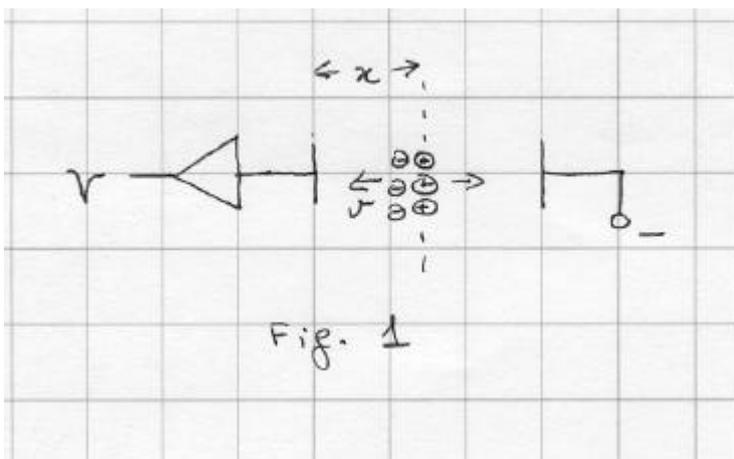


CAPITOLO 11

IL FILTRAGGIO OTTIMO PER MISURE DI TEMPO

11.1 - INTRODUZIONE

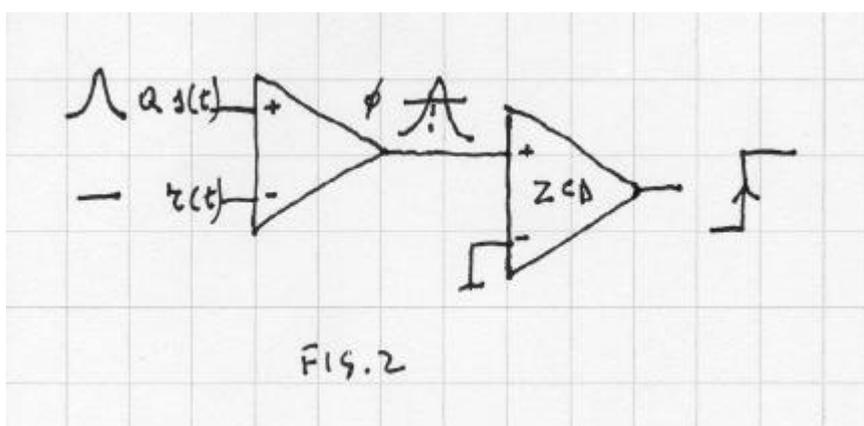
Il problema del timing consiste nella stima con minima varianza del tempo di arrivo di un



segnale rispetto ad un assegnato riferimento (trigger). Tale problema si presenta tipicamente in fisica delle particelle elementari, quando si vuole stimare la posizione della traccia di una radiazione ionizzante in un rivelatore (position-sensing detector), rispetto ad un sistema di

riferimento: la coordinata spaziale è ottenuta dalla conoscenza della velocità di deriva della carica, originata dal processo di ionizzazione, e dal tempo di arrivo di tale carica all'elettrodo di sensing. **Fig. 1.**

Il 'tempo di arrivo' del segnale viene definito come l'istante in cui il fronte del segnale $Q_s(t)$ attraversa una soglia di riferimento prefissata, $r(t)$, Nei casi che ci interessano, segnale e soglia



sono grandezze elettriche, generalmente una tensione.

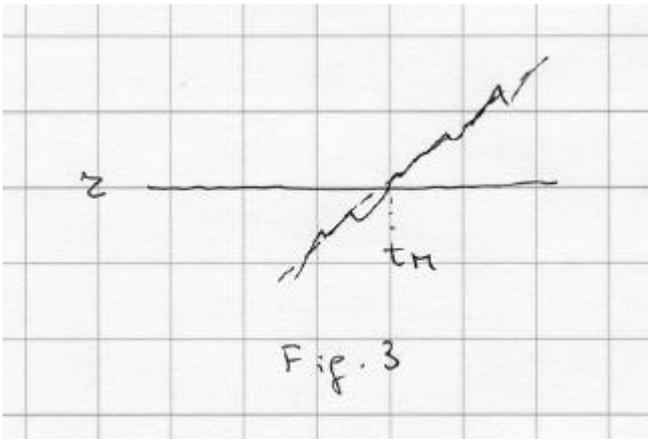
Si può quindi dire che il tempo di arrivo è l'istante in cui

$$Q_s(t) - r(t) = 0$$

Pertanto, possiamo immaginare un sistema

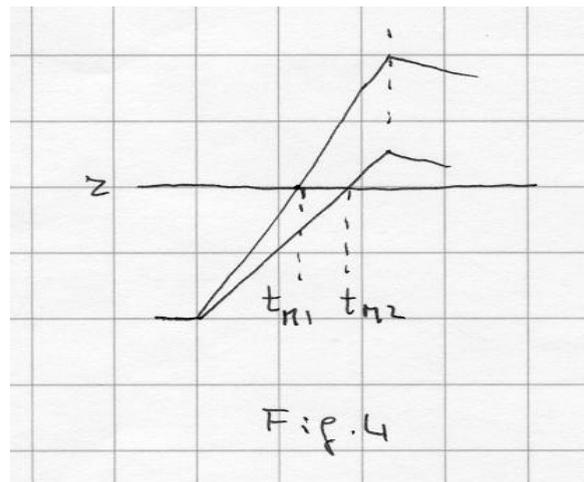
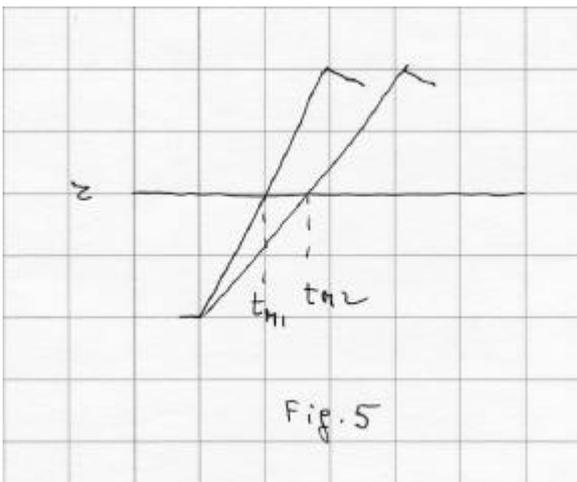
di timing come costituito da un amplificatore differenziale e da un discriminatore a zero-crossing (ZCD). **Fig. 2.**

Questo semplice sistema è noto come discriminatore leading-edge.

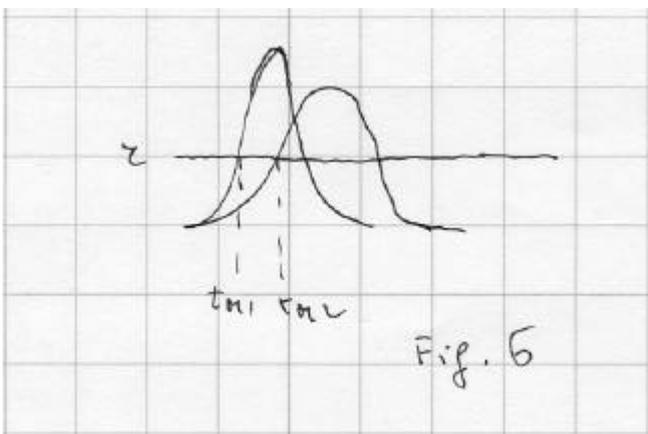


Le cause di errore nel timing sono dovute alle fluttuazioni cui sono soggetti segnale e soglia. Per semplicità, assumiamo che la soglia sia fissa e nota con esattezza (o meglio, assumiamo che, prima della misura, abbiamo avuto a disposizione un tempo infinito per stimarla con esattezza). Le cause di errore di timing che influiscono sul segnale sono:

- il rumore fisico (termico, shot, 1/f) generato dai componenti del sistema: questo rumore si somma al segnale facendone variare casualmente la forma, e quindi l'istante di attraversamento della soglia, t_M , come mostrato in **fig. 3**. La fluttuazione di t_M dovuta al rumore è chiamata *jitter*.



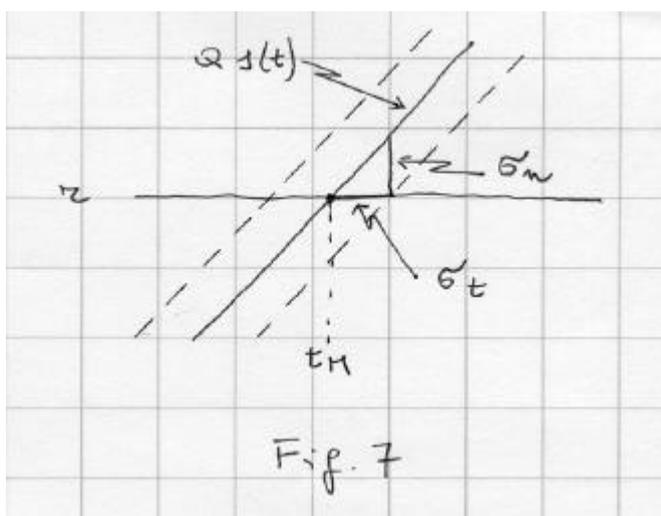
- Le fluttuazioni statistiche della ionizzazione provocata dalla radiazione e



dall'eventuale processo successivo di moltiplicazione della carica (come nei rivelatori a gas che lavorano in regime proporzionale): queste fluttuazioni provocano variazioni casuali nell'ampiezza del segnale e quindi in t_M , come appare dalla **fig. 4**. Questa fluttuazione di t_M viene chiamata *walk*.

