

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE  
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-81/43(R)  
10 Luglio 1981

U. Bizzarri, M. Conte, R. Scrimaglio, L. Tecchio e A. Vignati:  
RAFFREDDAMENTO CON ELETTRONI AL LEAR p-p COLLI DER

RAFFREDDAMENTO CON ELETTRONI AL LEAR p-p COLLIDER  
(Proposta di esperienza)

U. Bizzarri

CNEN - Centro di Frascati, INFN - Laboratori Nazionali di Frascati, e Università di Roma

M. Conte

Istituto di Scienze Fisiche dell'Università di Genova, e INFN - Sezione di Genova

R. Scrimaglio

INFN - Laboratori Nazionali di Frascati

L. Tecchio

INFN - Sezione di Torino, e Istituto di Fisica Superiore dell'Università di Torino

A. Vignati

CNEN - Centro di Frascati, e INFN - Laboratori Nazionali di Frascati

1. - INTRODUZIONE.

L'uso di fasci di elettroni quale strumento per smorzare le oscillazioni di betatrone e di sincrotrone dei fasci di ioni, in un anello di accumulazione, è stato introdotto per la prima volta nel 1966 da Budker<sup>(1)</sup>. Il principio è basato sulle interazioni ripetute di ioni pesanti, p. es. (anti)protoni circolanti in un anello di accumulazione, con un fascio molto denso di elettroni freddi. In una sezione diritta dell'anello viene immesso il fascio di elettroni e per alcuni metri questi viaggia insieme al fascio di (anti)protoni assorbendone l'energia di oscillazione per interazione coulombiana. Poichè il fascio di elettroni viene continuamente rinnovato, il fascio di (anti)protoni viene raffreddato alla temperatura  $T_{p,\bar{p}}$  che nel caso ideale è uguale alla temperatura  $T_e$  degli elettroni

$$T_{p,\bar{p}} \simeq T_e \rightarrow \theta_{p,\bar{p}} \simeq \left( \frac{m_e}{M_{p,\bar{p}}} \right)^{1/2} \theta_e$$

dove  $\theta_p, \bar{p}$  e  $\theta_e$  sono rispettivamente le divergenze angolari del fascio di (anti)protoni e di elettroni. Essendo il rapporto tra le masse  $m_e/M_{p, \bar{p}} \ll 1$ , il fascio di (anti)protoni è estremamente favorito nel processo di termalizzazione.

I tempi di rilassamento del fascio di (anti)protoni possono essere dedotti dalla teoria dei plasmi<sup>(2)</sup>.

Conferme sperimentali sull'efficienza di tale metodo sono state prodotte a Novosibirsk nel 1974<sup>(3)</sup> ed al CERN nel 1979<sup>(4)</sup>.

Noi proponiamo di applicare il metodo di cui sopra all'anello LEAR<sup>(5, 6)</sup> del CERN per raffreddarne i fasci, quando questi opererà come p- $\bar{p}$  collider in un intervallo di energia compreso tra 0.6 e 2.0 GeV/c per ogni fascio. Infatti, è stato dimostrato da diversi autori<sup>(6-8)</sup> che il processo di raffreddamento permette, oltre che di migliorare le qualità dei fasci, di aumentare sensibilmente la luminosità della macchina. A tale fine noi pensiamo di realizzare un dispositivo, atto a raffreddare entrambi i fasci del LEAR collider, costituito da due fasci di elettroni freddi ( $T_e \ll 1$  eV) circolanti in senso opposto. I fasci di elettroni, prodotti da un catodo, saranno accelerati prima in un cannone con ottica alla Pierce e successivamente in un tubo acceleratore. Ai fini di ridurre al minimo il consumo di potenza, il dispositivo proposto è necessariamente fornito di un sistema di recupero degli elettroni. La potenza assorbita sarà fornita da un generatore di tipo Cockroft-Walton. Dovendo operare in un intervallo di energia piuttosto esteso ed ai fini di contenere gli effetti di carica spaziale si rende necessario immergere interamente il dispositivo in un campo magnetico assiale.

Si desidera infine ricordare che fasci di elettroni simili a quelli che noi proponiamo di realizzare possono essere utilizzati in esperimenti di "Free Electron Laser" (FEL)<sup>(9)</sup> per produrre onde sub-millimetriche. Tali microonde trovano un'importante applicazione nella diagnostica dei plasmi.

## 2. - RAFFREDDAMENTO CON ELETTRONI.

Il problema di un gas di protoni-elettroni è stato studiato recentemente da Spitzer<sup>(2)</sup>. L'analogia con il meccanismo dell'electron cooling permette di usare lo stesso approccio fisico. Al fine di stimare i tempi di raffreddamento è necessario prendere in considerazione la forza agente sull'(anti)protone partendo dal momento trasferito in tutte le possibili collisioni elettrone-(anti)protone. Nel sistema di riposo dell'(anti)protone, l'interazione è descritta dal processo di diffusione alla Rutherford e si ottiene per le forze d'attrito<sup>(10)</sup>

$$\vec{F} = - \frac{4\pi e^4 L n}{m_e} \int d^3 \vec{v}_e \frac{(\vec{v}_p - \vec{v}_e)}{|\vec{v}_p - \vec{v}_e|} f(\vec{v}_e) \quad (1)$$

dove  $L \approx 20$  è il logaritmo coulombiano,  $n$  è la densità di corrente di elettroni,  $f(\vec{v}_e)$  è la funzione di distribuzione degli elettroni nello spazio delle velocità,  $m_e$  è la massa dell'elettrone,  $\vec{v}_e$  e  $\vec{v}_p$  sono rispettivamente le velocità dell'elettrone e dell'(anti)protone. Sotto opportune con

dizioni<sup>(7, 11)</sup> ed in assenza del campo magnetico assiale, il tempo di raffreddamento, nel sistema del laboratorio, è dato da

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \frac{e}{J_e r_p r_e \eta L} \begin{cases} \beta^4 \gamma^5 \theta_{p, \bar{p}}^3 & \text{per } (\theta_{p, \bar{p}} > \theta_e) \\ \beta \gamma^2 \left( \frac{T_e}{m_e c^2} \right)^{3/2} & \text{per } (\theta_{p, \bar{p}} < \theta_e) \end{cases} \quad (2)$$

$$\beta \gamma^2 \left( \frac{T_e}{m_e c^2} \right)^{3/2} \quad \text{per } (\theta_{p, \bar{p}} < \theta_e) \quad (3)$$

dove  $r_p$  ed  $r_e$  sono i raggi classici del protone e dell'elettrone,  $J_e$  è la densità di corrente di elettroni nel sistema di laboratorio ed  $\eta$  è la frazione di circonferenza dell'anello occupata dal fascio di elettroni. Appare evidente, da quest'ultima formula, che se il fascio di (anti)protoni è inizialmente molto freddo, è facile mantenerlo raffreddato. La teoria dell'electron cooling contiene numerosi dettagli quali, per esempio, l'influenza di una forte anisotropia della distribuzione della velocità degli elettroni nel centro di massa, l'influenza del campo magnetico sulle interazioni coulombiane ed altri ancora. Tutti questi effetti sono stati ampiamente discussi da differenti autori<sup>(12)</sup>. In ogni caso, l'equazione di cui sopra è sufficientemente corretta ai fini di una buona stima dei tempi di raffreddamento.

