

LNF - 64/54
27. 10. 1964.

M. Bernardini: LIVELLI MEDI DI RADIAZIONE INTORNO
ALL'ACCELERATORE LINEARE E ALL'ANELLO DI AC-
CUMULAZIONE. -

(Nota interna: n. 263)

Nota interna: n. 263
27 Ottobre 1964.

M. Bernardini: LIVELLI MEDI DI RADIAZIONE INTORNO ALL'ACCELERATORE LINEARE E ALL'ANELLO DI ACCUMULAZIONE. -

RIASSUNTO

Questo lavoro contiene una serie di calcoli dosimetrici per l'acceleratore lineare per elettroni da 400 MeV e per l'anello di accumulazione per elettroni e positroni da 1500 MeV che verranno installati tra qualche tempo nei Laboratori Nazionali di Frascati. I risultati dei calcoli sono confrontati con le schermature previste nel progetto costruttivo degli edifici.

Segue un calcolo della radioattività dell'aria contenuta nel tunnel dell'acceleratore lineare.

I. - INTRODUZIONE. -

Le sorgenti di radiazione in una macchina acceleratrice sono dovute alle perdite delle particelle primarie accelerate nei materiali costituenti la camera di vuoto, targhette, traguardi, ecc., e possono dividersi in due categorie: sorgenti distribuite lungo il percorso delle particelle e sorgenti concentrate quando un ostacolo è interposto sul loro cammino.

Nel nostro caso, in cui le particelle accelerate sono elettroni o al più positroni, la radiazione è essenzialmente composta di raggi γ , neutroni veloci che da questi hanno origine ed eventualmente mesoni, se l'energia è superiore a qualche centinaio di MeV, e che danno luogo ancora a neutroni.

Il metodo di calcolo, ancora oggi universalmente adottato nei problemi di schermaggio delle macchine acceleratrici, fu per la prima volta proposto da Panofsky⁽¹⁾.

2.

Essendo le particelle primarie elettroni o positroni, si deve tener conto che la loro interazione con la materia è di tipo elettromagnetico. Le sezioni d'urto elettromagnetiche sono di qualche ordine di grandezza più grandi delle sezioni d'urto fotonucleari e, poichè la cascata nucleonica non contribuisce apprezzabilmente a quella elettromagnetica, se ne possono considerare i vari contributi separatamente.

Alcune ipotesi sull'energia della radiazione secondaria permettono poi di fissare i liberi cammini medi e quindi dimensionare gli spessori di schermo per i vari materiali necessari per un'appropriate riduzione della radiazione ai livelli permessi.

La dose media settimanale per il personale professionalmente esposto alle radiazioni è 100 mRem per settimana, cui corrisponde una intensità di dose media di 2.5 mRem/h per una settimana di 40 ore.

Per quanto riguarda le sorgenti neutroniche concentrate del Linac, ci sembra conveniente raffinare il calcolo tenendo conto della loro distribuzione energetica perchè sono proprio i neutroni veloci a costituire il massimo pericolo nei problemi di protezione. In genere, infatti, gli schermi dimensionati per i neutroni veloci sono sufficienti a garantire la protezione anche per i raggi γ e la componente molle in genere.

Le sorgenti di radiazione distribuite lungo il Linac sono dovute alle perdite che in una macchina di questo tipo debbono essere assai piccole per garantire un buon funzionamento della macchina stessa. Le sorgenti γ concentrate sono sempre più facilmente attenuabili di quelle neutroniche.

Per le sorgenti di radiazione dell'anello di accumulazione bisogna tener conto del tipo particolare di macchina che per un buon funzionamento deve tener in vita gli elettroni e positroni accumulati il più a lungo possibile. Ne consegue una perdita molto piccola diluita nel tempo. Anche nel caso in cui si verifichi la perdita completa dei fasci accumulati, questa si distribuirà lungo la ciambella e non potrà avvenire più frequentemente di una volta ogni periodo di accumulazione (la cui durata è approssimativamente un'ora).

II. - ACCELERATORE LINEARE. -

a) - Sorgenti. -

Nel presente lavoro si assume pessimisticamente, dal punto di vista delle schermature, che le caratteristiche dell'acceleratore lineare sono le seguenti:

- Energia massima $E_e = 400 \text{ MeV}$
- Corrente media nella parte alta energia $i = 100 \mu\text{A}$
- Corrente media nella parte bassa energia $i = 400 \mu\text{A}$

Durante il funzionamento normale si ammette di avere una perdita uniforme nelle iridi e nella guida di rame lungo i 60 metri dell'acceleratore

dell'ordine di $10 \mu\text{A}$ pari a 10^{10} elettroni/sec cm. Facciamo l'ipotesi pessimistica che in qualsiasi punto della guida gli elettroni abbiano la massima energia di 400 MeV. Allora, secondo la teoria degli sciami⁽²⁾ allo spessore

$$(1) \quad t_{\max} = \ln \left(\frac{E_0}{\epsilon_0} \right) X_0 = 3.35 \text{ cm}$$

si avrà il massimo sviluppo di particelle e la sorgente di γ si trova secondo l'equazione :

$$(2) \quad S_{\text{lin}}^{\gamma} = N_e \frac{0.18}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\epsilon_0} - 0.18}} \frac{E_0}{\epsilon_0} = 2 \times 10^{10} \text{ fotoni/sec cm}$$

dove:

- $E_0 =$ 400 MeV energia degli elettroni primari,
- $\epsilon_0 =$ energia critica nel rame (21.8 MeV),
- $X_0 =$ lunghezza di radiazione che per il rame è 1.47 cm,
- $N_e =$ numero di elettroni persi per sec e per cm .

L'energia dei γ si assume essere pari a qualche MeV, corrispondente cioè ai γ più penetranti.

I fotoneutroni possono considerarsi essenzialmente di due diverse categorie; quelli della risonanza gigante con un'energia di circa 5 - 8 MeV e quelli di disintegrazione nucleare intorno ai 60 MeV.

La teoria degli sciami ci permette di calcolare le yields di neutroni per elettrone:

$$(3) \quad Y_r = 0.038 X_0 E_0 \quad \text{per neutroni di 5 - 8 MeV,}$$

$$(4) \quad Y_v = 1.2 \times 10^{-4} X_0 E_0 \quad \text{per neutroni di 60 MeV,}$$

dove

- $X_0 =$ lunghezza di radiazione in g/cm^2 (per il rame 13.1),
- $E_0 =$ energia in GeV (0.4 nel nostro caso).

Le corrispondenti sorgenti lineari si ottengono moltiplicando le yields per il numero di elettroni/sec cm e valgono:

$$(5) \quad S_{\text{lin}}^{\text{nr}} = 2 \times 10^9 \text{ n/sec cm,}$$

$$(6) \quad S_{\text{lin}}^{\text{nv}} = 6.310^6 \text{ n/sec cm.}$$

Una terghetta di Tungsteno 1-2 lunghezze di radiazione può essere interposta sul cammino degli elettroni per la conversione in positroni. Su questo convertitore urtano gli elettroni quando hanno raggiunto una energia di 90 MeV al massimo della corrente di $400 \mu\text{A}$ medi pari ad una potenza di 36 kW.

4.

Ammettendo che lo sciame si sviluppi ivi interamente, la sorgente γ concentrata si ricava secondo un'equazione simile alla (2):

$$(7) \quad S_{\text{con}}^{\gamma} = Ne \frac{0.18}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\xi_0} - 0.18}} \frac{E_0}{\xi_0} = 4 \times 10^{15} \gamma/\text{sec}$$

dove questa volta

$$\begin{aligned} E_0 &= 90 \text{ MeV,} \\ \xi_0 &\approx 7.8 \text{ MeV}^{(x)}, \\ Ne &= 2.5 \times 10^{15} \text{ el/sec,} \end{aligned}$$

corrispondente ad una corrente media accelerata di 400 μ A.

Al termine del Linac vi saranno dei collimatori e quindi dovremo aspettarci un'altra sorgente concentrata di radiazione. Lo sciame è iniziato questa volta da un fascio di elettroni alla massima energia di 400 MeV, con una intensità media di 100 μ A pari ad una potenza di 40 kW.

La relativa sorgente γ , calcolata nel solito modo, risulta

$$(8) \quad S_{\text{con}}^{\gamma} = 1.25 \times 10^{15} \gamma/\text{sec.}$$

Nell'approssimazione considerata, si assume che tutti i γ abbiano l'energia di qualche MeV, e cioè l'energia alla quale è minima la attenuazione.

Per valutare le sorgenti concentrate dei neutroni nel convertitore e al termine del Linac, si ricorre alle formula per targhette spesse di Koch e Motz⁽³⁾. Secondo tali autori l'efficienza di produzione di raggi γ si esprime secondo l'equazione:

$$(9) \quad \eta = \frac{1 - \ln(1 + 1.2 \times 10^{-3} zE)}{1.2 \times 10^{-3} zE}$$

con

$$\begin{aligned} z &= \text{numero atomico del materiale targhetta,} \\ E &= \text{energia cinetica degli elettroni in MeV.} \end{aligned}$$

Le yields⁽⁴⁾ di neutroni per kWatt di potenza e per secondo valgono:

$$(10) \quad 2.3 \times 10^{11} \eta/\mu$$

dove η è l'efficienza di produzione espressa dalla (9) e μ è il coefficiente di assorbimento dei γ in cm^2/g . Tenendo conto delle potenze in

(x) - $\xi_0 = 7.8 \text{ MeV}$ è l'energia critica per il piombo. Per i materiali più pesanti del ferro per convenzione si usano i dati del piombo.

gioco, delle (9) e (10) in un materiale pesante in cui $\mu = 0.0435 \text{ g/cm}^2$ si ha per il convertitore

$$(11) \quad S_{\text{con}}^n = 1.2 \times 10^{14} \text{ n/sec}$$

e in fondo al Linac

$$(12) \quad S_{\text{con}}^n = 2 \times 10^{14} \text{ n/sec.}$$

Come abbiamo accennato prima, è molto importante conoscere lo spettro energetico di queste due sorgenti puntiformi di neutroni.

