanosecondi, non sono presi in considerazione. Dalla misurazione della

posizione in cui i fotoni colpiscono il rivelatore, si può ricostruire l'ipotetica posizione del corpo da cui sono stati emessi, permettendo la determinazione dell'attività o dell'utilizzo chimico all'interno delle parti del corpo investigate. Lo scanner utilizza la rivelazione delle coppie di fotoni per mappare la densità dell'isotopo nel corpo, sotto forma di immagini di sezioni (generalmente trasverse) separate fra loro di 5 mm circa. La mappa risultante rappresenta i tessuti in cui la molecola campione si è maggiormente concentrata e viene letta e interpretata da uno specialista in medicina nucleare al fine di determinare una diagnosi ed il conseguente trattamento.

L'efficacia della PET dipende da diversi fattori. In primo luogo, la quantità di radiofarmaco nel paziente e le dimensioni dei tessuti maggiormente interessati dal farmaco determinano la quantità di fotoni gamma emessi e rivelati, e quindi la *quantità d'informazioni* raccolte in ciascuna rivelazione. In secondo luogo, la *durata della procedura*, che influisce sulla sfocatura dell'immagine e sulla produttività complessiva della macchina, è governata dal flusso di eventi che il rivelatore è in grado di gestire efficacemente. Infine, il tempo complessivo di elaborazione dei dati è regolato dalla velocità dei metodi di analisi. A questo proposito, c'è una differenza sostanziale tra i sistemi a *tempo reale*, che consentono le regolazioni *on-the-fly* e di altre interazioni medico-paziente, e i sistemi *batch*, in cui il tempo di elaborazione dei dati preclude tali interazioni.

Gli LAPPD potrebbero fornire la risoluzione e l'efficienza necessarie per i sistemi PET. I dispositivi LAPPD hanno infatti alta risoluzione spaziale e temporale, grazie alla loro dimensione ridotta e alla loro elettronica avanzata. Gli LAPPD sono anche in grado di sostenere elevati flussi di radiazione nel momento in cui i segnali vengono digitalizzati in piccoli gruppi e accoppiati ad un'analisi basata sull'hardware.

Gli esperimenti condotti da 38) sono stati concepiti per verificare le generali funzionalità dei rilevatori LAPPD, andando poi ad esaminare le caratteristiche, come la risoluzione, legate alla rivelazione di singoli eventi.

Nella prima parte, viene data la descrizione dell'apparato sperimentale e del prototipo di LAPPD. Nella seconda parte, come esperimento di verifica, viene riportata la descrizione e la procedura di elaborazione dei dati ottenuti per la misura della velocità di propagazione del segnale all'anodo.

5.2.1 Struttura di un LAPPD

Un *Large Area Picosecond Photo-Detector* è un dispositivo che si sviluppa su tre livelli: il primo è il livello fisico, possiede le stesse funzionalità di un tubo fotomoltiplicatore (PMT); il secondo è il livello elettronico, che svolge il ruolo di convertitore *time-to-digital* (TDC); il terzo è il livello software, impiegato per l'elaborazione e la visualizzazione dei dati. Il *livello fisico* (uno schema è dato in figura 28) è costituito da:

- 1) Un fotocatodo, che converte i fotoni incidenti in elettroni;
- 2) Un *microchannel plate* (MCP), che produce elettroni secondari a cascata amplificando il segnale con un guadagno di $G \approx 10^6$;
- 3) Un anodo strip-line, che raccoglie la cascata di elettroni uscente dall'MCP e invia l'impulso elettrico corrispondente alle estremità opposte dell'involucro per passare all'elettronica di lettura.
- 4) Un involucro chiuso.

Involucri multipli, o piastrelle, possono essere assemblati su un piano per creare un unico pannello rivelatore, detto super-modulo. La sezione frontale di un super-modulo è riportata in figura 29. Gli eventi lasciano quindi il livello fisico, sotto forma di due impulsi elettrici analogici, dalle due estremità del pannello rivelatore.

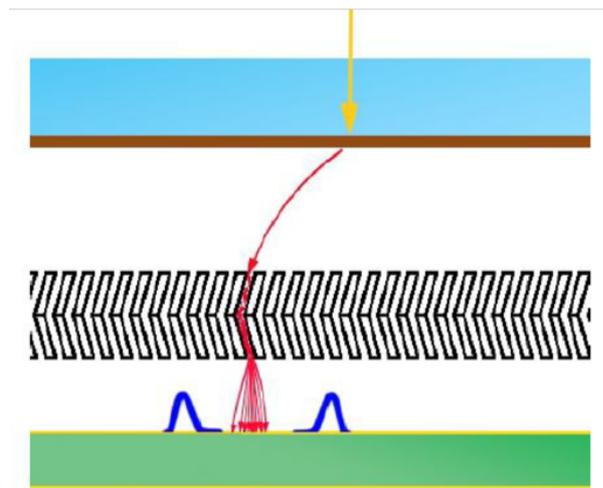


Figura 28. Schema del livello fisico dell'LAPPD. I fotoni in arrivo vengono mostrati in giallo, gli elettroni secondary in rosso, e il segnale elettrico in blu. Lo strato marrone è il fotocatodo, lo strato nero è l'MCP a doppio strato, e lo strato verde è l'anodo.