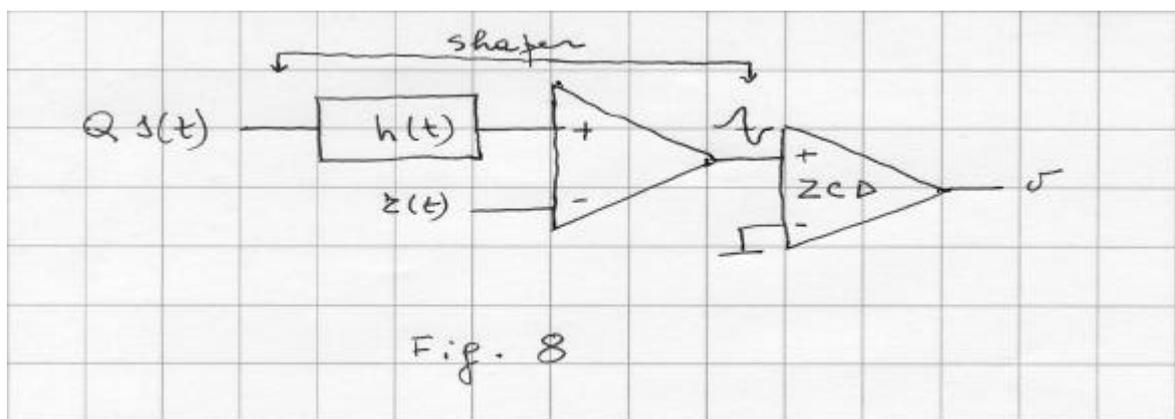
- Le fluttuazioni nella velocità di drift della carica verso l'elettrodo di raccolta, che provocano variazioni nel tempo di salita del segnale, **fig. 5**.
- La diffusione della carica primaria mentre si muove verso l'elettrodo di raccolta: ciò provoca un allargamento più o meno pronunciato del segnale indotto sull'elettrodo, e quindi variazioni nel tempo di salita e nell'ampiezza, **fig. 6**. Un effetto simile è provocato dall'inclinazione della traccia della radiazione.

Alcune di queste cause di errore possono essere corrette con tecniche opportune.



Consideriamo dapprima l'effetto del rumore, cioè il jitter, che può essere rappresentato come in **fig. 7** ove è indicato il segnale ideale non rumoroso (linea continua) ed è indicata anche la fascia, di larghezza pari alla deviazione standard, s_n , delle fluttuazioni di ampiezza all'istante t_M di attraversamento della soglia, e la corrispondente deviazione standard, s_t ,

di t_M medesimo. Dalla figura è evidente che



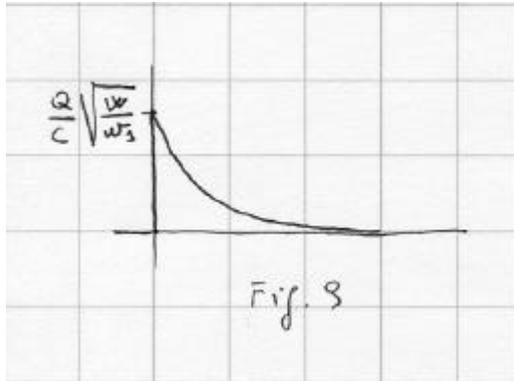
$$s_t = \frac{s_n}{Q \frac{ds}{dt}} = \frac{s_n}{Qs'(t)} \Big|_{t=t_M}$$

(“regola del triangolo”). E' chiaro ora che, dal punto di vista del jitter, un buon sistema di timing non può essere banalmente fatto come in fig. 1 (accettando, cioè, rumore e slope del segnale così come sono): occorre aggiungere un filtro che minimizzi il rumore e massimizzi la pendenza del segnale al momento della misura, **fig. 8**. Posto in questi termini, il problema appare indipendente dal valore di r ed il differenziale risulta superfluo.

Cerchiamo dapprima la soluzione ottima.

11.2 – FILTRO OTTIMO PER IL TIMING

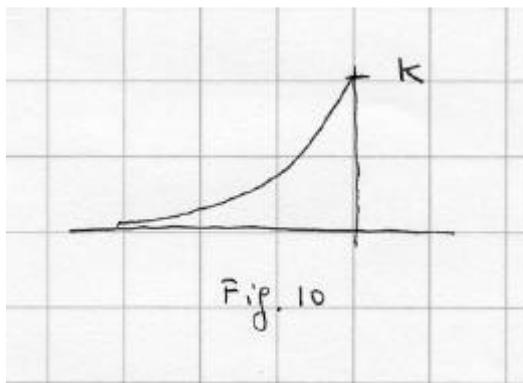
Il problema della stima ottima del tempo di arrivo del segnale $Q_s(t)$ in presenza di rumore consiste nel cercare il filtro che minimizza s_t , o anche che massimizza il rapporto derivata del



segnale su rumore, $Q_s'(t)/s_n$, al momento t_M della misura. Per comodità, assumiamo $t_M = 0$.

Il problema è del tutto simile a quello, già trattato nel paragrafo 10.1, della stima ottima della carica del segnale $Q_s(t)$, con la differenza che il ‘segnale’ è ora $Q_s'(t)$. Le conclusioni sono naturalmente le stesse. Il massimo rapporto segnale-rumore teoricamente realizzabile è

$$SNR_{MAX}^2 = Q^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s'^2(t)}{s_n^2} dt = Q^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|j\omega S(\omega)|^2}{N(\omega)} d\omega$$



indipendente dal filtro. Nel caso del rumore bianco di densità W , tale relazione diventa

$$SNR_{MAX}^2 = \frac{Q^2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} |j\omega S(\omega)|^2 d\omega = \frac{Q^2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} s'^2(t) dt$$

La risposta impulsiva del filtro ottimo per il timing sarà

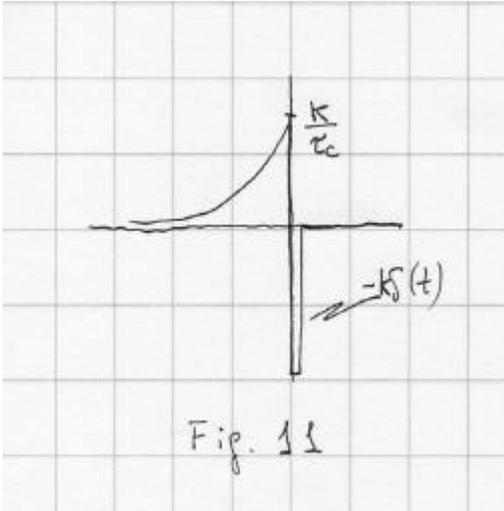
$$h'(t) = K \frac{d}{dt} s(-t)$$

essendo K una costante arbitraria. Assumendo le stesse condizioni esaminate nel caso della misura di carica in fisica delle particelle elementari, par. 10.2, possiamo riassumere di seguito comparativamente i risultati.

Assumendo che il segnale del rivelatore sia una delta, $Q_d(t)$, all’uscita del sistema amplificatore + filtro di imbianchimento si avrà il segnale, **Fig. 9**

$$Q_s(t) = \frac{Q}{C} \sqrt{\frac{W}{w_s}} e^{-t/t_c} u(t)$$

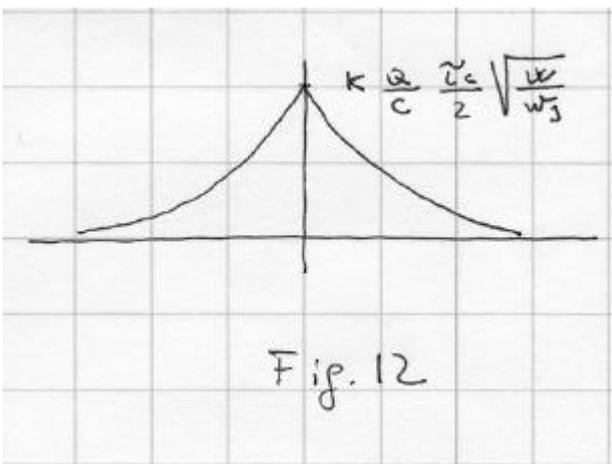
essendo $t_c = C\sqrt{w_s/w_p}$ la costante di tempo del rumore. Il filtro ottimo per la misura di ampiezza è, **Fig. 10**



$$h(t) = Ks(-t) = Ke^{t/t_c}u(-t)$$

Il filtro ottimo per il timing è (derivando la precedente), **Fig. 11**

$$h'(t) = K \left[\frac{e^{t/t_c}}{t_c} u(-t) - e^{t/t_c} \mathbf{d}(t) \right] = K \left[\frac{e^{t/t_c}}{t_c} u(-t) - \mathbf{d}(t) \right]$$