Alcuni esperimenti^(5,6) su fotoprotoni veloci prodotti da γ di bremsstrahlung di grande energia indicano una distribuzione $1/E^2$ per energie dei protoni da qualche MeV fino a circa metà energia del picco della bremsstrahlung e una distribuzione $1/E^7$ da qui in poi.

Le stesse distribuzioni possono essere ragionevolmente attribuite anche per i fotoneutroni veloci.

Si può poi assumere tra 0 e 10 MeV una distribuzione statistica del tipo $A E e^{-E/T}$ con $T = 1 \text{ MeV}$ che interessa il 90% dello spettro⁽⁴⁾.

In tal modo si ha un primo contributo tra 0 e 10 MeV del tipo $A E e^{-E/T}$ con la seguente normalizzazione

$$(13) \quad 0.9 = A \int_0^{10} E e^{-E/T} dE$$

da cui $A = 0.9$ comune alle due sorgenti considerate.

Per il convertitore: un secondo contributo tra 2 MeV e 45 MeV del tipo B/E^2 ; un terzo contributo tra 45 MeV e 90 MeV del tipo C/E^7 con la normalizzazione

$$(14) \quad 0.1 = B \int_2^{45} \frac{1}{E^2} dE + C \int_{45}^{90} \frac{1}{E^7} dE$$

$$(15) \quad \frac{B}{(45)^2} = \frac{C}{(45)^7}$$

da cui $B = 0.2075$ e $C = 3.83 \times 10^7$.

In fondo al Linac: un secondo contributo tra 2 MeV e 200 MeV B/E^2 ; un terzo contributo tra 200 MeV e 400 MeV C/E^7 . Questa volta la normalizzazione fornisce

$$B = 0.201 \quad \text{e} \quad C = 6.4 \times 10^{10}$$

Le tabelle I e II esprimono i vari contributi e lo spettro dei fotoneutroni, normalizzato ad 1, per i due valori di energia del fascio primario di elettroni di 90 MeV (convertitore) e di 400 MeV (termine del Linac).

TABELLA I

E(MeV)	Contributi dello spettro			$t_{tot} = \frac{1}{N} \frac{dE}{dN}$
	I	II	III	
1	0.331			0.331
2	0.242	0.052		0.294
3	0.135	0.023		0.158
4	0.066	0.013		0.079
5	0.0302	0.0083		0.0385
6	0.0136	0.00577		0.01937
7	0.00574	0.00424		0.00998
8	0.0024	0.00325		0.00565
9	0.0019	0.00256		0.00446
10	4×10^{-4}	0.00207		0.00247
20		5.2×10^{-4}		0.00052
30		2.3×10^{-4}		2.3×10^{-4}
40		1.3×10^{-4}		1.3×10^{-4}
50			4.9×10^{-5}	4.9×10^{-5}
60			1.37×10^{-5}	1.37×10^{-5}
70			4.65×10^{-6}	4.65×10^{-6}
80			1.82×10^{-6}	1.82×10^{-6}
90			8.1×10^{-7}	8.1×10^{-7}

TABELLA II

E(MeV)	Contributi allo spettro			$t_{tot} = \frac{1}{N} \frac{dE}{dN}$
	I	II	III	
1	0.331			0.331
2	0.242	0.051		0.293
3	0.135	0.0225		0.1575
4	0.066	0.0127		0.078
5	0.0302	0.008		0.0382
6	0.0136	0.0056		0.0192
7	0.00574	0.00414		0.0099
8	0.0024	0.00317		0.0056
9	0.0019	0.0025		0.0044
10	4×10^{-4}	0.00202		0.0024
20		5.07×10^{-4}		5.07×10^{-4}
30		2.24×10^{-4}		2.24×10^{-4}
40		1.27×10^{-4}		1.27×10^{-4}
50		8.1×10^{-5}		8.1×10^{-5}
60		5.6×10^{-5}		5.6×10^{-5}
70		4.1×10^{-5}		4.1×10^{-5}
80		3.15×10^{-5}		3.15×10^{-5}
90		2.5×10^{-5}		2.5×10^{-5}
100		2.02×10^{-5}		2.02×10^{-5}
150		9×10^{-6}		9×10^{-6}
200		5.07×10^{-6}		5.07×10^{-6}
300			6.58×10^{-7}	6.58×10^{-7}
400			3.9×10^{-8}	3.9×10^{-8}

b) - Attenuazioni. -

Il progetto costruttivo degli edifici prevede che le schermature siano composte di cemento ($\rho = 2.3 \text{ g/cm}^3$) e terra ($\rho = 1.8 \text{ g/cm}^3$). Per vedere come vengono attenuate le varie sorgenti è necessario conoscere i liberi cammini medi (inversi delle sezioni d'urto macroscopiche) nei materiali in questione sia per i γ che per i neutroni.

La schematizzazione adottata permette di considerare i raggi γ tutti della stessa energia per cui le sezioni d'urto macroscopiche sono $\Sigma = 0.0209 \text{ cm}^2/\text{g}$ per il calcestruzzo e $\Sigma = 0.0234 \text{ cm}^2/\text{g}$ per la terra.

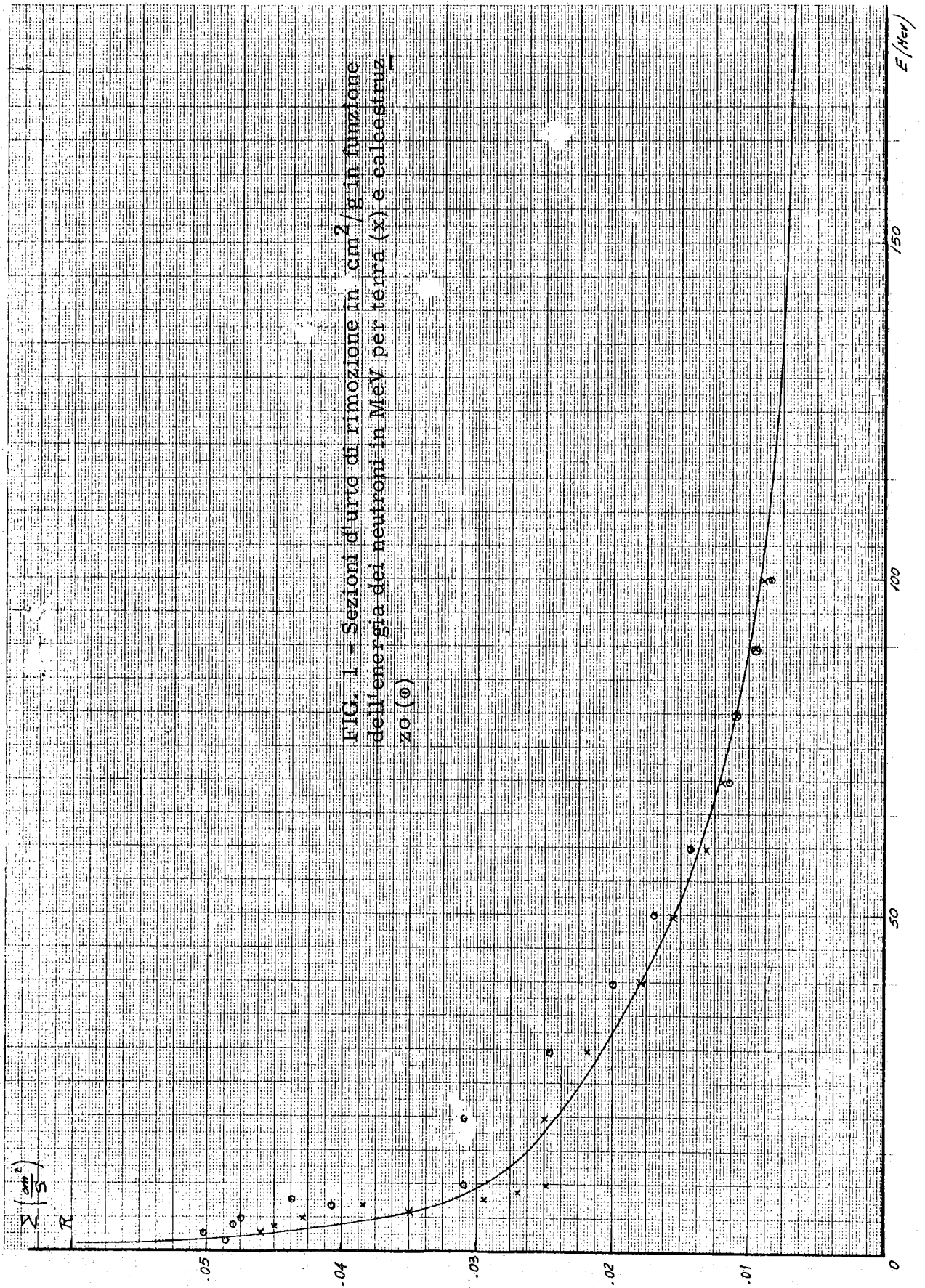
Per quanto riguarda i neutroni bisogna invece tener conto delle diverse energie. Al National Bureau of Standards sono state valutate le sezioni d'urto totali per varie energie (0 - 100 MeV) dei neutroni tenendo conto delle composizioni della terra e del calcestruzzo e interpretando opportunamente i dati del BNL-325⁽⁷⁾. La tabella III riporta queste valu