### 2.1. - Valutazione dei tempi di raffreddamento.

Come si può vedere dalle equazioni (2), (3) nel caso in cui  $\theta_{p, \bar{p}} > \theta_e$ , e cioè prima del processo di raffreddamento, il tempo di raffreddamento dipende da  $\gamma^5 \beta^4$ ; mentre nel caso contrario ( $\theta_{p, \bar{p}} < \theta_e$ ), e cioè a raffreddamento avvenuto, questi dipende solamente da  $\beta \gamma^2$ . Risulta così evidente la convenienza, ai fini di ridurre al minimo tali tempi, di effettuare un pre-raffreddamento all'energia di iniezione (600 MeV/c), quando cioè i tempi di raffreddamento sono relativamente brevi.

Ai fini dei nostri calcoli consideriamo un fascio di elettroni da 10 A di corrente, 5 cm di diametro, 0.5 eV di temperatura ed una regione di raffreddamento lunga 1.5 m. Pensando che il caricamento della macchina avvenga con una iniezione di tipo multigiro ed assumendo che, all'iniezione (600 MeV/c  $p, \bar{p}$ ), l'emittanza sia  $\approx 100\pi \times 12\pi$  (mm·mrad)<sup>2</sup>, il tempo di raffreddamento è dato da

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \frac{e \beta^4 \gamma^5}{r_e r_p \eta J_e L} \theta_{p, \bar{p}}^3 = 78 \text{ sec} \quad (4)$$

essendo  $J_e = 5 \times 10^{-3}$  A/mm<sup>2</sup>,  $\eta = 0.02$ ,  $\theta_{p, \bar{p}} = 5$  mrad ed  $L = 20$ . Dopo questa operazione di pre-raffreddamento i fasci di  $p, \bar{p}$  possono essere accelerati all'energia di lavoro senza che le loro qualità varino sensibilmente durante il ciclo di accelerazione. Per compensare il deterioramento dei fasci dovuto essenzialmente alle interazioni fascio-fascio è necessario operare di nuovo un raffreddamento. Trovandosi nelle condizioni in cui  $\theta_{p, \bar{p}} < \theta_e$ , l'eq. (3) può essere usata.

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \frac{e\beta\gamma^2}{r_e r_p \eta J_e L} \left( \frac{T_e}{m_e c^2} \right)^{3/2} = 2.8 \beta \gamma^2. \quad (5)$$

In Tabella I viene presentata una stima dei tempi di raffreddamento dei fasci di (anti)protoni.

TABELLA I

$P_{p, \bar{p}}$ (GeV/c)	$\beta$	$\gamma$	$E_e$ (MeV)	$\tau$ (sec)
0.8	0.649	1.31	0.158	3.1
1.0	0.729	1.46	0.235	4.5
1.5	0.848	1.88	0.453	8.4
2.0	0.905	2.355	0.692	14.0

### 3. - $p\text{-}\bar{p}$ LEAR COLLIDER.

La possibilità di convertire l'anello LEAR in  $p\text{-}\bar{p}$  collider è stata più volte prospettata<sup>(5,8)</sup>. In questo paragrafo discutiamo la possibilità di operare il LEAR come minicollider tra 0.6 e 2.0 GeV/c, mettendo in risalto i vantaggi che ne deriverebbero qualora i fasci venissero raffreddati con elettroni. Assumendo collisioni frontali tra pacchetti di protoni ed antiprotoni aventi ognuno un'intensità di  $6 \times 10^{11}$  particelle e considerando il limite di Amman-Ritson<sup>(5)</sup>, la luminosità è data da

$$L = \frac{N_{p, \bar{p}} \cdot f_{\text{rev}} \Delta\nu\gamma}{(1 + \beta^{-2}) r_p \beta_\nu} \quad (6)$$

dove  $\Delta\nu = 5 \times 10^{-3}$  è il beam-beam tune shift in assenza di raffreddamento e  $\beta_\nu = 5$  m è il valore della funzione di focalizzazione nella regione di interazione. I principali parametri della macchina sono presentati in Tabella II<sup>(5)</sup>; mentre le luminosità alle diverse energie sono riassunte in Tabella III.

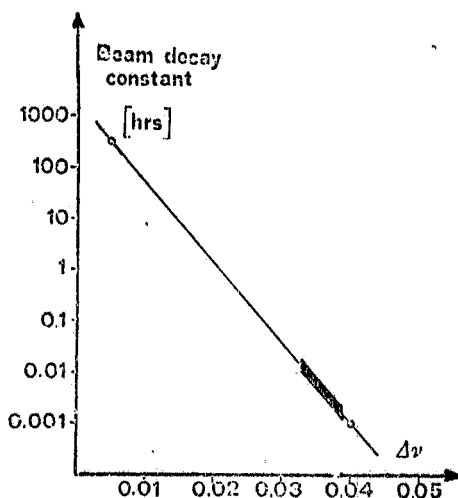


FIG. 1

Dal diagramma descrivente la costante di decadimento del fascio in funzione del beam-beam tune shift (Fig. 1)<sup>(13)</sup> e dai tempi di raffreddamento mostrati in Tabella I, è possibile dedurre il massimo tune shift ottenibile raffreddando i fasci con elettroni, assumendo che la costante di decadimento del fascio sia perfettamente compensata dai tempi di raffreddamento. Dalla figura, si può facilmente dedurre che a 2 GeV/c un valor medio di  $\Delta\nu \approx 0.035$  è permesso.

TABELLA II - Colliding beam properties.