L'uscita del filtro per la misura di ampiezza è, **Fig. 12**

$$v(t) = Qs(t)*h(t)$$

che è la cuspidè; se per comodità spostiamo a $t=-\infty$ l'istante di applicazione del segnale $Q\delta(t)$, la misura si effettua a $t_M = 0$ e vale

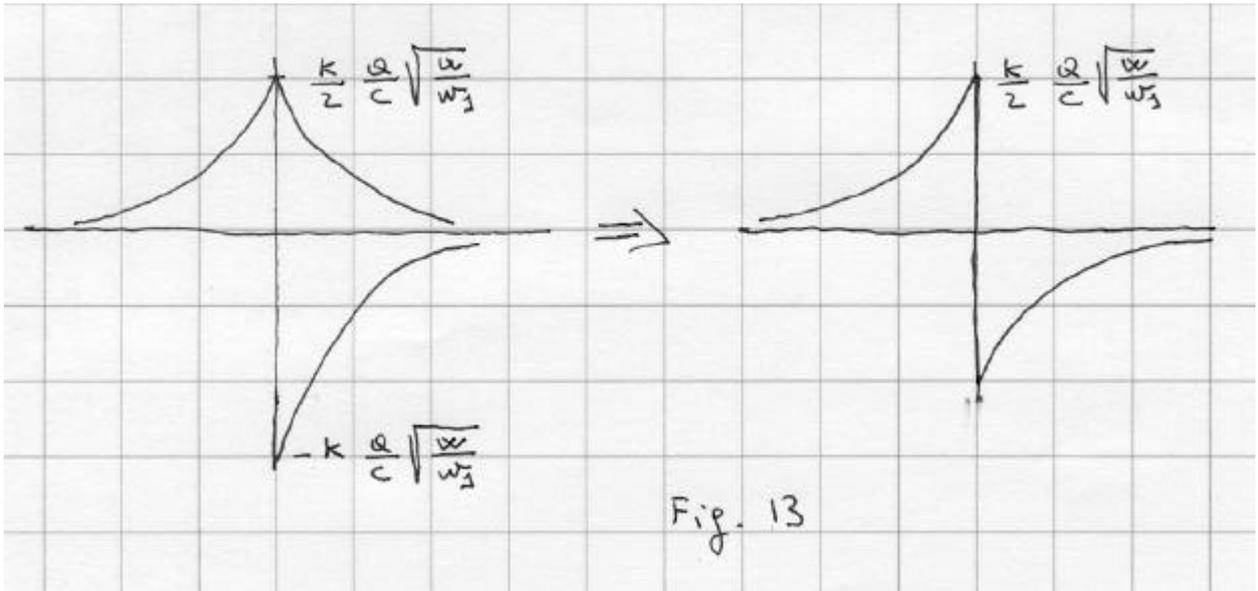
$$v_{\max} = \frac{KQ}{2C} \sqrt{\frac{W}{w_s}} t_c$$

L'uscita del filtro per il timing è, **Fig. 13**

$$v'(t) = Qs(t)*h'(t)$$

cioè la derivata della cuspidè; la misura si effettua a $t_M = 0$ con un discriminatore a zero crossing.

Il filtro per il timing richiede una derivazione aggiuntiva rispetto al filtro per la misura di ampiezza.



La deviazione standard del rumore di uscita dal filtro per la misura di ampiezza è

$$\sqrt{\langle v_n^2 \rangle} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} W |H(\omega)|^2 df} = K \sqrt{W \int_{-\infty}^{\infty} h^2(t) dt} = K \sqrt{\frac{W t_c}{2}}$$

e la carica equivalente di rumore risulta (SNR=1, cioè eguagliando la precedente a v_{max})

$$ENC_{opt} = \sqrt{C} \sqrt[4]{4w_s w_p}$$

La deviazione standard del rumore di uscita dal filtro di timing è

$$s_n = \sqrt{\langle v_n^2 \rangle} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} W |j\omega H(\omega)|^2 df} = K \sqrt{W \int_{-\infty}^{\infty} h'^2(t) dt} = K \sqrt{\frac{W(1-2t_c)}{2t_c}}$$

e la minima deviazione standard nel timing è

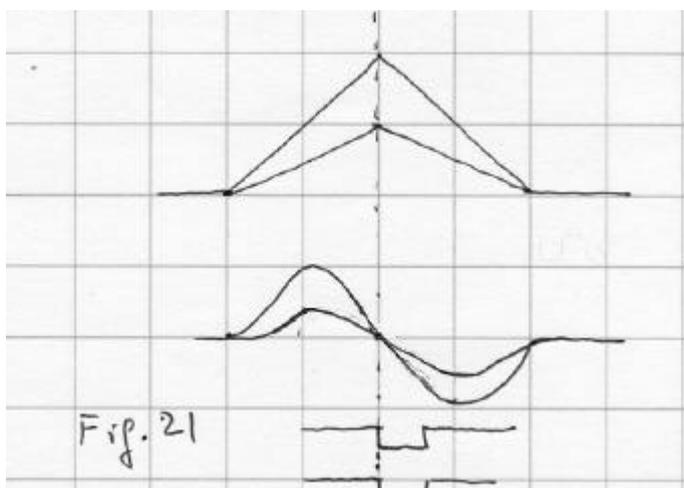
$$s_t = \frac{s_n}{v'(t)|_{t=0}} = \frac{s_n}{\infty} = 0$$

cioè il timing è perfetto.

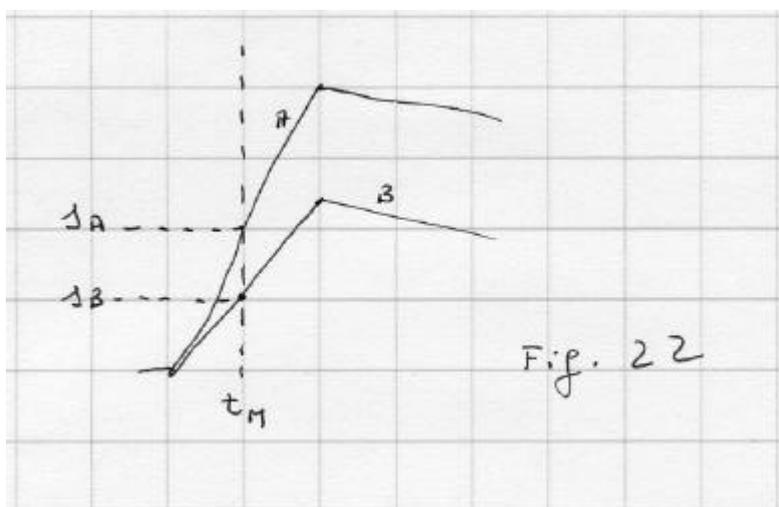
11.3 – TIMING SUB-OTTIMO

Come nel caso del filtro ottimo per la misura di ampiezza, il filtro ottimo per il timing non è fisicamente realizzabile, in quanto richiede un tempo infinito per la misura. La richiesta di un tempo finito per la misura e di un rate di eventi finito (con il conseguente problema del pile-up), porta a soluzioni sub-ottime. Si è visto che nel caso della misura di ampiezza il filtro semi-gaussiano CR-RCⁿ (cioè costituito da un derivatore e n integratori) è una soluzione semplice ed efficace. Il filtro semi-gaussiano per il timing sarà CR²-RCⁿ: le forme d'onda di uscita sono mostrate in fig. 9.38.

11.4 – CORREZIONE DI ALTRE CAUSE DI ERRORE

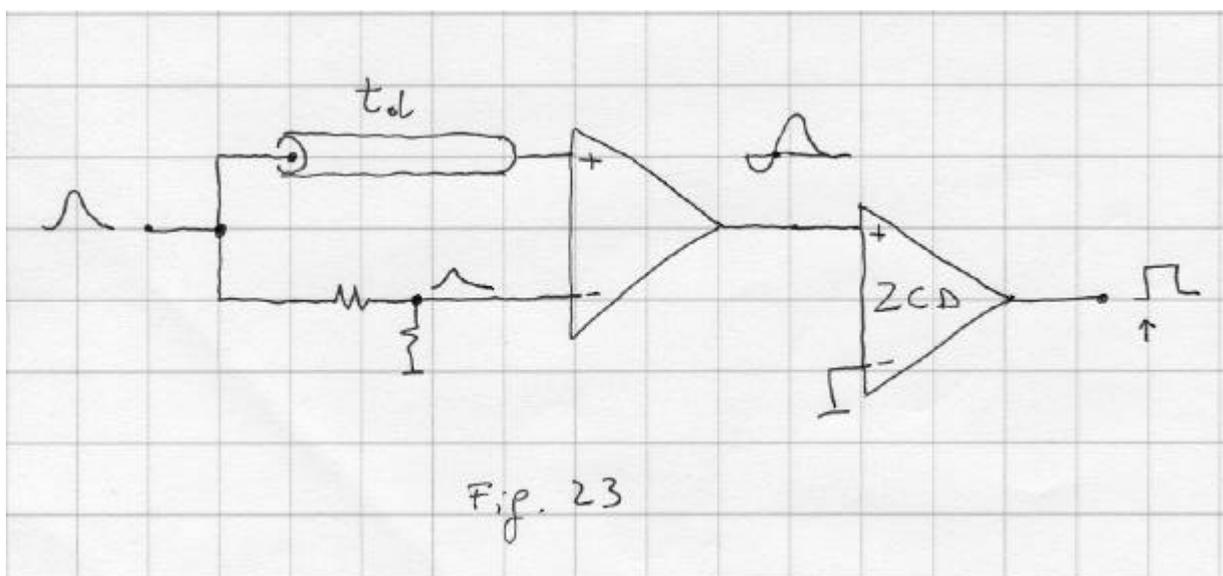


La correzione ottima del jitter si ottiene in sostanza con un filtro ottimo per la misura di ampiezza con l'aggiunta di una ulteriore derivazione del segnale, fig. 9.38. Il sistema di timing è un discriminatore a zero-crossing. Per quel che concerne le altre cause di errore nel timing, va notato che il discriminatore a zero-crossing ha anche una buona proprietà