TABELLA III

E(MeV)	$\Sigma_{tot}^C (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_{tot}^T (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_R^C (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_R^T (\text{cm}^{-1})$	$\Sigma_R^C (\text{cm}^2/\text{g})$	$\Sigma_R^T (\text{cm}^2/\text{g})$
1	0.38	0.45	0.265	0.20	0.115	0.111
2	0.161	0.209	0.112	0.0932	0.0487	0.0518
3	0.166	0.198	0.116	0.083	0.0504	0.0461
4	0.157	0.182	0.111	0.0812	0.0482	0.0451
5	0.159	0.173	0.11	0.0772	0.0477	0.0429
6	0.135	0.142	0.11	0.0634	0.0477	0.0352
7	0.144	0.156	0.094	0.0696	0.0408	0.0386
8	0.10	0.119	0.07	0.053	0.0435	0.0294
9	0.104	0.111	0.07	0.0488	0.031	0.0271
10	0.105	0.102	0.07	0.0447	0.031	0.0249
20	0.134	0.110	0.07	0.045	0.031	0.025
30	0.113	0.099	0.057	0.0391	0.0248	0.0217
40	0.0976	0.085	0.046	0.0326	0.02	0.0181
50	0.0875	0.075	0.039	0.0283	0.0169	0.0157
60	0.0777	0.065	0.033	0.0241	0.0143	0.0134
70	0.0663	0.059	0.026	0.0214	0.0113	0.0119
80	0.0654	0.054	0.025	0.0195	0.0109	0.0109
90	0.06	0.048	0.022	0.017	0.0096	0.0095
100	0.055	0.045	0.019	0.0157	0.0083	0.0088
150					0.0075 ^(x)	0.0075 ^(x)
200					0.0065 ^(x)	0.0065 ^(x)
300					0.0065 ^(x)	0.0065 ^(x)
400					0.0065 ^(x)	0.0065 ^(x)

(x) - valori estrapolati dalla fig. 1. -

tazioni. Per i problemi di schermaggio è necessario però conoscere le sezioni d'urto di rimozione che dipendono fortemente dall'energia e di cui esistono scarse informazioni sperimentali. Williams⁽⁸⁾ da i seguen



ti valori a 8 MeV e 100 MeV :

$$\begin{array}{lll} 0.053 \text{ cm}^{-1} & \text{e} & 0.0157 \text{ cm}^{-1} \quad \text{per la terra e} \\ 0.07 \text{ cm}^{-1} & \text{e} & 0.02 \text{ cm}^{-1} \quad \text{per il calcestruzzo} \end{array}$$

e cioè in termini di sezioni d'urto totali della tab. III

$$\begin{array}{lll} 0.446 \Sigma_{\text{tot}} & \text{e} & 0.35 \Sigma_{\text{tot}} \quad \text{per la terra e} \\ 0.7 \Sigma_{\text{tot}} & \text{e} & 0.36 \Sigma_{\text{tot}} \quad \text{per il calcestruzzo.} \end{array}$$

Un'interpolazione tra questi coefficienti numerici può fornirci un criterio per stimare le sezioni d'urto di rimozione dalle totali viste in precedenza per i due materiali in questione tra 8 e 100 MeV, ed è abbastanza ragionevole estrapolare monotonicamente (oltre 100 MeV) tale andamento fino al valore delle sezioni d'urto geometriche.

La tab. III contiene tali sezioni d'urto così valutate e la fig. 1 le riporta in grafico in unità cm^2/g .

Osservando la fig. 1 si vede che al crescere dell'energia le sezioni dei due materiali espresse in tali unità tendono a coincidere.

Siamo adesso in grado di calcolare le attenuazioni delle varie sorgenti. Finora non abbiamo fatto alcun cenno alle distribuzioni angolari; di queste si terrà conto, caso per caso, nel valutare le attenuazioni.

Per una sorgente lineare il flusso (particelle per sec e per cm^2) uscente al di là di un certo spessore t di schermatura è espresso dall'equazione seguente⁽⁹⁾:

$$(16) \quad \phi_t = \frac{S_L}{2\pi a} \left(\frac{a}{a+t} \right) F\left(\frac{\pi}{2}, \xi t\right)$$

dove

S_L sorgente lineare (particelle per sec e per cm),

$\frac{a}{a+t}$ fattore geometrico,

$F\left(\frac{\pi}{2}, \xi t\right)$ fattore di attenuazione per sorgente lineare.

Nell'equazione (16) si assume l'isotropicità della distribuzione angolare. Trattandosi di sorgenti distribuite lungo tutta la guida di rame dell'acceleratore sembra che tale assunzione rappresenti adeguatamente la situazione reale sia nel caso di raggi γ che nel caso di neutroni.

Nelle figg. 2 e 3 sono riportati i fattori di attenuazione $F(\pi/2, \xi t)$ in funzione dello spessore in g/cm^2 per la terra e per il calcestruzzo.

Per i γ sono state adottate $\Sigma = 0.0209 \text{ cm}^2/\text{g}$ per il calcestruzzo e $\Sigma = 0.0234 \text{ cm}^2/\text{g}$ per la terra. Per i neutroni di 5 - 8 MeV $\Sigma_R = 0.03 \text{ cm}^2/\text{g}$ e di 60 MeV $\Sigma_R = 0.0135 \text{ cm}^2/\text{g}$ sia per la terra che per il calcestruzzo, come da fig. 1.

Per una sorgente di raggi γ concentrata il flusso (γ per sec e per cm^2) al di là di un certo spessore t di schermatura è espresso dal

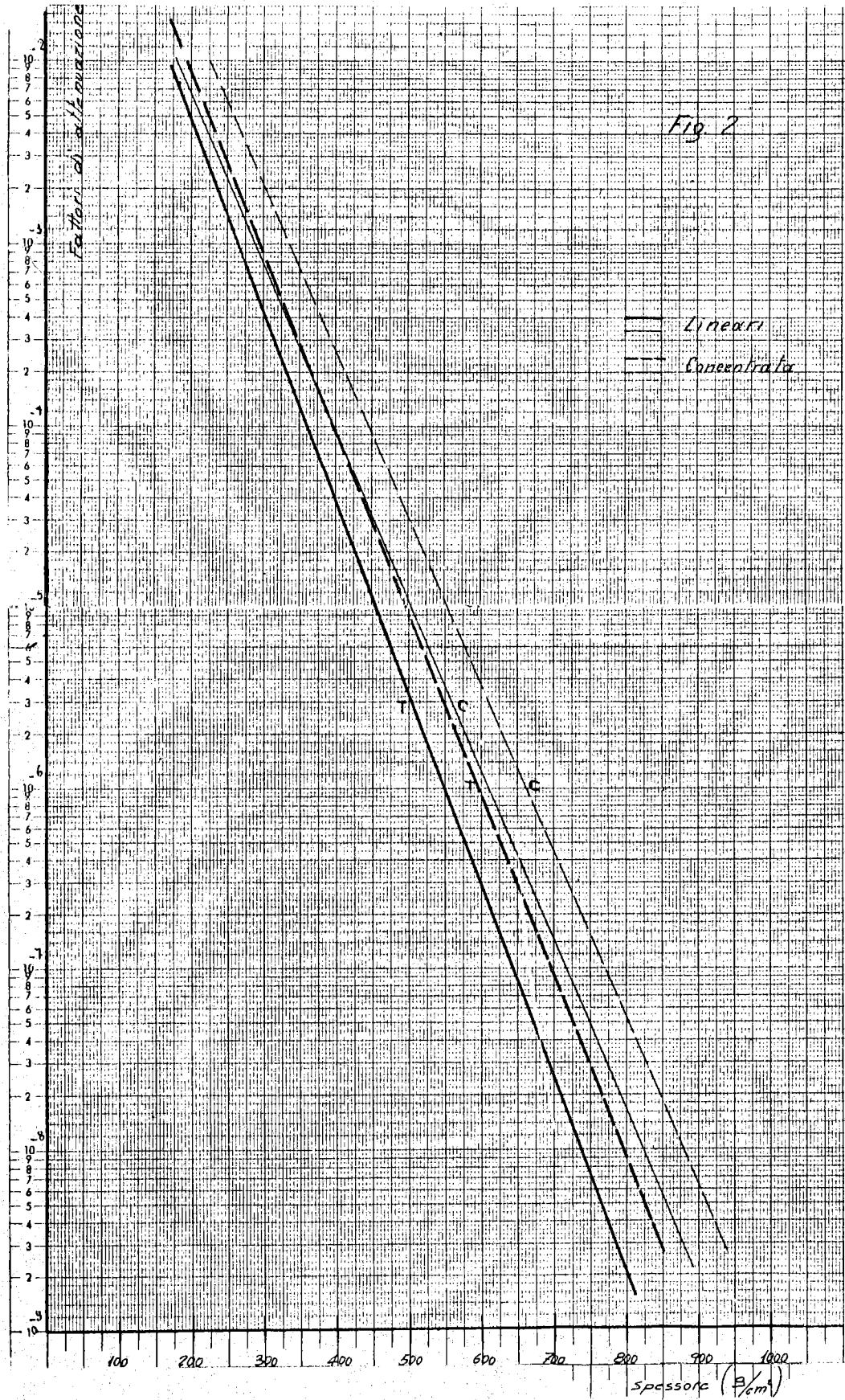


FIG. 2 - Fattori di attenuazione per sorgenti γ lineari (—) e concentrate (---) in terra e calcestruzzo in funzione dello spessore in g/cm^2 .

