

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

INFN/TC-84/14
24 Luglio 1984

RIVELATORI DI PARTICELLE

Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati

GRANDI ATTREZZATURE PER LA SPERIMENTAZIONE CON IL
CICLOTRONE SUPERCONDUTTORE

RIVELATORI DI PARTICELLE

Rapporto del Gruppo di Studio "Rivelatori di Particelle"

Gruppo di Studio :

Sezione coinvolte :

P.Biasi (Coordinatore)
A.Bracco
G.D'Erasmus
E.M.Fiore
L.Fiore
N.Grion
G.Guarino
G.Immé
G.Lanzanò
M.Lattuada
A.Moroni
A.Olmi
A.Pantaleo
V.Paticchio
F.Porto
G.Prete
G.Raciti
G.Segato
C.M.Sutera
V.Variale
G.Viesti

Laboratori Nazionali di Legnaro
Laboratori Nazionali del Sud
Bari
Catania
Firenze
Milano
Padova
Trieste

INDICE

	PAG.
INTRODUZIONE	1
1.- CARATTERISTICHE GENERALI DELLE PARTICELLE DA RIVELARE	3
Referenze	8
2.- RIVELATORI A STATO SOLIDO	8
2.1.- Introduzione	9
2.2.- Principio di funzionamento	9
2.3.- Risoluzione energetica	10
2.4.- Pulse height defect	11
2.5.- Timing	12
2.6.- Radiation damage	12
2.7.- SSD particolari	13
2.8.- Tecniche di identificazione di carica e massa per mezzo di SSD	14
2.9.- Considerazioni sull'utilizzo di SSD alle energie del CS	17
Referenze	18
3.- RIVELATORI A SCINTILLAZIONE	19
3.1.- Introduzione	19
3.2.- Generalità	19
3.3.- Risposta degli scintillatori alle particelle cariche	20
3.4.- Sistemi di rivelazione basati su scintillatori	21
Referenze	24
4.- CAMERE A IONIZZAZIONE A GAS	25
4.1.- Introduzione	25
4.2.- Principio di funzionamento	25
4.3.- CI trasversali	27
4.4.- Camere assiali	31
4.5.- Esempi di accoppiamento con altri rivelatori	32
4.6.- Recenti sviluppi e prospettive	33
4.7.- Attrezzature richieste	35
Referenze	36
5.- RIVELATORI A GAS CON MOLTIPLICAZIONE A VALANGA	37
5.1.- Introduzione	37
5.2.- Principio di funzionamento	37
5.3.- Tipi di rivelatori a valanga	38
5.4.- Considerazioni	44
5.5.- Attrezzature e costi	45
Referenze	47

6.- RIVELATORI A GAS SCINTILLANTI	48
6.1.- Introduzione	48
6.2.- Principali meccanismi di scintillazione nei gas nobili	48
6.3.- Struttura temporale della scintillazione	50
6.4.- Linearità della risposta luminosa	51
6.5.- Risultati del GCS nella rivelazione di ioni pesanti	52
6.6.- Camera a deriva a gas scintillante in combinazione con GSC	53
6.7.- Rivelatori a fotoionizzazione	54
6.8.- Conclusioni	55
Referenze	57
7.- RIVELATORI A MICRO-CHANNEL-PLATES	58
7.1.- Introduzione	58
7.2.- Feedback ionico e saturazione di carica	58
7.3.- Caratteristiche	59
7.4.- Apparati a MCP	60
7.5.- Applicazioni al CS	61
Referenze	63
8.- RIVELATORI PER NEUTRONI	64
8.1.- Introduzione	64
8.2.- Spettrometria dei neutroni veloci	64
8.3.- Misure di molteplicità di neutroni	68
Referenze	70
9.- CONCLUSIONI	71

INTRODUZIONE

La costruzione del Ciclotrone Superconduttore (CS) e la sua installazione come post acceleratore del Tandem dei Laboratori Nazionali del Sud (LNS) costituiscono una impresa scientifica di grande rilievo e di dimensioni tali da richiedere per il suo successo il coinvolgimento e la collaborazione di gran parte dei fisici nucleari italiani.

Tale impresa non si esaurisce nel lavoro che i gruppi di Milano e di Catania stanno svolgendo per la progettazione, costruzione e installazione rispettivamente del Ciclotrone e del Tandem con le relative strutture edilizie, bensì richiede un altrettanto importante lavoro di studio, progettazione e costruzione della strumentazione necessaria per poter effettuare esperimenti con i fasci che il sistema fornirà.

E' per questo che l'INFN ha tempestivamente costituito una commissione per le grandi apparecchiature da destinare alla sperimentazione al CS. Tale commissione ha già richiesto e ottenuto l'inserimento nel prossimo piano quinquennale di una cifra di 15 GL per la strumentazione ed ha costituito cinque gruppi di studio con lo scopo di avviare concretamente lo studio, la progettazione e la realizzazione della strumentazione di uso generale e di coinvolgere tutti coloro che fossero interessati.

Il gruppo per i "Contatori di Particelle" (pesanti e leggere) costituito nell'autunno del 1983 ha iniziato il proprio lavoro fissando un programma operativo legato al particolare obiettivo della commissione stessa.

L'obiettivo finale della commissione è infatti quello di pervenire alla progettazione e costruzione di uno o più sistemi articolati e modulari per la rivelazione di particelle pesanti e leggere ad angoli solidi vicino a 4π e alle energie previste nelle reazioni indotte dai fasci del CS.

La progettazione e costruzione di tali sistemi richiede a monte l'acquisizione e lo sviluppo di competenze nelle diverse tecniche di rivelazione oggi note (camere a gas, scintillatori, semiconduttori, etc.) nonché lo studio e la sperimentazione dei diversi tipi di rivelatori che potranno essere usati nel sistema completo.

Inoltre la scelta dei parametri costruttivi dipende fundamentalmente dalla fisica che si vuole studiare con tali sistemi e quindi i progetti finali dovranno essere preceduti dall'individuazione di obiettivi scientifici definiti.

Pertanto si è ritenuto prematuro, al momento, progettare un sistema completo di rivelazione di particelle sia perchè non sono ancora definiti gli orientamenti sperimentali e le conseguenti proposte di esperienza, sia perchè non esiste oggi in Italia una consolidata tradizione di lavoro in questo campo.

E' stato invece ritenuto necessario promuovere una fase preliminare di studio e di sperimentazione delle diverse tecniche di rivelazione nonché di prototipi di rivelatori coinvolgendo le competenze già presenti presso le Sezioni INFN e i Dipartimenti di Fisica e le persone comunque interessate a questi studi anche con l'obiettivo di concentrare e coadiuvare meglio l'impegno di tutti.

E' chiaro infatti che al di là dell'uso dei rivelatori di tipo convenzionale "commerciabili" una parte notevole della sperimentazione col sistema Tandem + CS dovrà utilizzare sia rivelatori di tipo nuovo già disponibili (microchannelplates, etc.), sia una notevole quantità di contatori a gas (position sensitive, camere a ionizzazione, etc.) di caratteristiche del tutto particolari, sia contatori a scintillazione.

E' emersa poi l'opportunità di predisporre quale conclusione della fase preliminare di studio una relazione riassuntiva della situazione attuale nel campo dei rivelatori di particelle.

La relazione che segue vuole quindi fornire, a coloro che sono interessati, una raccolta sintetica degli elementi necessari per avviare uno studio più mirato sui tipi e sulle caratteristiche dei rivelatori per particelle da usare alle energie del CS.

La relazione (in italiano perchè diretta solo a fisici italiani) contiene una aggiornata bibliografia che permette di reperire le notizie dettagliate che possono servire ed è stata preparata capitolo per capitolo da sottogruppi, in cui il gruppo di studio, seguendo le linee di interesse manifestate dai singoli, si è articolato.

Le discussioni generali nonchè il lavoro di ciascun sottogruppo hanno permesso di mettere a fuoco i problemi connessi con la rivelazione di particelle integrando le competenze ed esperienze di ciascuno e stimolando altri a collaborare.

Questa relazione è solo un punto di partenza a cui seguirà, da parte dei singoli gruppi presso le Sezioni INFN ed i Dipartimenti interessati, la sperimentazione delle diverse tecniche di rivelazione nonchè la progettazione e la prova di prototipi.

Tale sperimentazione è già in atto presso quelle strutture, come i Laboratori Nazionali di Legnaro e i Laboratori Nazionali del Sud e alcune Sezioni, dove già esistono gruppi con competenze specifiche.

Nel contempo proseguirà il confronto e la discussione corale per coordinare il lavoro alla fine anche di verificare la possibilità di pervenire alla costruzione di uno o più sistemi articolati e modulari per la rivelazione di particelle (leggere o pesanti) ad angoli solidi vicini a 4π alle energie previste per la reazione indotte dai fasci del CS, obiettivo finale questo della Commissione stessa.

Infine, appena giungeranno i primi finanziamenti potrà avviarsi concretamente la messa a punto e la sperimentazione di moduli di rivelatori in modo da raccogliere gli elementi necessari per la progettazione successiva di un sistema completo.

1.- CARATTERISTICHE GENERALI DELLE PARTICELLE DA RIVELARE

In questo capitolo cercheremo di delimitare le caratteristiche energetiche, di carica e massa, e di molteplicità, delle particelle e frammenti emessi in reazioni nucleari ad energie incidenti fra 10 e 100 MeV/A.

Pur esistendo relativamente pochi dati sperimentali provenienti da misure eseguite presso il CERN-SC (dati di ^{12}C , Ne ad $E \approx 84$ MeV/A) ed GANIL di Caen (prevalentemente fasci di Ne, Ar, Kr, O ad $E \approx 80$ MeV/A), alcune considerazioni di carattere generale possono, comunque, essere fatte.

Il graduale passaggio dai meccanismi di reazione ben noti a basse energie (nucleo composto, fusione-fissione, fusione-evaporazione, trasferimento di particelle, deep inelastic reactions, break-up del proiettile, etc.) a quelli tipici delle alte energie (abrasione-ablazione, fire-ball, explosion, etc.) rende ragionevole la necessità di rivelare in esperimenti diversi o nello stesso esperimento, praticamente tutti i tipi di particelle (e^+ , π , n, p, d, t, ^3He , alfa) e frammenti leggeri e pesanti, allo scopo di analizzare gli svariati aspetti delle interazioni fra ioni pesanti a queste energie⁽¹⁾.

Dalle previsioni teoriche e dall'analisi dei dati sperimentali fin qui raccolti^(1,2), sembrerebbe plausibile una grossolana separazione dei meccanismi di interazione in due classi: (i) interazioni periferiche, ed (ii) interazioni "centrali". La prima categoria è caratterizzata da tempi di interazione brevi, piccoli trasferimenti di impulso, grosse sezioni d'urto ($\sim 70\%$ della sezione d'urto totale di reazione⁽³⁾) limitata agli angoli in avanti ($0^\circ < \theta < 15^\circ$ deg) e produzione di frammenti e particelle con energie prossime a quelle del fascio incidente (frammentazione) (si veda per es. Fig. 1). La seconda, invece, è caratterizzata da relativamente alti trasferimenti di impulso (compreso il caso limite di trasferimento completo di impulso (fusione completa), sezioni d'urto relativamente basse e spettri energetici delle particelle emesse di tipo maxwelliano ad indicazione di un alto grado di equilibrizzazione del

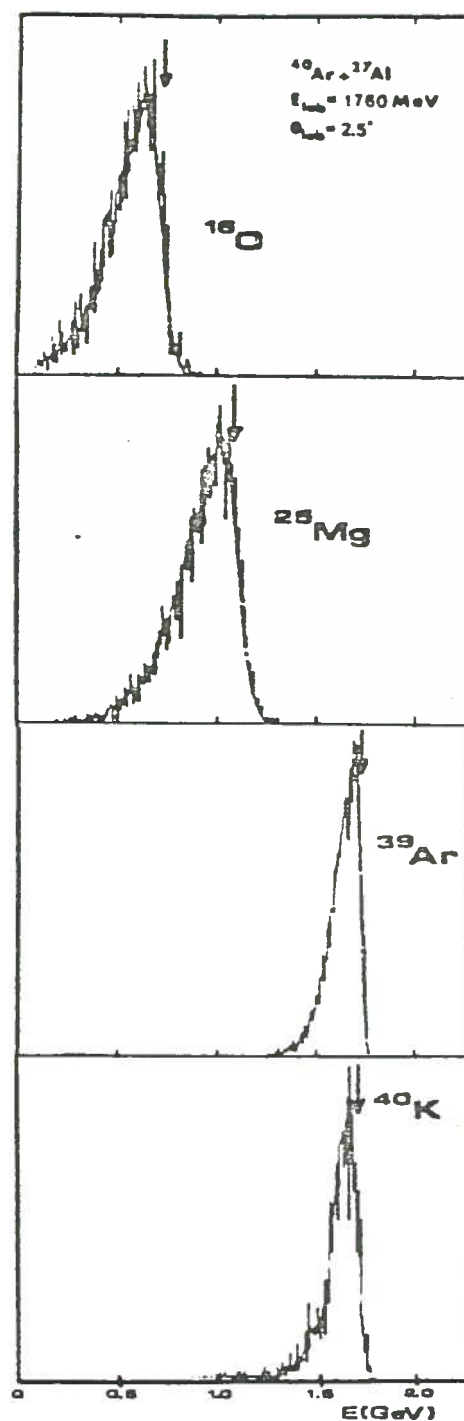


Fig. 1.1. - Tipici spettri in energie del laboratorio di alcuni isotopi prodotti nella reazione $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ ad energia incidente di 44 MeV/A. Le frecce indicano l'energia dei frammenti corrispondente alla velocità del proiettile (Ref. (3)).

sistema intermedio con componenti ad alta energia tipici di emissione di preequilibrio⁽⁴⁾ (v. Fig. 1.2).

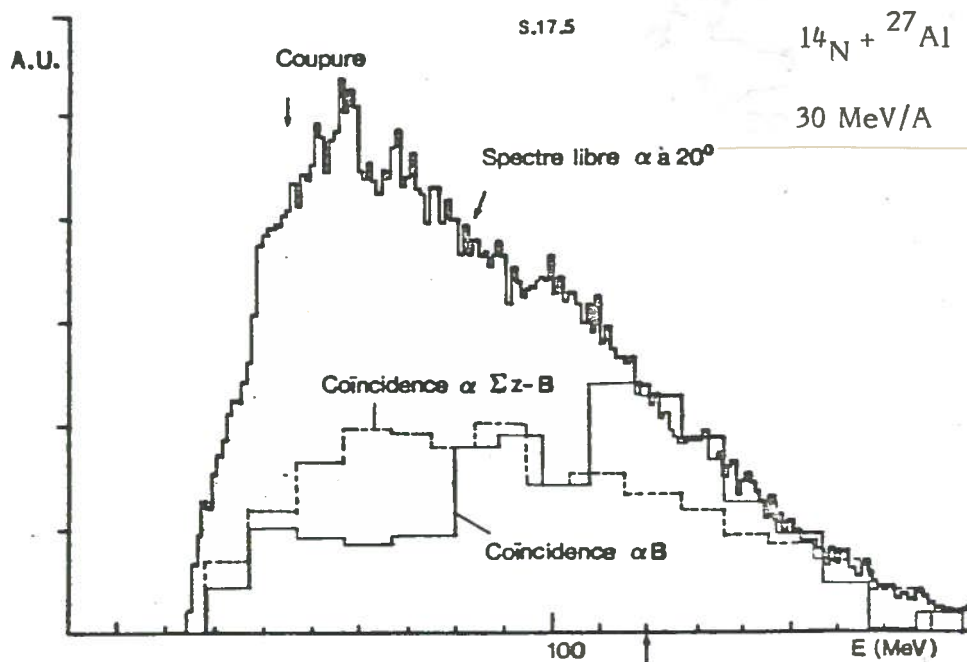


Fig. 1.2. - a) Spettri "liberi" di alfa a $\theta_\alpha = 20^\circ$; b) Spettri alfa in coincidenza con frammenti B soltanto; c) Spettri alfa in coincidenza con tutti gli altri frammenti escluso il B ($\theta_\alpha = -17^\circ$, $\theta_{fr} = -10^\circ$). Si noti che la parte ad alta energia dello spettro presenta dei contributi sia da un processo di frammentazione (alfa-B) del proiettile sia da processi di pre-equilibrio (Ref. (4)).

Poichè una informazione completa sullo spettro energetico è condizione necessaria alla individuazione dei vari contributi derivanti dai diversi meccanismi in gioco, il range energetico entro cui rivelare particelle e frammenti risulta abbastanza esteso. Ci sembra comunque ragionevole delimitarne i confini come riportato in Tabella 1.1, estrapolando i valori dalle osservazioni sperimentali.

Tabella 1.1. - Limiti superiori di energia di rivelazione di particelle e frammenti.

partic/framm	E_{max} (MeV/A)
π^\pm	80.
n, p, d	250.
t, ^3He , alfa	160.
$3 \leq Z \leq 20$	150.
Fiss Frag.	50.
Recoil	30.

Per quanto riguarda la risoluzione energetica dei sistemi di rivelazione, notiamo che la forma quasi continua degli spettri (v. Fig. 1.2) non richiede, almeno per misure inclusive o di molteplicità, una particolarmente buona risoluzione energetica (eccezion fatta, ovviamente, per i dispositivi di tempo di volo).

Delle risoluzioni $\Delta A \leq 1$ amu sono, invece, richieste per la identificazione di frammenti medio-pesanti ($A \leq 100$) prodotti nella frammentazione del proiettile o della targhetta, specie ad angoli in avanti⁽³⁾.

La stessa risoluzione sarebbe anche auspicabile nella restante regione angolare per permettere la identificazione di frammenti medio-leggeri ($A \sim 25$) provenienti da processi di evaporazione o al limite di esplosione. Ciò, in quanto, per angoli maggiori di 30-40 deg la sezione d'urto di produzione di masse più

grandi è di intensità molto piccola (v. Fig. 1.3)⁽⁵⁾. Misure sulla produzione di nuclei esotici possono richiedere una risoluzione in massa (≈ 1 amu) anche per $A > 100$ ⁽⁶⁾.

Per quanto riguarda la risoluzione in carica $\Delta Z/Z$ valgono, opportunamente adattate, le considerazioni fatte a proposito della risoluzione in massa. Tuttavia, la possibilità di ottenere $\Delta Z/Z \sim 2\%$, esaurisce quasi completamente le richieste in tale campo. Un discorso a parte merita invece la rivelazione di neutroni. Da recenti misure al CERN-SC, in reazioni indotte da ^{12}C su nuclei fissili, sembra che sia emesso un elevato numero di neutroni (30-40 per evento di fissione) (Ref.(7)). Inoltre, secondo recenti teorie basate su un modello "diabatico" uno studio dello spettro energetico, nel range $2 \leq E_n \leq 300$ MeV, di neutroni "pronti" (o di pre-equilibrio), dovrebbe permettere di ottenere informazioni sui tempi ed i meccanismi di interazione⁽⁸⁾. Ovviamente, infine, il fatto che tali particelle non sono influenzate dai campi coulombiani, le rendono l'oggetto di studio preferito anche per l'analisi di processi evaporativi.

La possibilità di accelerare ioni molto pesanti ad energie superiori alla barriera coulombiana apre nuove prospettive nell'ambito della rivelazione di e^+ in quanto la possibilità di realizzare campi "supercritici" ($Z_1 + Z_2 > 172$) dovrebbe permettere lo studio del cosiddetto decadimento del "vuoto neutro" in "vuoto carico" che si manifesterebbe tramite l'emissione di coppie e^+e^- ⁽⁹⁾. Tale studio, oltre a permettere un importante test globale per la QED, dovrebbe poter fornire tramite misure di coincidenze e -H.I. informazioni su : a) Tempi di interazione⁽¹⁰⁾, b) Distanza di minimo avvicinamento⁽¹¹⁾, c) Misure del momento angolare totale⁽¹¹⁾.

Il range delle energie accessibili col CS suggerisce, inoltre, la rivelazione di π , allo scopo di mettere in evidenza meccanismi di produzione coerente degli stessi, e quindi, importanti conclusioni sulle distribuzioni interne di impulso dei nucleoni partecipanti, sul principio del Pauli-blocking, sull'assorbimento di π in reazioni a bassa energia, su eventuali cambiamenti di fase della materia nucleare ed informazioni sugli stadi di preequilibrio dell'interazione fra ioni pesanti^(1,2,12).

Spettri energetici fino a circa 20 MeV, distribuzioni angolari e misure di coincidenze π -frammenti sarebbero quindi di notevole interesse negli studi delle interazioni fra ioni pesanti alle energie del CS.

Una caratteristica peculiare delle reazioni fra ioni pesanti alle energie del CS è la relativamente alta molteplicità di particelle e frammenti emessi per evento (molteplicità associata). Una tipica situa

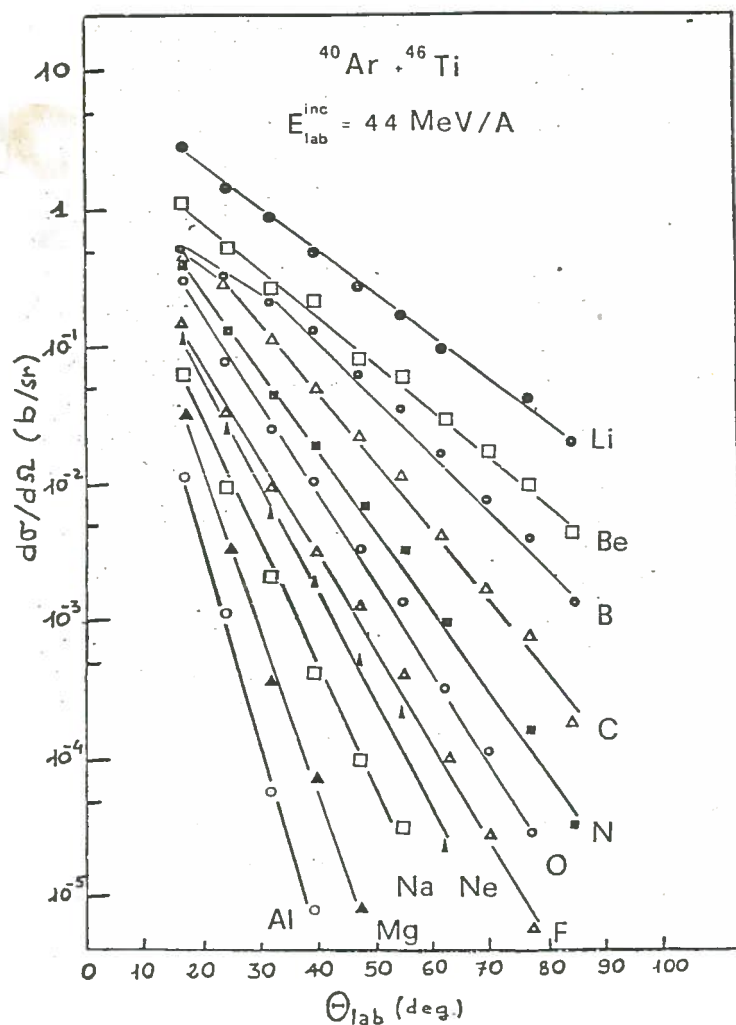


Fig. 1.3. - Distribuzioni angolari di frammenti medio-leggeri ottenute nella reazione $^{40}\text{Ar} + ^{46}\text{Ti}$ ad energia incidente di 44 MeV/A (Ref. (5)).

zione, ottenuta in un esperimento effettuato al CERN-SC con un fascio di ^{12}C di 70 MeV/A di energia incidente, irradiante una emulsione (Ag-Br) è illustrata in Fig. 1.4⁽¹³⁾. Come si può osservare a) dal numero delle tracce la molteplicità associata sembra essere ≥ 11 , b) da una ricostruzione delle masse in gioco a partire dagli eventi di Fig. 1.1 e tenendo in conto i neutroni non rivelati, si ottiene un totale di ~ 71 amu corrispondenti ad una completa esplosione della targhetta di Br (nel caso dell'Ag mancherebbe un frammento di $Z = 18$ non rivelato).

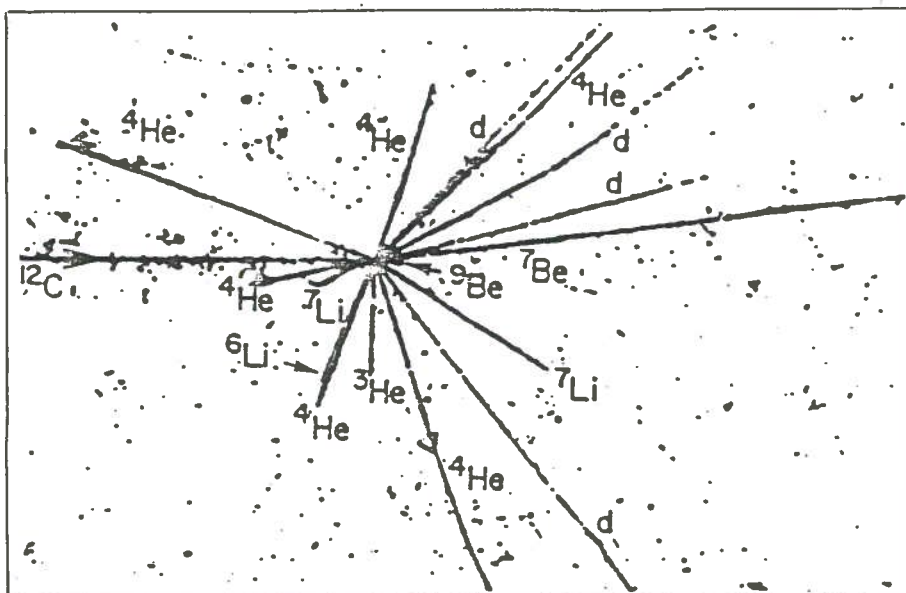


Fig. 1. 4. - Sviluppo di emulsione per un evento di tipo esplosivo (moltepl. ≥ 11 per frammenti con $A \leq 11$) ottenuto nella reazione $^{12}\text{C} + \text{AgBr}$ ad $E_{\text{inc}} = 70 \text{ MeV/A}$. Si noti che per tali eventi è stata valutata una sezione d'urto pari a circa il 20% della sezione d'urto totale di reazione (Ref. (13)).

Ulteriori dati sperimentali di misure esclusive eseguite al CERN-SC con un fascio di ^{12}C da 84 MeV/A^(13,14) sembrano indicare molteplicità associata massima di 15-16 particelle cariche e frammenti di cui il 50% protoni, il 30% alfa e il 20% altre. In particolare per $^{12}\text{C} + \text{Ag}$ ad 84 MeV/A⁽¹⁴⁾ è stato indicato un numero di frammenti con $3 \leq Z \leq 8$ maggiore di 3 per evento in una regione angolare di circa 2.5π . Inoltre, come mostrato in Fig. 1.5⁽¹⁴⁾ per p ed alfa, il rapporto fra le molteplicità differenziali misurate in avanti (45 deg) ed indietro (135 deg) dipende dall'impulso trasferito (ovvero varia col meccanismo di interazione) assumendo valori fra 20 ed 1. Tale rapporto uguale ad 1 per grandi impulsi trasferiti giustifica l'interesse per la rivelazione anche ad angoli all'indietro in misure di molteplicità.

Questi dati preliminari indicano la presenza in tali interazioni di processi a molti corpi nello stato finale, specie per urti centrali suggerendo per una migliore comprensione dei meccanismi di interazione l'uso di sistemi multi-rivelatori da adoperare per misure esclusive.

D'altra parte, la constatazione⁽¹⁵⁾ che urti centrali possono essere discriminati mediante l'alta molteplicità di particelle prodotte, l'interesse per la completa ricostruzione cinematica dell'evento, per urti più periferici e con molteplicità più basse, e l'applicazione di "analisi globali" ("thrust e flow angles") (Ref.(16)) ai dati sperimentali (anche se tali metodi risulterebbero impoveriti dalle relativamente basse molteplicità ($M \sim 15$)), suggerirebbero la necessità di rivelare particelle e frammenti in tutto l'angolo so

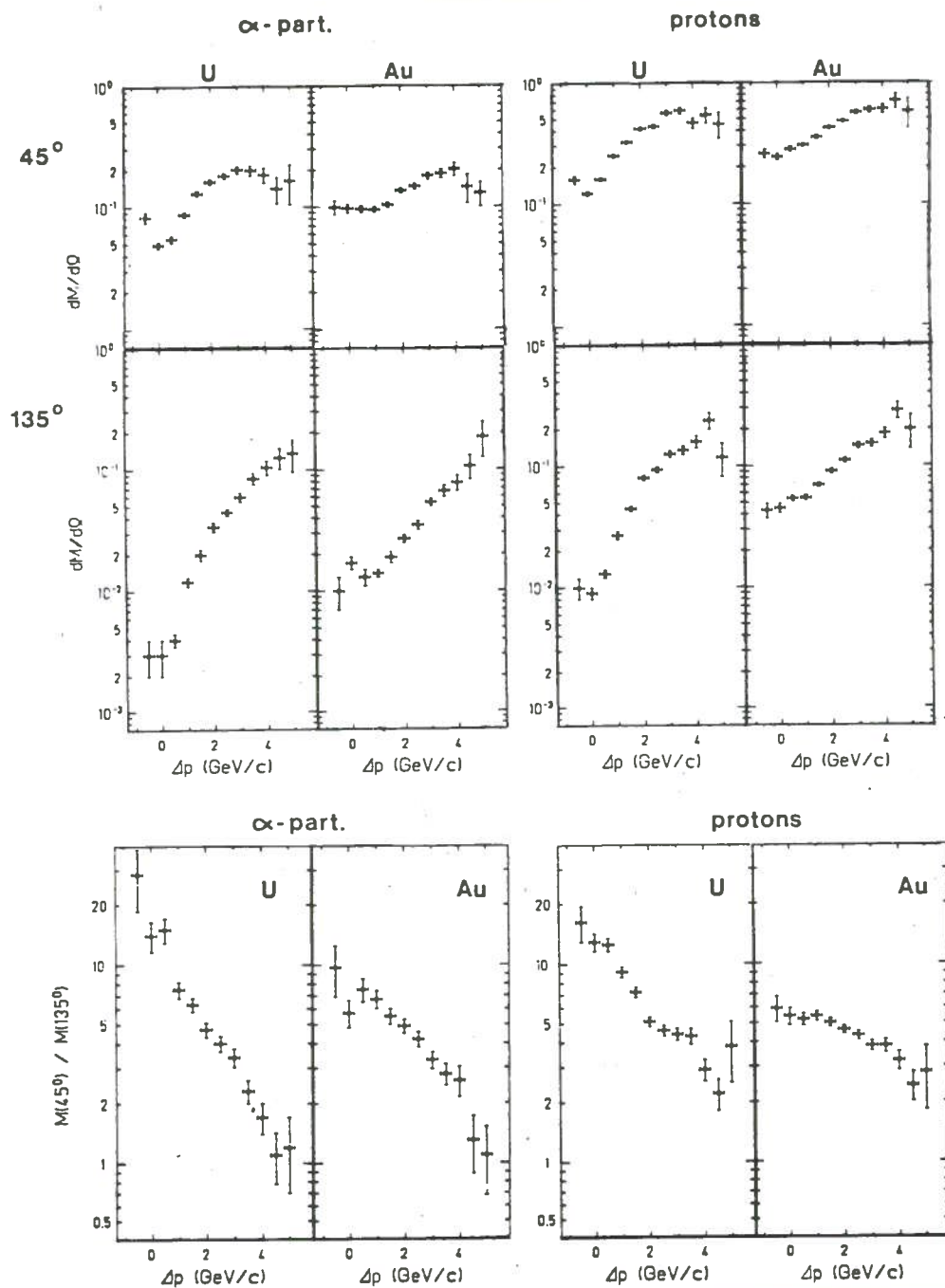


Fig. 1.5. - Molteplicità di protoni ed alfa misurate a 45° e 135° in funzione del momento trasferito alle targhette di Au ed U dal fascio di ^{12}C ad 84 MeV/A di energia incidente. La parte bassa mostra il rapporto di tali molteplicità. Si noti che, mentre per bassi momenti trasferiti sia i p che le alfa sono emessi preferenzialmente in avanti ($R = M(45)/M(135) = 20$), per alti momenti trasferiti e quindi per urti più centrali, tale emissione sembra avvenire in modo più isotropo ($R \sim 1.5$) (Ref. (14)).

lido 4π con una buona precisione nella misura dell'impulso, una buona risoluzione angolare in avanti ($\Delta\theta \sim 0.5$ deg per $0 < \theta < 15$ deg) ed una buona risoluzione globale in massa. Sistemi di rivelazione a 4π , in effetti, sono già, sia operanti (Plastic ball - Plastic wall al LBL⁽¹⁷⁾ anche se limitato alla rivelazione di particelle (π^\pm , p, d, ^3He , alfa)), sia in progettazione (GANIL⁽¹⁸⁾ ed MSU⁽¹⁹⁾), mentre sistemi a grande angolo solido ($\approx 2.5\pi$) per la rivelazione di particelle e frammenti sono già operanti al CERN-SC (Ref.(14)) e SARA-CEA (Grenoble).

REFERENZE

- (1) - D.K.Scott, EPS Intern. Conf. on Nuclear and Atomic Physics with Heavy Ions, MSU-359 (August, 1981); Nuclear Phys. A409, 291 (1982).
- (2) - K.Dietrich, Nuclear Phys. A409, 303 (1983); R.Bock, Nuclear Phys. A409, 321 (1983); R.Lefort, Nuclear Phys. A387, 3 (1982).
- (3) - J.Barrette et al., XXII Intern. Winter Meeting on N.P., Bormio, 1984.
- (4) - Guinet et al., 7 Session Biennale d'Etudes de Phys. Nucl. Assois.S16.1 (1983).
- (5) - G.Raciti, Comunicazione privata.
- (6) - J.P.Dufour, Nuclear Phys. A387, 157 (1982).
- (7) - J.Galin, Comunicazione privata.
- (8) - W.Norenberg, Nuclear Phys. A409, 191 (1983).
- (9) - W.Greiner, Lecture Notes in Physics (Springer-Verlag, 1982), Vol. 168.
- (10) - U.Muller et al., Dynamics of H.I. Collisions (North-Holland, 1981), p. 291.
- (11) - J.Rafelski et al., Z.Physik A285, 49 (1978).
- (12) - S.Nagamiya and M.Gyulassy, Adv. Nuc. Phys. 13, 201 (1984).
- (13) - Bo Jakobson et al., Report Lundt (May, 1983); Z.Physik A307, 293 (1982).
- (14) - U.Lynen et al., Nuclear Phys. A387, 129 (1982); U.Lynen, Comunicazione privata.
- (15) - W.G.Meyer et al., Phys. Rev. D22, 179 (1980).
- (16) - J.Kapusta and D.Strottman, Phys. Letters 106B, 33 (1981); H.Stocker et al., Nuclear Phys. A397, 205 (1982); W.Greiner, Nuclear Phys. A409, 395 (1983).
- (17) - A.Baden et al., Nuclear Instr. and Meth. 203, 189 (1982).
- (18) - Gruppo di lavoro per rivelatori a 4π per GANIL, Comunicazione privata.
- (19) - G.D.Westfall et al., Report MSU 83-106 (1983), p. 117.