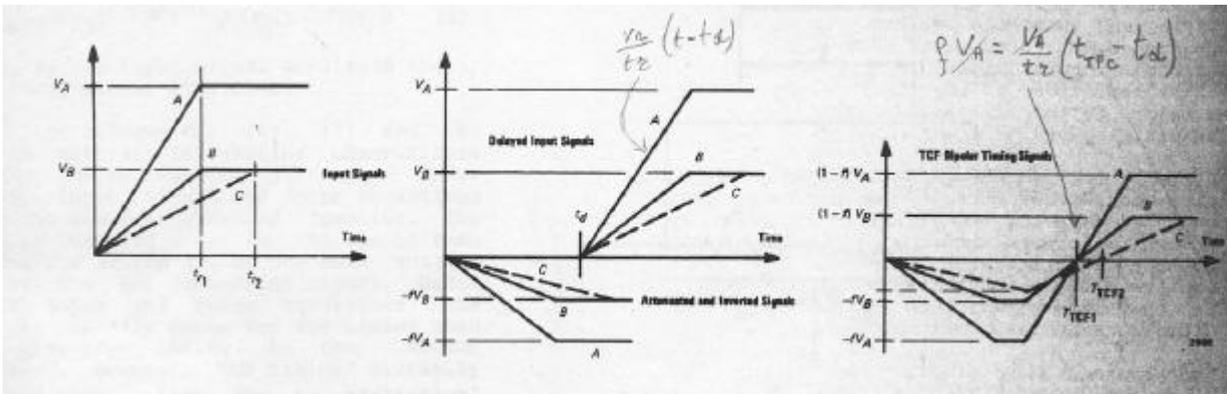
anti-walk. La **fig. 21** mette in evidenza che se i segnali hanno lo stesso tempo di salita, raggiungono il picco sempre allo stesso istante, indipendentemente dall'ampiezza. Pertanto, se i segnali vengono derivati attraverseranno la linea di zero allo stesso istante. Questo

discriminatore, tuttavia, non offre protezione contro le fluttuazioni del tempo di salita. Per

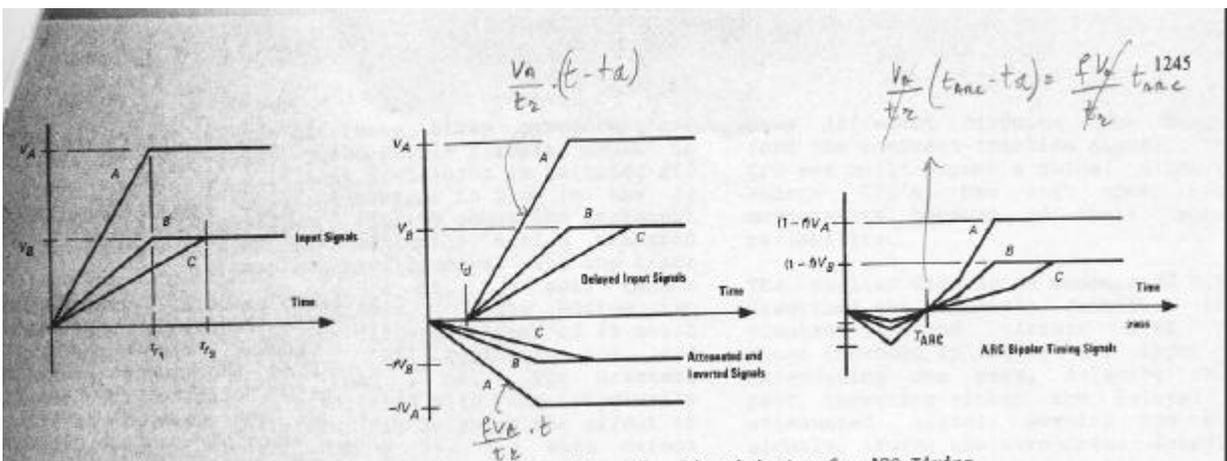


questo, occorre intervenire anche sulla soglia r.

La tecnica general-purpose oggi migliore è quella del discriminatore a frazione costante, CFD, che permette di correggere sia il walk che l'effetto delle fluttuazioni del tempo di salita. L'idea di questo discriminatore può essere compresa dalla **Fig. 22** ove si fa vedere, in maniera schematica, che il walk sarebbe zero se si riuscisse a variare la soglia in maniera proporzionale all'ampiezza del segnale di ingresso (s_A per il segnale A, s_B per il segnale B). Questa tecnica può essere realizzata con lo schema di **Fig. 23**. Il segnale di ingresso viene dirottato su due strade per giungere al differenziale: lungo una strada il segnale V è invariato ma opportunamente ritardato di t_d ; lungo l'altra il segnale viene attenuato ottenendo la frazione fV ($f < 1$). Al discriminatore a zero crossing arriva $(1-f)V$. Esistono due versioni del CFD, che dipendono dal valore di t_d . Consideriamo dapprima la situazione rappresentata



schematicamente in **Fig. 24**, ove si considera il caso che i segnali (come A e B) abbiano lo stesso tempo di salita t_r , ma differente ampiezza. Il fronte del segnale è schematizzato come una retta di equazione $y = Vt/t_r$. Se si sceglie $t_d > t_r$, **Fig. 24b**, in modo che fV abbia già



raggiunto il valore massimo quando giunge il segnale ritardato, è evidente dalla figura che il tempo di attraversamento dello zero, t_{CF} , è tale che

$$V_A(t_{CF} - t_d)/t_r = fV_A$$

da cui

$$t_{CF} = t_d + ft_r$$

il timing è quindi indipendente dall'ampiezza del segnale, ma dipende dal suo tempo di salita. La stessa fig. 24 mette in evidenza il walk dovuto a variazioni di t_r .

Va anche sottolineato che la Fig. 24 considera segnali schematici: in pratica, i segnali sono impulsi di breve durata, ed il ritardo t_d va calibrato in modo che t_{CF} cada in corrispondenza del massimo del segnale stesso.

Una seconda versione del CFD compensa anche il walk dovuto alle variazioni del tempo di salita (è nota come Amplitude and Risetime Compensation CFD, brevemente ARC CFD). Ciò viene realizzato scegliendo $t_d < t_r$. Dalla **Fig. 25** appare che l'istante di attraversamento dello zero, t_{ARC} , è tale che

$$V_A(t_{ARC} - t_d)/t_r = fV_A t_{ARC}/t_r$$

Quindi

$$t_{ARC} = t_d/(1-f)$$

indipendente dall'ampiezza e dal tempo di salita.

Perché la tecnica funzioni, occorre che t_d sia minore del minimo tempo di salita atteso.