Il *livello elettronico*, che può essere montato nella parte posteriore del supermodulo, (figura 30), è costituito da:

- 1) Una scheda analogica (AC), che utilizza oscilloscopi digitali PSEC4 per digitalizzare gli impulsi in ingresso fino a 15 Giga-campioni/s;
- 2) Una scheda digitale (DC), che si occupa del processo di *prima localizzazione* calcolando il periodo dell'impulso incidente e la strip-line centrale dell'impulso come posizione verticale (y);
- 3) Una scheda centrale (CC) [6], che si occupa del processo di *seconda localizzazione* accoppiando gli impulsi provenienti dalle estremità dell'involucro e calcola la posizione lungo la strip-line che ha ricevuto gli elettroni uscenti dall'MCP, che fornisce la posizione orizzontale (x).

Le informazioni tratte dagli eventi uscenti dall'elaborazione elettronica del segnale sono il *tempo* e la *posizione* nel piano del rivelatore.

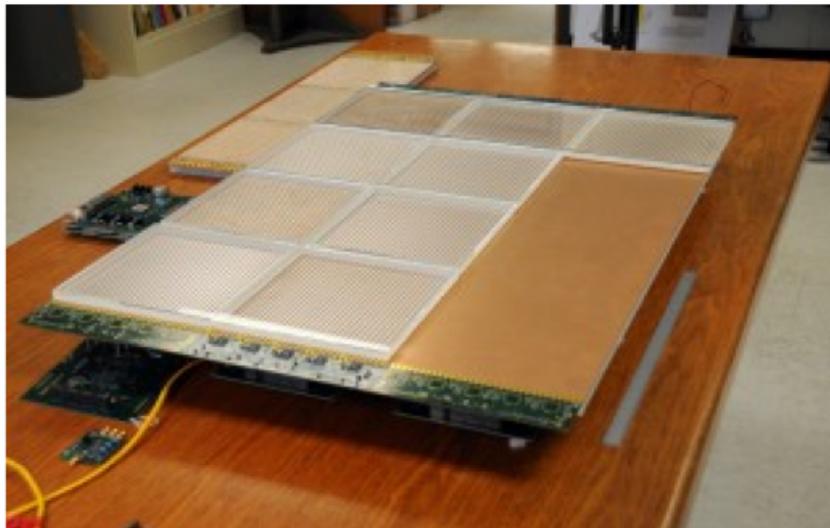


Figura 29. Lato anteriore del supermodulo, che contiene dodici piastrelle in tre file da quattro, poste sul Tray. Tre piastrelle sono state lasciate fuori in modo che il piano di appoggio in rame delle strip-line sia visibile. Le schede analogiche sono visibili alle estremità del pannello.

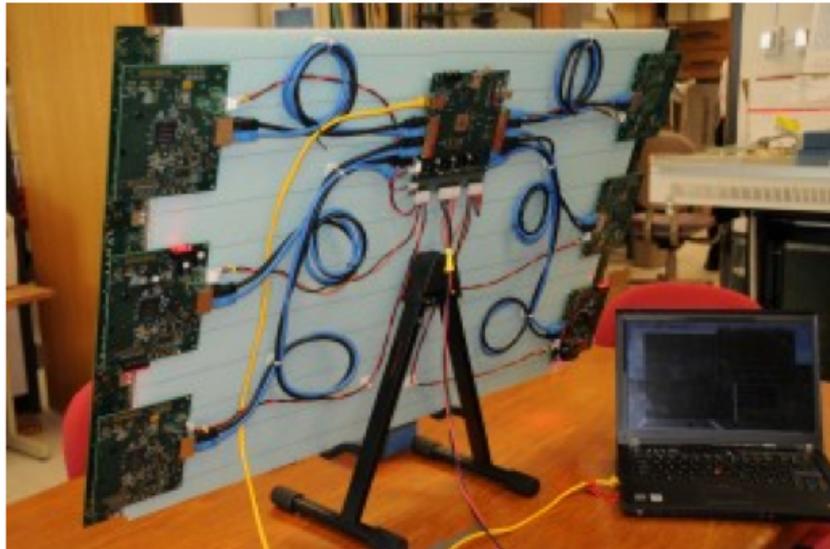


Figura 30. Lato posteriore del supermodulo, che mostra le schede digitali collegate alle schede analogiche e alla scheda centrale (CC). La CC trasmette il tempo, la posizione e la carica integrata a un computer PCI-E contenente una GPU teraflop per la ricostruzione in tempo reale e la visualizzazione del segnale.

