Preamplificatori ad amplificatori per rivelatori di particelle

1 Introduzione

Una particella elettricamente carica che attraversa un mezzo materiale puó, se la sua energia é sufficientemente elevata (energia cinetica $\geq 1\,MeV$) dar luogo a processi che causano una perdite d'energia della particella, energia depositata nel mezzo attraversato. Tra tali processi, particolarmente importanti sono la ionizzazione, il brehmsstrahlung, la radiazione di luce *Cĕrenkov*, la radiazione di transizione ed altri. Tale rilascio di energia, la cui natura ed ampiezza dipendono sia dal particolare mezzo attraversato che dalla natura della particella carica (elettrone, protone, mesone $\pi^{\pm}$, leptone $\mu^{\pm}, \cdots$) puó esser utilizzato per rivelare la particella. In particolare si puó:

(a) valutare l'istante in cui la particella é passata nel mezzo;

(b) ottenere una stima dell'energia della particella, che é spesso legata all'energia che essa ha depositato nel mezzo medesimo;

(c) misurare la posizione della particella nell'istante in cui essa ha attraversato il mezzo;

(d) "identificare" la particella; cioé stabilire (entro un predeterminato "livello di confidenza") se essa sia un elettrone, π, protone... . In tale tipo di applicazione sono molto utili i rivelatori basati sull'emissione di luce *Cĕrenkov* e quelli basati sulla radiazione di transizione.

Non intendiamo qui entrare nei dettagli dei rivelatori, ma limitarci a studiare alcuni dei problemi che essi pongono all'elettronica di "front end", cioé ai circuiti che debbono amplificare e rivelare i deboli segnali elettrici prodotti. Ovviamente, i vincoli posti dall'elettronica cambiano molto a seconda del tipo di rivelatore e del tipo di informazione che si vuole estrarre (tempo, energia, posizione etc.). Ció vuol dire che una trattazione esauriente dei problemi elettronici da affrontare non puó esser disgiunta da una trattazione dei diversi rivelatori. Ci limiteremo qui a discutere alcuni dei principali problemi e ad esaminare le soluzioni comunemente adottate. Dettagli possono essere trovati nella bibliografia raccolta in fondo al capitolo. Esamineremo, a titolo di esempio, la struttura di tre rivelatori: lo scintillatore, il tubo proporzionale ed il rivelatore a semiconduttore.

2 Rivelatori a scintillazione

Una particella carica che attraversa un mezzo materiale puó provocare dei processi di eccitazione molecolare. Le molecole eccitate decadono poi al loro stato fondamentale con emissione di luce. In alcuni casi il processo di decadimento é molto rapido ($\leq 10^{-8}$ s), nel qual caso si parla di "fluorescenza". In altri casi il processo é lento, poiché lo stato eccitato raggiunto é metastabile. In tal caso si parla di "fosforescenza". La vita media relativa alla fosforescenza puó variare tra qualche microsecondo e diverse ore. Nei rivelatori di particelle, dovendosi rivelare processi che si susseguono ad intervalli di tempo molto brevi ($\approx 10 - 100\, ns$) si ricorre a sostanze in cui il tempo di decadimento é breve, e quindi a quelle in cui é soppressa la componente di fosforescenza.

In prima approssimazione, l'evoluzione temporale del processo di emissione puó esser descritta da un semplice termine esponenziale:

$$N(t)dt \; = \; \frac{N_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} d\tau$$

dove $N(t)$ é il numero totale di fotoni emessi nell'intervallo di tempo $(0-t)$, N_0 il numero totale di fotoni emessi e τ la costante di decadimento (vita media).

Il tempo di salita del segnale, dallo zero al valore massimo, é di solito molto piú rapido del tempo di decadimento.

In alcuni casi le costanti di tempo interessate nel processo di decadimento sono due; in tal caso si puó scrivere:

$$N(t)dt \; - \; \left(A e^{-\frac{t}{\tau_f}} + e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right) dt$$

dove τ_f é la costante di tempo relativa alla componente a breve vita media e τ_f quella della componente a vita media lunga.

Per esser concretamente utilizzabile, uno scintillatore deve avere alcune caratteristiche:

(a) elevata efficienza di conversione di energia in radiazione;

(b) trasparenza alla radiazione emessa;

(c) spettro di emissione adatto alla rivelazione della luce (che tipicamente utilizza dei fotomoltiplicatori);

(d) breve costante di tempo.

Esistono svariati tipi di materiali scintillanti che possiedono in maggiore o minore misura tali caratteristiche. I piú comunemente usati sono degli scintillatori organici in soluzioni organiche liquide o plastiche (come plastiche sono adoperate il polistirene, il poliviniltoluene o il polifenil-benzene). Le costanti di decadimento vanno da 1.7 a 4 ns. Essendo la costante di decadimento cosí breve, non é sempre possibile trascurare rispetto a questo il tempo di salita. Una parametrizzazione spesso adoperata per tener conto di ció é una convoluzione di una gaussiana con un termine esponenziale:

$$N(t) \; = \; N_0 f(\sigma, t) e^{-t/\tau}$$

dove $\sigma \approx 0.5\; ns$.

Lo spettro di emissione di queste sostanze é nella regione 400-500 nm.

L'efficienza di conversione é definita come l'energia che una particella deve perdere in media perché sia prodotto un fotone. Nelle plastiche tale energia é dell'ordine di 1000 eV. Tale efficienza é piuttosto bassa rispetto a quella che si ha in altri tipi di rivelatore. Poiché la risoluzione in energia di un rivelatore é tanto migliore quanto piú bassa é la soglia minima di energia che esso puó rivelare, si vede che la risoluzione in energia di uno scintillatore non é molto buona. In effetti, fatta eccezione per gli scintillatori a cristalli inorganici, che hanno una buona risoluzione in energia, gli scintillatori comunemente adoperati (liquidi e plastici) hanno principalmente il pregio di una elevatissima velocitá di risposta e di un costo contenuto.

