



Laboratori Nazionali di Legnaro

Strutture risonanti superconduttive come sorgenti di radiazione Nota tecnica

A. M. Porcellato

I.N.F.N. Laboratori Nazionali di Legnaro

A cura del servizio
Documentazione dei
L.N.L.

I.N.F.N. Laboratori Nazionali di Legnaro Via Romea, 4 - I-35020 Legnaro, Padova, Italy

A. M. Porcellato

Strutture risonanti superconduttive come sorgenti di radiazione

Nota tecnica

Legnaro 10 ottobre 1997

Sommario

- 1) Strutture risonanti superconduttive
 - 1.a.) Introduzione pg. 3
 - 1.b.) Forme tipiche di cavità utilizzate per accelerare fasci pg. 5
 - 1.c.) Tecnologie di costruzione di cavità risonanti pg. 5
 - 1.d.) Cavità come sorgenti di radiazione X pg. 9
 - 1.e.) Procedure di test dei risuonatori pg. 17
- Referenze pg. 23
- Figure pg. 24

1) Strutture risonanti superconduttive

1.a.) Introduzione

Le cavità risonanti sono strutture in cui viene immagazzinata energia elettromagnetica. La loro "bontà" è quantificata definendo il fattore di merito, Q di un risonatore, come il rapporto tra energia immagazzinata e potenza dissipata per ciclo di radiofrequenza. Cavità normal conduttive (in rame) hanno fattori di merito tipici di 10^4 .

La ridotta resistenza superficiale presentata dal materiale nello stato superconduttivo consente di aumentare il fattore Q di un risonatore di un fattore 10^6 . E' quindi possibile immagazzinare in un risonatore una grande quantità di energia. Questa è associata a campi elettromagnetici di elevata intensità. In particolare i campi elettrici di superficie che si possono ottenere possono arrivare, nelle condizioni più favorevoli, a valori di circa un centinaio di MV/m.

Campi elettrici di tale intensità possono strappare elettroni dalla superficie ed accelerarli. Tale processo viene chiamato emissione di campo e limita in molti casi le prestazioni delle cavità. L'impatto degli elettroni sulla superficie del risonatore può produrre radiazione X di bremsstrahlung. La possibilità di accelerare elettroni fa ricadere le cavità risonanti superconduttive tra i dispositivi soggetti alle norme di protezione dalle radiazioni ionizzanti anche quando in esse non vi vengono iniettati fasci.

La struttura della cavità risonante superconduttiva utilizzata per accelerare fasci deve essere tale da ottimizzare il guadagno di energia delle particelle sull'asse del fascio. Tale guadagno è determinato da quanto il campo a radiofrequenza (che dipende dalla posizione e varia in modo sinusoidale nel tempo) si accordi con la velocità ed il tempo di arrivo della particelle.

La forma e la frequenza di risonanza dei risonatori dipendono dunque dalla velocità, o meglio dall'intervallo di velocità, delle particelle che devono essere accelerate. Vi sono dunque cavità adatte ad accelerare particelle relativistiche (in cui $\beta=v/c$, rapporto tra velocità delle particelle da accelerare e velocità della luce, è uguale ad 1), cavità adatte ad accelerare ioni molto lenti, in cui è necessario utilizzare parte del campo elettrico per contenere le dimensioni trasversali del fascio (strutture RFQ), cavità adatte ad accelerare ioni di velocità intermedia.

La forma delle cavità è influenzata anche da altri fattori quali le caratteristiche meccaniche del superconduttore, ad esempio la resistenza meccanica e la conducibilità termica, che impongono pesanti vincoli sulle tecnologie costruttive e sui metodi di raffreddamento delle superfici da portare allo stato superconduttivo.

Altre considerazioni che vengono tenute presenti nella progettazione della cavità sono:

- La massimizzazione del campo accelerante (E_a), rispetto all'energia (U) che è necessario immagazzinare nella cavità per produrlo. Il guadagno di energia di una particella che percorre la linea di fascio di una cavità dipende dalla sua velocità e dall'istante di arrivo, ad esempio nel punto centrale, rispetto alla fase del campo a radiofrequenza. Il rapporto tra massimo valore dell'energia guadagnata per unità di carica e diametro interno del risonatore viene definito campo accelerante.
- I limiti imposti dal campo magnetico critico del superconduttore utilizzato. Lo stato superconduttivo è compatibile soltanto ad di sotto di determinati valori di campo magnetico tipici del risonatore. Il campo magnetico di picco (E_{pick} , massimo valore assunto dal campo magnetico nella cavità in ogni condizione di funzionamento) deve essere in ogni condizione inferiore al campo magnetico critico del superconduttore utilizzato;

- La riduzione del rapporto tra campo elettrico massimo di superficie (Epick) e campo accelerante: Dato che un limite delle prestazioni delle cavità è il processo di emissione di campo è importante cercare di ridurre i campi elettrici di superficie;
- I vincoli imposti dal processo di produzione del risonatore che sono in continua evoluzione con il progredire della ricerca. Attualmente il materiale superconduttore più ampiamente impiegato è il niobio, che viene utilizzato in lastra oppure va a rivestire, con uno spessore di qualche micron, un substrato di un materiale (di solito rame) caratterizzato da alta conducibilità termica. Tecnologie di produzione del film sono lo sputtering (elettrodeposizione catodica) od anche explosive bonding (il film viene ottenuto facendo esplodere il materiale superconduttore) Anche il piombo (ottenuto per elettrodeposizione su rame), lo stagno-piombo, il Nb₃-Sn, sono utilizzati per produrre risonatori superconduttivi. E' possibile che la ricerca riesca ad ampliare lo spettro dei superconduttori utilizzabili. Per adesso la grande maggioranza dei risonatori è realizzata in niobio e le prestazioni di punta sono ottenute con risonatori realizzati con questo materiale.

L'ottimizzazione della forma del risonatore è dunque l'oggetto stesso della ricerca nel campo dei risonatori superconduttivi. Non è possibile prevedere in dettaglio la forma dei risonatori da sviluppare, ma considerazioni di carattere generale possono essere tratte analizzando le forme tipiche dei risonatori realizzati.

1.b.) Forme tipiche di cavità utilizzate per accelerare fasci

1.b.1.) Introduzione

Cavità superconduttive sono principalmente utilizzate per accelerare fasci di particelle [1,2,3]. Le cavità utilizzate per accelerare particelle relativistiche operano a frequenze comprese tra 350 MHz e 3 GHz ed hanno $\beta=1$. Esse sono costituite da una catena di celle (da una a 10, 20 talvolta a seconda dell'applicazione) costruite per risuonare nel modo TM_{010} . La configurazione del campo elettromagnetico relativa a tale modo di oscillazione è presentata in fig. 1 [2].

La struttura del risonatore (fig.2) comprende l'accoppiatore di ingresso (input coupler) e una o più porte di uscita per convogliare all'esterno della cavità energia relativa a modi di oscillazione di ordine superiore [4]. Tali modi si possono produrre quando la cavità viene eccitata dal fascio. Le cavità per fasci relativistici operano nel modo π nel quale la lunghezza della cella risulta all'incirca uguale alla metà della lunghezza d'onda. La temperatura di operazione dipende dal tipo di applicazione e dalla frequenza utilizzata. A più alte frequenze, risulta conveniente portare la temperatura di operazione a 1.8- 2.2 K in modo da ridurre le perdite di tipo ohmico. Dato che le perdite ohmiche sono comunque piccole quando vi siano processi dissipativi come quello di emissione di campo, il tipo di temperatura di operazione non comporta sostanziali differenze dal punto di vista radioprotezionistico.

Esempi di cavità di questo tipo sono cavità del Jefferson lab (fig. 3) [5], cavità di LEP (fig. 4) [6], cavità di HERA (fig.5) [7], cavità di KEK-Tristan (fig.6) [8], cavità di S-DALINAC (fig.7) [9]. Cavità monocella sono in genere utilizzate per messa a punto della tecnologia (fig.8) [10] anche se non mancano applicazioni dove vengono utilizzate per 'accelerazione (fig.9) [11].

Le cavità per β intermedi operano a frequenze dell'ordine del centinaio di MHz. Molte forme di risonatori sono state utilizzate: a split ring (in fig. 10 il risonatore di Argonne [12]), strutture ad elica (in fig. 11 un tipo di risonatore già installato nel linac di Sacle [13]), rientranti (fig.12). [14] Le strutture attualmente maggiormente utilizzate sono cavità a quarto d'onda (in fig. 13 i tre tipi di cavità installati nell'acceleratore ALPI dei laboratori Nazionali di Legnaro [15] in fig. 14 le cavità di JAERY [16]), favorite dalla maggiore stabilità meccanica.

Per accelerare ioni leggeri sono in fase di sviluppo. Esempi ne sono cavità a $\lambda/2$ (fig. 15 a), spoke resonator (fig. 15 b), cavità a $\lambda/4$ (fig. 15 c) [17].

Cavità con β ancora più alti ($\beta > 0.45$) vengono proposti per acceleratori di protoni di alta intensità. Esse sono simili alle cavità per elettroni, ma di forma schiacciata in senso longitudinale (fig. 16) [18].

Una cavità superconduttiva molto particolare è quella che è utilizzata nel ciclotrone superconduttore TRITON (fig. 17) [19].

Per β molto bassi si sono utilizzate cavità con molte gaps. Nella iniettore del linac di Argonne vengono ad esempio utilizzate le cavità illustrate in fig. 18 [20].

Sono inoltre in studio strutture a RFQ (Radio Frequency Quadrupole) con frequenza di qualche centinaio di MHz. In figura è presentato il risonatore in fase di studio presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (fig. 19) [21].

1.c.) Tecnologie di costruzione di cavità risonanti

Il Niobio ha le caratteristiche superconduttive più adatte per costruire cavità (più bassa resistenza superficiale e più alti campi magnetici critici) [22], ma anche il piombo, che richiede una tecnologia un po' meno sofisticata ed è meno costoso, viene utilizzato per cavità per ioni pesanti [23]. Altri fattori, oltre alle proprietà superconduttive vere e proprie, hanno infatti influenza nella scelta del superconduttore: disponibilità del materiale, facilità di lavorazione meccanica, conducibilità termica, stabilità delle proprietà superconduttive, Q e campi acceleranti desiderati, competenze e disponibilità tecnologiche e finanziarie.

Materiali composti possono anch'essi essere utilizzati per produrre cavità: QWR in piombo-stagno sono in operazione a Stony-Brook [24] con prestazioni paragonabili a quelle delle cavità in piombo e minore sensibilità di queste all'ossidazione; Lo sputtering di niobio-stagno è di grande interesse e sta mostrando un continuo miglioramento di prestazioni.

Non vengono invece utilizzati per costruire cavità i superconduttori ad alta T_c : la resistenza superficiale ottenibile è ancora troppo alta ($10^{-5} \Omega$ al meglio, anche in piccoli campioni) per essere conveniente.

I campi elettromagnetici a radiofrequenza penetrano nel superconduttore soltanto in uno spessore sottile (inferire al micron), non è dunque necessario costruire l'intera cavità in materiale superconduttore, ma è possibile depositarne un sottile spessore su una base di supporto che assicuri una buona aderenza e un conveniente raffreddamento del film.

Nel caso del niobio, che è un materiale autoportante, è possibile anche costruire cavità interamente in niobio; non si possono costruire cavità autoportanti in piombo, si costruiscono allora cavità elettrodepositando piombo su rame. Non si ottiene invece film di niobio superconduttivo per elettrodeposizione, la tecnica principalmente usata per produrlo è lo sputtering anche se talvolta si utilizza il metodo dell' "explosive bonding " (il superconduttore viene fatto esplodere sulla superficie da ricoprire) per realizzare parti di cavità non interessate ad alta densità di corrente. Nelle QWR ad esempio si utilizza questa tecnica per ricoprire il conduttore esterno, mentre si usa niobio in lastra per realizzare le parti interessate ad alta densità di corrente.

1.b.2.) Cavità in niobio da lastra

Le prime cavità in niobio sono state realizzate con lastre di Niobio. I campi acceleranti ottenuti sono via via migliorati con l'aumento del grado di purezza, ed il conseguente aumento nella conducibilità termica, del materiale. Un'alta conducibilità termica permette un conveniente smaltimento del calore prodotto in caso di difetti. Si evita dunque che la potenza dissipata in questi innalzi localmente la temperatura e portando alla transizione allo stato normal conduttivo di un'area circostante sempre più ampia. Il processo può condurre al quench (transizione normal conduttiva) di tutta la cavità. Il niobio viene classificato a seconda della sua RRR. L'RRR di un materiale si definisce come rapporto tra resistenza superficiale a temperatura ambiente e quella normal conduttiva (in presenza di campo magnetico superiore al valore critico) a 4.2 K; esso è legato alla purezza del materiale ed è direttamente correlato alla conducibilità termica. Quanto più alto è l'RRR, tanto più alta risulta essere la conduzione termica. Attualmente si può produrre Nb con RRR fino a 1000, valore al quale la conducibilità termica approssima quella del rame.

Le parti della cavità opportunamente tagliate e formate sono saldate tramite saldatura electron beam (fascio elettronico in vuoto). Conducibilità termica e caratteristiche superconduttive del materiale vengono preservate da questo metodo anche se è necessario mettere a punto un processo di lavorazione estremamente accurato per evitare formazione di difetti e l'assorbimento di contaminanti nel materiale (alcune parti per milione di ossigeno, idrogeno, carbonio cambiano sensibilmente la RRR).

Cicli termici (1200°C) in alto vuoto del risonatore possono migliorarne la conducibilità oltre a ridurre la densità di siti che producono emissione di campo, Se il risonatore viene riscaldato in presenza di metalli che abbiano una più alta affinità di quella del niobio nei riguardi dell'idrogeno, dell'ossigeno, del carbonio, e quindi agiscano come assorbitori di impurezze, si aumenta la conducibilità termica della struttura.

La preparazione della cavità richiede un processo di pulizia chimica delle superfici che porti in superficie uno strato vergine di superconduttore. Il niobio forma immediatamente un sottilissimo strato di ossido che sigilla il superconduttore: non è pertanto necessario mantenere la cavità in atmosfera inerte, è sufficiente evitare che questa possa venire a contatto con polvere o sporcizia, fattori estremamente critici per quanto riguarda l'emissione di campo.

Sono realizzate in niobio in lastra praticamente tutte le cavità per elettroni a parte quelle di LEP.

Per quanto riguarda le cavità per ioni pesanti sono realizzate in lastra di niobio (o combinazione di lastra di niobio e film di Niobio esplosi su rame) split ring, strutture ad elica, alcune strutture a "quarto d'onda" o a "un mezzo di lunghezza d'onda".

1.b.3.) Film di niobio su rame

Il deposito di niobio su di un substrato avviene in generale attraverso un processo di sputtering. Questo consiste nel provocare, attraverso il bombardamento da parte di ioni, l'espulsione di atomi da un catodo. Gli atomi estratti sono proiettati verso le superfici presenti intorno e vi formano un film. Gli ioni sono prodotti dalla ionizzazione di gas inerte presente a bassa pressione nella camera di sputtering. Essi sono accelerati da una differenza di potenziale che viene creata tra catodo e un anodo (che può essere il substrato da sputterare stesso). La ionizzazione del gas è assicurata dagli elettroni secondari che vengono emessi dal catodo per effetto del bombardamento di ioni. Con differenza di potenziale e pressione opportune, si crea una configurazione stabile di gas ionizzato che va a bombardare il catodo, provocando il rilascio di atomi che vanno a produrre il film superconduttivo.

Non è tuttavia facile costruire un film adatto a realizzare cavità risonanti; esso deve:

- 1) avere un'ottima aderenza al substrato;
- 2) avere buona conducibilità termica (alta RRR) e bassa resistenza superficiale, caratteristiche legate entrambe alla purezza del film;
- 3) essere presente uniformemente ed in giusto spessore (1-10 μ), e cioè tale da evitare che il campo elettromagnetico possa penetrare nel rame, senza tuttavia risultare così spesso da creare problemi, a causa del diverso coefficiente di contrazione termica rispetto a quella del supporto, durante il raffreddamento.

La qualità del film è largamente influenzata dal substrato: porosità, presenza di irregolarità o contaminanti sulla superficie possono creare aree scoperte o anche cattiva aderenza del film al substrato. Il contatto termico precario dà luogo a non sufficiente raffreddamento del film e conseguente prodursi di aree normal conduttive. Le procedure di preparazione della superficie (sgrassaggio, elettropulitura, pulizia chimica, passivazione, risciacqui asciugatura) rivestono quindi un ruolo fondamentale alla riuscita del processo.

Il grado di purezza del materiale con cui è costruito il risonatore è allo stesso modo importante: durante il processo di sputtering la temperatura del substrato si porta ad alcune centinaia di gradi centigradi: contaminanti presenti all'interno del materiale possono migrare e portarsi verso la superficie compromettendo significativamente le proprietà superconduttive del film. In generale il materiale che si utilizza per il substrato è rame OFHC (libero da ossigeno ad alta conduttività)

Le proprietà superconduttive sono legate alla sua purezza: la velocità di crescita del film deve essere alta rispetto a quella di deposito di impurezze nello stesso. Si può accelerare la velocità di crescita con l'ausilio di campi magnetici che aumentino la densità di elettroni che ionizzano il gas (magnetron sputtering), oppure si può cercare di rimuovere dal film che sta crescendo le impurezze (DC bias sputtering). In quest'ultimo caso la cavità è leggermente polarizzata negativamente e un elettrodo di massa va a raccogliere ioni negativi presenti sul plasma (gas ionizzato). Si evita così il bombardamento degli elettroni sul film mentre si induce su questo l'impatto di ioni di bassa energia. Questi vanno a dislocare gli atomi meno legati alla struttura del film che in questo modo cresce con meno impurezze.

