

# Sezione O

## Ingegneria nucleare

<b>1</b>	<b>ENERGIA NUCLEARE</b> (M. Silvestri, A. Novelli)	
<b>1.1</b>	<b>Generalità sull'energia nucleare</b>	
1.1.1	Costituzione della materia .....	1
1.1.2	Isotopi .....	1
1.1.3	Forze nucleari e stabilità dei nuclei .....	2
1.1.4	Equivalenza fra massa ed energia, energia di legame .....	3
1.1.5	Fissione e fusione .....	3
<b>1.2</b>	<b>Reazioni nucleari</b>	
1.2.1	Simbolismi .....	4
1.2.2	Energia di attivazione .....	4
1.2.3	Reazioni con neutroni .....	4
1.2.4	Sezioni d'urto e interazioni neutroni-nuclei .....	5
1.2.5	Misura delle sezioni d'urto .....	9
1.2.6	La reazione di fissione .....	13
1.2.7	Nuclei fissili .....	14
1.2.8	Composizione e caratteristiche dell'U naturale .....	15
1.2.9	Nuclei fertili .....	16
1.2.10	Moderatori .....	16
<b>1.3</b>	<b>Fisica dei reattori nucleari</b>	
1.3.1	Sezioni d'urto dei combustibili nucleari .....	19
1.3.2	Fattore di criticità .....	19
1.3.3	Coefficiente di moltiplicazione infinito .....	19
1.3.4	I fattori del coefficiente di moltiplicazione infinito .....	20
1.3.5	Parametro di criticità e dimensioni critiche .....	21
1.3.6	Reattori omogenei e reattori eterogenei .....	22
1.3.7	Rapporti di conversione .....	23
1.3.8	Reattori rigeneratori .....	23
<b>1.4</b>	<b>Tecnologia dei reattori nucleari</b>	
1.4.1	Combustibili nucleari e guaine .....	24
1.4.2	Moderatori .....	31
1.4.3	Refrigeranti .....	31
1.4.4	Schermi termici e biologici .....	36
<b>1.5</b>	<b>Tecnologia dei materiali sottoposti a irradiazione</b>	
1.5.1	Generalità .....	36
1.5.2	Combustibili nucleari .....	36
1.5.3	Moderatori e refrigeranti .....	38
1.5.4	Materiali strutturali metallici .....	43
<b>1.6</b>	<b>Controllo dei reattori nucleari</b>	
1.6.1	Generalità e definizioni .....	44
1.6.2	Relazioni fra reattività e periodo stabile .....	48
1.6.3	Il controllo del reattore .....	52
1.6.4	Variazioni impresse di reattività .....	54
1.6.5	Variazioni intrinseche di reattività a breve termine .....	56
1.6.6	Avvelenamento del reattore .....	58

1.6.7	Variazioni intrinseche di reattività a medio termine .....	59
1.6.8	Variazioni intrinseche di reattività a lungo termine .....	62
1.6.9	Strumentazione nucleare di controllo.....	62
1.6.10	Operazioni relative al funzionamento del reattore .....	65
1.7	<b>Valutazioni economiche sul costo dell'energia elettrica di origine nucleare</b>	
1.7.1	Costo dell'energia elettrica e fattori di utilizzazione .....	68
1.7.2	Prospettive future .....	71
1.8	<b>Tipi di centrali nucleari</b>	
1.8.1	Osservazioni generali .....	72
1.8.2	Sistema PWR (Pressurized Water Reactor = Reattore ad acqua in pressione) .....	72
1.8.3	Sistema BWR (Boiling Water Reactor = Reattore ad acqua bollente) .....	72
1.8.4	Sistema Magnox .....	73
1.8.5	Sistema AGR (Advanced Gas Reactor = Reattore avanzato a gas) .....	74
1.8.6	Sistema HTGR (High Temperature Gas Reactor = Reattore a gas ad alta temperatura) ...	74
1.8.7	Reattori ad acqua pesante a tubi in pressione (Refrigerante acqua pesante in pressione circolante in circuito chiuso) .....	75
1.8.8	Reattori ad acqua pesante generatori di vapore .....	76
1.8.9	Reattore LMFBF veloce a metallo liquido (Liquid Metal Fast Breeder Reactor) .....	76
1.8.10	Altri tipi di reattori .....	77
2	<b>RADIAZIONI IONIZZANTI</b> (N. Carfi, L. De Franceschi)	
2.1	<b>Generalità</b>	
2.1.1	Definizioni.....	79
2.1.2	Grandezze fisiche e unità di misura .....	79
2.1.3	Metodi di misura .....	80
2.1.4	Assorbimento delle radiazioni nella materia.....	80
2.2	<b>Sorgenti di radiazioni ionizzanti</b>	
2.2.1	Sorgenti radioattive .....	86
2.2.2	Apparecchiature a raggi X.....	88
2.2.3	Acceleratori di particelle .....	90
2.3	<b>Protezione contro le radiazioni ionizzanti</b>	
2.3.1	Dosi massime ammissibili.....	92
2.3.2	Irraggiamento interno.....	93
2.4	<b>Calcolo delle schermature</b>	
2.4.1	Generalità .....	95
2.4.2	Apparecchiature a raggi X.....	96
2.4.3	Acceleratori per la produzione di raggi X.....	99
2.4.4	Schermatura dei neutroni .....	102
2.4.5	Sorgenti radioattive gamma .....	103
3	<b>REGIME GIURIDICO DELL'IMPIEGO PACIFICO DELL'ENERGIA NUCLEARE</b> (N. Carfi, L. De Franceschi)	
3.1	<b>Introduzione</b>	
3.1.1	Generalità .....	112
3.1.2	Protezione sanitaria dei lavoratori e delle popolazioni contro il rischio derivante dalle radiazioni ionizzanti .....	112
3.1.3	Attività che riguardano gli impianti .....	112
3.1.4	Terminologia .....	112
3.1.5	Altre definizioni .....	113
3.1.6	Bibliografia.....	113
3.2	<b>Detenzione</b>	
3.2.1	Materie radioattive e apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti .....	113