Il *livello software* è costituito da tre moduli:

- 1) Il modulo di *interfaccia*, che gestisce il collegamento con l'involucro del rivelatore;
- 2) Il modulo di *controllo*, che consente all'utente di passare i comandi, ad esempio il trigger, all'elettronica installata sul pannello;
- 3) Il modulo di *elaborazione*;

5.2.2 Processo di seconda localizzazione: elaborazione dei dati sperimentali

In questo paragrafo vengono presentati i primi risultati sperimentali (38) di un prototipo di LAPPD, ottenuti presso il *Laboratorio Nazionale di Argonne*. L'obiettivo di questo esperimento è di quantificare l'accuratezza degli schemi di prima e seconda localizzazione. Gli impulsi emessi dalla sorgente, un laser UV, vengono rivelati

dall'LAPPD e registrati. Le misure vengono effettuate in diversi step, traslando il laser lungo la strip-line con incrementi di 3 mm, da -9 mm a 9 mm in entrambe le direzioni. Sebbene la posizione assoluta del laser sia sconosciuta, il confronto con la misura di riferimento iniziale consente la di misurare la traslazione relativa. Conoscendo la velocità di propagazione nell'anodo, la seconda localizzazione potrebbe quindi rivelare lo spostamento. In alternativa, si potrebbe considerare questo esperimento come una misura della velocità di propagazione. I dati sono stati presentati da Hutchinson 38).

Un esempio di elaborazione dei dati è riportato in fig. 31.

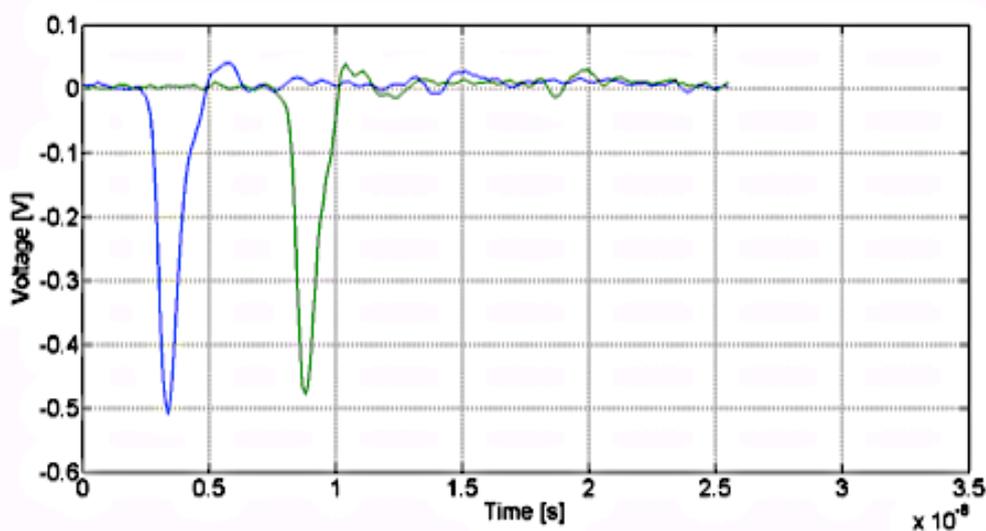


Figura 31. Coppia dei segnali generate dal singolo evento visto dall'anodo ai lati opposti delle strip-line.

Ogni impulso è localizzato singolarmente: il fronte di salita si costruisce misurando il tempo e l'incertezza corrispondente in quel dato istante. Per una descrizione dettagliata del processo di prima localizzazione si veda 47). Poiché il sistema di elaborazione è tale da eseguire la lettura solamente su un singolo anodo, la posizione verticale del segnale viene trascurata. Nella procedura di elaborazione, Aaron Meyer 38) ha eseguito la procedura di prima localizzazione fornendo un elenco dei tempi con le relative incertezze. Un esempio dei dati raccolti si può vedere in tabella 3.

Tabella 3. Esempio dei dati temporali della prima localizzazione. Questi dati sono stati raccolti con il laser nella posizione 0 mm.

| Event | t_l (ns) | t_r (ns) | X (mm) |
|-------|-----------------|------------------|---------------|
| 24 | 12.2 ± 0.3 | 17.61 ± 0.03 | -370 ± 20 |
| 84 | 0.60 ± 0.02 | 6.0 ± 0.1 | -372 ± 7 |
| 1035 | 2.96 ± 0.06 | 8.41 ± 0.03 | -376 ± 4 |
| 1080 | 1.41 ± 0.05 | 6.80 ± 0.10 | -372 ± 8 |

La scheda digitale fa passare eventi *single-ended*, $(t, y, \sigma_t, \sigma_y)$, alla scheda centrale per essere accoppiati e localizzati nell'asse x. Per l'accoppiamento degli eventi si utilizza un *algoritmo di accoppiamento*. L'algoritmo di accoppiamento impiegato da Hutchinson è descritto in dettaglio in 38).