<u>1. Lattice parameters</u> ( $Q_H \approx 2.3$ , $Q_V \approx 2.7$ )	
Lattice functions (average) in interaction region $\beta_H \approx \beta_V$ (m)	5
Momentum compaction $\alpha_p$ (m)	3.9
Transition energy $\gamma_t^2$	$-(14)^2$
<u>2. Beam parameters and luminosity</u>	
Momentum (GeV/c)	2
Number of particles ( $N_{\bar{p}} = N_p$ )	$6 \times 10^{11}$
Beam size (2 rms) horizontal x vertical (mm <sup>2</sup> )	$29 \times 10$
Corresponding emittances $E_H \times E_V$ (mm·mrad) <sup>2</sup>	$170 \times 20$
Bunched beam momentum spread $\pm \Delta p/p$	$1 \times 10^{-3}$
Bunch length, total (m)	5
Luminosity limit (cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	$1.4 \times 10^{29}$
<u>3. Auxiliary quantities</u>	
RF voltage/turn (kV)	55
Frequency, $h=1$ (MHz)	3.45
Off energy function $1/\gamma_t^2 - 1/\gamma^2$	- 0.18
Beam-beam tune shift $\Delta\nu$	$5 \times 10^{-3}$
Laslett space-charge tune shift $\Delta Q$ at 2 GeV/c	0.01
Tolerable impedance at $n^{\text{th}}$ revolution harmonic $ Z_n/n $ ( $\Omega$ )	60
Growth time of $\Delta p$ and bunch length due to intra beam scattering (hours) (without cooling)	0.6

TABELLA III

$P_{p,\bar{p}}$ (GeV/c)	$f_{\text{rev}}$ (MHz)	$\beta$	$\gamma$	$L$ (cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )
0.6	2.055	0.538	1.2	$2.2 \times 10^{28}$
1.0	2.78	0.729	1.46	$5.5 \times 10^{28}$
1.5	3.24	0.848	1.88	$1.0 \times 10^{29}$
2.0	3.46	0.905	2.355	$1.4 \times 10^{29}$

Tale risultato corrisponde al guadagno di un fattore 7 in luminosità rispetto al caso di fasci non raffreddati, in cui  $\Delta\nu = 5 \times 10^{-3}$ .

TABELLA IV

$P_{p, \bar{p}}$ (GeV/c)	$L$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
0.6	$1.54 \times 10^{29}$
1.0	$3.8 \times 10^{29}$
1.5	$7.0 \times 10^{29}$
2.0	$1.0 \times 10^{30}$

Le luminosità corrispondenti a  $\Delta\nu = 0.035$  sono riassunte in Tabella IV.

Come si può vedere a 2 GeV/c, una luminosità dell'ordine di  $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  è stata stimata. Poichè i pacchetti componenti i fasci di protoni ed antiprotoni sono molto lunghi ( $l_b = 5 \text{ m}$ , vedi Tabella II) il raffreddamento dei fasci stessi può essere sfruttato al fine di ridurne la lunghezza.

Infatti, l'ampiezza della radiofrequenza necessaria a contenere un pacchetto di (anti)protoni di lunghezza  $l_b = 5 \text{ m}$  e di  $\Delta p/p = 10^{-3}$  vale<sup>(5)</sup>

$$U = \frac{\pi}{2} |\eta| \beta^2 \gamma \left( \frac{\Delta p}{p} \right)^2 h_{RF} \left( \frac{1}{y(l_b)} \right)^2 938 \text{ MeV} = 54 \text{ KV} \quad (7)$$

in cui  $y(l_b) \approx \frac{1.61 l_b}{2\pi R} = 0.1$ ,  $|\eta| = 0.18$  a 2 GeV/c ed  $h_{RF} = 1$ . Poichè il raffreddamento dei fasci comporta necessariamente una riduzione dell'indeterminazione sul momento, è possibile ottenere dei pacchetti notevolmente più corti conservando la stessa ampiezza di radiofrequenza<sup>(5,14,15)</sup>.

### 3.1. - e-p, $\bar{p}$ tune shift.

Poichè il processo di raffreddamento consiste nell'interazione tra fasci di elettroni e di (anti)protoni, quest'ultimi potrebbero venire perturbati al punto da risultare instabili. Al fine di esaminare tale possibilità valutiamo il tune shift indotto, nella regione di raffreddamento, dal fascio di elettroni sul fascio di (anti)protoni co-rotante. Com'è noto, esso dipende dall'intensità e dalle dimensioni del fascio di elettroni<sup>(7)</sup> ed è dato da

$$\Delta\nu_{p, \bar{p}} = \frac{J_e l R r_p}{2Q_{ec} \beta^3 \gamma^3} = \frac{5.53 \times 10^{-4}}{\beta^3 \gamma^3} \quad (8)$$

in cui  $J_e = 5 \times 10^{-3} \text{ A/mm}^2$  è la densità del fascio di elettroni,  $l = 1.5 \text{ m}$  la lunghezza della regione di interazione,  $R = 12.5 \text{ m}$  il raggio di LEAR e  $Q =$

TABELLA V

$P_{p, \bar{p}}$ (GeV/c)	$\Delta\nu_{p, \bar{p}}$
0.6	$2.0 \times 10^{-3}$
1.0	$4.5 \times 10^{-4}$
1.5	$1.36 \times 10^{-4}$
2.0	$5.7 \times 10^{-5}$

2.7. Come si può vedere in Tabella V, il tune shift indotto dal fascio di elettroni alle diverse energie, è trascurabile rispetto a quello indotto dall'interazione fascio-fascio del quale si è discusso nel paragrafo precedente.

Il tune shift indotto dal fascio di elettroni sul fascio di (anti)protoni contro-rotante risulta essere dello stesso ordine di grandezza e quindi anch'esso trascurabile.

### 3.2. - Laslett tune shift.

Il raffreddamento dei fasci comporta, tra l'altro, una riduzione delle loro dimensioni trasversali e necessariamente un aumento della densità. Sorgono così effetti di carica spaziale che potrebbero influire sulla stabilità dei fasci stessi. Ai fini di indagare in questo verso, diamo una valutazione del tune shift a cui i fasci sono soggetti a causa degli effetti di carica spaziale (Laslett tune shift). Questi, impone delle limitazioni sull'intensità dei fasci e dipende dai principali parametri di macchina (Tabella II) e dall'area dei fasci. Poichè l'esatta valutazione è alquanto complicata, per una rapida stima del Laslett tune shift possiamo utilizzare la seguente espressione<sup>(16)</sup>

$$\Delta Q = \frac{N_p \bar{p} R}{2\pi \beta^2 \gamma \sigma^2 Q} \left( \frac{1}{\gamma^2} - f \right) = \frac{0.1}{\beta^2 \gamma^3} \quad (9)$$

in cui  $\sigma$  è il raggio del fascio freddo di (anti)protoni e dipende, ad una data energia, dal valore del  $\Delta v$ . Inoltre, si è assunto essere nullo il fattore  $f$  di neutralizzazione. In Tabella VI, sono riassunti i valori del Laslett tune shift, alle diverse energie, per un fascio continuo.

Nel caso di fasci con struttura a "bunch" il Laslett tune shift aumenta di un fattore  $1/B_F$  ( $B_F$  è il fattore di "bunch"). Questo fatto potrebbe creare seri problemi dal punto di vista della stabilità dei fasci, soprattutto alle basse energie. Si può ovviare a questo inconveniente operando il preraffreddamento con fasci continui o con strutture a "bunch" molto lunghi, oppure cambiando di volta in volta il punto di lavoro della macchina.