L'uniformità di spessore è strettamente legata alla configurazione catodica e alla pressione del gas che vanno messe a punto per ogni geometria di sputtering.

Attraverso la tecnica dello sputtering si sono ottenute cavità con caratteristiche superconduttive del tutto paragonabili a quelle di niobio in lastra; la resistenza superficiale a campi bassi è anzi spesso inferiore a quella ottenuta con cavità bulk, anche se le cavità sputterate mostrano, almeno al livello attuale della tecnologia, una leggera pendenza nella curva di Q in funzione del campo accelerante. Le cavità ottenute per sputtering, oltre al costo inferiore, hanno una sensibilità più bassa a campo magnetico intrappolato e non soffrono della degradazione di Q per effetto di raffreddamenti lenti; la buona conducibilità termica del rame inoltre evita il quench (transizione normal conduttiva di tutto il risonatore) in caso di hot spot.

L'utilizzo dell'una o dell'altra tecnica dipende da molteplici fattori, l'una è favorita per geometrie semplici e nel caso di risuonatori di grandi dimensioni dove il costo del materiale gioca un fattore importante, l'altra è favorita per geometrie più complesse e quando non si abbiano a disposizione i tempi necessari alla messa a punto della procedura di sputtering.

Sono attualmente ottenute per sputtering la quasi totalità delle cavità di LEP, e cavità a quarto d'onda. Studi sono in corso per applicare tale tecnologia anche ad altri tipi di cavità (cavità di Tesla, strutture ad RFQ) e per estendere il campo dei materiali che possono essere sputterati nelle cavità.

1.c.4.) Elettrodeposizione su rame

Si ottengono film superconduttivi di piombo su rame per elettrodeposizione usando un bagno di tetrafluoro di boro. L'uniformità del deposito è aumentata dall'aggiunta di particolari additivi che aumentano la mobilità degli ioni.

Seppure non così critica come nel caso dello sputtering, la preparazione del substrato è importante: essa comprende processi di burattatura, pulizia e passivazione delle superfici da elettrodeporre. Il processo stesso di piombatura è delicato: la struttura del film che cresce dipende dalla densità di corrente; densità troppo alte danno luogo a protrusioni che ne aumentano la resistività. Lo spessore del film può essere ridotto con attacco chimico, si crea in questo modo una superficie più omogenea: nella nostra esperienza il processo può, in alcuni casi, migliorare le caratteristiche superconduttive del film, ma aumenta il rischio di errori e conseguente compromissione del risultato finale.

Estremamente critico è il processo di passivazione, risciacquo ed asciugatura del film. Tradizionalmente si utilizza per questo una soluzione chelante (EDTA) ed un susseguirsi di risciacqui vari di ammoniaca, acetone, alcool ed acqua deionizzata. Ogni laboratorio ha codificato una sua procedura volta ad ottenere al più presto cavità da installare, ma è mancato un approccio sistematico al problema che evidenziasse il ruolo di ogni singolo processo e ne curasse le procedure di ottimizzazione. Un nuovo metodo di passivazione del film di piombo, che evita l'uso di ammoniaca, acetone alcool, riesce a rallentare moltissimo l'ossidazione del piombo ed ha portato ad ottenere valori di Q_0 di 4×10^8 . Le prestazioni delle cavità in piombo sono dunque ancora migliorabili e, anche se i risultati ottenuti con il niobio non si potranno ovviamente raggiungere, vi potranno tuttavia essere delle situazioni nelle quali questa tecnologia risulterà essere la più conveniente.

Sono ottenute per elettrodeposizione di piombo su rame le cavità a QW e i primi modelli di cavità a split-ring.

L'elettrodeposizione di stagno-piombo, oltre che nelle cavità QW è utilizzata nelle cavità di TRITON. Le procedure di elettrodeposizione sono simili a quelle delle cavità in piombo e paragonabili sono le prestazioni ottenute.

1.c.) Cavità come sorgenti di radiazione X

1.c.1.) Introduzione

Le cavità risonanti sono strutture in cui può essere immagazzinata energia elettromagnetica. Eccitando una cavità ad una sua frequenza di risonanza si può instaurare nella cavità un'onda risonante con una ben precisa configurazione di campo elettromagnetico. L'energia elettromagnetica immagazzinata nella cavità può diventare notevole (qualche J) quando le pareti della cavità sono di materiale superconduttivo opportunamente raffreddato. A questa energia immagazzinata sono associati campi elettromagnetici di notevole intensità (qualche decina di MV/m).

Campi elettrici così elevati possono indurre il processo di emissione di campo [25, 26,27,28]. Questo è un processo nel quale gli elettroni, strappati dalla superficie, vengono accelerati dal campo a radiofrequenza e vanno a fermarsi sulle pareti della cavità provocandone il riscaldamento e producendo raggi X di frenamento. Il processo provoca un peggioramento delle prestazioni delle cavità, sia perchè comporta una sottrazione diretta dell'energia della cavità da parte degli elettroni, sia perchè l'impatto degli elettroni sulla superficie della cavità induce un aumento della temperatura del superconduttore e, di conseguenza, un aumento delle dissipazioni ohmiche che possono alla fine risultare in una transizione della cavità allo stato normal conduttivo.

L'emissione di campo da una superficie metallica ideale richiederebbe campi elettrici di superficie molto elevati (migliaia di MV/m) [3]. In realtà la presenza di microparticelle, inclusioni, gas condensati e dielettrici può abbassare la funzione di lavoro (energia necessaria ad estrarre un elettrone dal metallo) e rendere possibile l'emissione di elettroni anche a campi inferiori al MV/m. Sembra che, ma il fatto non è completamente spiegato, che la presenza di contaminazioni agisca come un fattore di moltiplicazione del campo elettrico locale. Non sempre tuttavia un sito emettitore è associabile con qualcosa di identificabile.

L'emissione di campo è un fattore che limita le prestazioni della cavità. La continua sperimentazione ha permesso di aumentare nel tempo i valori di campo accelerante ai quali si innesca il processo di emissione di campo. I metodi utilizzati per ridurre questo processo sono a carattere preventivo e di trattamento successivo della cavità prodotta:

Prevenzione

- Utilizzo di materiali e metodi di lavorazione che riducano la possibilità di inclusioni di materiale estraneo nel superconduttore
- Preparazione ed allestimento delle cavità in aree "dust free", a ridottissima presenza di polveri. Mutuato dalla tecnologia dei semiconduttori il montaggio in laboratori puliti ha esteso di molto il limite di campi elettrici di superficie raggiungibili.
- Risciacquo dei risuonatori ad altra pressione con acqua ultrapura: il metodo agisce efficacemente per rimuovere contaminazioni dalla superficie del superconduttore
- Trattamento termico ad alta temperatura (circa 1200° C) in ultra alto vuoto. Il metodo riduce drasticamente la densità di siti emettitori in cavità costruite con lastra di niobio per dissoluzione e/o evaporazione di particelle contaminati

Cure

- He conditioning: Quando si eccita, in presenza di He gas a bassa pressione, una cavità affetta da emissione di campo, si nota un graduale aumento del livello del campo elettrico sostenuto. L'effetto è più marcato nelle prime ore di trattamento, ma possono essere necessarie decine di ore per arrivare alla saturazione. Efficace anche a limitate potenze RF (10 W) il

condizionamento per mezzo dell' He conditioning assicura stabilità di operazione alla cavità (elimina le variazioni di campo accelerante associate al processo) e produce una drastica riduzione X prodotta dalla cavità durante il funzionamento normale. L'efficacia dell' He conditioning è legata sia ad eliminazione dalla superficie di gas condensati che agiscono come attivatori di siti emettitori, sia alla pulizia della superficie per sputtering (polverizzazione catodica) da parte degli ioni di He.

- RF conditioning di potenza. Anche in assenza di He, alimentando la cavità con alta potenza RF con duty factor, si ottengono repentini aumenti di campi acceleranti in cavità superconduttive. Il duty factor va regolato in modo la temperatura del superconduttore non aumenti in modo tale da peggiorare la sua resistenza superficiale). Le potenze utilizzate per condizionare vanno da 1 a qualche centinaio di KV e sono limitate, oltre che dalla potenza a disposizione, dalle capacità di trasferimento di energia degli accoppiatori, delle linee di potenza, dal campo magnetico di picco associato al capo accelerante raggiunto. Quest'ultimo non deve superare i valori critici di campo del superconduttore. L'eliminazione dei siti emettitori attraverso potenza pulsata RF è un processo fortemente legato alla densità di corrente che si produce nel sito emettitore: è probabile che le correnti di emissione producano il riscaldamento e la conseguente fusione del materiale contaminante. Tracce di esplosioni, contaminanti, presenza di piccoli crateri si trovano in corrispondenza di siti di emissione processati.

Se una cavità non presenta emissione di campo, non ci sono elettroni accelerati e di conseguenza non ci sono raggi X (naturalmente questo vale per la cavità in cui non vengano inniettati fasci). Tuttavia quando facendo aumentare l'energia elettromagnetica in cavità, la tensione raggiunge il punto di scarica, gli elettroni vengono strappati dalla parete e accelerati dal campo elettrico. L'impatto degli elettroni accelerati sulle pareti della cavità può comportare la produzione di raggi X. L'energia a cui gli elettroni vengono accelerati dipende dal campo accelerante cui sono sottoposti durante il loro percorso e quindi dalla forma, dalla frequenza e dal modo di oscillazione della cavità, dalla fase del campo elettromagnetico al momento dell'estrazione.

L'energia massima acquistabile dagli elettroni può essere ricavata a seconda della forma della cavità. Di seguito è presentata una valutazione dell'energia degli elettroni acquisibile nei vari tipi cavità. Per semplicità esse vengono raggruppate a seconda della velocità, delle particelle da accelerare, per la quale sono state progettate. Sono contestualmente presentati le osservazioni riguardanti intensità ed energia dei raggi X misurati che sono state trovate in letteratura.

1.c.2.) Cavità con $\beta=1$

Le cavità utilizzate per accelerare particelle con $\beta=1$ sono costituite da una o più celle che vengono eccitate nel modo TM_{010} .

In tale modo di oscillazione le linee di campo elettrico sono praticamente parallele all'asse della cavità e hanno intensità decrescente con l'aumentare del raggio. In figura 20 [29] è rappresentato il vettore di campo elettrico presente in una cavità a nove celle (in una sezione longitudinale di mezza cavità) eccitata nel modo π . La struttura è una rappresentazione schematica della cavità per TESLA che opera a 1.3 GHz., ma l'andamento dei campi è tipico delle cavità per elettroni. Nella cavità le linee di campo magnetico sono cerchi concentrici rispetto all'asse della cavità. L'intensità del campo magnetico è nulla sull'asse ed aumenta con il raggio.

Analizziamo per il momento una cavità monocella, come ad esempio la cavità di prova di LEP.[30, 31] La configurazione del campo elettromagnetico all'interno della cella singola può essere estrapolato dalla figura precedente

Un elettrone che venga iniettato alla velocità della luce con la giusta fase sull'asse del fascio, e quindi sia nella direzione, nella localizzazione, nell'istante in cui possa essere sottoposto alla massima intensità di campo accelerante, acquista energia pari W .

$$W = E_a L$$

Dove E_a è il campo accelerante e L è la lunghezza attiva della cavità;

Dato che stiamo considerando l'accelerazione di particelle relativistiche ($\beta=1$) la lunghezza della cavità lungo l'asse del fascio è determinata in modo da essere percorsa in un periodo pari a $T/2$ (le cavità funzionano in modo π) per cui $L = \beta \cdot c \cdot T/2 = c \cdot T/2 = c/(f \cdot 2) = \lambda/2$.

Cavità che operano a 500 MHz potrebbero quindi fornire al massimo ad un elettrone con $\beta=1$, circa 3 MeV di energia. Naturalmente è praticamente impossibile, se l'elettrone non viene volutamente iniettato, che tali condizioni (velocità, fase e direzione giuste) vengano soddisfatte.

In generale l'elettrone viene strappato alla parete con energia abbastanza bassa e viene in seguito accelerato dal campo elettrico e piegato dal campo magnetico. Il punto di emissione si ha, per la maggioranza dei casi, in nelle zone in cui è presente il massimo campo elettrico di superficie.

L'intensità di corrente di elettroni prodotta nella cavità, il punto di impatto e l'energia raggiunta degli elettroni dovuti ad emissione di campo all'impatto della parete delle cavità, non sono facili da determinare. Un'indagine approfondita su tale argomento è stata eseguita al CERN [25] su cavità monocella per elettroni dove sono stati calcolati il percorso e l'energia acquisita dagli elettroni a seconda del punto di emissione. Sono stati misurati inoltre l'intensità dei raggi X prodotti e gli aumenti localizzati di temperatura provocati dall'impatto degli elettroni.

L'intensità dei campi elettrici e magnetici di superficie di tali cavità, tipici di una cavità a singola cella può essere rappresentata come in figura 21.

Data la configurazione del campo elettromagnetico, la traiettoria dell'elettrone strappato dalla parete giace in un piano che comprende l'asse del fascio ed il punto di emissione.

Definito un campo accelerante ed un certo punto di origine dell'elettrone, la traiettoria percorsa da questo dipende dall'intensità e dalla fase del campo elettromagnetico in cui avviene l'emissione. Variando questa si generano dunque una famiglia di traiettorie. La dipendenza di ciascuna dal punto di origine è presentata in fig. 22.

In fig. 23 sono riprodotte le famiglie di traiettorie che si presentano per uno stesso punto di emissione, ma per campi acceleranti diversi. Sono inoltre illustrate potenza dissipata ed energia d'impatto degli elettroni in funzione della posizione nella cavità.

L'impatto degli elettroni sulla cavità ne provoca il riscaldamento, e dà luogo alla produzione di raggi X di bremsstrahlung. Possono inoltre essere prodotti elettroni secondari che, in condizioni favorevoli, possono essere riaccelerati dal campo a radiofrequenza.

Per misurare raggi X e gli aumenti di temperatura la cavità, operante a 500 MHz nel modo T_{010} , è stata equipaggiata con misuratori di temperatura e di intensità di raggi X come illustrato in fig 7. Entrambi i tipi di rivelatori sono stati montati in un frame rotante che ha consentito di fare una mappatura di tali valori intorno alla cavità. I misuratori di raggi X utilizzati sono dei rivelatori di stato solido, di diametro di area sensibile di 6 mm e spessore di 100 μm , usati in "charge sensitive mode" che danno dunque informazioni sull'intensità, ma non sull'energia dei raggi X. Essi lavorano a contatto di bagno di He e sono in grado di operare ad una intensità di radiazione valutata essere intorno a 300 R/hr appena al di fuori delle cavità.

Una tipica distribuzione di incremento di temperatura lungo i meridiani tra 0 e 30 gradi, con spaziatura di un grado della cavità per tre diversi valori di campo accelerante sono rappresentati in fig. 24. Si può vedere come data una certa fase di emissione ed un determinato valore di campo accelerante, gli elettroni generati da un sito di emissione vadano a dissipare potenza in un punto abbastanza localizzato.

I profili di intensità di intensità dei raggi X, misurati entro il criostato a diretto contatto della cavità, presentano anch'essi dei picchi localizzati in corrispondenza dei punti di massimo aumento di temperatura. Dal calcolo di traiettorie ed energie di impatto e dalle mappe di intensità di raggi X ed incrementi di è stato calcolato che la densità di corrente prodotta dai siti di emissione segue un dipendenza di tipo Fowler Nordheim, cioè:

$$j_{FE} = A \cdot x \frac{(\beta E)^2}{\Phi} \cdot x e^{\left[\frac{B_x 10^9 \Phi^3}{E \beta} \right]}$$

Dove j_{FE} è la densità di corrente dovuta ad emissione di campo [A/cm^2], E è il campo di superficie [V/m]; Φ è la funzione di lavoro del metallo, assunta uguale a 4 eV; β è il fattore di moltiplicazione del campo e è utilizzato come parametro per interpolare i dati sperimentali. $A= 1.54 E^{-6}$, $B=6.83E7$.

La densità di potenza rilasciata dagli elettroni sulla superficie della cavità ad un determinato livello di campo accelerante può venire calcolata a partire dal numero di elettroni, e dall'energia che questi acquistano.