3.2.2	Materie fissili speciali e materie prime fonti .....	115
3.3	<b>Impiego</b>	
3.3.1	Materie radioattive e apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti .....	116
3.4	<b>Commercio</b>	
3.4.1	Minerali, materie grezze e materie radioattive .....	117
3.5	<b>Trasporto</b>	
3.5.1	Materie radioattive.....	118
3.5.2	Materie fissili speciali.....	119
3.6	<b>Smaltimento dei rifiuti radioattivi</b>	
3.6.1	Autorizzazione del Medico Provinciale .....	119
3.6.2	Autorizzazione del Prefetto .....	119



# 1 ENERGIA NUCLEARE

## 1.1 GENERALITÀ SULL'ENERGIA NUCLEARE

### 1.1.1 Costituzione della materia

Due sono i principi attraverso cui si può sfruttare l'energia potenziale contenuta nel nucleo: la fissione e la fusione (**O-1.1.5**). Per quanto riguarda la fissione, le riserve di combustibile accertate, ed economicamente sfruttabili<sup>(1)</sup>, corrispondono a circa 2000 Q, essendo Q l'unità equiv. a  $10^{18}$  unità termiche inglesi, pari a circa  $2,52 \cdot 10^{17}$  kcal  $\cong$   $\sim 10^{21}$  joule.

L'energia ottenibile dalla fusione, assumendo come combustibile relativo il deuterio contenuto nell'acqua del mare, ha riserve dell'ordine di  $10^{10}$  Q: esse basterebbero per 100 miliardi di anni al ritmo attuale di consumo, o per un miliardo di anni supponendo un ritmo 100 volte superiore all'attuale.

La materia è costituita da molecole che, come è noto, sono la più piccola porzione di sostanza che conservi le caratteristiche della sost. stessa. La più piccola frazione di elemento che può entrare nella costituzione di una molecola è l'atomo costituito da un nocciolo centrale, di dimensioni ridotte ( $\cong 10^{-13}$  cm), intorno a cui è situata una nuvola di elettroni, di raggio molte migliaia di volte maggiore di modo che le dimensioni complessive dell'atomo sono dell'ordine di  $10^{-8}$  cm. Sia la composizione della parte centrale (detta *nucleo*) sia il numero di elettroni nella nube periferica variano con il tipo di atomo.

Il nucleo è costituito da un insieme di due compon. fondam.: il protone e il neutrone, che hanno all'incirca la stessa massa; il primo possiede una carica elettrica positiva, mentre il secondo è elettricam. neutro. Gli elettroni perif., dotati di carica elett. negativa, hanno una massa pari a  $1/1840$  di quella del protone. Poiché il numero di elettroni è pari al numero di protoni, la massa di un atomo risulta sostanzialm. concentrata nel nucleo. Il numero di protoni varia col tipo di atomo e ne rappresenta il *numero atomico* (simbolo Z). Tranne il nucleo dell'H, costituito soltanto da un protone, tutti gli altri nuclei contengono un numero di neutroni almeno pari a quello dei protoni. La somma del numero di neutroni e di protoni di un nucleo viene chiamata *numero di massa* (simbolo A); assumendo come unità di misura la massa del protone o del neutrone, all'incirca eguali, il numero di massa indica la massa del nucleo. Quest'ultimo, insieme al num. atomico, caratterizza il nucleo stesso.

### 1.1.2 Isotopi

Esistono in natura, o vengono prodotti artificialm., elementi con lo stesso num. di protoni ma diverso num. di neutroni, e quindi diverso num. di massa, chiamati isotopi. Poiché nei diversi isotopi di uno stesso elemento il num. di protoni è uguale, lo stesso avviene nei rispettivi elettroni i quali caratterizzano dal punto di vista chim., ott., elett. ecc. l'elem. stesso. Da un punto di vista chim., perciò, due isotopi si comportano in modo pressoché identico: la separaz. degli isotopi di uno stesso elem. risulta quindi un'operaz. difficoltosa ed economicamente onerosa. Per contro due isotopi di uno stesso elem., a causa del diverso num. di neutroni si comportano nuclearm. in maniera affatto differente. L' $^{235}\text{U}$  subisce abbast. facilm. un processo di fissione, mentre nell' $^{238}\text{U}$  esso può avvenire soltanto in circostanze particolari.

Oltre agli isotopi dell'uranio, presentano interesse per le applicazioni dell'energia nucleare gli isotopi dell'idrogeno. Esiste l'H normale (o *protio*), che è costituito da un solo protone nel nucleo e da un elettrone perif.; esso è il più abbondante in natura. Esiste un suo isotopo con un neutrone

<sup>(1)</sup> Ammettendo che attraverso il processo di fertilizzazione sia possibile utilizzare non solo i nuclei fissili ma anche quelli fertili (**O-1.2.12 ÷ 14**). In realtà, tenendo conto dei minerali poveri e dell'uranio contenuto nell'acqua degli oceani, con i reattori autofertilizzanti le disponibilità dei combustibili nucleari sono circa 1000 volte maggiori, cosicché si può parlare di una fonte inesauribile. Viceversa, nei reattori attualmente «provati» l'utilizzazione è così bassa che le riserve si riducono a 50-60 Q.

nel nucleo (il deuterio), con massa doppia, il quale, in combinaz. con altri elem., forma i composti deuterati. Il caso tecnicam. più interessante è l'acqua pesante, dove due atomi di deuterio si combinano con l'ossigeno ( $D_2O$ ). Aggiungendo un secondo neutrone, si ha un isotopo con un protone e due neutroni nel nucleo, e sempre un solo elettrone perif., il tritio, il quale dà luogo a composti chimici, come l'acqua superpesante o acqua tritiata ( $T_2O$ ).

### 1.1.3 Forze nucleari e stabilità dei nuclei

Il fatto che in un nucleo coesistano più protoni, che – secondo le leggi dell'elettrostatica – dovrebbero respingersi, porta a postulare l'esist. di partic. forze, dette forze nucleari, che tengono legati insieme protoni e neutroni, solo parzialm. contrastate dalle forze di repulsione coulombiana fra i protoni. La differenza fondam. fra forze nucleari e coulombiane sta nel fatto che le une fanno sentire la loro azione solo a piccoliss. distanza, le altre invece fino a dist. infinita.