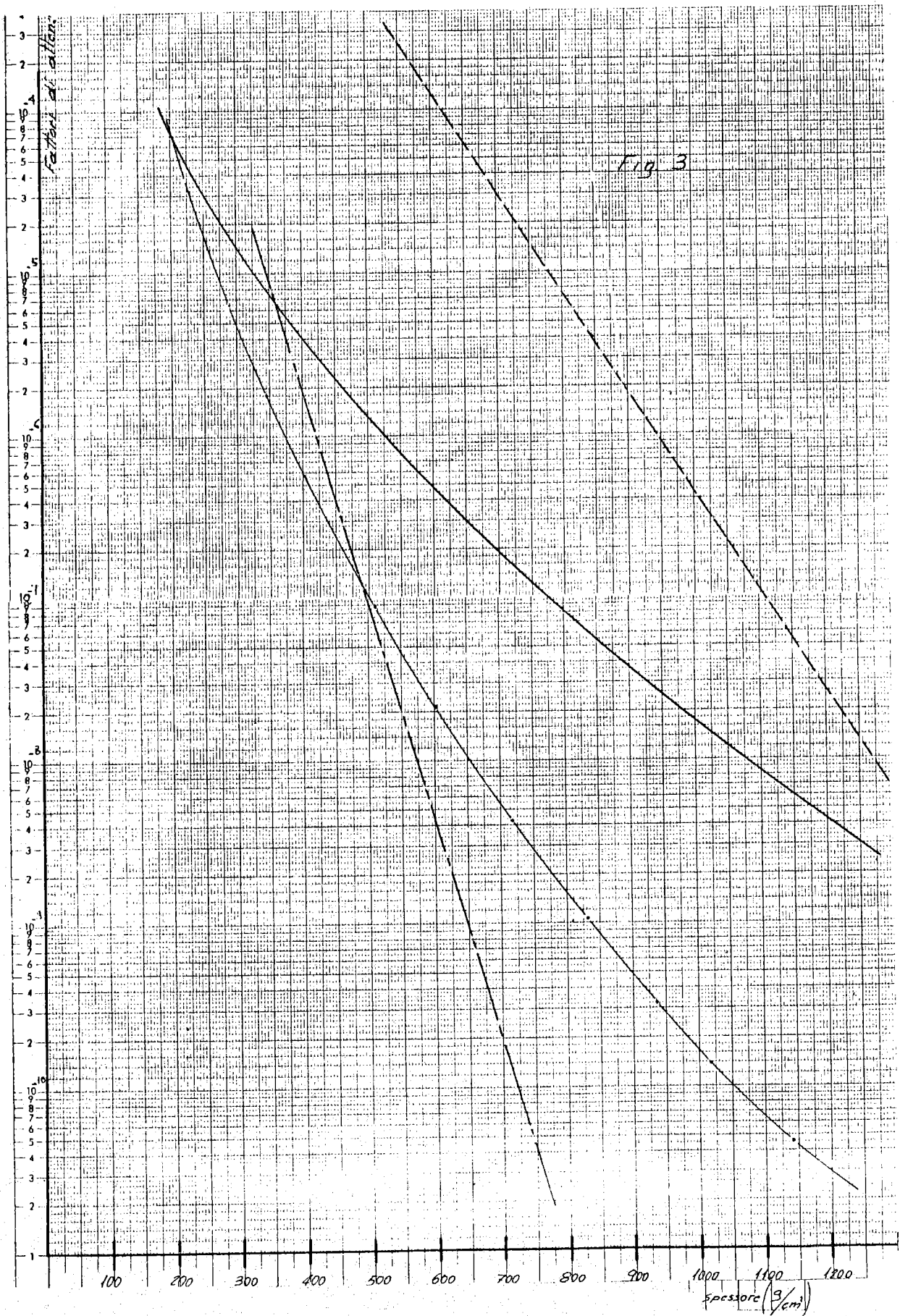


FIG. 3 - Fattori di attenuazione per sorgenti neutroniche lineari di bassa (- - -) e alta (····) energia e concentrate convertitore (·-·-) e termine linac (—) in funzione dello spessore di g/cm² di terra o calcestruzzo.

12.

la seguente equazione:

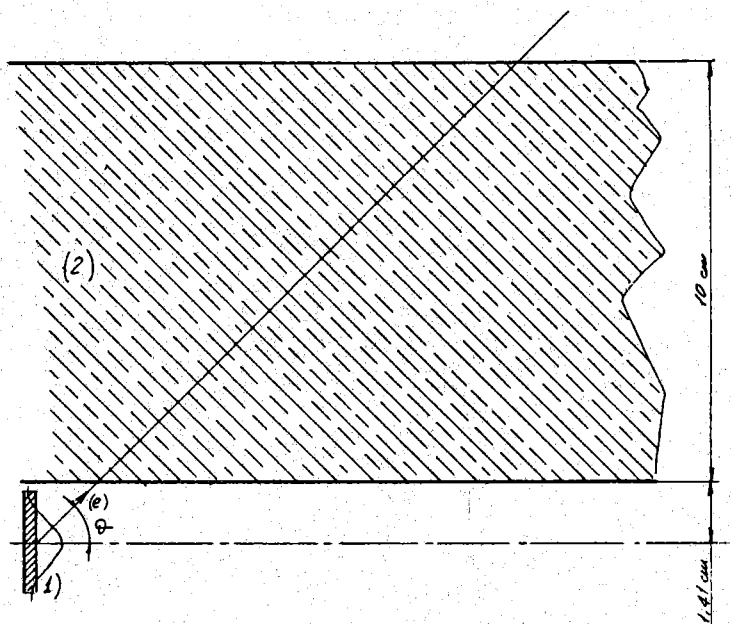
$$(17) \quad \phi_t = \phi_e \frac{e^{-\Sigma t}}{t^2}$$

dove

ϕ_e rappresenta il flusso sulla parete interna degli schermi,

$e^{-\Sigma t}$ il fattore di attenuazione.

Poichè le energie in gioco sono assai alte la distribuzione angolare è fortemente in avanti per cui normalmente agli effetti dei calcoli do simetrici tutti i raggi \mathcal{J} (prodotti ad es. in una targhetta) si pensano con centrati in un fascio parallelo con sezione unitaria in direzione normale alle schermature. La valutazione è estremamente pessimistica e lontana dalla realtà specie nel caso del convertitore elettroni-positroni in cui la distribuzione in avanti lungo la guida dell'acceleratore è favorevole dal punto di vista protettivo. Infatti proprio i \mathcal{J} in avanti che formano angoli piccoli rispetto all'asse della guida debbono attraversare dei grossi spes sori di rame (iridi e avvolgimenti, fig. 4) subendo già una considerevole attenuazione.



(1) convertitore

(2) avvolgimenti e iridi di rame

FIG. 4

Senza avere la pretesa di risolvere esattamente il problema, che richiederebbe dei calcoli molto lunghi e laboriosi, si sono fatte alcu ne assunzioni esemplificative che ci permettono di usare una semplice formula come la (17) con, in più, un termine correttivo che tiene conto appunto della particolare situazione del convertitore. Assumiamo pessimisticamente che la distribuzione angolare dei \mathcal{J} nel convertitore sia quella dello scattering multiplo degli elettroni. Con la teoria di Moliere

applicata alla nostra targhetta di tungsteno (1 rl) tale distribuzione risulta praticamente gaussiana con un angolo quadratico medio di 13° . Impo-
niamo poi a ciascun γ un termine di attenuazione nel rame del tipo
 $e^{-\frac{a}{\lambda \sin \theta}}$ che tien conto del diverso spessore di rame da attraversa-
re a seconda dell'angolo θ di produzione. Ne consegue che il numero di
 γ uscenti dal rame tra θ e $\theta + d\theta$ è una funzione del tipo:

$$(18) \quad \frac{2}{\langle \theta \rangle^2} e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta \rangle^2}} e^{-\frac{a}{\lambda \sin \theta}} d\theta$$

il cui massimo giace intorno a $\theta = 25^\circ$ considerato che $a = 10$ cm e
 $\lambda = 3.5$ cm libero cammino medio nel rame dei γ più penetranti.

A $\theta = 25^\circ$ corrisponde uno spessore di rame effettivo di
 $a/\sin(25^\circ) = 23.7$ cm. Orbene facciamo l'ipotesi che tutti i raggi γ pro-
dotti nella targhetta debbano attraversare questo spessore di rame ma
che poi procedano normalmente alle schermature. La (17) si riduce co-
si a

$$(19) \quad \phi_t = \phi_e \frac{e^{-\xi t}}{t^2} e^{-\frac{23.7}{3.5}}$$

dove

$$e^{-\frac{23.7}{3.5}} \approx 10^{-3}$$

Il fattore di attenuazione in funzione dello spessore di terra o
calcestruzzo in unità g/cm^2 è graficato nella fig. 2.

Ovviamente questo modo di procedere è assai grossolano per-
chè i raggi γ prodotti nella targhetta per la maggior parte possono dar
luogo a sciami nel rame. Però si è visto che i peggiori dal punto di vista
protettivo sono quei γ prodotti ad angoli grandi, che sono per lo più
quelli di energia più bassa; del resto l'assumere per i γ la distribuzio-
ne dello scattering multiplo degli elettroni è di per sè una valutazione ab-
bastanza pessimistica.

Una formula come la (17) andrà invece abbastanza bene per le
sorgenti in fondo al Linac.

Per una sorgente concentrata di neutroni il flusso di neutroni
(per cm^2 e per sec) al di là di un certo spessore t di schermo è espres-
so dalla seguente equazione:

$$(20) \quad \phi_t = \frac{S_n}{4\pi a^2} \frac{a^2}{(a+t)^2} \sum_i f_i e^{-\sum_i t}$$

dove

S_n è la sorgente in n/sec,

$\frac{a^2}{(a+t)^2}$ fattore geometrico,

$\sum_i f_i e^{-\sum_i t}$ fattore di attenuazione.

L'indice i si riferisce all'energia, f_i e Σ_i sono rispettivamente il contributo dello spettro (v. tabb. I e II) e la sezione d'urto di rimozione (v. fig. 1) dei neutroni di energia i . La distribuzione angolare dei neutroni si considera praticamente isotropa.

Nella fig. 3 sono riportati in grafico i fattori di attenuazione in funzione dello spessore di schermo per il convertitore e per il terminale del Linac.

Per queste due sorgenti si è tenuto conto dei particolari spettri energetici riportati nella tabella e delle sezioni d'urto rilevate dal grafico della fig. 1 a seconda dell'energia.

c) - Stima dei livelli di radiazione dovuti alle varie sorgenti di radiazione.

1. Perdita distribuita. -

Il progetto costruttivo del tunnel dell'acceleratore prevede una schermatura lungo tutta la sua lunghezza composta di calcestruzzo e terra. La fig. 5 ne mostra una sezione.