Il ruolo dell'algoritmo di accoppiamento è di cercare coppie di eventi *single-ended* che possono derivare dallo stesso evento fisico e di scartare le informazioni legate ad eventi disaccoppiati.

La procedura di seconda localizzazione calcola invece le reali coordinate T, X, Y dell'evento fisico, andando a calcolare la media di T e la differenza temporale presente tra le estremità del rivelatore. L'algoritmo è piuttosto semplice:

$$T = \frac{1}{2} \left[(t_{left} + t_{right}) - \frac{W}{c} \right] \quad (7)$$

$$X = \frac{1}{2} \left[c(t_{left} - t_{right}) + W \right] \quad (8)$$

$$Y = \frac{1}{2} (y_{left} + y_{right}) \quad (9)$$

I dati raccolti nell'esperimento sono riportati in tabella 4. Si noti che nel sistema di elaborazione, questa procedura è stata implementata con l'utilizzo di un software. Nei futuri rivelatori LAPPD verrà implementato in hardware.

Tabella 4. Dati raccolti per la traslazione del laser utilizzando la procedura di elaborazione. L'incertezza sulla posizione è $\pm 10 \mu\text{m}$

| Position (mm) | Δt (ns) | Δt , shifted (ns) |
|---------------|--------------------|---------------------------|
| -9 mm | -5.338 ± 0.003 | $-0.082 \pm .004$ |
| -6 mm | -5.373 ± 0.004 | $-0.047 \pm .005$ |
| -3 mm | -5.419 ± 0.006 | $-0.001 \pm .007$ |
| 0 mm | -5.420 ± 0.003 | 0 |
| 3 mm | -5.550 ± 0.009 | $0.130 \pm .009$ |
| 6 mm | -5.559 ± 0.009 | $0.139 \pm .009$ |
| 9 mm | -5.76 ± 0.04 | $0.34 \pm .04$ |

La velocità di propagazione nell'anodo è invece determinata dalle caratteristiche fisiche del substrato di vetro dell'anodo (vetro B33). Gli anodi utilizzati da Hutchinson 38) possedevano una costante dielettrica di circa 4.6, corrispondente ad una velocità di propagazione di $0.46c$.

Il grafico delle differenze temporali in funzione degli spostamenti è lineare ed è stato ottenuto con il metodo dei minimi quadrati, come si vede in fig. 32. La pendenza della retta costruita è correlata alla velocità di propagazione. La pendenza di 0.021ns/mm corrisponde ad una velocità di 95.2 millimetri/ns e cioè $0.318c$.

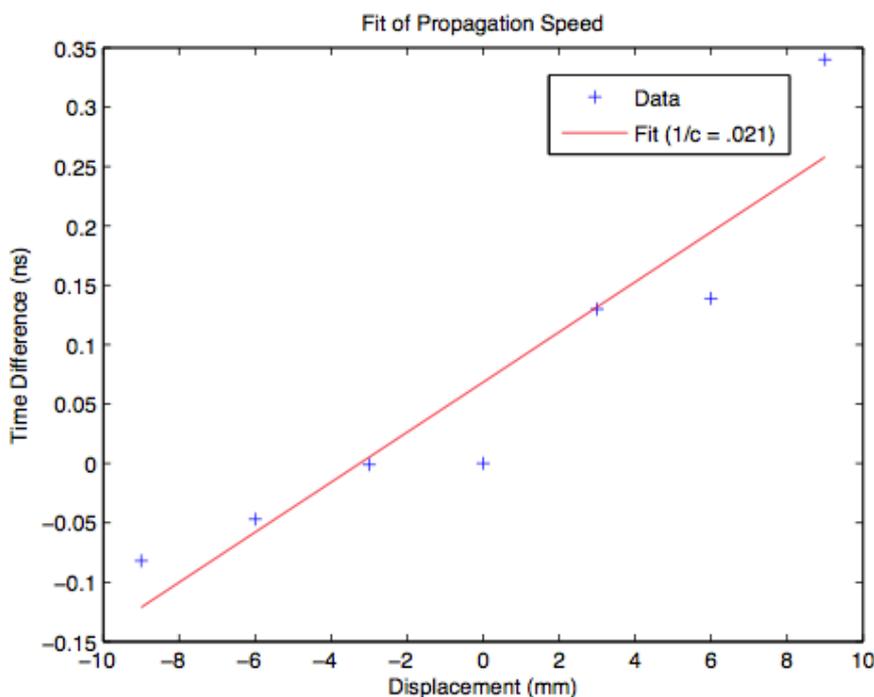


Figura 32. Retta dei minimi quadrati dei dati nella tabella 5.