Le forze coulombiane permettono quindi a ogni protone di interagire con tutti gli altri protoni presenti nel nucleo; le forze nucleari invece determinano l'interazione unicamente dei nucleoni<sup>(1)</sup> tra loro vicini. Al crescere del num. di particelle nel nucleo, le forze coulombiane crescono col quadrato del numero di protoni. È questo il motivo per cui, al crescere del numero atomico, nei nuclei tende a crescere il numero di neutroni rispetto a quello dei protoni, passando da un rapporto 1 : 1 come nel caso dell'elio (2 protoni e 2 neutroni) a un rapporto 1,58 : 1 circa nel caso dell' $^{238}U$  (146 neut. e 92 prot.) (fig. 1).

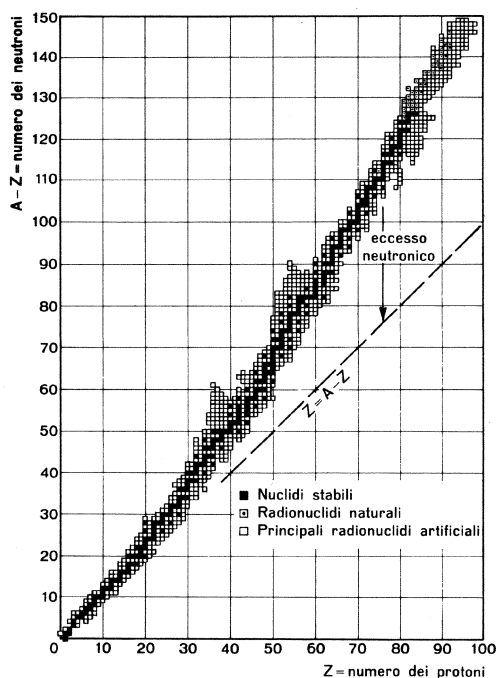


Fig. 1. Carta dei nuclidi.

<sup>(1)</sup> Sia i neutroni sia i protoni sono detti *nucleoni*.

Ad un certo punto la repulsione coulombiana non permette più ai protoni di stare insieme, e quindi il nucleo non può formarsi. Tale situaz. viene raggiunta quando il rapporto  $Z^2/A$  supera all'incirca 45.

### 1.1.4 Equivalenza fra massa ed energia, energia di legame

È chiaro che, per vincere la repulsione coulombiana fra cariche elettriche assai vicine, le forze nucleari devono essere forze di attraz. assai potenti. Il calcolo dell'energia di legame, che lega una particella del nucleo a quelle che la circondano, si fa ricorrendo all'equaz. di Einstein:  $E = m c^2$ .

Se misuriamo infatti la massa di un nucleo, troviamo che il suo valore è più piccolo della somma delle masse dei neutroni e dei protoni che lo costituiscono. Tale diff. di massa, moltiplicata per il quadr. della vel. della luce, fornisce l'energia di legame compless. dei nucleo. Dividendo questo valore per il num. di massa si ha l'energia di legame media dei singolo protone o dei singolo neutrone.

Riportando in grafico (fig. 2) l'energia di legame di una particella in funz. del num. di massa del nucleo cui essa appartiene, si vede che tale energia cresce fino a raggiungere un mass. e poi diminuisce. L'unità di misura in cui l'energia di legame è normalm. espressa è l'elettron-volt (eV), pari all'energia cinetica che acquista un elettrone accelerato dalla diff. di potenziale di 1 volt. Essendo la carica di un elettrone  $1,6 \cdot 10^{-19}$  coulomb, si ha:

$$1 \text{ eV} = 1 \text{ volt} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ joule}$$

Le energie di legame fra nucleoni sono dell'ordine di grandezza di alcuni milioni di eV, con un massimo di circa 8 MeV (1 MeV =  $10^6$  eV) intorno ad  $A = 50 \div 75$ .

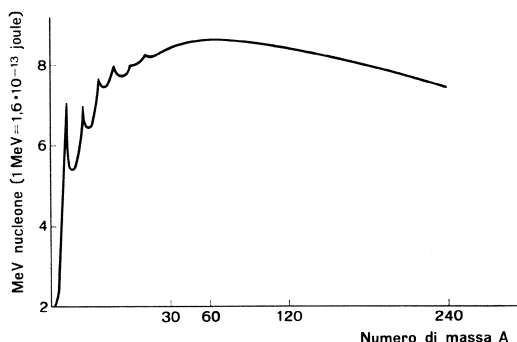


Fig. 2. Energia di legame in funzione del numero di massa; per  $0 < A < 30$ , la scala è espansa.

### 1.1.5 Fissione e fusione

I nuclei di peso atomico interm. hanno una configuraz. più compatta dei nuclei più leggeri e di quelli più pesanti. Il processo di riunire più nuclei leggeri per formarne uno più pesante si chiama *fusione*; quello di spezzare un nucleo pesante per ottenere due o più nuclei leggeri si chiama *fissione*. In pratica, non è possibile passare direttamente da un protone (nucleo di H) a un nucleo intermedio di numero di massa elevato. Si può sperare di provocare la fusione – non come atto elem. ma come processo energetico di massa – solo fra nuclei leggerissimi (deuterio, tritio) per formare nuclei di poco più pesanti (He). Analogamente la fissione nucleare è realizzab. sotto forme praticam. sfruttabili solo con alcuni nuclei, e – fra quanti esistono in natura – unicamente con l' $^{235}\text{U}$ . L'energia ricavabile dalla fissione di un nucleo di  $^{235}\text{U}$  è di circa 200 MeV; poiché in 1 g di  $^{235}\text{U}$  sono presenti all'incirca  $2,56 \cdot 10^{21}$  atomi, si ha un *potere calorifico* equivalente (200 MeV =  $3,2 \cdot 10^{-11}$  joule) di  $3,2 \cdot 10^{-11} \cdot 2,56 \cdot 10^{21} = 8,2 \cdot 10^{10}$  joule/g =  $2 \cdot 10^{10}$  kcal/kg =  $2,3 \cdot 10^7$  kWh/kg.