2.- RIVELATORI A STATO SOLIDO

2.1.- INTRODUZIONE

Fin dal loro avvento (1960) i rivelatori a stato solido (SSD) hanno dominato il campo dei sistemi di rivelazione adottati in misure di fisica nucleare. Infatti i vantaggi che essi offrono, in particolare: eccellente risoluzione energetica e temporale, risposta lineare con l'energia della particella da rivelare, alti valori di stopping power e conseguenti piccole dimensioni e maneggevolezza, efficienza di rivelazione del 100% e la possibilità di operare direttamente nel vuoto della camera di scattering senza particolari accorgimenti, li hanno fatti preferire ad altri sistemi di rivelazione. Tuttavia il loro costo relativamente alto (oscillante fra ~ 6 ML per SSD al Si di $15 \mu\text{m}$, e ~ 1 ML per SSD al Si di $300 \mu\text{m}$, e ~ 8 ML per SSD al Si di $3000 \mu\text{m}$ di spessore e 100mm^2 di superficie attiva), la durata limitata nel tempo a causa del danneggiamento prodotto dalle radiazioni assorbite e la rigidità delle dimensioni, li rendono sicuramente più costosi e non sempre più pratici di sistemi di rivelazione alternativi (quali rivelatori a gas o scintillatori vari).

Una limitazione notevole, almeno per quanto riguarda la rivelazione di particelle cariche a lungo range è costituita dall'impossibilità tecnica di costruire SSD al Si di spessori superiori ai $5000 \mu\text{m}$, a meno di non impiegarne un certo numero l'uno dietro l'altro a simulare un unico rivelatore, oppure di utilizzare SSD al Ge iperpuro (spessore max $1000 \mu\text{m}$) che tuttavia presenta notevoli inconvenienti pratici quali raffreddamento e scarsa maneggevolezza. Tenuto conto che il più piccolo spessore realizzabile con una discreta affidabilità è di circa $5 \mu\text{m}$ ci si può comunque rendere facilmente conto dell'ampio range di applicabilità di tali rivelatori. Si deve tener conto inoltre che la minima energia rivelabile è quella che produce un segnale discriminabile dal rumore di fondo, che varia da rivelatore a rivelatore. Infine lo spessore minimo di $5 \mu\text{m}$ rappresenta un limite nell'utilizzo di tecniche di identificazione in Z e/o A, per ioni pesanti di bassa energia, tramite telescopi di rivelatori o TOF; per esempio ioni ^{40}Ca di 10 MeV, ^{107}Ar di 13 MeV, ^{238}U di 21 MeV sono completamente arrestati in $5 \mu\text{m}$ di Si.

Come parecchi altri rivelatori di particelle cariche gli SSD mostrano una certa sensibilità sia ad elettroni che a radiazioni (sia X, sia nel visibile) che si manifesta generalmente con una crescita del fondo nella parte a bassa energia degli spettri. Tale inconveniente quindi può non essere particolarmente gravoso se non per la rivelazione di particelle di bassa energia (qualche centinaio di keV).

Essendo abbastanza ben noto il principio di funzionamento, accenneremo ad esso solo brevemente, puntualizzando piuttosto alcuni aspetti e problemi che si incontrano nell'uso di tali rivelatori in misure di fisica nucleare.

2.2.- PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO

In breve un SSD è semplicemente una camera a ionizzazione in cui il gas è sostituito da un mezzo solido a bassa conducibilità. Il principio di funzionamento⁽¹⁾ si basa essenzialmente sull'effetto che pro

duce una particella carica quando passa attraverso tale solido, e cioè la produzione di coppie elettrone-lacuna (e-l) lungo la traccia della particella stessa. La grandezza di interesse ai fini della rivelazione della particella è l'energia media che essa spende per produrre una coppia e-l (la cosiddetta energia di produzione di coppia w), che risulta abbastanza indipendente sia dall'energia che dal tipo di radiazione incidente. Così il numero di coppie e-l è proporzionale all'energia incidente della particella se essa è arrestata entro il volume sensibile del rivelatore.

Il vantaggio principale degli SSD sta nel piccolo valore di w (~ 3 eV) rispetto a quello richiesto per creare una coppia elettrone-ione positivo in un gas (~ 30 eV). Così, per una data energia depositata nel rivelatore, il numero di portatori di carica è circa 10 volte più grande negli SSD, il che si rispecchia in una migliore risoluzione energetica.

E' essenzialmente il moto di queste cariche verso gli elettrodi, per effetto di un campo elettrico applicato, che genera il segnale dal rivelatore. All'aumentare dell'intensità del campo elettrico la velocità di deriva degli elettroni cresce proporzionalmente fino a raggiungere una velocità di saturazione che è dell'ordine di 10 cm/sec, per cui in un rivelatore di dimensioni standard il tempo di raccolta delle cariche è dell'ordine del nanosec, riflettendosi ciò in un'ottima risoluzione temporale.

2.3.- RISOLUZIONE ENERGETICA

Il basso valore dell'energia w dei materiali semiconduttori e quindi il maggior numero di coppie e-l prodotto a parità di energia incidente, rende tale tipo di rivelatore il più sensibile fra i rivelatori di particelle cariche. Pur tuttavia diversi effetti devono essere presi in considerazione nel determinare la risoluzione energetica intrinseca di un SSD. Com'è consuetudine si può scrivere tale grandezza tramite la relazione⁽²⁾:

$$\sigma_E^2(\text{FWHM}) = (\sigma_S^2 + \sigma_F^2 + \sigma_{NC}^2 + \sigma_{PL}^2 + \sigma_P^2 + \sigma_B^2) + \sigma_I^2 + \sigma_A^2.$$

Il termine σ_S rappresenta il contributo dovuto all'indeterminazione statistica nel processo di ionizzazione. I termini σ_F e σ_{NC} si riferiscono all'"energy straggling" introdotto nell'attraversamento dello strato superficiale (anodo) del rivelatore e da collisioni nucleari dentro quest'ultimo. σ_{PL} tiene conto della ricombinazione e-l nel plasma di cariche venutosi a creare lungo la traccia di ionizzazione per alte energie incidenti e per HI (vedi pure PULSE HEIGHT defect). σ_P è il termine che tiene in conto effetti dovuti alla posizione di incidenza della radiazione o al range della stessa nel rivelatore; tale termine diventa importante per rivelatori di grande superficie. Il termine σ_B è legato agli effetti di bordo del rivelatore, dovuti alla non uniformità sia del cristallo che del campo elettrico ai bordi del rivelatore, che comporta quindi un difetto nel processo di raccolta di cariche: quest'ultimo viene generalmente ridotto schermando i bordi con opportuni collimatori. σ_I rappresenta il termine legato al rumore di fondo generato dalla corrente inversa della giunzione che, come è ben noto, dipende dallo spessore del rivelatore, dalla sua resistività e dalla temperatura; questo contributo può essere infatti ridotto raffreddando il rivelatore (a temperatura dell'ordine di -20°C si riduce di circa il 70%). Infine σ_A rappresenta il contributo dovuto al sistema elettronico adottato per la trattazione dei segnali.

Nella Tabella 2.1 riportiamo i valori teorici calcolati per tali termini, per alcuni ioni e particelle in Silicio. I valori teorici ottenuti sono in buono accordo con quelli ottenibili sperimentalmente con SSD esistenti sul mercato⁽³⁾. Come si può evincere dalla stessa Tabella la risoluzione energetica va peggio

Tabella 2.1. - Valori teorici di risoluzione energetica in Si⁽²⁾.

Ione	E (MeV)	σ_s (KeV)	σ_f (KeV)	σ_{nc} (KeV)	σ_{pl} (KeV)	σ_{th}^{Tot} (KeV)	σ_{th} (%)
p	10	3.2	1.0	0.5	0.1	4.2	0.04
alfa	30	5.45	2.0	6.5	0.1	10.7	0.03
12C	120	11.4	8.7	104.	17.5	106.0	0.09
35Cl	180	13.4	130	660.	368.	767.0	0.4
127I	400	20.	188	4318.	900.	4415.	1.00

Si assumono σ_i , σ_p , σ_b , circa zero in quanto tali contributi possono essere effettivamente eliminati con opportuni accorgimenti sperimentali. Si è assunto come valore tipico di σ_A 2.4 KeV.

ando all'aumentare della massa e della carica dello ione incidente.

2.4.- PULSE HEIGHT DEFECT

Per ioni leggeri e basse energie la risposta degli SSD è lineare in energia. Per ioni pesanti, invece, l'altezza dell'impulso osservato risulta minore di quella ottenuta per ioni leggeri alla stessa energia incidente. Questo "pulse height defect" (PHD) è definito come la differenza fra l'energia dello ione incidente e l'energia di una particella alfa che produca un impulso della stessa altezza.

Tre differenti processi contribuiscono al PHD^(2,4):

- Perdita di energia dello ione incidente nello strato superficiale del rivelatore (in genere oro).
- Perdita di energia per collisioni nucleari non ionizzanti, che intervengono soprattutto alla fine della traccia dello ione, quando la sua velocità è divenuta bassa.
- Ricombinazione delle coppie e-l, che avviene quando uno ione produce un'elevata densità di ionizzazione; infatti il plasma di e-l prodotto, crea, soprattutto alla fine della traccia ionizzante, uno schermo rispetto al campo elettrico applicato, rendendo così possibile le ricombinazioni e-l del plasma, e quindi una riduzione della carica raccolta. E' possibile minimizzare questo effetto di ricombinazione aumentando il più possibile il campo elettrico all'interno del rivelatore.

E' da notare ancora che, per il fatto che gli effetti di ricombinazione e di perdita di energia per collisione sono influenzati dal "radiation damage", il PHD aumenta nel tempo con l'uso del rivelatore stesso.

Una relazione empirica tra il PHD e l'energia effettivamente depositata (E_d) è data da :

$$PHD (MeV) = 10^b E_d^a,$$

dove i coefficienti a e b dipendono da Z e sono espressi da :

$$a(Z) = 0.0223 (Z^2/10^3) + 0.5682,$$

$$b(Z) = -0.1425 (100/Z) + 0.0825 .$$

Tipici valori di PHD(E,Z) (MeV) sono riportati in Tabella 2.2.

Tabella 2.2. - Valori di Pulse Height Defect (MeV) calcolati in Ref. (4).

Ed (MeV) \ Z	12	18	36	54	92
50	0.4	1.8	5.	8.	16.
100	0.6	2.8	9.	12.	28.
200	0.8	4.0	12.	20.	45.
500	1.2	6.5	20.	35.	90.

2.5.- TIMING

Il tempo di raccolta delle cariche, relativamente piccolo, consiglia l'uso di SSD in esperimenti che richiedono "fast timing". Tuttavia alcune considerazioni sulla risoluzione temporale devono essere fatte nel caso in cui essi vengono adoperati in misure di tempi di volo di ioni pesanti. Tale risoluzione infatti risulta⁽²⁾ deteriorata dalla produzione di plasma di ionizzazione lungo la traccia dello ione incidente. Infatti l'effetto principale del plasma è quello di inibire inizialmente la formazione di un impulso elettrico agli elettrodi del rivelatore, per cui si crea un ritardo tra l'effettivo istante di arrivo dello ione nel rivelatore e il segnale elettrico prodotto agli elettrodi dello stesso. Inoltre la produzione di plasma genera sia una distorsione del segnale sia un jitter del suddetto ritardo. Questi effetti prodotti dal plasma dipendono sia dall'energia che dalla massa dello ione rivelato.

Il deterioramento della risoluzione in tempo è maggiore per SSD di grande superficie. Infatti per questi ultimi si è osservata una dipendenza radiale della resistenza specifica, e quindi un campo elettrico non uniforme all'interno del volume attivo del rivelatore. Ciò implica che il tempo di formazione del plasma è dipendente dalla zona di rivelatore in cui è transitato lo ione da rivelare.

Misure di risoluzione temporale fatte da Henschel⁽⁵⁾ in un esperimento di tempo di volo con frammenti di fissione del ^{252}Cf incidenti su un SSD di bassa resistenza, hanno determinato un $\Delta t \sim 160$ psec, comprensivo sia del tempo di plasma che del suo jitter. In misure più recenti (vedi ad es. Ref.(6) e par. 2.8) risoluzioni dell'ordine di 150 psec sono state ottenute nella rivelazione di masse $A = 10-140$ ad energie tra 100 e 1700 MeV.

Per gli SSD esistenti in commercio, la risoluzione temporale peggiora al diminuire dell'energia della particella rivelata e all'aumentare della capacità del rivelatore. Valori tipici di Δt sono compresi fra 60 e 100 psec per particelle alfa da 10 MeV, e per capacità comprese fra 100 e 800 pF, mentre per particelle alfa di 1 MeV la risoluzione temporale è compresa tra 500 e 900 psec, sempre nello stesso intervallo di capacità⁽³⁾.

2.6.- RADIATION DAMAGE

Le ottime caratteristiche degli SSD fin qui descritte sono legate alla particolare cura nella scelta dei cristalli semiconduttori adoperati. Tali caratteristiche però vanno deteriorandosi con l'uso del rivelatore stesso, in quanto l'irradiazione con particelle, e ioni pesanti provoca un danneggiamento delle strutture del rivelatore fino a renderlo inutilizzabile.

I meccanismi principali di danneggiamento consistono⁽²⁾ in : (i) deformazione del cristallo per rimozione degli atomi semiconduttori dalle loro posizioni reticolari; (ii) rottura del legame donore-accettore; entrambi provocati da collisioni nucleari con le radiazioni incidenti. In particolare sono molto sensibili al secondo tipo di danneggiamento i rivelatori al Si a deriva di Li.

Nella Tabella 2.3 sono riportati gli effetti di danneggiamento per vari tipi di radiazioni ed energie incidenti, nonché i valori delle dosi a cui tali effetti cominciano a diventare importanti.

Tabella 2.3. - Valori di dosi per Radiation Damage⁽³⁾.

Ione	E (MeV)	Dose/cm ²	Tipo di danneggiamento
e	2	10 ¹⁶	degradaz. rum. fondo
p	5	5 x 10 ¹⁴	degradaz. risol. energ.
n	fast	10 ¹³	degradaz. risol. energ.
n	14	10 ¹²	degradaz. risol. energ.
n	14	10 ¹²	abbassam. impulso
n	14	10 ¹²	aumento corr. inv.
alfa	5.5	10 ¹¹	aumento corr. inv.
alfa	5.5	10 ¹¹	degradaz. risol. energ.
¹⁴ N	4	2 x 10 ⁹	catastrofico aumento corr. inv.
Fr. fis.	104-79	2 x 10 ⁸	aumento corr. inv.
Fr. fis.	104-79	2 x 10 ⁸	aumento PHD
Fr. fis.	104-79	2 x 10 ⁸	degradaz. timing.

2.7.- SSD PARTICOLARI

2.7.1.- Rivelatori sensibili alla posizione (PSD)

Sin dalla metà degli anni sessanta sono commercialmente accessibili dei particolari SSD che consentono di ottenere oltre alla informazione "energia" anche quella sulla "posizione" di incidenza di una radiazione nucleare⁽⁷⁾.

Uno schema semplificato di un tale PSD è riportato in Fig. 2.1. La possibilità di ottenere informazioni sulla posizione è legata al fatto che, essendo stato aggiunto ad un SSD normale un contatto in più prelevato all'estremità di uno strato resistivo il cui altro estremo è posto a massa, la differente resistenza ($\propto (L-x)$) incontrata dal segnale migrante verso il contatto P fa sì che l'ampiezza del segnale in P è proporzionale ad $[E(x/L)]$ ⁽⁷⁾. Tali PSD le cui lunghezze variano tra 50 e 100 mm assicurano risoluzioni dell'ordine dell'1% in energia e di ± 0.5 mm in posizione. Pertanto il loro uso in misure di reazioni nucleari è stato alquanto diffuso specie come rivelatori nel piano focale di spettrometri magnetici⁽⁸⁾, misure di di

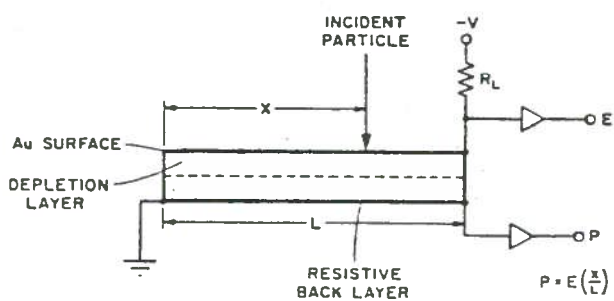


Fig. 2.1. - Schema di un SSD sensibile alla posizione (PSD). Il segnale di posizione (P) è ottenuto per partizione di carica resistiva dello strato posteriore. Il segnale E è proporzionale all'energia depositata dalla particella nel volume attivo del rivelatore.

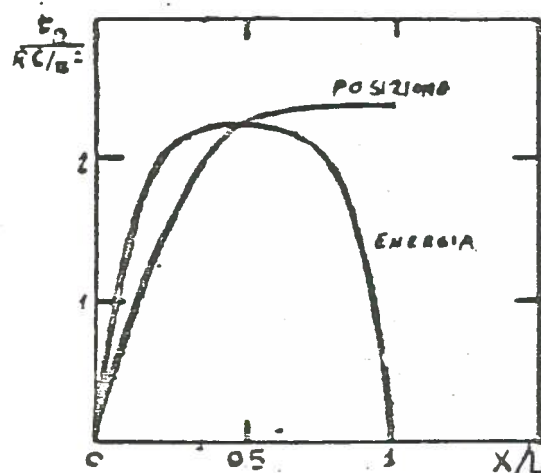


Fig. 2.2. - Dipendenza del tempo di salita dei segnali P ed E dalla posizione di incidenza.

stribuzioni angolari e correlazioni angolari a bassa statistica e recentemente per identificazione cinematica dei prodotti di reazione⁽⁹⁾. L'inconveniente principale nel loro utilizzo è dato dalla dipendenza del tempo di salita del segnale dalla posizione (x) di incidenza, come è riportato in Fig. 2.2. Tale dipendenza, oltre a creare dei problemi di timing, non sempre risolvibili mediante l'impiego di CFD, dà origine ad una non linearità nei segnali E e P dovuta al "deficit balistico"⁽⁷⁾ che richiede una particolare cura nell'analisi dei segnali generati. Comunque esistono dei PSD che mantengono la linearità entro il 2% per ogni posizione di incidenza.

Da notare che quanto detto per il PSD ad una dimensione (x) è facilmente estendibile a PSD a 2 dimensioni (x,y) altrettanto accessibili sul mercato^(3,10).

2.7.2.- Microstrip

Recentemente sono state adoperate in misure ad alta energia (CERN) dei particolari SSD denominati microstrip (MSD)^(11,12). Tali rivelatori sono realizzati su cristalli di Silicio di spessori dell'ordine di 300 μm , creando su una sua superficie un'alternanza di strips attive e strips isolanti costituite da SiO (v.Fig.2.3). La distanza fra due strip attive contigue (pitch) è correntemente di $\sim 20 \mu\text{m}$. Il segnale prelevato da ciascuna strip dovrebbe dare accesso all'informazione simultanea sull'energia e sulla posizione della radiazione incidente con una risoluzione spaziale dell'ordine della decina di μm . Tuttavia l'eccessivo numero di moduli elettronici da associare ad un siffatto sistema ne ha suggerito piuttosto l'utilizzo mediante read-out di gruppi di strip (usualmente 3), adoperando il principio di partizione di carica.

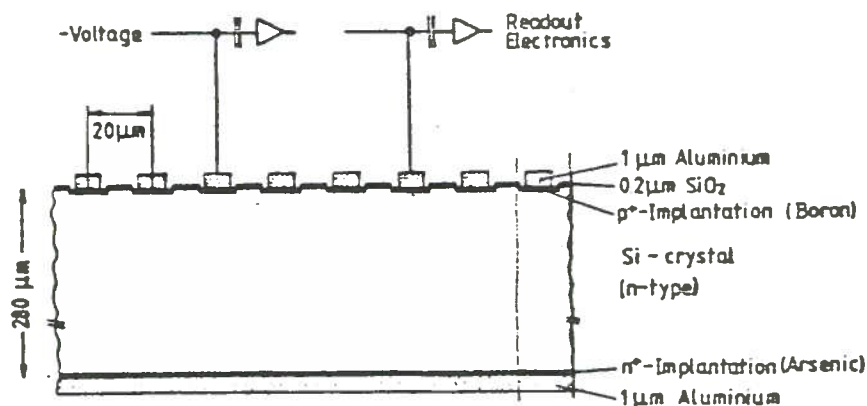


Fig. 2.3. - Sezione di un rivelatore a microstrip con partizione di carica capacitiva.

L'ottima risoluzione spaziale dovrebbe permettere di preservare un'ottima risoluzione angolare anche con un grande angolo solido. Inoltre l'inconveniente derivante dall'eccessivo materiale elettronico richiesto potrebbe essere superato, in un prossimo futuro, realizzando dei moduli (preamplificatori ed amplificatori) integrati nel chip dello stesso rivelatore.

2.8.- TECNICHE DI IDENTIFICAZIONE DI CARICA E MASSA PER MEZZO DI SSD

L'identificazione delle particelle prodotte in una reazione nucleare riveste una particolare importanza, specie nelle interazioni fra ioni pesanti. Il metodo classico di identificazione si basa sull'uso di un telescopio ΔE -E, costituito da due o più rivelatori, di cui il primo, "in trasparenza", è generalmente sottile, in modo da misurare la perdita di energia specifica dE/dx della particella nel materiale di cui esso è co

stituito. In base alle particolari esigenze di rivelazione, si possono avere varie combinazioni ΔE -E : SSD-Scint. per particelle a lungo range, gas-SSD per HI e SSD-SSD. Nel seguito ci occuperemo solo dell'ultima combinazione.

In generale la completa identificazione della carica Z, massa A ed energia E della particella rivelata richiede la misura di tre quantità che siano funzioni indipendenti di Z, A ed E. La misura di Z si ottiene dal segnale generato dal passaggio della particella nel ΔE , che per particelle non relativistiche è proporzionale a⁽¹³⁾ :

$$-\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{AZ^2}{E} \lg C_2 \frac{E}{A} .$$

Il prodotto $dE/dX \times E$ dipende debolmente dall'energia della particella incidente, mentre è molto sensibile al valore AZ^2 caratteristico della particella. In genere la misura di ΔE ed E è sufficiente ad identificare carica e massa solo per particelle ed ioni leggeri ($Z \leq 7$). Infatti l'identificazione di isotopi più pesanti richiederebbe fluttuazioni molto piccole nella determinazione di ΔE ed E (ad es. nel caso del Ne la separazione fra due isotopi stabili adiacenti è solo dell'1% in AZ^2 , contro il 25% del caso dell'He). Sulle origini di tali fluttuazioni che peggiorano la risoluzione energetica del rivelatore, si veda il par.2.3). In aggiunta, nel caso del ΔE osserviamo che la misura della perdita di energia specifica è inficiata anche dalla disuniformità dello spessore (0.5 micron), mentre nel caso dell'E una indeterminazione sull'energia misurata è dovuta alla perdita di energia nelle zone morte sia della parte posteriore del ΔE sia della parte frontale dell'E.

In genere per la identificazione della massa è quindi necessario misurare oltre a ΔE ed E, una o più quantità fisiche indipendenti da esse. Si possono seguire due metodi :

a) Misura continua di dE/dX ⁽¹⁴⁾.

In questo caso il telescopio è costituito da più elementi più o meno uguali. Viene così misurato "continuamente" in ciascun rivelatore la quantità dE/dX . L'energia depositata dalla particella sul primo rivelatore al silicio si può calcolare mediante la formula semiempirica:

$$E_1 = 0.244 Z^{1.12} A^{0.44} \left[X^{0.56} - (X - S_1)^{0.56} \right]$$

essendo X l'intero range della particella, S_1 lo spessore del primo rivelatore (entrambi espressi in micron), E_1 espresso in MeV. Analogamente si possono ricavare E_2, E_3, \dots, E_n per ciascun rivelatore. L'identificazione di Z ed A viene fatta off-line determinando quale particella ha la probabilità più alta di produrre una data sequenza di impulsi nei vari elementi del telescopio.

b) Tecnica del tempo di volo⁽¹³⁾.

In questo caso la misura di A viene ricondotta a quella del tempo t impiegato dalla particelle a percorrere una distanza opportuna d tra il ΔE facente da START e l'E facente da STOP. Poichè:

$$d/t = v = 1.4 \text{ SQRT}(E/A) \text{ cm/nsec},$$

è chiaro come da una misura simultanea di E e v si possa risalire al valore di A.

Tale metodo, anche se idealmente semplice, pone spesso difficoltà sperimentali non indifferenti quando si voglia ottenere una buona risoluzione in massa. Infatti, trascurando $\Delta E/E$ e $\Delta d/d$ rispetto a $\Delta t/t$, si ha:

$$\Delta A/A = 2.8 \text{ SQRT}(E/A) \Delta t/t,$$

con E (MeV), Δt (nsec), d (cm).

Fissata la risoluzione temporale del sistema di rivelazione (tipicamente $\Delta t > 100-150$ psec) una buona risoluzione in massa ($\Delta A \ll 1$) si può ottenere solo aumentando la distanza di volo (d). Ciò crea problemi di efficienza non indifferenti e/o di costo, dato il prezzo elevato dei SSD di grande superficie. Il percorso di volo, infatti, può variare da alcuni cm a 2-3 m, a seconda delle massime energie e masse che si vogliono misurare. A titolo di esempio, riportiamo il set-up adoperato nello studio della reazione $Ar+Al$ ad $E_{inc} = 44$ MeV/A⁽⁶⁾. Il telescopio era composto da 5 elementi di grande superficie (300 mm²), di spessori rispettivamente: 50, 300, 500, 2000, 4500 micron. Il primo elemento, a 60 cm dal bersaglio, fungeva da START, mentre il secondo a 240 cm dal bersaglio, fungeva da STOP, per un percorso di volo di 180 cm. Con un $\Delta t = 130$ psec, si è ottenuta una risoluzione in massa $\Delta A/A = 1.2\%$, sufficiente ad identificare in massa i frammenti del proiettile (v. Fig. 2.4). La risoluzione $\Delta Z/Z = 2\%$ ha permesso di separare in Z tutti i frammenti del proiettile. Per quanto riguarda invece l'efficienza di rivelazione, essa è stata del 100% solo per frammenti più pesanti del ¹²C. Infatti per frammenti più leggeri, aventi la velocità del fascio, l'energia depositata nel primo rivelatore era insufficiente a produrre un segnale di START per il tempo di volo.

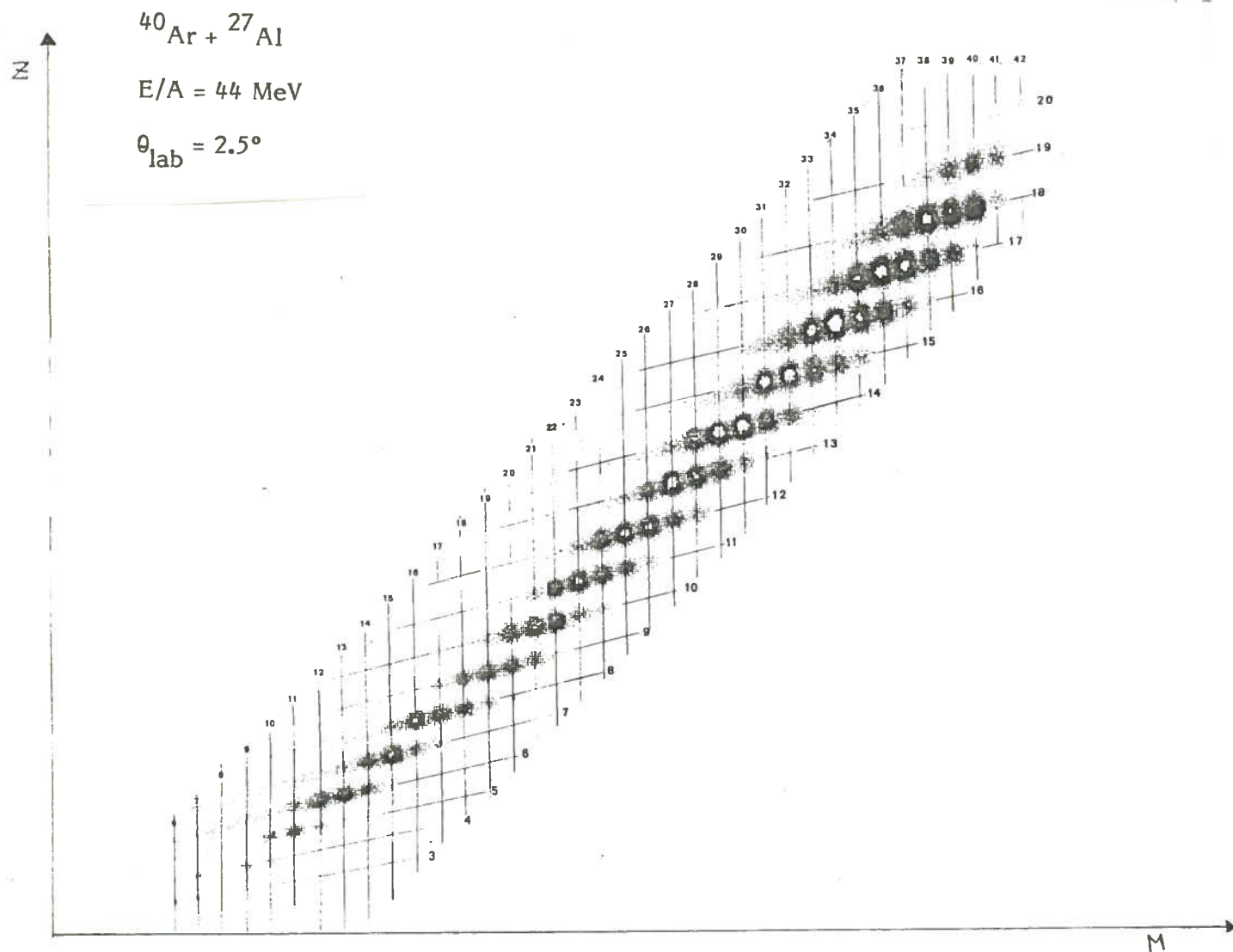


Fig. 2.4. - Matrice identificazione in Z ed A dei frammenti tipo proiettile per $\theta_{lab} = 2.5$ nella reazione $^{40}Ar + ^{27}Al$.

2.9.- CONSIDERAZIONI SULL'UTILIZZO DI SSD ALLE ENERGIE DEL CS

Riferendosi alla Tabella 2.4, in cui sono riportati gli spessori di silicio necessari per arrestare particelle con energie comprese fra 10 e 200 MeV ed alla impossibilità tecnica di costruire SSD di spessore superiore ai 5000 micron, ci si rende subito conto che l'utilizzo di SSD diventa impraticabile per la rivelazione di particelle emesse in reazioni indotte da HI alle energie del CS. Ciononostante, la facilità d'uso, l'ingombro minimo, l'ottima risoluzione energetica e temporale ne suggeriscono l'impiego come "time pick-off" o ΔE in apparati di rivelazione più complessi (sandwich di rivelatori (range-telescope), telescopi standard, etc.)

Tabella 2.4. - Range in micron di Si di particelle con $10 < E < 200$ MeV (Refs.(15, 16)).

E (MeV)	p	d	t	³ He	alfa	¹⁶ O	⁴⁰ Ar
10	710	433	331	82	70	7	5
50	12300	7170	5238	1311	1058	37	15
100	41910	24508	17853	4465	3577	96	28
150	84714	50150	36604	9150	7325	182	43
200	138428	83125	60841	15217	12194	1373	56

La tendenza evolve, invece, in favore degli SSD, grazie alla loro alta risoluzione energetica, per la rivelazione di ioni medio-pesanti ($A < 100$) per cui, nei limiti del PHD, le tecniche accoppiate di (TOF + $\Delta E-E$) permettono una efficace e semplice identificazione in A e Z (v. par. 2.8) in tutto lo spettro delle energie accessibili col CS. Per ioni più pesanti ($A > 100$) il verificarsi dell'effetto di PHD ed il peggiorare della risoluzione energetica ne condizionano l'uso.

In conclusione, pur se l'alto costo per unità ne sconsiglia l'impiego in grandi quantità, gli SSD risultano estremamente utili nella rivelazione di particelle ed HI alle energie del CS quando si vogliono equipaggiare sistemi di rivelatori, in numero limitato, ad alta efficienza, alta risoluzione energetica e temporale, affidabilità e semplicità d'uso.

Infine i recenti progressi tecnologici nella costruzione e gestione di micro-strip a semiconduttore vanno segnalati e tenuti in considerazione in quanto l'abbassamento del costo per unità e l'alta risoluzione spaziale potrebbero, negli anni a venire, portare a riconsiderare l'utilizzo di SSD come sistemi di multi-rivelatori per particelle cariche.