Quando si analizza il design di un rivelatore, le caratteristiche fondamentali da considerare sono la *funzione di risoluzione* e la *funzione di efficienza*.

Le funzioni di risoluzione e di efficienza caratterizzano le prestazioni del rivelatore. La funzione di risoluzione mappa lo spazio delle configurazioni del sistema LAPPD alle risoluzioni verticali, orizzontali, e temporali. Inoltre, dipende dalla risoluzione intrinseca del rivelatore e dalla forza delle due fasi di localizzazione. La risoluzione intrinseca non è ancora stata compresa del tutto, essendo le fonti di rumore ancora poco chiare, mentre la prima localizzazione non è stata completamente sviluppata. La funzione di efficienza è invece una mappa che va dallo spazio delle configurazioni del sistema LAPPD al rapporto tra il numero di eventi rivelati e il numero di eventi incidenti sul rivelatore. Entrambe le funzioni sono state ampiamente discusse in 38).

La funzione di efficienza dipende invece dal dead time e dalle dimensioni del rivelatore, dall'efficienza del fotocatodo, e dall'algoritmo di accoppiamento. Tale funzione può essere in qualche modo quantificata analizzando il modo in cui le informazioni vengono perse durante il processo di rivelazione ed elaborazione. La prima causa di perdita si ha quando il fotocatodo non riesce a produrre un fotoelettrone, o anche quando ne produce troppo pochi nella fase di moltiplicazione secondaria all'interno dell'MCP per poter produrre un segnale rilevabile.

La seconda causa di perdita si ha quando l'elettronica non è in grado di registrare il segnale a causa del dead time, che è l'intervallo temporale nel quale successivo alla registrazione di dati nel quale l'elettronica non è in grado di registrare ulteriori dati.

La terza causa, si ha quando due eventi risultano indistinguibili per l'algoritmo di accoppiamento. Utilizzando l'algoritmo di accoppiamento descritto in 38) e considerando posizioni verticali discrete, ciò si verifica quando due eventi colpiscono la stessa strip-line nello stesso campione ADC. Questo tipo di errore potrebbe essere ridotto con miglioramenti dell'algoritmo di accoppiamento, tenendo conto anche delle coordinate verticali continue, o con un confronto delle forme di impulso o delle cariche integrate.

Il prototipo presentato da Hutchinson non è adatto a testare la procedura di accoppiamento poiché viene utilizzata una sola sorgente, quindi viene triggerata una sola misura posizione-tempo in modo tale che ogni campione contenga un singolo impulso. In futuro, si potrebbe aggiungere un secondo laser e quindi una seconda tabella di traslazioni. Ciò consentirebbe di quantificare la separazione minima dal punto di vista spaziale e temporale di due impulsi, per essere disaccoppiati nell'elettronica. A tal proposito, potrebbe esserci una dipendenza angolare che potrebbe risultare molto complicata. Questo esperimento potrebbe meglio caratterizzare le prestazioni del rivelatore per alti valori di flusso come quelli utilizzati nella PET.

5.2.3 Conclusioni sui dati ottenuti

Secondo Hutchinson 38), i valori misurati della velocità di propagazione non sono in buon accordo con i valori attesi. Possono esserci diverse sorgenti di errore, ed

una di queste può considerarsi un errore umano. La tabella degli spostamenti utilizzata per creare le traslazioni è digitale, e possiede un'incertezza di $1\mu\text{m}$, tuttavia è probabile che si siano commessi degli errori inserendo in modo scorretto la traslazione desiderata o sbagliando la siglatura degli impulsi in uscita. Una misura che è potenzialmente coinvolta in questo tipo di errore, è la traslazione di 0 millimetri (figura 31), che è molto dislocata dalla retta dei minimi quadrati. Si tratta di un valore anomalo, poiché possiede la stessa differenza temporale ottenuta per la traslazione di -3 mm. Un'altra possibilità di errore è legata alle modalità di campionamento, ed è spiegata in dettaglio in 38).

I dati sperimentali e le tecniche di elaborazione descritte in questo capitolo non sono state in grado di ricostruire con precisione il tempo di propagazione dei segnali nell'anodo. Tuttavia, hanno dimostrato solo il comportamento qualitativo di un LAPPD alla base dei futuri sviluppi concettuali e sperimentali del rivelatore. Sono necessarie modifiche del prototipo per migliorare il controllo sugli errori evitabili come il rumore e l'errore umano. Ciò consentirebbe una caratterizzazione più rigorosa del rivelatore in futuro.

L'efficienza del LAPPD è dunque determinata dall'efficienza del fotocatodo, dal flusso degli eventi, dalle dimensioni del rivelatore, dal numero di strip-line, dal dead time e dal tempo di campionamento.