La traiettoria e l'energia di impatto degli elettroni emessi dipendono dal punto in cui sono estratti e dalla fase di emissione oltre che dal livello di campo accelerante. Il numero degli elettroni emessi dipende dal campo elettrico di superficie nel punto di emissione e dal fattore di moltiplicazione β . La distribuzione di potenza sulle pareti della cavità può essere calcolata lasciando come parametri liberi il fattore β , la superficie interessata all'emissione e la sua localizzazione. Il confronto della distribuzione ottenuta con quella determinata sperimentalmente permette di determinare i valori più corretti per i parametri. Un esempio dei risultati ottenuti è presentato in fig. 25. Bisogna tenere presente che calcoli di questo tipo non possono spiegare il fondo di raggi X, come non possono spiegare lo spettro di raggi X al di fuori del criostato. Infatti l'energia massima trovata è più alta di quella che potrebbe essere prodotta dagli elettroni primari: Energie di 1.5 MeV sono state misurate a livelli di campo accelerante di 4 MV/m; essi possono venire spiegati come prodotti da elettroni di backscattering riaccelerati dato che l'energia degli elettroni primari non supera 1.2 MeV.

Da notare che il processo di condizionamento di una cavità è correlato ad una riduzione nel valore del parametro β che meglio va ad interpolare i dati sperimentali ottenuti dopo successive fasi di condizionamento [32]

Naturalmente la situazione cambia da cavità a cavità a seconda della geometria, dello stato delle superfici e della localizzazione e tipo di eventuali contaminanti e dal campo accelerante: la descrizione presentata descrive qualitativamente i processi e dà un ordine di grandezza delle intensità relative e dell'energia dei raggi X in gioco.

Alcune considerazioni possono essere tratte ed hanno carattere abbastanza generale:

- L'energia di impatto degli elettroni risulta essere più bassa di circa 1 MeV e quindi il range degli elettroni nel niobio è inferiore a 0.5 mm.
- Più che il 95% dell'energia è perduta localmente e solo il 5% è prodotto sotto forma di raggi X.
- Nella mappatura sperimentale degli spettri di raggi X ai picchi previsti si affianca una intensità di fondo distribuita. La distribuzione appare ancora più uniforme quando misurata al di fuori del criostato, come se i picchi includessero raggi X di energia più bassa, maggiormente attenuati dalle pareti del criostato. Tale fatto viene spiegato dal contributo di elettroni originati dal processo di back-scattering ad energie di qualche decina di keV che vengono riaccelerati dal campo e che si fermano in modo abbastanza distribuito sulla superficie della cavità.

Anche a SLAC, dove è lo spettro di raggi X di fuori del criostato è stata misurato in una cavità risonante a 1.2 GHz nel modo T_{010} e con un campo accelerante di 10.4 MV/m, si può evidenziare una certa omogeneità di distribuzione dei raggi X intorno alla cavità all'esterno del criostato: vi è una simmetria assiale, anche se si nota un incremento dell'intensità dei raggi X prodotti in corrispondenza dell'estremità della cavità, come risulta dalle foto presentata in figura 26 [33]. Essa è stata ottenuta usando un cristallo di ioduro di sodio per convertire i raggi X emessi dalla cavità in raggi luminosi che opportunamente focalizzati ed intensificati, vanno ad impressionare una pellicola.

Lo spettro di raggi X di fuori del criostato presenta un massimo per energie dei fotoni di circa 200 keV, che, data la configurazione del campo elettromagnetico, risulta essere leggermente inferiore della metà dell'energia che potrebbe essere guadagnata dagli elettroni prodotti per field emission. Lo spettro di

raggi X (fig. 27) diminuisce, una volta superato il massimo, esponenzialmente con l'energia. Tale andamento dello spettro di raggi X è spiegato tenendo conto che elettroni primari possono dar luogo ad elettroni di back-scattering di energia già elevata e quindi efficacemente accelerati dal campo a radiofrequenza. In tale esperimento a dose di raggi X misurata ad un metro della cavità all'esterno del criostato è stata all'incirca 100 mr/h.

Analisi sull'energia raggiunta dagli elettroni in cavità risonanti è stata fatta in alcuni casi particolari di risonatori costruiti appositamente per studiare il processo di emissione di campo.

In [34] è stata analizzata, a parità di frequenza, 700MHz, l'influenza della lunghezza delle gap sull'intensità ed energia degli elettroni prodotti in cavità operanti nel modo TM_{010} . Per cavità con gap lunghe si trova che l'effetto di elettroni di back-scattering è importante: L'effetto dell'impatto di elettroni emessi per emissione di campo o prodotti da questi per back-scattering comporta una distribuzione abbastanza omogenea di intensità di raggi X di elettroni sulle estremità della cavità. Nel grafico 28 è presentata la distribuzione spaziale dell'intensità di raggi X e la loro energia in funzione della posizione della cavità per due livelli diversi di campo accelerante. Tenere presente che per energia dei raggi X si intende il valore che ne divide a metà il numero. Da notare inoltre come un elettrone FEM possa al massimo raggiungere una energia di 170 KeV, mentre l'energia misurata raggiunge 290 KeV.

Intensità e spettro di energie dei raggi X prodotti in una cavità operante a 3.6 GHz nel modo TM_{020} , costruita appositamente per esaltare il processo di emissione di campo, sono riportati nelle figure 29, 30 [35]. Da notare che in questo caso l'energia massima dei raggi X corrispondeva, entro l'errore, a quello degli elettroni primari prodotti per field emission.

I campi acceleranti raggiunti nelle cavità a β uguale ad 1 dipendono dal tipo di cavità in particolare dalla frequenza e dalla temperatura di operazione. Il valore massimo di campo accelerante finora ottenuto in cavità monocella, operante a 1.6 k alla frequenza 1.3 GHz è o è 44 MV/m [36]. Per quanto riguarda cavità multicelle i valori più alti si sono ottenuti per le cavità di CEBAF (che operano a 2.2 k) dove se in generale i campi di operazione hanno valori compresi tra 4 e 14 MV/m in taluni casi si sono raggiunti campi di 20 MV/m [37]. Campi dello stesso livello di intensità si sono finora ottenuti nelle cavità progettate per TESLA per le quali si sta cercando di raggiungere l'obiettivo di 25 MV/m [38]. I campi acceleranti massimi raggiunti dalle cavità di LEP sono più bassi e riflettono il fatto che queste cavità operano a 4.2 K.; tipicamente si raggiungono campi acceleranti di 8 MV/m, limitati dalla potenza RF a disposizione [39].

Non esiste in letteratura un'indagine dettagliata sull'energia raggiunta dagli elettroni nei vari tipi di cavità, ma alcuni criteri generali di previsione possono essere tratti:

Dipendenza dalla frequenza

In cavità di identica forma, ma frequenza multipla di un fattore n, le stesse traiettorie ed energie di impatto si riproducono per un valore di campo accelerante n volte più alto. Note le caratteristiche della produzione di raggi X per una certa cavità si possono quindi fare previsioni sull'output di cavità a frequenza più alta.

Quanto maggiore è la frequenza di una cavità tanto più piccole sono le sue dimensioni. A parità di campo accelerante l'energia massima che può venire acquistata dall'elettrone diminuisce, anche quando questo venga già iniettato alla velocità della luce. In prima approssimazione possiamo dire che l'output di raggi è inversamente proporzionale alla frequenza.

Un alto fattore incide nella diminuita produzione di raggi X al crescere della frequenza. Per essere accelerato efficacemente in cavità con $\beta=1$ l'elettrone deve essere già relativistico. In cavità ad alta frequenza l'elettrone non ha il tempo di diventarlo e non può essere in accordo di fase con il campo a radiofrequenza durante il suo percorso. Di conseguenza l'energia guadagnata durante la traiettoria risulta una frazione molto ridotta di quella massima possibile. A frequenze sufficientemente elevate il campo si inverte addirittura prima che l'elettrone possa arrivare a toccare le pareti della cavità e generare così raggi X di bremsstrahlung. Ad esempio in cavità risonanti nel modo T_{010} a 8.5 GHz non si è avuta produzione di raggi X fino a campi di superficie di 70 MV/m, mentre in cavità della stessa forma trattate nel medesimo modo mostravano 5 rem/h a 30 cm dalla cavità con campi di superficie di 16 MV/m [40].

Dipendenza dal numero delle celle

In una cavità formata da più celle contigue una certa frazione di elettroni prodotti per emissione di campo in una cella possono penetrare nelle celle adiacenti ed esservi accelerati. Alcuni elettroni potranno arrivare ad acquistare tutta l'energia che sarebbe acquistata da un elettrone del fascio. Di conseguenza la radiazione X emessa da una multicella è superiore a quella che potrebbe essere ottenuta moltiplicando il numero delle celle per la produzione di una cella singola.

L'analisi di traiettorie in cavità a nove celle a 1.3 [29] e a 1.5 GHz [41] dimostrano che i punti di emissione critici, possono dare luogo ad accelerazione in più celle, sono localizzati nell'iris. La frazione di elettroni che passano nelle celle adiacenti e l'energia guadagnata dipendono dalla fase di emissione, dal livello del campo, dal punto di emissione. Qualche calcolo di corrente ed energia acquistata è stato fatto, i risultati ottenuti riguardano casi particolari, e non sono suffragati da dati sperimentali [42].

Misure di produzione di raggi X per cavità multicelle sono riportati per le cavità a nove di CEBAF (1.5 GHz) dove sono misurate dosi di 2 k rad massimi a contatto del criostato usato per i test [43]. La potenza impegnata in field emission, e cioè trasferita agli elettroni emessi per emissione di campo eccitando la cavità a campi acceleranti fino a 14 MV/m, poteva variare a seconda delle cavità e delle condizioni di test, in un ampio range tra 1 e 50 W.

Per quanto riguarda le cavità del LEP sono riportate misure di dose effettuate durante prove di potenza (potenza 300 KW) in 2 moduli, ciascuno costituito da 4 cavità a 4 celle [44]. Un modulo è costituito da cavità ottenute da Nb in lastra, l'altro ha cavità in Nb sputterato su rame. Le dosi misurate sono da 40 a 100 rad/h sulle pareti laterali del criostato mentre si misura qualche decina di krad alle estremità del criostato dove, in corrispondenza della flangia di chiusura dell'ultima si sono misurate 90 krad/h. Le dosi massime registrate in funzione del campo accelerante presente sono riportate in fig. 31. Il valore misurato a un metro dalla flangia, sempre lungo l'asse della cavità è stato 5 k rad/h. In una cavità formata da più celle contigue una certa frazione di elettroni prodotti per emissione di campo in una cella possono penetrare nelle cellule adiacenti ed essere ivi accelerati. Alcuni elettroni potranno arrivare ad acquistare tutta l'energia che sarebbe acquistata da un elettrone del fascio. In questo caso, dato che si operava a campi acceleranti di 5-6 MV/m e la lunghezza attiva di ogni cavità è 1.7 m [6], la tensione equivalente di accelerazione per gli elettroni in un modulo era intorno ai 40 MV.

Le cavità in Niobio sputterato su rame danno luogo ad una produzione di raggi X inferiore. Il risultato è confermato anche da studi più recenti. Nelle stesse condizione del test precedente è stato misurato l'output di raggi X alimentando con 120 KW totali quattro cavità in Nb sputterato su rame: In questo caso, che è tipico del comportamento dei risuonatori, è illustrato anche l'effetto del condizionamento che riduce in modo significativo la produzione di raggi X [39].

L'alta intensità di dose da sua distribuzione spaziale rivelano come gli elettroni prodotti per emissione di campo nelle cavità possano essere accelerati dalle cavità successive.

1.c.2.) Cavità per particelle con $0.5 < \beta < 1$

Le cavità da utilizzare in tale intervallo di velocità hanno forme simili a quelle per elettroni [45], soltanto sono schiacciate in senso longitudinale. Le considerazioni di carattere radioprotezionistico sono dunque simili a quelle per elettroni, soltanto le differenze di potenziale massime che si possono instaurare nelle cavità a parità di campo accelerante e frequenza sono ridotte di un fattore uguale al β della cavità. Non è tuttavia possibile in questo caso l'accelerazione di elettroni in più gap dato che essi non possono arrivare ad essere in accordo di fase col campo nelle diverse gap. L'energia massima dunque a cui gli elettroni possono venire accelerati corrisponde alla differenza di potenziale che si crea nella singola Gap.

1.c.3.) Cavità per particelle con $\beta < 0.5$

Il modo di operazione di questo tipo di cavità è, nella maggioranza dei casi, di tipo TEM [46] e la linea di fascio attraversa la cavità perpendicolarmente rispetto alla direzione di propagazione dell'onda.

Per riuscire a sfruttare al meglio il campo accelerante in cavità è necessario che le particelle riescano ad attraversare lo spazio in cui si instaura la differenza di potenziale durante un semiperiodo della radiofrequenza. La lunghezza del percorso deve essere ridotta perciò di un fattore $1/\beta$ rispetto a quella che sarebbe percorsa da particelle relativistiche nello stesso periodo. Quindi le distanze in gioco nella regione dell'asse del fascio, localizzata nella zona in cui sono presenti i valori più alti di campo elettrico in modo da sfruttare al meglio l'energia disponibile nella cavità, sono più piccole di quelle caratteristiche di cavità per fasci relativistici.

Per sfruttare in modo più efficace l'energia a disposizione si progettano cavità a più gaps in modo da utilizzare più volte la differenza di potenziale che si instaura nella cavità. A parità di campo accelerante le differenze di potenziale che si possono instaurare nella cavità per β ridotti sono dunque più piccole di quelle che si hanno nelle cavità per elettroni. Nelle aree dove è più probabile l'inesco del processo di emissione di campo, a parità di campo accelerante, la differenza di potenziale che si instaura nella cavità per particelle non relativistiche risulta ridotta di un fattore β rispetto a quelle che si instaurano nelle cavità per elettroni operanti alla stessa frequenza.

Dato che devono essere accelerate particelle lente, sono in generale preferiti risuonatori a frequenza minore di quelle utilizzate per accelerare particelle relativistiche (circa 100 MHz), in modo da avere un più lungo periodo a disposizione per l'accelerazione.

Il periodo relativamente lungo del campo a radiofrequenza dà il tempo agli elettroni strappati dalla cavità di diventare relativistici in una frazione di tempo piccola rispetto al periodo della radiofrequenza e di conseguenza permette di utilizzare praticamente tutto il campo accelerante a disposizione.

La differenza di potenziale presente nelle aree in cui viene accelerato il fascio è data da:

$$\Delta V = \frac{E_a * L}{n * TTF (\beta_{opt})}$$

Se il campo accelerante E_a è dato in MV/m, la lunghezza interna del risuonatore è data in m, la tensione ΔV è data in MV. Il TTF (β_{opt}) è in generale un numero superiore a 0.9, mentre si utilizzano in generale 2 - 3 - 4 gaps ($n=2-3-4$). L'energia massima guadagnata dagli elettroni è dunque facilmente calcolabile. Dato che il tempo di percorrenza attraverso la cavità è piccolo rispetto al periodo e che l'emissione è verosimilmente prodotta quando il campo è nella fase di massima intensità, si può conservativamente conservare che tutti gli elettroni vengano accelerati alla massima energia.

Anche in caso di più gap non è possibile che un elettrone acquisti più energia di quella che acquisterebbe al passaggio di una gap singola dato che l'elettrone non potrebbe essere in accordo di fase nelle diverse gaps.

I campi acceleranti finora tenuti con cavità risonanti di questo tipo di qualche MV/m anche se vi è stata una grosso progresso tecnologico che ha portato alcune di queste cavità ad operare in modo continuo a campi superiori a 10 MV/m [47,48]

Per quanto riguarda la potenza dissipata per emissione di campo essa è in generale limitata dalla capacità della cavità di smaltire il calore prodotto dagli elettroni. In genere un processo di instabilità termica si innesca quando la cavità è alimentata a potenze medie di qualche decina di W. In generale non è conveniente alimentare la cavità con più di 20 - 30 W medi dato che potenze più elevate fanno significativamente aumentare la temperatura del superconduttore per cui le perdite ohmiche sottraggono grande parte della potenza a disposizione per il condizionamento. Per una dissipazione di 10 W per emissione di campo ad una l'energia degli elettroni di 500 KV si ha dunque una corrente di circa 20 μ A. Campi acceleranti doppi comportano una corrente dimezzata a parità di potenza impegnata. La frazione di potenza inviata in cavità che è data agli elettroni varia a seconda

della potenza dissipata per resistenza ohmica dal risuonatore ai campi acceleranti di condizionamento: può essere dell'ordine di 30% per cavità in piombo, mentre può essere significativamente più alta nel caso di cavità ben raffreddate che utilizzano niobio come superconduttore.

Sono attualmente in fase di studio cavità, che hanno valori di beta compresi tra 0.1 e 0.4, ma a frequenza più elevata (intorno ai 350-800 KHz) [48]. La frequenza più elevata impone distanze di percorrenza nelle zone di alto campo ridotte: una frequenza doppia, a parità di β , significa che le distanze in gioco sono dimezzate e di conseguenza sono dimezzate le differenze di potenziale che si possono instaurare nella cavità a parità di campo accelerante.

1.c.4.) Strutture ad RFQ

Per contenere le dimensioni sia longitudinali sia trasversali di fasci molto lenti si utilizzano strutture ad RFQ (quadrupolo a radiofrequenza) [49]. La struttura della cavità a RFQ è tale da creare una tensione alternata in ciascuna delle due coppie di elettrodi, l'una ruotata di 90° gradi rispetto all'altra, che si estendono parallelamente all'asse del fascio. La modulazione degli elettrodi permette di creare una configurazione di campo che consente sia la focalizzazione sia l'accelerazione del fascio.