REFERENZE

- (1) - G.E.Knoll, Radiation Detection and Measurement (Wiley and Sons, 1979).
- (2) - B.Martin and H.Stelzer, Lecture Notes in Physics (1978).
- (3) - Manuali ORTEC.
- (4) - J.B.Moulton et al., Nuclear Instr. and Meth. 157, 325 (1978).
- (5) - H.Henschel et al., Nuclear Instr. and Meth. 125, 365 (1975).
- (6) - J.Barrette et al., XXII Intern. Winter Meeting on N.P., Bormio, 1984.
- (7) - S.Kalbitzen and W.Melzer, Nuclear Instr. and Meth. 56, 301 (1967).
- (8) - A.Cunsolo et al., Nuovo Cimento 40A, 293 (1977).
- (9) - B.Bilwes et al., 6th Session d'Etudes Biennale de Phys. Nucl., Lyon (1981).
- (10) - Manuali LECROY.
- (11) - B.Hyans et al., Nuclear Instr. and Meth. 205, 99 (1983).
- (12) - P.G.Rancoita, Rapporto INFN/AE-83/7 (1983).
- (13) - F.S.Goulding and B.G.Harvey, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975).
- (14) - D.E.Greiner, Nuclear Instr. and Meth. 103, 291 (1972).
- (15) - C.F.Williamson, CEA Report 3042 (1966).
- (16) - Northcliff and Schilling, Nucl. Data Tab. A7, 233 (1970).
- (17) - E.Hubert et al., Ann. Phys. Suppl., 5, 1 (1980).

3.- RIVELATORI A SCINTILLAZIONE

3.1.- INTRODUZIONE

Gli scintillatori, come rivelatori di particelle cariche, sono stati per molti anni uno degli strumenti fondamentali nella fisica nucleare sperimentale sia di bassa che di alta energia. Nella fisica nucleare di bassa energia l'avvento dei rivelatori a stato solido ha limitato l'impiego degli scintillatori a quelle applicazioni che richiedono grandi angoli solidi e/o grandi spessori non raggiungibili con semiconduttori. Gli scintillatori sono ancora oggi uno strumento basilare nella costruzione di array di rivelatori per la loro flessibilità costruttiva e relativo basso costo.

Il principio di funzionamento e le leggi fondamentali della scintillazione sono ampiamente conosciuti⁽¹⁾.

3.2.- GENERALITA'

I parametri che caratterizzano uno scintillatore, determinandone il campo di applicazione, sono :
 a) lunghezza d'onda del massimo di emissione (λ) e costante di decadimento (τ) della componente principale di scintillazione; b) resa luminosa di scintillazione (fotoni/MeV) espressa normalmente in unità relative; c) densità e proprietà meccaniche. Seguendo la nomenclatura comunemente utilizzata si distingue in scintillatori inorganici (cristalli) ed organici⁽²⁾. Le caratteristiche base degli scintillatori inorganici più comuni sono riportate in Tabella 3.1.

Tabella 3.1^(2, 3)

Scintillatore	($n\pi$)	t (ns)	Uscita di luce (% NaI) ^(*)	Danneggiamento da radiazione	Stabilità meccanica	Prezzo \$/cm ³
NaI (T1)	410	230	100	discreta	discreta	1-2
CsI (T1)	565	1100	45	?	buona	2.5-3.5
CaF2 (Eu)	435	1000	50		buona	
Bi4Ge 3012	480	300	8	controversa	buona	10-13
5aF2	325, 225	620, < 1		molto buona	buona (?)	1-5

(*) NaI(T1) $4 \cdot 10^4$ fotoni/MeV

I cristalli inorganici hanno costi relativamente elevati e sono disponibili a catalogo di dimensioni cilindriche fino a 15 cm (\emptyset 10x10 cm)⁽²⁾. Alcuni di essi sono igroscopici (NaI(T1)) e necessitano di finestre di ingresso, altri come il CsI(T1) non lo sono ma il prolungato contatto con l'aria può provocare la formazione sulla superficie di una zona passiva che degrada la risposta dello scintillatore. Solo alcuni, come il CaF2(Eu), sono garantiti stabili in ambienti d'alto vuoto. Gli scintillatori inorganici sono buoni rivelatori, oltre che di particelle cariche, di γ , β , n ; per alcuni di essi come il CsI(T1) è possibile la discriminazione di forma.

Gli scintillatori organici comprendono i cristalli organici (antracene e stilbene), gli scintillatori liquidi ed i plastici, di cui solo questi ultimi sono di interesse per la rivelazione di particelle cariche. Le caratteristiche base dei plastici sono: $\lambda = 370-440$ nm, uscita di luce 50-70% relativo all'antracene, costante di decadimento $\tau = 1.3-4$ ns.

I plastici hanno costi relativamente bassi e sono commercialmente disponibili e facilmente lavorabili in una grande varietà di dimensioni geometriche e di spessori. Non hanno problemi di igroscopicità e di danneggiamento da radiazione. E' possibile renderli sensibili alla posizione in opportune geometrie. Una applicazione particolare dei plastici è costituita dai film sottili (fino a $\sim 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) che permettono la realizzazione di rivelatori a trasmissione utili come start trigger, telescopi di fascio o collimatori attivi. Come per gli inorganici, i plastici sono sensibili a γ, β, n .

3.3.- RISPOSTA DEGLI SCINTILLATORI ALLE PARTICELLE CARICHE

Misure sistematiche della risposta degli scintillatori alle particelle cariche nel range di energia 0-300 MeV sono disponibili per particelle leggere p, α ^(4,5). Per ioni pesanti esistono dati sistematici fino ad $E/A = 10$ MeV/amu mentre per energie superiori esistono scarsi dati per ioni pesanti relativistici. In pratica non esistono dati nel range 10-100 MeV/amu di interesse per il CS.

In Tabella 3.2 sono riassunti i dati disponibili in letteratura. Nell'ambito della teoria di Birks⁽¹⁾ la risposta di uno scintillatore alle particelle cariche è:

$$dL/dx = SdE/dx/(1+kBdE/dx) \quad \text{o} \quad dL/dE = S/(1+kBdE/dx)$$

dove dE/dx è la perdita specifica di energia; S è l'efficienza di scintillazione, kB è il fattore di quenching dovuto alla non completa conversione dell'energia in luce.

Tabella 3. 2.

Scintillatore	Ione	Energia (MeV/amu)	Ref.
CsI (T1)	C, N, O	1-10	(6)
NaI (T1)	B-Ne	1-10	(7)
CsI (T1)	B-F	1-10	(8)
NE 102	N, O	1-10	(8)
Antracene	N, O	1-10	(8)
Pilot U	Li, Ne-Ar	< 20	(9)
NE 102	H-Br	< 15	(10)
Pilot Y	Ne	100-500	(11)
Pilot F	Ne	100-500	(11)
NE 110	Ne, Ar, Fe	0-600	(12)
Pilot Y	Ne, Ar, Fe	0-600	(12)
Pilot F	Ne, Ar, Fe	0-600	(12)
Pilot B	Ne, Ar, Fe	0-600	(12)

Se la perdita specifica di energia è piccola come accade ad alta energia, $kBdE/dx \ll 1$, la risposta in luce è proporzionale all'energia rilasciata:

$$L(E) = L_0 + S E .$$

Per $kBdE/dx \gg 1$, cioè per grandi rilasci specifici di energia come accade alle basse energie:

$$L(E) \sim S/kB \cdot R$$

dove R è il range della particella.

Inoltre l'efficienza di scintillazione S ed il parametro di quenching kB sono a loro volta dipendenti dalla particella ionizzante e quindi a parità di energia ioni differenti producono differenti quantità di luce. Ciò impone la calibrazione nella risposta in funzione dell'energia per gli ioni di interesse.

La risoluzione $\delta L/L$ ottenibile con gli scintillatori dipende strettamente dalla statistica di produzione e della raccolta di luce. Per cristalli piccoli, incidenza normale della radiazione e raccolta diretta della luce, sono possibili risoluzioni fino al 2-3%. Tali valori si ottengono indifferentemente con cristalli inorganici e plastici per esempio con ioni pesanti (N, O) a 10 MeV/amu⁽⁸⁾ o con plastici con protoni da 150 MeV⁽⁴⁾. Per basse energie la risposta dei cristalli inorganici è migliore di quella dei plastici grazie alla migliore resa di luce. Per ioni pesanti (Ne, Ar, Fe) ad energie relativistiche la risoluzione risulta peggiore (4-6%)⁽¹¹⁾. Le risoluzioni temporali ottenibili con scintillatori dipendono chiaramente dalla costante di decadimento della scintillazione: con i cristalli inorganici si ottengono tipicamente timing di qualche nanosecondo mentre con i plastici si ottengono timing al subnanosecondo.

È importante sottolineare come nel caso dei plastici, risoluzioni $\delta t \sim 400$ ps siano ottenibili anche per slab di lunghezza dell'ordine del metro con tecniche di mean-timing (leggendo la scintillazione con due fototubi alle estremità della slab) e che la corrispondente risoluzione in posizione è dell'ordine di $\pm 2, \pm 3$ cm.

3.4.- SISTEMI DI RIVELAZIONE BASATI SU SCINTILLATORI

In questo paragrafo si descrivono brevemente i rivelatori a scintillazione che sono stati utilizzati per particelle leggere e/o ioni pesanti in range di energia comparabili con quelli di interesse per il CS. Il sistema di rivelazione più complesso finora realizzato è la Plastic Ball - Plastic Wall operante al Bevalac (LBL, Berkeley) consistente in 815 telescopi $\Delta E/E$ e 176 telescopi a tempo di volo (Fig.3.1). Tale appa

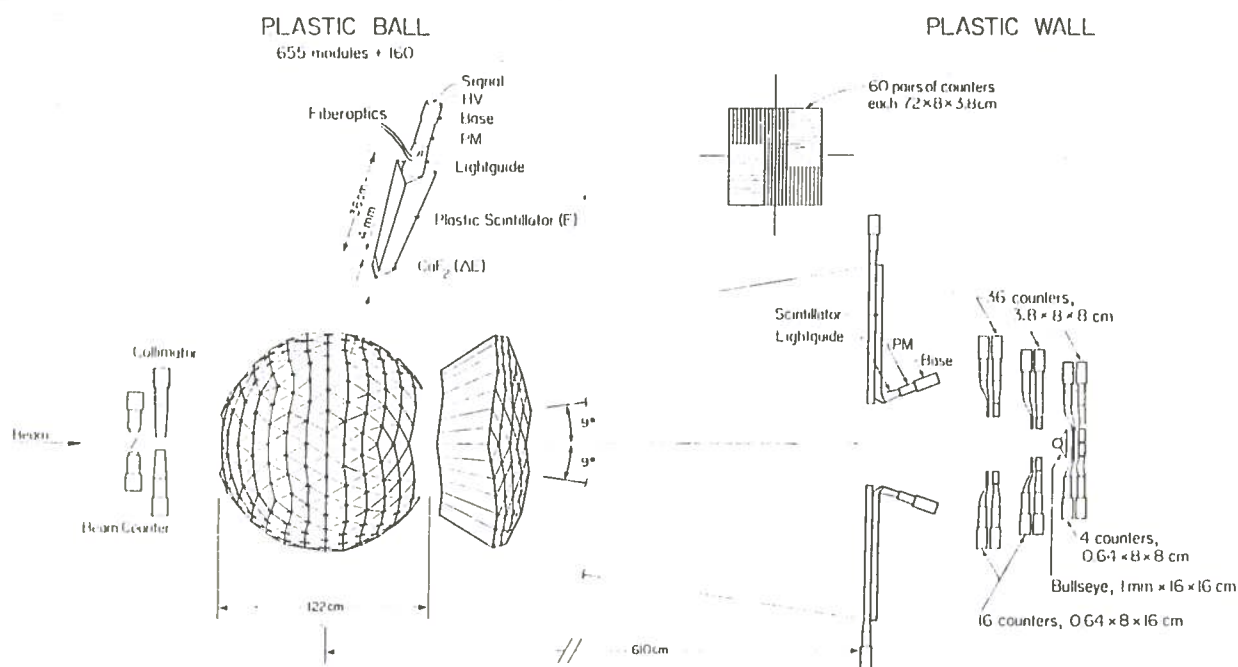


Fig. 3.1. - Vista schematizzata della "Plastic ball" e della "Plastic wall".

to utilizza esclusivamente rivelatori a scintillatore ed è dimensionato per misurare molteplicità fino a 200 attese nelle collisioni tra ioni pesanti ad energie relativistiche. Al di là della Plastic Ball, numerosi array di rivelatori a scintillazione sono stati utilizzati per esperimenti ad energia prossima a quella nel CS al SC-CERN e al ciclotrone da 88" LBL-Berkeley in connessione con altri tipi di rivelatori (PPAC, CI, silici).

3.4.1.- Telescopi per particelle leggere

Discriminazione tra particelle leggere (p,d,t,He³,He⁴) aventi energie paragonabili a quelle di interesse per il CS, è stata ottenuta con telescopi di scintillatori fin dagli anni 60⁽⁵⁾. Scintillatori plastici o NaI(Tl) sono ampiamente utilizzati come rivelatori di E in telescopi che impiegano rivelatori a gas o silici come ΔE . Le varie configurazioni sono scelte in relazione al range di energia di interesse e all'angolo solido richiesto.

Telescopi plastico-silici anche in connessione con tecniche di tempo di volo sono stati impiegati per rivelare p $20 < E_p < 200$ MeV e pioni carichi negli esperimenti al SC-CERN^(13,14).

Lo sviluppo di nuovi scintillatori ad alta densità come il BGO e di tecniche di readout a fotodiode può portare in tempi brevi alla disponibilità di moduli compatti economicamente vantaggiosi rispetto ai rivelatori al silicio risolvendo molti problemi connessi all'utilizzo degli scintillatori in ambienti da vuoto per la rivelazione di particelle leggere cariche^(15,16).

3.4.2.- Plastic Ball

Di particolare interesse è la tecnica utilizzata nella Plastic Ball⁽¹⁷⁾ di utilizzare per i moduli ΔE -E due tipi di scintillatori aventi differenti costanti di decadimento della scintillazione (ΔE : CaF₂ spesso 4 mm, $\tau = 1$ ms; E: plastico spesso 35.6 cm, $\tau = 10$ ns) in modo da poter leggere la luce di entrambi con un unico fotomoltiplicatore separando elettronicamente le due informazioni. Questa tecnica consente di annullare le zone morte tra modulo e modulo e riduce i costi dell'apparato. Ciò viene pagato in termini di velocità di conteggio (dato l'uso di un rivelatore lento) ed in complessità dell'analisi dei dati a causa delle correzioni software necessarie per la sovrapposizione delle code dei segnali. Le risoluzioni ottenute sono:

protoni $E_p = 75$ MeV	$\delta\Delta E/\Delta E \sim 12\%$	$\delta E/E \sim 5\%$
alfa $E_a = 800$ MeV	$\delta\Delta E/\Delta E \sim 10\%$	$\delta E/E \sim 2\%$.

I moduli sono stati dimensionati per identificare protoni fino a 200 MeV senza contaminazione da punch through e con soglia di ~ 20 MeV.

3.4.3.- Range telescope

In generale i telescopi ΔE -E al plastico danno risoluzioni di energia relativamente basse a causa della risoluzione intrinseca $\delta L/L$ e delle incertezze nella calibrazione energia-luce discusse prima. Se è richiesta una buona risoluzione in energia, essa non può essere derivata che da una misura precisa di tempo di volo seguita dall'identificazione della particella. È questo il principio di Range telescope⁽¹⁸⁾ che è stato utilizzato per identificare p,d,t con $E < 100$ MeV e soglia di 18 MeV. Il telescopio consiste di 8 slab di plastico, di cui il primo (Ne110, 80×18 cm², spessore 3.2 mm) è posto a 4 m dalla targhetta, e separato di 10 cm dagli altri 7 (Ne104, 78×18 cm², spessore crescente 2-2-3-4-6-10-15 mm). La misura del tempo di

volo con risoluzione $\delta t \sim 380$ ps permette una determinazione della velocità molto precisa ($\delta\beta = 3 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-3}$ per $\beta = 0.1-0.4$) che corrisponde ad $dE/E < 3\%$ per 100 MeV di protoni. Vengono inoltre determinate la slab dove la particella è stata fermata, ottenendo quindi una misura del range, l'energia E ed il ΔE nel primo plastico. Tali informazioni permettono l'identificazione della massa della particella. Il range telescope è sensibile alla posizione (± 2 cm) ed è contemporaneamente un rivelatore per neutroni utilizzando il primo plastico come anticoincidenza.

3.4.4.- Sistemi di rivelazione a piccoli angoli

Nelle reazioni indotte da ioni pesanti ad energie delle decine di MeV/amu, per sistemi fortemente asimmetrici, il grazing è nel laboratorio ad angoli molto piccoli. Ciò comporta una focalizzazione in avanti dei prodotti simili al proiettile o di frammentazione. Negli odoscopi a piccoli angoli vengono utilizzati gli scintillatori per le loro caratteristiche ottimali (fast timing, alte velocità di conteggio, no radiation-damage, possibilità di misura di posizione). Gli ioni pesanti simili al proiettile vengono identificati tramite una misura di tempo di volo e di ΔE . L'alta energia degli ioni garantisce una risposta lineare della luce rispetto alla perdita di energia. Sistemi di questo tipo sono il Plastic-Wall al Bevalac e l'odoscopio usato dalla collaborazione GSI-Heidelberg-Munster al CERN⁽¹⁹⁾.

Il Plastic Wall è costituito da due serie di rivelatori: il wall esterno ($2.5^\circ < \theta_{lab} < 10^\circ$), area $2 \times 2 \text{ m}^2$, costituito da un doppio strato di barre di scintillatore plastico Pilot B ($72 \times 8 \times 3.8 \text{ cm}^3$) con lettura di luce da entrambi i lati. L'uso della doppia barra di scintillatore permette di annullare il fondo di neutroni e gamma. La risoluzione temporale è $\delta t = 350$ ps su di una base di volo di ~ 7 m con identificazione di posizione ± 2 cm. Si identificano ioni con $Z = 1-10$. Il wall interno ($0^\circ < \theta_{lab} < 2.5^\circ$) è costituito da scintillatori plastici da $8 \times 8 \text{ cm}^2$ in fronte a ciascuno dei quali è montato un plastico sottile (6.4 mm). Con il wall interno si identificano ioni fino al Li. È importante sottolineare come le risoluzioni temporali riportate includano il contributo del rivelatore di start che in questo caso è costituito da un telescopio di fascio anch'esso a base di plastici.

L'odoscopio utilizzato SC-Cern è costituito da 27 singoli scintillatori di spessore 5 mm ciascuno dei quali è letto da un singolo fototubo. L'odoscopio copre un range angolare $1.5^\circ < \theta_{lab} < 10^\circ$ con un angolo solido di 90 msr consentendo l'identificazione di ioni fino a $Z = 10$.

3.4.5.- Altri sistemi di rivelazione a grande angolo solido

Array di rivelatori al plastico in grado di coprire ampie porzioni di angolo solido vengono utilizzati con diverse funzioni. Per esempio, nell'apparato impiegato nelle misure all'SC-CERN⁽¹⁹⁾ l'odoscopio per ioni pesanti costituito da parallel plate che circondano la targhetta ($\Delta\Omega = 2.5\pi$) è stato implementato da un odoscopio di scintillatori al plastico ($\Delta\Omega = 2\pi$) di spessore 2 cm per identificare le particelle leggere (p, α) dopo i PPAC ed avere quindi una misura della molteplicità delle particelle emesse.

Un simile sistema di scintillatori, ma di diversa geometria, è stato utilizzato nei primi esperimenti al BEVALAC⁽²⁰⁾. Al ciclotrone da 88' a Berkeley è stata realizzata una Plastic Box⁽²¹⁾. Essa è costituita da "padelle" di plastico sottile montate a costituire un cubo intorno alla targhetta. Ogni "padella" è costituita da un doppio strato di scintillatori per ridurre il fondo dovuto a neutroni e gamma. Tale sistema viene usato come anticoincidenza per selezionare quegli eventi in cui non vi è stata produzione di particelle cariche.

REFERENZE

- (1) - J.B.Birks, Theory and Practice of Scintillation Counting (Pergamon Press, 1964).
- (2) - Catalogo Nuclear Enterprise (1980).
- (3) - E.Lorenz et al., Trans. IEEE NS-31, 48 (1984).
- (4) - T.J.Gooding et al., Nuclear Instr. and Meth. 7, 189 (1960).
- (5) - G.D.Badhwar et al., Nuclear Instr. and Meth. 57, 116 (1967).
- (6) - A.R.Quinton et al., Phys. Rev. 115, 886 (1959).
- (7) - E.Newman et al., Phys. Rev. 118, 1575 (1960).
- (8) - E.Newman et al., Phys. Rev. 122, 1520 (1961).
- (9) - M.Buenerd et al., Nuclear Instr. and Meth. 136, 173 (1976).
- (10) - F.D.Becchetti et al., Nuclear Instr. and Meth. 138, 93 (1976).
- (11) - S.P.Ahlen et al., Nuclear Instr. and Meth. 147, 321 (1977).
- (12) - M.H.Salamon et al., Nuclear Instr. and Meth. 195, 557 (1982).
- (13) - B.Jakobson et al., Report LUNDF6/(NFFK-7021)1-27 (1982).
- (14) - V.Bernard et al., Report LUNDF6/(NFFK-7024)1-14 (1983).
- (15) - M.A.Van Driel, Trans IEEE NS-31, 83 (1984).
- (16) - R.Glasow et al., Report Munster (1984).
- (17) - A.Baden et al., Nuclear Instr. and Meth. 203, 189 (1982).
- (18) - C.Cernigoi et al., Nuclear Instr. and Meth. 211, 129 (1983).
- (19) - U.Lynen et al., Nuclear Phys. A409, 385c (1983).
- (20) - A.Sandoval et al., Phys. Rev. C21, 1321 (1980).
- (21) - K.Van Bibber et al., Trans. IEEE NS-31, 35 (1984).

4.- CAMERE A IONIZZAZIONE A GAS

4.1.- INTRODUZIONE

Le camere a ionizzazione (CI) sono state tra i primi strumenti utilizzati, già agli albori del secolo⁽¹⁾, per la rivelazione di radiazioni ionizzanti. La loro importanza subì un rapido declino a partire dagli anni '50 a causa dell'introduzione degli scintillatori ed in seguito (anni '60) per il rapido e vasto diffondersi dei rivelatori a semiconduttori, tuttora insostituibili per la spettroscopia sia gamma che di particelle leggere.

Gli inconvenienti e i limiti dei rivelatori allo stato solido per particelle cariche furono considerati sempre più attentamente a partire dagli anni '70, con l'aumentare dell'interesse per la fisica degli ioni pesanti, concomitante alla crescente disponibilità di fasci di qualsivoglia elemento ad energie sempre più elevate. In tale quadro le CI a impulso sono diventate di vasto utilizzo, imponendosi nella rivelazione di ioni pesanti in base alle loro numerose caratteristiche, alcune delle quali sono qui di seguito elencate:

- ampio range dinamico e buone risoluzioni in energia e numero atomico;
- irrilevante difetto di impulso e quindi assenza di un'importante fonte di non linearità di risposta in energia;
- trascurabile danneggiamento da radiazioni;
- possibilità di essere realizzate in geometrie e dimensioni diverse, con sensibili aperture di ingresso, sebbene lontane da importanti frazioni di 4π ;
- possibilità di adattamento al range delle particelle variando la pressione del gas o il gas stesso;
- possibilità di utilizzo della tecnica $\Delta E-E$ senza strati morti e con lo spessore corrispondente al ΔE facilmente variabile;
- insensibilità, nelle condizioni operative usuali, a neutroni, raggi gamma e particelle elementari di bassissimo potere ionizzante.

L'attuale utilizzo primario delle CI ad impulso consiste nella possibilità di determinare energia e numero atomico di ioni di massa medio-pesante, per i quali si può assumere un'efficienza di rivelazione del 100%, essendo i limiti posti dal rapporto segnale-rumore e dal range dinamico utile del segnale, piuttosto che dal rivelatore stesso.

Ulteriori informazioni ottenibili riguardano le coordinate di ingresso, segnali per temporizzazione e il numero di massa (sia pure in una zona di masse limitata ($A < 16$), a meno che non si ricorra a sistemi di tempo di volo).

Le camere a ionizzazione sono quindi tra i pochi rivelatori, attualmente in grado di fornire informazioni pressochè complete sui prodotti di reazione citati, con le limitazioni e nei modi che saranno esposti nei paragrafi seguenti.

4.2.- PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO

Una camera a ionizzazione è essenzialmente costituita da un involucro contenente un opportuno gas (o miscela di gas) ed alcuni elettrodi in grado di stabilire i necessari campi elettrici. La disposizione di

tali campi rispetto alla direzione delle particelle da rivelare dà origine a due tipi di CI : CI trasversali (Fig. 4.1a) qualora il campo elettrico sia perpendicolare alla direzione citata, CI assiali (Fig. 4.1b) qualora sia ad essa parallelo.

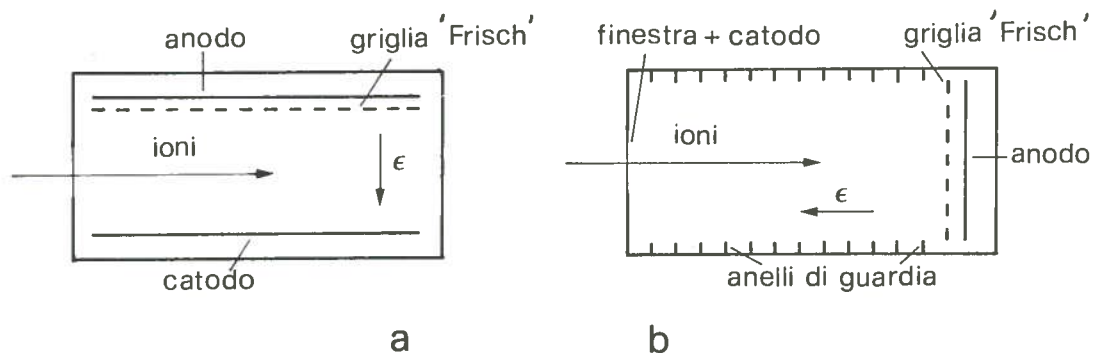


Fig. 4.1. - La disposizione del campo elettrico (ϵ) rispetto alla direzione degli ioni permette di distinguere tra CI trasversali (a) e assiali (b).

Il principio di funzionamento può essere così riassunto: le particelle cariche, attraversata una sottile finestra di ingresso (per es. 1-4 μm di mylar) opportunamente sorretta da una griglia di fili, perdono energia nel gas producendo una traccia di ionizzazione, ovvero una distribuzione di coppie elettrone-ione positivo. Il numero di tali coppie è proporzionale all'energia rilasciata nel gas in quanto l'energia richiesta per la produzione di ogni singola coppia ($W = 25-30 \text{ eV}$) può essere considerata indipendente dal tipo e dall'energia della particella ionizzante⁽²⁾, almeno al di sopra di qualche centinaio di keV. Sotto l'azione del campo elettrico (0.2-1 V/(cm torr)) presente nel volume sensibile, ovvero nella zona tra catodo e griglia, gli elettroni migrano verso la griglia con velocità di deriva di qualche cm/ μs , valore mille volte maggiore della velocità con cui gli ioni positivi si dirigono verso il catodo.

Le CI di nostro interesse, CI ad impulso, sono basate sulla raccolta degli elettroni prodotti in ogni singola traccia di ionizzazione ed il segnale ottenuto viene generato e si esaurisce in qualche μs dalla formazione della traccia. In tale intervallo temporale gli ioni positivi possono essere considerati praticamente immobili.

Gli elettroni dunque, raggiunta e superata la griglia di Frisch, inducono sull'anodo un segnale di corrente. Nella zona griglia-anodo deve essere presente un campo elettrico 2-3 volte maggiore rispetto al campo tra catodo e griglia, in modo che non vi sia cattura di elettroni da parte della griglia stessa⁽³⁾. La griglia di Frisch ha l'importante funzione di impedire l'insorgere sull'anodo di un segnale prima che gli elettroni siano entrati nella zona griglia-anodo. In caso contrario il segnale anodico dipenderebbe, oltre che dal numero di elettroni presenti e quindi dall'energia persa nel gas, dalla loro posizione iniziale.

Si sottolinea l'importanza di alcuni fenomeni che devono essere tenuti nel dovuto conto per un corretto funzionamento delle CI :

- La presenza nel gas di molecole elettronegative, di cui l'ossigeno è esempio tipico, ha come effetto la formazione di ioni negativi di bassa velocità di deriva, con l'ovvia sottrazione di elettroni utili⁽¹⁾. Risulta quindi essenziale l'uso di gas molto puri, di materiali costruttivi poco inquinanti e di sistemi di flusso continuo del gas, eventualmente corredati da elementi purificatori.
- La ricombinazione tra elettroni e ioni positivi, sia essa di volume o colonnare o di qualsivoglia altra natura⁽⁴⁾, ha di nuovo come effetto la sottrazione di elettroni utili e può essere minimizzata in condizioni operative di bassa densità di elettroni, rapida separazione delle cariche e basse pressioni (< 500 mbar) (Ref.(2)).

- La velocità di deriva degli elettroni^(1,5) deve essere massimizzata in modo da ridurre il più possibile i tempi di separazione elettroni-ioni positivi e di raccolta degli elettroni. Inoltre, ove possibile, è opportuno scegliere tensioni di lavoro in modo che la velocità di deriva, funzione del campo elettrico ridotto, abbia derivata nulla, così da limitarne le variazioni conseguenti ad eventuali fluttuazioni di pressione o tensioni applicate.
- La curvatura della finestra a causa della pressione del gas presente nel rivelatore provoca variazioni, in funzione della posizione di ingresso, di alcune quantità come la perdita di energia nella finestra stessa e la lunghezza effettiva del primo ΔE qualora l'anodo sia segmentato. Inoltre le disuniformità del campo elettrico presenti nella zona prospiciente la finestra⁽⁶⁾ impediscono la raccolta totale degli elettroni.

4.3.- CI TRASVERSALI

Le camere ad ionizzazione trasversali (Fig. 4.1a) sono sicuramente le più diffuse e sperimentate: negli ultimi 15 anni la fantasia degli sperimentali ha avuto buon gioco nel produrre prototipi con le più disparate configurazioni di elettrodi, in modo da ottenere informazioni sempre più complete. I risultati ottenuti e riguardanti a) energia, b) posizione, c) segnali di temporizzazione, d) possibilità di identificazione in Z ed A, sono qui di seguito esposti e commentati. Per comodità la Tabella 4.1 li riassume in modo indicativo.

Tabella 4.1. - Informazioni ottenibili da una CI trasversale.

Informazione	Fornita da	Risoluzione
Energia totale E	anodo o catodo	0,3-1,5 %
Perdita di energia ΔE	anodo segmentato	3-5 %
Coordinate di ingresso $\left\{ \begin{array}{l} x \\ y \end{array} \right.$	anodo e catodo	0,5-2 mm
	$\left\{ \begin{array}{l} \text{contatori proporzionali} \\ \text{griglia } \theta \\ \text{anodo a triangoli} \end{array} \right.$	1-2 mm < 2 mm 0,4-1 mm
Temporizzazione	catodo	~ 1 ns
Numero atomico Z	$\Delta E - E$	$Z/\Delta Z = 40-80$
Numero di massa A	$\Delta E - E$	(solo per $A < 20$)

4.3.1.- Energia

Il segnale anodico fornisce una misura dell'energia cinetica E dello ione rivelato qualora esso sia arrestato nel volume sensibile della CI. La risoluzione tipica è $\sim 1\%$, sebbene con l'uso di particolari attenzioni sia possibile raggiungere valori di 0,3-0,5%⁽⁷⁻⁹⁾. I contributi alla risoluzione sono molteplici⁽⁹⁾ e notevole importanza è da attribuire allo stragglung introdotto dalla finestra di ingresso.

E' ormai prassi abituale suddividere l'anodo in due o più parti (Figg. 4.2 e 4.3), ognuna delle quali fornisce l'energia ΔE_i persa nella corrispondente parte di volume sensibile (cfr. 4.3.4). A causa delle fluttuazioni nel processo di perdita di energia nel gas la risoluzione di ogni ΔE_i è abbastanza limitata (3-5%) mentre per l'energia totale $E = \sum \Delta E_i$ vale di nuovo $\delta E/E \sim 1\%$.

Un metodo alternativo per la misura di E, preferibile al precedente qualora siano presenti contatori proporzionali tra i segmenti dell'anodo (cfr. 4.3.2.b), consiste nel racchiudere il volume attivo (Fig. 4.2)

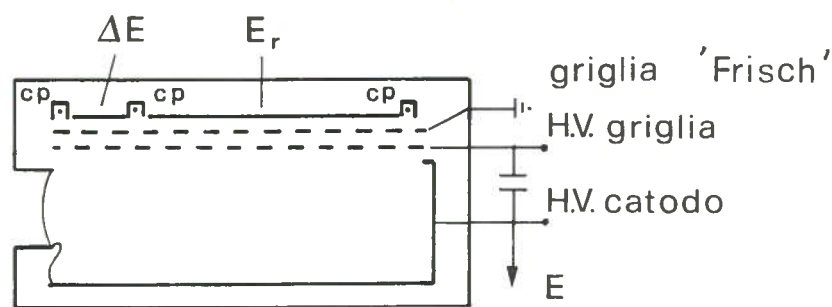


Fig. 4.2. - CI con anodo segmentato, contatori proporzionali (cp) e gabbia di Faraday per l'energia totale \bar{E} (Ref. (1)).

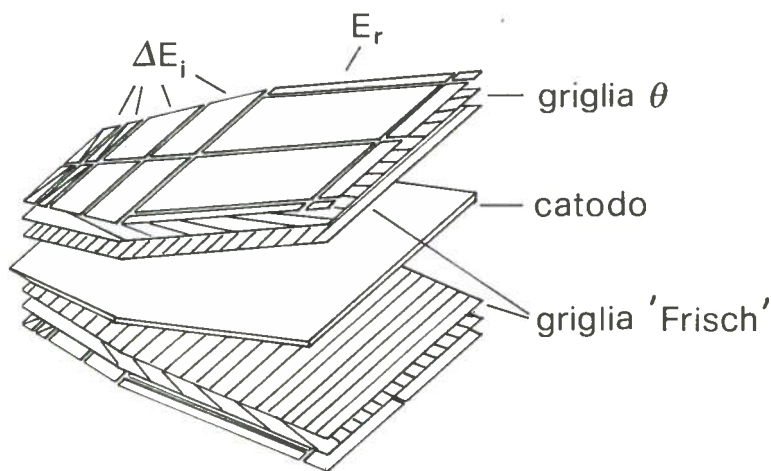


Fig. 4.3. - Struttura interna di una moderna CI di notevoli dimensioni (vedi testo) (Ref. (2)).

in una sorta di gabbia di Faraday, composta dal catodo opportunamente sagomato, dalla finestra metallizzata e da una ulteriore griglia collegata al catodo mediante un condensatore di elevata capacità⁽¹⁾. Il segnale di energia è generato quando gli elettroni escono da tale gabbia. La risoluzione ottenibile con questo metodo è $\delta E/E \sim 1-1.5\%$.