5.3 Possibili applicazioni future degli MCP

L'evoluzione della ricerca negli acceleratori di particelle richiede lo sviluppo di calorimetri resistenti per la rivelazione di particelle relativistiche e radiazioni ad alta energia. Cavallari et al. 42) hanno proposto nel 2013 un programma di ricerca e sviluppo di un rivelatore basato su microchannel plates (MCP) per campionare gli sciami elettromagnetici. La rivelazione di particelle relativistiche mediante l'emissione secondaria di elettroni in un MCP è stata a lungo proposta ed è ampiamente utilizzato nella spettrometria di massa per la misurazione dei tempi-di-volo di ioni. Ciò che non è stato studiato a fondo è il loro uso per rivelare la componente degli sciami ionizzanti.

La rapida risoluzione temporale degli MCP va oltre tutto ciò che è stato precedentemente utilizzato nei calorimetri e, se sfruttata efficacemente, potrebbe aiutare nella ricostruzione degli eventi in condizioni di alta luminosità. I recenti sviluppi tecnologici rendono questa soluzione interessante per far fronte, ad esempio, alle sfide strumentali aperte dal piano di aggiornamento del Large Hadron Collider (LHC).

Il risultato atteso da questo programma di ricerca è la progettazione di un modulo resistente alle radiazioni che possa essere incorporato in un calorimetro a campionamento (ad esempio come pre-shower). Questa soluzione vorrebbe fattorizzare la richiesta di precisione nel *timing* operando una scelta tecnologica del calorimetro.

A tal proposito gli autori hanno proposto lo studio di microchannel plates (MCP) come strato attivo di un calorimetro a campionamento, per fornire informazioni estremamente veloci sui depositi degli sciami. La recente scoperta di una particella di Higgs ha condotto il programma LHC verso misure di precisione dell'accoppiamento e delle proprietà di questa particella. Per raggiungere gli obiettivi tecnologici richiesti, è previsto un aggiornamento dell'acceleratore portando la luminosità, nel 2022, a valori di $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e, entro una decina d'anni, ad una luminosità integrata di circa 3000 fb^{-1} . Per sfruttare le potenzialità offerte dall'High-Luminosity LHC (HL-LHC) è dunque necessario sostituire alcune componenti dei rivelatori che, in previsione futura, non sono adatti ad operare in condizioni di radiazione e di tassi 5-10 volte più severi di quelli previste al momento della progettazione.

Ulteriori complicazioni sperimentali sono date dall'aumento della molteplicità degli eventi: in ATLAS e CMS si anticipa che per ogni attraversamento del fascio vi saranno circa 140 interazioni distribuite su circa 10 cm lungo la linea dei fasci. Il pileup dei depositi di energia provenienti da interazioni diverse influisce negativamente sulle prestazioni del calorimetro per la misura dell'energia e l'identificazione delle particelle quando queste non arrivano isolate. Per non compromettere la sensibilità e la ricostruzione dell'energia trasversa mancante (TEM), sono richieste soluzioni innovative. Secondo 42), una possibile strategia consiste nel realizzare calorimetri

segmentati trasversalmente e dotati di una eccellente risoluzione temporale, che permetterebbe di risolvere depositi di energia provenienti da vertici differenti di interazione.

Al fine di raggiungere questi obiettivi, Cavallari et al. 42) propongono lo sviluppo di un elemento di rivelazione basato su MCP per campionare la componente ionizzante degli sciami elettromagnetici. In un “*ionization-MCP*” (*iMCP*) incorporato nella struttura di un calorimetro, la formazione della valanga verrebbe innescata dall’emissione secondaria sulla superficie dell’MCP colpito dalle particelle cariche (vedi fig. 32). Prototipi di *iMCP*, sviluppati negli anni '90 per le misurazioni del tempo di volo TOF delle particelle ionizzanti minime (MIP), hanno raggiunto una risoluzione temporale di circa 70 ps e un’efficienza per di rivelazione delle MIP superiore al 70% 43). Un design alternativo che potrebbe aumentare l’efficienza di rivelazione delle MIP utilizza un radiatore Cherenkov ed un fotocatodo posto davanti all’MCP.