Valori non molto diversi del *potere calorifico* si troverebbero facendo i calcoli per qualche processo di fusione. In linea di principio un reattore nucleare è costituito da un insieme di materiali opportuni che genera energia sfruttando o il principio della fissione o quello della fusione. Oggi soltanto la fissione permette di trasformare, in modo controllabile, l'energia dei nuclei atomici in una forma di energia utilizzabile. Essa viene liberata sotto forma di energia cinetica dei frammenti del nucleo spezzato, che – nel rallentamento di questi frammenti causato dall'interazione con la materia circostante – si trasforma in energia termica.

## 1.2 REAZIONI NUCLEARI

### 1.2.1 Simbolismi

La fissione e la fusione rientrano nella più generale categoria delle reazioni nucleari. Buona parte del linguaggio in uso nelle reazioni chimiche conserva il suo significato anche nelle reazioni nucleari. Si consideri p. es. la reaz. dell'isotopo abbondante del Li (numero atomico 3 e num. di massa 7) con l'H (num. atomico e num. di massa coincidenti = 1). Si scrive:  ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow 2\frac{4}{2}\text{He} + Q$ . La reaz. fornisce due nuclei di elio, che insieme hanno lo stesso num. di protoni e di neutroni dei nuclei di partenza, liberando nel contempo una certa energia  $Q$  sotto forma di energia cinetica dei prodotti di reazione.

Il *calore di reaz.*  $Q$  è pari a 1,882 MeV per coppia di nuclei, cioè  $\approx 2,1 \cdot 10^{13}$  joule/kg di Li e H reagenti.

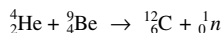
### 1.2.2 Energia di attivazione

Teoricam., qualunque reaz. che porti a una massa dei prodotti di reaz. inf. a quella iniziale e quindi abbia una *tonalità* termica positiva sembra facilim. realizzabile. Tuttavia anche alle reaz. nucleari occorre una certa energia di attivazione. Nelle reaz. chim. essa è necessaria per vincere l'azione repulsiva della nuvola elettronica che ostacola la combinaz. di due molecole; nelle reaz. nucleari per vincere la repuls. dei due nuclei, entrambi dotati di carica elett. positiva, che crea un campo di tipo coulombiano all'est. del nucleo, per cui la particella deve essere dotata di una energia cinetica suffic. per vincere tale barriera di potenziale. Superata la barriera di potenziale, la particella incid. si trova nella zona d'azione delle forze nucleari e quindi – malgrado la sua carica elett. – viene attratta dal nucleo dando luogo alla reazione.

Quanto più carichi sono i nuclei, tanto maggiori sono le energie di attivazione. Perciò le reaz. che avvengono più facilim. sono quelle in cui si bombarda un certo nucleo con particelle poco cariche, come un protone (nucleo di H), una particella  $\alpha$  (nucleo di He), un deutone (nucleo di D).

### 1.2.3 Reazioni con neutroni

Una reazione nucleare di partic. interesse (ha portato alla scoperta del neutrone) è quella che si ottiene bombardando con particelle  $\alpha$  il berillio:



Il neutrone, essendo privo di carica elettrica, non subisce alcuna azione di repuls. coulombiana da parte di qualsiasi nucleo. Come si può infatti vedere dalla tabella 1, le energie di attivazione per reazioni neutrone-protone o neutrone-particella  $\alpha$  assumono per la maggior parte dei nuclei valori negativi. Ciò significa che il neutrone non solo non necessita di energia per penetrare nel nucleo, ma anche cede al nucleo stesso la sua energia di legame. Tale energia viene scambiata tra le particelle costituenti il nucleo finché si concentra in una particella  $\alpha$  o in un protone, permettendogli così di superare la barriera di potenziale ed abbandonare il nucleo. L'energia in eccesso può essere liberata anche sotto forma di radiazione  $\gamma$ ; questa reazione viene indicata col simbolo  $(n, \gamma)$ .

Una reazione molto nota è quella del neutrone col boro  ${}^{10}_5\text{B}$ :  ${}^{10}_5\text{B} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^7_3\text{Li}$ . Questa reazione è sfruttata molto spesso per misurare la densità di neutroni in un reattore nucleare o in gen. in strutture in cui esista una popolaz. neutronica; introducendo in appositi contatori un composto borato, si ha produzione di particelle  $\alpha$ , che sono facilmente rivelabili perché elettricam. cariche (**O-1.6.9**).



Tabella 1. Energie di attivazione per reazioni  $n,p$  o  $n,\alpha$ 

Materiale	Nucleo	Energia di attivazione		Materiale	Nucleo	Energia in attivazione	
		( $n,p$ ) (MeV)	( $n,\alpha$ ) (MeV)			( $n,p$ ) (MeV)	( $n,\alpha$ ) (MeV)
Ferro	$^{58}\text{Fe}$	—	—	Potassio	$^{41}\text{K}$	1,7	0,1
	$^{57}\text{Fe}$	—	— 2,4		$^{40}\text{K}$	—	—
	$^{56}\text{Fe}$	2,9	— 0,3		$^{39}\text{K}$	— 0,2	— 1,4
	$^{54}\text{Fe}$	— 0,2	— 0,8	Alluminio	$^{27}\text{Al}$	1,8	3,1
Cromo	$^{54}\text{Cr}$	—	1,4	Sodio	$^{23}\text{Na}$	3,6	3,9
	$^{53}\text{Cr}$	—	— 1,8	Ossigeno	$^{18}\text{O}$	—	—
	$^{52}\text{Cr}$	3,1	1,2		$^{17}\text{O}$	8,02	—
	$^{50}\text{Cr}$	0,6	— 0,2		$^{16}\text{O}$	9,6	2,2
Vanadio	$^{51}\text{Va}$	1,6	1,6	Carbonio	$^{13}\text{C}$	—	—
	$^{50}\text{Va}$	—	—		$^{12}\text{C}$	12,6	5,7
Titanio	$^{50}\text{Ti}$	—	3,5	Boro	$^{10}\text{B}$	— 0,2	— 2,8
	$^{49}\text{Ti}$	1,2	—		$^{11}\text{B}$	11,0	6,6
	$^{48}\text{Ti}$	3,2	2,0				
	$^{47}\text{Ti}$	— 0,1	— 2,1				
	$^{46}\text{Ti}$	1,6	0,3				