Una variante della configurazione descritta richiede il trattare separato di segnali estratti da catodo e griglia che, sommati, forniscono l'energia E . Questi segnali sono inoltre 'pronti', ovvero iniziano a salire al momento della separazione elettroni-ioni⁽¹⁾.

4.3.2.- Coordinate di ingresso x,y

L'esigenza di angoli solidi apprezzabili rende indispensabile la conoscenza delle coordinate x,y di ingresso nella camera, con x definita lungo la perpendicolare agli elettrodi, in modo che sia possibile risalire all'angolo di rivelazione.

Le risoluzioni ottenibili ($\sim 0.5-2$ mm) risultano adeguate allo studio di reazioni con ioni pesanti. Si osservi infatti come 1 mm corrisponda, per distanze dal bersaglio di ~ 60 cm, a circa 0.1° , valore accettabile soprattutto se si tiene conto che l'evaporazione di neutroni e particelle leggere introduce nella direzione originaria del frammento un'incertezza che facilmente supera questo valore. Ad esempio l'emissione di 5 neutroni da un frammento di massa $A = 100$ e $E/A = 30$ MeV/amu produce un'indeterminazione angolare $\delta\theta \sim 1^\circ$ (fwhm).

a) Coordinata x

E' ottenibile dal rapporto tra il segnale del catodo ed il segnale dell'anodo in quanto il primo dipende da E e da x mentre il secondo solo da E.

In modo alternativo, ed abitualmente preferito anche per la maggior semplicità operativa, la coordinata x viene ricavata dal ritardo temporale tra i segnali dell'anodo e del catodo (che è un segnale 'pronto'), corrispondente al tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere ed oltrepassare la griglia di Frisch. Valori tipici di risoluzione sono $\delta x \sim 0.5-2$ mm, in funzione delle caratteristiche temporali del segnale del catodo. Tale metodo permette risultati soddisfacenti nel caso di finestre di ingresso di apertura contenuta. L'aumento dell'apertura in x comporta infatti la presenza di tracce sempre più inclinate rispetto agli elettrodi: gli elettroni prodotti nella stessa traccia, ma a diverse distanze dagli elettrodi, giungono nella zona griglia-anodo in tempi diversi, inducendo un segnale di forma e durata variabile in funzione di x, non facilmente gestibile. Si può ovviare in parte a questo effetto inclinando opportunamente gli elettrodi (Fig. 4.3) ed eventualmente suddividendo il catodo in strisce a potenziali diversi in modo da ristabilire l'uniformità del campo elettrico⁽²⁾. L'aumento dell'apertura in x è quindi limitato da problemi non semplicemente costruttivi, come invece avviene per la coordinata y.

b) Coordinata y

La coordinata y può essere ricavata mediante l'uso di uno o più contatori proporzionali a filo resistivo, alloggiati nelle fessure che separano le varie parti dell'anodo (Fig. 4.2). La loro presenza, nonostante accorgimenti particolari per schermare la formazione della valanga, ha un'influenza negativa sulla risoluzione dei segnali estratti dall'anodo. Inoltre, qualora operino in condizioni adatte per HI, possono avere efficienze ridotte per particelle meno ionizzanti. La risoluzione tipica è $\delta y \sim 1-2$ mm.

Un secondo metodo consiste nell'introduzione tra anodo e griglia di Frisch di un ulteriore elettrodo (Fig. 4.3), formato da sottili fili orientati verso il centro del bersaglio^(10,11) e denominato griglia θ . Poiché la diffusione laterale degli elettroni è contenuta (< 0.1 mm per cm di percorso), il passaggio degli elettroni attraverso la griglia θ induce su un numero limitato di fili dei segnali che forniscono l'informazione richiesta mediante il metodo di partizione resistiva o linea di ritardo. I valori di risoluzione riportati indicano $\delta y < 2$ mm⁽¹¹⁾, ($A = 90-200$). Questo metodo si rivela non molto adatto nel caso di piccole energie depositate ovvero per ioni poco ionizzati ($Z < 6$) o comunque di bassa energia, in quanto il rapporto segnale/rumore è il fattore dominante.

Un metodo ulteriore, basato sull'ingegnosa segmentazione dell'anodo in triangoli⁽⁷⁾ (Fig. 4.4), permette risoluzioni $\delta y = 0.4-1$ mm senza ripercussioni sulla risoluzione in energia. Tale metodo presuppone una perdita di energia costante ed è quindi adatto a particelle di lungo range, anche se poco ionizzanti.

Data la loro complementarità, i due ultimi metodi possono essere usati congiuntamente (Fig. 4.3) in modo da ampliare il range dinamico di una buona identificazione in y⁽²⁾.

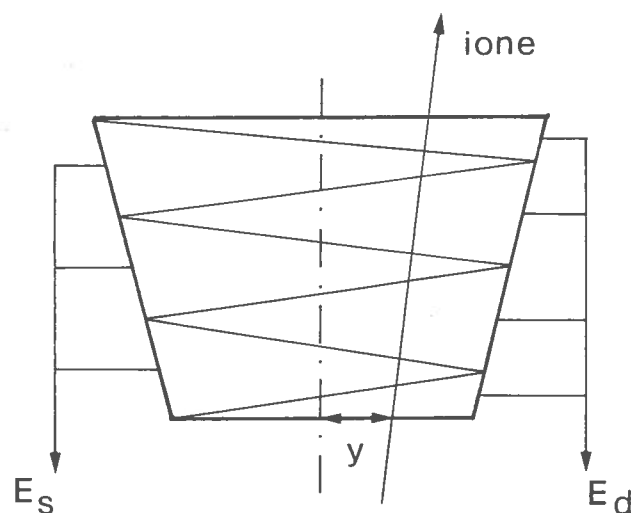


Fig. 4.4. -- Segmentazione dell'anodo a triangoli. La posizione y è data da $(E_D - E_S) / (E_D + E_S)$ (Ref. (7)).

4.3.3.- Segnali di temporizzazione

Per sua natura la CI è un rivelatore lento: il tempo di salita del segnale anodico è di 0.5-2 μs e quindi inadatto ad impieghi che richiedono buona risoluzione temporale. Tuttavia, qualora la capacità del catodo, o di parte di esso, sia contenuta (~ 10 nF), sono possibili risoluzioni di ~ 1 ns⁽¹¹⁾, ($A = 30-40$, $E > 100$ MeV) prelevando il segnale catodico con un preamplificatore di corrente. Il segnale del catodo ha un rapido tempo di salita (20-80 ns) che riflette il processo di separazione delle coppie elettrone-ione, mentre la parte rimanente, un lungo 'plateau', corrisponde alla successiva migrazione degli elettroni.

Poichè i tempi dei segnali anodici e della formazione elettronica ammontano a parecchi μs , la frequenza di conteggio è limitata a qualche decina di kHz e la CI si rivela non adatta al ruolo di evento guida ('trigger') in apparati costituiti da molti e differenti rivelatori. E' a questo scopo preferibile, come del resto per necessità di temporizzazioni spinte come richieste in tempi di volo, ricorrere a rivelatori trasparenti (per es. PPAC, cfr. 4.5) posti davanti alla finestra di ingresso ed in grado di fornire le prestazioni richieste.

4.3.4.- Identificazione in Z,A

L'identificazione del numero atomico Z viene abitualmente eseguita mediante la tecnica ΔE -E. La risoluzione ottenibile è limitata dalla distribuzione isotopica, dalla risoluzione del ΔE e dipende dalla frazione di energia a cui il ΔE corrisponde⁽¹²⁾. La grande varietà di prodotti ed energie presenti in una reazione nucleare richiede, affinché tale frazione sia ottimizzata, la suddivisione dell'anodo in più parti, i cui segnali vengono in seguito opportunamente sommati⁽²⁾.

Valori del potere risolvete $Z/\Delta Z = 40$ sono usuali per $A \sim 100$ in un ampio range dinamico⁽¹¹⁾ mentre solo in condizioni ottimali e range dinamico molto ridotto sono ottenibili valori più elevati ($Z/\Delta Z = 60$ per Xe⁽¹³⁾ e $Z/\Delta Z = 85$ per U⁽¹⁴⁾).

Si ricorda che nella matrice ΔE -E, ad energie inferiori all'energia per cui viene raggiunto il picco di Bragg (cfr. 4.4), le curve corrispondenti ai vari Z tendono rapidamente a sovrapporsi. L'identificazione è quindi possibile solo per energie $E/A > \sim 1$ MeV/amu.

Un metodo alternativo per determinare Z è basato su ΔE -tempo di volo, valido anche per $E/A < 1$ MeV/amu ma ovviamente usabile solo disponendo di ottimi segnali temporali.

Inoltre si possono citare alcuni tentativi di applicare una sorta di spettroscopia della curva di Bragg (cfr. 4.4) alle camere trasversali. E' possibile infatti ottenere, mediante suddivisione dell'anodo in strisce molto fitte ed il metodo della partizione di carica, informazioni sul baricentro della ionizzazione e quindi sul numero atomico. La notevole attenuazione dei segnali provoca tuttavia un peggioramento sensibile della risoluzione in energia. Ulteriore possibilità potrebbe essere basata sull'uso di una linea di ritardo collegata alle strisce anodiche, in modo da poter effettuare un'analisi della curva di Bragg simile a quella tipica delle camere assiali e in un tempo più rapido, dettato essenzialmente dal ritardo della linea usata. Non si dispone per ora di dati concreti su queste possibilità.

Un ulteriore metodo per determinare il centroide della curva di Bragg⁽¹⁵⁾ è basato sull'uso di un anodo resistivo e sembra fornire risultati soddisfacenti almeno fino a $Z = 21$ ed $E/A > 1$ MeV/amu.

La tecnica ΔE -E permette anche di ottenere informazioni sul numero di massa in quanto il ΔE dipende, a valori di E e Z fissati, anche da A. Ci è noto tuttavia solo qualche raro caso, comunque nella zona $A < 20$, in cui si siano ottenuti risultati soddisfacenti⁽¹⁶⁾. In pratica solo la conoscenza del tempo di volo su un'opportuna distanza, combinata all'informazione di energia estraibile dalla CI, permette una buona identificazione isotopica.

4.4.- CAMERE ASSIALI

Si rammenta che una CI viene detta assiale qualora il campo elettrico sia approssimativamente parallelo alla traccia della particella da rivelare (Fig. 4.1b). Tale particolare disposizione permette di ottenere una notevole uniformità del campo elettrico nel volume sensibile, eliminando il problema, tipico nelle camere trasversali, della raccolta parziale di elettroni in prossimità della finestra di ingresso.

Il processo di ionizzazione e di deriva degli elettroni segue quanto esposto nel paragrafo 4.1. Si osservi comunque come il segnale indotto sull'anodo riproduca in modo speculare la curva di Bragg, mettendo a disposizione delle molteplici possibili elaborazioni successive le informazioni in essa contenute sulla natura degli ioni. Tale fatto costituisce la caratteristica fondamentale delle camere assiali. Negli ultimi anni un considerevole numero di siffatte camere, con lunghezza attiva di 15-40 cm e funzionanti in Ar-CH₄ o isobutano, è stato costruito ed impiegato, in parte, per la rivelazione (a frequenze di conteggio < 2 kHz) di prodotti di reazioni indotte da ioni pesanti (O,S,Kr; ~5 MeV/amu), soprattutto in connessione col metodo denominato BCS (Bragg Curve Spectroscopy)⁽¹⁷⁻²⁰⁾.

I parametri presi in considerazione nell'ambito di questa tecnica, ed estraibili dal segnale anodico mediante moduli elettronici standard, sono energia E, perdita di energia ΔE, lunghezza della traccia R, picco di Bragg BP.

Particolare attenzione merita il picco di Bragg; qualora l'energia cinetica iniziale dello ione superi un valore minimo (~0.7 MeV/amu per Si, qualche MeV/amu per ioni molto pesanti, in Argon), la curva di Bragg presenta un massimo (il picco di Bragg) la cui ampiezza è costante al variare dell'energia iniziale e permette una immediata identificazione del numero atomico.

Per energie inferiori ai valori citati è possibile ricorrere ad un altro metodo, basato sul fatto che le curve di ionizzazione di due elementi diversi hanno pendenze diverse. In pratica la misura del tempo di salita del segnale anodico⁽²¹⁾ permette l'identificazione di frammenti pesanti ($Z/\Delta Z = 43$ a $Z = 39$) a basse energie.

Si rimanda agli articoli citati per ulteriori dettagli ed alla Tabella 4.2 per le risoluzioni ottenute.

Tabella 4.2. - Informazioni ottenute dai parametri E, BP, ΔE, R (vedi testo) in una CI assiale.

Simbolo	Informazione	Risoluzione
E	energia	0.4-0.8 %
BP	numero atomico	$Z/\Delta Z \sim 80-60$, $Z = 6-38$
ΔE, R	$f(E, Z, A)$	$A/\Delta A \sim 22$, $A = 15-22$

In linea di principio esiste la possibilità di identificare la massa mediante R o ΔE o campionamento della traccia⁽¹⁷⁾: finora solo pochi dati preliminari sono a noi noti^(22,23) e gli unici risultati soddisfacenti sono stati ottenuti nel caso degli isotopi dell'Azoto⁽²⁴⁾ prodotti da reazione indotta da 80 MeV ¹⁶O.

- Ulteriori utilizzi

La struttura delle camere assiali sembra poter offrire la possibilità di costruire rivelatori in grado di coprire notevoli angoli solidi. E' stato realizzato un prototipo a forma conica⁽²⁵⁾, Ar + 10% CH₆, basato su un campo elettrico $1/r^2$ che copre fino a 83 msr, corrispondenti a $\pm 10^\circ$ di apertura in piano. Il peggio

ramento della risoluzione sul BP all'aumentare dell'angolo solido ($Z/\Delta Z = 1.5\%$ a 1.4 msr, $Z/\Delta Z = 1.9\%$ a 83 msr; 7.4 MeV/amu ^{56}Fe , $\Delta E/E \sim 1\%$) è stato attribuito a deviazioni da un reale campo $1/r^2$, a variazioni della velocità di deriva dovute alla non uniformità del campo e a perdita di cariche in prossimità delle pareti.

Tali problemi sono certo meno critici nel caso di camere a campo costante, dove tuttavia il segnale anodico corrispondente a tracce non parallele alle linee del campo riproduce la proiezione della distribuzione degli elettroni lungo l'asse della camera piuttosto che la distribuzione stessa. Le distorsioni così prodotte sono di entità trascurabile per angoli di apertura contenuti. Il BP, per es., varia di 0.25% per un'apertura di $\pm 4^\circ$ ⁽²³⁾.

In ogni caso l'effettivo utilizzo di angoli di ingresso indicativamente superiori a $\sim 1^\circ$ è legato alla possibilità di conoscere l'angolo di ingresso di ogni ione. Questo obiettivo potrebbe essere raggiunto rendendo sensibile alla posizione la camera stessa, mediante segmentazione degli elettrodi o aggiunta di ulteriori griglie ⁽²⁶⁾, oppure sfruttando rivelatori 'specializzati' posti davanti alla finestra di ingresso (per es. MWPC ⁽²³⁾, $\delta y = 1$ mm, $\delta t = 800$ ps per alfa).

Le informazioni contenute nella curva di Bragg possono essere estratte con un metodo alternativo al BCS: la digitalizzazione del segnale anodico ⁽¹⁷⁾, eventualmente con elettronica tipo TPC (Time Projection Chamber). La validità di tale metodo e i risultati ottenibili sono ancora in fase di studio e sono note solo informazioni preliminari ^(27,28).

4.5.- ESEMPI DI ACCOPPIAMENTO CON ALTRI RIVELATORI

4.5.1.- CI e rivelatori al Silicio

Il tipico telescopio ΔE -E composto da rivelatori al Silicio è sostituibile, nel caso di ioni pesanti, da una CI usata come rivelatore trasparente e da un Silicio posto al termine del volume sensibile. Questo sistema è caratterizzato da una maggior compattezza rispetto a un telescopio interamente a gas mentre i vantaggi dell'uso della CI come ΔE riguardano la possibilità di ottenere spessori effettivi corrispondenti, all'occorrenza, a qualche μm di Si con notevole uniformità di spessore, senza danneggiamento da radiazioni e a basso costo. Inoltre è possibile variare lo spessore effettivo agendo semplicemente sulla pressione di lavoro. Nell'ipotesi di angoli solidi non eccessivamente limitati è possibile usare silici sensibili alla posizione ⁽²⁹⁾, 0.7×4.5 cm²). CI ibride di questo tipo sono state di largo uso negli anni '70, a volte combinate con tempi di volo per l'identificazione in Z ed A ⁽³⁰⁾.

Per energie elevate ed angoli solidi sostanzialmente maggiori potrebbe rivelarsi utile l'uso di grossi plastici come rivelatori di energia residua, sebbene al prezzo di un notevole peggioramento della risoluzione in energia.

4.5.2.- CI come rivelatori nel piano focale di spettrometri magnetici

Le CI sono ampiamente usate a questo scopo. In tal caso le tipiche informazioni ottenibili dalle CI (E,Z) devono essere necessariamente completate dalla misura della posizione e direzione di arrivo sul piano focale degli ioni deflessi dal campo magnetico.

Tale scopo viene abitualmente raggiunto mediante l'inserimento di alcuni contatori proporzionali a filo (cfr. 4.3) ⁽³¹⁻³³⁾ usati col metodo di partizione resistiva o linea di ritardo.

In altri casi ⁽³⁴⁾ la misura della deflessione è ottenuta mediante una camera a drift posta davanti alla CI.

4.5.3.- CI ed altri rivelatori a gas

La necessità, più volte accennata nei paragrafi precedenti, di sopperire alle scarse caratteristiche temporali dei segnali della CI mediante l'accoppiamento con altri rivelatori ha dato origine a varie soluzioni tra le quali citiamo come esempio l'utilizzo di un PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) (cfr. 5.2) riferendoci in particolare a Ref.(9).

In tal caso il contatore a valanga, di $6 \times 6 \text{ cm}^2$ di area attiva, con rapporto segnale-rumore ~ 80 e tempo di salita del segnale $\sim 5 \text{ ns}$, è posto all'ingresso di una camera trasversale ($\delta E/E = 0.41\%$, $150 \text{ MeV } ^{32}\text{S}$).

Il PPAC è usato come rivelatore di 'stop' per la misura del tempo di volo, su una base di 130 cm , mentre lo 'start' è fornito dal sistema di pulsaggio del fascio. La risoluzione temporale totale è 230 ps . Inoltre dal PPAC viene estratta anche la coordinata y di ingresso, con risoluzione $\delta y \sim 0.7 \text{ mm}$.

Si osservi come in generale la presenza di rivelatori come il PPAC implichi un aumento, rispetto alla sola finestra di ingresso, dello spessore del materiale posto sul cammino degli ioni da rivelare e quindi un aumento della perdita di energia e dello 'stragglings'. Ciò conduce ad un aumento della soglia di rivelazione e di identificazione e ad un peggioramento della risoluzione in energia che si riflette sulla risoluzione in Z ed A qualora queste quantità vengano determinate usando l'energia stessa.

Un ulteriore ed interessante esempio di accoppiamento tra CI ed altri rivelatori a gas è fornito dal sistema 'Diogene'⁽³⁵⁾, basato su una struttura a doppio toro divisa in quattro settori, progettato per lo studio completo di particelle leggere e frammenti pesanti emessi in processi di fissione.

Ogni settore del rivelatore è formato da due CI trasversali separate da un contatore proporzionale sensibile alla posizione.

La CI interna (CH_4 , 0.2 bar) misura i parametri dei frammenti di fissione ($E, \Delta E, x, y$) mentre il contatore proporzionale ($\Delta E, y$) e la CI esterna ($\text{Ar} + \text{CH}_4$, 3 bar ; E, x) permettono l'identificazione delle particelle leggere.

Si sottolinea l'utilizzo in 'serie' di CI funzionanti a pressioni notevolmente diverse e adatte ai diversi tipi di ioni.

4.6.- RECENTI SVILUPPI E PROSPETTIVE

Sistemi di rivelazione a $\sim 4\pi$ basati su una struttura modulare ed in grado di identificare contemporaneamente ioni leggeri e pesanti, sono attualmente attentamente considerati in numerosi laboratori.

Descriviamo qui brevemente il progetto contenuto in Ref.(28), adatto per energie incidenti fino a 200 MeV/amu (NSCL fase II) e composto da un numero di rivelatori sufficientemente elevato in modo da permettere la gestione di molteplicità fino a 50 per particelle leggere e intorno a 5 per frammenti pesanti. I rivelatori per quest'ultimo tipo di ioni sono 30, di cui 18 a sezione esagonale e 12 a sezione pentagonale, formati ciascuno da un PPAC e da una CI assiale. I telescopi per le particelle leggere sono 200, costituiti da CaF_2 (2 mm) e scintillatori plastici (30 cm) a sezione triangolare. In Fig. 4.5 è mostrata schematicamente la struttura di un modulo esagonale.

Per quanto ovvio, si sottolinea che la progettazione e la costruzione di simili complessi sistemi di rivelazione e dei necessari elementi elettronici per la gestione dei segnali e l'acquisizione dati, implica precisi impegni finanziari oltre che di tempo e di ricercatori interessati.

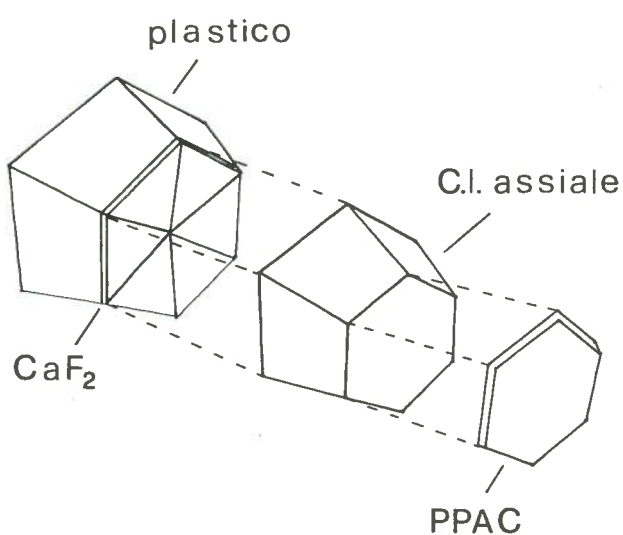


Fig. 4.5. - Modulo a sezione esagonale per l'identificazione contemporanea di ioni leggeri e pesanti (Ref. (28)).

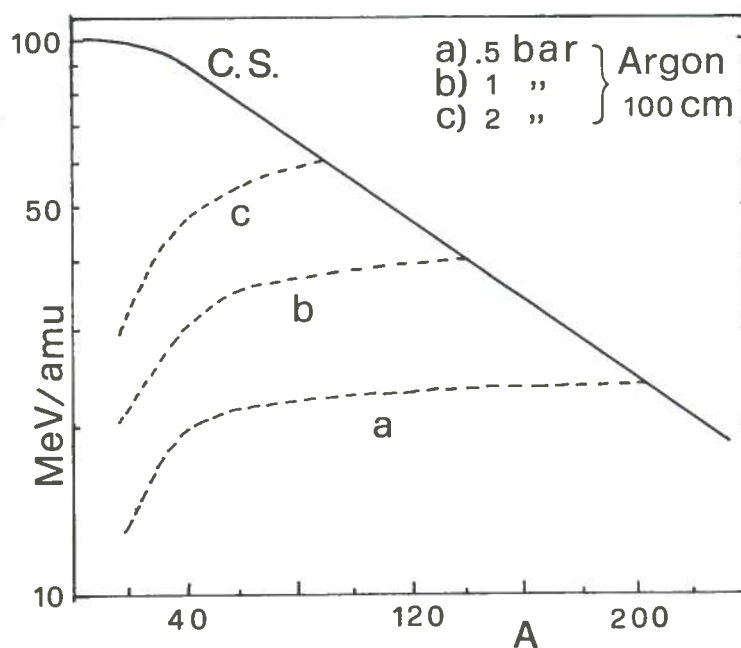


Fig. 4.6. - Energie massime ottenibili dal CS (curva continua) e rivelabili in 1 m di Argon a diverse pressioni (curve tratteggiate).

Per quanto riguarda le CI trasversali, gli sviluppi recenti più interessanti sono collegati all'aumento delle dimensioni: la maggior profondità permette la rivelazione di ioni di energia più elevata mentre l'aumento dell'apertura di ingresso permette angoli solidi maggiori oppure basi di volo più lunghe.

Indicativa al proposito l'evoluzione del piccolo prototipo trasversale di Ref.(10), ampliato dapprima a 30 cm di profondità con finestra $40 \times 6 \text{ cm}^2$ ⁽¹¹⁾, ed in seguito a 125 cm con finestra $80 \times 10 \text{ cm}^2$, rendendo possibile la rivelazione di ioni con $A \approx 50-200$ ad energie $10-20 \text{ MeV/amu}$ ⁽²⁾ (Fig. 4.3).

La Fig. 4.6 mostra le energie massime rivelabili con una camera ad Argon profonda un metro. Le curve a,b,c si riferiscono a pressioni di 0.5, 1 e 2 bar. E' evidente e ovvio che le CI di dimensioni e nelle condizioni (tipo di gas, pressioni contenute in qualche centinaio di mbar) attualmente usate possono soddisfare solo parzialmente le esigenze della fisica al CS: saranno utilizzabili per certi tipi ed energie di prodotti di reazione⁽¹⁶⁾ o come rivelatori trasparenti. Per poterne estendere l'utilizzo a un range di energie adatto al CS (anche escludendo ioni con $A < 100$) occorre aumentare ulteriormente la lunghezza attiva, con conseguente aumento delle difficoltà costruttive e dei costi, oppure usare pressioni più elevate. Questa possibilità tuttavia può favorire notevoli effetti di ricombinazione di cariche, soprattutto per le masse più elevate⁽²⁾ e inoltre richiede finestre di considerevole spessore, che introducono maggiori fluttuazioni in energia ed angolo e possono fermare, sottraendoli alla rivelazione, ioni di energia non trascurabile. Si osservi infine come, specialmente nel caso di camere assiali, l'aumento oltre certi valori sia della profondità che della pressione richiederebbe l'uso di tensioni applicate impraticabili.

Appare quindi motivato l'attuale interesse per l'uso di gas ad alto potere frenante (come CF_4 e simili), le cui possibili prestazioni sono per ora note solo in modo frammentario e parziale. Ne consegue la necessità di predisporre un adeguato programma di studio, rivolto inoltre ad una indagine approfondita dei seguenti punti: fluttuazioni nella perdita di energia e 'straggling' angolare e di range, carica di equilibrio e scambi di carica lungo la traccia, carica spaziale, effetti di ricombinazione ed algoritmi di identificazione.

4.7.- ATTREZZATURE RICHIESTE

Le attrezzature richieste per la costruzione e l'utilizzo di CI, soprattutto di grosse dimensioni, consistono principalmente in:

- macchine 'tessitrici' per le griglie, con dimensioni di $\sim 1 \text{ m}^2$;
- sistemi per costruzione, test e riparazione delle finestre. Tali sistemi devono poter essere usati in misura e facilmente adattabili a strutture di sostegno di svariate forme e dimensioni;
- sistemi di flusso, di purificazione dei gas e di misura delle pressioni;
- sistemi per miscelazione di gas in proporzioni precise e costanti.

I costi costruttivi più elevati riguardano l'involucro di acciaio e ammontano a qualche decina di ML per camere tipo⁽²⁾ e qualche ML per camere di Bragg delle dimensioni citate. I costi operativi si limitano al gas utilizzato che comunque può non essere trascurabile per grosse camere. Si sottolinea al proposito come un'eventuale rottura della finestra di ingresso immetta notevoli quantità di gas nei canali e quindi nelle parti ad alto vuoto. Ne segue la necessità di prevedere adeguati sistemi di sicurezza.

L'utilizzo delle CI in misura richiede ovviamente il collegamento a camere di reazione (per es. sliding seal) e la predisposizione di strutture mobili di sostegno di notevole robustezza. Non è comunque escluso che in alcuni casi si riveli necessario l'inserimento in grosse ($\sim 3 \text{ m}$) camere a vuoto.

Inoltre i portabersagli devono essere progettati in modo che sia possibile applicare ad essi tensioni elevate ($\sim 10 \text{ kV}$) per ridurre i problemi creati da un notevole flusso di elettroni incidente sulla finestra.

L'elettronica richiesta per gli abituali segnali estraibili da una CI consiste nelle normali catene di amplificazione, di temporizzazione e di conversione analogica-digitale. Il numero di tali catene e il numero di parametri necessari nel sistema di acquisizione dati dipende molto dall'entità della suddivisione dell'anodo e indicativamente può essere ritenuto variabile da 2 a 10.

REFERENZE

- (1) - H.W.Fulbright, Nuclear Instr. and Meth. 162, 21 (1979).
- (2) - H.Stelzer, Lecture Notes in Physics 178, 25 (1983).
- (3) - O.Bunnemann et al., Can. J. Res. A27, 191 (1949).
- (4) - D.H.Wilkinson, Ionization Chambers and Counters (Cambridge, 1950).
- (5) - L.G.Christophorou et al., Nuclear Instr. and Meth. 163, 141 (1979).
- (6) - F.Naulin et al., Nuclear Instr. and Meth. 180, 647 (1981).
- (7) - G.Rosner et al., Nuclear Instr. and Meth. 188, 561 (1981).
- (8) - U.Quade et al., Nuclear Instr. and Meth. 164, 435 (1979).
- (9) - K.Kusterer et al., Nuclear Instr. and Meth. 177, 485 (1980).
- (10) - H.Sann et al., Nuclear Instr. and Meth. 124, 509 (1975).
- (11) - U.Lynen et al., Nuclear Instr. and Meth. 162, 657 (1979).
- (12) - K.Sistemich et al., Nuclear Instr. and Meth. 133, 163 (1976).
- (13) - W.Pfeffer, Dissertazione, Marburg/Lahn (1976).
- (14) - G.Augustinsky et al., Rapporto annuale GSI (1979).
- (15) - K.Kimura, Nuclear Instr. and Meth. 212, 227 (1983).
- (16) - U.Lynen et al., Nuclear Phys. A409, 385c (1983).
- (17) - G.R.Gruhn, Symposium on H.I. Physics from 10 to 200 MeV/n, BNL 51115 (1979), p. 471.
- (18) - G.R.Gruhn et al., Nuclear Instr. and Meth. 196, 33 (1982).
- (19) - C.Schiessl et al., Nuclear Instr. and Meth. 192, 291 (1982).
- (20) - G.D'Erasmo et al., Rapporto INFN/BE-82/4 (1982).
- (21) - A.Oed et al., Nuclear Instr. and Meth. 205, 451, 455 (1983).
- (22) - J.C.Cramer et al., Univ. Washington, Rapporto annuale (1982), p. 162.
- (23) - A.Moroni et al., Nuclear Instr. and Meth., in stampa.
- (24) - A.Moroni et al., XXIII Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio 1984, p. 444.
- (25) - McDonald et al., Nuclear Instr. and Meth. 219, 508 (1984).
- (26) - I.Ogawa et al., Nuclear Instr. and Meth. 13, 169 (1961).
- (27) - J.M.Asselineau et al., Nuclear Instr. and Meth. 204, 109 (1982).
- (28) - G.D.Westfall et al., Rapporto annuale MSU (1982-1983), p. 117.
- (29) - R.G.Stokstad et al., Nuclear Instr. and Meth. 141, 499 (1977).
- (30) - A.Gamp et al., Nuclear Instr. and Meth. 120, 281 (1974).
- (31) - J.R.Erskine et al., Nuclear Instr. and Meth. 135, 67 (1976).
- (32) - D.Shapira et al., Nuclear Instr. and Meth. 129, 123 (1975).
- (33) - D.Schull, Lecture Notes in Physics 178, 80 (1983).
- (34) - J.Gastebois, Lecture Notes in Physics 178, 126 (1983).
- (35) - P.Heeg et al., Nuclear Phys. A409, 379c (1983).

5.- RIVELATORI A GAS CON MOLTIPLICAZIONE A VALANGA

5.1.- INTRODUZIONE

Sotto la denominazione di rivelatori a gas con moltiplicazione a valanga considereremo i "Parallel Plate Avalanche Counters" (PPAC) e le "MultiWire Proportional Chambers" (MWPC) con tutti i loro sviluppi per la rivelazione di ioni pesanti.

I primi PPAC^(1,2), nati da uno sviluppo dei contatori proporzionali cilindrici mirante ad ottenere buone risoluzioni temporali^(3,4), ebbero solo sporadiche applicazioni pratiche⁽⁵⁻⁷⁾, a causa delle superiori prestazioni ottenute nel frattempo con i rivelatori a semiconduttore.

Più recente è invece la storia delle MWPC, ideate⁽⁸⁾ per esperimenti di fisica delle particelle elementari, ma del tutto inadatte, almeno nella loro forma originaria, alla rivelazione di prodotti di reazioni nucleari, sia per la loro cattiva risoluzione temporale, sia per i problemi connessi all'uso di gas a pressione atmosferica. Decisiva è stata l'osservazione che l'uso di gas organici alla pressione di pochi millibar non solo non comprometteva il loro funzionamento, ma anzi produceva una buona risoluzione temporale⁽⁹⁾.

Un vivo interesse nei PPAC, e nei rivelatori a gas in genere, si è però destato solo con la crescente necessità di rivelare particelle fortemente ionizzanti quali frammenti di fissione e ioni pesanti, resi disponibili da un numero sempre maggiore di acceleratori. Infatti l'assenza di danni da radiazione, gli elevati ritmi di conteggio sostenibili, la possibilità di adattarli a varie geometrie e le ampie superfici realizzabili, unitamente alla possibilità di costruire rivelatori trasparenti con uno spessore totale di materiale inferiore a $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, costituiscono i loro pregi principali.