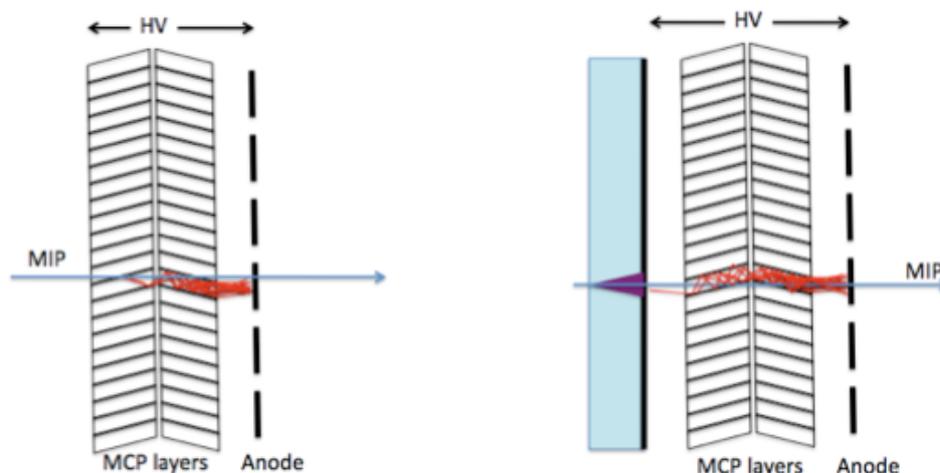


Figura 33. A sinistra: schema di un *iMCP*. A destra: MCP con finestra ottica e un fotocatodo (PMT-MCP)

Questo tipo di sistema di rivelazione, proposto per la calorimetria già nel 1990 46), grazie ai recenti sviluppi tecnologici nella produzione su larga scala e ai costi ridotti, è stato recentemente sviluppato progetto LAPPD 44-45). Il rivelatore *iMCP*

proposto da 42) non richiede la struttura del PMT-MCP, con il vantaggio di lavorare con una struttura più semplice e robusta.

Il progetto proposto da Cavallari et al. 42) consiste nella definizione, ottimizzazione e caratterizzazione di un prototipo di iMCP, al fine di integrare i calorimetri convenzionali con uno strato di campionamento con la risoluzione temporale adatta a risolvere i depositi degli sciami in condizioni di alto pileup. La tecnica di rilevazione proposta può essere quindi utilizzata per ricostruire il tempo degli sciami elettromagnetici con una risoluzione temporale estrema (30 ps). In condizioni di alto pileup, l'abbinamento dei depositi neutri (fotoni) ai rispettivi vertici d'interazione può svolgere un ruolo fondamentale per la ricostruzione dell'energia corretta mediante tecniche di "energy flow" (vedi per esempio in 47).

Capitolo 6

Conclusioni

Gli MCP si sono dimostrati rivelatori molto sensibili al passaggio delle particelle cariche e dei fotoni ad alta energia. Grazie alla loro elevata risoluzione temporale e alle loro dimensioni compatte, si è visto il loro utilizzo nella misurazione dei tempi di volo nella spettrometria di massa (TOF-MS).

Inoltre, grazie anche alla loro eccellente risoluzione spaziale (limitata solamente dalla geometria e dalla densità di canali) e al rapido tempo di risposta, i microchannel plates sono da considerarsi promettenti dispositivi per la tomografia ad emissione di positroni (PET) anche se, nonostante questi vantaggi, ancora non sono stati ampiamente adottati in quest'applicazione.

Infine, nella ricerca nel campo dei rivelatori per la fisica delle particelle si prevede uno sviluppo di calorimetri resistenti per la rivelazione diretta di particelle relativistiche e radiazioni ad alta energia basati proprio su microchannel plates.

Per la loro incredibile versatilità, molti studi vengono intrapresi per la completa caratterizzazione e la determinazione delle più vaste possibilità applicative degli MCP. Il principale progetto che attualmente si occupa di caratterizzare e sviluppare nuovi dispositivi all'avanguardia basati su microchannel plates è proprio il *Large-Area Picosecond Photo-Detector Project*, che porta avanti progetti di ricerca e sviluppo grazie alla collaborazione tra numerosi gruppi di ricerca in tutto il mondo.