Come accennato, il piccolo numero di fotoni prodotti quando una particella attraversa uno scintillatore, puó esser rivelato facendo uso di un fotomoltiplicatore.

Un fotomoltiplicatore é un dispositivo che converte un (debole) segnale luminoso in un impulso di corrente. Esso é costituito di un tubo a vuoto, come schematizzato in figura, sulla cui faccia frontale é depositato (all'interno) un materiale fotosensibile, cioé un materiale con una bassa soglia per l'effetto fotoelettrico.

Un certo numero di elettrodi sono posti all'interno del tubo (dinodi) con il compito di "moltiplicare" il numero di elettroni prodotti per effetto fotoelettrico dalla radiazione che investe il fotocatodo. Infine un ulteriore elettrodo (anodo) raccoglie la nuvola di elettroni prodotta dalla moltiplicazione, fornendo in uscita un breve impulso di corrente. Il fotocatodo é tenuto ad un potenziale negativo rispetto all'anodo, mentre i vari dinodi sono tenuti a potenziali (negativi) via via decrescenti andando dal fotocatodo verso l'anodo.

Un elettrone prodotto nel processo di interazione del fotone incidente con il materiale che costituisce il fotocatodo, é accelerato verso il primo dinodo dal potenziale applicato. Qui essi puó liberare 2 o piú elettroni, che vengono accelerati verso il secondo dinodo e cosí di seguito. Si ha cosí un processo di moltiplicazione che causa una nuvola di elettroni raccolta poi dall'anodo.

Si definisce "fattore di emissione secondaria" il numero medio di elettroni emessi da un dinodo colpito da un elettrone. Il "guadagno" di un fotomoltiplicatore, definito come la carica all'anodo per unitá di carica all'uscita del fotocatodo (o equivalentemente come il numero di elettroni che raggiungono l'anodo per un elettrone emesso dal fotocatodo) dipende ovviamente dal fattore di emissione secondaria e dal numero di dinodi (numero di stadi). I fotomoltiplicatori disponibili in commercio hanno tra 10 e 14 stadi, con guadagni tipici di 10^7.

Un altro parametro caratteristico dei fotomoltiplicatori é legato alla probabilitá che un fotone al fotocatodo dia luogo ad un elettrone:

$$n(\lambda) \;\equiv \frac{n^o\, di\, fotoelettroni}{n^o\, di\, fotoni\, incidenti}$$

che dipende dalla lunghezza d'onda λ della radiazione incidente. Valori tipici di n vanno dal 10 al 25% al picco della distribuzione di $n(\lambda)$.

3 Forma dell'impulso all'uscita del fotomoltiplicatore

Il segnale all'uscita del fotomoltiplicatore é un breve impulso di corrente, il cui integrale é la carica totale, proporzionale al numero di fotoelettroni liberati al catodo del fotomoltiplicatore. Il fotomoltiplicatore é, con ottima approssimazione, un generatore di corrente, in parallelo con la capacitá vista dal catodo guardando verso massa e con una resistenza R.

La capacitá é quella intrinseca dell'anodo piú eventuali capacitá associate al cavo utilizzato per prelevare il segnale. La resistenza R é la resistenza intrinseca del catodo piú le eventuali resistenze associate al cavo ed al carico.

Esaminiamo ora l'andamento del segnale all'uscita del fotomoltiplicatore. Ammettendo che il segnale luminoso al fotocatodo sia quello emesso dallo scintillatore e che questo si possa approssimare con una singola costante di tempo, la corrente anodica sará data da:

$$i(t) \;=\; G\frac{N_e}{\tau_s}e^{-t/\tau_s}$$

dove G é il guadagno del fotomoltiplicatore; N_e il numero di fotoelettroni emessi dal catodo; e la carica dell'elettrone; τ_s la costante di decadimento dello scintillatore. L'equazione del nostro circuito é:

$$\tilde{v} \;=\; \tilde{i}\tilde{Z} \;=\; A\frac{R/sC}{R+1/sC}\,\frac{1}{s+1/\tau_s} \;=\; \frac{R}{\tau}\,\frac{A}{(s+1/\tau)(s+1/\tau_s)}$$

con:

$$A \;=\; G\frac{N_e e}{\tau_s}$$

Se $\tau \neq \tau_s$, l'antitrasformata puó essere calcolata con facilitá. Si trova:

$$v \;=\; \frac{RA}{\tau}\left\{\left[\frac{e^{st}}{s+1/\tau_s}\right]_{s=-1/\tau} + \left[\frac{e^{st}}{s+1/\tau_s}\right]_{s=-1/\tau_s}\right\} =$$

$$= \frac{RA}{\tau}\left\{\frac{e^{-t/\tau}}{1/\tau_s - 1/\tau} + \frac{e^{-t/\tau_s}}{1/\tau - 1/\tau_s}\right\} \;=\; \frac{GN_eeR}{\tau-\tau_s}\left\{e^{-t/\tau} - e^{-t/\tau_s}\right\}$$

Se , cioé se la costante di tempo del circuito é uguale a quella dello scintillatore, l'antitrasformata di Laplace si puó calcolare facendo uso della (12) nel medesimo capitolo.