TABELLA VI

$P_{p, \bar{p}}$ (GeV/c)	$\Delta Q$
0.6	0.2
1.0	0.06
1.5	0.02
2.0	$9.3 \times 10^{-3}$

### 4. - DISPOSITIVO PER IL RAFFREDDAMENTO.

Ai fini di operare il raffreddamento degli (anti)protoni, come precedentemente discusso, noi pensiamo di installare un dispositivo ad elettroni sulla sezione diritta SL3 del LEAR<sup>(5)</sup>. Tale dispositivo dovrà essere in grado di raffreddare ambedue i fasci di protoni e di antiprotoni (Fig. 2). Esso è composto principalmente dalle seguenti parti:

- a) generatore di alta tensione;
- b) cannone ad elettroni e tubo acceleratore;
- c) regione di transito;
- d) tubo deceleratore e collettore.

Per ragioni di isolamento ed al fine di limitarne le dimensioni, le parti a, b, d devono essere racchiuse in un contenitore d'olio in acciaio ed opportunamente sagomato. Infatti, dovendo i fasci di elettroni, dal catodo al collettore, essere immersi in un campo magnetico assiale, i solenoidi devono essere connessi alla regione di transito per mezzo di speciali toroidi curvanti.



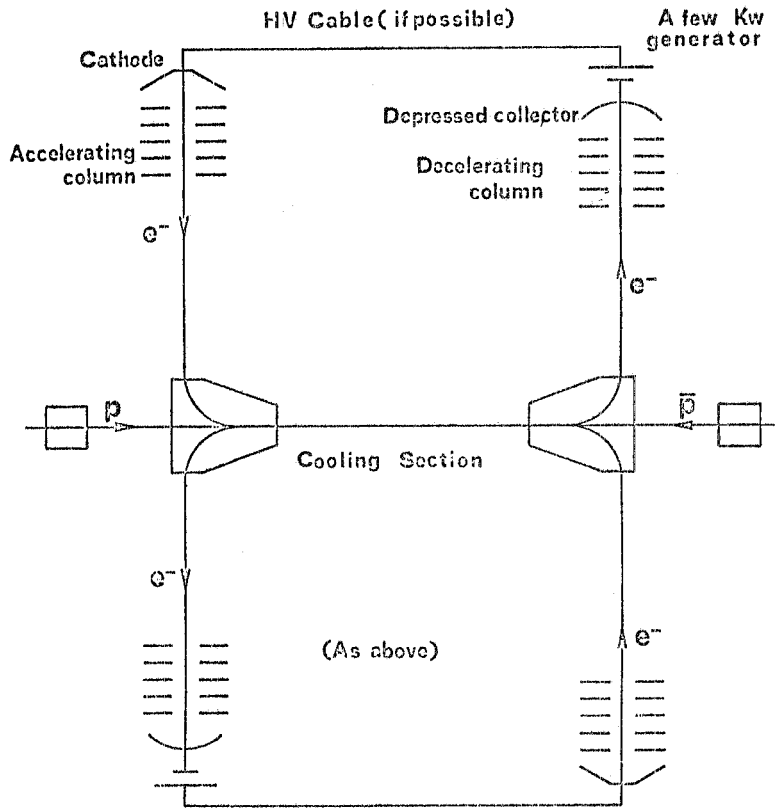


FIG. 2

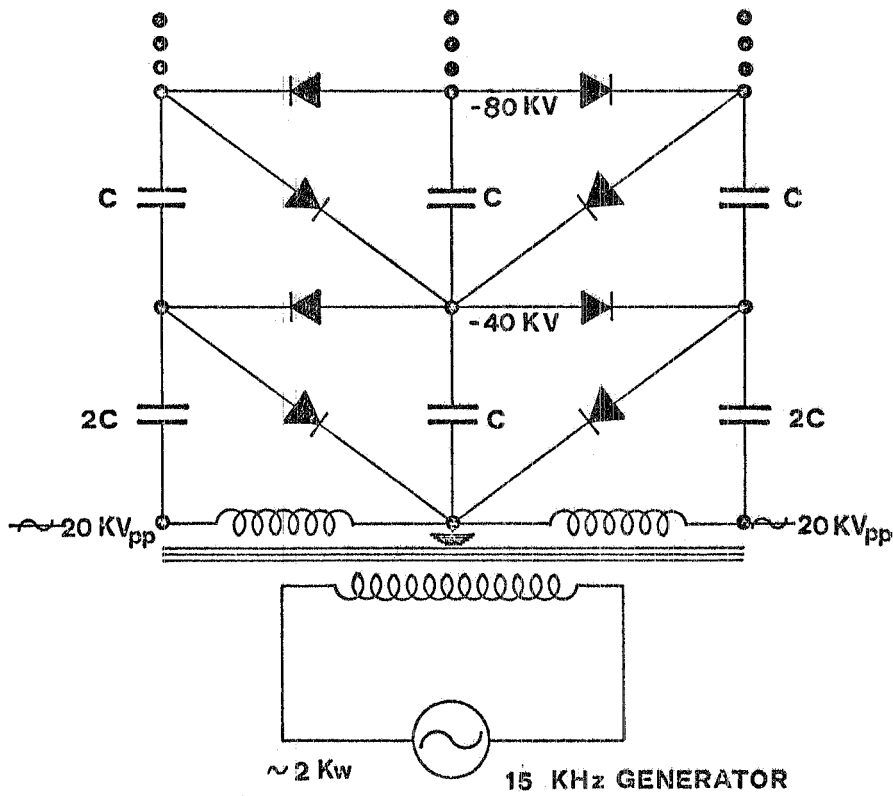


FIG. 3

L'isolamento in olio è preferibile a quello in gas, in quanto evita l'uso di un contenitore ad alta pressione ed allo stesso tempo garantisce una migliore dissipazione del calore. Essendo il dispositivo composto da due parti uguali d'ora in avanti ci riferiremo soltanto ad una di esse.