In un primo tempo i rivelatori a moltiplicazione sono stati usati nella loro forma più semplice per ricavare o la sola informazione temporale, nel caso dei PPAC, oppure la sola informazione spaziale, sfruttando il tempo di deriva degli elettroni nelle "drift chambers"⁽¹⁰⁾ o la "discretizzazione" fornita dai fili delle MWPC^(11,12).

Successivi sviluppi hanno portato alla ricerca di una maggiore completezza di informazione, o estraendo dai PPAC anche le coordinate spaziali ("Position sensitive PPAC" PS-PPAC), oppure ottimizzando le caratteristiche temporali delle MWPC (mentre le "drift chambers" sono state praticamente abbandonate). Le soluzioni adottate sono molteplici ed hanno dato luogo a numerose configurazioni, intermedie fra i PPAC e le MWPC, caratterizzate da due o più elettrodi formati da piani conduttori o da griglie di fili.

Attualmente le principali linee di sviluppo mirano:

- ad un miglioramento delle risoluzioni, specie temporali;
- all'ottenimento di un segnale di perdita di energia che permetta una sommaria identificazione dei prodotti di reazione;
- ad una estensione del "range" dinamico e dell'efficienza per la contemporanea rivelazione di frammenti pesanti e leggeri, veloci e lenti.

5.2.- PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO

Ridotti all'essenziale, i moderni rivelatori a gas con moltiplicazione a valanga sono costituiti da elet

trodi piani e paralleli delimitanti una zona attiva contenente un gas organico a bassa pressione ($p < 50$ mbar). L'applicazione di differenze di potenziale fra gli elettrodi crea nella zona attiva un campo elettrico uniforme: in realtà la grandezza fondamentale per descrivere il funzionamento dei rivelatori è il cosiddetto campo elettrico ridotto E/p che può raggiungere valori tipici di $\sim 200-500$ V/(cm.mbar).

Le particelle ionizzanti producono lungo il loro percorso coppie elettroni-ioni+. Sotto l'azione del campo elettrico, gli elettroni primari acquistano energia sufficiente a produrre ulteriore ionizzazione, dando luogo ad un processo di moltiplicazione a valanga.

Il punto di lavoro E/p è scelto in maniera tale da restare nella zona di valanga singola di Townsend (senza entrare nel regime Geiger-Müller) con moltiplicazione di tipo esponenziale, in cui il numero $N(x)$ di coppie elettrone-ione+ è :

$$N(x) = N_0 \exp(\alpha x)$$

dove x è la distanza dal punto di origine degli elettroni primari ed α è un parametro, detto primo coefficiente di Townsend, che dipende dal gas usato, dalla sua pressione e dal campo elettrico ridotto : $1/\alpha$ rappresenta il libero percorso medio di un elettrone prima di produrre una nuova ionizzazione. Da tutto questo risulta chiaro che il maggior contributo al segnale di un PPAC deriva dagli elettroni primari prodotti nel tratto $1/\alpha$ vicino al catodo.

La velocità con cui la valanga si propaga verso l'anodo è anch'essa una funzione, in genere crescente, di E/p e determina il tempo di salita iniziale dei segnali del rivelatore.

La tensione applicabile fra gli elettrodi presenta un limite superiore V_{sc} , oltre il quale si ha la formazione di scariche, in generale in corrispondenza di bordi, spigoli o giunzioni, dove più probabili sono imperfezioni costruttive V_{sc} , e quindi anche $(E/p)_{sc} = V_{sc}/(p.d)$, dipendono, per un dato gas, solo dal prodotto $p.d$ (legge di Paschen). $(E/p)_{sc}$ risulta una funzione monotonamente decrescente di $(p.d)$, cosicché, riducendo la pressione, si possono raggiungere valori più elevati di E/p .

La crescita della valanga ha un andamento esponenziale solo se gli effetti di carica spaziale sono trascurabili (cioè numero totale di elettroni $< 3 \times 10^{6(7)}$); altrimenti α diminuisce producendo un "quenching" o autospegnimento della valanga con perdita di proporzionalità fra energia depositata ed ampiezza di segnale.

Dei molti idrocarburi esaminati⁽¹³⁻¹⁶⁾, i più usati sono quelli con peso molecolare maggiore, quali isobutilene, isobutano ed eptano, che hanno un dE/dx (in MeV/cm) più elevato.

Tipicamente i segnali consistono di una prima componente veloce e di piccola ampiezza ($t_r \sim 1-3$ nsec, $V \sim$ alcuni mV su 50Ω) dovuta al moto degli elettroni, e di una seconda, più lenta ($t_r \sim \mu\text{sec}$) ed $(\alpha.d)$ volte più ampia, dovuta al moto degli ioni positivi. Per misure temporali, solo la componente veloce viene utilizzata, mentre la parte lenta viene eliminata dalla differenziazione dei preamplificatori veloci.

5.3.- TIPI DI RIVELATORI A VALANGA

5.3.1.- "Parallel Plate Avalanche Counters" (PPAC)

I rivelatori del tipo PPAC sono schematicamente costituiti da due elettrodi piani metallizzati, montati parallelamente fra di loro, ad una distanza di pochi millimetri, che fungono da anodo e da catodo (Fig. 5.1). Un sottile foglio di materiale plastico costituisce la finestra d'ingresso e separa il vuoto della camera di reazione dal gas del rivelatore.

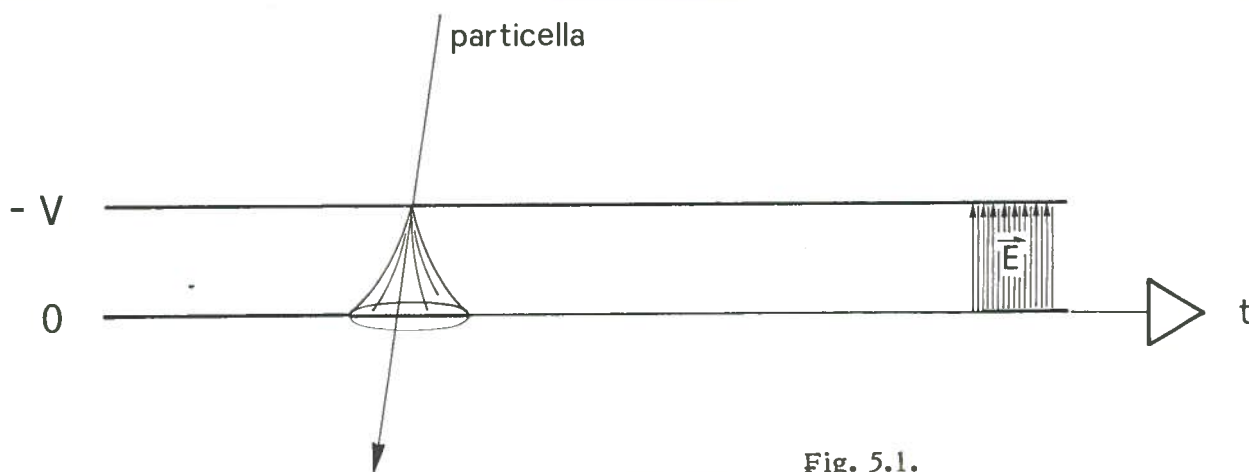


Fig. 5.1.

I PPAC messi a punto in numerosi laboratori differiscono sia per forma (quadrata, circolare, rettangolare,...) che per dimensione (da pochi cm^2 ad alcune centinaia di cm^2).

Un confronto fra tre PPAC con geometrie molto diverse (circolare da 1 cm^2 , rettangolare allungato di $2 \times 25 \text{ cm}^2$ e quadrato di $23 \times 23 \text{ cm}^2$)⁽¹³⁾ ha mostrato che la risoluzione temporale δt (relativa ad una piccola zona di ciascun prototipo) migliora sensibilmente riducendo la distanza d fra gli elettrodi, mentre risulta praticamente indipendente dalla dimensione dei rivelatori. Infatti nel rivelatore da $2 \times 25 \text{ cm}^2$, la risoluzione δt per particelle alfa da 5.5 MeV (^{241}Am) scende da 400 a 280 psec (FWHM) quando d viene ridotta da 4 a 1 mm , mentre, a parità di d , i tre rivelatori danno entro il 10% la stessa risoluzione δt . La risoluzione temporale dipende anche fortemente dall'energia depositata dalla particella ionizzante nel rivelatore; il PPAC di $2 \times 25 \text{ cm}^2$ con $d = 1 \text{ mm}$ e $p = 10 \text{ torr}$ di isobutilene fornisce $\delta t = 280 \text{ psec}$ per particelle alfa di 5.5 MeV e $\delta t = 160 \text{ psec}$ (FWHM) per ^{16}O da 1.6 MeV/amu .

La risoluzione energetica è $\delta(\Delta E)/\Delta E \sim 30-40\%$, e migliora aumentando la pressione di gas.

Le pressioni generalmente adottate si aggirano sui $10-15 \text{ mbar}$; infatti a pressioni minori le fluttuazioni sul piccolo numero di elettroni primari producono prestazioni inferiori per quanto riguarda le risoluzioni temporale ed energetica.

Un problema che si incontra spesso in esperimenti con ioni pesanti è l'ampio campo di variabilità di dE/dx delle particelle da rivelare (spesso di $1:100$ o superiore). A ciò va aggiunto che in condizioni reali sotto fascio le tensioni applicabili agli elettrodi risultano di qualche decina di Volt inferiori a quelle di laboratorio, contribuendo così ad un brusco calo di efficienza per ioni leggeri di massa $A \lesssim 20$. Il "range" dinamico può essere ampliato con un aumento della pressione a $\sim 30-40 \text{ mbar}$ ⁽¹⁷⁾ che permette di rivelare con elevata efficienza anche ioni leggeri come il Litio, senza deterioramento della risoluzione temporale δt ⁽¹⁸⁾. Questo fatto è già stato sfruttato per rivelare tutti i frammenti, compresi quelli più leggeri (usando pressioni elevate) o selettivamente solo quelli medio-pesanti (usando pressioni ridotte)⁽¹⁷⁾. Il valore riportato di $\sim 30-40 \text{ mbar}$ è dovuto alla difficoltà di sostenere pressioni maggiori con finestre sottili, e di riuscire ad applicare tensioni molto elevate agli elettrodi.

Infine, la grossa variazione di dE/dx comporta notevoli variazioni nella dimensione finale della valanga; la possibile dipendenza da questo parametro del tempo di crescita della valanga (analogamente al "plasma delay" dei rivelatori a semiconduttore) non sembra essere stata finora studiata.

L'area massima realizzabile con un singolo PPAC è in pratica limitata da considerazioni di carattere tecnico: oltre alle difficoltà costruttive, specialmente per realizzare grandi finestre capaci di sostenere pressioni di diversi mbar con sottili fogli di mylar, polipropilene o simili, bisogna tener conto della attrazione elettrostatica fra i due elettrodi, la quale produce forti disomogeneità sulla loro distanza d

tanto più grandi quanto maggiore è la superficie del rivelatore e quanto "più quadrata" è la sua forma; in realtà anche rivelatori da 1 m^2 sono costituiti da numerosi moduli più piccoli assemblati poi in maniera molto compatta⁽¹⁹⁾.

Inoltre in rivelatori di grandi dimensioni il ritardo fra il passaggio della particelle e la generazione del segnale può dipendere fortemente dal punto di impatto della particella stessa⁽¹³⁾, sia a causa del tempo di propagazione del segnale lungo gli elettrodi (stimato a circa 20 cm/sec), sia a causa di un non esatto parallelismo degli elettrodi (attrazione elettrostatica suddetta e/o imperfezioni costruttive); si stima che ad una variazione di 0.1 mm nella distanza d corrisponda un cambiamento di $\sim 1 \text{ nsec}$ nel tempo di propagazione della valanga⁽²⁰⁾.

Per sfruttare pienamente la risoluzione intrinseca dei PPAC occorre correggere gli effetti suddetti e pertanto risulta necessario accoppiare i PPAC ad altri rivelatori sensibili alla posizione (camere a ionizzazione, "drift chambers"⁽²¹⁾ o altri) o renderli essi stessi sensibili alla posizione.

Va però ricordato che le correzioni da apportare in funzione della posizione variano da esemplare a esemplare e vanno determinate sperimentalmente; solo con correzioni accurate e dettagliate si riesce a ottenere su tutta la superficie di grandi rivelatori la stessa buona risoluzione di quelli piccoli.

Infine, la misura del punto di impatto della particella ha il vantaggio di fornire ulteriori informazioni sulla cinematica della reazione e di permettere una esatta determinazione della base di volo della particella.

5.3.2.- "Position sensitive PPAC" (PS-PPAC)

a) Un primo metodo per rendere un PPAC sensibile alla posizione è quello di suddividere uno degli elettrodi in strisce o anelli concentrici o secondo altre forme particolarmente adatte allo studio del problema fisico specifico.

La lettura delle diverse porzioni in cui viene così suddiviso il rivelatore può essere fatta sia individualmente che collettivamente.

Nella lettura individuale ogni singola porzione è fornita della sua propria catena elettronica indipendente, come se fosse un rivelatore a sè stante^(22,23). In questo metodo l'informazione di posizione è semplice, il tempo di salita del segnale non viene degradato ed i ritmi di conteggio possono essere molto alti; tuttavia, la risoluzione spaziale può essere migliorata solo ricorrendo ad una suddivisione più fine a costo di un aumento corrispondente del numero di catene elettroniche necessarie.

Nella lettura collettiva invece, le diverse porzioni, anche molto fini, in cui risultano suddivisi gli elettrodi vengono tutte collegate fra di loro mediante una catena di resistenze o mediante una linea di ritardo LC.

L'elettrodo suddiviso può fungere da catodo (nel qual caso si tratta di segnali indotti) o da anodo (cariche raccolte); dovendo l'altro elettrodo restare indiviso per fornire l'informazione temporale, si ottiene così una sola coordinata spaziale^(24,25).

b) Un metodo proposto per ottenere due coordinate spaziali ricorre ad una struttura a due catodi, suddivisi in strisce perpendicolari fra loro, ed un unico foglio centrale (metallizzato su entrambe le facce) che funge da anodo⁽²⁶⁾; la risoluzione spaziale così ottenuta con particelle alfa risulta di $\sim 0.5 \text{ mm}$.

c) Un altro metodo consiste nell'interporre fra anodo e catodo una griglia di sottili fili metallici, tenuti ad un potenziale intermedio in modo da disturbare meno possibile lo sviluppo della valanga^(20,19). Il

segnale indotto sui fili dal passaggio della valanga viene letto con una linea di ritardo o con una catena di resistenze e fornisce la seconda coordinata spaziale. I valori riportati ($\delta x \sim 2$ mm e $\delta y \sim 5$ mm) non rappresentano la risoluzione intrinseca del rivelatore, ma riflettono soltanto la struttura discreta dei fili e delle strisce. Lo stesso metodo è stato anche adottato in un rivelatore circolare, suddividendo l'anodo in cerchi concentrici (coordinata θ) ed interponendo fra anodo e catodo una griglia di fili diretti radialmente (coordinata φ)^(27,17).

d) Un ultimo metodo atipico di ricavare due coordinate consiste nel porre un catodo conduttore fra due anodi di materiale resistivo ($\sim k\Omega/cm^2$); due coppie di preamplificatori di carica connesse ai bordi superiore-inferiore e destro-sinistro degli anodi forniscono la posizione col metodo della divisione di carica. Mentre la risoluzione spaziale risulta 1 mm, non viene riportata alcuna indicazione della risoluzione temporale⁽²⁸⁾. I problemi connessi con l'attenuazione molto elevata dei segnali si lasciano superare solo con espedienti alquanto complicati⁽²⁵⁾.

5.3.3.- "MultiWire Proportional Chambers" (MWPC)

Le MWPC possiedono una struttura simmetrica formata da una griglia di sottili fili metallici paralleli (anodo) disposti fra due elettrodi piani che fungono da catodi (Fig. 5.2). (In alcune versioni destinate a fornire solo le coordinate spaziali i catodi erano costituiti da griglie di fili più grossi). Il campo elettrico E è con buona approssimazione uniforme ($E = E_0$) in tutto il volume fra anodo e catodo, eccettuate le immediate vicinanze dei fili⁽³⁰⁾.

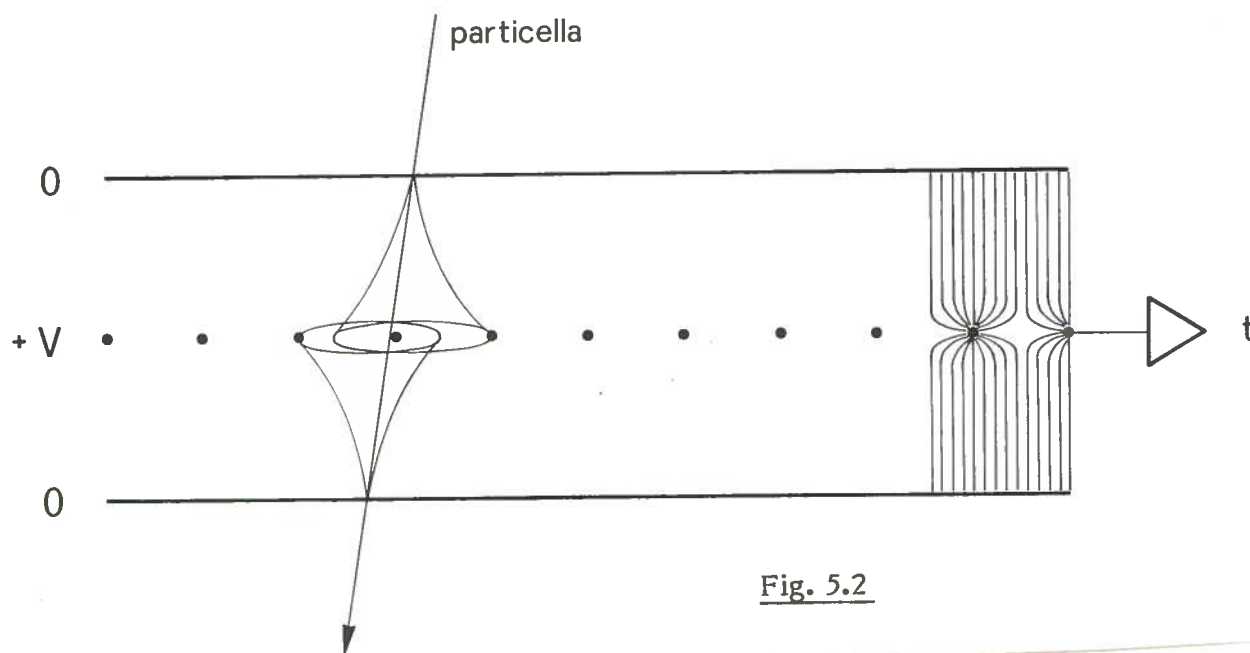


Fig. 5.2

La buona risoluzione temporale delle MWPC a basse pressioni è dovuta agli elevati valori del campo elettrico ridotto E_0/p , paragonabili a quelli di un PPAC, cosicché la formazione della valanga può innescarsi in qualsiasi punto del rivelatore⁽¹⁶⁾, esattamente come avviene in un PPAC; l'unica differenza è costituita dal fatto che gli elettroni, una volta raggiunta la zona di intenso campo elettrico intorno ai fili, subiscono un processo di moltiplicazione addizionale. Infatti nel confronto fra PPAC e MWPC "equivalenti" - cioè con campo elettrico uniforme di pari intensità $E/p(\text{PPAC}) = E_0/p(\text{MWPC})$ e pari estensione $d(\text{PPAC}) \lesssim d(\text{MWPC})$ - i segnali della MWPC sono risultati da uno a due ordini di grandezza più ampi⁽¹⁶⁾.

La risoluzione temporale δt riportata in letteratura si aggira sui ~ 500 - 800 psec (FWHM) per particelle poco ionizzanti (alfa, ma anche ^{12}C da 100 MeV⁽³¹⁾) per scendere a ~ 150 - 200 psec con ^{16}O , ^{32}S e ^{58}Ni da 1.7 - 5.0 MeV/amu; δt dipende poco dalla distanza catodo-anodo e poco anche dalla pressione, purchè inferiore a ~ 3 mbar. Infatti il tempo di salita dei segnali aumenta al crescere della pressione e peggiora drasticamente al di sopra di 30 - 40 mbar.

Diversamente dai PPAC, la pressione molto bassa è un elemento essenziale per il buon funzionamento di una MWPC. Ciò è probabilmente dovuto al fatto che solo a bassa pressione l'allargamento laterale della valanga risulta paragonabile alla spaziatura dei fili dell'anodo, e quindi il tempo necessario per raggiungerli non dipende più dalla posizione di origine della valanga.

Al contrario della risoluzione temporale, quella in perdita di energia $\delta(\Delta E)$ migliora aumentando la pressione; con 6.4 mm di distanza fra i due catodi e 0.6 o 6.0 torr di isobutano si ottiene per ^{16}O da 27 MeV: $\delta(\Delta E)/\Delta E = 45\%$ e 35% rispettivamente⁽¹⁶⁾.

Suddividendo i due catodi in sottili strisce collegate ad una linea di ritardo, le cariche indotte dalla valanga possono venire usate per determinare la posizione della particella incidente^(16,31). La distribuzione di tali cariche ha una larghezza di circa 2 mm, cosicchè se le strisce sono sufficientemente sottili un processo di interpolazione è possibile, e la risoluzione spaziale diventa considerevolmente inferiore alla larghezza delle strisce⁽³²⁾.

Non sono stati notati peggioramenti apprezzabili dei segnali fino a ritmi di conteggio di 10^4 colpi/sec. mm^2 .

Il fenomeno della moltiplicazione addizionale intorno ai fili si può ottenere anche con strutture formate da un solo elettrodo piano (catodo) ed una griglia (anodo), che si possono considerare o MWPC con un solo catodo o PPAC con un elettrodo a griglia.

La risoluzione ottenuta è simile a quella di un PPAC, mentre peggiora di un fattore ~ 2 scambiando le funzioni degli elettrodi; ciò indica che l'uniformità del campo elettrico vicino al catodo, dove la valanga si forma, è indispensabile per ottenere una buona risoluzione δt ⁽³³⁾.

5.3.4.- "MultiStep Avalanche Counters" (MSAC)

Sotto questa denominazione si indicano quei rivelatori a gas in cui una serie di griglie separa porzioni del rivelatore con campi elettrici di diversa intensità⁽³⁴⁾.

In una prima configurazione (Fig. 5.3a), due griglie di fili da 20 μm , spaziate di 1 mm, individuano tre regioni del rivelatore, dette di preamplificazione, di trasferimento e di amplificazione, con un campo elettrico rispettivamente elevato, debole e intermedio⁽¹⁷⁾.

La prima regione funziona come un PPAC; una parte degli elettroni prodotti viene raccolta sulla prima griglia, gli altri, grazie all'allargamento laterale della valanga pari ad alcuni millimetri, raggiungono la zona di trasferimento e quella successiva di amplificazione, dove vengono ulteriormente moltiplicati. Dalle due griglie vengono prelevati i segnali di posizione, dal primo elettrodo quello di tempo e dall'ultimo quello di perdita di energia.

La risoluzione temporale ottenuta è $\delta t \sim 200$ psec con frammenti di fissione e $\delta t < 400$ psec (FWHM) con Xe da 5.9 MeV/amu; la risoluzione spaziale è di ~ 250 μm per la prima griglia e < 1 mm per la seconda; la risoluzione energetica ammonta a $\delta(\Delta E)/\Delta E \sim 25\%$ ⁽¹⁷⁾.

Il funzionamento di questi rivelatori richiede pressioni basse (~ 2 - 3 mbar di eptano); i bordi dei rivelatori possono pertanto essere molto esili (~ 1 cm) permettendo un montaggio modulare molto compatto con pochi spazi morti.

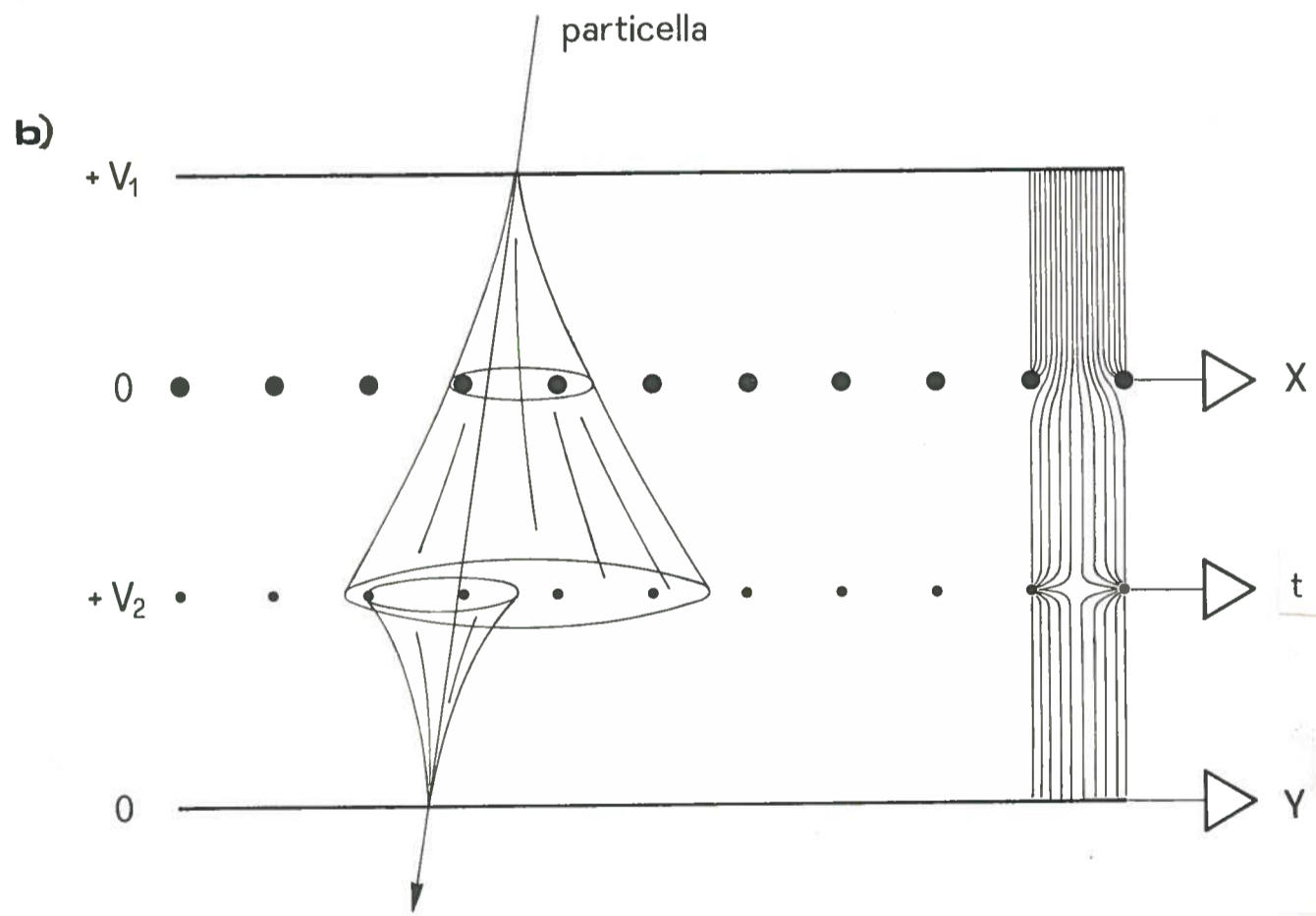
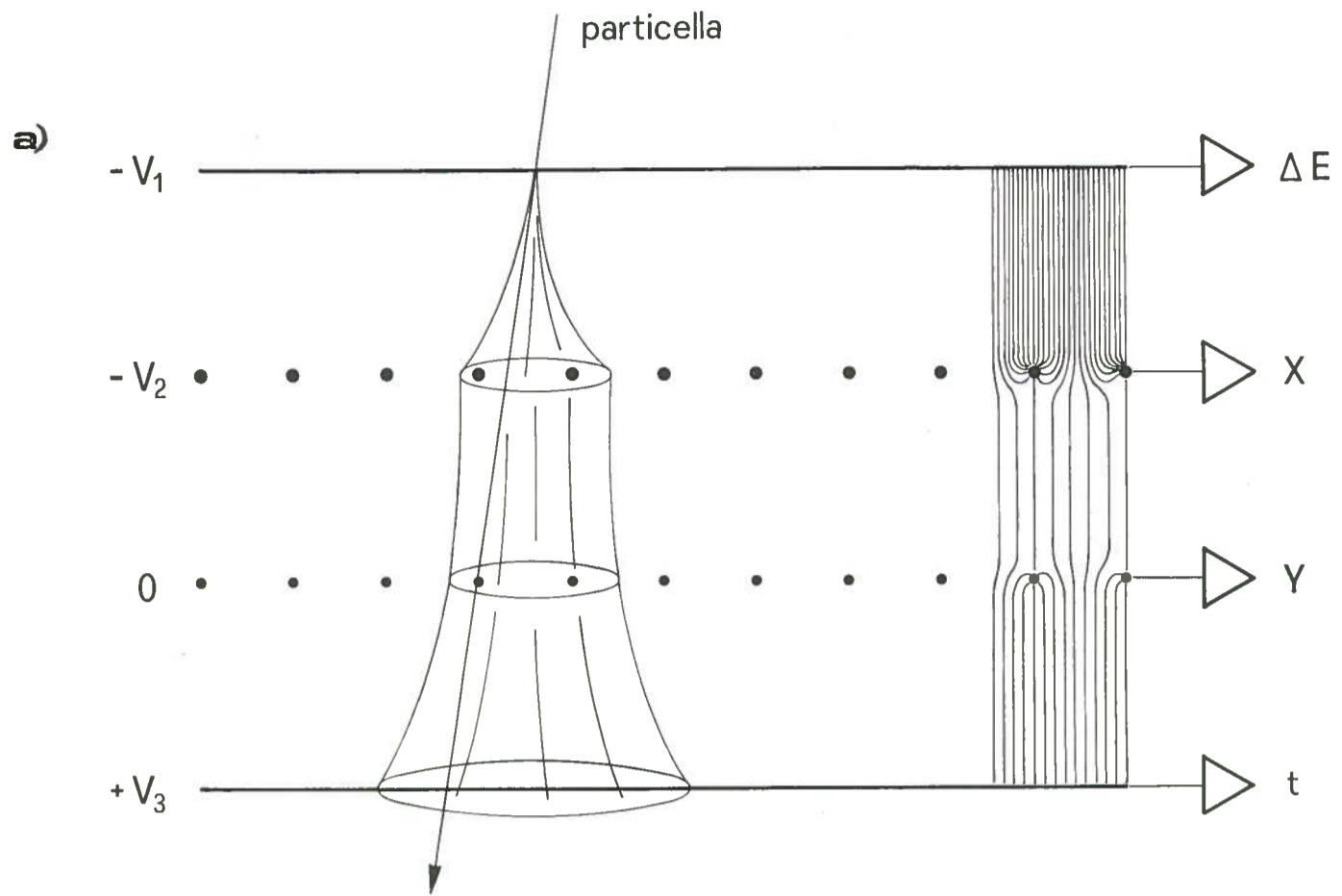


Fig. 5.3

L'efficienza è simile a quella dei PPAC a pressioni di ~ 30 mbar; in un recente esperimento con fascio di ^{12}C da 84 MeV/amu, rivelatori di questo tipo, posti di fronte a camere di ionizzazione, hanno mostrato un'efficienza molto elevata anche per frammenti di massa $A \sim 6$ ⁽²⁹⁾.

L'inconveniente di questi rivelatori sembra essere l'interdipendenza dei vari segnali, generati (per induzione o per raccolta di cariche) dal passaggio di un'unica valanga. Una soluzione alternativa più soddisfacente è quella di due valanghe distinte che si sviluppano fra ciascuna coppia foglio-griglia⁽¹⁸⁾.

Un'altra struttura multielettrodo⁽³⁵⁾ consiste in una prima zona di preamplificazione a campo elettrico intenso, seguita da una regione di amplificazione successiva formata da una MWPC (Fig. 5.3b). Dall'anodo della MWPC viene prelevato il segnale di tempo, mentre le coordinate spaziali vengono ricavate dai due catodi, formati da fili più grossi o da strisce evaporate. Pressioni tipiche sono $p = 1-4$ torr di isobutano.

L'uso della sezione di preamplificazione comporta un guadagno ~ 100 volte più grande che nel caso della sola MWPC. Questo assicura un range dinamico molto elevato, che può essere importante qualora si vogliono rivelare contemporaneamente ioni leggeri e pesanti. Primi test con ^{58}Ni da 120 MeV hanno dato risoluzioni temporali $\delta t \sim 200$ psec (FWHM) e spaziali $\delta x \sim \delta y \sim 200 \mu\text{m}$. Studi di efficienza con ^{160}Gd hanno mostrato piena efficienza fino ad energie molto basse di ~ 2 MeV⁽³⁵⁾.

La risoluzione energetica $\delta(\Delta E)$ è scarsa a causa delle basse pressioni usate, ma potrebbe essere notevolmente migliorata con l'aggiunta di una ampia regione di raccolta.

5.4.- CONSIDERAZIONI

I pregi principali dei rivelatori a gas con moltiplicazione a valanga sono:

- i) la buona risoluzione temporale ottenibile;
- ii) l'assenza di danni da radiazione, se si eccettua un possibile deterioramento del gas, specie per le molecole più complesse, al quale si può ovviare con un flusso continuo di gas (< 1 torr.l/sec);
- iii) i ritmi di conteggio intrinseci molto elevati, fino a 20-100 kHz su tutto il rivelatore e < 10 kHz/mm² localmente;
- iv) la completa insensibilità a neutroni e raggi x o gamma, dovuta alla bassa densità di gas ed alla trascurabile probabilità di una interazione nelle immediate vicinanze del catodo;
- v) la possibilità di rendere questi rivelatori trasparenti, con uno spessore totale $< 500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, per utilizzarli di fronte ad altri rivelatori (camere a ionizzazione, plastici, semiconduttori o altri) senza introdurre perdite di energia e fluttuazioni in energia ed angolo troppo elevate;
- vi) la molteplicità di forme e dimensioni realizzabili, che possono venire adattate al problema fisico in esame o alla particolare geometria del sistema sperimentale;
- vii) la possibilità di realizzare un rapporto molto favorevole fra superficie attiva e spazio morto, per coprire efficacemente grandi angoli solidi con strutture modulari.