Le forme articolate della struttura e la ridotta distanza tra gli elettrodi portano ad un rapporto tra campo elettrici di superficie e campo accelerante elevato. Dato che il limite alle prestazioni delle cavità è legato ai campi di picco i campi acceleranti di progetto di queste cavità non sono troppo elevati.

Nelle zone interessate ad alti campi elettrici la distanza degli elettrodi è piccola per cui le differenze di potenziali massime in gioco sono contenute.

Ad esempio l'RFQ in progetto presso i LNL ha, nelle condizioni previste di utilizzo, una ddp di 280 KV [42]. In fase di condizionamento possono essere raggiunti campi più alti, all'incirca di un fattore 2.

Il campo elettrico ha, all'interno di ciascuna gap, una componente trasversale che è utilizzata per la focalizzazione degli ioni da accelerare. L'effetto di questo campo trasverso è più forte sugli elettroni, che vengono deflessi sulle pareti e non possono arrivare ad acquistare più energia di quella ottenibile attraversando un a singola gap. Elettroni di energia significativa non potrebbero comunque essere accelerati successivamente in più gap dato che manca comunque la possibilità di accordo di fase tra elettroni e campo accelerante.

Le potenze che possono essere dissipate per emissione di campo sono legate alla possibilità di smaltire il calore prodotto dall'impatto degli elettroni sugli elettrodi: le potenze massime dissipate per emissione di campo si possono ipotizzare in circa una ventina di W.

1.d.) Procedure di test dei risuonatori

Naturalmente la forma del criostato, i processi di raffreddamento e il metodo di misura dipendono dai tipi di cavità: Se le modalità possono essere diverse non vi sono tuttavia sostanziali differenze nei problemi e nelle procedure: di seguito sono descritte a titolo esemplificativo quelle che vengono seguite a Legnaro.

Per misurare il fattore di qualità di un risonatore che opera alla temperatura dell'He liquido, bisogna per prima cosa portarlo a quella temperatura. Questo è possibile solo se la cavità è in vuoto, in modo da eliminare le perdite termiche per convezione. Per questo la cavità va inserita in un criostato, che è il contenitore da vuoto, costruito in modo da ridurre anche le perdite termiche per conduzione. Dato che le perdite termiche per irraggiamento sono proporzionali alla differenza della potenza quarta della temperatura [$P_{irr} = \alpha(T_1^4 - T_2^4)$], è conveniente inserire tra la cavità, che è a 4.2 K, (-267°C) la tank di contenimento che è a 393 K (20°C), uno schermo termico a temperatura intermedia. Naturalmente aiuta anche il fatto che è termodinamicamente più conveniente dissipare potenza a temperatura più alta.

Il criostato è predisposto in modo da distribuire i liquidi e gas criogenici ed è adeguatamente equipaggiato con la strumentazione di produzione e monitoraggio di vuoto e di controllo dei processi di raffreddamento e riscaldamento. Sono inoltre previste le linee RF di per l'accoppiatore di potenza (coupler e per l'antenna di pick-up, i sistemi di movimentazione di tuner (accordo di frequenza) e coupler e le valvole di sicurezza. Una volta evaquato il criostato (la pressione raggiunge il basso range 10^{-6} mbar) inizia il raffreddamento degli schermi, per abbassare ulteriormente la pressione all'interno del criostato, ed il riscaldamento del risonatore. La cavità viene portata e mantenuta ad una temperatura intorno ai 60-80 °C per 10-20 ore in modo da favorire il degassaggio delle superfici. Il raffreddamento degli schermi ed il preraffreddamento del risonatore vengono fatti in laboratorio usando schermi che prevedono l'utilizzo dell'azoto liquido. Nei criostati di macchina è invece previsto l'uso del solo He; quest'ultimo viene immesso alla temperatura di circa 60 K e alla pressione di 7 bar all'interno dello schermo termico, e allo stato liquido nel serbatoio e/o circuito di preraffreddamento del risonatore.

Il condizionamento da multipactoring è effettuato avendo cura che durante il processo la pressione all'interno del criostato si mantenga inferiore a qualche unità $\times 10^{-6}$ mbar. Il processo dura qualche ora.

Il multipactoring è un processo risonante in cui elettroni vengono strappati dalla superficie della cavità ed accelerati dal campo a radiofrequenza. Se dopo un uno o più cicli di radiofrequenza l'elettrone, accelerato dal campo elettrico e deviato dal campo magnetico, torna al punto iniziale (multipactoring ad un sito) può innescarsi un processo risonante. Esso può assorbire una significativa quantità di energia dalla cavità quando gli elettroni riescono ad acquistare una energia tale che il fattore di moltiplicazione che si ha nell'impatto di un elettrone con la superficie diventa maggiore di uno. L'intervallo di energie di impatto per cui questo avviene dipende dal tipo di superficie e dal grado di pulizia di questa. Si può tuttavia valutare che questo avvenga per energie di impatto dell'ordine del centinaio di eV [elettron Volt, energia acquistata da un elettrone accelerato dalla d.d.p. di 1 Volt]. Gli elettroni possono essere palleggiati percorrendo traiettorie cicliche e moltiplicarsi nell'impatto con due o più aree distinte della cavità (Il tempo di percorrenza può essere anche un semiperiodo o multiplo di esso) e in questo caso si parla di multipactoring a più siti.

Quando, aumentando l'energia di una cavità risonante, si arriva ad innescare il processo di multipactoring, il carico elettronico assorbe tutta la potenza eccedente che arriva in cavità, impedendo all'energia della cavità di aumentare e facendo così perdurare la condizione di risonanza. Fortunatamente l'impatto degli elettroni con la superficie riesce a poco a poco a pulirla, abbassando il fattore di moltiplicazione di produzione degli elettroni. Con un carico elettronico inferiore si può quindi arrivare ad aumentare l'energia della cavità e a rompere la condizione di risonanza del processo. Il livello può quindi essere saltato. Se tuttavia abbassiamo di nuovo l'energia della cavità il livello può ripresentarsi. E' quindi necessario indurre la condizione di risonanza fino a che non si ottenga uno stato

della superficie tale da non consentire l'autosostenersi del multipactoring, qualsiasi sia il valore del campo accelerante.

Quando possibile è conveniente condizionare le cavità nello stato normal conduttivo (temperatura ambiente) perchè:

- si dissipa potenza a temperatura più alta (1W a 4 K corrisponde a circa 1 KW a temperatura ambiente);
- possiamo trasferire al carico elettronico più potenza senza pericolo di far scaldare la cavità facendola transire;
- Il carico elettronico fa variare (aumentare) la frequenza di risonanza della cavità anche di KHz. Nella stato superconduttivo, dove la banda di risonanza propria della cavità è più piccola di 1 Hz, è più facile perdere la condizione di risonanza;
- Superfici più calde degasano meglio.

Può tuttavia succedere di trovare qualche livello residuo di multipactoring quando si porta la cavità a 4 K dopo averla condizionata a temperatura più alta. Questo avviene perchè il tempo necessario a caricare la cavità superconduttiva (in condizione di accoppiamento critico) è un fattore anche 10^5 volte più alto di quello necessario al caricamento della cavità normal conduttiva. La cavità rimane a livelli di energia critici più a lungo dando così tempo al moltipactoring di innescarsi. Il condizionamento di questi livelli residui è in generale abbastanza veloce. Multipactoring può presentarsi anche dopo il condizionamento ad alti campi delle cavità se l'emissione di campo provoca la migrazione di contaminazione verso aree critiche. E' difficile disegnare una cavità esente da multipactoring, se alcuni accorgimenti (evitare angoli, raccordare le parti attraverso opportuni raggi di curvatura) possono limitare il numero di livelli di multipactoring, è necessario cercare di limitare il più possibile la contaminazione delle cavità, perchè questa aumenta il fattore di moltiplicazione di produzione degli elettroni. Il backing (riscaldamento) per alcune ore della cavità inoltre favorisce il degasamento delle superfici e quindi anch'esso accelera i tempi di condizionamento.

Una volta completato il condizionamento da multipactoring, dopo aver rimosso l'azoto e ripuliti i circuiti (nel caso fosse stato utilizzato questo refrigerante), viene immesso He liquido nel serbatoio della cavità che viene così portata alla temperatura dell'He liquido. Il pompare sul bagno di He o l'uso di scambiatori termici sono mezzi per abbassare, quando richiesto la temperatura del risuonatore.

La misura di Q può iniziare dopo che tutte le parti del risuonatore abbiano raggiunto l'equilibrio termico con il bagno di He liquido. La misura di Q si effettua tramite la misura del tempo di decadimento dell'energia immagazzinata; essendo la frequenza di risonanza non sufficientemente stabile e la larghezza di banda troppo piccola per essere misurata direttamente. Le modalità di misura di pendono dal tipo di applicazione. Di seguito è descritto in dettaglio il metodo utilizzato a Legnaro.

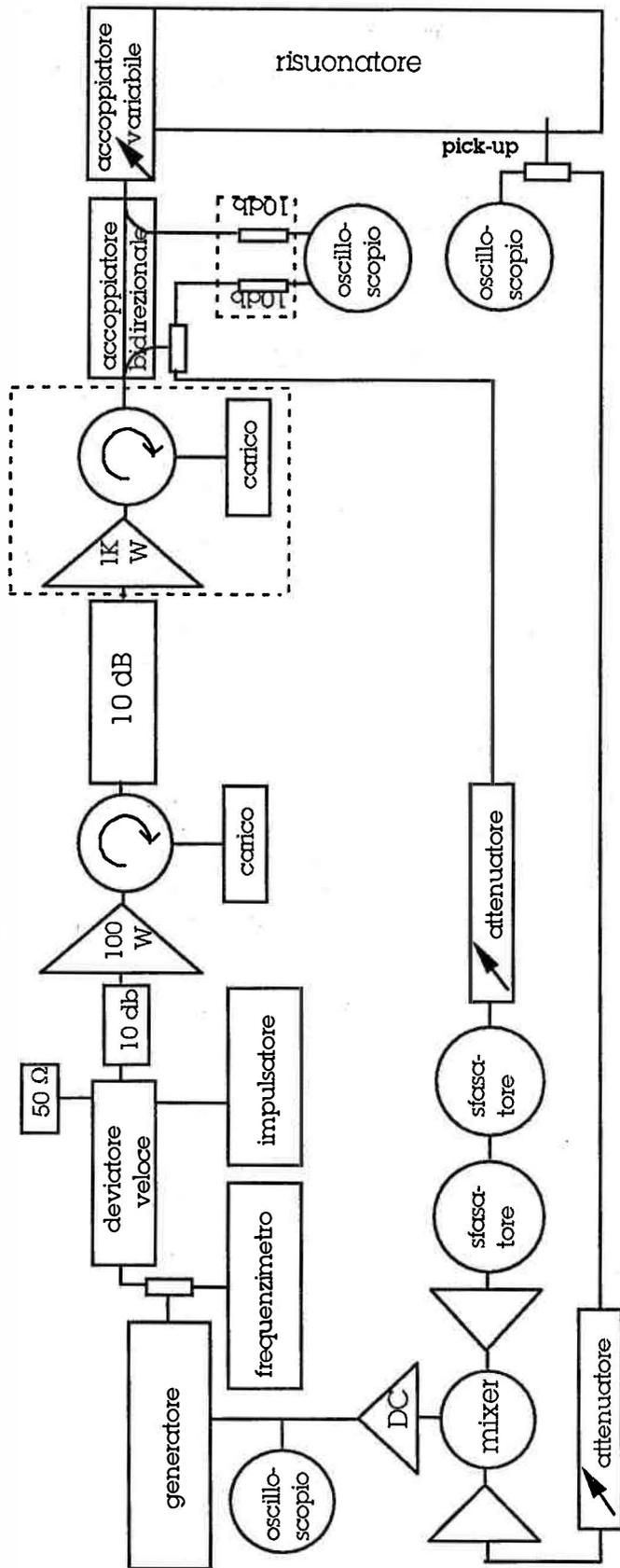
Per semplicità è conveniente porsi nella condizione di accoppiamento critico, cioè nella condizione in cui la cavità è un carico perfettamente adattato alla linea. Questo comporta che, in risonanza e in condizioni di equilibrio (energia in cavità costante) la potenza riflessa dalla cavità sia nulla e, che, a partire dal momento in cui interrompiamo l'erogazione di potenza alla cavità, la potenza in questa dissipata risulta essere esattamente uguale a quella emessa dal canale di ingresso. Il tempo di decadimento dell'energia (che è 1/2 di quello di decadimento della tensione misurata ad esempio al pick-up) risulterà dunque un fattore due più piccolo di quello che avrebbe la cavità perfettamente isolata dall'esterno ($Q_0=2Q_L$).

La cavità va alimentata alla frequenza di risonanza, seguendone le variazioni, per un periodo di tempo tale da permettere il raggiungimento della condizione di equilibrio, indi l'erogazione di potenza va istantaneamente sospesa e il tempo di decadimento dell'energia misurato.

Il circuito utilizzato per la misura è presentato nella figura seguente.

Il generatore produce il segnale a radiofrequenza, la cui frequenza varia, a seconda del valore di una tensione di controllo, intorno al valore impostato. Il segnale prodotto dal generatore viene quindi suddiviso in due parti, l'una va ad un frequenzimetro, che visualizza la frequenza inviata in cavità, la seconda va ad un deviatore (pin diode switch) che permette di commutare il segnale tra l'ingresso di un amplificatore ed un carico da 50 Ω in un tempo molto breve (alcuni nanosecondi). Il segnale di controllo del deviatore è un segnale TTL fornito da un impulsore (function generator). Un attenuatore di 10 dB (dispositivo che riduce la potenza in uscita di un fattore 10 rispetto alla potenza in arrivo) è posto

all'ingresso dell'amplificatore, semplicemente per non sovralimentare per errore l'ingresso dell'amplificatore stesso. Il circolatore posto a valle dell'amplificatore è un dispositivo in cui il segnale a radiofrequenza ha un percorso obbligato, come indicato dalla freccia.



Schema del circuito di misura utilizzato per il condizionamento e la misura di Q delle cavità superconduttive. Durante la misura di Q , non è usata la strumentazione racchiusa nelle aree tratteggiate

La potenza proveniente dall'amplificatore viene convogliata verso la cavità, ma quella che ritorna da questa viene deviata verso un carico da 50 Ω, carico che è adattato alla linea per cui tutta la potenza viene ivi dissipata e non può tornare indietro, nè verso l'amplificatore, rischiando di danneggiarlo, nè verso la cavità perturbando le misure. Il ruolo dell' attenuatore da 10 dB che segue è quello di far vedere alla cavità, al momento in cui questa emette potenza, una linea adattata. Inoltre la potenza che viene riflessa dalla cavità e ritorna indietro verso essa di nuovo, per disadattamenti nell'impedenza di uscita del circolatore o del carico, è attenuata due volte e quindi si riduce di un fattore cento. L'amplificatore, i relativi circolatore e carico (opportunamente dimensionati), rinchiusi nel riquadro quadrettato, vengono inseriti quando si vuole fare condizionamento di potenza. In questo caso l'impulsatore modulerà la potenza in ingresso all'amplificatore con un duty cycle (fattore di utilizzo) tale da permettere che la potenza possa essere convenientemente smaltita dalla cavità. L'accoppiatore bidirezionale campiona la potenza in transito nel canale di ingresso nei due sensi. La parte che ritorna dalla cavità serve a controllare le condizioni di accoppiamento e a quantificare la potenza riflessa alla cavità. La parte proporzionale al segnale inviato alla cavità è suddiviso in due parti, l'una viene visualizzata e misurata all'oscilloscopio (dopo essere stata eventualmente attenuata); la seconda, assieme a parte del segnale prelevato al pick up, è mandata agli ingressi del mixer. Questo è un dispositivo che produce in uscita un segnale che è proporzionale al prodotto dei segnali che arrivano agli ingressi. Nel caso che questi siano alla stessa frequenza, si può dimostrare che il segnale in uscita è funzione della loro differenza di fase. In particolare quando la differenza di fase è 90° l'uscita è nulla; per piccole variazioni intorno a questo valore, il segnale è proporzionale alla differenza di fase tra i segnali in ingresso.

Sappiamo che il segnale in cavità è sfasato rispetto a quello in ingresso di una quantità che dipende dalla frequenza di risonanza (vedi curva di Q e sfasamento presentata nel paragrafo 5); Confrontando dunque il segnale inviato in cavità con quello prelevato al pick-up, possiamo sapere di quanto è sbagliata la frequenza inviata in cavità rispetto a quella di risonanza.

Attenuatore variabile e amplificatore presenti nelle linee di ingresso al mixer servono a regolare opportunamente la potenza ai suoi ingressi. Gli sfasatori (phase shifters) servono invece a compensare la differenza di cammino nei due percorsi; essi sono regolati in modo che quando alimentiamo la cavità alla sua frequenza di risonanza, il segnale in uscita dal mixer sia nullo. Ora ogni volta che la cavità varierà la sua frequenza rispetto a quella che gli arriva dal generatore, un segnale viene prodotto all'uscita del mixer. Esso, opportunamente filtrato ed amplificato, viene utilizzato per correggere la frequenza di risonanza del generatore, che dunque può seguire la cavità nelle sue variazioni di frequenza.

La misura di Q viene effettuata a bassi valori di campi acceleranti, dove il Q è praticamente costante, dopo aver ben condizionato la cavità; si assicura in questo modo che la cavità dissipa potenza soltanto per perdite di tipo ohmico.