#### 4.1. - Generatore di alta tensione.

Per raffreddare fasci di (anti)protoni da 2 GeV/c necessitano elettroni di circa 700 keV di energia cinetica. La tecnica di raffreddamento da noi proposta implica, inoltre, la formazione di un fascio freddo di elettroni (emittanza  $\sim 10^{-6}$  m rad e  $\Delta p/p < 10^{-3}$ ) con 10 A di corrente e 5 cm di diametro. Tra i vari generatori di alta tensione, quello tipo Cockroft-Walton sembra soddisfare tutti i requisiti richiesti; inoltre, si presenta sotto forma di una struttura a stadi relativamente semplice e facilmente estendibile. In Fig. 3 mostriamo lo schema concettuale di questo generatore. La simmetria del circuito e l'uso dell'alta frequenza (15 KHz) sono necessarie ai fini di un buon funzionamento in continua e per ridurre notevolmente gli effetti della capacità parassita dei diodi. Questi accorgimenti permettono di ridurre drasticamente il "ripple" sull'alta tensione. Il generatore deve erogare una corrente di almeno 2 mA. Infatti, come risulta da esperimenti precedenti<sup>(11, 17)</sup>, la frazione di corrente persa lungo l'intero tragitto degli elettroni è dell'ordine di  $10^{-4}$ , corrispondente per un fascio di elettroni da 10 A a 1 mA. Inoltre, una corrente dell'ordine di 1 mA è assorbita dai partitori di tensione, necessari per la stabilizzazione e per attivare gli elettrodi del tubo acceleratore e deceleratore. Il terminale di alta tensione deve essere equipaggiato con appropriata alimentazione necessaria per il riscaldamento del catodo (200 W), la polarizzazione degli elettrodi focalizzanti ( $3 \times 20-50$  KV, 200 W) e l'attivazione del collettore (1 KV, 10-15 KW). La potenza totale richiesta ( $\sim 20$  KW) è trasferita dalla rete al terminale di alta tensione (700 KV) per mezzo di due trasformatori d'isolamento disposti a cascata. Un sistema di controllo automatico a distanza è necessario ai fini di regolare la potenza del catodo e controllare il fascio di elettroni. Infine, occorre prevedere un sistema di circolazione forzata d'olio per consentire una efficiente dissipazione del calore dal terminale di alta tensione.

Attualmente è in costruzione, presso i Laboratori Nazionali di Frascati, un prototipo del suddetto generatore, in grado di fornire 500 KV di tensione. Esso è composto da 13 stadi, da 40 KV ognuno, comandato da un oscillatore a 15 KHz - 20 KV con 2 KW di potenza. Ogni stadio consiste di tre capacità da  $10^4$  pF. Il "ripple" sulla tensione si può stimare usando la seguente formula:

$$\delta V = \frac{I}{f_c} \frac{N}{2} = 86 \text{ V} \quad (10)$$

da cui, ponendo  $f = 15$  KHz,  $c = 10^4$  pF,  $I = 2$  mA,  $N = 13$  ed  $V = 500$  KV, si ottiene  $\delta V/V = 1.7 \times 10^{-4}$ .

#### 4.2. - Cannone ad elettroni e tubo acceleratore.

Il tipo di cannone ad elettroni che intendiamo utilizzare è simile a quelli finora impiegati con successo in esperimenti di questo genere<sup>(18)</sup>. Il cannone usa un catodo a riserva, alla tem

peratura di circa  $1200^{\circ}\text{C}$ , avente 5 cm di diametro. Poichè il fascio di elettroni deve avere una temperatura inferiore a 1 eV ( $11604,5 \text{ oK}$ ), gli elettrodi del cannone devono essere disegnati in modo da seguire la classica geometria alla Pierce. Nel cannone gli elettroni vengono accelerati fino a 50 keV, l'ulteriore accelerazione fino a 700 keV avviene in un tubo acceleratore a campo costante, lungo circa 60 cm (Fig. 4). Il tubo acceleratore consiste di circa 20 anelli in

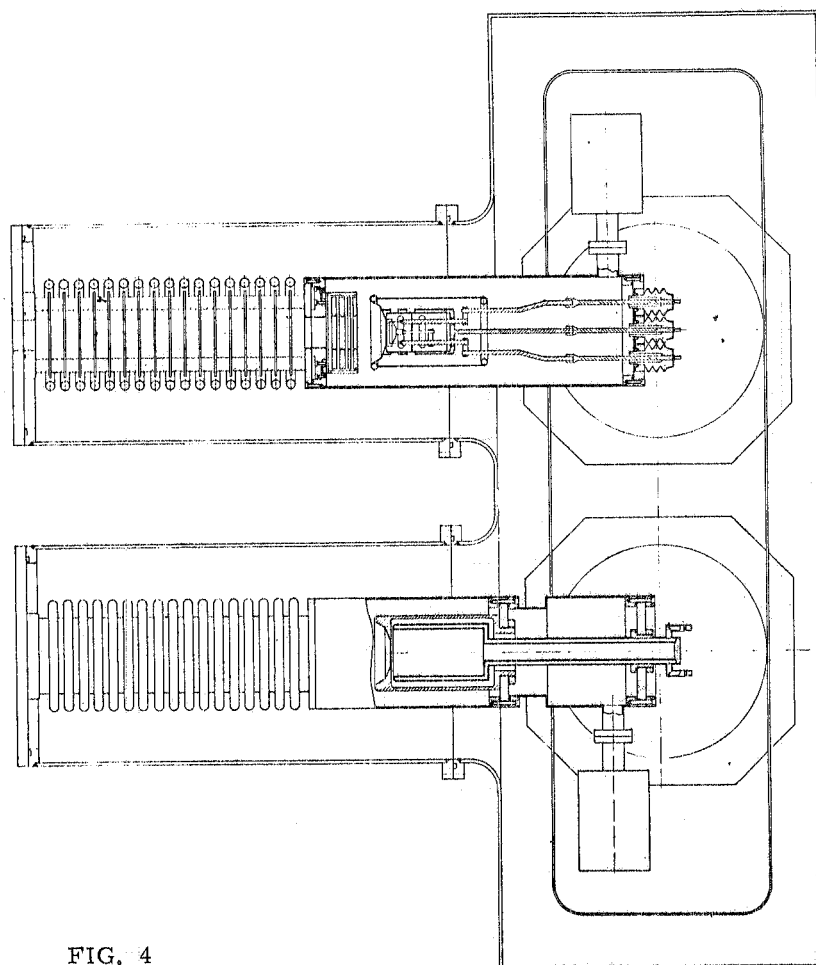


FIG. 4

ceramica, spazati da sottili (3 mm) elettrodi in acciaio inossidabile i quali vengono polarizzati per mezzo di un partitore di tensione composto da resistenze avvolte intorno al tubo stesso e protetto da anelli di guardia. Dovendo operare possibilmente in un intervallo di energia piuttosto esteso (100-700 keV) ed ai fini di contenere gli effetti di carica spaziale è necessario immergere la sorgente ed il tubo acceleratore in un campo magnetico assiale. Le discontinuità del campo elettrico, esistenti tra la regione alla Pierce e la regione a campo costante oppure all'uscita dal tubo acceleratore, producono un effetto defocalizzante introducendo così una componente radiale e quindi un'inevitabile aumento della temperatura trasversa del fascio di elettroni. Ai fini di contenere questi effetti è indispensabile introdurre un sistema ad "ottica risonan-

te<sup>(19)</sup> localizzato nelle suddette regioni o distribuito opportunamente lungo i tubi. Uno studio accurato dell'ottica del fascio di elettroni è presentato dagli autori in ref. (20); inoltre è in preparazione una vasca elettrolitica per effettuare misure sperimentali su di un modello.