In un punto qualsiasi della guida ci si deve aspettare una sorgente distribuita di γ e neutroni. Dal capitolo delle sorgenti si ha (v. equaz. (2), (5) e (6)):

$$\begin{aligned} S_{\text{lin}}^{\gamma} &= 2 \times 10^{10} \text{ fotoni/sec cm} , \\ S_{\text{lin}}^{\text{n}} &= 2 \times 10^9 \text{ n/sec cm neutroni di bassa energia,} \\ S_{\text{lin}}^{\text{n}} &= 6.3 \times 10^6 \text{ n/sec cm neutroni di alta energia.} \end{aligned}$$

L'equazione (16) ci fornisce flussi al di là delle schermature. Tenendo conto che $a = 200$ cm, $t = 400$ cm (fra terra e calcestruzzo)^(x) = 720 g/cm² di terra (si considera tutta terra) e dell'attenuazione corrispondente (v. figg. 2 e 3) si ottiene

$$\begin{aligned} \phi_t^{\gamma} &= 0.106 \text{ } \gamma / \text{sec cm}^2 , \\ \phi_t^{\text{n}} &= 0.53 \times 10^{-3} \text{ n/sec cm}^2 \text{ neutroni di bassa energia,} \\ \phi_t^{\text{n}} &= 0.033 \text{ n/sec cm}^2 \text{ neutroni di alta energia.} \end{aligned}$$

Considerato che alla dose permessa di 2.5 mR/h corrispondono circa $60 \text{ } \gamma / \text{sec cm}^2$ dell'energia da noi considerata, 10 n/sec cm^2 e 20 n/sec cm^2 neutroni di alta e bassa energia, si vede come le schermature previste dal progetto garantiscano un'ottima protezione. Abbiamo trascurato i γ di cattura ma il sovradimensionamento degli schermi rende il loro contributo trascurabile.

(x) - La schermatura laterale ha uno spessore di 500 cm. I calcoli sono eseguiti per uno spessore di 400 cm corrispondenti alla schermatura verso l'alto, che rappresenta il punto meno protetto.

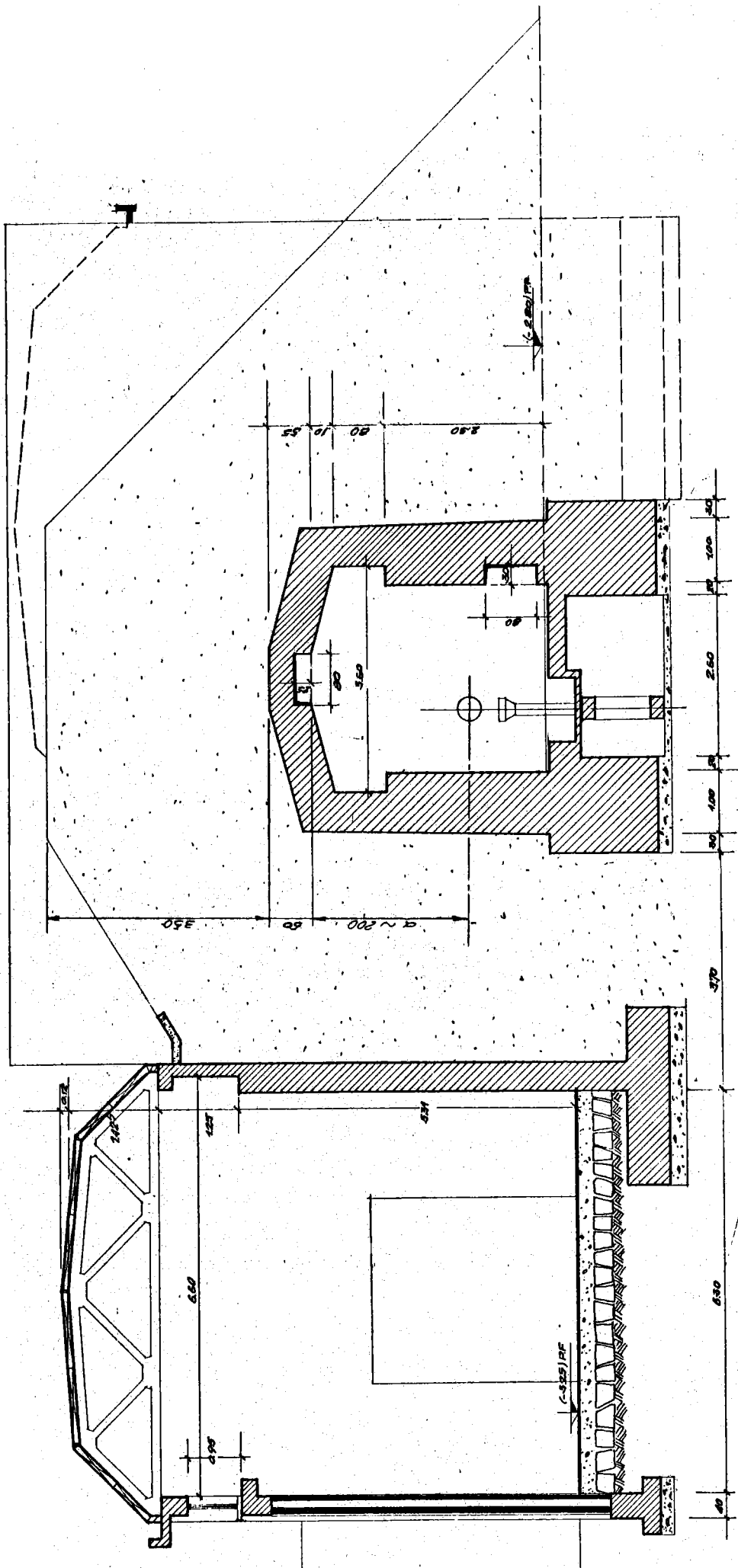


FIG. 5

2. Convertitore elettroni-positroni. -

Il progetto costruttivo del tunnel non prevede alcun rinforzo di schermatura nelle adiacenze del convertitore, salvo la possibilità di aggiungere dei blocchi mobili di materiale opportuno all'interno del tunnel. Quindi il punto più critico (v. fig. 5) resta ancora verso l'alto in cui si hanno 0.5 metri di calcestruzzo e 3.5 metri di terra.

Le sorgenti concentrate sono equ. (7), (11) :

$$S_{\text{con}}^{\gamma} = 4 \times 10^{15} \text{ fotoni/sec ,}$$

$$S_{\text{con}}^{\text{n}} = 1.2 \times 10^{14} \text{ n/sec .}$$

Applicando rispettivamente l'equaz. (19) e l'equaz. (20) si ricavano

$$2.5 \text{ } \gamma/\text{sec cm}^2 \quad \text{e} \quad 0.1 \text{ n/sec cm}^2$$

dove si è tenuto conto che $a^2/(a+t)^2 = 0.11$ e dei fattori di attenuazione delle figg. 2 e 3.

3. L'ingresso del tunnel dalla parte a bassa energia del linac è protetto da una porta mobile che ha anche la funzione di schermo. Secondo il progetto essa è costituita da una grossa scatola di ferro riempita di calcestruzzo di 1.5 m di spessore.

La fonte di radiazione è ancora rappresentata dal convertitore. Infatti i neutroni ivi prodotti con distribuzione isotropa costituiscono la maggiore sorgente.

Ricordando che nel convertitore si hanno 1.2×10^{14} n/sec al di là della porta avremo un flusso secondo l'equ. (20) pari a 2.3 n/sec cm^2 tenendo conto che adesso $a = 2415 \text{ cm}$ (e cioè la distanza dal convertitore alla porta (v. fig. 6) e del fattore di attenuazione per $t = 360 \text{ g/cm}^2$. In questo calcolo ovviamente si è trascurato il contributo all'attenuazione dovuto al ferro della scatola.

4. Fascio ad alta energia (collimatore terminale). -

La parte terminale dell'edificio non è ancora stata progettata in maniera definitiva; per cui ci limitiamo a calcolare gli spessori minimi per avere al di là degli schermi i flussi corrispondenti alla dose permessa.

La targhetta in fondo al Linac rappresenta una sorgente concentrata di raggi γ di (equ. 8) $1.25 \times 10^{15} \text{ } \gamma/\text{sec}$ e di neutroni pari a (equ. 12) $2 \times 10^{14} \text{ n/sec}$.

Al di là degli schermi i flussi uscenti sono dati dalle equaz. (17) e (20) che qui riscriviamo:

$$(17) \quad \phi_t^{\gamma} = \phi_e \frac{e^{-\Sigma t}}{t^2}$$

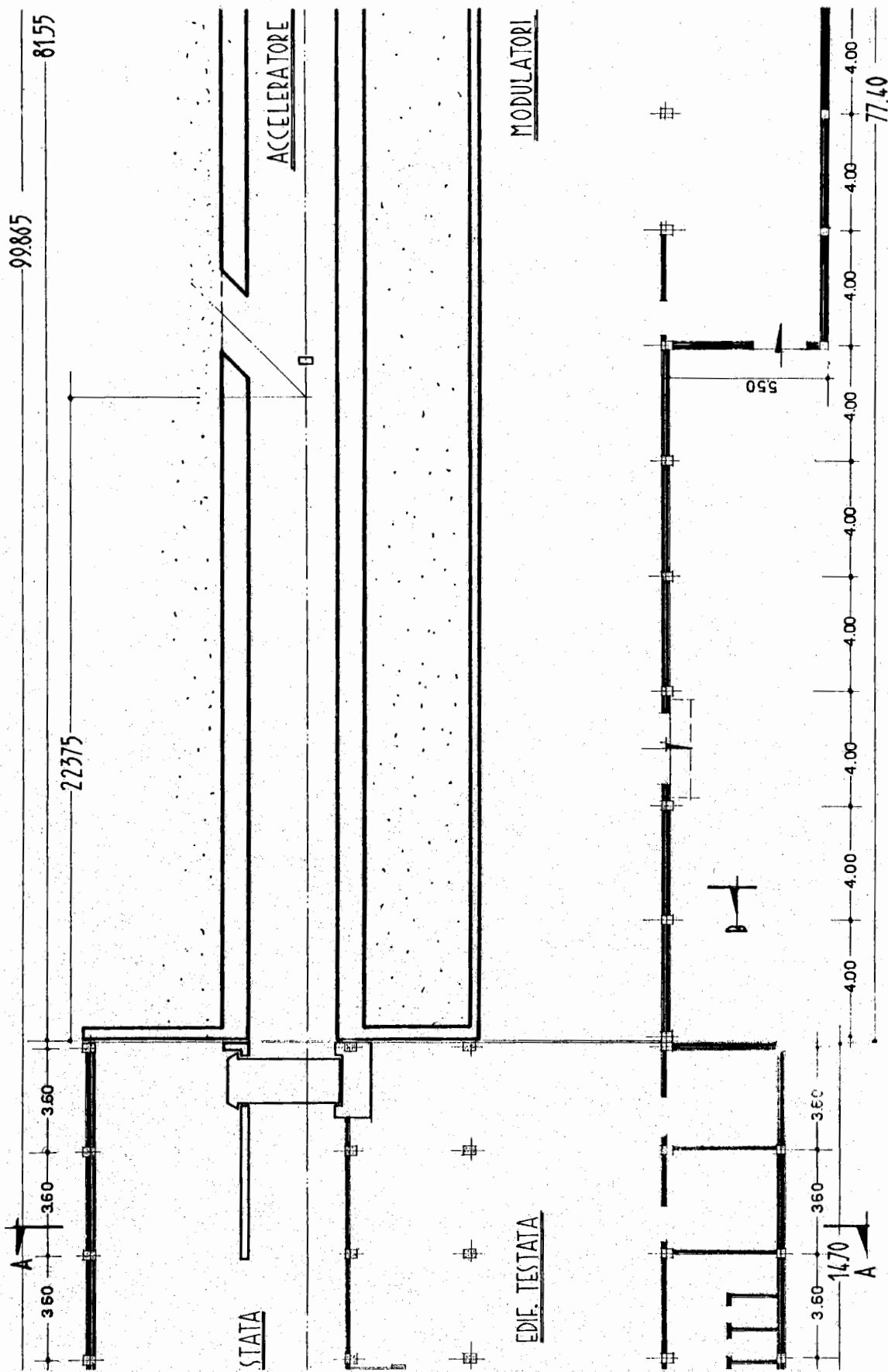


FIG. 6

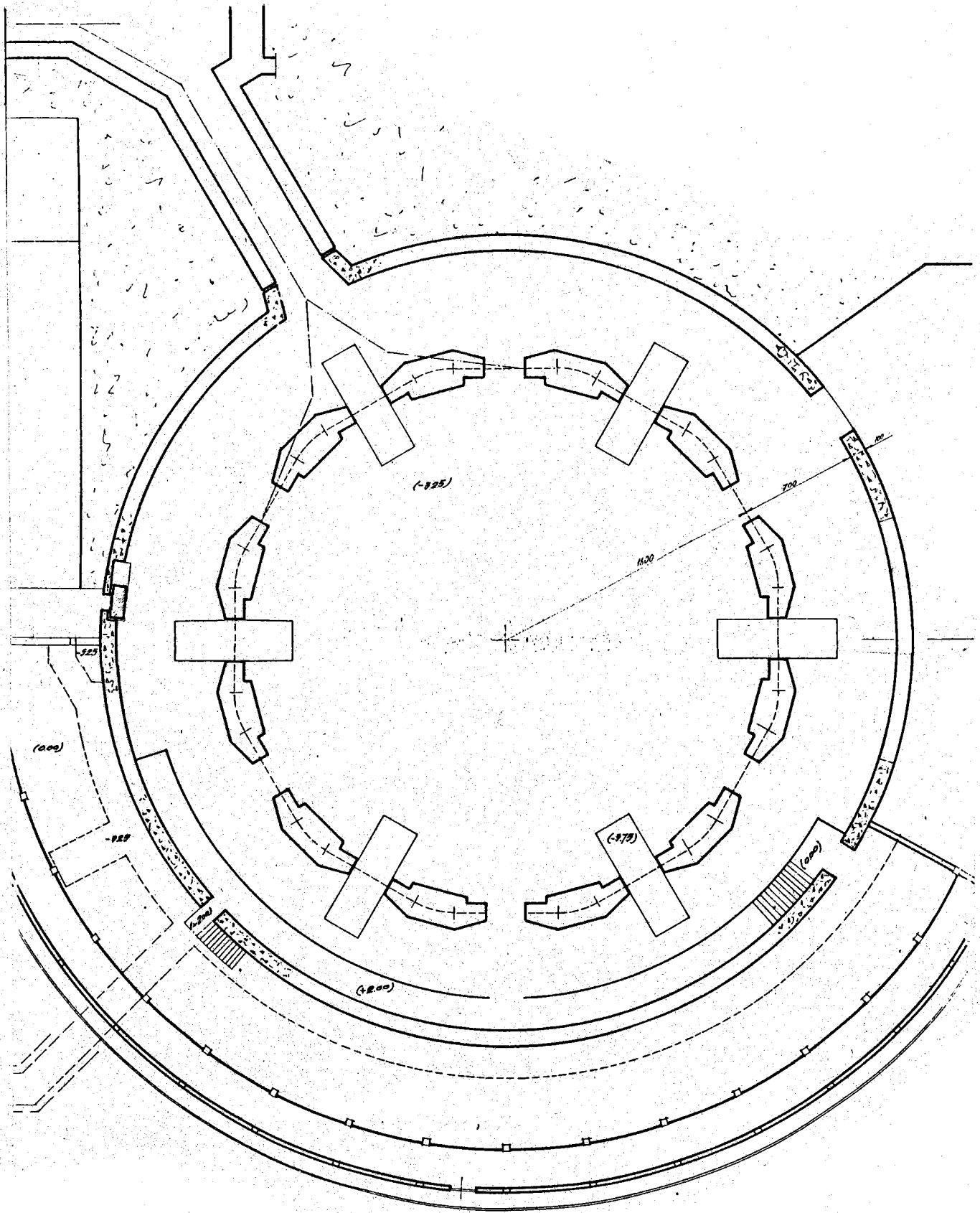


FIG. 7

$$(20) \quad \phi_t^n = \frac{S_n}{4\pi a^2} \frac{a^2}{(a+t)^2} \sum_i f_i e^{-\Sigma_i t}$$

per cui se si considerano $\phi_t^\gamma = 60 \gamma/\text{sec cm}^2$ e $\phi_t^n = 10 \text{ n}/\text{sec cm}^2$ con a pari a 200 cm, tanto per fissare le idee, si ricava che occorrono circa 4.4 m di terra per i γ e 4.5 m per i neutroni per assicurare la dose permessa.

III. - ANELLO DI ACCUMULAZIONE. -

Le caratteristiche di Adone sono le seguenti:

Energia massima degli elettroni e positroni $E_{e^\pm} = 1500 \text{ MeV}$,
 Numero di particelle per fascio $N_{e^\pm} = 2 \times 10^{11}$.

Come abbiamo accenato nell'introduzione, un anello di accumulazione è un tipo particolare di macchina la cui costruzione e progettazione richiede una quantità di accorgimenti per tenere in vita il più possibile i fasci accumulati, nel nostro caso, elettroni e positroni.

Ne segue che le perdite e quindi le sorgenti di radiazione che da esse hanno origine sono enormemente più piccole di quelle di una macchina convenzionale (per es. un sincrotrone) almeno durante il funzionamento normale.

Il problema della protezione quindi va preso in considerazione allorchè si verifica una qualche anomalia che può provocare la perdita totale dei fasci in una frazione di secondo.

La caduta della corrente di alimentazione della radiofrequenza o un semplice disaccordo della cavità, un aumento improvviso di pressione della camera da vuoto, ecc. provocano una spiralizzazione delle particelle verso l'interno della ciambella ove daranno luogo a sciame il cui sviluppo però avverrà necessariamente nel ferro dei magneti e dei quadrupoli. Meno frequentemente le particelle andranno a colpire le pareti esterne della ciambella (per es. se cade la corrente di alimentazione di un magnete) e questo è senza dubbio il caso peggiore in quanto all'esterno dell'anello non sono previste schermature e l'unica protezione è rappresentata dal muro di calcestruzzo (1 metro di spessore) dell'edificio che contiene la macchina (v. fig. 7).

E' allora importante calcolare la dose di radiazione in questo caso e vedere se questa rappresenta un pericolo.

Ammettiamo pessimisticamente che i due fasci vadano a colpire in un unico punto la camera da vuoto e dato l'esiguo spessore di questa (3 mm di acciaio inox) proseguano indisturbati fino al muro di calcestruzzo ove daranno origine allo sciame.

Le sorgenti neutroniche concentrate (trascuriamo le sorgenti γ) al massimo dello sciame sono:

$$(21) \quad S_c^n = 5 \times 10^{10} \text{ n/ster} \quad \text{neutroni di bassa energia,}$$

20.

$$(22) \quad S_c^n = 1.68 \times 10^8 \text{ n/ster} \quad \text{neutroni di alta energia}$$

$$(23) \quad S_c^n = 1.85 \times 10^8 \text{ n/ster} \quad \text{neutroni di alta energia} \\ \text{provenienti da mesoni.}$$

La (21) e (22) si ricavano applicando le solite equazioni della teoria degli sciami già viste per il Linac. La (23) invece rappresenta una sorgente di neutroni veloci derivata dai mesoni π .

Gli elettroni di alta energia (1500 MeV) infatti danno luogo a fo toproduzione di mesoni π positivi e negativi di alta energia⁽²⁾. I negati- vi, circa la metà, decadono in stelle di neutroni. Ricorrendo ancora alla teoria degli sciami⁽²⁾ si ricava la yield :

$$(24) \quad Y = 6.9 \times 10^{-5} X_0 E_0 = 2.9 \times 10^{-3} \text{ pioni/elettro-ne.}$$

Ammettendo poi una molteplicità di 4 neutroni per stella si ot- tiene la (24).