Il rapporto:

$$\frac{U}{E_a^2}$$

è una costante che dipende dalla geometria della cavità, e non dalla resistenza delle superfici. Esso può essere determinato sperimentalmente a caldo (tecnica perturbativa) oppure calcolato dalla configurazione dei campi in cavità come determinata da programmi specifici (Mafia, Superfish...).

Misurato dunque il Q₀ del risonatore possiamo conoscere l'energia U immagazzinata nel risonatore, determinando la potenza che viene dissipata dalla cavità. Questa è facilmente calcolabile a partire dalla potenza prelevata all'accoppiatore direzionale, conoscendo la frazione di potenza prelevata dall'accoppiatore e l'attenuazione della linea a valle dell'accoppiatore stesso. Inoltre,

noto $\frac{U}{E_a^2}$, possiamo conoscere anche il campo accelerante E_a presente, infatti, ricordando la definizione di Q, possiamo scrivere:

$$Q = \frac{\omega U}{P} = \frac{\left(\frac{U}{E_a^2}\right) E_a^2}{P}$$

Il segnale di pick-up preleva una piccola frazione del campo elettrico presente in cavità ed è dunque proporzionale ad E_a . Misurando la tensione del segnale di pick-up nelle condizioni in cui viene misurato Q_0 (calibrazione) possiamo dunque calcolare la costante di proporzionalità e quindi possiamo associare alla tensione che misuriamo al pick up il campo accelerante presente in cavità.

Ora, per misurare il fattore di qualità al variare del campo accelerante presente, non è più necessario misurare il tempo di decadimento: l'ampiezza del segnale di pick-up indicherà il valore del campo accelerante e il relativo valore di Q potrà essere calcolato utilizzando la stessa definizione di Q . La potenza P sarà di volta in volta calcolata a partire dalla potenza prelevata all'accoppiatore direzionale. Naturalmente dovrà essere assicurata la condizione di accoppiamento critico (solo in questo caso la potenza inviata è uguale a quella assorbita) e la cavità dovrà essere alimentata alla frequenza di risonanza (ricordiamo la forma della curva di Q). Le condizioni sono entrambe verificate quando la potenza riflessa dalla cavità è nulla. Per ottenere tale condizione si devono di volta variare le condizioni di accoppiamento (che cambiano al variare di Q), compensando con i phase shifters lo sfasamento indotto dall'operazione.

Nella esposizione non si è tenuto conto, per semplicità, della potenza prelevata dal pick-up. La correzione può essere fatta facilmente, ma non è sostanziale dato che, in generale, si fa in modo che la potenza prelevata dal pick-up sia piccola rispetto a quella consumata dalla cavità stessa.

Dopo la calibrazione iniziale, aumentando la potenza inviata in cavità, possiamo dunque calcolare le coppie di valori E_a e Q e costruire la curva di Q . In genere si usa presentare i dati in un grafico semilogaritmico perchè in questo modo è più facile interpretarne l'andamento.

REFERENZE

1. W. Weingartner, Superconducting cavities – basics, CERN 96-03 (1996), pg. 167
2. M. Tigner e H. Padamsee, Superconducting microwave cavities in accelerator for particle physics, Laboratori of Nuclear Studies, Cornell University Ithaca doc. CLNS-82/553
3. H. Padmsee, K. W. Shepard, R. Sundelin, Physics and accelerator application of RF superconductivity, Annu. Rev. Part. Sci. 43 (1993) pg.635
4. E. Haebel, Couplers for cavities, CERN 96-03 (1996) pg. 231
5. The SRF Department, RF Superconductivity at CEBAF, Proceedings of the 4th workshop on RF superconductivity pg. 1
6. G. Arnolds et al. Status report on superconducting Nb Cavities for Lep, Proceedings of the 3th Workshop on RF Superconductivity pg.55
7. B. Dwersteg et al., Superconducting Cavities for Hera, Proceedings of the 4th workshop on RF Superconductivity pg.81
8. S. Shuichi Noguki, Experience on the Superconducting RF System in TRISTAN, Proceedings of the 7th workshop on RF Superconductivity, pg. 629
9. M. Champion, RF input coupler and window: Performance, Limitation, and recent development, Proceedings of the 7th workshop on RF superconductivity pg.195
10. P. Bernard, et al., Experiments with the CERN Superconducting 500 MHz Cavity, Nucl. Instr. Meth 190 (1981) pg. 257
11. J. Kirchgessner et al., Superconducting RF activities at Cornell, Proceedings of the 5th workshop on RF Superconductivity, pg. 38
12. K.W. Shepard et al., Initial operation of the Argonne Superconducting Heavy-Ion linac IEEE trans. Nucl.Sci. Vol NS 26 (1979) pg. 365
13. B. Cauvin et al., Status Report on the Saclay heavy ion Superconducting LINAC, Proceedings of the 4th workshop on RF superconductivity, pg.175
14. Ben-Zvi, Ion acceleration by superconducting resonators, Particle accelerator Vol 9 (1979), pg. 169
15. G. Fortuna et al., Status of ALPI and Related Developments of Superconducting Structures, Proceeding of the '96 LINAC Conference pg.905
16. S. Takeuchi, Proceedings of the 4th workshop on RF Superconductivity, pg.429
17. J.R. Delayen, et al., Recent developments in the applications of RF Superconductivity to high-brightness and high-gradient ion beam accelerators, Proceeding of the 5th Workshop on RF Superconductivity, pg. 376
18. D. Schrage, E. Swensen, and B. Rusnak, Static & dynamic analysis of superconducting cavities for high performance linac, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity pg.629
19. T. Grundey, G. Hinderer and U. Trink, The Superconducting RF Cavities for the TRITON Proceedings of the 4th Workshop on RF Superconductivity, pg.167
20. K. W. Shepard Status of RF Superconductivity at Argonne, Proceedings of the 4th Workshop on RF Superconductivity, pg.139
21. G. Bisoffi, G. Algise, A. Lombardi, Superconducting RFQ cavities of the new heavy ion injector at Legnaro, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity pg.677
22. B. Bonin, Materials for superconducting cavities, CERN 96-03 pg.191
23. J.R. Delayen, RF properties of superconducting Pb electroplated on Cu, Proceedings of the 3th Workshop on RF Superconductivity, pg. 469
24. A. Lipski et al. Recent work on lead-tin superconducting surface, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, pg. 611

25. A.Piel, Diagnostic method of superconducting cavities and identification of Phenomena ,
Proceedings of the 1st Workshop on RF Superconductivity, Karlsruhe Kfk (980) pg 88
26. W. Weingartner, Electron Loading, Proceedings of the 2nd Workshop on RF Superconductivity
(1984), pg.551
27. B. Bonin Field emission in RF cavities, CERN 96-03 pg.221
28. D. Proc, Quest for high gradients, CERN 96-03 pg.201
29. U. Becker, M. Zhang and T. Weiland, Two and three dimensional simulation of dark current in
TESLA- Cavities, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity pg. 397
30. Ph. Bernard et al., Experiments with the CERN superconducting 500 MHz Cavity, Nucl. Instr. Meth.
190 (1980) pg. 25
31. Ph. Bernard et al., New results with superconducting 500 MHz Cavities at CERN, Nucl. Instr. Meth.
206 (1983) pg. 47
32. R. Roth et al., Anomalous Loss Mechanism in high purity Nb cavities, , Proceedings of the 7th
Workshop on RF Superconductivity, pg.599
33. I. Ben-Zvi, J. Crawford, J. Turneure, Electron Multiplication in cavities, IEEE Trans. NS-20,N.3
(1975) pg. 54
34. K. Yoshida, M. Yoshioka, J. Halbritter, Measurement of superconducting niobium cavities at 700
MHz, IEEE (1979) pg. 4114
35. M. Fouday, T. Janquera, S. Bousson, Field Emission Investigation in a 3.6 GHz SRF Cavity using
X-ray Measuring system, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, pg.373
36. W.Moller, Quest for High gradient, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity, pg.
119
37. J. Preble Operating experience in SFR electron linac, Proceedings of the 7th Workshop on RF
Superconductivity, pg. 173
38. C. Crawford et al., On reaching 25 MV/m Accelerating Using high pulsed power RF processing 1.3
GHz, 9 cell TESLA Cavities, pg. 763
39. G.Geschonke, Experience with superconducting RF cavities in LEP, Proceedings of the 7th
Workshop on RF Superconductivity, pg.143
40. Leyneis et al., Electron loading in L- and S- band superconducting niobium cavities, IEEE 101
41. B.C. Yunn and R. Sundelin , Field emitted electron trajectory for CEBAF Cavity , Proceeding of
IEEE 1993 pg 1092
42. U.Becker, M.Zhang,T. Weiland Two and three dimensional simulations of dark current in Tesla
cavities, Proceedings of the 7th Workshop on RF Superconductivity pg. 397
43. C. Reece, Temperature dependence of CEBAF SRF Cavity Performance (internal note).
C. Reece Performance Experience with the CEBAF SRF Cavities, Proceedings of PAC1995,
pg.1512
44. P. Brown et al., High power Power testing of superconducting cavities for LEP , Proceedings of the
6th Workshop on RF Superconductivity, pg. 730
45. H. Heinrichs, Application of superconductivity to intense proton linac,
46. V. Palmieri, New developments in low beta superconducting structures, Proceedings of the 7th
Workshop on RF Superconductivity, pg. 237
47. T. Ishii, M. Shibata and S. Takeuchi, Construction of the JAERY tandem Booster, Nucl. Instr. Meth.
A328(1993) pg. 231
48. J.R. Delayen et al, Experimental results in superconducting niobium resonators for high
brightness ion beam acceleration, Proceedings of 1990 Linear Acceleration Conference, pg. 85

Figure

Figure 1a

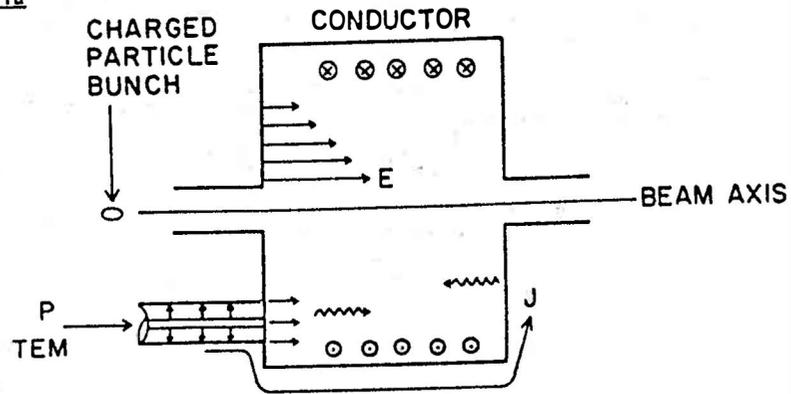


fig. 1: Disegno schematicizzato di una cavità risonante monocella con indicazione dell'andamento dei campi elettrici e magnetici [2].

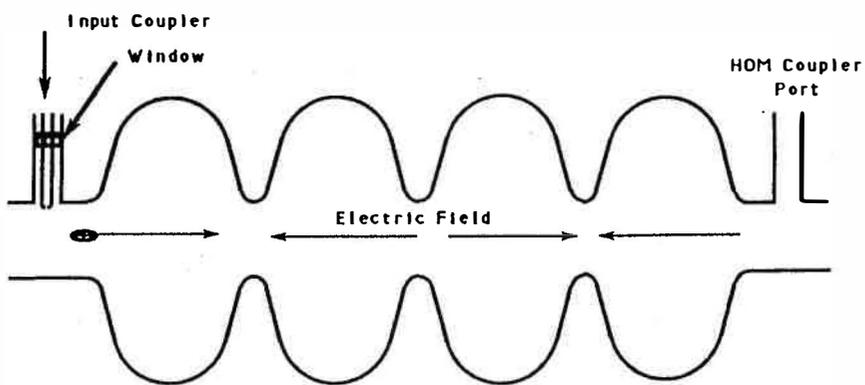


fig. 2: Disegno schematicizzato di una cavità risonante per particelle relativistiche. E' indicato il verso del campo elettrico sull'asse del fascio per il modo π . Sono inoltre indicati l'accoppiatore di ingresso e una porta per l'eliminazione dei modi superiori [3].

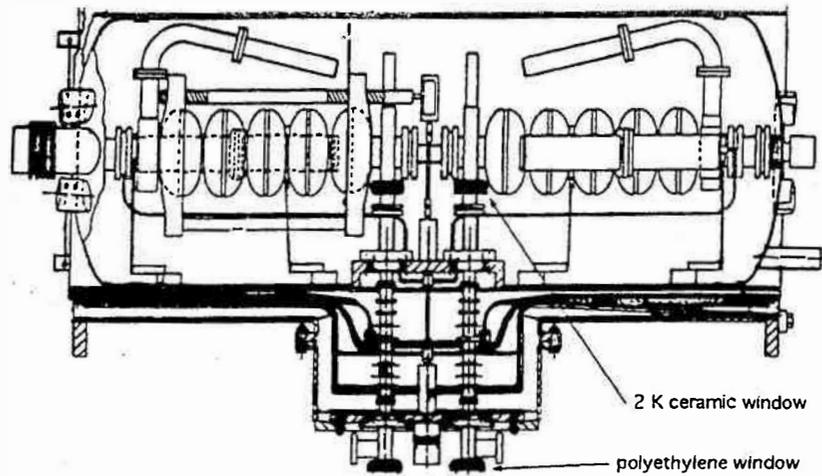


fig. 3: Coppia di cavità di CEBAF (Jefferson Laboratory) inserite nel criostato. Le cavità operano a 2.2 K ad una frequenza di 1.3 GHz [5].

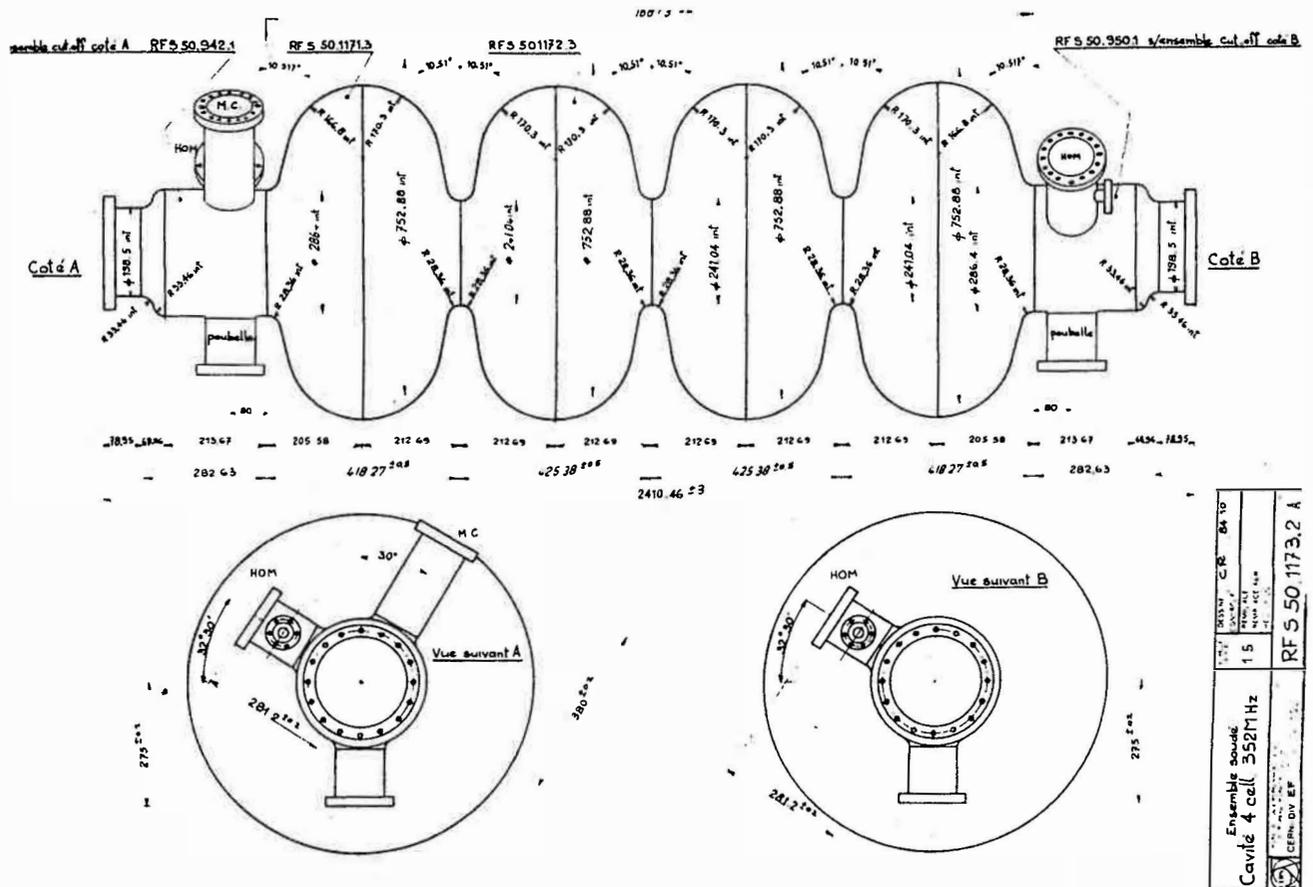


fig. 4 : Geometria delle cavità del LEP (CERN) [6]. Le cavità operano a 500 MHz

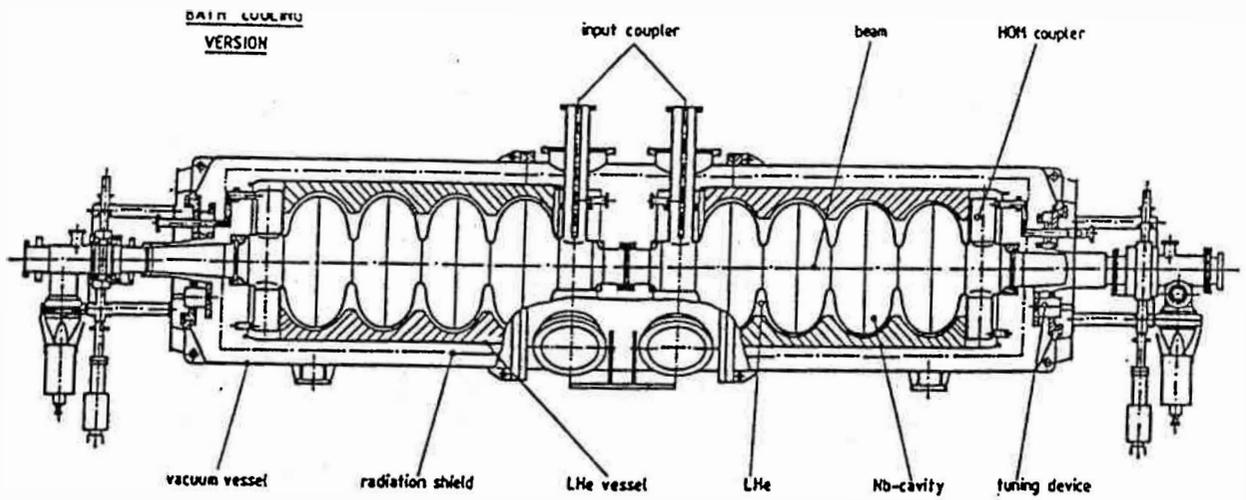


fig. 5: Coppia di cavità installate in un criostato di HERA.