#### 4.3. - Regione di transito.

Il raffreddamento dei fasci di (anti)protoni avviene nella regione di transito, lunga circa 1,5 m, immersa in un campo magnetico assiale ed uniforme. Per guidare il fascio di elettroni in tale regione è necessario curvarlo di  $90^\circ$ , senza interrompere il campo longitudinale. Questa operazione avviene per mezzo di particolari toroidi le cui linee di campo assicurano la continuità del campo magnetico tra i due solenoidi. Infatti, se la traiettoria delle particelle coincide in buona approssimazione con le linee di campo dei toroidi, la perturbazione a cui è soggetto il fascio di elettroni nella regione di curvatura è molto piccola.

L'ottica risonante richiede, per il tubo acceleratore e deceleratore, campi magnetici dell'ordine di 1000 gauss; di conseguenza, l'induzione magnetica dei toroidi e del solenoide attorno alla regione di raffreddamento deve essere dello stesso ordine di grandezza. Alcuni dipoli di compensazione sono previsti, ai fini di apportare le dovute correzioni ai fasci di (anti)protoni, all'ingresso ed all'uscita della suddetta regione.

#### 4.4. - Tubo deceleratore e collettore.

Poichè la potenza in gioco è piuttosto elevata ( $\sim 7$  MW) è necessario prevedere l'impiego di un dispositivo di recupero del fascio di elettroni. Tale dispositivo fa sì che il generatore debba fornire soltanto la potenza necessaria a rigenerare quella parte del fascio di elettroni che è andata perduta durante il processo di raffreddamento. Esso è composto da un tubo deceleratore e da un collettore (Fig. 4). Il tubo deceleratore è praticamente uguale a quello acceleratore ed usa lo stesso tipo di ottica. Infatti, per ottenere un recupero efficiente del fascio è necessario che nel percorso di decelerazione gli elettroni incontrino un campo elettrico completamente speculare a quello accelerante. All'uscita del tubo deceleratore gli elettroni, aventi un'energia di  $\sim 30$  keV, vengono immessi nel collettore per l'operazione di recupero. L'ulteriore decelerazione ed il recupero dell'energia vengono effettuati impiegando le stesse tecniche sperimentate con successo in esperimenti precedenti<sup>(11, 17, 18)</sup>. Dai calcoli effettuati risulta che le caratteristiche iniziali del fascio di elettroni, quali l'emittanza, l'indeterminazione sull'impulso e la temperatura trasversa, non vengono sensibilmente alterate dal processo di raffreddamento. Inoltre, la dispersione in energia dovuta al moto termico degli elettroni all'interno del catodo è trascurabile (0,1 eV) rispetto ad altre variazioni di energia dovuta a fluttuazioni di tensioni ( $\sim 10^{-4}$ ). Pertanto riteniamo sufficiente usare come collettore una placca a cui è applicata una differenza di potenziale di  $\sim 1$  KV, comportando quindi una dissipazione di energia attorno ai 10 KW. La maggior difficoltà che si incontra nel massimizzare l'efficienza di collezione è dovuta all'emissione di elettroni secondari dalla superficie del collettore. Ai fini di limitare questo fenomeno è consigliabile ricoprire la superficie del collettore con materiali a basso coeffi-

ciente di emissione secondaria, quali il titanio ed il platino. Adottando questi accorgimenti, noi pensiamo di minimizzare attorno a  $10^{-4}$  le perdite relative di corrente. Infine, il collettore deve essere dotato di un efficiente sistema di raffreddamento per dissipare il calore prodotto.

#### 4.5. - Vuoto.

Siccome il dispositivo di raffreddamento è concepito in modo da essere installato al LEAR, esso deve rispettare rigorosamente la geometria e le condizioni di alto vuoto della macchina ( $< 10^{-10}$  Torr). Un vuoto elevato è pure richiesto ai fini di ridurre la ionizzazione delle molecole di gas residuo dovuta alla loro interazione con gli elettroni. Infatti, l'accumularsi di ioni è causa di instabilità e di variazioni dell'ottica del fascio di elettroni. Il materiale da vuoto dovrà essere scelto attentamente ed assemblato in modo da permetterne il riscaldamento a  $300^{\circ}\text{C}$ . Ai fini di ottenere il vuoto richiesto due pompe ioniche sono previste in prossimità della sorgente e del collettore. Altre due pompe ioniche, in serie ad una pompa rotativa ed a due pompe turbomolecolari, troveranno sistemazione alle estremità della regione di transito.

#### 5. - DIAGNOSTICHE.

Il posizionamento del fascio e la temperatura degli elettroni sono parametri di primaria importanza, in quanto da essi dipende l'efficienza di raffreddamento. Poichè non sono previste, almeno nei primi tempi, delle misure dirette su fasci di protoni, metodi basati sui fenomeni correlati al raffreddamento (produzione di  $\text{H}^0$ ) non possono essere sfruttati. D'altronde, dovendo raffreddare anche fasci di antiprotoni i suddetti fenomeni non hanno luogo. Quindi si rende necessario utilizzare dei metodi di diagnostica del tutto indipendenti dai fasci che si vogliono raffreddare. Metodi basati sulla misura dell'emittanza possono essere usati per controllare il profilo del fascio di elettroni. La posizione del fascio può essere rivelata tramite piccole perturbazioni di opportuni campi deflettori connessi con elettrodi posizionali.

##### 5.1. - Pencil beam.

Per indagare sulle qualità dell'ottica elettronica e sull'omogeneità del campo magnetico, si può utilizzare il metodo del "pencil beam"<sup>(11)</sup>. Essendo un metodo distruttivo, questi fa uso di fasci di elettroni a bassa corrente per i quali non è necessario il recupero di energia.

A tal fine uno schermo in cui sono praticati tre buchi (diametro  $\sim 0.2$  mm) viene posto sulla superficie di emissione del catodo in modo da generare tre piccolissimi fasci di elettroni. La posizione di questi fasci viene misurata, per mezzo di uno speciale telescopio ottico, su di uno schermo luminoso libero di muoversi lungo la regione di transito. Questo metodo permette di effettuare misure di posizione con una precisione dell'ordine di  $100 \mu\text{m}$ .