### 1.2.4 Sezioni d'urto e interazioni neutroni-nuclei

Mentre alle particelle cariche occorre fornire una certa energia perché una reaz. avvenga, per il neutrone si verifica il caso opposto. Questo perché il neutrone, non dovendo vincere alcuna repuls. elettrica, più è lento, più a lungo permane in una certa regione dello spazio, e quindi maggiore risulta la probabilità di interagire coi nuclei ivi presenti. Questa probab. viene espressa mediante una grandezza detta sezione d'urto microscopica, che è pensabile come la sez. apparente che un certo nucleo presenta a una particella che gli venga sparata contro. La sez. d'urto microscopica viene misurata in  $\text{cm}^2$ , o, data la sua piccolezza, in *barn*, che corrisponde a  $10^{-24} \text{ cm}^2$  (col suo multiplo kilobarn, kb, e millibarn, mb) ed è indicata con il simbolo  $\sigma$ .

Le sezioni d'urto  $\sigma$  sono funzioni dell'en. cinetica del neutrone incid. Se  $m$  è la massa del neutrone e  $V$  è la sua velocità, tale energia è  $E = 1/2 m V^2$ . Introducendo il valore della massa del neutrone che è pari a  $1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g}$  ed esprimendone la velocità in  $\text{cm/s}$  si ha:  $E = 0,83 \cdot 10^{-24} V^2 \text{ erg} = 0,83 \cdot 10^{-31} V^2 \text{ joule}$ . Esprimendo  $E$  in eV, si ha:  $E = 0,83 \cdot 10^{-31} / 1,6 \cdot 10^{-19} = 0,52 \cdot 10^{-12} V^2 \text{ eV}$ .

Per esempio:

$$V = 100 \text{ cm/s} = 1 \text{ m/s};$$

$$V = 2,2 \cdot 10^5 \text{ cm/s (vel. dei neutroni in equilibrio termico con l'ambiente)}$$

$$V = 10^6 \text{ cm/s}$$

$$V = 10^8 \text{ cm/s}$$

$$V = 10^9 \text{ cm/s}$$

$$V = 10^{10} \text{ cm/s}$$

$$E = 0,52 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

$$E = 0,0252 \text{ eV}$$

$$E = 0,52 \text{ eV}$$

$$E = 5200 \text{ eV}$$

$$E = 0,52 \text{ MeV}$$

$$E = 52 \text{ MeV}$$

Al di sopra di questa energia (o corrisp. vel.) la citata espress. dell'en. cinetica non può essere utilizzata, perché si fanno sentire in modo sensibile le correzz. relativistiche. Tuttavia ciò è privo di interesse nel caso dei reattori, in cui l'energia cinetica  $E$  dei neutroni non supera 10 MeV.

Le interazioni del neutrone con un nucleo sono di tre tipi fondam.: interaz. di cattura, in cui viene catturato dal nucleo stesso; di deviaz., in cui urta contro il nucleo rimbalzando elasticamente o anelasticamente; di fissione, quando cioè – catturato dal nucleo – vi produce una reazione di fissione. A ciascuno di questi eventi è associata una sezione d'urto; avremo così, per un certo nucleo, una sez. d'urto di cattura, una di deviazione elastica, una di deviazione anelastica, una di fissione. La somma delle diverse sez. d'urto dà la sez. d'urto totale del nucleo  $\sigma_T$  che misura la probab. di interaz. del nucleo con un neutrone. Mentre le sez. d'urto di deviaz.  $\sigma_d$  variano assai poco con l'energia del neutrone, le sez. d'urto di cattura  $\sigma_c$  e di fissione  $\sigma_f$  crescono notevolm.

**Tabella 2. Sezioni d'urto degli elementi esistenti in natura e di alcuni composti, per neutroni a 2200 m/s (da ANL-5800, II ed., 10).**