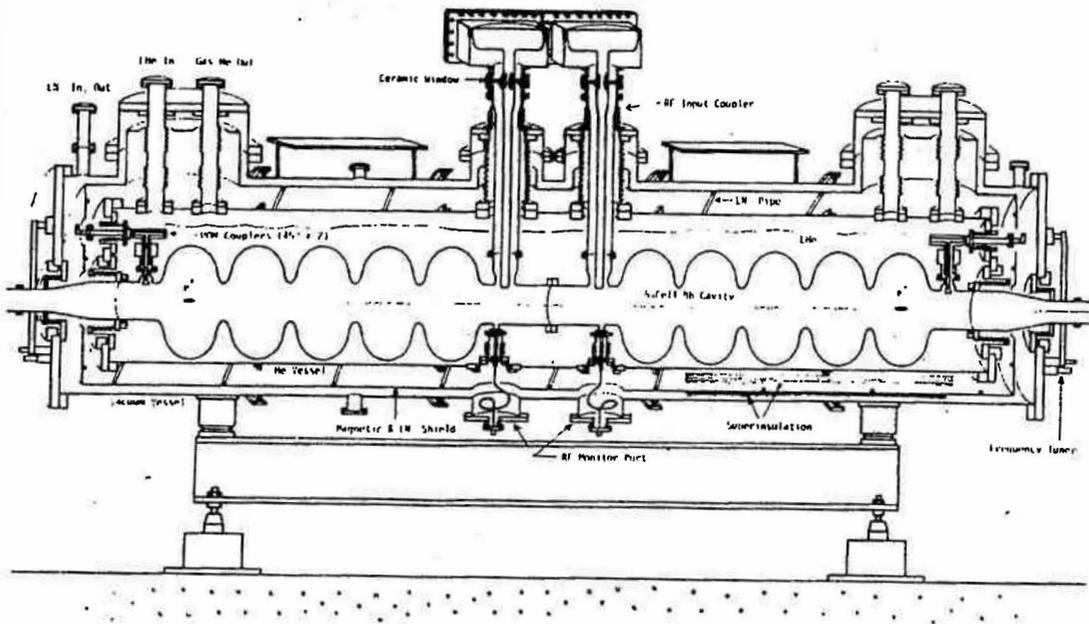


fig. 6: Coppia di cavità installate nel criostato di TRISTAN ; KEK Laboratory, Japan.

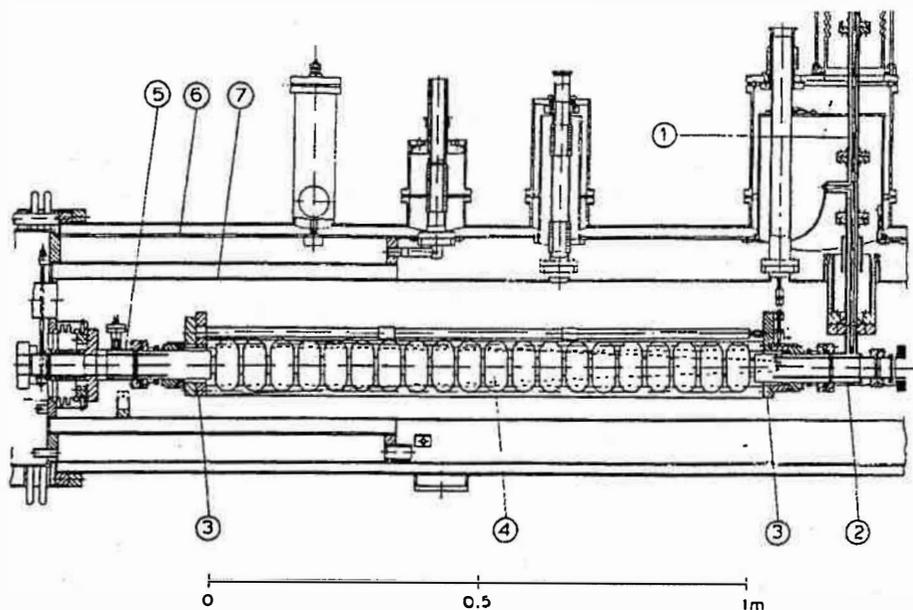


fig. 7: Una delle due cavità installate nel criostato dell' S- DALINAC di Damstat [9].

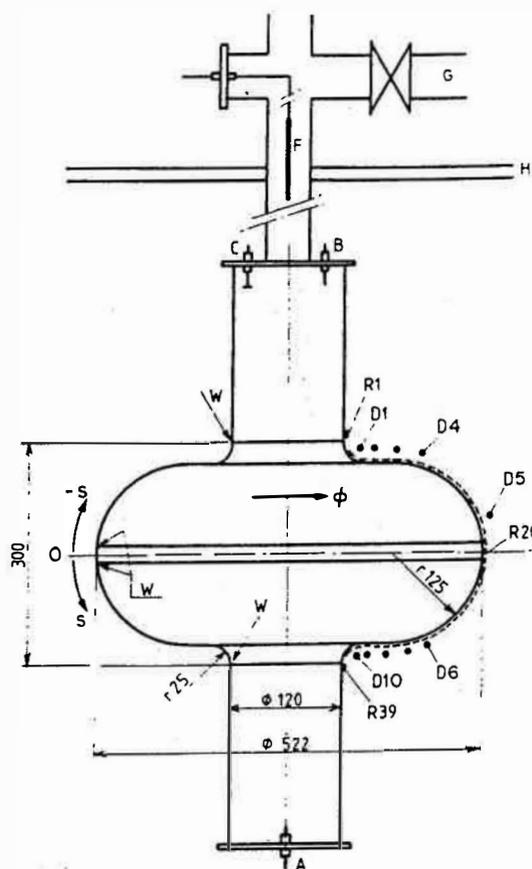


fig. 8: Esempi di cavità monocella realizzate al CERN per mettere a punto le cavità di LEP.

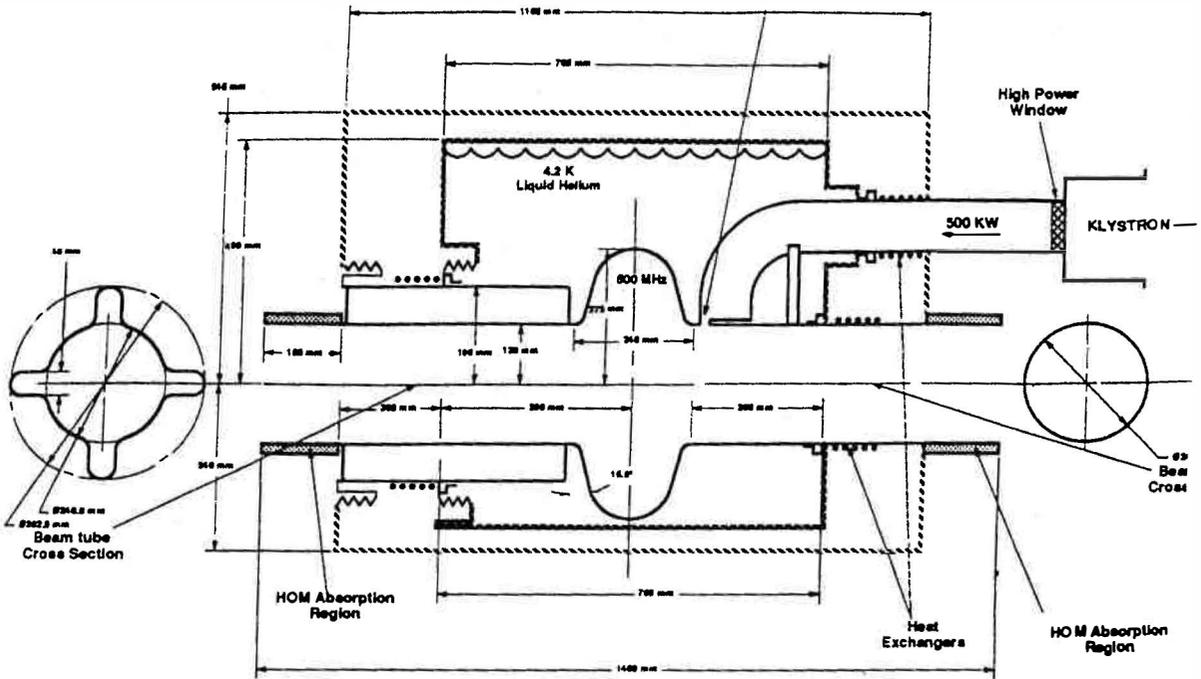


fig. 9: Le cavità per monocella di CAESAR.

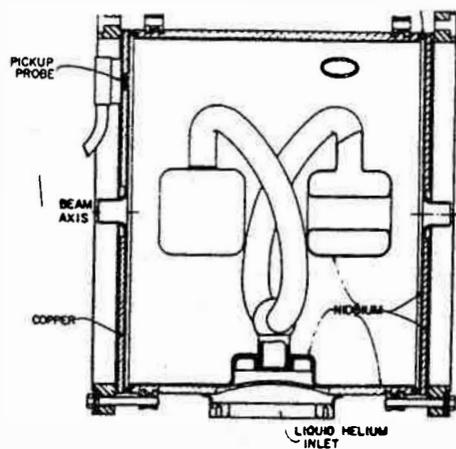


fig. 10: Il risonatore split ring di Argonne.

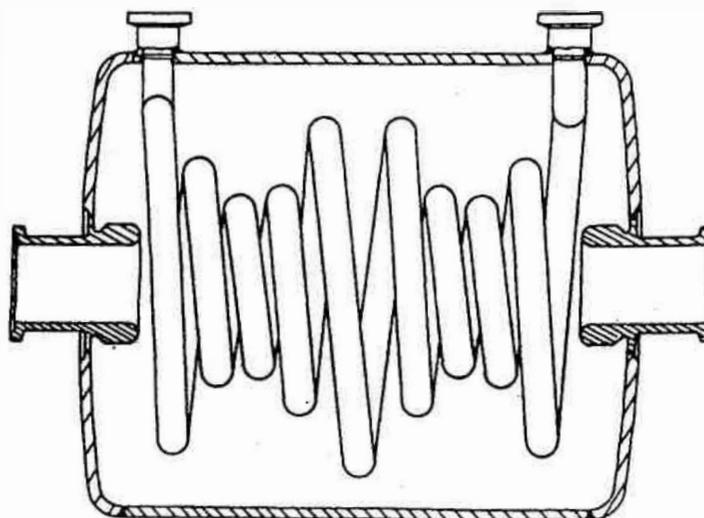


fig. 11: Esempio di risonatore a elica costruito a Saclè

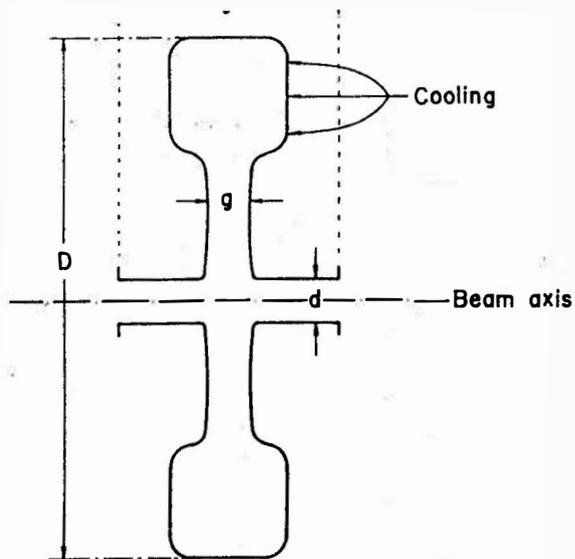


FIGURE 1 A reentrant cavity.

fig. 12: Risonatore rientrante.

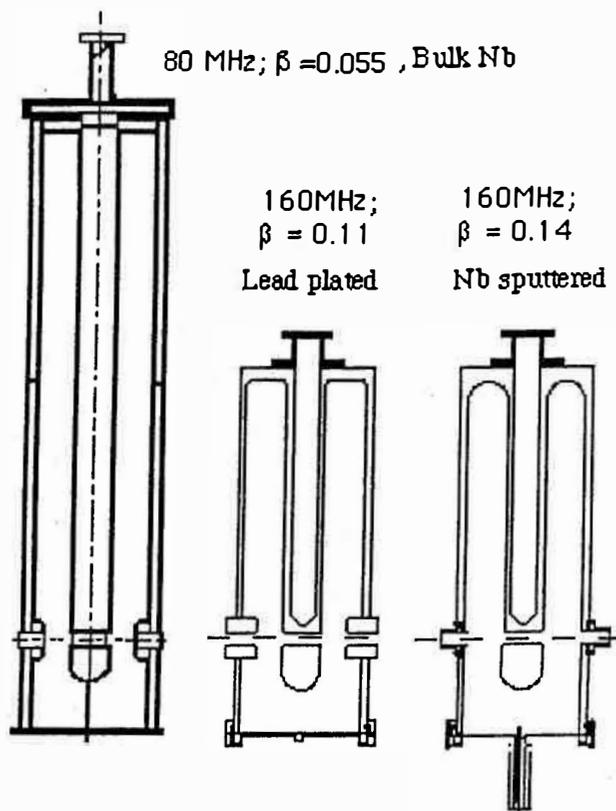


fig. 13: Risonatori a quarto d'onda installati nell'acceleratore ALPI di Laboratori Nazionali di Legnaro.