11.5 – DISCRIMINATORI PER TECNOLOGIE INTEGRATE

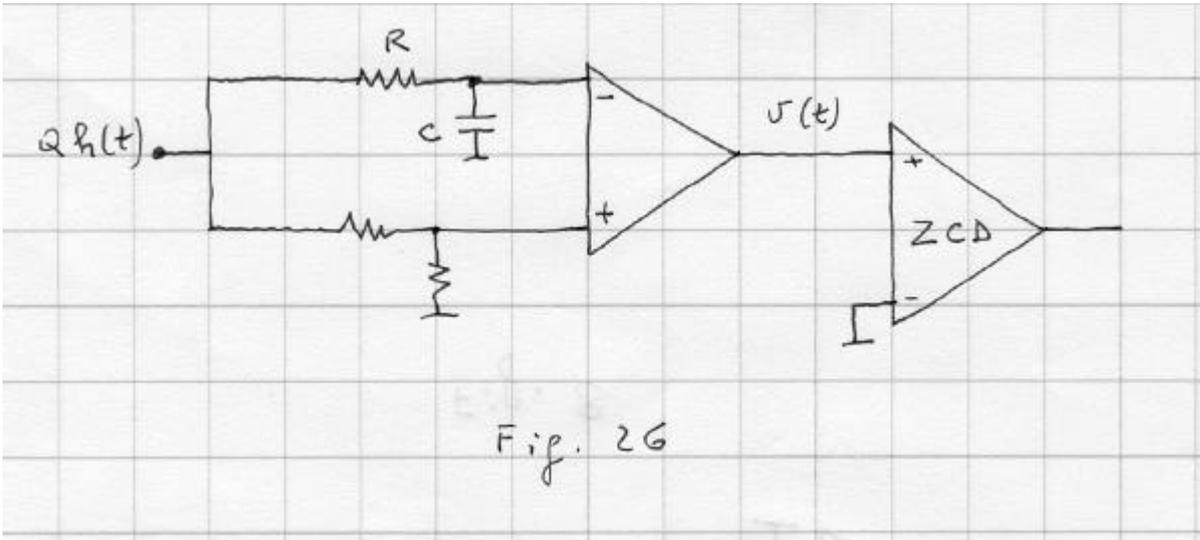


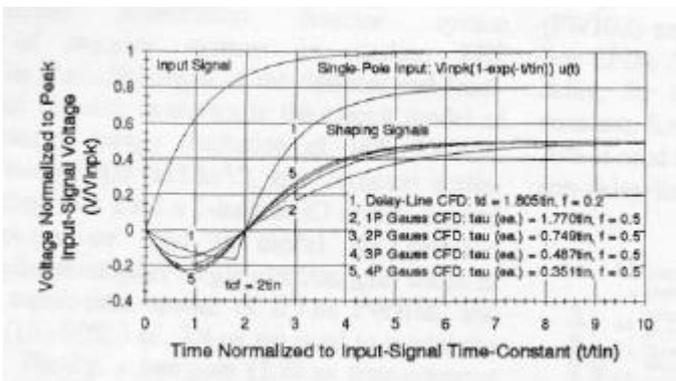
Fig. 26

Il discriminatore a frazione costante di fig. 23 ha lo svantaggio di non essere realizzabile sotto forma di circuito integrato, a causa della presenza della linea di ritardo. Sono state proposte varie tecniche in cui si cerca di supplire alla funzione della linea di ritardo mediante elementi di circuito RC, passa-alto o passa-basso. Una analisi esaustiva è in [8]. Esaminiamo lo schema con una singola cella RC passa-basso, mostrato in Fig. 26, che va confrontata con la Fig. 23. Indichiamo con $Q_d(t)$ il segnale del rivelatore, e con $Q_h(t) \Leftrightarrow QH(s)$ l'uscita del preamplificatore (non mostrato in figura). La funzione di trasferimento del differenziale è ($t = RC$, guadagno = 1)

$$D(s) = f - \frac{1}{1+st} = (1-f) \frac{1-st \frac{f}{1-f}}{1+st}$$

Il segnale di uscita dal differenziale è

$$v(t) = L^{-1} [QH(s)D(s)] = Q \int_{-\infty}^{\infty} H(j\omega) D(j\omega) e^{j\omega t} d\omega$$



Anzichè studiare questo caso analiticamente, è più istruttivo osservare i risultati della simulazione riportati in Fig. 27, nell'ipotesi che sia

$$H(s) = t_{IN}/[s(1+st_{IN})]$$

cioè uno scalino reale di costante di tempo t_{IN} , mostrato in Fig. 27. In

questa figura sono comparate le risposte di un CFD a linea di ritardo (curva 1) con un CFD ove la linea di ritardo è sostituita da uno o più integratori. Da notare che la slope al punto di zero-crossing è comunque minore di quella del vero CFD.

E' anche possibile valutare l'errore di timing di questo discriminatore.

La varianza del rumore di uscita dal preamplificatore (considerando solo il contributo del rumore serie) è, per il teorema di Campbell:

$$s_Q^2 = k \int_{-\infty}^{\infty} h^2(t) dt = k \int_{-\infty}^{\infty} w^2 |H(jw)|^2 df$$

essendo k una costante che include i parametri del sistema di misura (rivelatore più elettronica, vedi

Campbell). La varianza del rumore all'uscita del differenziale sarà analogamente

$$s_v^2 = k \int_{-\infty}^{\infty} w^2 |H(jw)D(jw)|^2 df = s_Q^2 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} w^2 |H(jw)D(jw)|^2 df}{\int_{-\infty}^{\infty} w^2 |H(jw)|^2 df} = s_Q^2 \frac{I_1}{I_2}$$

ed infine, per la nota relazione del triangolo

$$s_t = \frac{s_v}{Qv'(t_0)} = \frac{s_Q}{Qv'(t_0)} \sqrt{\frac{I_1}{I_2}}$$

essendo t₀ l'istante di zero-crossing. Rispetto al vero CFD, le cose vanno un po' peggio: la Fig.27 mostra che la derivata del segnale è più piccola, ed inoltre la radice ha verosimilmente un valore maggiore di 1. La tabella di **fig. 28** riporta il jitter normalizzato s_t/s_Q (s_Q nella tabella è chiamato s_{IN}). E' evidente la degradazione delle performances rispetto al CFD con linea di ritardo, ma è senz'altro da accettare di fronte alla possibilità di poter realizzare un circuito integrato.

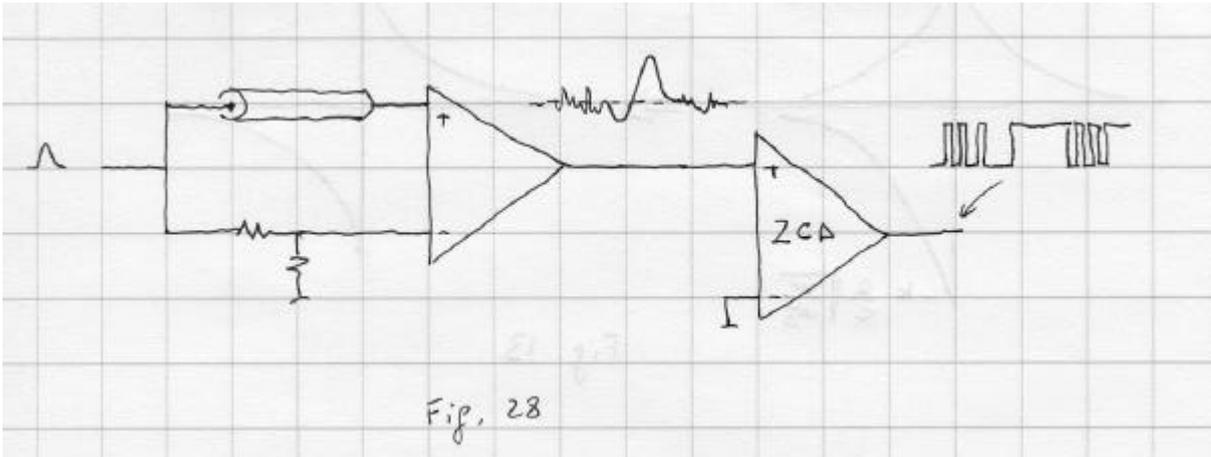
Tab. 1. Timing Signal Performance for Delay-Line and Non-Delay-Line CFDs with Single-Pole Step Inputs.

Circuit Configuration		Normalized Circuit Performance					
Topology	Delay (tau ca.)	Fraction	Under-drive	Over-drive	Zero-Cross Slope	Output Noise	Timing Jitter
	$\frac{t_d}{t_{in}}$	(f)	$\frac{V_{und}}{V_{spt}}$	$\frac{V_{ovr}}{V_{spt}}$	$\frac{K_{zcs}}{K_{spt}}$	$\frac{\sigma_{out}}{\sigma_{in}}$	$\frac{\sigma_{jt}}{\sigma_{in}}$
Delay Line	1.805	0.2	-0.167	0.8	0.8	0.987	1.234
Gaussian, 1-pole	1.770	0.5	-0.157	0.5	0.176	0.500	2.861
Gaussian, 2-pole	0.749	0.5	-0.201	0.5	0.245	0.611	2.492
Gaussian, 3-pole	0.477	0.5	-0.225	0.5	0.287	0.666	2.316
Gaussian, 4-pole	0.351	0.5	-0.242	0.5	0.318	0.701	2.204