L'andamento della é qualitativamente mostrato in figura:

Se é l'ampiezza del segnale é ridotta, ma essa riproduce fedelmente la forma del segnale dallo scintillatore. Il tempo di solito é rapido ed é determinato essenzialmente dal valore di del circuito. In tali condizioni si dice che si lavora nel "modo corrente", poiché V8t) é in tali condizioni una replica della corrente attraverso la resistenza R. Per l'ampiezza del segnale aumenta, ma contemporaneamente l'impulso si allunga. La durata dell'impulso in tali condizioni é determinato essenzialmente dalla costante di tempo del circuito. Il tempo di salita ́ invece determinato da , ed ́ quindi breve. Si dice che si lavora nel "modo tensione", poiché ora V(t) é essenzialmente la differenza di potenziale ai capi di C, che "integra" la corrente. In genere si preferisce lavorare nel modo tensione, poiché in tali circostanze si hanno impulsi piú elevati . Il prezzo che si paga é che gli impulsi sono molto piú lunghi e che, come conseguenza, ad elevati ratei di conteggio si puó avere sovrapposizione di impulsi generati da arrivi successivi di particelle sul rivelatore. Tale fenomeno é noto come "pile-up". Su questo torneremo in seguito. Lavorando nel modo corrente si puó eliminare tale inconveniente e si ha inoltre il vantaggio di un segnale che riproduce la forma del segnale emesso dalla scintillatore (che é utile in alcune applicazioni particolari). Il prezzo che si paga é quello di un segnale di pochi mV, quindi fortemente influenzato dal rumore.

Per una trattazione esauriente dei rivelatori a scintillazione e dei fotomoltiplicatori si veda il libro di W.R. Leo: "Techniques Nuclear and Particle Physics Experiments" Spring-Verlag 1987. Vedasi anche la ref. 1 in fondo.

4 Rivelatori a gas

Una particella che attraversi una regione in cui sia presente un gas, puó liberare delle cariche (elettroni e ioni) nella zona attraversata. Se un'opportuna differenza di potenziale é applicata tra elettrodi posti nella medesima regione, nascerá una corrente di drift degli elettroni verso l'elettrodo tenuto a potenziale positivo e degli ioni verso quello tenuto a potenziale negativo. Su tali elettrodi si avrá quindi una corrente, proporzionale al numero di ioni-elettroni prodotti e quindi all'energia che la particella ha perduto nell'attraversare il mezzo. Il primo rivelatore a fas, la camera a ionizzazione, ha ora un limitato campi di applicazione. Un notevole progresso in questo tipo di rivelatori si é avuto con lo sviluppo dei contatori proporzionali, il cui prototipo, mostrato in figura, é costituito da un cilindro metallico, avente un diametro dell'ordine del centimetro. Lungo l'asse del cilindro é tenuto sotto una leggera tensione un sottile filamento metallico avente un diametro di poche decine di , isolato elettricamente dalle pareti del cilindro.

Il cilindro é chiuso alle estremitá e riempito con un gas a pressione atmosferica. In genere si adopera un gas nobile (Argon) con l'aggiunta di una piccola percentuale (10La differenza di potenziale applicata tra il filamento centrale (anodo) e l'involucro metallico (catodo) é di diverse centinaia di volts. Gli elettroni liberati dal passaggio di una particella nel rivelatore sono accelerati verso l'anodo dal campo elettrico (1/r, con r distanza dall'anado) ed, in prossimitá di questo hanno ormai acquistato abbastanza energia da ionizzare a loro volta, producendo altri elettroni che sono accelerati a loro volta. Il processo si ripete molte volte fino a generare una carica apprezzabile che é poi raccolta dall'anodo. Gli ioni positivi prodotti migreranno invece verso il catodo producendo una trazione(*) all'uscita (anodo nell'esempio) del rivelatore. Si puó dimostrare che la forma dell'impulso di tensione é data da:

dove: L = lunghezza del rivelatore = costante dielettrica del gas C = capacitá per unitá di lunghezza del condensatore cilindrico. = mobilitá degli ioni nel gas (ricordiamo che la mobilitá é il rapporto tra la velocitá di drift ed il campo elettrico) = potenziale applicato q = carica prodotta dalla ionizzazione primaria a = raggio del cilindro t = tempo (misurato a partire dall'istante in cui la particella é passata. L'aumento della v(t) é mostrato in figura:

Il segnale 1'e intrinsecamente lungo. Occorrerá quindi differenziarlo, ad esempio utilizzando un circuito CR. A causa del processo di moltiplicazione a valanga che ha luogo nel gas, i segnali prodotti da tale tipo di rivelatore sono intrinsecamente alti e pongono quindi delle richieste di non grande entitá sull'elettronica che é posta a valle.

5 Rivelatore a semiconduttore

In un normale diodo realizzato mediante una giunzione p-n si ha una corrente apprezzazbile solo se la polarizzazione applicata é diretta. L'applicazione invece di una polarizzazione inversa dará luogo ad una corrente molto piccola (la corrente inversa) dovuta alla generazione termica di coppie elettrone-lacuna nella zona P ed in quella n.