Seguendo la posizione dell'immagine sullo schermo luminoso durante variazioni del campo magnetico assiale, è possibile determinare il raggio di Larmor e, conseguentemente, la velocità trasversa degli elettroni:

$$\frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} = \frac{\omega q_L}{V_{\parallel}} \approx 2\pi \frac{|\Delta \vec{r}|}{\lambda(H1) + \lambda(H2)} \quad (11)$$

essendo  $\lambda(H1, 2)$  il periodo di Larmor corrispondente al campo magnetico per il quale le immagini del fascio sono focalizzate e  $|\Delta \vec{r}|$  la distanza sullo schermo di questi due punti. Con questo metodo è possibile determinare il rapporto  $V_{\perp}/V_{\parallel}$  con una precisione dell'ordine di  $10^{-3}$ .

### 5.2. - Rivelatore di microonde.

Misure sul fascio di elettroni a piena intensità richiedono l'impiego di metodi non distruttivi. La rivelazione dello spettro di radiofrequenza emesso dagli elettroni spiralizzanti attorno alle linee di campo magnetico costituisce un buon metodo di misura della temperatura trasversa del fascio<sup>(17,21)</sup>. Infatti la potenza emessa da un elettrone è data da:

$$P = \frac{4}{3} \frac{r_e e^2}{c} \gamma^4 \omega_c^2 T_{e\perp} \quad (12)$$

in cui  $\omega_c$  è la frequenza di ciclotrone e  $T_{e\perp}$  la temperatura trasversa del fascio di elettroni. Le potenze da misurare sono dell'ordine di  $10^{-10}$  -  $10^{-11}$  Watt. Poichè la camera a vuoto agisce come una guida d'onda, il segnale di radiofrequenza viene prelevato per mezzo di un'antenna situata alla fine della regione di raffreddamento. Usando un'antenna appropriata è possibile ottenere una sensibilità adeguata a misurare temperature trasverse dell'ordine di 0.1 eV.

### 5.3. - Diffusione di luce laser.

Un metodo non distruttivo che permette di misurare la densità di elettroni e la temperatura longitudinale del fascio consiste nell'osservare la luce diffusa all'indietro da un fascio laser che interagisce con il fascio di elettroni<sup>(18)</sup>. Usando un laser a  $CO_2$  con 1 W di potenza ed uno spettrometro con risoluzione  $\delta\lambda/\lambda \approx 10^{-4}$  ( $\lambda$  è la lunghezza d'onda dei fotoni) è possibile analizzare lo spettro in momento degli elettroni con una risoluzione di  $\sim 50$  V. A causa dello spostamento Doppler della luce diffusa, i fondi di misura risultano depressi; un'ulteriore riduzione la si può ottenere pulsando il laser. L'apparato di misura può essere sistemato all'interno del toroide, all'uscita della regione di transito.

## 6. - TEMPI DI REALIZZAZIONE.

Nel progetto di questo prototipo abbiamo cercato di ridurre al minimo le difficoltà tecnologiche connesse alla realizzazione senza però perdere la qualità dell'informazione. In questo spirito verrà usato un catodo di esaboruro di lantano di 2.5 cm di diametro (di cui è già noto l'impiego sul microtrone e corrente totale di 2.5 A. Il generatore usato è del tipo Cockroft-Walton da 500 KV già costruito e attualmente sotto collaudo.

Per quanto riguarda i tubi di accelerazione e decelerazione, essi verranno costruiti in laboratorio usando isolante di Pyrex con tenuta da vuoto realizzata mediante O-ring di neoprene. Il

vuoto ottenibile di  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  Torr è compatibile con un catodo di  $L_aB_6$ , ed inoltre non influenza le qualità ottiche del fascio. La potenza necessaria per mantenere il catodo a regime di emissione è di circa 250 W.

La realizzazione del prototipo ci permetterà di studiare e di risolvere sperimentalmente i problemi relativi a:

- a) ottica della sorgente;
- b) ottica di trasporto;
- c) ottica del collettore;
- d) messa a punto delle diagnostiche sul fascio;
- e) trasporto di energia elettrica e dissipazione di calore sul terminale ad alta tensione.

Si prevede di completare la macchina ed acquisire le prime informazioni entro la prima metà del 1982.

A partire dalla seconda metà del 1982, alla luce dei risultati ottenuti dallo studio del prototipo, pensiamo possibile passare alla realizzazione di una parte del nostro progetto, cioè la preparazione di un dispositivo composto da un solo fascio di elettroni con tutti i requisiti necessari per essere installato al LEAR. Questo dispositivo potrebbe servire per raffreddare il fascio di antiprotoni da utilizzare per esperimenti con jet-target interna<sup>(5)</sup>. Si ritiene di poter realizzare questa parte del progetto entro la prima metà del 1984. Poichè per raffreddare entrambi i fasci del LEAR collider necessitano due fasci di elettroni uguali ma viaggianti in direzione opposta, bisogna raddoppiare il dispositivo di cui sopra. La completa realizzazione del progetto è prevista per la fine del 1985.

E' nostra intenzione realizzare l'intero progetto presso i Laboratori Nazionali di Frascati.

## 7. - STIMA DEI COSTI.

Presentiamo qui di seguito la stima dei costi relativi alla realizzazione di un solo fascio di elettroni, completo di generatore Cockroft-Walton, sorgente, sistema di recupero dell'energia e diagnostica. Le cifre sono date in milioni di lire.

Generatore Cockroft-Walton + contenitore	100
Studio e realizzazione colonna trasformatori	50
Rigeneratore d'olio	5
Raffreddamento olio	20
Studio e realizzazione sorgente e suo equipaggiamento	70
Studio e realizzazione tubi acceleratori e deceleratore in ceramica	200
Studio e realizzazione collettore	50
Progetto e realizzazione solenoidi (2 curvi, 3 dritti) + supporti	170
5 alimentatori solenoidi	100
4 pompe ioniche + valvole da vuoto + alimentatori	30
2 pompe turbomolecolari + convertitori	30

Pompa rotativa		3
Strumentazione da vuoto		20
Diagnostica	classica + pencil beam	20
	microonde	50
	laser	20
Controlli e telecomandi		50
Strumentazione generale comprendente un gaussimetro con sonda di Hall		50
Remote control		30

TOTALE : 1.068

Per la realizzazione dell'intero progetto, tenuto conto delle opportune modifiche dell'apparato, il costo totale è di circa 2 miliardi di lire. Sono, inoltre, da prevedere i costi di missione per i componenti del gruppo provenienti da altre Sezioni che non siano i Laboratori Nazionali di Frascati. Brevi missioni al CERN sono pure previste al fine di mantenere i necessari contatti con i responsabili del LEAR. Non sono previste le spese di missione necessarie durante la fase di montaggio e messa a punto dell'apparato sul LEAR.

#### 8. - PIANO FINANZIARIO.

In questo paragrafo presentiamo le nostre richieste di finanziamento, suddivise secondo i tempi di realizzazione sopra presentati. Le cifre sono date in milioni di lire. Il costo delle missioni è calcolato in base alle tariffe attuali.