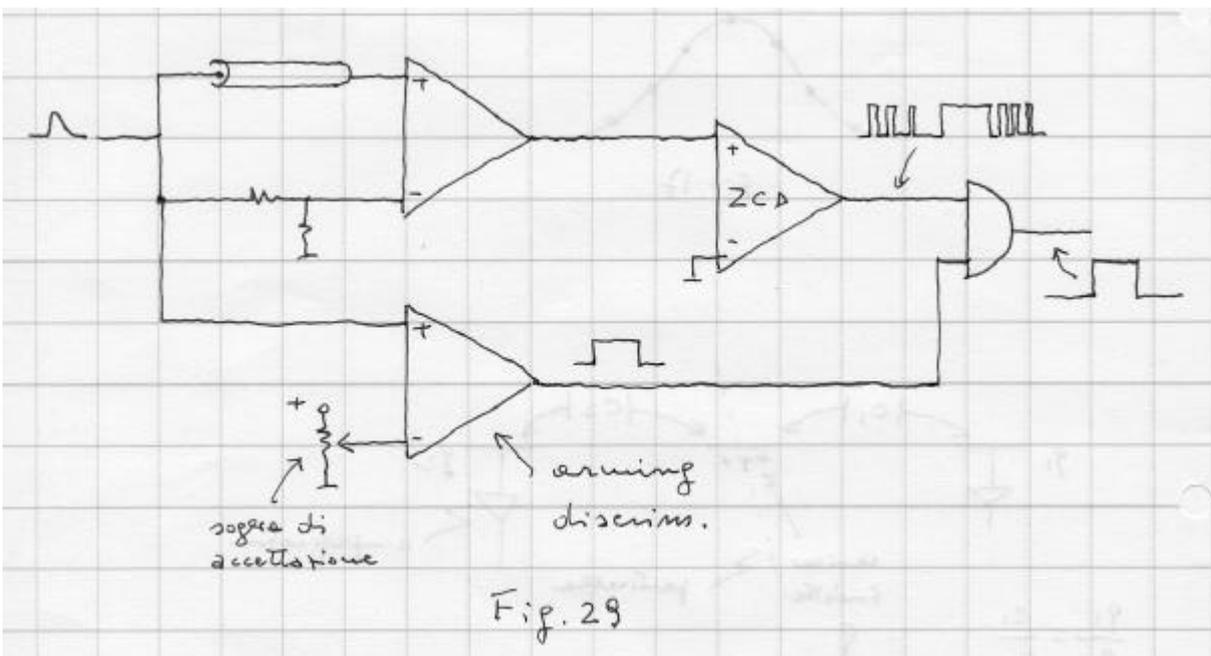
Input signal is 1-pole lowpass-filtered step input with time-constant t_{in} . Zero-crossing time (t_d) is at $2t_{in}$.

11.6 SCHEMA PRATICO DI CFD

Lo schema di principio del CFD sinora esaminato, per es. quello di Fig. 23 riportato in fig. 28, ha un inconveniente: siccome il discriminatore a zero-crossing ha la soglia a zero, esso finisce per scattare su tutti i picchi di rumore che accompagnano il segnale all'uscita del differenziale, oltre che sul segnale di interesse, come mostrato in **Fig. 28**. I trigger spuri rendono indistinguibile quello vero.

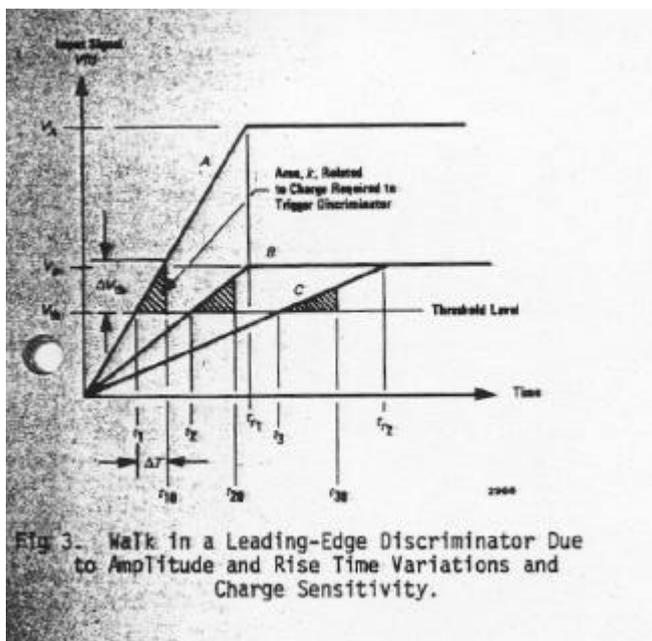


Per porre rimedio, si aggiunge un altro discriminatore, del tipo leading-edge, il quale ha la funzione di selezionare gli impulsi che hanno l'ampiezza voluta (superiore al noise) e di abilitare un AND a far passare il relativo segnale di timing. In questo caso, il leading-edge è chiamato arming discriminator. **Fig. 29**.



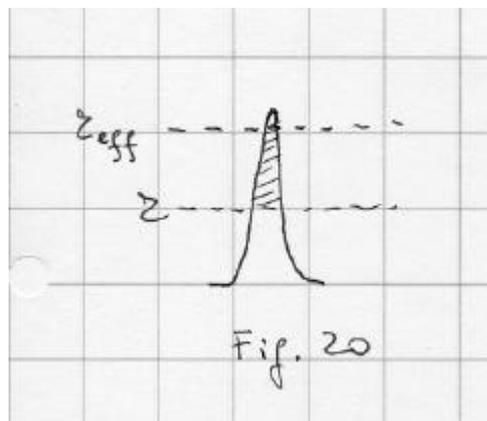
11.10 – SENSIBILITA' ALLA CARICA DI UN DISCRIMINATORE

Un circuito discriminatore è tipicamente un amplificatore ad elevato guadagno, che viene fatto commutare tra la saturazione e l'interdizione, per effetto della comparazione del segnale con la soglia. Per es. l'amplificatore può essere interdetto quando il segnale è inferiore alla



soglia, e commuta verso la saturazione quando il segnale supera la soglia. Siccome il guadagno (sensibilità alla carica) non è infinito, occorre una energia (carica) finita, anche se piccola, per costringere il circuito, una volta uscito dall'interdizione, ad effettuare la commutazione verso la saturazione. Tale energia deve essere fornita dal segnale. La conseguenza è un ritardo nella generazione dell'impulso di uscita, **Fig. 19**, pari al tempo necessario per integrare questa carica.

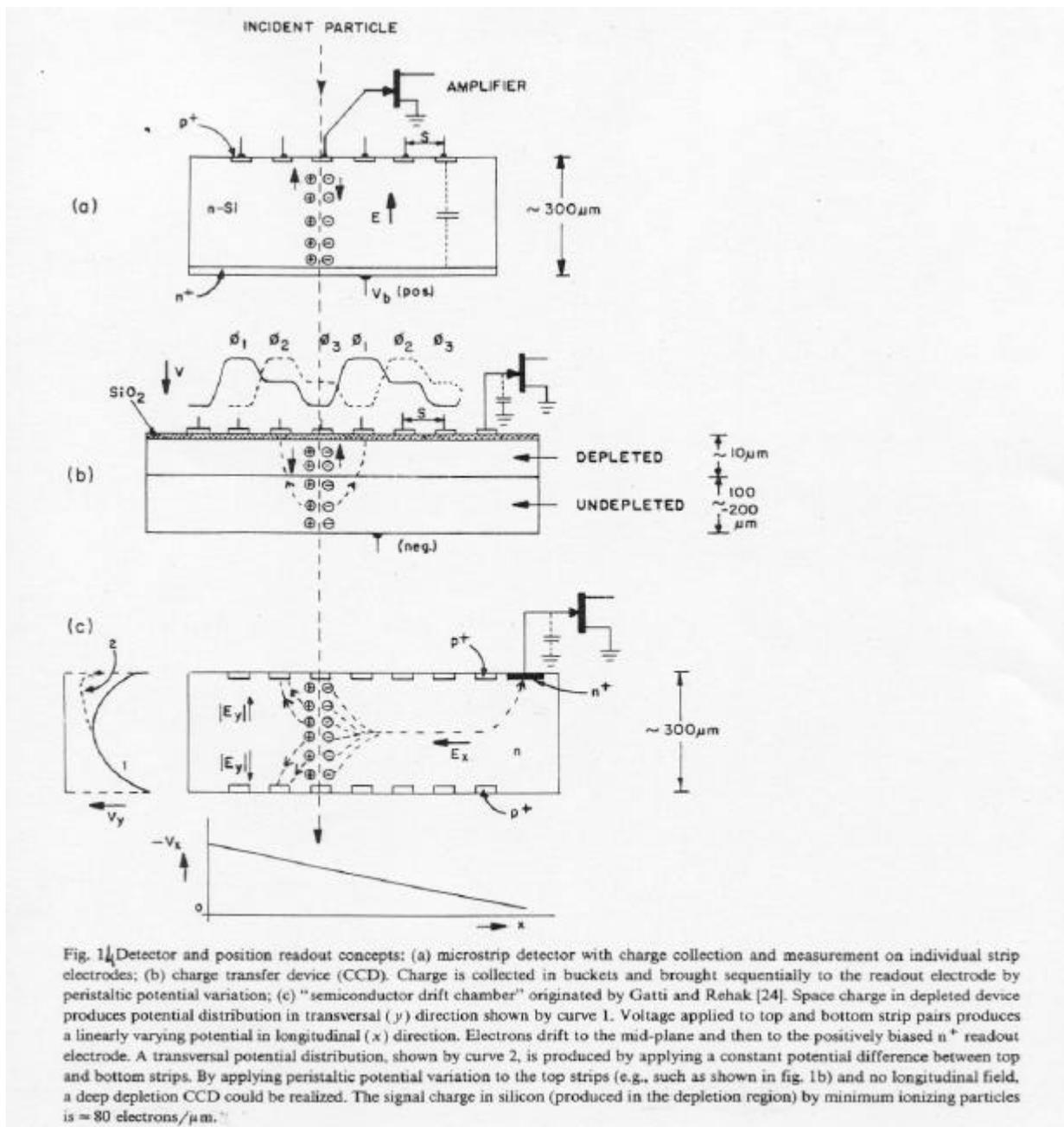
Occorre quindi che il segnale ecceda la soglia di una ampiezza sufficiente a fornire la carica necessaria (area tratteggiata). Si comprende che la soglia effettiva di un discriminatore è sempre superiore a quella nominale. Operativamente, la soglia nominale di un discriminatore può essere definita come la massima ampiezza del segnale di entrata che provoca un ritardo infinito nella risposta. Il ritardo è tanto maggiore quanto più piccola è l'ampiezza overhead (occorre più tempo per racimolare la carica).