La (23) e (24) danno un'unica sorgente di neutroni veloci

$$(25) \quad S_c^n = 3.5 \times 10^8 \text{ n/ster.}$$

L'equazione per l'attenuazione è, come al solito :

$$(26) \quad I = I_0 \frac{e^{-\epsilon t}}{t^2}$$

dove

t = 100 cm di calcestruzzo (si trascura lo spessore necessario allo sviluppo dello sciame in quanto i fasci colpiscono il muro obliqua- mente),

$$\epsilon_n = 0.03 \text{ cm}^2/\text{g} \quad \text{per i neutroni di bassa energia,}$$

$$\epsilon_n = 0.01 \text{ cm}^2/\text{g} \quad \text{per i neutroni di alta energia.}$$

In tal modo si ottengono al di là del muro

$$(27) \quad 5 \times 10^3 \text{ n/cm}^2,$$

$$(28) \quad 3.5 \times 10^3 \text{ n/cm}^2.$$

Sapendo che 1 n/cm^2 corrisponde a $3.4 \times 10^{-5} \text{ mRem}$ si ottie- ne per la dose totale 0.3 mRem . Questa è pari alla radiazione che può prendere un operatore in 7 minuti quando esposto al livello permesso di 2.5 mRem/h .

Poichè il tempo di riempimento dell'anello è superiore ai 7 mi- nuti in pratica non esiste un vero e proprio pericolo di radiazioni intorno all'edificio Adone.

La situazione in realtà è migliore di quanto qui previsto, poichè le sale controllo e conteggio sono ad un livello diverso (+3.25 m) rispetto alla sala dell'anello.

IV. - TRASMISSIONE DELLA RADIAZIONE ATTRAVERSO I CONDOTTI CHE CONTENGONO LE GUIDE D'ONDA DEI KLYSTRONS. -

L'acceleratore lineare è alimentato da un certo numero di klystrons situati nel nostro progetto costruttivo in una sala adiacente la guida al di fuori le schermature (v. fig. 5). La potenza viene trasmessa mediante guide d'onda di rame le quali attraversano le schermature in condotti formati da tubi di ferro.

Vogliamo calcolare il contributo dei neutroni che prendono origine dalle perdite dell'acceleratore al di là degli schermi attraverso tali condotti (v. fig. 8).

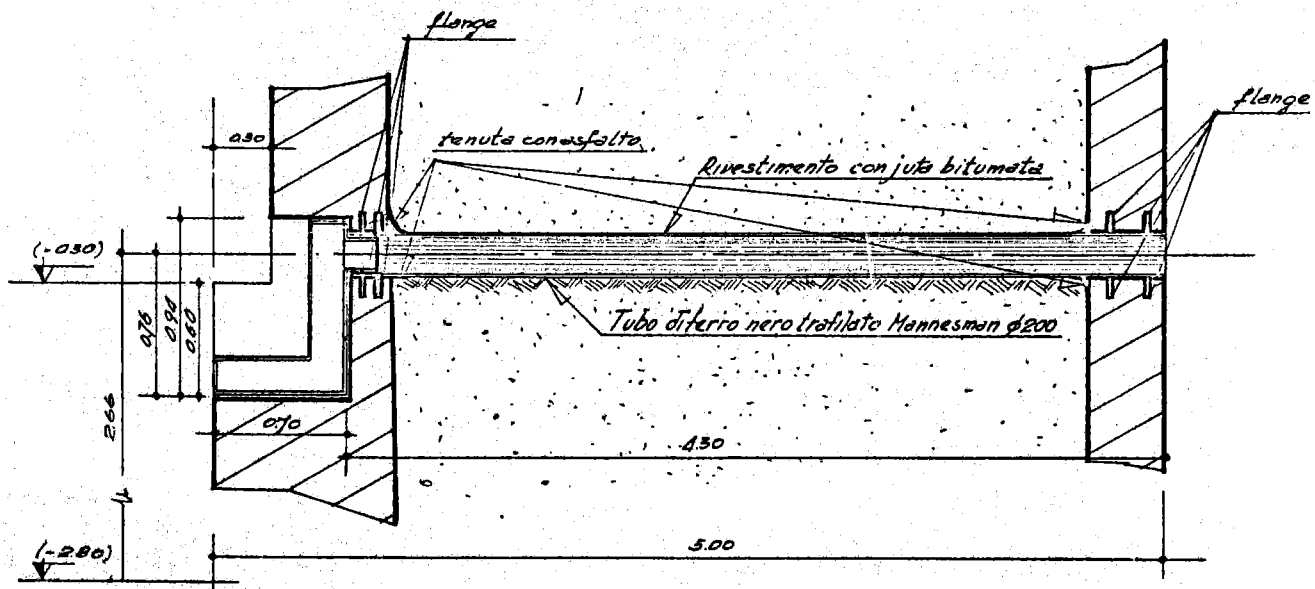


FIG. 8

Possiamo applicare l'equazione di Simon-Clifford⁽¹⁰⁾ per condotti cilindrici che tien conto dell'albedo delle pareti. Alcuni esperimenti eseguiti nei Laboratori di Oak Ridge sui reattori portano a formulare tale equazione nella seguente forma semiempirica⁽⁹⁾ che va particolarmente bene per tratti di condotto a 90°.

$$(29) \quad \frac{\phi}{\phi_0} = 10 e^{-\bar{\Sigma}L} \frac{1}{8} \left(\frac{d}{L_1}\right)^2 \frac{1}{8} \left(\frac{d}{L_2}\right)^2 \dots \dots \dots \frac{1}{8} \left(\frac{d}{L_i}\right)^2$$

dove

- ϕ è il flusso di neutroni veloci che lasciano il condotto,
- ϕ_0 è il flusso di neutroni veloci della sorgente ($n/cm^2 \text{ sec}$),
- $\bar{\Sigma}$ sezione d'urto di rimozione media (cm^{-1}) per il materiale contenuto nel condotto,
- L lunghezza totale del condotto (cm),
- dj diametro del j. mo tratto di condotto,
- Lj lunghezza dell'j. ma sezione (cm),
- 10 fattore semiempirico di correzione.

Nel nostro caso (vedi figg. 8 e 9) :

22.

$$\begin{aligned}
 d &= 20 \text{ cm} \\
 L_1 &= 70 \text{ cm} \\
 L_2 &= 70 \text{ cm} \\
 L_3 &= 430 \text{ cm} \\
 L &= 570 \text{ cm} \\
 \text{Area tot} &= 314 \text{ cm}^2 \\
 \text{Area rame} &= 6.6 \text{ cm}^2 \\
 \text{Area aria} &= 307.4 \text{ cm}^2
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Sigma R &= \frac{\Sigma R_{\text{cu}} 6.6 + \Sigma R_{\text{aria}} 307.4}{314} = \\
 &= 0.0037 \text{ cm}^{-1}
 \end{aligned}$$

essendo

$$\Sigma R_{\text{cu}} = 0.175 \text{ cm}^{-1}$$

$$\Sigma R_{\text{aria}} \approx 0$$

per cui applicando la (29) il fattore di riduzione è:

$$\frac{\phi}{\phi_0} = 10 e^{-2.11} 2.8 \times 10^{-8} = 3.4 \times 10^{-8}$$

Nelle adiacenze del convertitore si ha il massimo flusso di neutroni per cui ci limiteremo ad una valutazione in questo intorno. Il flusso sulle pareti del tunnel vale

$$\frac{1.2 \times 10^{14}}{4\pi(200)^2} \text{ n/cm}^2 \text{ sec} = 2.4 \times 10^8 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$$

e quindi la riduzione espressa nell'equaz. (29) è sufficiente a garantire la dose permessa al di là dei condotti.

Per sicurezza comunque si prevede di interporre tra il tubo di ferro del condotto e la guida di rame (v. fig. 9) dell'acqua racchiusa in una guaina di plastica. In tal modo nell'equazione avremo una nuova sezione d'urto totale di rimozione pari a:

$$\epsilon_{\text{tot}}^R = \frac{\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} 284 + \epsilon_{\text{cu}} 6.6}{314} = 0.128 \text{ cm}^{-1}$$

essendo

$$\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0.139 \text{ cm}^{-1}$$

In tali condizioni ovviamente il rapporto ϕ/ϕ_0 diventa così piccolo che ci permette di guardare con tranquillità al problema dei condotti in tutto il tunnel. E' possibile quindi accedere alla sala klystrons durante il funzionamento della macchina.

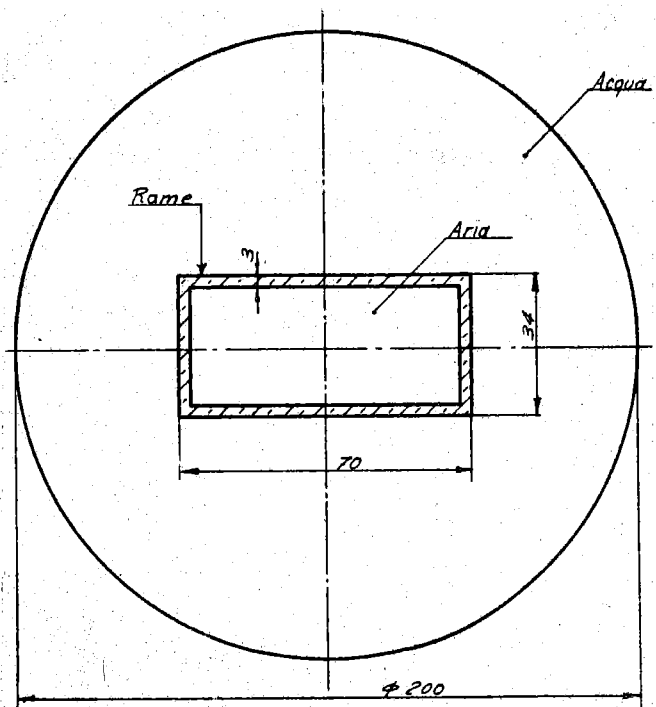


FIG. 9

V. - CALCOLO DELLA RADIOATTIVITA' DELL'ARIA CONTENUTA NEL TUNNEL DELL'ACCELERATORE LINEARE. -

Il tunnel che contiene la guida ha una capacità di 800 metri cubici d'aria. Le perdite distribuite (dell'ordine di $10 \mu A$ sui 60 metri di lunghezza della guida) costituiscono, come abbiamo visto, delle sorgenti distribuite di raggi γ e neutroni che attivano i nuclei dell'aria contenuta nel tunnel.