Bibliografia

- 1) J. Wiza, "Microchannel plate detectors", Nucl. Instr. And Meth. 162 (1979) 587.
- 2) Hamatsu Photonics, "MCP Assembly", <http://www.triumf.ca/sites/default/files/Hamamatsu%20MCP%20guide.pdf>.
- 3) A. J. Guest, Acta Electronica 14 (1971) 79.
- 4) D. S. Evans, Rev. Sci. Instr. 36 (1965) 375.
- 5) K. C. Schmidt and C.F. Hendee, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13 (1966) 100.
- 6) T. A. Somer and P. Graves, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 (1969) 376.
- 7) J. G. Timothy and R. L. Bybee, Rev. Sci. Instr. 48 (1977) 202.
- 8) P. Henkel, R. Roy and J. L. Wiza, IEEE Trans Nucl. Sci. NS-25 (1978) 548.
- 9) W. B. Colson, J. McPherson and F. T. King, Rev. Sci. Instr. 44 (1973) 1694.
- 10) J. L. Wiza, P. R. Henkel and R. L. Roy, Rev. Sci. Instr. 48 (1977) 1217.
- 11) W. Parkes, K. D. Evans and E. Mathienson, Nucl. Instr. And Meth. 121 (1974) 151.
- 12) C. Loty, Acta Electronica 14 (1971) 107.
- 13) J. P. Boutot, G. Eschard, R. Polaert and V. Duchenois, Proc. 6th Symp. On Photo-electronic image devices, London, (1974), publ. In Advan Electron. Electronic Phys., 40° (1976) 103.
- 14) LEP – Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil Brevannes, France.
- 15) Mullard Ltd., Torrington Place, London, WC1, England.
- 16) J. G. Timothy, Rev. Sci. Instr. 45 (1974) 834.
- 17) J. G. Timothy and R. L. Bybee, Proc. SPIE Int. Techn. Symp., San Diego, California (August, 1977).
- 18) P. Schagen, *Advances in image pick-up and display*, vol. 1 (Academic Press, New York, 1974) p. 1.
- 19) A. Seko and H. Kobayashi, Rev. Sci. Instr. 44 (1973) 400.
- 20) J. G. Timothy and R. L. Bybee, Proc. SPIE Int. Techn. Symp., San Diego, California (August, 1977).
- 21) B. R. Sandel, A. L. Broadfoot and D. E. Shemansky, Appl. Optics 16 (1976) 1435.
- 22) C. C. Lo. P. Lecomte and B. Lescovar, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24 (1977) 302.
- 23) P. Schagen, *Advances in image pick-up and display*, vol. 1 (Academic Press, New York, 1974) p. 1.
- 24) J. P. Macau, J. Jamar and S. Gardier, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976) 2049.
- 25) G. E. Hill, Proc. 6th Symp. on Photo-electronic image devices, London (1974), publ. in Advan. Electron. Electronic Phys. 40A (1976) 153.
- 26) M. Galanti, R. Gott and J. F. Renaud, Rev. Sci. Instr. 42 (1971) 1818.
- 27) B. Tetry, J. M. Bosqued and H. Reme, Nucl. Instr. and Meth. 69 (1969) 254.

- 28) F. Paresce, *Appl. Optics* 14 (1975) 2823.
- 29) D. G. Smith and K. A. Pounds, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-15 (1968) 541.
- 30) P. J. Bjorkholm, L. P. van Spreybroeck and M. Hecht, *X-ray imaging*, Proc. SPIE 106 (1977) p. 189.
- 31) S. Siddiqui, *J. Appl. Phys.* 48 (1977) 3053.
- 32) J. P. Henry, E. M. Kellogg, U. G. Briel, S. S. Murray, L. P. Van Speybroeck and P. J. Bjorkholm, *X-ray imaging*, Proc. SPIE 106 (1977) p. 196.
- 33) A. P. Lukirskii, E. P. Savinov, I. A. Brytov and Yu. F. Shepelev, *USSR Acad. Sci. Bull. Phys.* 28 (1964) 774.
- 34) Corning 8161 Glass, U.S. Patent 2,964,414.
- 35) K. W. Dolan and J. Chang, *ibid*, p. 178.
- 36) W. Parkes, R. Gott and K. A. Pounds, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-17 (1970) 360.
- 37) J. Adams and I. C. P. Millar, *Acta Electronica* 14 (1971) 237.
- 38) M. Hutchinson, “*Resolution and Efficiency of Large Area Picosecond Photo-Detectors*”, Chicago, IL 60637, May 31, 2012.
- 39) T. Credo, H. Frisch, H. Sanders, and R. Schroll, Pi- cosecond time-of-flight measurement for colliders using Cherenkov light, *IEEE Symposium Conference Record Nuclear Science*, (2004),
<http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=1462263>.
- 40) Michael E. Phelps, *PET: physics, instrumentation, and scanners*, Springer, 2006, pp. 8–10.
- 41) *PET Imaging*, GE Healthcare.
- 42) F. Cavallari, D. Del Re, A. Ghezzi, P. Govoni, A. Martelli, P. Meridiani, S. Rahatlou, C. Rovelli, T. Tabarelli de Fatis, “*Ionization micro-channel plates (i-MCP) for fast timing of showers in high rate environments*”, R&D Proposal submitted to INFN - CSN V - July 2013.
- 43) M. Bondila et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 478 (2002) 220-224 (and ref. therein).
- 44) K. Byrum, “*Development of large area fast microchannel plate photo-detectors*”,
<http://psec.uchicago.edu/library/doclib/documents/190>.
- 45) G.S. Varner et al., “*LAPPD Electronics*”,
<https://twindico.hep.anl.gov/indico/getFile.py/access?contribId=6&resId=0&materialId=slides&confId=1201>.
- 46) A. Derevshchikov et al., “*On possibility to make a new type of calorimeter: radiation resistant and fast*”, IHEP Report, 90-99, Protvino 1990.
- 47) CMS Collaboration, “*Missing Transverse Energy performance of the CMS detector*”, *JINST* 6 901001 (2011).