Il problema dovuto alla carica overhead necessaria è particolarmente importante nel caso di segnali impulsivi, **fig.20**: poiché la larghezza del segnale alla soglia è piccola, per accumulare la carica necessaria occorre che l'ampiezza del segnale sopra soglia sia sufficiente (area tratteggiata). In questi casi, il ritardo allo scatto può essere trascurabile ma la soglia effettiva può essere molto maggiore di quella nominale.

11.11 – RIVELATORI AL SILICIO USATI COME POSITION-SENSITIVE DETECTORS

In **fig. 14** [3] sono mostrati tre esempi di rivelatori al Si utilizzati per misurare la posizione in cui è passata la particella ionizzante.

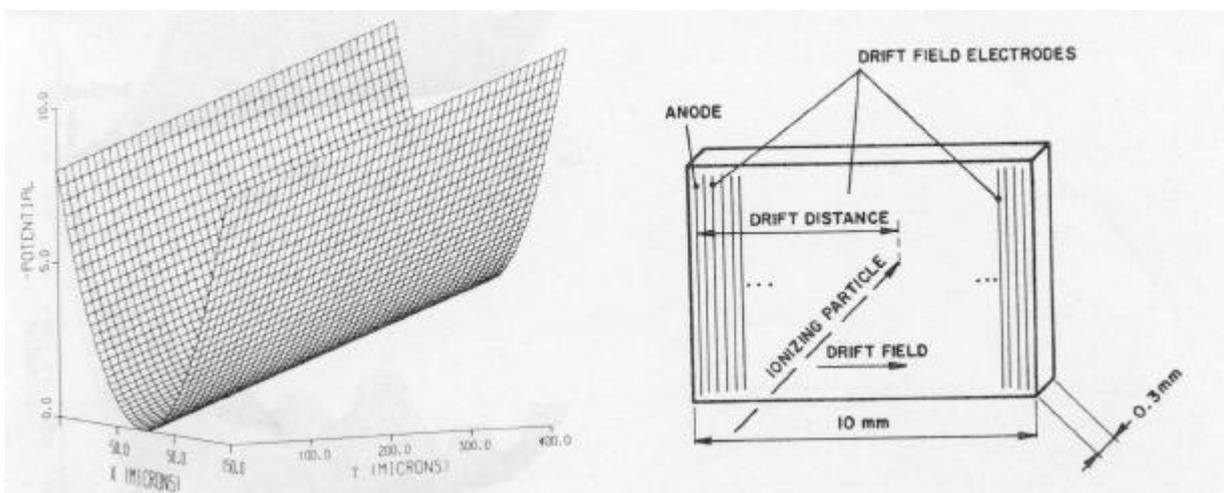


Nel primo caso, **Fig. 14a**, si tratta di un rivelatore a microstrip (mostrato in sezione). Si tratta di un layer di Si-n di spessore dell'ordine di 300 micron, su una faccia del quale è depositato un elettrodo di contatto n+ (backplane), sull'altra sono ricavati degli elettrodi p+ separati, sotto forma di strip. Ogni giunzione p+-n è un diodo che viene polarizzato inversamente fino

a svuotare l'intero strato n. Il passo (pitch) S è tipicamente 50 micron. Con i potenziali indicati in figura (strip negative rispetto al backplane, V_b) la corrente indotta sulla strip dal moto di elettroni e lacune, che costituisce il segnale, è uscente dalla strip. Se ad ogni strip è connesso un amplificatore, la posizione della particella è individuata dal numero d'ordine della strip che dà segnale (soluzione poco conveniente, vedi paragrafo successivo).

Nel secondo caso, **Fig. 14b**, si ha un rivelatore ad accoppiamento (o trasferimento) di carica, CCD. Sullo strato di Si n è depositato un isolante SiO_2 , su cui sono depositate strip di metallo. Lo strato è solo parzialmente svuotato, per questioni di precisione nella rivelazione. Il pitch S è della decina di micron. Il potenziale di ogni strip viene fatto variare a step: la linea continua rappresenta il profilo del potenziale di ciascuna strip ad un certo istante; la linea tratteggiata rappresenta il potenziale allo step successivo (si noti che il potenziale cresce verso il basso). Questo profilo di potenziale viene ottenuto collegando opportunamente fra loro le strip (n. 1,4,7,10,...sulla linea ϕ_1 ; n. 2,5,8,11,... sulla linea ϕ_2 ; n. 3,6,9,12,...sulla linea ϕ_3). I tre valori del potenziale vengono fatti ruotare sulle tre linee sotto il comando di un clock (clock a tre fasi).

Nell'istante in cui il potenziale ha il profilo indicato dalla linea continua, gli elettroni nella depletion layer sono imprigionati sotto la strip (il potenziale a sinistra e a destra è più negativo di quello della strip, e impedisce alle cariche di muoversi). Al successivo clock, la distribuzione dei potenziali assume il profilo tratteggiato: il pacchetto di elettroni è spinto verso destra di un passo. Dopo un numero sufficiente di clock, il pacchetto giunge sotto l'ultima strip a destra, ove è connesso l'amplificatore di sensing del segnale. La posizione



della traccia si ricava facilmente dal numero di clock.

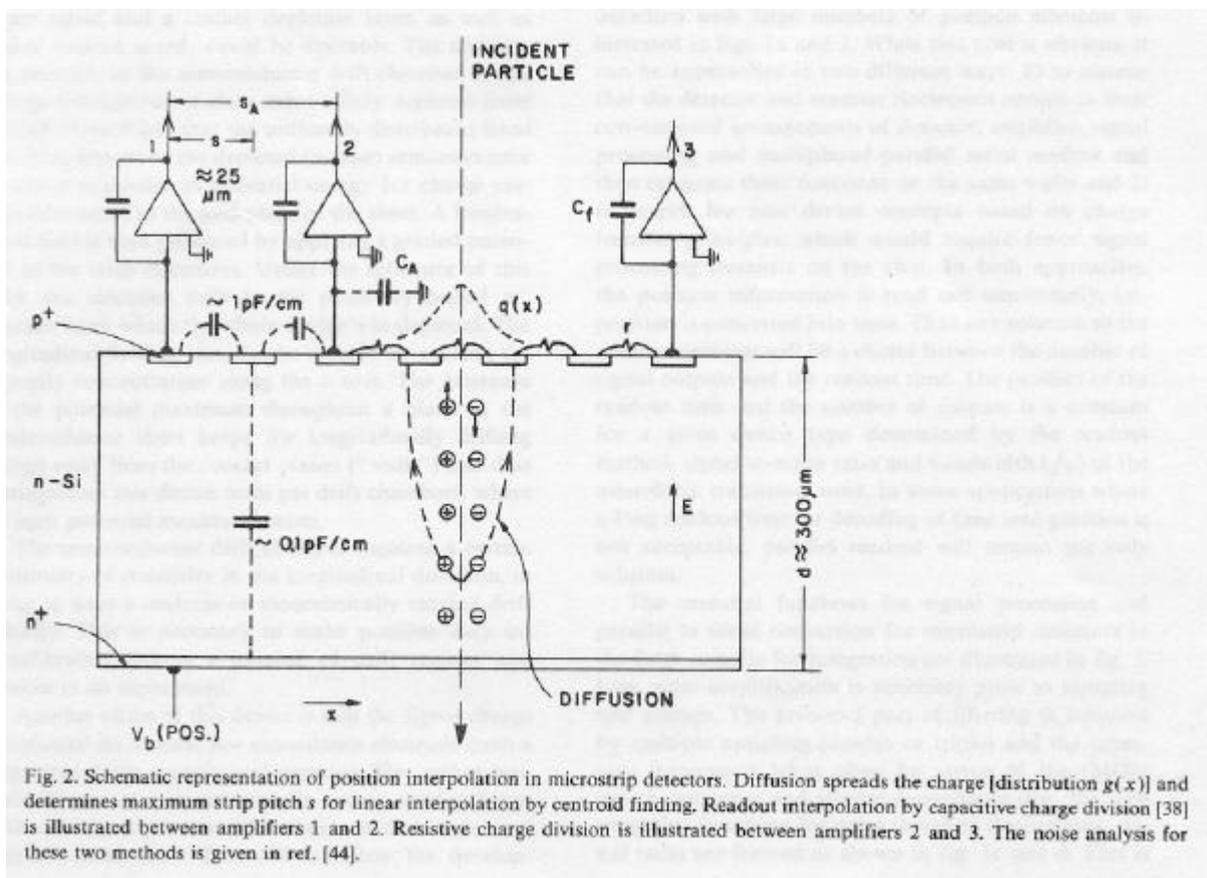
Si noti che occorre un solo amplificatore per la misura, a differenza del rivelatore a microstrip. Ma il tempo di misura è molto più lungo.