Come mostrato in figura, gli elettroni generati nella zona di svuotamento sul lato P sono accelerati dal potenziale esterno V applicato affluiscono verso la zona n. Analogamente, le lacune generate nella zona n in prossimitá della giunzione vengono accelerate dal potenziale V e fluiscono verso la zona P. Coppie elettrone-lacuna possono essere generate nella zona di svuotamento dal passaggio di una particella ionizzata; si avrá cosí un momentaneo aumento della corrente inversa attraverso il diodo. La misura di tale corrente puó essere utilizzata per rivelare il passaggio della particella ed eventualmente anche per valutare l'energia che la particella ha depositato nell'attraversare il mezzo (nel nostro caso, la ziona di svuotamento). La generazione di coppie elettrone-lacuna in una giunzione p- attraversata da una particella carica é, per molti rispetti, simile alla produzione di coppia elettrone-ione nei rivelatori a gas, con una importante differenza. Mentre nel caso dei rivelatori a gas l'energia necessaria a produrre una coppia era 30 eV, nel caso di un semiconduttore sono sufficienti 3-4 cV, cioé un ordine di grandezza meno. Poiché la rivoluzione in energia del rivelatore é tanto migliore quanto maggiore il numero di coppia prodotta, ne segue un indubbio vantaggio nel caso dei rivelatori a semiconduttore. I materiali adoperati per realizzare i diodi da usare come rivelatori sono principalmente il silicio ed il germanio. Rivelatori al germanio sono adoperati in misura che richiedana una elevata risoluzione energetica (fino a 150-200 eV). Ció é possibile grazie al fatto che si riesca a produrre con elevatissima purezza (concentrazioni di impurezza che raggiungono i atomi/cm) il che consente di realizzare diodi al che possono operare con tensioni inverse molto elevate e conseguentemente con zone di svuotamento molto ampie (fino a 10mm). Purtroppo, tali rivelatori debbono essere operati a bassissime temperature (80 K) a causa della bassissima (0.7 eV) differenza di energia tra bande di conduzione e banda di valenza nel . Se un rivelatore al fosse adoperato a temperatura ambiente, la corrente inversa risultante sarebbe inaccettabilmente elevata. Un uso molto piú diffuso hanno i rivelatori al Si, che possono essere adoperati a temperatura ambiente. I diodi utilizzati come rivelatori in fisica nucleare e subnucleare sono di regola drogati in modo fortemente sbilanciato: un materiale di tipo p viene fortemente drogati da un lato (o viceversa). In tali condizioni la zona di svuotamento verr' ad estendersi in profondit' nel lato P, come mostrato in figura.

La zona di svuotamento si estenderá tanto piú in profonditá all'interno della zona p quanto piú elevata sará la polarizzazione inversa applicata. Si puó dimostrare (vedasi ref. 2, pag. 277 o anche ref. 4, pag. 357) che la profonditá della zona di svuotamento é data da:

dove é la tensione inversa applicata, la concentrazione degli accettori (nell'ipotesi) ed la costante dielettrica. Come vediamo, la profonditá della zona di svuotamento cresce con la radice quadrata della tensione inversa applicata. Se il rivelatore é di piccolo spessore sará facile raggiungere una tensione tale da far si che d divenga praticamente uguale allo spessore del detector. Si dice che il rivelatore é allora completamente svuotato. Questa condizione di lavoro é spesso adoperata. Si puó facilmente vedere che, per un rivelatore completamente svuotato, il campo elettrico decresce linearmente in funzione della distanza X della giunzione. Se la tensione inversa applicata é maggiore di quella che corrisponde al completo svuotamento, il campo elettrico sará la somma di tale "tensione in eccesso" e di quella linearmente decrescente che corrisponde al completo svuotamento. Se la tensione inversa vien fatta aumentare ulteriormente, il termine costante diverrá quello dominante. Useremo nel seguito tale modello. Dobbiamo ora esaminare i processi che hanno luogo nel rivelatore quando questo é attraversato da una particella carica. Sono possibili due situazioni estreme: a) la particella deposita tutta la sua energia in un punto determinato, caratterizzato da un determinato valore di X; b) la particella attraversa tutto il rivelatore, depositando energia a tutti i possibili valori di X. Calcoleremo la risposta temporale del rivelatore nel caso a). La risposta nel caso b) potrá poi essere ottenuta, effettuando una opportuna integrazione, da quella relativa al caso a). Notiamo che il diodo svuotato puó essere assimilato ad un condensatore piano, di spessore pari allo spessore d della zona di svuotamento che, nel caso in esame, coincide in pratica con lo spessore fisico del rivelatore. Esaminiamo l'effetto che il moto di drift delle cariche (elettroni e lacune) liberate nella zona di svuotamento, ha sulla carica presente sulle "armature" del condensatore-diodo. La capacitá del condensatore é:

dove A é la superficie delle armature. Se la differenza di potenziale ai capi del condensatore é V, la sua energia sará:

Una carica q, posta ad una distanza X dalla giunzione, avrá un'energia:

dove E é il campo elettrico, costante nel caso in esame. Essendo poi: , avremo:

Se ora la carica si sposta di un tratto infinitesimo dx, la conseguente variazione della sua energia (cioé il lavoro che il campo avr1'a fatto su di essa) sará:

A questo dovrá corrispondere una variazione dell'energia totale del condensatore:

Uguagliando le espressioni (1) e (2) si trova: ; da cui:

Nel caso in esame, le cariche che si spostano per effetto del campo elettrico sono l'elettrone e la lacuna prodotta nel punto di ascissa X. Esse si muoveranno in versi opposti ma, avendo cariche opposte, i loro effetti saranno concordi. L'elettrone si muoverá in direzione opposta a quella del campo elettrico (cioé verso sinistra nella figura), la lavuna nella direzione del campo. La rispettiva velocitá di drift e (costanti se il campo é costante) sono date da:

dove e sono la rispettiva mobilitá (che, per il silicio a temperatura ambiente, valgono 1350 e). La carica totale indotta dal moto dell'elettrone al tempo t sará allora:

al tempo l'elettrone avrá raggiunto la giunzione (che, nel modello in esame, rappresenta una delle armature del condensatore). La carica finale sará quindi:

Analogamente, la carica indotta dal moto della lacuna al tempo t, sará:

Al tempo essa avrá raggiunto l'altra armatura. La carica finale indotta dal moto della lacuna sará allora:

La carica complessiva raccolta sará:

L'andamento temporale della carica raccolta sará allora quello indicato in figura (si é fatto l'ipotesi che sia).