La tabella IV riassume i nuclei costituenti l'aria, l'abbondanza relativa, le possibili reazioni, i nuclidi finali, i prodotti di decadimento, la relativa vita media e la sezione d'urto in mb.

TABELLA IV

Nucleo iniz.	Abbonanza in aria	Reazione	Nuclide finale	Vita media in ore	Prodotti di decadimento	Sezione d'urto σ mbarns
N^{14}	80	$(\gamma;n)$	N^{13}	0.24	$\beta^+ 1.2 \text{ MeV}$	2.5
		$(n;2n)$	N^{13}	0.24	$\beta^+ 1.2 \text{ MeV}$	<10
		$(\gamma;2n,p)$	C^{11}	0.48	$\beta^+ 1 \text{ MeV}$	0.05
O^{16}	20	$(\gamma;n)$	O^{15}	0.05	$\beta^+ 1.7 \text{ MeV}$	16
A^{40}	1	$(\gamma;n,p)$	Cl^{38}	0.88	$\beta^- 3.5 \text{ MeV}$ $\gamma 1.5 \text{ MeV}$	20

La velocità di formazione dei nuclidi attivi è espressa dall'equazione

$$(30) \quad R = I_{\gamma,n} \frac{N_0 \xi}{A} l \sigma$$

dove

- $I_{\gamma,n}$ sorgenti (γ o neutroni al sec),
 N_0 numero di Avogadro,
 A peso atomico del nucleo iniziale,
 ρ densità dell'aria ($1.3 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$),
 ξ abbondanza frazionale in aria del nucleo iniziale,
 σ sezione d'urto differenziale per particella incidente,
 l distanza d'aria attraversata.

Come si è visto nel capitolo delle sorgenti, il numero totale di γ prodotti in tutta la lunghezza di 60 m è

$$I_{\gamma} = 2 \times 10^{10} \times 600 = 1.2 \times 10^{13} \text{ } \gamma/\text{sec}$$

e il numero totale dei neutroni

$$I_n = 2 \times 10^9 \times 600 = 1.2 \times 10^{12} \text{ n/sec.}$$

Agli effetti delle reazioni neutroniche nell'aria si possono considerare unicamente i neutroni della risonanza gigante perchè quelli di alta energia sono oltre un fattore 100 in meno (equ. 6) e le sezioni d'urto corrispondenti notevolmente più basse.

La distanza l d'aria che compare nell'equazione ovviamente dipende dalla distribuzione angolare con cui i raggi γ e i neutroni sono prodotti. Per i γ si potrebbero ripetere dei ragionamenti analoghi a quelli fatti per il convertitore. Con lo spirito di metterci sempre dal punto di vista pessimistico assumiamo $l = 200$ cm, con il che i raggi γ devono attraversare solamente i 10 cm di rame, costituiti dagli avvolgimenti della guida acceleratrice, subendone la corrispondente attenuazione^(x). In tal modo, per $l = 200$ cm, la sorgente I_γ diventa

$$I_\gamma = 1.2 \times 10^{13} e^{-\frac{10}{3.5}} = 7 \times 10^{11} \gamma/\text{sec}.$$

I neutroni della risonanza gigante, prodotti isotropicamente, devono invece attraversare una distanza media

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{4} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi \frac{1}{\sin \phi} \sin \phi d\phi = \pi \rho = 630 \text{ cm}$$

E' conveniente esprimere i contributi dei vari nuclidi dell'aria in concentrazioni di equilibrio (in unità pC/cm³) che si ottengono dai relativi valori di formazione nel modo seguente:

$$(31) \quad S = \frac{R}{3.7 \times 10^{-2} V} \text{ pC/cm}^3$$

dove V è il volume d'aria contenuto nel tunnel.

Infatti in tali dimensioni sono date le dosi massime permesse (11) che per tutti i componenti l'aria sono $c = 0.5$ pC/cm³ corrispondenti a 0.75 mR/h.

I vari contributi sono allora:

- 1) $\gamma + N^{14} \rightarrow n + N^{13} \xrightarrow{\beta^+} \text{nucleo stabile} \quad 80 \%$
 $R = 1.56 \times 10^7 \text{ dis/sec} \quad S = 0.527 \text{ pC/cm}^3$
- 2) $\gamma + O^{16} \rightarrow n + O^{15} \xrightarrow{\beta^+} \text{nucleo stabile} \quad 20 \%$
 $R = 2.2 \times 10^7 \text{ dis/sec} \quad S = 0.745 \text{ pC/cm}^3$
- 3) $\gamma + N^{14} \rightarrow 2n + p + C^{11} \xrightarrow{\beta^+} \text{nucleo stabile} \quad 80 \%$
 $R = 3.12 \times 10^6 \text{ dis/sec} \quad S = 0.105 \text{ pC/cm}^3$

(x) - Qualsiasi diversa inclinazione comporta un l maggiore ma anche uno spessore di rame proporzionalmente più grande e la situazione scelta è ovviamente la peggiore.

- 4) $\gamma + A^{40} \rightarrow n + p + Cl^{38} \xrightarrow{\beta^+, \gamma} \text{nucleo stabile} \quad 1\%$
 $R = 5.45 \times 10^6 \text{ dis/sec} \quad S = 0.184 \text{ pC/cm}^3$
- 5) $n + N^{14} \rightarrow 2n + N^{13} \xrightarrow{\beta^+} \text{nucleo stabile} \quad 80\%$
 $R = 3.4 \times 10^8 \text{ dis/sec} \quad S = 11.5 \text{ pC/cm}^3$

La tabella V riassume le concentrazioni di equilibrio per i vari nuclidi insieme alle vite medie in ore.

TABELLA V

Nuclide finale	Concentrazioni di equilibrio pC/cm ³)		Vita media in h
	punto qualsiasi	convertitore	
C ¹¹	0.105	0.445	0.48
N ¹³	12.027	1152.2	0.24
O ¹⁵	0.745	3.5	0.05
Cl ³⁸	0.184	0.78	0.88

Ammettendo che non esista un ricambio dell'aria nel tunnel, è interessante sapere quanti mR prende un operatore che vi entri dopo che il Linac è stato spento da un tempo W e che vi rimanga un tempo lungo (∞) rispetto alla vita media dei nuclidi radioattivi.

Questo si ottiene mediante l'equazione:

$$(32) \quad \text{dose (mren)} = 0.75 \frac{S}{c} e^{-\frac{W}{\tau}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} dt$$

e se i nuclidi sono n :

$$(33) \quad \text{dose (mren)} = \left(\frac{0.75}{c} \right) \sum_n S_n \tau_n e^{-\frac{W}{\tau_n}}$$

Eseguendo il calcolo secondo l'equazione (33) si trova che un operatore che entri nel tunnel subito dopo lo spegnimento del Linac prende 5 mren, valore trascurabile. Quindi anche nel caso dell'attività dell'aria le perdite distribuite non rappresentano un serio pericolo.

Vediamo invece le perdite concentrate nel convertitore. Sappiamo che nell'intorno della targhetta di tungsteno si hanno

$$I_{\gamma} = 4 \times 10^{15} \text{ } \gamma/\text{sec}$$

ridotti però di un fattore 10^{-3} per lo spessore di rame da attraversare (vedi cap. attenuazione), e

$$I_n = 1.2 \times 10^{14} \text{ n/sec.}$$

Per i γ $l = 200 / \sin 25 = 475$ cm e per i neutroni ancora (1) = 630 cm.

Ammettendo che tutti, sia γ che neutroni, abbiano l'energia corrispondente alle sezioni d'urto più alte per le reazioni in aria, si trovano i dati della 3^a colonna della tabella V.

Si vede che in questo caso il contributo dovuto ai neutroni è molto più grande degli altri. Si potrebbe allora ricorrere ad una schermatura mobile intorno al convertitore e interna al tunnel per ridurre per quanto possibile il cammino in aria dei neutroni e quindi la corrispondente dose di radiazione.

Rimandando questa soluzione ad un secondo tempo si può tuttavia concludere dai calcoli visti che un operatore che entri nel tunnel subito dopo lo spegnimento del Linac e che rimanga ivi un tempo lungo prende 415 mRem. Basta attendere però mezz'ora per ridurre quest'ultimo valore a 34 mRem.

Comunque il progetto costruttivo prevede dei grossi ventilatori per il ricambio dell'aria (1 cambio totale in 20 min) e basterà quindi l'avvertenza di scaricare l'aria contaminata in una zona interdetta al personale.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - W. K. H. Panofsky, Conference on shielding of high-energy accelerators (USAEC, New York, 1957), pag. 199.
- (2) - M. Ladu e M. Petilli, CNEN-RT/Prot(62)1 (1962).
- (3) - H. W. Koch and J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 955 (1959).
- (4) - W. H. Evans and R. W. Hayward, NBS Internal report (Jan. 9, 1959).
- (5) - C. Levinthal and A. Silverman, Phys. Rev. 82, 822 (1951).
- (6) - G. Cortini et al., Nuovo Cimento 9, 85 (1958).
- (7) - D. Y. Hughes, Neutron cross sections, BNL-325.
- (8) - M. S. Livingston (presented by R. Williams), Conference on shielding of high-energy accelerators (USAEC, New York, 1957), pag. 171.
- (9) - T. Rockwell, Reactor shielding design manual (Van Nostrand, Princeton, 1956), pag. 278.
- (10) - A. Simon and C. E. Clifford, ORNL-1217 (1954).
- (11) - H. DeStaebler, SLAC-TN-62-9 (1962).