Le risoluzioni δt riportate in letteratura si aggirano sui 150-200 psec per ioni pesanti e sui 300-500 psec (FWHM) per particelle alfa da 5.5 MeV. Va però notato che questi valori, generalmente ottenuti in laboratorio (e, nel caso di grandi rivelatori, in genere relativi a piccole aree) non sono facilmente ottenibili in condizioni reali sotto fascio e rappresentano pertanto dei valori più ottimali che tipici. Per ioni pesanti di qualche MeV/amu $\delta t \sim 200-400$ psec (FWHM) può essere un valore più realistico, specie se si riferisce ad una superficie estesa.

Va ricordato però che per misure di tempo di volo è necessario disporre di un segnale di "start" di qualità paragonabile; data la difficoltà di realizzare rivelatori di "start" a grande angolo solido, sarà essenziale poter disporre al CS di fasci con struttura temporale ≤ 300 psec.

Gli esperimenti col CS porteranno alla necessità di rivelare prodotti di reazione in un "range" dinamico molto più esteso di quello finora ampiamente studiato: infatti le energie saliranno dai 20 MeV/amu di U ai 100 MeV/amu di ioni leggeri con $A \sim 40$ amu. I nuclei più leggeri e veloci presentano uno "stopping power" molto basso (per es. ^{16}O di 90 MeV/amu ha un dE/dx che è circa la metà di quello delle particelle alfa da 5.5 MeV), per cui la risoluzione temporale, che dipende criticamente dalla energia depositata, sarà inferiore a quella usuale.

Fino a che punto espedienti quali l'aumento della pressione nei PPAC o l'uso di griglie con moltiplicazione aggiuntiva intorno ai fili riusciranno a risolvere i problemi connessi alla rivelazione di frammenti poco ionizzanti dovrà essere oggetto di ulteriore studio sperimentale.

Fissata una certa risoluzione δt del rivelatore, la risoluzione relativa peggiora al crescere dell'energia:

$$\delta t/t = 0.0139 \delta t \sqrt{E/A}/L$$

dove E/A è espresso in MeV/amu, L in metri e δt in nanosecondi. Pertanto, per misure di masse secondarie con la tecnica E-t (per studi di fenomeni di frammentazione del proiettile o simili) il caso più sfavorevole con $A \sim 40$, $E/A \sim 100$ MeV/amu richiederà basi di volo di $\sim 4-5$ metri per raggiungere valori di $\delta t/t \sim 1\%$. Fortunatamente ad energie così elevate gli angoli di collisione radente sono molto piccoli (pochi gradi) e quindi queste lunghe basi di volo sono richieste solo su piccoli angoli solidi intorno all'asse del fascio. Ovviamente ad energie inferiori le basi di volo possono essere minori.

Per molti altri fenomeni accompagnati da emissione di molte particelle leggere da parte dei prodotti di reazione eccitati e nelle coincidenze cinematiche per la ricostruzione della massa primaria, cioè precedente alla evaporazione di particelle leggere, la risoluzione $\delta t/t$ può anche essere di qualche %.

Analoghe considerazioni valgono per le risoluzioni spaziali. La struttura discreta dovuta ai fili ed alle strisce che è ben visibile in molti spettri di posizione dei rivelatori a gas mostra che la risoluzione intrinseca non è ancora stata raggiunta. Tuttavia tali risoluzioni sono adeguate nella maggior parte dei casi, tenendo conto che in genere già il diametro del fascio sul bersaglio raggiunge alcuni millimetri. Inoltre l'emissione in volo di una particella leggera da parte di un frammento eccitato può causare deviazioni dell'ordine del grado nella direzione del frammento.

Infine, nella costruzione di rivelatori trasparenti si presenta la necessità di una scelta relativa all'uso o meno di griglie. Infatti rivelatori composti di soli fogli introducono perdite di energia (correggibili) e "straggling" (non correggibili) in misura uguale per tutte le particelle; la sostituzione di fogli con griglie divide le particelle rivelate in due gruppi: quelle che non hanno interagito coi fili (con perdite di energia e "straggling" ridotti) e quelle che hanno urtato i fili (con perdite di energia e "straggling" sia energetico che angolare anche molto elevati e difficilmente calcolabili).

5.5.- ATTREZZATURE E COSTI

Le seguenti attrezzature dovranno necessariamente trovarsi nelle sedi di costruzione e sviluppo di rivelatori a gas:

- Camere a vuoto per lo studio e la messa a punto dei rivelatori con sorgenti di particelle alfa e di

frammenti di fissione.

- Sistemi di flusso di gas e per la misura accurata delle pressioni.

Altre attrezzature che dovranno o trovarsi in tali sedi, o essere da esse agevolmente raggiungibili, sono:

- Macchine "tessitrici" per griglie fino a $\sim 30 \times 40 \text{ cm}^2$. L'avvolgimento dei fili deve avvenire con uniformità e con passo selezionabile; la tensione del filo deve potersi regolare e deve restare il più possibile costante per poter "tessere" anche fili molto sottili da $10\text{-}20 \text{ }\mu\text{m}$ di diametro.
- Macchine per la "stiratura" di fogli di polipropilene fino a spessori di $\sim 0.5 \text{ }\mu\text{m}$.
- Apparecchiature per l'evaporazione di strati conduttori o resistivi, uniformi o suddivisi mediante opportune maschere. La distanza crogiolo-foglio dovrà essere sufficiente per assicurare una evaporazione uniforme e per evitare danneggiamenti termici al foglio.

Inoltre, per l'utilizzo dei rivelatori in esperimenti sotto fascio le sedi di misura dovranno disporre di:

- Pompe di grande capacità (criopompe) per compensare perdite di gas, specie nel caso di finestre molto sottili; le perdite tipiche di un singolo rivelatore sono $\sim 10^{-2}\text{-}10^{-3} \text{ torr.l/sec}$.
- Sistemi di flusso del gas.
- Sistemi di misura di pressioni con precisione di almeno 0.1 mbar .
- Sistemi di regolazione automatica della pressione mediante sensori e valvole elettriche.
- Attrezzature per la riparazione e sostituzione di finestre d'ingresso ed eventualmente per la "stiratura" di nuovi fogli.

Le attrezzature elencate comportano costi di varie decine di ML; i costi di costruzione si mantengono invece ridotti in quanto si limitano ai fogli di polipropilene o materiale simile alle cornici di fibra di vetro ed ai fili delle griglie; i costi operativi sono costituiti praticamente dal solo gas, che viene consumato in quantità ridotte a causa delle basse pressioni e dei volumi esigui.

L'elettronica richiesta consiste in preamplificatori veloci ($t_r \sim 1\text{-}10 \text{ nsec}$) seguiti da discriminatori "constant fraction" e da convertitori "time to digital" (TDC) per le informazioni temporali e spaziali, oltre a preamplificatori di carica e convertitori "charge to digital" per l'informazione di energia. Tipicamente si richiede il trattamento elettronico di sei segnali per rivelatore.

Le camere di reazione, nel cui interno questi rivelatori verranno installati, dovrebbero essere equipaggiate con portabersagli isolati capaci di sostenere l'applicazione di alte tensioni ($\sim +10 \text{ kV}$) per evitare gli inconvenienti causati da forti flussi di elettroni provenienti dal bersaglio.

REFERENZE

- (1) - J.Christiansen, Zeit. f. Angew. Physik 4, 326 (1952).
- (2) - E.Bagge and J.Christiansen, Naturwissenschaften 39, 298 (1952).
- (3) - R.W.Pidd and L.Madansky, Phys. Rev. 75, 1175 (1949).
- (4) - J.W.Keuffel, Rev. Sci. Instr. 20, 202 (1949).
- (5) - F.W.Busser et al., Zeit. f. Physik 187, 243 (1965).
- (6) - R.H.Hilberg et al., Nuclear Instr. and Meth. 50, 121 (1967).
- (7) - A.Krusche et al., Nuclear Instr. and Meth. 51, 197 (1967).
- (8) - G.Charpak et al., Nuclear Instr. and Meth. 62, 262 (1968).
- (9) - F.Binon et al., Nuclear Instr. and Meth. 94, 27 (1971).
- (10) - A.Breskin and N.Trautner, Nuclear Instr. and Meth. 134, 35 (1976).
- (11) - E.Beardsworth et al., Nuclear Instr. and Meth. 127, 29 (1975).
- (12) - V.M.Golovatyuk et al., Nuclear Instr. and Meth. 145, 437 (1977).
- (13) - H.Stelzer, Nuclear Instr. and Meth. 133, 409 (1976).
- (14) - G.Brunner, Nuclear Instr. and Meth. 154, 159 (1978).
- (15) - J.Stahler et al., Nuclear Instr. and Meth. 164, 305 (1979).
- (16) - A.Breskin, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 133 (1980).
- (17) - H.Stelzer, Lecture Notes in Physics 178, 25 (1983).
- (18) - H.Stelzer, comunicazione personale, da pubblicare.
- (19) - D.v.Harrach and H.J.Specht, Nuclear Instr. and Meth. 164, 477 (1979).
- (20) - Y.Eyal and H.Stelzer, Nuclear Instr. and Meth. 155, 157 (1978).
- (21) - A.Breskin et al., Nuclear Instr. and Meth. 148, 275 (1978).
- (22) - G.Gaukler et al., Nuclear Instr. and Meth. 141, 115 (1977).
- (23) - M.Just et al., Nuclear Instr. and Meth. 148, 283 (1978).
- (24) - J.v.d.Plicht, Nuclear Instr. and Meth. 171, 43 (1980).
- (25) - L.J.Lindgren and A.Sandell, Nuclear Instr. and Meth. 219, 149 (1984).
- (26) - A.Breskin and N.Zwang, Nuclear Instr. and Meth. 146, 461 (1977); IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-125, 126 (1977).
- (27) - R.Bock et al., Nuclear Phys. A388, 334 (1982).
- (28) - R.C.Jared et al., Nuclear Instr. and Meth. 150, 597 (1978).
- (29) - U.Lynen et al., Nuclear Phys. A409, 385 (1983); U.Lynen, comunicazione personale (1984).
- (30) - G.A.Erskine, Nuclear Instr. and Meth. 105, 565 (1972).
- (31) - J.v.d.Plicht and A.Gavron, Nuclear Instr. and Meth. 211, 403 (1983).
- (32) - A.Breskin et al., Nuclear Instr. and Meth. 217, 107 (1983); A.Breskin, Lecture Notes in Physics 178, 44 (1983).
- (33) - D.Fabris et al., Nuclear Instr. and Meth. 216, 167 (1983).
- (34) - G.Charpak and F.Sauli, Phys. Letters 78B, 523 (1978).
- (35) - A.Breskin, G.Charpak and S.Majewski, Nuclear Instr. and Meth. 220, 349 (1984).

6.- RIVELATORI A GAS SCINTILLANTI

6.1.- INTRODUZIONE

I rivelatori a scintillazione realizzati con gas nobili vennero introdotti circa 30 anni fa per l'identificazione di particelle fortemente ionizzanti quali p, d, α e frammenti di fissione. Questi primi studi (Ref.(1-4)) misero in evidenza una dipendenza lineare dell'ampiezza di impulso dall'energia depositata nel rivelatore, una uscita di luce relativamente alta se venivano usati opportuni convertitori nell'intervallo di sensibilità dei fotomoltiplicatori, e tempi di decadimento brevi (tipicamente minori di 10^{-8} sec). Successivamente l'impiego dei semiconduttori diminuì notevolmente l'interesse verso questo tipo di rivelatori.

Negli ultimi anni si è verificata una ripresa dell'interesse e della ricerca sui rivelatori a gas scintillante, dovuta principalmente ai risultati ottenuti da A.J.P.L.Policarpo⁽⁵⁻⁸⁾ nell'uso di rivelatori con amplificazione interna di luce per mezzo di campi elettrici. Ciò ha permesso un miglioramento della risoluzione energetica per radiazione di bassa ionizzazione e lo sviluppo di metodi di localizzazione di grande precisione. Il principale campo di applicazione è stato quello dei rivelatori di raggi cosmici nell'intervallo di energia da 2 a 110 Kev⁽⁹⁻¹²⁾.

L'assenza di effetti di carica spaziale in rivelatori proporzionali a scintillazione è stata recentemente utilizzata in fisica delle alte energie per la realizzazione di drift chambers a scintillazione o elettroluminescenti con una eccellente risoluzione spaziale (dell'ordine di poche decine di μm), funzionanti a pressioni molto elevate⁽¹³⁻¹⁵⁾. Queste applicazioni sono caratterizzate da processi di ionizzazione con un basso deposito energetico e quindi di scarso interesse per la fisica degli ioni pesanti.

Solo negli ultimi 6,7 anni le potenzialità di questi rivelatori nell'identificazione di ioni pesanti sono state ampiamente studiate da un gruppo di Darmstadt^(2,16-21). Rivelatori a telescopio basati sul meccanismo di scintillazione in combinazione con quello di ionizzazione si sono dimostrati in grado di fornire un'eccellente informazione multiparametrica in tempo, posizione, energia e perdita specifica di energia, lasciando intravedere interessanti possibilità di sviluppo e di amplificazione in questo settore di ricerca.

6.2.- PRINCIPALI MECCANISMI DI SCINTILLAZIONE NEI GAS NOBILI

E' noto che quando una particella carica attraversa un gas il principale processo che ha luogo è l'interazione elettromagnetica con gli elettroni atomici. Questa provoca la dissipazione dell'energia della particella per ionizzazione ed eccitazione degli atomi o molecole del gas. Il successivo processo di diseccitazione radiativa prende il nome di "scintillazione primaria". Per i gas nobili circa il 20% dell'energia depositata viene rilasciata attraverso questo meccanismo. I rivelatori che utilizzano come informazione questo impulso luminoso sono detti comunemente "rivelatori a gas scintillante" o GSC.

Se viene applicato al volume di gas un campo elettrico esterno, il movimento degli elettroni primari prodotti dalla ionizzazione (ed eventualmente di quelli secondari) determina ulteriore eccitazione degli

atomi del gas. Questi si diseccitano attraverso "scintillazione secondaria" e i rivelatori che utilizzano questo meccanismo sono noti come "rivelatori proporzionali a gas scintillante" o GSPC. La scintillazione secondaria può avvenire in due diversi regimi a seconda che il campo elettrico applicato sia inferiore o superiore alla soglia di moltiplicazione di carica. Nel primo caso il rivelatore opera in regime di camera a ionizzazione e, per i gas nobili, l'efficienza con cui l'energia del campo elettrico può essere trasformata in collisioni inelastiche è molto alta (75% per lo Xe e 100% per il Kr)^(22,23). Il flusso di fotoni emessi è così aumentato di vari ordini di grandezza pur continuando ad essere proporzionale all'energia depositata dalla particella carica.

La difficoltà principale nell'applicazione del processo di scintillazione dei gas nobili per l'identificazione di particelle cariche è rappresentata dalla complessità dello spettro di emissione luminosa che copre un ampio intervallo di lunghezze d'onda λ , dal visibile al lontano ultravioletto (VUV). In aggiunta si osserva una forte dipendenza delle intensità relative delle varie componenti dalla pressione, dalla temperatura e dalla scelta del gas impiegato.

Nello spettro di emissione si possono distinguere i seguenti stati eccitati e le relative transizioni:

- a) Livelli ottici. L'atomo eccitato decade allo stato fondamentale attraverso successive transizioni a stati eccitati inferiori, producendo un impulso di scintillazione pronta (pochi ns) nella regione del visibile. Sebbene rappresenti una piccola percentuale dell'impulso luminoso totale, questa componente veloce è importante per misure in cui sia richiesta una buona risoluzione temporale.
- b) Livelli risonanti. L'atomo decade direttamente allo stato fondamentale con vita media del livello di circa 10^{-9} sec, e con emissione nel VUV. L'assorbimento e la riemissione dal medesimo livello eccitato da parte degli altri atomi del gas provoca un allungamento della vita media complessiva dello stato all'aumentare della pressione.
- c) Livelli metastabili in cui le transizioni ad un livello inferiore sono proibite. La vita media del livello è determinata da collisioni con atomi o ioni del gas e dalla formazione di ioni o dimeri eccitati. Questi ultimi danno luogo ad uno spettro continuo di emissione nel VUV con due componenti associate a transizioni dai livelli vibrazionali di stati molecolari legati allo stato fondamentale repulsivo.

Per i gas nobili l'emissione nel VUV rappresenta il processo dominante e, sebbene sia stato negli ultimi anni argomento di studi approfonditi⁽²⁴⁻²⁶⁾, ancora non se ne comprende in maniera completa la struttura. L'intensità relativa e i tempi di decadimento delle varie componenti dipendono fortemente dalla pressione e dal tipo di gas impiegato. Uno spettro tipico è mostrato in Fig. 6.1⁽²⁷⁾. Si noti che, mentre a pressioni di pochi torr il processo dominante è l'emissione dai livelli risonanti con costanti di tempo di $\sim 7 \mu s$, già ad alcune decine di torr il contributo di emissione nel continuo (tempi di decadimento dell'ordine del μs) diventa confrontabile. A pressioni di alcune centinaia di torr questo secondo processo domina completamente e la costante di tempo si riduce a poche decine di ns.

Per una approfondita trattazione dell'argomento si rimanda agli ottimi articoli di rasse-

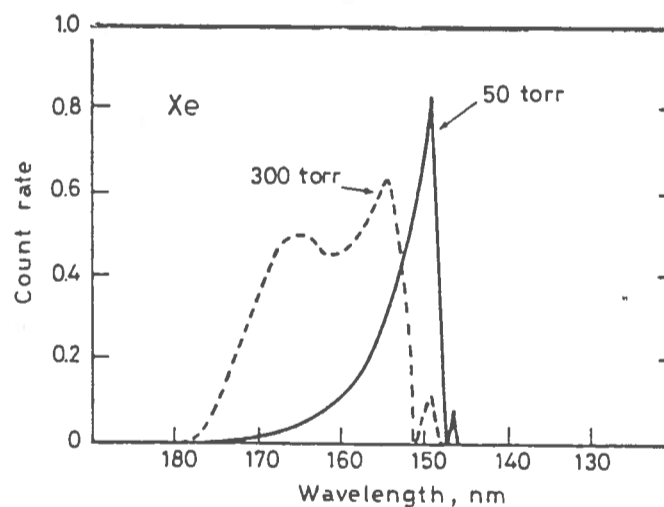


Fig. 6.1. - Spettro di emissione dello Xenon.

gna di A.J.P.L.Policarpo^(28,29) e di G.Charpak⁽³⁰⁾, e alle referenze lì riportate.

Nel seguito l'attenzione verrà concentrata sui risultati ottenuti nell'applicazione di questi rivelatori alla fisica degli ioni pesanti e sugli studi del meccanismo di scintillazione per basse pressioni, cioè fino a poche centinaia di torr, e per particelle altamente ionizzanti.

6.3.- STRUTTURA TEMPORALE DELLA SCINTILLAZIONE

Lavori dettagliati, su diversi gas (Ar, Xe, Ar-N₂) e con diversi fasci di ioni pesanti (¹¹²Xe, ¹³⁶Xe, ²⁰⁸Pb, ²³⁸U a 1.4 MeV/amu e ⁸⁶Kr a 8.6 MeV/amu) e particelle α da 5.48 MeV, sono stati eseguiti negli ultimi anni presso l'acceleratore UNILAC del GSI, allo scopo di studiare il processo di scintillazione nella regione di pressione (20-400 torr) di interesse per la fisica degli ioni pesanti di basse energie (≤ 10 MeV/amu).

Sono state osservate^(16,19) tre diverse componenti nella struttura temporale della scintillazione:

- Scintillazione pronta, con una larghezza temporale di pochi ns, con spettro nella regione del visibile, praticamente indipendente dalla pressione e dal tipo di gas usato. E' questa componente responsabile delle buone proprietà temporali del GSC.
- Una struttura di formazione e decadimento con tempi nell'intervallo tra 10 ed alcune centinaia di ns, con tempi di decadimento inversamente proporzionali alla pressione, attribuita a processi di trasferimento di energia. Lo spettro di emissione è principalmente nella regione dell'UV ($\lambda \leq 200$ nm).
- Decadimento lento, dell'ordine di vari μs, con spettro nell'UV. Per i gas nobili (Ar e Xe) questa componente rappresenta il principale contributo all'ampiezza di impulso luminoso, mentre per piccole concentrazioni di N₂ si osserva un forte effetto di quenching (del 95% per Ar + 10% N₂) anche se i tempi di decadimento risultano ridotti di due ordini di grandezza (Fig. 6.2).

In Fig. 6.3 sono riportate le tracce da oscilloscopio per la componente veloce (a) e per le componenti intermedie (a, b).

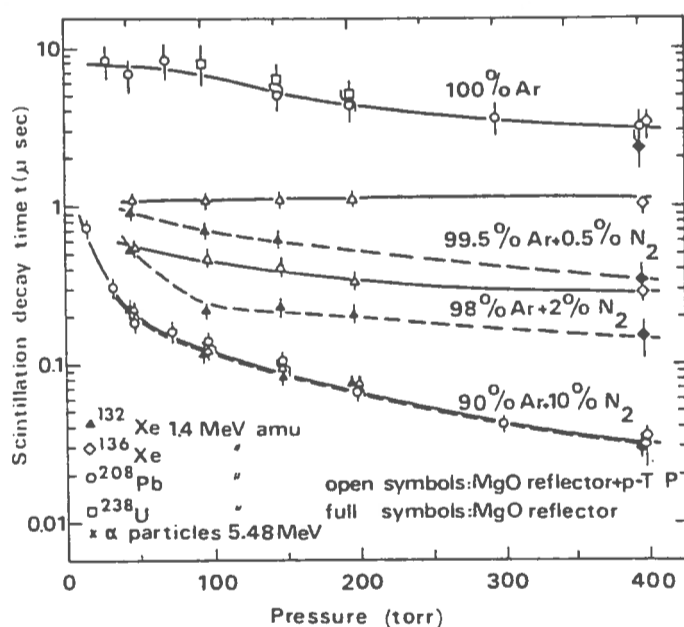


Fig. 6.2. - Tempi di decadimento delle componenti principali della scintillazione in Ar e miscela Ar-N₂ vs pressione del gas⁽¹⁹⁾.

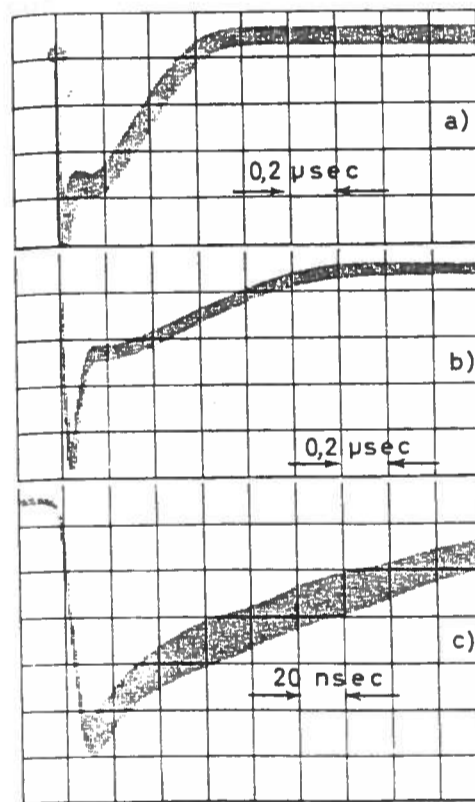


Fig. 6.3. - Segnali veloci prodotti dalla scintillazione nello Xe a pressioni di (a) 300 torr e (b) 150 torr e nell'Ar (c) a 57 torr⁽¹⁶⁾.

6.4.- LINEARITA' DELLA RISPOSTA LUMINOSA

A causa dell'ampio intervallo di masse e cariche nucleari presenti nel canale di uscita di reazioni con ioni pesanti si rende essenziale, per rivelatori dedicati alla identificazione di energia e carica, che l'altezza d'impulso sia lineare con l'energia assorbita e indipendente dalla densità di ionizzazione. I gas nobili, a differenza degli scintillatori plastici e dei semiconduttori, mostrano, al crescere della massa della particella incidente, un aumento dell'ampiezza di impulso (PHE) a parità di energia assorbita. Il PHE, definito come

$$PHE = (A_{HI}/A_{\alpha})/(E_{HI}/E_{\alpha}) - 1$$

con A_{HI} , A_{α} ampiezza degli impulsi relativi a HI e α fermati nel volume di gas e E_{HI} , E_{α} energie delle particelle incidenti corrette per perdita di energia nella finestra del rivelatore, è riportato in Fig.

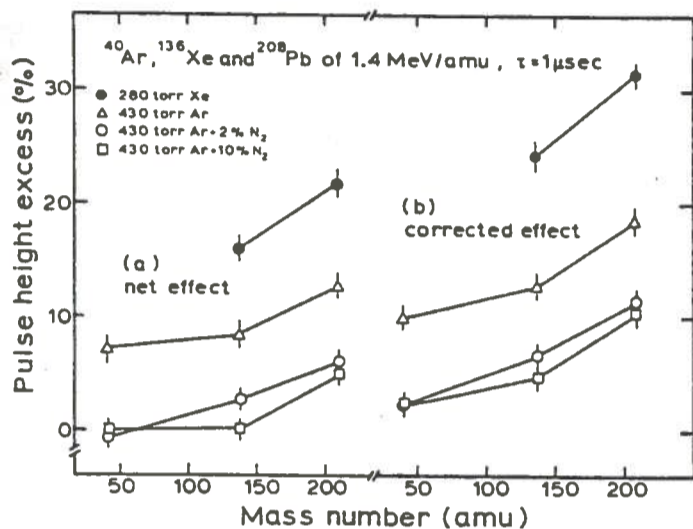


Fig. 6.4. - Eccesso di ampiezza d'impulso (PHE) del gas scintillante per diversi ioni pesanti relativamente a particelle α , in funzione del numero di massa. (a): effetto misurato e (b): corretto per stopping power nucleare e normalizzato a identiche geometrie di raccolta di luce⁽²⁰⁾.

6.4a⁽²⁰⁾ per diversi gas e in un ampio intervallo di masse. In Fig. 6.4b sono riportati i valori corretti per (i) perdita energetica in collisioni nucleari che non contribuiscono al processo di ec-

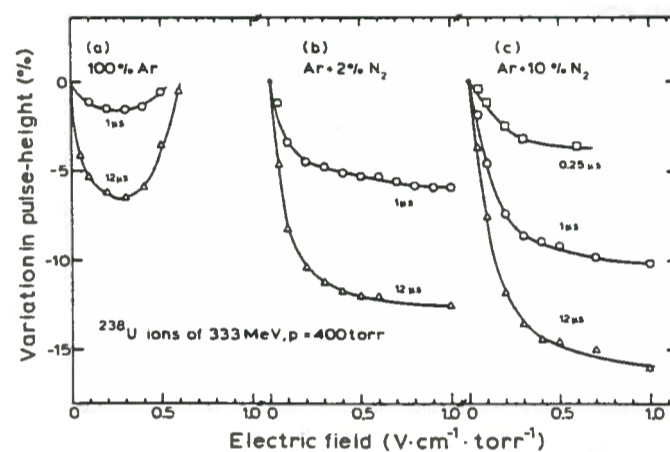


Fig. 6.5. - Effetto del campo elettrico sull'ampiezza della scintillazione in Ar e miscela Ar-N₂, con la costante di tempo τ dell'amplificatore come parametro⁽²⁰⁾.

citazione, e (ii) diversa struttura geometrica della distribuzione spaziale dei centri luminosi. I valori di PHE corretti mostrano per tutti i gas un aumento con la massa. L'intensità di questo effetto varia però fortemente con il tipo di gas usato, risultando inferiore per l'Ar rispetto allo Xe e tendendo a scomparire per miscele di Ar-N₂ superiori al 2%. Per questa miscela e per energie intorno a 1.4 MeV/amu l'intensità luminosa varia linearmente con l'energia in un ampio intervallo di masse 4-200, corrispondenti a variazioni di dE/dx di circa due ordini di grandezza.

Si è anche osservata⁽²⁰⁾ una dipendenza del PHE dalla costante di tempo τ_a dell'amplificatore con una diminuzione del PHE al diminuire di τ_a .

Questa dipendenza è stata attribuita alla presenza nella scintillazione di una componente dovuta a "ricombinazione colonnare" di elettroni e ioni atomici o molecolari, particolarmente favorita ad alte densità di ionizzazione. L'effetto è stato studiato dal Mutterer⁽²⁾ introducendo nel GSC un campo elettrico perpendicolare alla traccia della particella incidente per ottenere una completa separazione tra ioni ed elettroni. In Fig. 6.5 è mostrata l'influenza del campo elettrico ridotto E/p sulla scintillazione in Ar e

miscele di Ar-N₂ per diverse costanti di tempo dell'amplificatore. Per Ar-N₂ l'ampiezza di impulso diminuisce all'aumentare E/p fino ad un valore di saturazione, indicando una completa separazione tra elettroni e ioni. Per l'Ar puro il valore di saturazione non viene raggiunto poichè, già a bassi valori di E/p, si instaura il processo di scintillazione secondaria.

L'effetto di ricombinazione, che costituisce un disturbo della linearità, potrebbe essere d'altra parte utilmente utilizzato per l'identificazione di carica per alti valori di Z. Infatti la yield di ricombinazione per una data pressione è fortemente dipendente dalla carica della particella incidente.

6.5.- RISULTATI DEL GSC NELLA RIVELAZIONE DI IONI PESANTI

I risultati riportati nei due paragrafi precedenti sono stati ottenuti con un semplice rivelatore cilindrico di 80 mm di diametro (Fig. 6.6). La particella carica entra nel volume attivo del gas e provoca scintillazione primaria. L'impulso di luce viene raccolto da un fotomoltiplicatore a finestra di quarzo con diametro della finestra di 40 mm. La raccolta di luce è ottimizzata dall'uso di riflettori di MgO ricoperti da uno strato di 0.5 mg/cm² di p-terphenyl che presenta una alta efficienza di conversione dal VUV al visibile. Nella parte opposta alla finestra di ingresso è montato un rivelatore a silicio a barriera superficiale per la rivelazione dell'energia residua E_R.

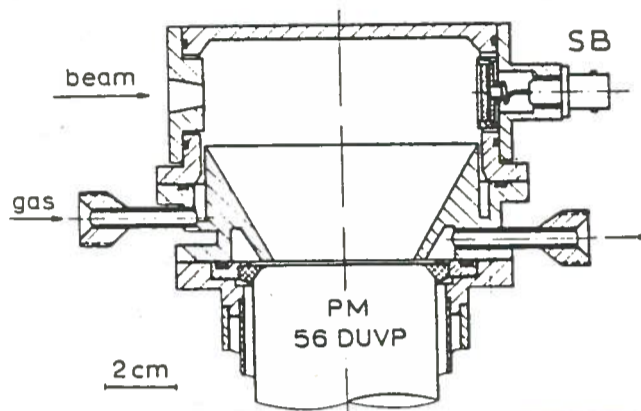


Fig. 6.6. - Rivelatore a gas scintillante (GSC) con incorporato un rivelatore a barriera superficiale (SB) (19).

In Fig. 6.7 sono riportate le risoluzioni in energia ottenute con fascio di ²⁰⁸Pb a 1.4 MeV/amu. La risoluzione temporale di 250 ps, misurata in coincidenza con un rivelatore di start (20), è confrontabile con quella delle camere multiwires a valanga.

Per ioni totalmente assorbiti, da 1.4 MeV/amu, la risoluzione energetica è dell'1.6% per Ar e Xe, e del 2.3% per Ar + 10% N₂ (19). Per assorbimento parziale la risoluzione di ampiezza d'impulso $d(\Delta E) / \Delta E$ tende a peggiorare al diminuire di ΔE , a causa (i) dello scattering ad angoli piccoli nel gas di riempimento, e (ii) dello straggling dovuto alle fluttuazioni degli stati di carica ionica. L'influenza di (i) e il contributo dovuto alla statistica fotonica (δ_{LS}) sommato all'effetto di straggling (δ_{ELS}), riproducono i valori sperimentali di risoluzione in ΔE . Per l'Ar e lo Xe la risoluzione è principalmente dovuta al fenomeno di straggling; se

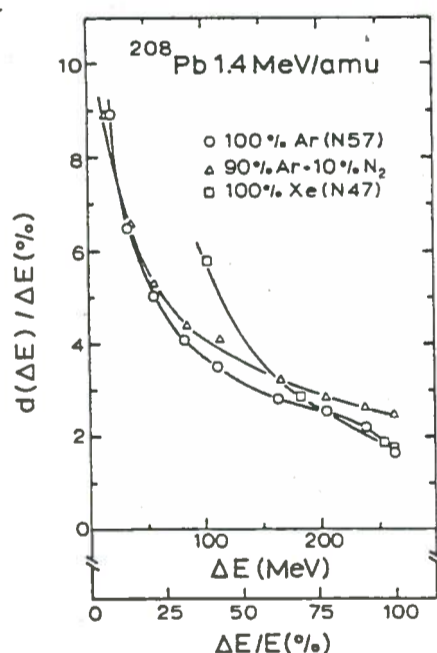


Fig. 6.7. - Risoluzione relativa di ampiezza di impulso (fwhm) del GSC di Fig. 6.6 misurata con ioni ²⁰⁸Pb di 290 MeV vs perdita specifica di energia ΔE nel volume di gas (Ref. (19)).

ne deduce che il GSC fornisce la stessa risoluzione energetica di una camera a ionizzazione. Questa conclusione è confermata dal valore di risoluzione energetica (0.7%) ottenuto per assorbimento totale di ioni di Kr a 8.1 MeV/amu, confrontabile con i valori misurati con camere a ionizzazione.

Con queste possibilità di risoluzione energetica e temporale la risoluzione in massa ottenibile su una base di volo di 4 m è di $\Delta A/A = 1/100$ per l'energia di 30 MeV/amu. L'identificazione di carica, con il metodo $\Delta E/E$ (ΔE misurato nel GSC e E_R nel silicio a barriera superficiale), ha una risoluzione $\Delta Z/Z = 1/90$, misurata con fasci di Kr.