Num. atom.	Elemento o composto	Peso atomico o molecol.	Densità (gcm <sup>-3</sup> ) <sup>(1)</sup>	Nuclei per cm <sup>3</sup> × 10 <sup>-24</sup>	Sezione d'urto microscopica (b)			Sezione d'urto macroscopica (cm <sup>-1</sup> )		
					σ <sub>a</sub>	σ <sub>d</sub>	σ	Σ <sub>a</sub>	Σ <sub>d</sub>	Σ
1	H	1,008	8,9 <sup>a</sup>	5,3 <sup>a</sup>	0,33	38	38	1,7 <sup>a</sup>	0,002	0,002
	H <sub>2</sub> O	18,016	1	0,0335 <sup>b</sup>	0,66	103	103	0,022	3,45	3,45
	D <sub>2</sub> O	20,030	1,10	0,0331 <sup>b</sup>	0,001	13,6	13,6	2,7 <sup>a</sup>	0,449	0,449
2	He	4,003	17,8 <sup>a</sup>	2,6 <sup>a</sup>	0,007	0,8	0,807	0,02	2,1 <sup>a</sup>	2,1 <sup>a</sup>
3	Li	6,940	0,534	0,0463	71	1,4	72,4	3,29	0,065	3,35
4	Be	9,013	1,85	0,1236	0,010	7,0	7,01	124 <sup>a</sup>	0,865	0,865
	BeO	25,02	3,025	0,0728 <sup>b</sup>	0,010	6,8	6,8	73 <sup>a</sup>	0,501	0,501
5	B	10,82	2,45	0,1364	755	4	759	103	0,545	104
6	C	12,011	1,60	0,0803	0,004	4,8	4,80	32 <sup>a</sup>	0,385	0,385
7	N	14,008	0,0013	5,3 <sup>a</sup>	1,88	10	11,9	10,5 <sup>a</sup>	56 <sup>a</sup>	66,5 <sup>a</sup>
8	O	16,000	0,0014	5,3 <sup>a</sup>	20 <sup>a</sup>	4,2	4,2	0,000	21 <sup>a</sup>	21 <sup>a</sup>
9	F	19,00	0,0017	5,3 <sup>a</sup>	0,001	3,9	3,90	0,005 <sup>a</sup>	20 <sup>a</sup>	20 <sup>a</sup>
10	Ne	20,183	0,0009	2,6 <sup>a</sup>	< 2,8	2,4	5,2	7,3 <sup>a</sup>	6,2 <sup>a</sup>	13,5 <sup>a</sup>
11	Na	22,991	0,971	0,0254	0,525	4	4,53	0,013	0,102	0,115
12	Mg	24,32	1,74	0,0431	0,069	3,6	3,67	0,003	0,155	0,158
13	Al	26,98	2,699	0,0602	0,241	1,4	1,64	0,015	0,084	0,099
14	Si	28,09	2,42	0,0519	0,16	1,7	1,86	0,008	0,089	0,097
15	P	30,957	1,82	0,0354	0,20	5	5,20	0,007	0,177	0,184
16	S	32,066	2,07	0,0389	0,52	1,1	1,62	0,020	0,043	0,063
17	Cl	35,457	0,0032	5,3 <sup>a</sup>	33,8	16	49,8	0,002	87 <sup>a</sup>	0,003
18	A	39,944	0,0018	2,6 <sup>a</sup>	0,66	1,5	2,61	1,7 <sup>a</sup>	3,9 <sup>a</sup>	5,6 <sup>a</sup>
19	K	39,100	0,87	0,0134	2,07	1,5	3,57	0,028	0,020	0,048
20	Ca	40,08	1,55	0,0233	0,44	3,0	3,44	0,010	0,070	0,080
21	Sc	44,96	2,5	0,0335	24	24	48	0,804	0,804	1,61
22	Ti	47,90	4,5	0,0566	5,8	4	9,8	0,328	0,226	0,555
23	V	50,95	5,96	0,0704	5	5	10,0	0,352	0,352	0,704
24	Cr	52,01	7,1	0,0822	3,1	3	6,1	0,255	0,247	0,501
25	Mn	54,94	7,2	0,0789	13,2	2,3	15,5	1,04	0,181	1,22
26	Fe	55,85	7,86	0,0848	2,62	11	13,6	0,222	0,933	1,15
27	Co	58,94	8,9	0,0910	38	7	45	3,46	0,637	4,10
28	Ni	58,71	8,90	0,0913	4,6	17,5	22,1	0,420	1,60	2,02
29	Cu	63,54	8,94	0,0848	3,85	7,2	11,05	0,326	0,611	0,937
30	Zn	65,38	7,14	0,0658	1,10	3,6	4,70	0,072	0,237	0,309
31	Ga	69,72	5,91	0,0511	2,80	4	6,80	0,143	0,204	0,347
32	Ge	72,60	5,36	0,0445	2,45	3	5,45	0,109	0,134	0,243
33	As	74,91	5,73	0,0461	4,3	6	10,3	0,198	0,277	0,475
34	Se	78,96	4,8	0,0366	12,3	11	23,3	0,450	0,403	0,853
35	Br	79,916	3,12	0,0235	6,7	6	12,7	0,157	0,141	0,298
36	Kr	83,80	0,0037	2,6 <sup>a</sup>	31	7,2	38,2	82 <sup>a</sup>	19 <sup>a</sup>	101 <sup>a</sup>
37	Rb	85,48	1,53	0,0108	0,73	12	12,7	0,008	0,130	0,138
38	Sr	87,63	2,54	0,0175	1,21	10	11,2	0,021	0,175	0,195
39	Y	88,92	5,51	0,0373	1,31	3	4,3	0,049	0,112	0,160
40	Zr	91,22	6,4	0,0423	0,185	8	8,2	0,008	0,338	0,347
41	Nb	92,91	8,4	0,0545	1,16	5	6,16	0,063	0,273	0,336
42	Mo	95,95	10,2	0,6400	2,70	7	9,70	0,173	0,448	0,621
43	Tc	98	—	—	22	—	—	—	—	—
44	Ru	101,1	12,2	0,0727	2,56	6	8,56	0,186	0,436	0,622
45	Rh	102,91	12,5	0,0732	149	5	154	10,9	0,366	11,3
46	Pd	106,4	12,16	0,0689	8	3,6	11,6	0,551	0,248	0,799
47	Ag	107,88	10,5	0,0586	63	6	69	3,69	0,352	4,04
48	Cd	112,41	8,65	0,0464	2450	7	2457	114	0,325	114
49	In	114,82	7,28	0,0382	191	2,2	193	7,30	0,084	7,38
50	Sn	118,70	6,5	0,0330	0,625	4	4,6	0,021	0,132	0,153

(1) La densità per i gas è in condizioni normali.

(segue)

(seguito tabella 2)