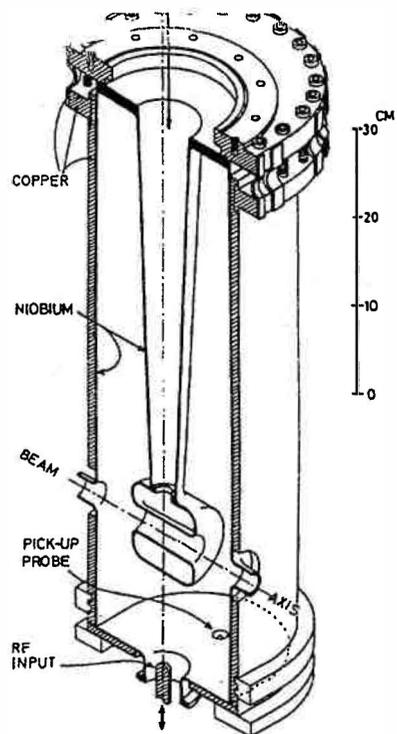
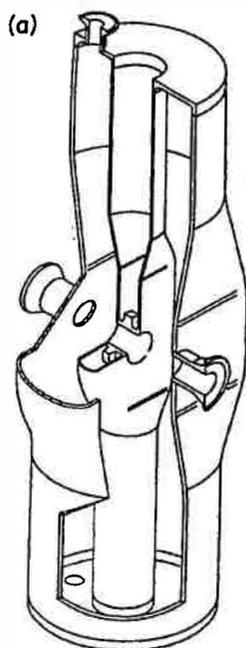
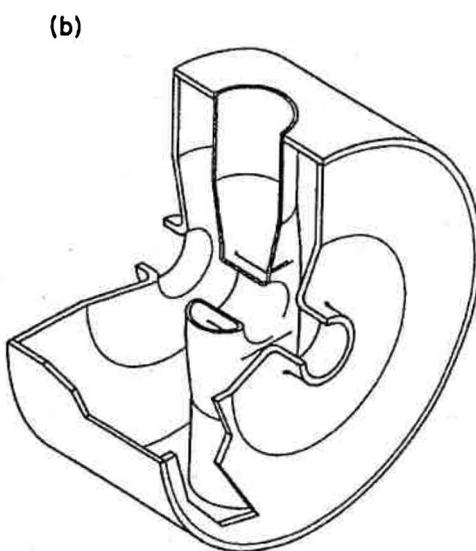


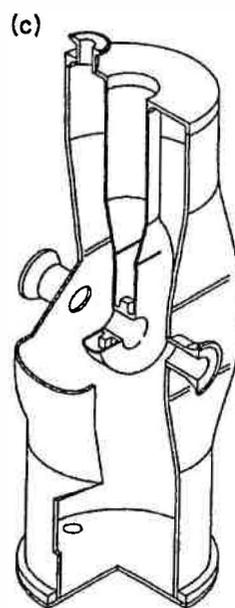
Fig 14: Risonatore a quarto d'onda installato a JAERY



352MHz, $\beta=0.12$



850MHz, $\beta=0.28$



352 MHz, $\beta=0.12$

fig. 15 Cavità progettate per l'accelerazione di ioni leggeri

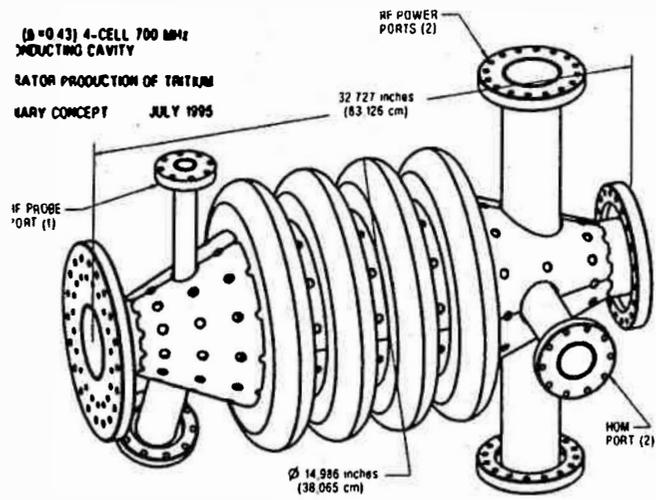


Figure 2: Assembly of $\beta = 0.43$ Cavity

fig. 16 Esempio cavità superconduttiva per linac di protoni

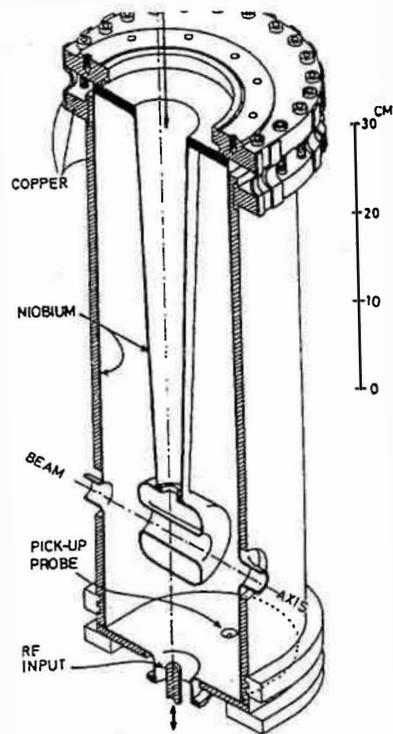


Fig 14: Risonatore a quarto d'onda installato a JAERY

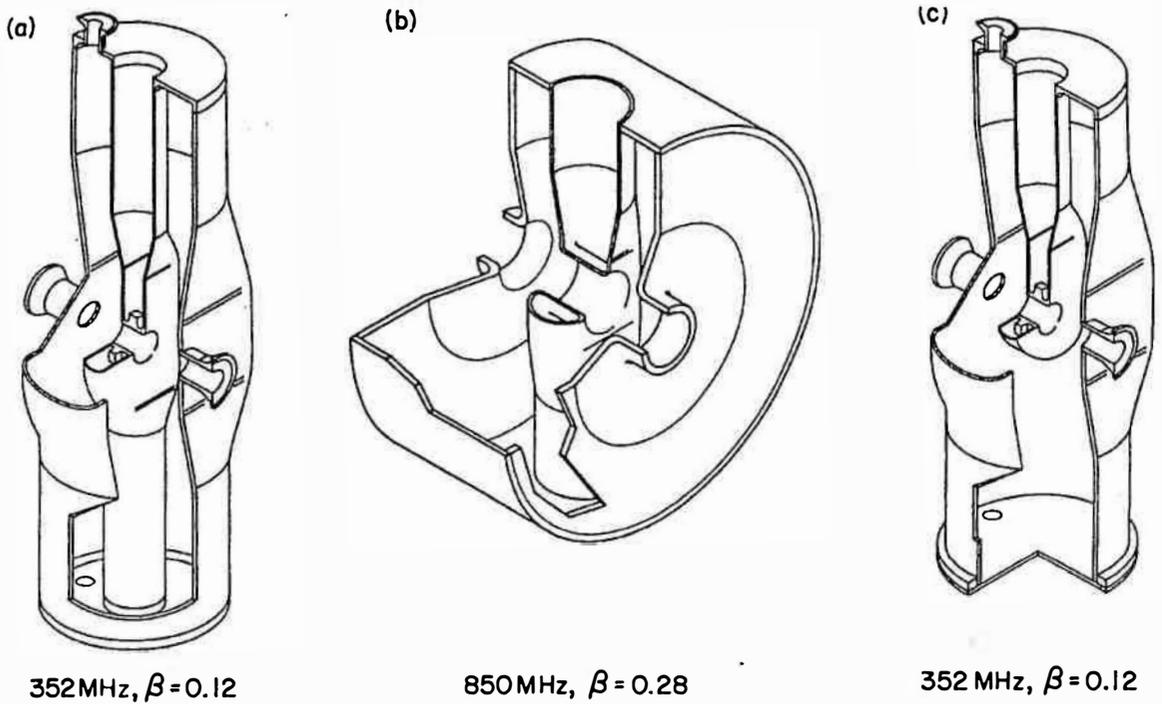
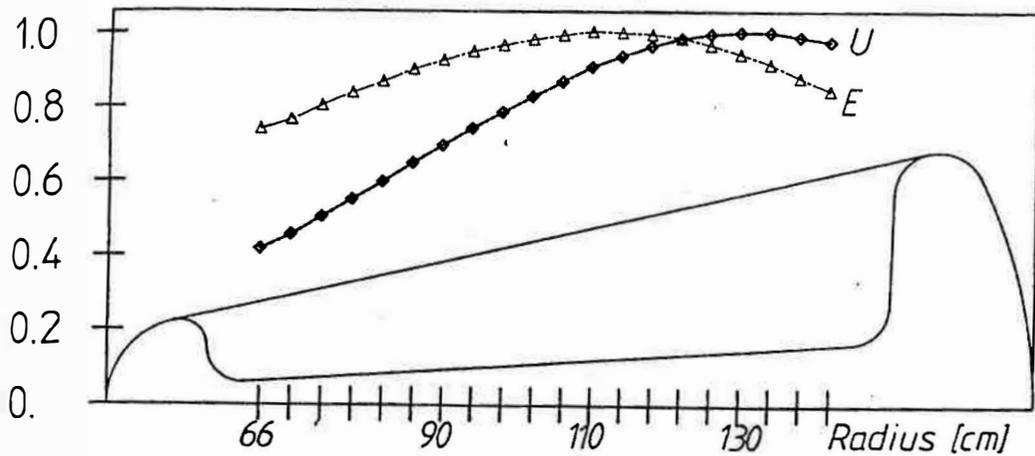
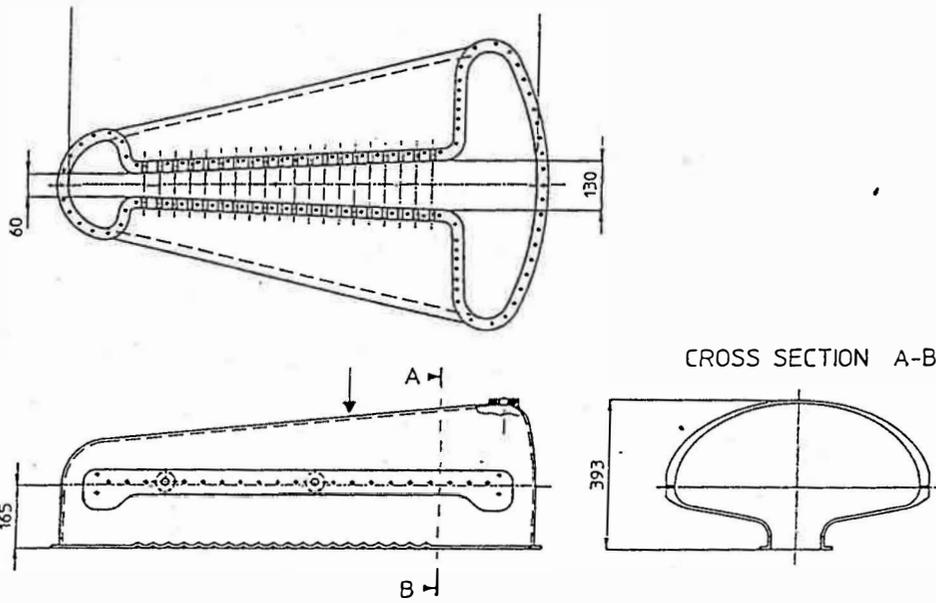
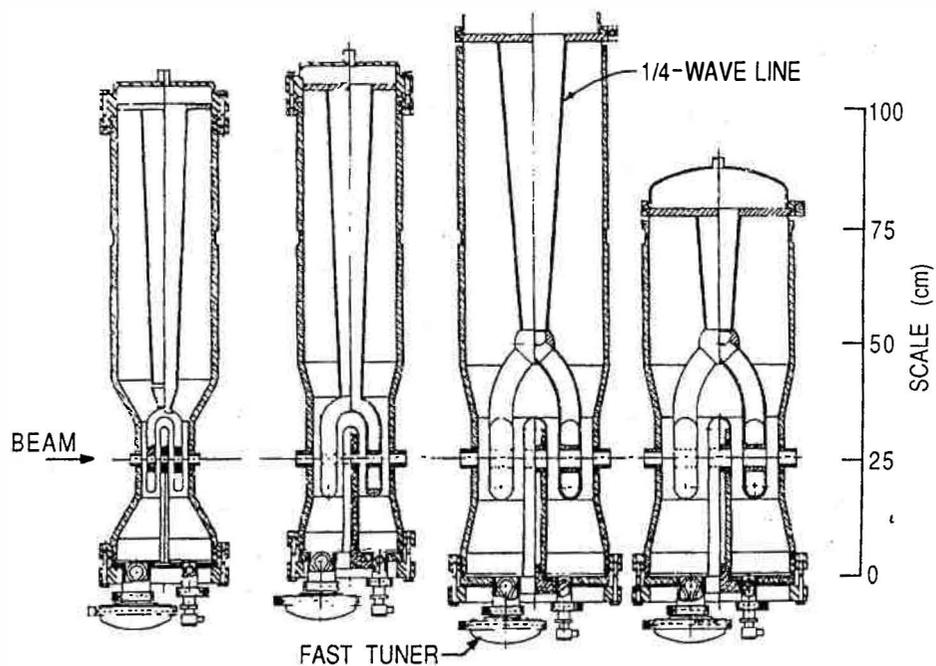


fig. 15 Cavità progettate per l'accelerazione di ioni leggeri



Superconductor	PbSn, 5 μ m
Rf-frequency	170 MHz
Gap width at injection radius	60 mm
Gap width at extraction radius	130 mm
Maximum accelerating field E_{max}	4.7 MV/m
Field enhancement factor	≈ 1.5
Voltage at extraction U_z	530 kV
Quality factor Q_0	$3.6 \cdot 10^8$
Dissipated power P	6 W
Beam power	≤ 200 W
Geometry factor G	94 Ω

fig. 17: Cavità superconduttiva pere il ciclotrone TRITON



TYPE	I ₁	I ₂	I ₃	I ₄
β	0.009	0.016	0.025	0.037
L _a (cm)	10.2	16.5	25.4	25.4
D (cm)	1.5	1.9	3.8	3.8
f (MHz)	48.5	48.5	48.5	72.75
F ₀ (MV/m)	4.5	3.0	3.0	3.0

fig. 18: Cavità multigaps per ioni molto lenti (Argonne)

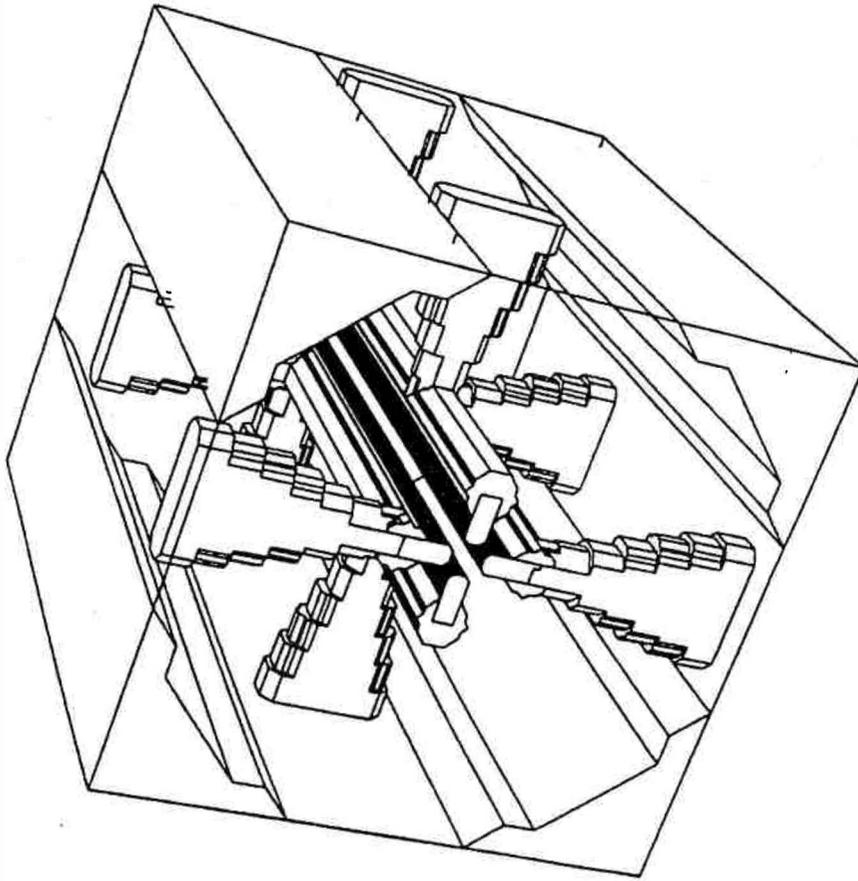


fig. 19 : Struttura ad RFQ per i Laboratori Nazionali di Legnaro.

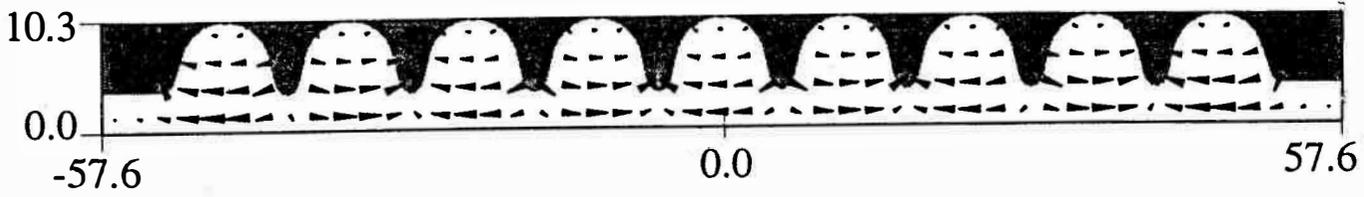


fig. 20 : Andamento del campo elettrico in una cavità a nove celle eccitata nel modo π . Nel disegno è rappresentata mezza sezione longitudinale.

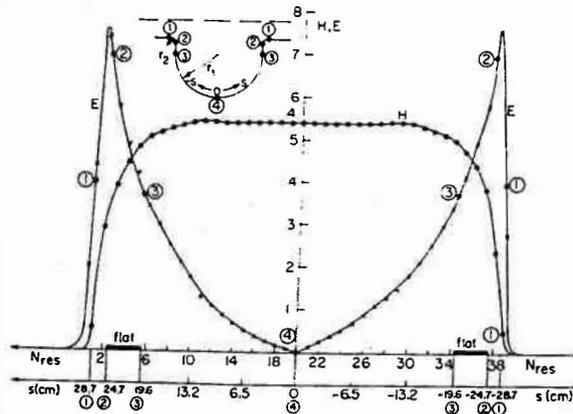


fig. 21 : Distribuzione del campo elettrico (E) e magnetico (H) nella cavità monocella a 500 Mz del CERN eccitata nel modo π . La coordinata s è la distanza dall'equatore misurata lungo un meridiano[30].