È altresì importante sottolineare che questi risultati sono stati ottenuti in condizioni ottimali di raccolta uniforme di luce e con un fascio di particelle ben localizzato. Nella costruzione di rivelatori di grande area la raccolta di luce può presentare difficoltà notevoli. In tal caso particolare attenzione deve essere dedicata alla scelta delle guide di luce. Un'alternativa per la correzione degli effetti geometrici nella raccolta di luce è rappresentata dalla misura delle posizioni delle tracce delle particelle incidenti.

6.6.- CAMERA A DERIVA A GAS SCINTILLANTE IN COMBINAZIONE CON GSC

Una delle principali ragioni del ritardo manifestato dalle tecniche di rivelazione con informazione fotonica, rispetto a quelle dedicate alla raccolta di carica (camera a ionizzazione, camera a deriva, rivelatore a valanga) è che gli elettroni possono essere completamente raccolti in maniera ben localizzata, a differenza della raccolta di luce più inefficiente, costosa e che presenta difficoltà di localizzazione della posizione del centro scintillante.

Una soluzione semplice a quest'ultimo problema è data da un rivelatore ibrido (camera di deriva a scintillazione) che utilizzi sia l'informazione fotonica che quella di carica per la determinazione delle due coordinate x, y . L'informazione di posizione è ricavata misurando il tempo di deriva degli elettroni liberati dalla ionizzazione tramite il ritardo temporale tra il flash di scintillazione primaria prodotto dalla particella incidente ed il flash di scintillazione secondaria prodotto dagli elettroni di ionizzazione quando raggiungono la regione ad alto campo elettrico tra due elettrodi posti alla fine della regione di deriva. Camere basate su questo principio sono state per la prima volta utilizzate^(13,14,28) per la rivelazione di particelle α e raggi X. Recentemente l'applicazione è stata estesa alla rivelazione di ioni pesanti⁽¹⁷⁾.

In Fig. 6.8 è mostrato tale rivelatore gassoso a scintillazione multiparametrico realizzato con un GSC in combinazione con una piccola camera a deriva incorporata nella parte anteriore. La regione attiva del GSC non è disturbata dalla gabbia della camera a deriva ed il suo principio di funzionamento è analogo a quello descritto nel paragrafo precedente. Il segnale prodotto dalla scintillazione primaria stabilisce l'energia dell'ione incidente. La

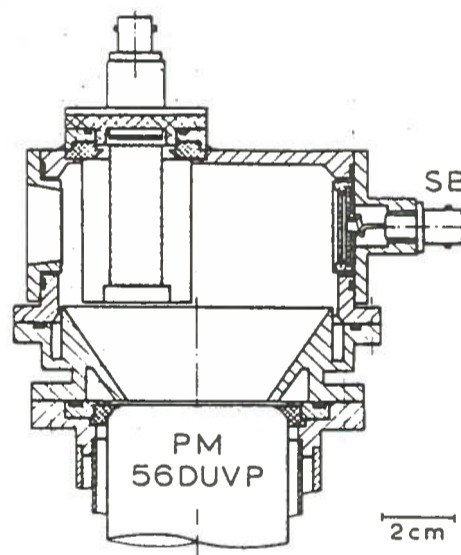


Fig. 6.8. - Prototipo di rivelatore a telescopio $\Delta E - E - t$. Una camera a deriva a gas scintillante per la misura di ΔE e della posizione è incorporata in un GSC, il quale misura E e t (Ref. (2)).

camera a deriva determina la perdita di energia ΔE e la posizione della particella incidente. La coordinata x è misurata dal ritardo tra scintillazione primaria e scintillazione secondaria e corrisponde al tempo di deriva degli elettroni. La coordinata y è invece misurata con il metodo della divisione di carica applicato alla carica raccolta alla fine dello spazio di deriva.

Poiché il rivelatore sfrutta sia la scintillazione che il moto di deriva degli elettroni, il gas deve soddisfare alle seguenti proprietà: (i) ragionevole velocità di deriva, (ii) costanti di decadimento piccole, (iii) alta efficienza di scintillazione. Con i gas nobili solo la condizione (iii) è pienamente soddisfatta, mentre la velocità di deriva è bassa e i tempi di decadimento della componente principale della scintillazione sono lenti a basse pressioni, il che causa seri problemi di pile-up. La miscela di Ar-N₂ ha un'emissione luminosa inferiore, ma più rapida e con una migliore linearità di ampiezza di impulso in funzione dell'energia depositata. Inoltre la velocità di deriva risulta di circa un'ordine di grandezza più elevata di quella dell'Ar.

Le risoluzioni spaziali, ottenute operando la camera con Ar + 10%N₂ ad una pressione di 150 torr e con un collimatore con fori da 0.2 mm di diametro e 5 mm di separazione, sono $\Delta x = 0.5$ mm e $\Delta y = 0.3$ mm. Δy risulta praticamente indipendente dalla pressione, distanza e velocità di deriva. Viceversa, per basse pressioni (50 e 100 torr) e/o bassi campi elettrici applicati, si nota un peggioramento in Δx ed una dipendenza dalla distanza di deriva dovuta probabilmente ad effetti geometrici della raccolta di luce sulla risoluzione temporale della scintillazione primaria.

Un secondo esempio di rivelatore ibrido è la camera a ionizzazione a campo trasverso di concezione tradizionale che usa come gas ionizzante un gas nobile, o una miscela, e l'impulso di luce come segnale temporale per coincidenze veloci. I primi risultati ottenuti dal gruppo di Manduchi⁽³¹⁾ con frammenti di fissione da sorgente di ²⁵²Cf confermano le buone prestazioni temporali ($\Delta t \leq 500$ ps) dei rivelatori a scintillazione.

6.7.- RIVELATORI A FOTOIONIZZAZIONE

La maggior parte delle applicazioni con rivelatori a gas scintillante utilizza come metodo di rivelazione della radiazione UV la conversione nell'intervallo di massima sensibilità dei fotomoltiplicatori (PM). Ciò costituisce uno dei principali svantaggi in questo tipo di applicazioni, sia per i suoi costi e per problemi di stabilità dei PM, sia per il basso valore di efficienza quantica (= 20%) ottenibile praticamente. Un'alternativa è rappresentata dalla rivelazione dell'UV tramite le coppie ioniche create dall'effetto fotoelettrico in particolari gas o vapori e la successiva raccolta degli elettroni in camera a fili tradizionali (MWPC). Questo tipo di rivelatore, noto come rivelatore a fotoionizzazione (PID)^(33,33), può essere facilmente accoppiato ad un DSC o GSPC, senza deteriorarne la buona risoluzione energetica, a condizione di ottenere un'efficiente trasferimento di fotoni tra i due elementi. Rivelatori multipli di questo tipo, detti PIPS (Photo-Ionization Proportional Scintillation counter), hanno trovato largo impiego in astronomia a raggi X^(34,35) per le loro eccellenti risoluzioni energetiche e di posizione, ottenibili anche con moduli di larga area.

In Fig. 6.9 è mostrato lo schema di un PIPS^(36,23) operato a gas di Kr. La particella viene fermata nella regione 1 e gli elettroni di ionizzazione sono successivamente accelerati nella regione 2 producendo scintillazione secondaria. L'emissione UV attraversa la finestra di LiF, la cui trasparenza è del 48% per radiazione di lunghezza d'onda $\lambda = 150$ nm corrispondente al picco di emissione del Kr. Gli elettroni di fotoconversione nel gas PID (miscela di Ar, CH₄ e TEA) vengono rivelati con metodi tradizionali

(MWPC o Multi-anode proportional counter).

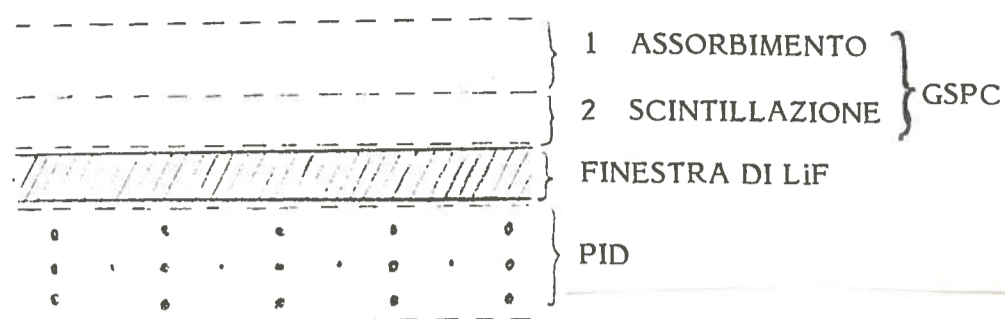


Fig. 6.9. - Schema di un GSPC accoppiato ad un PID.

Ciò che ha reso possibile l'uso dei PID è l'esistenza di sostanze con basso potenziale di ionizzazione ed alta efficienza quantica per la rivelazione dell'UV. Tra queste il TMAE e il TEA con potenziali di ionizzazione, di 5.4 eV e 7.6 eV rispettivamente⁽³⁷⁾, i più bassi fino ad ora conosciuti per i composti organici. Inoltre la sezione d'urto di fotoionizzazione raggiunge un valore di saturazione nella regione del picco di emissione dello Xe ($\lambda = 170$ nm). Queste proprietà del TMAE, accoppiate alla buona trasparenza dei fluoridi (LiF, MgF₂, CaF₂, BaF₂) nella regione dell'UV, apre interessanti prospettive per la messa a punto di rivelatori multiparametrici ΔE , E, t e posizione, di larga area e basso costo anche nella rivelazione di ioni pesanti.

Non va comunque dimenticato che lo studio di questi composti organici è ancora allo stato iniziale e notevoli sono i problemi da superare. Tra questi la bassa tensione di vapore (0.01 torr e 0.9 torr rispettivamente a 30°C e 59°C) e l'alta reattività con l'ossigeno e con molti materiali organici quali Viton O-rings e grasso da vuoto.

6.8.- CONCLUSIONI

Negli ultimi anni la ricerca sui rivelatori a gas scintillante ha subito una ripresa notevole. Il principale campo di applicazione è stato la rivelazione di particelle a bassa ionizzazione (raggi X). Di conseguenza si è avuto un forte miglioramento tecnologico ed un approfondimento della conoscenza del meccanismo di emissione di luce per condizioni di pressione dei gas e di configurazioni dei campi elettrici (GSPC) non di immediato interesse per la rivelazione di ioni pesanti.

Le più recenti applicazioni alla fisica degli ioni pesanti hanno messo in evidenza ottime potenzialità dei rivelatori a gas scintillante nell'identificazione di particelle altamente ionizzanti. Le più importanti caratteristiche possono essere riassunte in:

- a) buona linearità e risoluzione energetica in un ampio intervallo di energia e di perdita specifica di energia, confrontabili con i valori misurati con camere a ionizzazione;
- b) ottime caratteristiche temporali, con risoluzioni di ~ 250 ps, paragonabili solo a quelle ottenibili da rivelatori a valanga;
- c) risoluzioni spaziali molto buone quando operanti in combinazione con rivelatori a deriva o a fotoionizzazione;
- d) largo range dinamico e controllo del potere frenante ottenuto variando la pressione;
- e) assenza di danneggiamento dovuto alle radiazioni.

Va rimarcato che la buona risposta temporale combinata con quella energetica lascia intravedere la possibilità di mettere a punto rivelatori multiparametrici per l'identificazione simultanea di E, A e Z con valori di risoluzione confrontabili a quelli ottenuti dalle camere a ionizzazione (E,Z) e dai rivelatori a valanga (A).

La combinazione di GSC con camere a deriva a scintillazione o con PID, permette altresì un'ottima informazione sulle coordinate spaziali, indispensabile ai fini dell'utilizzo di rivelatori a larga area. A questo proposito non va dimenticato che i risultati ottenuti fino ad oggi nell'applicazione di questo tipo di rivelatori alla fisica degli ioni pesanti, sono relativi a sistemi di piccole dimensioni e con condizioni ottimali di raccolta di luce. D'altra parte la ricerca in direzione dei metodi alternativi di raccolta di luce, foto-diodi e gas fotoionizzanti, solo recentemente avviata, ha ottenuto risultati estremamente promettenti nel funzionamento di GSPC a larga area.

Di non secondaria importanza, a questo livello di sviluppo del settore, è l'approfondimento delle conoscenze del meccanismo di scintillazione, delle proprietà dei gas, quali densità, velocità di deriva, effetti di ricombinazione, e lo studio della scintillazione nelle fasi liquide e solide.

REFERENZE

- (1) - E.M.Baker and B.M.Tolbert, Rev. Sci. Instr. 25, 1218 (1954).
- (2) - R.A.Nobles, Rev. Sci. Instr. 27, 280 (1956).
- (3) - A.Sayers and C.S.Wu, Rev. Sci. Instr. 28, 758 (1957).
- (4) - J.A.Northrop et al., Nuclear Instr. and Meth. 3, 207 (1958).
- (5) - A.Policarpo et al., Nuclear Instr. and Meth. 58, 151 (1968).
- (6) - C.A.N.Conde and A.Policarpo, Nuclear Instr. and Meth. 53, 7 (1976).
- (7) - A.Policarpo et al., Nuclear Instr. and Meth. 96, 487 (1971).
- (8) - A.Policarpo et al., Nuclear Instr. and Meth. 102, 337 (1972).
- (9) - J.Davelaar et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 196 (1980).
- (10) - T.T.Hamilton et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 190 (1980).
- (11) - G.Manzo et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 204 (1980).
- (12) - H.Inoue et al., Nuclear Instr. and Meth. 196, 69 (1982).
- (13) - G.Charpak et al., Nuclear Instr. and Meth. 126, 381 (1975).
- (14) - G.Charpak et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23, 202 (1976).
- (15) - F.Sauli, Nuclear Instr. and Meth. 156, 147 (1978).
- (16) - M.Mutterer et al., Nuclear Instr. and Meth. 144, 159 (1977).
- (17) - K.P.Schelhaas et al., Nuclear Instr. and Meth. 154, 245 (1978).
- (18) - J.C.Van Standen et al., Nuclear Instr. and Meth. 157, 301 (1978).
- (19) - M.Mutterer et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 382 (1979).
- (20) - M.Mutterer et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 184 (1980); M.Mutterer, Nuclear Instr. and Meth. 196, 280 (1982).
- (21) - J.Kuzminski et al., Nuclear Instr. and Meth. 217, 449 (1983).
- (22) - R.D.Andersen et al., Nuclear Instr. and Meth. 140, 371 (1977).
- (23) - F.M.Alegria et al., Nuclear Instr. and Meth. 176, 473 (1980).
- (24) - H.A.Koehler et al., Phys. Rev. A9, 768 (1974).
- (25) - J.W.Keto et al., Phys. Rev. Letters 23, 1365 (1974).
- (26) - P.K.Leichner et al., Phys. Rev. A13, 1787 (1976).
- (27) - G.S.Hurst and Klots, Adv. in Rad. Chem. 5, 1 (1976).
- (28) - A.Policarpo, Space Sci. Instr. 3, 77 (1977).
- (29) - A.Policarpo, Physica Scripta 23, 539 (1981).
- (30) - G.Charpak, Report CERN-EP/81-07 (1981).
- (31) - C.Manduchi et al., Nuclear Instr. and Meth. 201, 371 (1982).
- (32) - A.Policarpo, Nuclear Instr. and Meth. 153, 389 (1978).
- (33) - A.Policarpo, Nuclear Instr. and Meth. 196, 53 (1982).
- (34) - W.H.M.Ku et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28, 63 (1981).
- (35) - W.H.M.Ku et al., Nuclear Instr. and Meth. 196, 63 (1982).
- (36) - G.Charpak et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27, 212 (1980).
- (37) - D.F.Anderson, Nuclear Instr. and Meth. 178, 125 (1980).
- (38) - H.E.Palmer and L.A.Braby, Nuclear Instr. and Meth. 116, 587 (1974).

7.- RIVELATORI A MICRO-CHANNEL-PLATES

7.1.- INTRODUZIONE

I Micro-Channel-Plates (MCP) sono dispositivi costituiti da una matrice di moltiplicatori di elettroni miniaturizzati⁽¹⁾. Si presentano come una pasticca di vetro ($d = 3-5$ cm, spessore ~ 1 mm) attraversata da piccoli canali paralleli (Fig. 7.1). Ogni canale ha diametro tipico di $10-100 \mu\text{m}$ e sono presenti 10 ($\text{epx}4$)- 10 ($\text{epx}7$) canali per ogni dispositivo. Sulla faccia superiore e quella inferiore sono depositati due strati conduttori che collegano in parallelo le estremità dei canali e costituiscono gli elettrodi; mentre i canali stessi, sono trattati in modo da avere le pareti ricoperte di materiale semiconduttore ad alta emissione secondaria. Una volta applicata tensione agli elettrodi, un elettrone che colpisce la parete di un canale con energia tale da provocare la produzione di elettroni secondari (energia ottimale 400 eV), dà origine ad una valanga all'interno del canale che si comporta come un dinodo continuo.

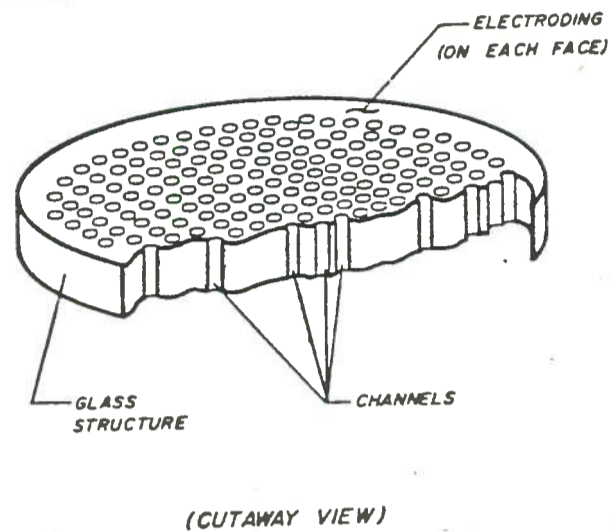


Fig. 7.1. - Pasticca di Micro-Channel-Plate.

Con questo dispositivo si possono ottenere amplificazioni di ~ 10 ($\text{exp}4$) con risoluzioni temporali intrinseche minori di 100 ps. Il guadagno è limitato dall'effetto di feedback di ioni positivi.

Sono stati sviluppati agli inizi degli anni '60 come intensificatori di immagine⁽²⁾. Per le loro ottime qualità di amplificazione e temporali dal 1975⁽³⁾ sono utilizzati in misure di fisica nucleare. L'uso principale è come rivelatori di elettroni secondari in dispositivi di timing rapido. Le particelle da rivelare attraversano un foglio di carbonio ($10-20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) estraendo elettroni secondari che vengono accelerati verso il MCP e, amplificati, forniscono il segnale di timing.

La tecnologia di produzione dei MCP è illustrata in maniera esauriente in Ref.(4) e consiste essenzialmente in una tecnica di estrusione di particolari fibre di vetro seguita da un processo di taglio, pulitura ed etching per la produzione dei dischi e la creazione dei canali. La superficie attiva, rappresentata dai fori, è circa il 50-60% di quella totale. Sono forniti anche in geometrie diverse da quella circolare, per esempio in forma rettangolare con superficie di $\sim 20 \text{ cm}^2$.

7.2.- FEEDBACK IONICO E SATURAZIONE DI CARICA

Il guadagno tipico per MCP con canali dritti è 10 ($\text{exp}3$)- 10 ($\text{exp}5$). Infatti a questi valori si evidenzia il feedback ionico, dovuto al ritorno di ioni positivi verso l'ingresso. Tali ioni sono prodotti dalla collisione degli elettroni con le molecole presenti nei canali per deassorbimento dalle pareti e come residui della pressione ambientale se superiore a 10 ($\text{exp}-6$) torr. Negli urti contro le pareti questi ioni producono al

tri elettroni e, se riescono a raggiungere la zona di ingresso del canale, si ha una situazione di mantenimento della scarica che preclude il funzionamento del dispositivo. Questo effetto può essere eliminato curvando i canali in modo da evitare che gli ioni raggiungano l'ingresso. Poichè è difficile ottenere MCP a canali curvi^(5,6), è entrato nell'uso comune un particolare tipo di montaggio, a CHEVRON⁽⁷⁾, che accoppia due MCP a canali diritti ma con un angolo di 8-15 gradi rispetto ai piani degli elettrodi, ottenendo un dispositivo ad alto guadagno e libero da effetti di feedback ionico (Fig. 7.2).

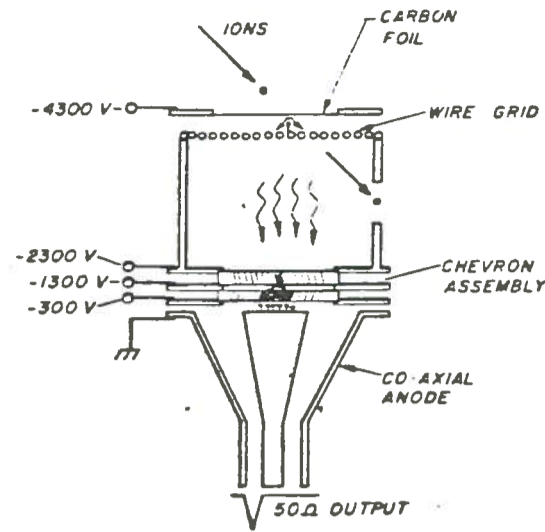


Fig. 7.2. - Montaggio Chevron con raccolta diretta degli elettroni secondari.

7.3.- CARATTERISTICHE

7.3.1.- Efficienza

Per determinare l'efficienza alla rivelazione di particelle di dispositivi a MCP, è necessario considerare il numero di elettroni secondari estratti dal foglietto di carbonio⁽⁸⁾. Efficienze del 100% sono tipiche per frammenti di fissione (^{252}Cf) che producono qualche centinaio di elettroni attraversando $10\text{-}20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di carbonio, mentre per particelle alfa di 5 MeV, che producono solo 5-10 elettroni, si ha una efficienza del 50-60%⁽⁹⁾.

7.3.2.- Capacità di discriminazione

Il diverso numero di elettroni secondari estratti dal foglio di carbonio è legato allo stopping power delle particelle incidenti⁽¹⁰⁾. E' quindi possibile utilizzare l'impulso di uscita del MCP, proporzionale al numero di elettroni che hanno colpito la superficie, per discriminare in maniera grossolana fra particelle con differente stopping power. E' possibile, per esempio, separare nella sorgente ^{252}Cf le particelle alfa dai frammenti di fissione⁽¹¹⁾.

7.3.3.- Tempo morto

Il tempo morto per ogni canale è di circa $10(\text{exp}-2)$ sec e può essere calcolato considerando il MCP come un condensatore che deve essere ricaricato dopo ogni impulso attraverso la resistenza del canale. Considerando $C = 7.4 \times 10^{-17}$ F ed $R = 2.75 \times 10^{14} \Omega$ si ha $\tau = RC = 20 \text{ ms}$ ^(12,13).

Il tempo morto effettivo per un dispositivo a chevron, calcolato considerando il numero di canali disponibili ($10(\text{exp}4)\text{-}10(\text{exp}5)$ canali/ cm^2) e il numero di canali interessati ad ogni evento (100-1000), è di circa $10(\text{exp}-5)\text{sec}/\text{cm}^2$. Si possono quindi raggiungere frequenze di 10-100 KHz/ cm^2 senza perdita nelle caratteristiche di guadagno e temporali.

7.3.4.- Risoluzione temporale

La risoluzione con cui può essere misurato il tempo dell'eccitazione iniziale è legato al "jitter" del tempo di transito della valanga all'interno del canale. Una misura di questa risoluzione è stata eseguita usando un fotomoltiplicatore a MCP⁽¹⁴⁾ e tecniche di ottica pulsata. Si sono ottenuti impulsi con tempi di salita di 640 ps e risoluzioni di 200 ps per un singolo fotoelettrone e 65 ps per 1000 fotoelettroni incidenti.

Per quanto riguarda le applicazioni in fisica nucleare a questa risoluzione intrinseca deve sommarsi il "jitter" dovuto al trasporto degli elettroni dal foglietto di carbonio alla superficie del MCP. Risoluzioni tipiche di 100-200 ps sono state ottenute con telescopi a tempo-di-volo a MCP, per particelle alfa 1.5 MeV/amu⁽¹⁵⁾, 40 Ar 4.8 MeV/amu⁽¹⁶⁾, 12 C 2.1 GeV/amu⁽¹⁷⁾.

7.3.5.- Risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale intrinseca è limitata dalle dimensioni e spaziatura dei canali ed è di $\sim 20 \mu\text{m}$. Nel caso però che più canali rispondano contemporaneamente non è più possibile questa risoluzione. Considerando una configurazione a chevron si ha che nel secondo MCP possono essere interessati contemporaneamente anche diverse migliaia di canali ($1-2 \text{ mm}^2$) per cui la risoluzione spaziale risulta di $\sim 1 \text{ mm}$. Valori su questo ordine di grandezza sono stati ottenuti sperimentalmente in Refs.(18,19).

7.3.6.- Tempi di vita

La vita di un MCP è determinata dal degrado del coefficiente di emissione secondaria delle pareti soprattutto nella zona di alto guadagno del canale. Questo porta ad una diminuzione del guadagno in funzione dei conteggi accumulati. Utilizzando MCP a canali curvi si è osservato un peggioramento del 20% nel guadagno dopo 2×10^{10} conteggi/mm²⁽⁵⁾. Questo significa che si potrebbe lavorare per 7-8 mesi con frequenze di 100 KHz/cm² prima di osservare questo peggioramento, non ancora critico per il dispositivo.

7.3.7.- Immunità al campo magnetico

Date le piccole dimensioni e l'elevato campo elettrico di lavoro gli MCP hanno un buon grado di immunità al campo magnetico. Questo è stato dimostrato utilizzando fotomoltiplicatori a MCP (LEP HP 350) in campi magnetici di 2 kG assiali e 700 G trasversali⁽²⁰⁾ senza un apprezzabile degrado delle caratteristiche.

7.4.- APPARATI A MCP

Un apparato abbastanza semplice (Fig. 7.1) è quello in cui il foglio per l'emissione degli elettroni secondari è inclinato di 45 gradi rispetto alla traiettoria delle particelle cariche da rivelare e gli elettroni sono direttamente accelerati verso il MCP posto parallelo al foglio⁽¹⁵⁾.

Un altro sistema ha il foglio montato perpendicolarmente al percorso delle particelle da rivelare; MCP ed anodo presentano un foro centrale attraverso cui passa il fascio^(11,21).

Nei casi in cui foglio e MCP non sono paralleli è necessario assicurare un trasporto isocrono degli elettroni al fine di ottimizzare la risoluzione temporale. I sistemi che seguono, pur essendo più complessi rispetto al precedente, presentano il vantaggio di poter coprire angoli solidi maggiori senza perdita

nella risoluzione temporale. In un caso^(22,16,23) gli elettroni sono accelerati con una griglia posta di fronte al foglio e deflessi, per mezzo di un campo magnetico, sul MCP posto a 180 gradi rispetto al foglio. Un altro sistema ha il MCP a 90 gradi rispetto al foglio e gli elettroni, accelerati come nel caso precedente, sono deflessi con uno specchio elettrostatico realizzato con due griglie fra loro parallele e a 45 gradi rispetto al foglio e al MCP^(12,24,9) (Fig. 7.3).

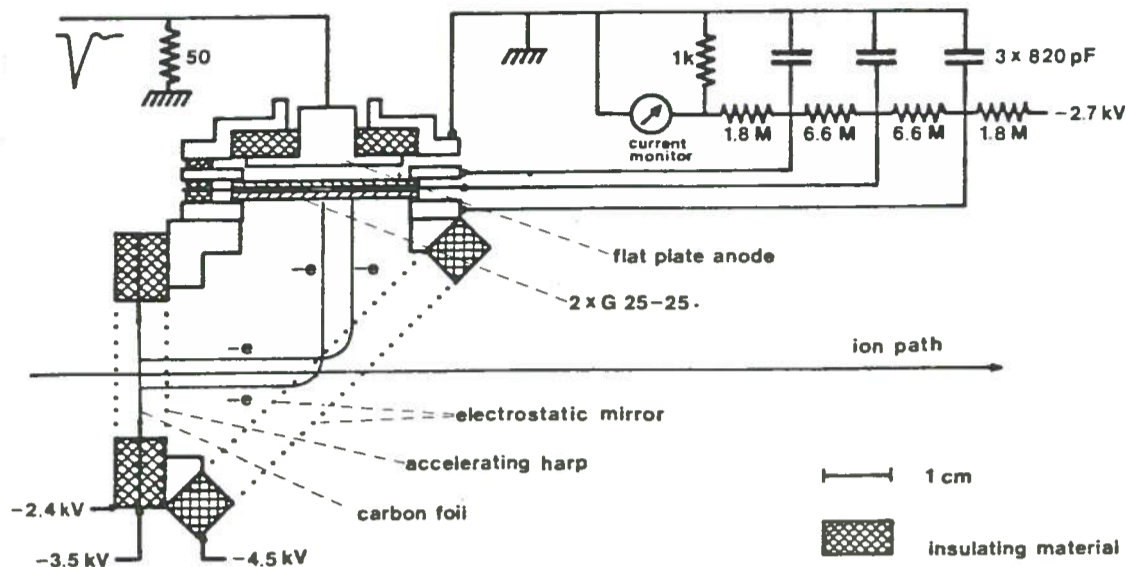


Fig. 7.3. - Rivelatore a MCP con montaggio Chevron e specchio elettrostatico.

Vi sono però indicazioni sperimentali che piccole disomogeneità di campo legate alle griglie di accelerazione deteriorano la risoluzione temporale di un sistema deflettente⁽²⁵⁾; inoltre, l'uso di griglie sul percorso degli ioni, riduce la trasmissione geometrica (1-2%) e introduce, per una piccola frazione degli ioni rivelati, una perdita di energia incontrollabile che non può essere discriminata dalle perdite di energia dovute ai processi nucleari. L'uso di griglie può essere eliminato introducendo un campo magnetico e un campo elettrico ortogonali^(25,18). Trascurando le velocità iniziali, le traiettorie degli elettroni sono delle cicloidi che determinano un trasporto isocrono e una immagine 1:1 sul MCP, nel caso di deflessione a 180 gradi.

7.5.- APPLICAZIONI AL CS

Anche per le misure con il CS l'uso dei MCP riguarda la realizzazione di sistemi di timing per spettrometria ad alta risoluzione con angolo solido di qualche msr e risoluzioni minori di 100 psec. Questi sistemi presentano il vantaggio di introdurre solo una piccola quantità di materiale sul percorso degli ioni (10-20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ di C) e di poter essere resi sensibili alla posizione, ricavando informazioni per la correzione del percorso di volo. Sono apparati di uso semplice e non soffrono di danneggiamento per radiazioni. La parte più delicata è il foglietto di carbonio che, però, può essere sostituito con fogli di polipropilene (25-30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) molto più resistenti alle sollecitazioni meccaniche. Non possono essere posizionati troppo vicini alla targhetta (almeno 5-10 cm) se non si vuole incorrere in pesanti schermature dagli elettroni e dai raggi X emessi da quest'ultima (efficienza ai raggi X = 1-10% per energie di 300 KeV-300eV). Una schermatura è in ogni caso consigliabile anche per evitare che i segnali rapidi del MCP causino se-

gnali spuri nei rivelatori vicini.

Il vuoto di lavoro deve essere migliore di $10(\text{exp}-6)$ torr se si vuole operare con il massimo guadagno. L'elettronica è di tipo standard ed il costo di realizzazione è contenuto (2-3 ML).

L'uso di questi rivelatori per esperimenti con ioni pesanti di alta energia è descritto in Ref.(17). E' stata ottenuta una risoluzione di 160 psec per un spettrometro a tempo di volo con due sistemi a MCP, rivelando ioni C(6+) da 2.1 GeV/A (Bevatron LBL, Berkeley). A queste energie diventa molto critica la scelta del foglio per l'emissione degli elettroni secondari: 1 mg/cm² di Pt emettono ~ 4 elettroni per ogni particella incidente mentre 20 µg/cm² di carbonio emettono meno di 1 elettrone per ogni 5 particelle⁽¹⁷⁾. Alle energie del CS non si raggiungono ancora questi limiti ma va di volta in volta, considerato questo problema in relazione al tipo ed energia delle particelle che si vogliono rivelare.

REFERENZE

- (1) - J.L. Wiza, Nuclear Instr. and Meth. 162, 587 (1979).
- (2) - G.K.Godrich and W.C.Wiley, Rev. Sci. Instr. 33, 761 (1962).
- (3) - M.I.Green et al., Nuclear Instr. and Meth. 126, 175 (1975).
- (4) - D.Washington et al., Acta Electronica 14, 19 (1971).
- (5) - J.G.Timothy and R.L.Bybee, Rev. Sci. Instr. 48, 202 (1977).
- (6) - P.Henkel et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25, 548 (1978).
- (7) - W.B.Colson et al., Rev. Sci. Instr. 44, 1694 (1973).
- (8) - A.Pantaleo et al., in corso di pubblicazione.
- (9) - W.Starzecki et al., Nuclear Instr. and Meth. 193, 499 (1982).
- (10) - H.G.Clerc et al., Nuclear Instr. and Meth. 113, 325 (1973).
- (11) - E.Weissenberger et al., Nuclear Instr. and Meth. 163, 359 (1979).
- (12) - C.Loty, Acta Electronica 14, 107 (1971).
- (13) - A.Seko and H.Koayashi, Rev. Sci. Instr. 44, 400 (1973).
- (14) - B.Lescovar and C.C.Lo, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25, 582 (1978).
- (15) - J.Girard and M.Bolore, Nuclear Instr. and Meth. 140, 279 (1977).
- (16) - R.E.Renfordt et al., Nuclear Instr. and Meth. 185, 157 (1981).
- (17) - G.Gabor et al., Nuclear Instr. and Meth. 130, 65 (1975).
- (18) - T.Odenweller et al., Nuclear Instr. and Meth. 198, 263 (1982).
- (19) - F.Busch et al., Nuclear Instr. and Meth. 171, 71 (1980).
- (20) - C.C.Lo et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24, 302 (1977).
- (21) - Oed, Nuclear Instr. and Meth. 179, 265 (1980).
- (22) - A.M.Zebelman et al., Nuclear Instr. and Meth. 141, 439 (1977).
- (23) - H.Ikezoe et al., Nuclear Instr. and Meth. 190, 515 (1981).
- (24) - P.Boccaccio et al., Nuovo Cimento 71A, 420 (1982).
- (25) - J.D.Howman and R.H.Heffner, Nuclear Instr. and Meth. 148, 503 (1979).