Num. atom.	Elemento o composto	Peso atomico o molecol.	Densità ( $\text{gcm}^{-3}$ ) ( <sup>1</sup> )	Nuclei per $\text{cm}^3$ $\times 10^{-24}$	Sezione d'urto microscopica (b)			Sezione d'urto macroscopica ( $\text{cm}^{-1}$ )		
					$\sigma_a$	$\sigma_d$	$\sigma$	$\Sigma_a$	$\Sigma_d$	$\Sigma$
51	Sb	121,76	6,69	0,0331	5,7	4,3	10,0	0,189	0,142	0,331
52	Te	127,61	6,24	0,0295	4,7	5	9,7	0,139	0,148	0,286
53	I	126,91	4,93	0,0234	7,0	3,6	10,6	0,164	0,084	0,248
54	Xe	131,30	0,0059	2,6 <sup>a</sup>	35	4,3	39,3	95 <sup>a</sup>	12 <sup>a</sup>	0,001
55	Cs	132,91	1,873	0,0085	28	20	48	0,238	0,170	0,408
56	Ba	137,36	3,5	0,0154	1,2	8	9,2	0,018	0,123	0,142
57	La	138,92	6,19	0,0268	8,9	14	24	0,239	0,403	0,642
58	Ce	140,13	6,78	0,0292	0,73	9	9,7	0,021	0,263	0,283
59	Pr	140,92	6,78	0,0290	11,3	4	15,3	0,328	0,116	0,444
60	Nd	144,27	6,95	0,0290	46	16	62	1,33	0,464	1,79
61	Pm	145	—	—	60	—	—	—	—	—
62	Sm	150,35	7,7	0,0309	5600	5	5605	173	0,155	173
	Sm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	348,70	7,43	0,0128 <sup>b</sup>	16500	22,6	16523	211	0,289	211
63	Eu	152	5,22	0,0207	4300	8	4308	89,0	0,166	89,2
	Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	352,00	7,42	0,0127 <sup>b</sup>	8740	30,2	8770	111	0,383	111
64	Gd	157,26	7,95	0,0305	46000	—	—	1403	—	—
65	Tb	158,93	8,33	0,0316	46	—	—	1,45	—	—
66	Dy	162,51	8,56	0,0317	950	100	1050	30,1	3,17	33,3
	Dy <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	372,92	7,81	0,0126 <sup>b</sup>	2200	214	2414	27,7	2,7	30,4
67	Ho	164,94	8,76	0,0320	65	—	—	2,08	—	—
68	Er	167,27	9,16	0,0330	173	15	188	5,71	0,495	6,20
69	Tm	168,94	9,35	0,0333	127	7	134	4,23	0,233	4,46
70	Yb	173,04	7,01	0,0244	37	12	49	0,903	0,293	1,20
71	Lu	174,99	9,74	0,0335	112	—	—	3,75	—	—
72	Hf	178,5	13,3	0,0449	105	8	113	4,71	0,359	5,07
73	Ta	180,95	16,6	0,0553	21	5	26	1,16	0,277	1,44
74	W	183,86	19,3	0,0632	19,2	5	24,2	1,26	0,316	1,53
75	Re	186,22	20,53	0,0664	86	14	100	5,71	0,930	6,64
76	Os	190,2	22,48	0,0712	15,3	11	26,3	1,09	0,783	1,87
77	Ir	192,2	22,42	0,0703	440	—	—	30,9	—	—
78	Pt	195,09	21,37	0,0660	8,8	10	18,8	0,581	0,660	1,24
79	Au	197	19,32	0,0591	98,0	9,3	107,3	5,79	0,550	6,34
80	Hg	200,61	13,55	0,0407	380	20	400	15,5	0,814	16,3
81	Tl	204,39	11,85	0,0349	3,4	14	17,4	0,119	0,489	0,607
82	Pb	207,21	11,35	0,0330	0,170	11	11,2	0,006	0,363	0,369
83	Bi	209	9,747	0,0281	0,034	9	9	0,001	0,253	0,254
84	Po	210	9,24	0,0265	—	—	—	—	—	—
85	At	211	—	—	—	—	—	—	—	—
86	Rn	222	0,0097	2,6 <sup>a</sup>	0,7	—	—	—	—	—
87	Fr	223	—	—	—	—	—	—	—	—
88	Ra	226,05	5	0,0133	20	—	—	0,266	—	—
89	Ac	227	—	—	510	—	—	—	—	—
90	Th	232,05	11,3	0,0293	7,56	12,6	20,2	0,222	0,369	0,592
91	Pa	231	15,4	0,0402	200	—	—	8,03	—	—
92	U	238,07	18,9	0,04783	7,68	8,3	16,0	0,367	0,397	0,764
	UO <sub>2</sub>	270,07	10	0,0223 <sup>b</sup>	7,6	16,7	24,3	0,169	0,372	0,542
93	Np	237	—	—	170	—	—	—	—	—
94	Pu	239	19,74	0,0498	1026	9,6	1036	51,1	0,478	51,6
95	Am	242	—	—	8000	—	—	—	—	—
96	Cm	245	—	—	—	—	—	—	—	—
97	Bk	249	—	—	500	—	—	—	—	—
98	Cf	249	—	—	900	—	—	—	—	—
99	E	253	—	—	160	—	—	—	—	—
100	Fm	256	—	—	—	—	—	—	—	—
101	Mv	260	—	—	—	—	—	—	—	—

<sup>a</sup> Il valore è stato moltiplicato per 10<sup>5</sup>.

<sup>b</sup> Molecole/cm<sup>3</sup>.

al decrescere dell'energia; la somma  $\sigma_c + \sigma_f$  è indicata con  $\sigma_a$  (sez. d'urto d'assorbimento). Sono qui riportati alcuni grafici delle sezioni d'urto<sup>(1)</sup>, per gli elem. più interessanti da un punto di vista nucleare ed un'estesa tabella generale (figg. 3 ÷ 16; tab. 2).

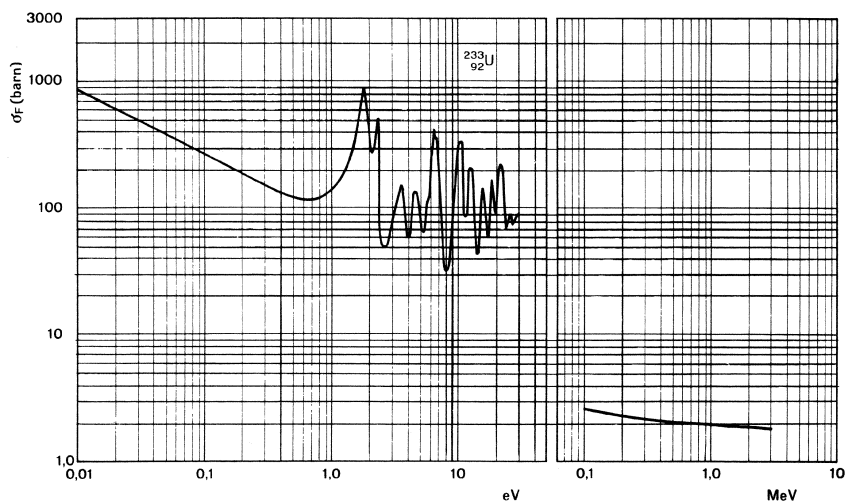


Fig. 3. Sezione d'urto di fissione dell' $^{233}\text{U}$ .