Rivelatore (pag. 18) elettroni: La carica totale indotta dal moto dell'elettrone al tempo t sará allora:

... Se indichiamo con il numero di elettroni prodotti, la corrente relativa sará:

Questa sará diversa da zero fino al tempo in cui gli elettroni raggiungono l'armatura positiva. ... Analogamente, la carica indotta dal moto delle lacune al tempo t sará:

e la relativa corrente, per lacuna:

Questa sará diversa da zero fino all'istante

Se la radiazione incidente perde tutta la propria energia appena al di lá della giunzione , se sará molto piccolo ed il contributo degli elettroni sará trascurabile (la relativa corrente si annulla in tempi molto brevi). Sopravvive in tal caso solo il contributo delle lacune.

Tale risultato é vero nell'ipotesi in cui la polarizzazione inversa applicata al diodo sia sufficientemente elevata da poter considerare il campo elettrico costante nell'intera zona attiva. Qualora invece la polarizzazione applicata fosse giusta quella sufficiente ad ottenere il completo svuotamento del rivelatore, il campo avrebbe un andamento linearmente decrescente andando dalla giunzione (valore massimo del campo) all'estremitá della zona attiva del rivelatore (campo nullo). In tal caso la formula ottenuta subisconoi una modifica. Il risultato (vedasi ref. 2) é:

dove ; é la costante dialettica, la conduttivitá. La forma dell'impulso di carica é ora quella mostrata in figura (pagina seguente). Il parametro determina ora il tempo di salita del segnale. In silicio abbiamo: , con espresso in . Per

Notiamo che, non essendo presente nel caso dei rivelatori a semiconduttore alcun processo di moltiplicazione come quello incontrato nel caso dei tubi proporzionali, il segnale prodotto da un rivelatore a semicondutture é molto piccolo. Si dovrá quindi ricorrere ad una preamplificazione del segnale prima di ogni ulteriore elaborazione/trasmissione dello stesso. Si dovrá quindi trasformare il segnale in carica in un segnale in tensione ed a tale scopo si ricorrerá ad un amplificatore di carica. Questo é illustrato nella figura che segue.

In questo circuito sschematizza la capacitá associata al detector piú eventuali cavetti di collegamento con l'amplificatoree. Poiché puó cambiare con la temperatura, scelta del punto di lavoro etc., é importante realizzare un circuito che fornisca una risposta indipendente da . Ció é quanto avviene nel circuito disegnato. Per vederlo, ammettiamo che il segnale in ingresso sia un impulso di corrente:

Facendo uso del teorema di Miller, trasformiamo il circuito nel seguente:

dove:

e X rappresenta l'impedenza del parallelo R//C:

Il parallelo di Z' e un'impedenza (trasformata) data da:

La risposta sará indipendente da se:

In tal caso, l'espressione precedente diventa:

La tensione all'ingresso dell'operazionale sará:

(poiché la trasformata di di é). Da qui segue:

Quindi la risposta di tale amplificatore dipende solo dalla capacitá di feedback C. Il tempo di caduta del segnale dipende dal prodotto .

6 Il concetto di equivalent-noise-charge

Se il segnale all'uscita del rivelatore é di piccola ampiezza il rumore elettronico introdotto dal preamplificatore diviene importante. E' questo il caso dei rivelatori a semiconduttore, ma anche di altri (ad esempio quelli ad Argon liquido) che non possiedono un meccanismo interno di moltiplicazione della carica, quale quello presente invece nei tubi proporzionali. Poiché il segnale di tensione all'uscita del preamplificatore corrisponde ad una carica all'uscita del rivelatore (la carica accumulata sul condensatore d'ingresso del preamplificatore) si esprime il rumore osservato in uscita, cioé il valore quadratico medio della tensione in uscita, come quella carica che dovrebbe esser presente all'uscita del rivelatore perché si abbia all'uscita del preamplificatore una tensione pari a . Cosí, se indichiamo con la capacitá d'ingresso del preamplificatore, l'amplificatore ed ENC la equivalent noise charge avremo:

cioé vediamo che la "equivalent noise charge" é proporzionale a , che quindi é opportuno abbia un valore piccolo. Le dimensioni della ENC sono Coulomn. Éperó uso comune quello di quotarla in "elettroni", dividendo il valore in Coulomb per la carica dell'elettrone (1.6 Coulomb). Nel caso di un rivelatore al silicio (o al germanio) la ENC é legata alla risoluzione in energia. Infatti, per produrre una coppia elettrone- lacuna nel silicio sono necessari 3.66 eV. Se osservo un gran numero di eventi in ciascuno dei quali una particella di energia E deposita (per produzione di coppia elettrone-lacuna) tutta la sua energia nel materiale, il numero di coppia sará:

La carica all'uscita del detector sará:

e la tensione all'uscita del preamplificatore:

Se possono essere trascurate le fluttuazioni statistiche sul numero dato dalla (*), la tensione in uscita dovrá avere un valore ben definito, uguale per tutti gli eventi. La distribuzione sarebbe cioé una funzione . Il rumore del preamplificcatore altera questa situazione. Non avremo piú una funzione ma una gaussiana, la cui larghezza a metá altezza é legata al rumore introdotto dall'amplificatore. Se, facendo uso della (**) e della conoscenza dei parametri , , calcoliamo la distribuzione in energia E per il campione di eventi, la alrghezza a metá altezza di tale distribuzione sará data da:

dove il fattore 2.36 é quello che lega la larghezza a metá altezza alla della gaussiana.