8.- RIVELATORI PER NEUTRONI

8.1.- INTRODUZIONE

I neutroni emergenti dalle reazioni indotte dagli ioni accelerati al CS hanno energie fino a 250 MeV (vedi Cap. 1) e molteplicità anche molto elevate (fino a 30 o 40).

In relazione alla particolare problematica fisica, ci può essere interesse a misurarne gli spettri di livelli distinti, gli spettri continui, la molteplicità media o la distribuzione di molteplicità.

La spettrometria di livelli distinti è essenziale per lo studio delle "strength" di livelli 1^+ (eccitazioni alla Gamow-Teller)^(1,2) che permette di descrivere gli operatori delle transizioni di spin-isospin e di porre importanti vincoli alla componente isovettoriale della parte dipendente dallo spin della interazione residua nucleone-nucleone dei nuclei.

D'altra parte la misura di spettri continui di particelle leggere può dare informazioni sulla evoluzione del meccanismo di reazione al variare dell'energia⁽³⁾. Particolarmente utili risultano gli spettri dei neutroni emessi, che non sono distorti dal campo coulombiano nella loro distribuzione energetica ed angolare^(4,5). Ad energie minori di 4 MeV/amu l'emissione di neutroni è in accordo con il modello statistico⁽⁶⁾, ma ad energie più elevate appaiono nello spettro componenti di non-equilibrio^(7,8) che hanno sollecitato diverse proposte per il meccanismo di reazione. Fra queste, il modello del momento angolare critico generalizzato⁽⁹⁾, l'emissione da "precompound" ed "hot spots"^(10,12), il "Fermi jet" e l'emissione pronta di particelle⁽¹³⁻¹⁵⁾.

Per quanto riguarda le misure di molteplicità, il numero di neutroni emessi è proporzionale, in prima approssimazione, alla energia dissipata nell'eccitazione dei nuclei interagenti e permette così di discriminare tra differenti meccanismi di reazione con diverso grado di anelasticità⁽¹⁶⁾.

Per ioni pesanti di alta energia, per di più, la sezione d'urto totale di reazione è identificabile, con buona approssimazione, con quella relativa ai canali emittenti neutroni^(17,18). Infine, il numero dei neutroni emessi può essere usato per selezionare particolari bande di momento angolare⁽¹⁹⁾ o specifici canali di reazione in transizioni rare^(20,21).

Per i neutroni con energia fino a 250 MeV i rivelatori più utilizzati sono gli scintillatori organici⁽²²⁾ e la tecnica spettrometrica che meglio ne sfrutta le caratteristiche è la spettrometria a tempo di volo (TOF)⁽²³⁾. Per le generalità sugli scintillatori si rimanda al Cap. 3, mentre nel seguito sono richiamati alcuni concetti alla base dell'impiego degli scintillatori organici e della tecnica del TOF in spettrometria neutronica. Vengono inoltre schematizzate le caratteristiche principali dei rivelatori di neutroni richiesti per i vari esperimenti, le attrezzature di cui necessitano in laboratorio, le caratteristiche irrinunciabili dei fasci e della logistica delle sale sperimentali.

8.2.- SPETTROMETRIA DEI NEUTRONI VELOCI

I neutroni veloci si rivelano con scintillatori organici liquidi e plastici⁽²²⁾ che assicurano circa l'1% di efficienza intrinseca per ogni cm di spessore sensibile tra 100 e 200 MeV (plastici) e tra il 2% ed il 4% per cm ad energie tra i 10 ed i 20 MeV (liquidi), con soglie basse rispetto alle energie in interesse⁽²⁴⁻²⁹⁾.

Per la spettrometria si fa uso della tecnica TOF⁽²³⁾ che si avvantaggia della rapidità del tempo di salita dell'impulso. Impiegando questa tecnica la risoluzione energetica frazionaria è $(dE/E) = \gamma(\gamma+1) \sqrt{(dx/x)^2 + (dt/t)^2}$ dove γ è il fattore di contrazione di Lorentz, dx è lo spessore sensibile, x è la base di volo e $dt = \sqrt{(dt_{START})^2 + (dt_{STOP})^2}$ è la combinazione in quadratura della risoluzione temporale intrinseca dell'impulso di riferimento e di quella del rivelatore. Il dE/E così definito non contiene il contributo della dispersione energetica del fascio primario. Se risulta $(dx/x) \ll (dt/t)$, allora le risoluzioni temporali determinano da sole la risoluzione energetica. Per uno scintillatore plastico risulta $dt < 500$ psec⁽²⁸⁾, mentre per un liquido è $dt = 1.1$ nsec. Se la risoluzione dt_{START} è comunque non peggiore di quella del rivelatore, si potrà contare su una risoluzione temporale globale minima di 0.7 nsec per i plastici e di 1.5 nsec per i liquidi. Intrinsecamente il CS può fornire una risoluzione dell'impulso di start non migliore di 1 nsec; per l'impiego degli scintillatori plastici si rende pertanto necessario migliorare la struttura temporale dei fasci ed impiegare ottica magnetica isocrona per il loro trasporto.

Oltre che ai neutroni, gli scintillatori sono ugualmente sensibili ai raggi gamma ed alle particelle cariche.

La discriminazione dai raggi gamma si effettua nei liquidi con l'analisi della forma dell'impulso⁽³⁰⁻³²⁾ ottenendo un buon livello di reiezione; la stessa tecnica è meno indicata per i plastici, nei quali perciò la discriminazione si effettua ponendo una soglia di 15 MeV sui neutroni, pari a 8 MeV sui gamma: questa è l'energia media di legame di un nucleone ed è estremamente improbabile che i gamma abbiano energie superiori. Ovviamente i gamma di 70 MeV dal decadimento dei π^0 prodotti negli urti tra ioni medio pesanti non vengono eliminati e concorrono alla crescita di un picco pronto (decadimento rapido dei π^0) utile come riferimento di calibrazione.

Le particelle cariche provenienti dal bersaglio ed il fondo dei raggi cosmici non si possono discriminare analizzando solo la risposta del rivelatore. In alcuni casi lo scopo si raggiunge utilizzando soglie in ampiezza molto elevate; altrimenti è necessario disporre tutt'intorno ai rivelatori alcuni contatori di veto praticamente trasparenti ai neutroni (scintillatori plastici laminari) ma non alle particelle cariche (Ref.(33,34)). La migliore geometria per detti contatori di veto è questione attinente al particolare progetto di spettrometro e ne determina pesantemente i costi.

8.2.1.- Spettrometria ad alta risoluzione energetica

Per la misura di sezioni d'urto di eccitazione di livelli distinti (come nel caso degli studi sui livelli 1^+) è necessaria una notevole risoluzione energetica, spesso migliore dell'1%. L'eccitazione ha luogo attraverso la reazione (p,n) sopra i 50 MeV e fino a 400 MeV di protoni incidenti.

Il rivelatore indicato è pertanto un plastico di spessore sensibile tra i 10 ed i 20 cm posto al termine di una base di volo di circa 100 metri. Per migliorare l'angolo solido l'area sensibile del rivelatore viene estesa anche ad 1 m^2 . La discriminazione dai gamma e dai raggi cosmici avviene con una soglia in ampiezza superiore a 40 MeV, alle spese di una cospicua frazione dell'efficienza intrinseca di rivelazione dei neutroni⁽²⁸⁾. La discriminazione dalle particelle cariche di alta energia che accompagnano la reazione è in genere assicurata dall'assorbimento dell'aria interposta ed ulteriormente garantita dalla stessa soglia contro i raggi cosmici.

Con queste condizioni al contorno, il costo di un rivelatore con la sua meccanica ed elettronica associata (escludendo la mano d'opera di realizzazione) è di circa 30 ML.

Al laboratorio viene richiesta la migliore risoluzione nell'impulso di riferimento temporale ed una buona risoluzione energetica del fascio. Risulta inoltre indispensabile poter disporre di basi di volo dell'ordine dei 100 metri. Essendo i protoni i proiettili più indicati per questo tipo di misure, gran parte dell'intervallo energetico di interesse risulta fuori dalle possibilità di indagine con il CS così come è progettato. Recenti progressi della criogenia e degli alti campi magnetici riaprono però queste possibilità in relazione ad eventuali sviluppi del progetto CS.

8.2.2.- Spettrometria a media risoluzione energetica

Quando l'interesse è rivolto più che altro alla forma dello spettro, come negli studi sulla evoluzione del meccanismo di reazione, non è richiesta una risoluzione energetica molto elevata ($dE/E < 10\%$), ma lo spettro da rivelare si può estendere da alcuni MeV fino a 250 MeV con la necessità di garantire su tutto questo intervallo energetico pari qualità di discriminazione delle varie radiazioni differenti dai neutroni.

Se viene assicurata la risoluzione temporale globale precedentemente discussa, si potranno rivelare i neutroni da 1 a 40 MeV con uno scintillatore liquido e da 20 a 250 MeV con un plastico, ottenendo una risoluzione energetica sempre migliore del 10% con basi di volo di circa 5 metri. L'intervallo energetico in sovrapposizione può venire utilmente impiegato per normalizzare la resa dei due tipi di rivelatore. I raggi gamma saranno discriminati con l'analisi della forma dell'impulso nello scintillatore liquido e con la soglia a 15 MeV nel plastico. La discriminazione dalle particelle cariche della reazione e dai raggi cosmici sarà realizzata da contatori di veto a scintillatore plastico laminare.

Un interessante compromesso tra angolo solido sotteso e costi di realizzazione viene raggiunto impiegando rivelatori sensibili alla posizione con dimensioni trasverse $1\text{m} \times 0.1\text{m}$. Lo spessore sensibile di circa 10 cm garantisce una sufficiente efficienza intrinseca senza degradare molto la risoluzione energetica. Considerato l'angolo di ± 6 deg sotteso da questi rivelatori a 5 metri, è importante disporre di una buona elettronica per la sensibilità alla posizione ed al tempo medio, da cui ricavare il vero angolo di rivelazione e l'energia cinetica dei neutroni rivelati⁽²⁸⁾. Con una risoluzione temporale FWHM di 1 nsec la posizione si determina a meno di circa ± 6 cm^(24,28,34), che a 5 metri di distanza corrisponde ad una risoluzione angolare di ± 0.7 deg.

La particolare realizzazione dei contatori di veto incide in modo diverso ma sempre fortemente sul costo globale di questi apparati. Impiegando una protezione totale a quattro lamine per ogni rivelatore, il costo dello stesso con la meccanica ed elettronica associata (compresa la frazione CAMAC utilizzata ed escluso il costo della mano d'opera di realizzazione) è di circa 50 ML.

8.2.3.- Riepilogo delle caratteristiche degli spettrometri presentati

Nella Tabella 8.1 sono riassunte le caratteristiche dei rivelatori per spettrometria di neutroni al CS presentati ai paragrafi precedenti. L'intervallo energetico d'interesse tiene conto dei limiti del rivelatore, dei limiti dell'attuale progetto CS e delle evidenze sperimentali esistenti. L'incertezza angolare minima tiene conto della sensibilità alla posizione, mentre l'angolo coperto ed il relativo angolo solido si riferiscono alle dimensioni totali del rivelatore. Il valore di efficienza è indicativo in quanto dipende dall'effettivo spessore sensibile oltre che dall'energia dei neutroni incidenti.

Tabella 8.1. - Spettrometri a scintillazione per neutroni al C. S.

(dE/E)	1%	10%	10%		
Tipo	plastici	plastici	liquidi	E	= intervallo energetico di interesse
E (MeV)	50-100	20-250	1-40	dt	= risoluzione temporale globale minima attesa
Base di volo (m)	~100	~5	~5	dx	= risoluzione in posizione
dt (psec)	< 700	< 700	1500	dθ	= risoluzione angolare connessa a dx alla fissata distanza
dx (cm)	----	+ 4.	+ 7.5	Dθ	= angolo totale sotteso dal rivelatore
dθ (deg)	+ 0.3	+ 0.5	+ 0.9	Dφ	= angolo solido totale
Dθ (deg)	0.6	12.	12.	&	= efficienza intrinseca per uno spessore sensibile di circa 10 cm
Dφ (msr)	0.1	4.	4.	PSD	= discriminazione di forma dell'impulso
& (%)	10	10	10		
Discriminazione					
gamma	soglia	soglia	PSD		
cosmici	soglia	vetos	vetos		
part. carica	soglia	vetos	vetos		

8.2.4.- Requisiti del laboratorio CS per la spettrometria neutronica

Per la migliore esecuzione di misure di spettrometria neutronica sono richieste alcune condizioni alla logistica ed alle attrezzature della macchina e del laboratorio, delle quali si evidenzia l'influenza sulle condizioni sperimentali.

- Pulsaggio del fascio con risoluzione di poche centinaia di psec: essenziale per l'impiego ottimale degli scintillatori plastici con il TOF.
- Trasporto isocrono del fascio: in sua assenza perde ogni significato l'impiego della spettrometria a TOF.
- "Beam stopper" lontano dal target e dai rivelatori di neutroni e ben schermato (utile anche per misure di molteplicità neutronica con la "liquid ball", vedi par. 8.3).
- Pavimento leggero come densità areale e muri lontani dai rivelatori o leggeri.
- Camera di reazione leggera e rivelatori leggeri per i prodotti carichi associati.

Le caratteristiche c), d) ed e) migliorano il rapporto segnale/disturbo nella spettrometria di livelli distinti ed assicurano che gli spettri continui misurati sono dovuti essenzialmente alle interazioni del fascio con il bersaglio.

- Ingombro del punto di misura :
 - più di 15 metri di diametro per spettrometria con dE/E < 10%;
 - circa 100 metri di volo ad angoli prossimi a 0 deg per spettrometria con dE/E < 1%.

Si sottolinea inoltre il problema generale della calibrazione della efficienza e della funzione di risposta dei rivelatori di neutroni veloci, connesso alla disponibilità di sorgenti di neutroni monoenergetici quali quelli emergenti dalle reazioni D + D e D + T indotte da deutoni di alta energia. Infatti l'impiego di bersagli sottili deuterati o triziati e la tecnica della particella associata comportano problemi tecnologici e di radioprotezione non banali. Sarebbe perciò opportuno un impegno del laboratorio a fornire queste "facilities" come servizi.

Solo per memoria, viene qui infine richiamato che gli stessi spettrometri per neutroni a scintillatore plastico possono proficuamente essere impiegati per migliorare la spettrometria di protoni di alta energia con la tecnica TOF: per questi usi, le finestre di uscita della camera di rivelazione e di ingresso

nel rivelatore devono essere molto sottili; il rallentamento in aria dei protoni, se rilevante, potrebbe essere diminuito con l'impiego di palloni a gas leggeri lungo la base di volo.

8.3.- MISURE DI MOLTEPLICITA' DI NEUTRONI

Un sistema di rivelazione formato da più di un modulo è, in linea di principio, in grado di fornire informazioni sulla molteplicità media dei neutroni emessi nella reazione. In aggiunta, i sistemi di rivelazione modulari possono anche fornire una spettroscopia dei neutroni. Pertanto la prevalente esigenza sperimentale di determinare il numero medio di neutroni emessi e/o la spettroscopia degli stessi, impone le scelte relative ad angoli solidi e basi di volo.

Uno spettrometro per neutroni formato da molti moduli del tipo di quelli descritti al par. 8.2.2, potrebbe essere indicato come un buon compromesso per la misura della molteplicità media e dello spettro energetico continuo. Tuttavia, nei casi in cui si può rinunciare alla informazione spettroscopica, esiste un rivelatore particolarmente adatto per la misura della distribuzione della molteplicità neutronica: la cosiddetta "liquid ball"⁽¹⁹⁾. Essa consiste in una sfera di scintillatore liquido tipo NE213, drogato con lo 0.5% in peso di Gd naturale. Le reazioni avvengono al centro della sfera, che ha almeno un tunnel lungo un diametro per il passaggio del fascio e la sistemazione di targets e rivelatori di particelle associate o di monitor. I neutroni prodotti in una reazione che ha luogo durante il periodo di "beam on" (1 microsec) vengono termalizzati dallo scintillatore, a cui non si richiede l'informazione pronta perchè comprende la risposta a gamma e particelle cariche. Durante il successivo intervallo di "beam off" (da 35 a 50 microsec) i neutroni, già rapidamente termalizzati, vengono catturati dal Gd che emette gamma da circa 8 MeV, rivelati con altissima efficienza dallo stesso scintillatore liquido. L'impiego di un opportuno numero (da 12 a 30) di fotomoltiplicatori veloci permette di ridurre molto al di sotto dell'unità la perdita media relativa a 40 o 50 conteggi. Una richiesta di risposta in coincidenza da parte di due o tre fototubi riduce drasticamente il fondo termico, mentre una soglia di 0.5 MeV di gamma riduce di molto il fondo da attivazione preservando una raccolta quasi totale dei flash luminosi dovuti alla rivelazione dei gamma di cattura. Il fondo dovuto ai raggi cosmici è molto minore di quello dovuto all'attivazione che, in ogni caso, contribuisce in media con 0.1 conteggi per reazione se si adopera la soglia di 0.5 MeV.

L'efficienza di rivelazione è scomponibile nel prodotto dell'efficienza di cattura, di rivelazione dei gamma emessi e di raccolta della luce da parte dei fototubi. Quest'ultimo fattore viene in genere assunto unitario fino a raggi della sfera di 50 cm, mentre il secondo vale tipicamente 0.98 con soglia di 0.5 MeV gamma e 0.93 con soglia 1 MeV gamma.

Assumendo una "liquid ball" di 50 cm di raggio con un tunnel di 5 cm di raggio ed una soglia gamma di 0.5 MeV, l'efficienza di rivelazione dei neutroni in funzione della loro energia viene valutata come è riportato in Tabella 8.2.

Nel caso dei neutroni da 20 MeV l'efficienza di rivelazione della "liquid ball" da 50 cm di raggio è inadeguata poichè produce valori di molteplicità misurate troppo diverse e disperse rispetto ai valori reali. Per ripristinare una efficienza di rivelazione del 70% a 20 MeV, risulta necessaria una sfera di 100 cm di raggio. Nella Fig. 8.1 è riportata la distribuzione di probabilità che un evento di reale molteplicità ν venga misurato con una molteplicità apparente n , con varie efficienze di rivelazione. In essa si nota come aumenti l'indeterminazione sperimentale al diminuire della efficienza ed al crescere dei valori di molteplicità. La migliore aderenza dei valori misurati ai valori della molteplicità reale agevola

Tabella 8.2. - Efficienza di rivelazione di una "liquid ball" di 50 cm di raggio a varie energie dei neutroni.

En (MeV)	MFP (cm)	ϵ_s (%)	ϵ_c (%)	ϵ (%)
5	11	99	87 (a)	83
10	20	92	76 (a)	72
20	41	70	50 (b)	48

MFP = libero cammino medio per la prima interazione dei neutroni

ϵ_s = efficienza di prima interazione dei neutroni

ϵ_c = efficienza di cattura (n, gamma) dal Gd

ϵ = efficienza totale di rivelazione dei neutroni

(a) = da Ref. (35)

(b) = estrapolazione dei risultati di Ref. (35)

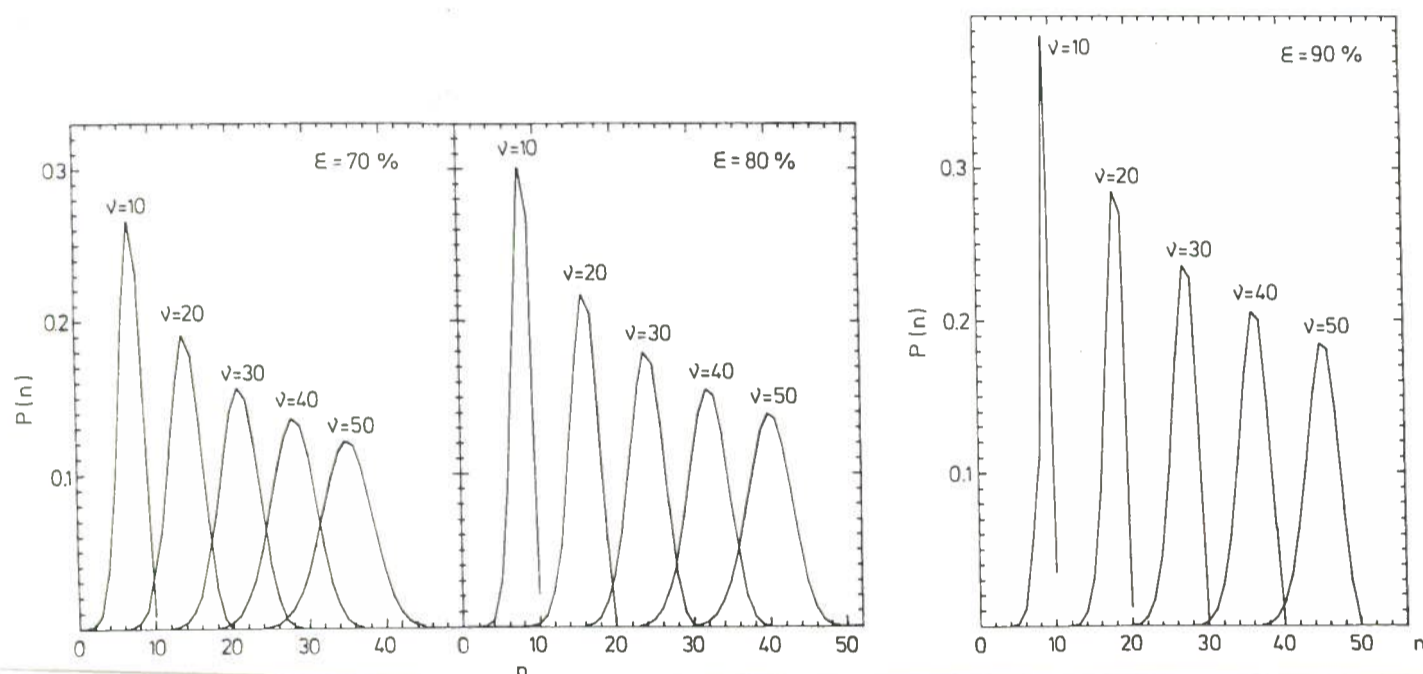


Fig. 8.1. - Probabilità che un evento di molteplicità ν venga rivelato con molteplicità "n", al variare dell'efficienza di rivelazione ϵ .

notevolmente sia l'accettazione di eventi in subordine alla molteplicità misurata, sia la ricostruzione per deconvoluzione della distribuzione effettiva della molteplicità⁽³⁶⁾.

E' fuor di dubbio che nelle reazioni indotte da ioni con energie incidenti fino a 20 o 30 MeV/amu una "liquid ball" di soli 50 cm di raggio è in grado di fornire misure di ottima qualità. Adoperando invece proiettili da 100 MeV/amu, l'energia media dei neutroni emessi sale a circa 20 MeV rendendo indispensabile un raggio di almeno 1 m per il rivelatore. Il costo del solo materiale scintillatore passa allora da 50 ML a 350 ML, mentre in ogni caso dette cifre vanno raddoppiate per includere approssimativamente i costi della meccanica e della elettronica associata.

Resta da definire ancora bene l'eventuale interesse a misure di distribuzione della molteplicità neutronica con proiettili da 100 MeV/amu, ma è fuori discussione che esse siano importanti a 20 MeV/amu che è poi la massima energia dei proiettili più pesanti al CS. A queste ultime energie, inoltre risulta adeguato il rivelatore da 50 cm di raggio i cui costi sono peraltro non estremamente elevati.

REFERENZE

- (1) - C.Gaarde, Nuclear Phys. A396, 127c (1983).
- (2) - W.G.Lowe, 1983 Kikuchi Summer School Proceedings, p. 61.
- (3) - J.Kasagi et al., Phys. Rev. C25, 2361 (1982).
- (4) - M.C.Rubel, Ph. D. Thesis, LBL (1979), unpublished.
- (5) - H.Ho et al., Bull. Am. Phys. Soc. 24, 833 (1979).
- (6) - S.Aiello et al., in corso di pubblicazione.
- (7) - H.C.Britt and A.R.Quinton, Phys. Rev. C24, 877 (1961).
- (8) - J.Galin et al., Phys. Rev. C9, 1126 (1974).
- (9) - K.Siwiek-Wilczynska et al., Phys. Rev. Letters 42, 1599 (1979); Nuclear Phys. A330, 150 (1979).
- (10) - M.Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25, 123 (1975).
- (11) - M.Blann, Phys. Rev. C23, 205 (1981).
- (12) - P.A.Gottshalk and M.Westrom, Phys. Rev. Letters 39, 1250 (1977).
- (13) - J.P.Bondort et al., Phys. Letters 84B, 163 (1979).
- (14) - J.P.Bondort et al., Nuclear Phys. A333, 285 (1980).
- (15) - W.Shimmerling et al., Phys. Rev. Letters 43, 1985 (1979).
- (16) - U.Jahnke et al., Phys. Rev. Letters 50, 1246 (1983).
- (17) - U.Kneissel, Nuclear Phys. A247, 91 (1975).
- (18) - A.Lepretre et al., Nuclear Phys. A367, 237 (1981).
- (19) - U.Jahnke et al., Lect. Notes in Physics 178, 179 (1983).
- (20) - R.Brandt, Nuclear Instr. and Meth. 173, 121 (1980).
- (21) - E.Cheifetz et al., Phys. Rev. C6, 1348 (1972).
- (22) - J.A.Harvey and N.W.Hill, Nuclear Instr. and Meth. 162, 507 (1979).
- (23) - F.W.K.Firk, Nuclear Instr. and Meth. 162, 539 (1979).
- (24) - M.Elfield et al., Nuclear Instr. and Meth. 100, 237 (1972).
- (25) - K.Nakayama et al., Nuclear Instr. and Meth. 190, 555 (1981).
- (26) - R.De Leo et al., Nuclear Instr. and Meth. 119, 559 (1974).
- (27) - S.Cierjackset al., Nuclear Instr. and Meth. 192, 407 (1982).
- (28) - R.Madey et al., Nuclear Instr. and Meth. 214, 401 (1983).
- (29) - R.A.Cecil et al., Nuclear Instr. and Meth. 161, 439 (1979).
- (30) - F.D.Brooks, Nuclear Instr. and Meth. 162, 477 (1979).
- (31) - L.J.Perkins and C.M.Scott, Nuclear Instr. and Meth. 166, 451 (1979).
- (32) - R.A.Winyard et al., Nuclear Instr. and Meth. 95, 141 (1971).
- (33) - C.Cernigoi et al., Nuclear Phys. A352, 343 (1981).
- (34) - C.Cernigoi et al., Nuclear Instr. and Meth. 211, 129 (1983).
- (35) - J.Poitou and C.Signarbieux, Nuclear Instr. and Meth. 114, 113 (1974).
- (36) - M.Dakowsky et al., Nuclear Instr. and Meth. 113, 195 (1973).

9.- CONCLUSIONI

Da questo lavoro di rassegna è emersa la grande varietà di tecniche impiegate oggi per la rivelazione di particelle cariche e l'impegno profuso nei vari laboratori per migliorare le condizioni di uso di tali rivelatori, nonché il tentativo di accoppiarne tipi diversi per costruire telescopi ad ampio range dinamico capaci di rivelare particelle leggere e ioni pesanti.

Alcune delle tecniche esaminate (channel e parallel plates, camere di ionizzazione, rivelatori di neutroni, etc.) sono già patrimonio di gruppi di fisici italiani, altre (plastici, camere a streamer, etc.) possono essere mutuare dalle alte energie dove però i ritmi di conteggio sono in genere molto più bassi.

E' quindi necessaria una fase di sperimentazione di nuovi prototipi nonché di "Multiparticle detector" cioè di un insieme sequenziale di rivelatori diversi (per esempio Parallel plate, Bragg Curve Counter, CaF_2 e plastico come il "Sub-array" proposto al MSU) in modo da studiare in dettaglio il comportamento di tali rivelatori o insieme di rivelatori quando vengono attraversati simultaneamente dalle diverse particelle prodotte nelle reazioni indotte da fasci di ioni alle energie del CS.

Tale fase di sperimentazione sarà avviata appena saranno disponibili i primi fondi: sono già state avanzate proposte in proposito da alcuni gruppi interessati.

Alcuni elementi importanti sono comunque emersi da questa prima fase di studio e riguardano in particolare l'impatto, sulla organizzazione delle sale sperimentali, dei sistemi di rivelatori di particelle, nonché l'importanza dei parametri di macchina (in particolare le caratteristiche temporali del fascio pulso) per la progettazione dei rivelatori di particelle.

Per quanto concerne il primo aspetto si ritiene che la rivelazione di particelle richieda tre punti diversi di misura così caratterizzati:

- a) Un punto di misura dotato di una camera di scattering molto grande (del tipo Nautilus di Ganil) e di uso particolarmente flessibile. In essa deve essere possibile mettere, sotto un vuoto che deve essere migliore di 10^{-6} mmHg, rivelatori di ogni tipo anche a gas, possibilmente ad angoli variabili dall'esterno sia sul piano di reazione sia fuori piano; deve inoltre essere possibile fare misure di tempi di volo di ioni con basi di volo di almeno 3 metri. Si ritiene che tale punto di misura sarà utilizzato con grande frequenza.
- b) Un punto di misura dove collocare sistemi di rivelatori di particelle a 4π o comunque a grande angolo solido, anche eventualmente con la presenza contestuale di rivelatori γ .
- c) Un punto di misura per neutroni con le caratteristiche necessarie: lontananza del target da pareti riflettenti, quindi "pavimento" e "soffitto" leggero, possibilità di basi di volo di almeno 5-7 metri, assenza di materiale attivabile nei pressi del bersaglio, camere di reazione leggere e facilmente sostituibili, etc.

Qualora non siano previsti punti di misura con le necessarie caratteristiche (per esempio la rivelazione di neutroni) è necessario che il gruppo di studio ne sia informato in modo da non proseguire la sperimentazione in quella direzione.

Inoltre l'uso di rivelatori a gas anche di grandi dimensioni richiede la disponibilità di spazi attrezzati per le prove di tali rivelatori in prossimità delle sale di misura.

Si fa poi presente che un sistema modulare di rivelatori di particelle tipo "multiparticle detector array" richiede una quantità notevole di elettronica dedicata nonché un sistema di acquisizione dati parti

colare (si tratta di acquisire molte centinaia di parametri a velocità di conteggio elevate dell'ordine delle decine di KHz).

Per quanto riguarda gli ingombri nel primo caso (grossa camera di scattering) possono essere longitudinalmente 5-6 metri e trasversalmente 2-3 metri per parte rispetto alla linea di fascio; nel secondo caso si possono ridurre ad una sfera di 1.5-2 m intorno al bersaglio salvo l'ingombro delle attrezzature di servizio (per il gas per esempio e per l'elettronica).

Nel terzo caso infine (i neutroni) l'ingombro dovrebbe essere intorno a 15 m circa intorno al bersaglio.

Infine è necessario predisporre vicino al bersaglio sistemi di deflessione degli elettroni e dotare le camere di sistemi di vuoto che permettano di lavorare a meno di 10^{-6} mmHg; è anche necessario che i canali siano dotati di sistemi di sicurezza per salvaguardare il vuoto di macchina da eventuali rientri non del tutto improbabili specie lavorando con camere a gas con finestre sottili.

Il gruppo di studio nelle sue articolazioni sta iniziando la progettazione di elementi di rivelatori da usare separatamente (per esempio nelle camere di scattering) e come parti di una struttura tipo 4π . Appena giungeranno i finanziamenti relativi si procederà alla fase di sperimentazione vera e propria con la quale sarà possibile raccogliere i dati necessari alla progettazione del sistema finale, progettazione che dovrà essere preceduta da un approfondimento delle tematiche di ricerca e che non potrà prescindere dalle scelte che saranno fatte sia nell'edilizia sia nei trasporti dei fasci, sia nell'organizzazione delle sale sperimentali e infine, ma non meno importante, dalle caratteristiche (intensità, "spread" energetico, caratteristica temporale) dei fasci che saranno estratti dal CS.

Per quanto concerne i costi di tale sperimentazione si può osservare che questi sono suddivisibili in tre grosse voci: spese per rivelatori, spese per elettronica e calcolo, spese per sviluppo e per le infrastrutture necessarie alla produzione dei rivelatori.

Non è questa la sede per presentare dei preventivi dettagliati, è però possibile avere alcune indicazioni da strumenti messi a punto presso altri laboratori. Per esempio il sistema usato nel corrente anno presso il CERN di Ginevra dal gruppo Lynen (sistema composto da un odoscopio a 0° di circa 50 scintillatori CaF_2 più plastici, da 12 multigap parallel plate detectors per ioni pesanti, da 12 plastici e rivelatori a gas per particelle leggere, più 5 telescopi di semiconduttori e altri tipi di rivelatori) è costato circa 130 ML per i rivelatori e 350 ML per l'elettronica dedicata cioè complessivamente 480 ML senza includere i costi di sviluppo e delle infrastrutture (per l'acquisizione dati, per la produzione di rivelatori, etc).

Sistemi articolati per rivelare particelle a grandi angoli solidi sono allo studio o in fase di sperimentazione presso il laboratorio del GSI di Darmstadt, presso la MSU, a Ganil, etc. Sarà certamente utile tener conto dei risultati che otterranno tali gruppi con i quali alcuni membri del gruppo di studio sono già in contatto.

E' infine necessario, oltre a coinvolgere un numero sufficiente di persone nella sperimentazione e nella futura progettazione e gestione di sistemi articolati di rivelatori di particelle a grande angolo solido, attrezzare dei laboratori presso sezioni INFN e Dipartimenti di Fisica di varie Università per permettere in loco la costruzione di rivelatori e l'esecuzione su di essi di prove e di misure preliminari favorendo così una più rapida messa a punto dei sistemi con il coinvolgimento di gruppi di ricerca diversi.

A tal fine sono state presentate delle richieste di finanziamento sui fondi del 40% del MPI per il 1985 per un ammontare complessivo di 303.500.000 Lire.