Oggetto	1982	1983	1984	1985
Materiale non inventariabile	375	140	470	40
Materiale inventariabile	183	370	130	230
Missioni:				
Frascati (estere)	6	6	--	--
Genova (nazionali)	4	4	--	--
Genova (estere)	2	2	--	--
Torino (nazionali)	4	4	--	--

N.B. : Le spese di missione per gli anni 1984 e 1985 sono da definire in relazione allo stato di avanzamento del progetto.



## APPENDICE.

E' stata dimostrata, presso l'Università di Stanford la possibilità di amplificare la radiazione ottica per mezzo di un fascio di elettroni relativistici, in moto attraverso un campo magnetico trasverso, periodicamente spaziato<sup>(22)</sup>. Si è osservato che, facendo viaggiare simultaneamente attraverso una struttura magnetica periodica (Wiggler) un fascio di elettroni con struttura a "bunch" ed un fascio laser, quest'ultimo si amplifica a causa dell'emissione indotta. La potenza del fascio così ottenuto e l'efficienza globale del dispositivo sono limitati dalla bassa intensità del fascio di elettroni.

Il problema di aumentare la potenza e l'efficienza del "Free Electron Laser" (FEL) è stato affrontato da diversi autori<sup>(9, 23)</sup>. Elias<sup>(9)</sup> propone un metodo basato sulla utilizzazione di un fascio continuo di elettroni generato da un acceleratore elettrostatico. L'idea di base consiste nel recuperare l'energia e la carica del fascio di elettroni dopo che questi ha integrato con il "Free Electron Laser". Infatti, il recupero di energia permette di ottenere dei fasci molto intensi ed inoltre l'efficienza globale del dispositivo risulta di molto potenziata, in quanto le perdite di energia durante l'operazione di recupero sono notevolmente inferiori all'energia ceduta al laser. Oltre a fornire una corrente elevata, l'acceleratore elettrostatico è in grado di fornire fasci di elettroni di eccellente qualità, come richiesto dal FEL. Il recupero del fascio di elettroni riduce sostanzialmente la quantità di radiazione ionizzante normalmente prodotta nell'operazione di beam dump. Questa caratteristica da sola è di primaria importanza qualora si utilizzino i FEL per applicazioni commerciali o di laboratorio. La tunabilità su un largo intervallo di lunghezza d'onda, l'ottima risoluzione ottica e la buona efficienza fanno di questo nuovo tipo di laser uno strumento di grande potenzialità per applicazioni in molti campi quali la fisica molecolare, la fisica dello stato solido, ecc.

BIBLIOGRAFIA.

- (1) - G.I. Budker, *At. Energ.* 22, 346 (1967).
- (2) - L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases* (Interscience Publ., 1956).
- (3) - G.I. Budker et al., *Part. Acc.* 7, 197 (1976).
- (4) - M. Bell et al., *Phys. Letters* 87B, 275 (1979).
- (5) - G. Plass (editor), *Design study of a facility for experiments with low energy antiproton (LEAR)*, Report CERN PS/DL 80/7 (1980).
- (6) - U. Bizzarri et al., *Proceedings of the 5th European Symp. on Nucleon-Antinucleon Interactions*, Bressanone, June 1980 (INFN, 1980), 19-26; U. Bizzarri et al., *Project of a high energy electron cooling at LEAR*, CERN  $\bar{p}$ -LEAR note 94 (1980); Report CNEN 81.5 (Frascati, 1981).
- (7) - C. Rubbia, *Relativistic electron cooling for high luminosity, p- $\bar{p}$  colliding beams at very high energies*, Contributed paper to the Joint LBL-Fermilab Workshop for High Luminosity, High Energy Colliding Beams, Berkeley, March 1978.
- (8) - P. Dalpiaz, *Proceedings of the Joint CERN-KfK Workshop on Physics with Cooled Low Energetic Antiprotons*, Ed. by H. Poth, Karlsruhe, March 1979, p. 111.
- (9) - L.R. Elias, *Electrostatic accelerator free electron laser*, Quantum Institute University of California, Santa Barbara, QIFEL 004/80 (1980); G. Dattoli et al., *On the theory of the free electron laser*, Report CNEN (Frascati) 80/23 (1980); R. Barbini and G. Vignola, *LELA: a free electron laser experiment in Adone*, Report LNF-80/12 (1980).
- (10) - A.H. Sorensen, *Calculations on electron cooling*, CERN  $\bar{p}$ -LEAR note 07.
- (11) - G.I. Budker et al., *Study on electron cooling of . . . .*, Report CERN 77-08 (1977).
- (12) - A.H. Sorensen, *Influence of a strong longitudinal magnetic field on electron cooling*, Institute of Physics, University of Aarhus, Denmark; Ya. S. Derbenev and A. N. Skrinsky, *Part. Acc.* 8, 1 (1977); 84, 235 (1978); M. Bell, *Part. Acc.* 10, 101 (1980).
- (13) - B. Zotter, *Proceedings of the X Intern. Conf. on High Energy Accelerators*, Protvino, July 1977, p. 23-29.
- (14) - H. Herr and D. Mohl, *Relativistic electron cooling in ICE*, PD/DL/Note 78-4 (1978).
- (15) - M. Conte, *Head-on collisions in LEAR*, CERN  $\bar{p}$ -LEAR note 46.
- (16) - E. Keil, *Intersecting storage rings*, Report CERN 72-14 (1972).
- (17) - W. Kells et al., *11th Inter. Conf. on High Energy Accelerators*, Geneva, July 1980, ed. by W.S. Newmann (CERN, 1980), p. 814.
- (18) - M. Bell et al., *Report on CERN electron cooler*, CERN  $\bar{p}$ -LEAR note 29; Design report, Fermilab electron cooling experiment, november 1977.
- (19) - J.R. Pierce, *Bell System Tech. J.* 30, 825 (1951); V.I. Kudelainen et al., *Soviet Phys. - Techn. Phys.* 16, 1821 (1972).
- (20) - U. Bizzarri et al., *Electron cooling device at 500 keV with a Cockroft-Walton generator*, Frascati report LNF-81/30 (1981).
- (21) - C. Rubbia, *Microwave radiation from the transverse temperature . . .*, CERN EP Internal Report 77-4 (1977).
- (22) - L.R. Elias et al., *Phys. Rev. Letters* 36, 717 (1976); D.A.G. Deacon et al., *Phys. Rev. Letters* 38, 892 (1977).
- (23) - N. M. Kroll et al., *SRI Technical Report JSR-79-01* (1979); L.R. Elias, *University of California at Santa Barbara, Quantum Institute Report QIFEL-003/80* (1980); A. Renieri, *CNEN Centro di Frascati Report 77/33* (1977); L.R. Elias et al., *Stanford High Energy Physics Laboratories Report HEPL-824* (1978).