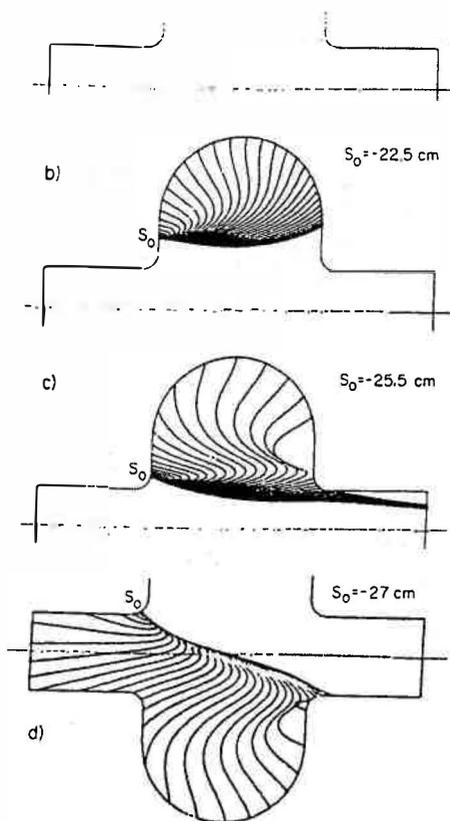


fig. 22 : Famiglia di traiettorie di un elettrone in funzione del punto di emissione S_0 , per un dato valore di campo accelerante, nella stessa cavità rappresentata in fig.21. Data la configurazione del campo elettromagnetico la traiettoria giace su sul piano che comprende l'asse di simmetria e il punto di emissione. A seconda della fase del campo elettromagnetico al momento dell'emissione dell'elettrone si ottiene una traiettoria diversa [30].

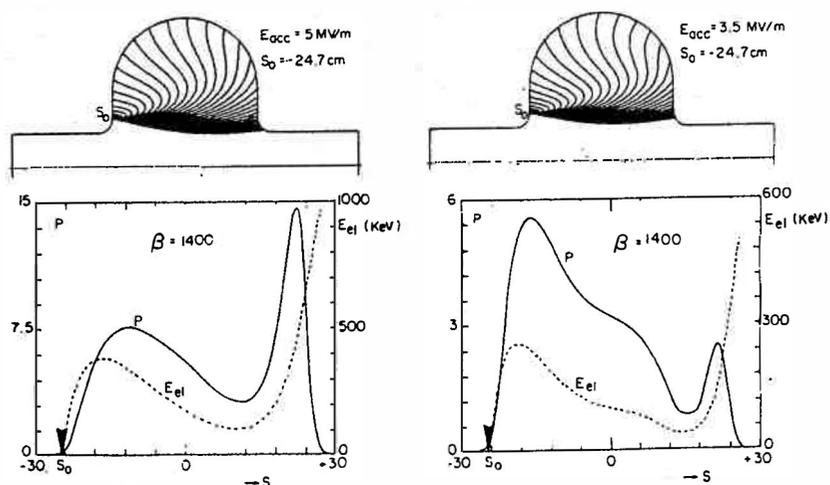


fig. 23 : Famiglie di traiettorie in funzione della fase di emissione. Esse sono ottenute lasciando fisso il punto di emissione, ma per due differenti valori di campo accelerante. Nei grafici sottostanti sono rappresentate energie di impatto degli elettroni e potenza dissipata da questi [30].

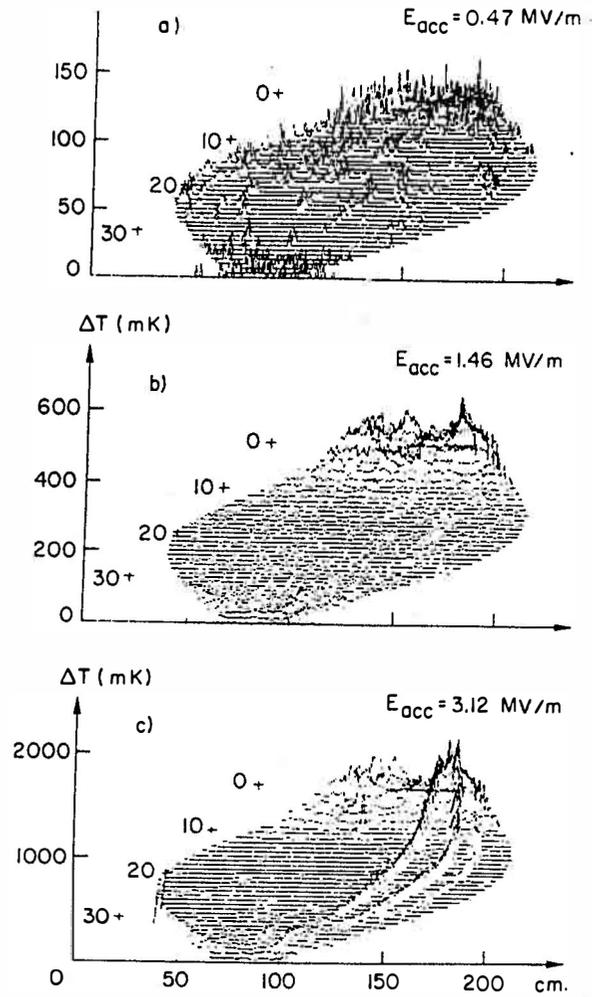


fig. 24 : Mappe di temperatura ottenute nella cavità monocella del CERN a diversi valori di campo accelerante. I rivelatori sono posti lungo un meridiano su di un frame rotante. In figura la superficie della cavità è proiettata su di un piano. L'incremento di temperatura misurato da ogni resistore è rappresentato in funzione dalla distanza del punto di misura dal meridiano di riferimento. Da una distribuzione abbastanza uniforme di incrementi di temperatura presente in a, si passa, per i campi acceleranti più elevati, ad un aumenti di temperatura più importanti e localizzati [30].

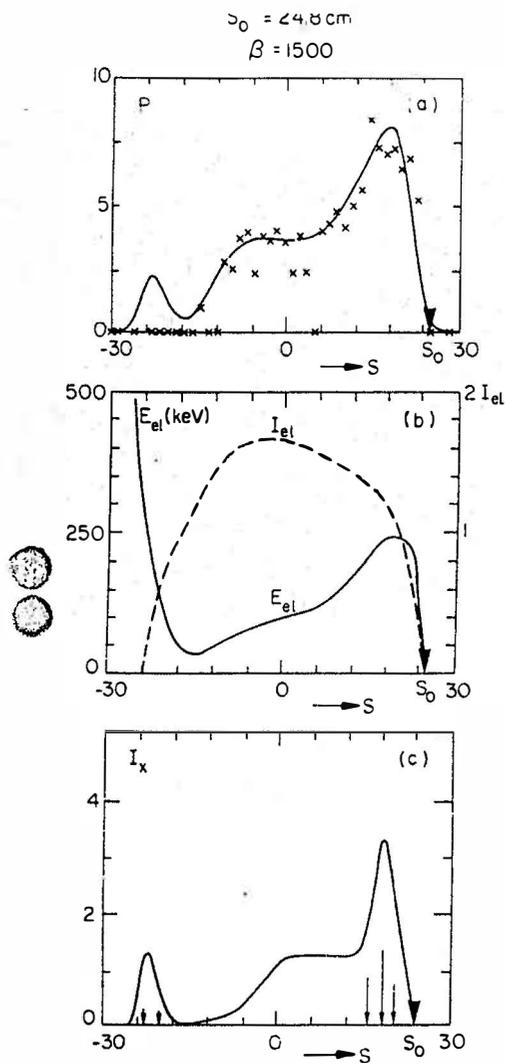


fig. 25 : In a sono rappresentati gli incrementi di temperatura lungo un meridiano; sono indicati anche la posizione del punto di emissione e il fattore β di moltiplicazione degli elettroni che determinano il migliore fit dei dati. In b vengono date la corrente ed l'energia degli elettroni calcolate utilizzando i valori ottenuti per S_0 e β . In c sono indicati i punti in cui si hanno i picchi sperimentali di distribuzione dei raggi X. [30].



fig. 26 : Foto a raggi X di una cavità monocella; le aree più chiare sono relative alla massima intensità dei raggi X [33].

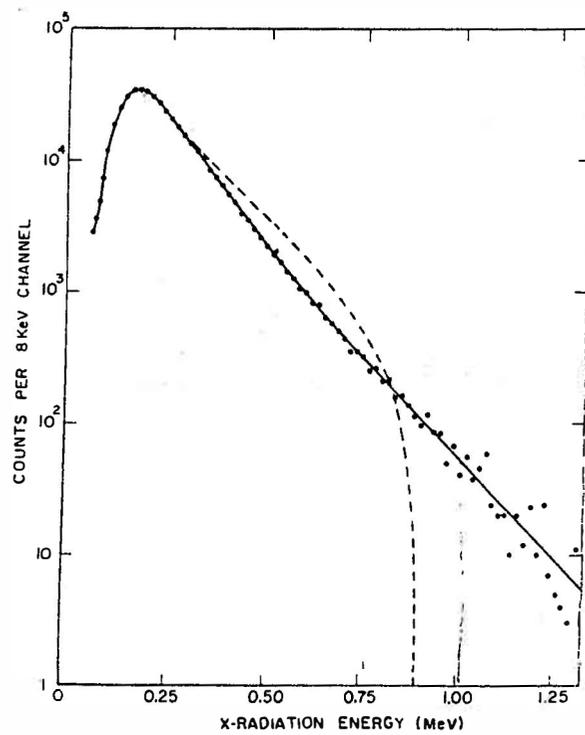


fig. 27 : Spettro della radiazione emessa da una cavità a superconduzione; la linea tratteggiata è relativa a uno spettro calcolato [33].

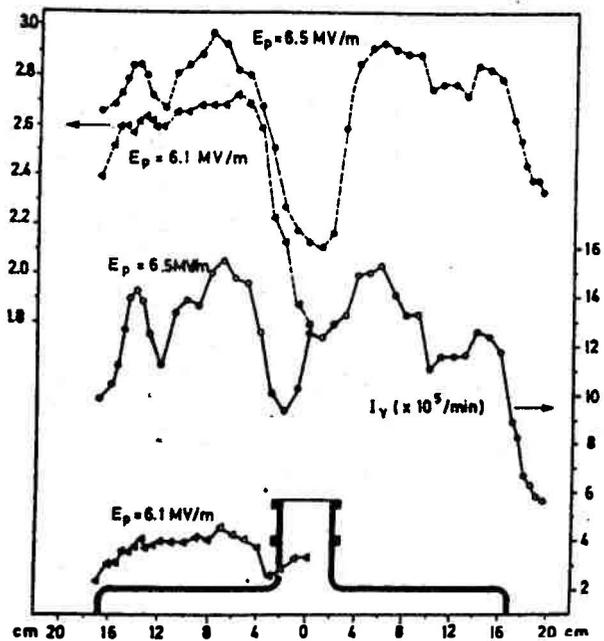


fig. 28 : Intensità ed energia dei raggi X nella cavità, la cui semisezione è schizzata in figura, per due diversi valori di campo accelerante [34].

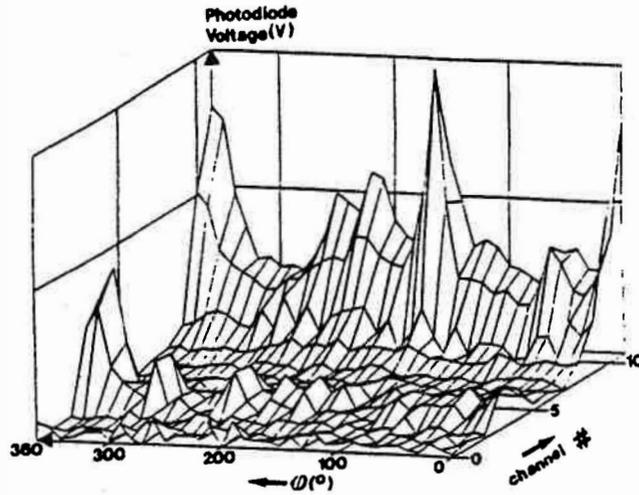


fig. 29 : Distribuzione di intensità di raggi X in una cavità risonante nel modo TM₀₂₀ ($f=3.6$ GHz) per un campo accelerante 90MV/m [35],

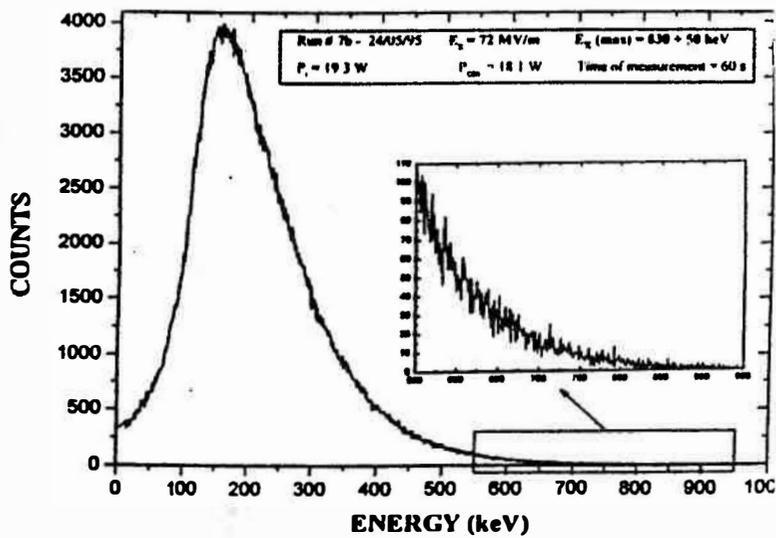


fig.30 : Esempio di spettro di raggi X relativo ottenuto per la stessa cavità di cui alla figura 30, il campo accelerante è in questo caso 72 MV/m [35]

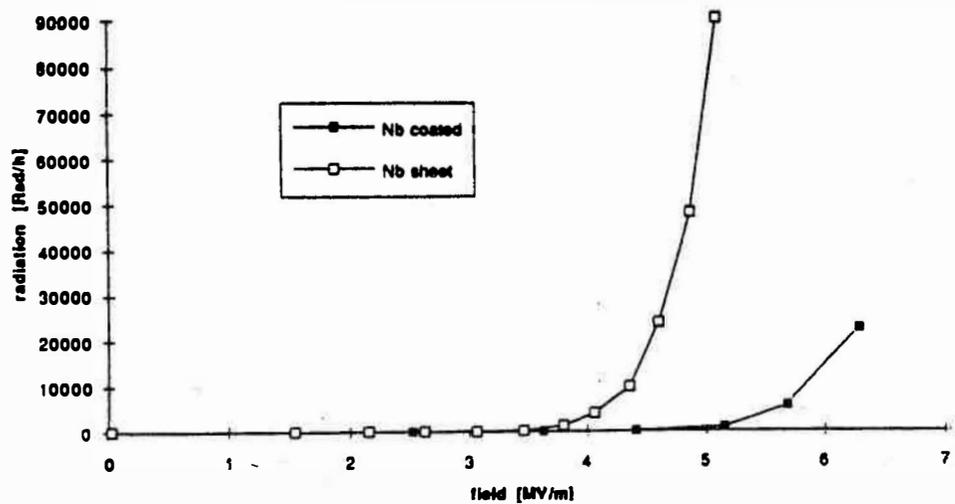


fig. 31 : Massima intensità di radiazione in funzione del campo accelerante al di fuori di un criostato di LEP dopo il condizionamento. Il criostato contiene 4 cavità acceleranti, la massima potenza erogata alle cavità è stata 300 KW [44]

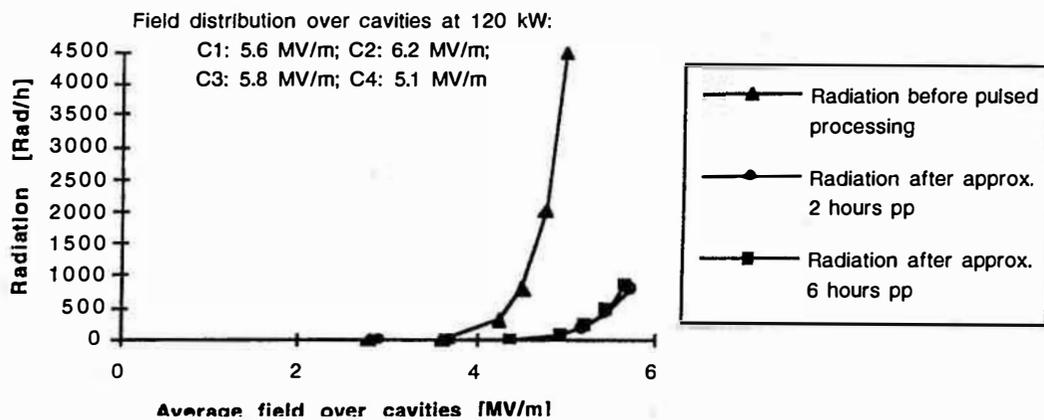


Fig.32 Andamento tipico dell'intensità di radiazione in funzione del campo accelerante per le cavità di LEP in niobio sputterato su rame. L'intensità si riduce aumentando il condizionamento