Nel terzo caso, **Fig. 14c**, [4], è rappresentato il rivelatore a deriva, sempre al Si. Su entrambe le facce del layer di Si-n sono ricavate strip p+ parallele e sovrapposte lungo la normale al layer (il pitch tipico è 50 micron). Il layer è collegato a massa tramite l'amplificatore connesso al contatto ohmico n+. Ciascuna coppia di strip sovrapposte è allo stesso potenziale, negativo. Il potenziale di ogni coppia di strip è linearmente crescente man mano che ci si avvicina all'amplificatore, ed ha comunque un valore tale da svuotare del tutto il layer. E' evidente (applicando il principio di sovrapposizione alle due strip di ogni coppia) che il minimo di potenziale è nel punto mediano del layer, per ciascuna coppia di strip, e che il potenziale della linea mediana cresce verso destra.

La **fig. 15** [4] mostra in dettaglio l'andamento del potenziale nel layer. La **fig. 14c** mostra come le lacune della ionizzazione sono raccolte sulle strip, mentre gli elettroni sono convogliati lungo la linea mediana fino all'elettrodo di raccolta cui è connesso l'amplificatore. La posizione si ricava conoscendo la velocità di drift e misurando il tempo di drift. Anche qui basta un solo amplificatore, ma occorrono tempi lunghi per la misura. Si noti la somiglianza con il CCD.

11.12 – EFFETTO DELLA DIFFUSIONE DELLA CARICA SULLA RISOLUZIONE TEMPORALE [Radeka 1984]

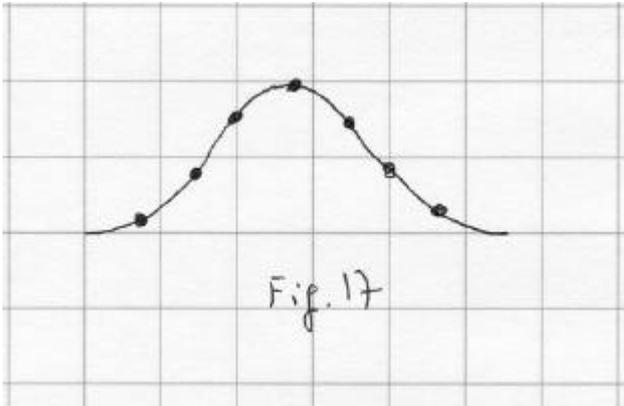
Nel rivelatore a microstrip la carica dovuta alla ionizzazione, nel suo moto di deriva verso l'elettrodo di raccolta diffonde per cui induce carica su più strip, secondo il profilo gaussiano $q(x)$ indicato in **fig. 16**, essendo x la distanza dalla traccia nominale della particella incidente. Un metodo molto efficiente per rivelare la posizione della particella consiste nel misurare la carica indotta su più strip adiacenti, **fig. 17**, ricavando $q(x)$ per interpolazione e calcolando quindi il baricentro della distribuzione di carica. La precisione ottenuta è migliore del pitch. Nel rivelatore a microstrip i costi possono essere troppo elevati se si richiede un amplificatore per strip. E' anche possibile connettere ad un amplificatore solo ad alcune strip, lasciando flottanti quelle intermedie. Il pitch effettivo è ora la distanza fra due amplificatori. Se si analizzano le prestazioni possibili [3], si trova la seguente relazione



$$\sigma_x/s_A = a_{CF}ENC/Q_s$$

ove σ_x è la risoluzione spaziale, s_A il pitch effettivo, ENC la carica equivalente di rumore dell'elettronica, Q_s la carica del segnale del rivelatore, a_{CF} un fattore che tiene conto dell'errore nella ricerca del centroide.

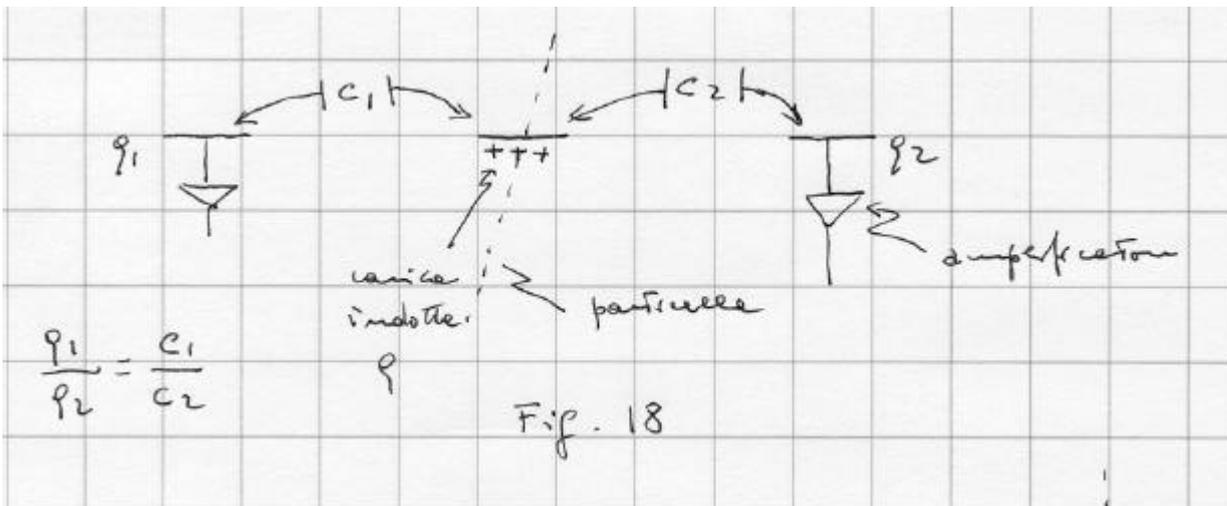
Per es. se il centroide è cercato utilizzando tre campioni (tre amplificatori), è $a_{CF} \sim 2$. Se per es. si vuole una $\sigma_x = 5$ micron, con un $s_A = 100$ micron, $Q_s = 24.000 e^-$ (rivelatore spesso 300



micron), occorre una ENC di 600 elettroni: non difficile. Questa stessa tecnica di connettere solo alcune delle strip ad un amplificatore si presta ad un altro modo per cercare la posizione della particella incidente. La lettura del segnale indotto su una strip intermedia può essere fatta o per divisione capacitiva della carica,

utilizzando le capacità interstrip (circa 1 pF/cm), **fig. 18**, oppure per divisione resistiva.

Anche in questi casi, il rumore è il fattore limite.



Nel caso del CCD, la diffusione non ha rilevanza poiché il campo è tale da concentrare la carica sotto una strip. Il reale problema di questo device è la relativa lentezza (frequenze di clock intorno a 5-10 MHz). Questo rivelatore, con sensori fatti a pixel anziché a strip, ha larga applicazione nelle macchine fotografiche e telecamere digitali.

Infine, la camera a drift è fortemente limitata dalla diffusione della carica, che allarga il segnale raccolto. Per una analisi del filtro ottimo si veda [4].

Bibliografia

- 1- V. Radeka, "Signal, noise and resolution in position-sensitive detectors". IEEE Trans. Nucl. Sci. 2(1974), 51
- 2- H. Spieler, "Fast timing methods for semiconductor detectors". IEEE Trans. Nucl. Sci. NS29, 3(1982), 1142
- 3- V. Radeka, "Semiconductor position-sensitive detectors". Nucl. Instrum. Meth. 226(1984), 209
- 4- E. Gatti, P. Rehak, J. Walton, "Silicon drift chambers. First results and optimum processing of signals". Nucl. Instrum. Meth. 226(1984), 129
- 5- T. Paulus, "Timing electronics and fast timing methods with scintillation detectors". IEEE Trans Nucl. Sci. NS32, 3(1985),1242
- 6- B. Turko, R. Smith, "A precision timing discriminator for high density detector systems". IEEE Trans Nucl. Sci. NS39 (1992), 1311
- 7- V. Radeka, et al "Precision timing with liquid ionization calorimeters". Nucl. Instrum. Meth. 332(1993), 78
- 8- D. Binkley, "Performance of non-delay-line constant fraction discriminator timing circuits". IEEE Trans on Nucl. Sci. 41(1994), 1169
- 9- S. Cova et al. "True constant fraction trigger circuit for picosecond photon-timing with ultrafast microchannel plate photomultipliers ». Rev. Sci. Instrum. 68(1997), 2228
- 10- M. Simpson, "Discriminator design considerations for time-interval measurement circuits in collider detector systems". IEEE Trans. on Nucl. Sci. 45(1998), 98
- 11- E. Gatti et al. " Timing of pulses of any shape with arbitrary constraints and noises: optimum filters synthesis method". Nucl. Instrum. Meth. A457(2001), 347