7 Struttura della catena di rivelazione ed amplificazione

La funzione principale di un amplificatore di impulsi in fisica nucleare/subnucleare é quella di trasformare il debole segnale generato dal rivelatore, dopo averlo amplificato ed opportunamente "sagomato" in un impulso piú adatto per la successiva elaborazione. Il primo passo di tale elaborazione consiste nell'immagazzinamento (sample and holding) del segnale analogico e nella successiva conversione dell'altezza dell'impulso in un numero (conversione analogico-digitale: ADC) ed eventualmente del tempo associato al fronte di salita del segnale in un numero (conversione tempo-digitale: TDC). In tale processo, il rivelatore ha il compito di convertire l'energia depositata in una carica elettrica, che puó dar luogo ad un segnale in corrente, se la costante di tempo associata al rivelatore ed al successivo preamplificatore é piccola rispetto alla durata del processo che dá luogo al deposito di energia nel rivelatore; ad un segnale in carica nel caso opposto. Il rivelatore é seguito da un preamplificatore, che vonverte il segnale di carica (o, piú raramente, il segnale di corrente) in un segnale di tensione, con un minimo contributo di rumore. Questo é seguito da un amplificatore-formatore, di cui ci occuperemo nei prossimi paragrafi. Segue poi la catena di lettura. L'informazione contenuta nell'impulso iniziale deve essere preservata in tale processo. A tale scopo il sistema preamplificatore-formatore-amplificatore deve preservare la relazione lineare tra l'altezza del segnale nel rivelatore e quello del segnale all'uscita dell'amplificatore, conservando al medesimo tempo l'informazione temporale. La forma, ampiezza e contenuto in rumore del segnale che il preamplificatore fornisce all'amplificatore sono determinati dal rivelatore e dal preamplificatore. La carica totale generata da ciascuna particella assorbita nel rivelatore é direttamente proporzionale all'energia perduta dalla particella che lo ha attraversato. Si tratta di cariche molto piccole, che variano tra e Coulomb/impulso. La durata dell'impulso varia a seconda del rivelatore e, per un dato rivelatore, puó variare con il tipo di particella e con la sua energia. La durata piú breve si ha nel caso dei rivelatori a scintillazione e nei rivelatori a semiconduttore aventi una zona di svuotamento poco profonda. In tali casi, le durate tipiche tra 0.1 e 10 ns. Le durate piú lunghe si hanno nel caso dei rivelatori a gas (10 ns 5). Per ció che converne l'energia convertita in carica, i fattori di conversione e nel caso dei rivelatori a semiconduttore sono 3.6 eV / coppia elettrone-lacuna nel silicio e 2,9 eV nel caso del Germanico. Non si ha processo di moltiplicazione. Nei rivelatori a scintillazione il valore effettivo di varia tra 3 e 30 eV/elettrone, con guadagni dell'ordine di nei fotomoltiplicatori. Nei rivelatori a gas i fattori di conversione valgono 25-35 eV/coppia elettrone-ione. I fattori di moltiplicazione sono dell'ordine di nel caso dei contatori proporzionali. Notiamo ancora che, anche nei casi in cui il segnale all'uscita del rivelatore é una corrente, é l'integrale di questa, cioé la carica, che é direttamente legata all'energia rilasciata nel rivelatore. É quindi necessario in tal caso integrare il segnale. Se la costante di tempo del rivelatore é piccola rispetto alla durata della corrente, la forma del segnale in uscita sará preservata ed avremo un segnale del tipo "current- mode". Se viceversa la costante di tempo é grande, il segnale in corrente sará integrato dal detector ed avremo un segnale di tensione in uscita: V=Q/C, dove Q é la carica totale rilasciata nel detector e C é la capacitá d'uscita. L'impulso di tensione avrá poi un decadimento esponenziale con la costante di tempo del rivelatore. Il tempo di salita sará invece coincidente con il tempo di salita dell'umpulso di corrente e non dipenderá dalla costante di tempo del rivelatore.

8 "Formazione" dei segnali prodotti da rivelatori di particelle

Sa quanto si é visto nei paragrafi precedenti, il segnale all'uscita del rivelatore é nella piú gran parte dei casi un segnale in carica che, opportunamente integrato, fornisce un segnale in tensione. Tale segnale ha in genere un piccolo tempo di salita (determinato dalla piccola costante di tempo del rivelatore) ma un tempo di decadimento molto lungo (qualche decina di) . In prima approssimazione possiamo approssimare il segnale come mostrato in figura:

L'altezza del segnale é proporzionale all'energia rilasciata. Il problema che qui si incontra é costituito dal fatto che, lavorando a rates elevati, i successivi impulsi vengono a sommarsi, di modo che l'altezza di un impulso é la somma della propria e delle code di quelli che lo hanno preceduto, come illustrato nella figura che segue:

Tale fenomeno é noto come "pile-up". Ció che occorrerebbe é la possibilitá di trassformare i segnali in impulsi abbastanza stretti da evitare problemi di pile-up, conservando peró l'informazione sull'altezza d'impulso. Un metodo spesso adoperato a tale scopo é quello noto come CR-RC shaping, cioé un circuito che effettua prima una differenziazione e poi un'integrazione del segnale. Il circuito che effettua tale operazione é mostrato in figura.

Gli inseguitori di tensione con amplificazione unitaria hanno lo scopo di disaccoppiare in continuo. La funzione di trasferimento del circuito é:

Se l'impulso di tensione all'uscita del rivelatore (o dell'integratore alla sua uscita) é un esponenziale caratterizzato da una costante di tempo molto grande, possiamo schematizzarlo approssimativamente con un gradino di tensione. La tensione in uscita dal formatore sará data dall'antitrasformata di:

L'antitrasformata puó essere ricavata seguendo il procedimento adottato a pag. 7. a) per

b) per

La forma di tali impulsi, simile nei due casi indicati, é qualitativamente indicata nella figura che segue:

Notiamo che nel primo caso il massimo si ha per:

Il corrispondente valore di puó facilmente essere ottenuto dalla (1). Ponendo: , troviamo:

Per troviamo invece

La scelta delle costanti di tempo dipende in primo luogo dalla costante di tempo del rivelatore, cioé dal tempo necessario per la raccolta della carica. Se si vuol ridurre il pile-up é desiderabile scegliere dei valori il piú piccoli possibile, in modo da assicurare un rapido ritorno allo zero del segnale in uscita. D'altro canto, il risultato che abbiamo ottenuto era basato sull'ipotesi che il segnale all'ingresso del formatore CR- RC fosse molto lungo, in modo da poterlo approssimare con un gradino. Se il segnale ha invece un piccolo tempo di decadimento , la funzione di trasferimento continuerá ad esser data dall'equazione (*) a pag. 25, ma la trasformata dell'input (che é un esponenziale) sará: e la trasformata dell'output sará:

Si puó risolvere tale equazione e far vedere che la soluzione ha l'aspetto mostrato in figura:

Cioé il segnale raggiunge un massimo, ridiscende fino a raggiungere valori negativi e poi risale lentamente verso lo zero. Tale discesa a valori negativi (in realtá l'impulso é in genere negativo, e si ha poi una risalita verso valori positivi ed una lenta ridiscesa verso lo zero) causa un pil-up di segnali (questa volta il successivo segnale "siede sulla coda di un impulso negativo) ed é un difetto da correggere(*). Notiamo per inciso che la "coda" é dovuta alla costante di tempo dell'amplificatore. La ( ) a pagina 27 ha uno zero a numeratore e tre poli in Se si riesce a trasformare la () in una funzione priva di zeri e con solo due poli (come era la ** a pag. 25, il problema sar´ risolto. La soluzione é stata trovata da Nowlin e Blankenship (Review of Scientific Instruments, 36, 1830 (1965) ed é nota come "pole- zero cancellation". La modifica da apportare al circuito consista nel porre una resistenza in parallelo al condensatore che effettua la differenziazione, come mostrato nella figura che segue:

La funzione di trasferimento é:

che, ponendo:

puó essere messa nella forma:

La trasformata della risposta all'esponenziale: sará:

Scegliendo ora R e in modo tale che si ottiene:

Cioé abbiamo una risposta del tipo desiderato. Possiamo scegliere ancora in modo tale che sia uguale al vecchio valore di , ed il risultato sará esattamente quello voluto. Notiamo che, con il procedimento adottato abbiamo "spostato" la posizione dello zero della funzione di trasferimento iniziale (a pagina 27) in uno zero nel punto ed abbiamo fatto in modo che fosse giusto uguale alla costante di tempo dell'esponenziale in ingresso, in modo tale da "cancellare" lo zero con il polo in: . Di qui l'origine del nome.

9 Altri metodi di "shaping" dei segnali

Esistono molti altri metodi per la formazione (shaping dei segnali). Dettagli possono esser trovati nelle referenze: (1) a pagg. 91 e seguenti (trattazione dettagliata) (2) a pagg. 272-275 (pochi cenni qualitativi) (3) (4) pagg. 564-582) (trattazione dettagliata). Ci limiteremo qui ad accennare ad alcuni dei metodi seguiti. a) Shaping (o Gaussiano) Se facciamo seguire ad un singolo circuito CR (differenziatore) circuito RC (integratori) si ottiene un impulso in uscita che é, con buona approssimazione, una gaussiana. Se tutte le costanti di tempo sono uguali a , la soluzone é:

In pratica, un circuito da giá dei buoni risultati. In tale circuito, il tempo necessario perché il segnale raggiunga il suo valore massimo é , ed é quindi piú lungo di quello ottenibile con un semplice circuito CR-RC. Tuttavia la discesa a zero é molto piú rapida ed il ppileup é quindi ridotto. Il metodo dello shaping gaussiano ha inoltre anche il vantaggio di migliorare il rapporto segnale/rumore.

b) Shaping triangolare É stato dimostrato che l'ottimo dal punto di vista del rapporto segnale-rumore é ottenibile con un circuito che fornisca un segnale triangolare. É possibile approssimare tale comportamento facendo uso di filtri attivi.

10 Spostamento della linea di zero

Con tale termine si intende il fatto che un segnale periodico (o all'incirca periodico) il cui valor medio sia diverso da zero, acquista un valor medio zero se lo si fa passare attraverso un condensatore. Ció é legato al fatto che un condensatore non puó trasmettere una componente continua. Poiché i formatori (shapers) che abbiamo descritto utilizzano tutti dei condensatori in serie per effettuare la differenziazione del sengale, questo sará inevitabilmente spostato in modo che il valor medio sia nullo (vedi figura).

Tale fwenomeno (comunemente indicato come "baseline shift" causa un'alterazione dell'ampiezza dei singoli impulsi, normalmente riferita allo zero. Si puó inoltre vedere che lo spostamento dipende dalla frequenza di arrivo degli impulsi, il che lo rende ancora piú noioso. Si puó ovviare a tale problema essenzialmente con due tecniche diverse. La prima di queste, nota come "baseline restoration" consiste nell'utilizzo di appositi circuiti che "riportano" il segnale a zero dopo ciascun impulsio. Per dettagli, si vedano le ref. 1 e 4. La seconda tecnica consiste nel trasformare l'impulso unipolare come quello fin qui ipotizzato, in un impulso bipolare. Questo ha giá un valor medio nullo e non subisce quindi alcuno "shift" nell'attraversare un condensatore. L'impulso bipolare é ottenuto da quello unipolare facendo in modo che questo subisca una "riflessione" e facendo poi segnare al segnale iniziale quello riflesso, come qualitativamente indicato in figura.

Il metodo piú ovvio per realizzare tale riflessione dell'impulso é quello di ricorrere ad una linea di ritardo cortocircuitata ad un'estremitá. Poiché il coefficiente di riflessione di una linea avente impedenza caratteristica , chiusa su di una resistenza R é:

Si vede che per R=0 . Un gradino sará quindi trasformato in un segnale rettangolare di durata pari al doppio del ritardo caratteristico della linea. Uno schema tipico é mostrato in figura:

Se a questa prima riflessione se ne fa seguire una seconda, come mostrato nella parte destra della figura, si ottiene un impulso bipolaree. Questo non presenta piú il problema del "basaline shift", ma ha l'inconveniente di uno spettro di Fourier molto ampio, con conseguente necessitá di amplificatori ad ampia banda passante il che introduce un elevato livello di rumore. Per ovviare a tale inconveniente conviene integrare il segnale all'uscita della seconda linea di ritardo, ottenendo in tal modo un segnale triangolare, come mostrato nella figura che segue:

Il segnale cosí ottenuto é nuovamente positivo e presenta quindi nuovamente il problema della "baseline shift". Una seconda differenziazione con una "delay line" lo trasformerá nuovamente in un segnale bipolare, conservando la forma triangolare, che é molto buona dal punto di vista del rumore. Un metodo alternativo per ottenere un impulso bipolare é quello di effettuare una seconda differenziazione dopo la prima formazione CR-RC. Si asopererá cioé un sistema CR-RC-CR. Questo schema é mostrato in figura, insieme alla forma d'onda che ne risulta.

Vediamo che ora lo spostamento dello zero é meno severo di quello che si ha con segnali unipolari. Tuttavia le aree sopra e sotto l'asse non sono esattamente uguali, quindi un piccolo spostamento dello zero é sempre presente.

11 Deficit balistico e scelta delle costanti di tempo

Un segnale formato con un sistema CR-RC ha un andamento temporale dato dalla (1) a pag. 26, che possiamo riscrivere nella forma (ammettendo):

dove abbiamo posto:

Possiamo vedere che é legato al tempo di discesa del segnale e a quello di salita. Vediamo infatti che per , l'espressione in parentesi diventa:

che descrive un esponenziale crescente con costante . Analogamente, per l'espressione in parentesi si riduce a :

cioé ad un esponenziale decrescente con costante di tempo . Ammettiamo ora che il tempo di salita sia quello caratteristico del rivelatore medesimo. L'altezza dell'impulso associato al segnale é proporzionale all'energia rilasciata dalla particella nel rivelatore. Il segnale di tensione tenderebbe a divenire asintoticamente uguale a tale valore, se il termine non intervenisse a farlo scendere verso lo zero. Ció é illustrato nella figura che segue. Alla differenza tra il valore asintotico che il segnale tenderebbe ad acquistare per effetto dell'integrazione ed il valore massimo che esso effettivamente raggiunge prima di ricominciare a scendere per effetto della differenziazione, si dá il nome di "deficit balistico".

Si potrebbe pensare di ridurre il deficit balistico scegliendo un valore di molto grande. Tale scelta va peró contro l'esigenza di avere dei segnali corti, per evitare il fenomeno del "pile-up". Nella figura che segue é mostrato l'andamento ottenuto facendo uso della (*) a pag. 36 (con A=1) fissando a e facendo variare tra (curva inferiore) e (curva superiore) in steps di 2 .

Se si fa uso di una shoping triangolare, con: e poniamo la risposta in frequenza dell'am...... sará:

La tensione quadratica media di rumore é allora:

Ammettiamo ora che Q sia la carica che il rivelatore deposita sulla capacitá d'ingresso dell'amplificatore ( ). Se é il guadagno dell'amplificatore, il segnale in uscita sará:

Tuttavia, in presenza di uno shoping triangolare, con , il guadagno é ridotto di un fattore . Cioé:

La ENC si ottiene uguagliando la (1) ed il quadrato della 2:

I primi due termini non dipendono da , i restanti due ne dipendono. Ció é legato al fatto che per i primi due termini la sorgente di rumore, come il segnale, puó esser considerata in parallelo alla capacitá

Per i rimanenti due la sorgente di rumore é in serie. Esaminiamo ora la dipendenza del rumore da . Riserviamo a tale scopo la (3) nella forma:

Avremo un minimo quando la derivata prima si annulla:

(La derivata seconda é: Sostituendo questo nella (4) si trova il minimo valore del ENC:

Vediamo che con questa scelta i primi due termini contribuiscono in ugual misura. Essi corrispondono rispettivamente al rumore termico nella resistenza di gate ed allo shot noise nella corrente di gate. Sostituendo valori numerici tipici si trova che deve essere almeno dell'ordine dei . Questo valore é troppo alto se si lavora a ratei elevati. Scegliendo valori di molto minori di quello ottimale, il contributo del rumore termico nel canale diviene dominante sui primi due. Se il rumore 1/f puó essere trascurato, il rumore complessivo avviene:

o anche:

Inoltre puó esser diviso in due pezzi: la capacitá esterna all'amplificatore (cavi, rivelatore, etc.) e quella del FET:

Nel caso dei preamplificatori commerciali, i produttori quotano le costanti e (per valori dati di), in opportune unitá (vedi sotto).

ENC é espressa in Coulomb e anche in numero di elettroni. Nel caso dei rivelatori a semiconduttore FWHM Kev (Silicio)

Referenze

1. E. Kowalski: "Nuclear Eletronics". Springer-Verlag, 1970. 2. W.R. Leo: "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments". Springer- Verlag, 1987. 3. Hai Hung Chiang: "Basic Nuclear Electronicas". Wiley-Interscience, 1969. 4. Glenn F. Knoll: "Radiation detection and measurement"; John Wiley and Sons, 1989.

(*) In realtá il moto degli ioni verso il catodo induce un segnale in corrente. Questo é peró integrato dalla capacitá del rivelatore, producendo cosí un segnale di tensione. (*) Questo é noto come "undershoot".