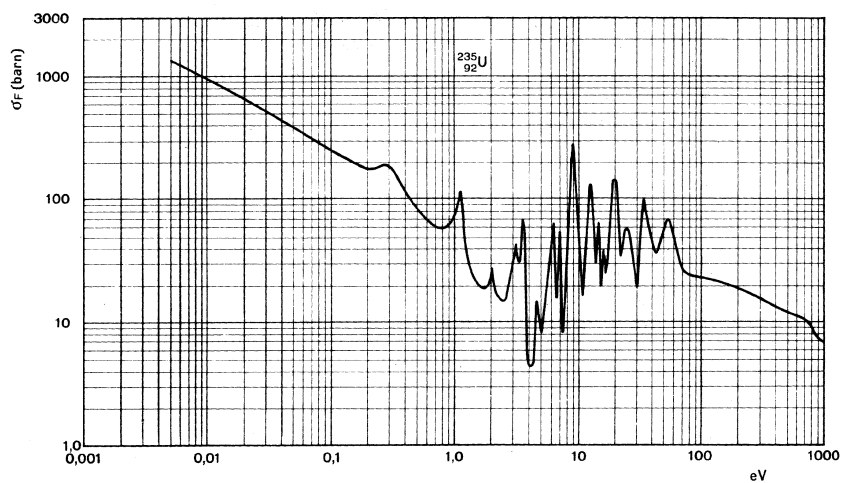


Fig. 4. Sezioni d'urto di fissione dell' $^{235}\text{U}$  per neutroni fino a 1 keV.

<sup>(1)</sup> La sez. d'urto per la reazione  $(n, \gamma)$  (O-1.2.3) viene indicata con  $\sigma_n, \gamma$ .

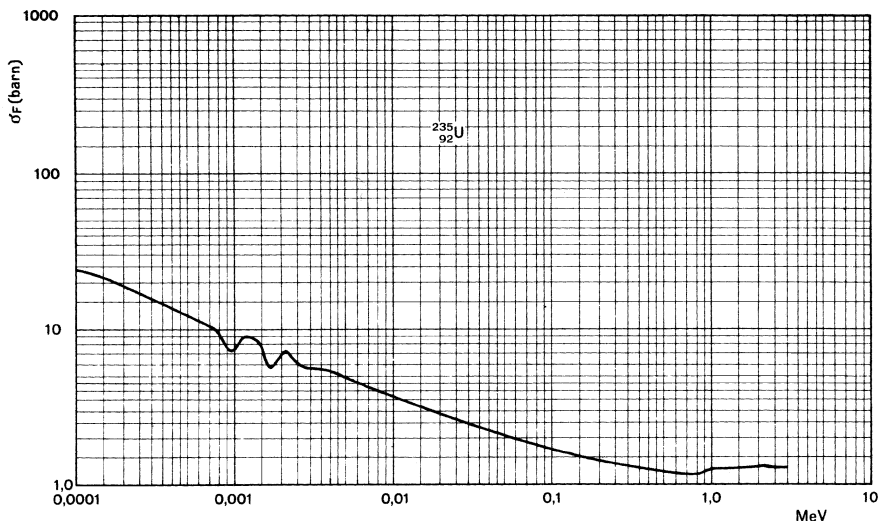


Fig. 5. Sezioni d'urto di fissione dell' $^{235}\text{U}$  per neutroni da 100 eV a 10 MeV.

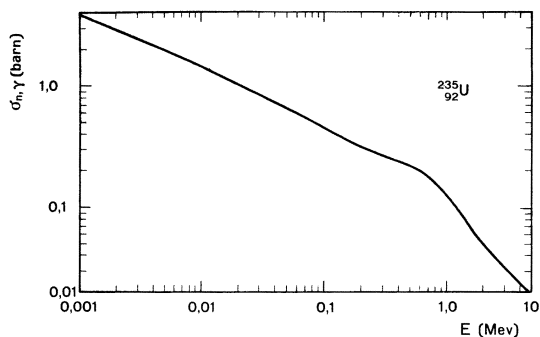


Fig. 6. Sezioni d'urto di cattura ( $n, \gamma$ ) per l' $^{235}\text{U}$ .

### 1.2.5 Misura delle sezioni d'urto

Si consideri un fascio di neutroni con vel.  $v$  parallele fra loro in cui  $n$  sia la densità neutronica, cioè il num. di neutroni presente in un  $\text{cm}^3$  di spazio occupato dal fascio; allora il prodotto  $n v$ , se  $v$  è espresso in  $\text{cm/s}$ , è il num. di neutroni incidenti su un bersaglio di  $1 \text{ cm}^2$  di area esposta normalm. alla direz. del fascio stesso. Se  $\sigma$  (O-1.2.4) è la sezione d'urto microscopica per neutroni di energia  $E$ ,  $N$  il num. di nuclei per  $\text{cm}^3$ ,  $X$  lo spessore in  $\text{cm}$  del materiale stesso, moltiplicando il num. di nuclei presenti nel volume  $A X$  per  $\sigma$  si ha l'area effettiva che essi presentano ai neutroni. Il numero di processi nell'unità di tempo sarà perciò:  $C = N \cdot A \cdot X \cdot \sigma \cdot n \cdot v$ . (Si suppone il campione abbastanza sottile perché un doppio processo per uno stesso neutrone sia assai poco probabile.)

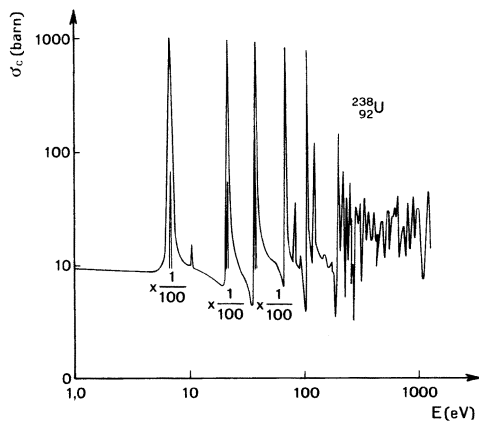


Fig. 7. Sezioni d'urto di cattura dell' $^{238}\text{U}$  per neutroni da 1 a 1000 eV.

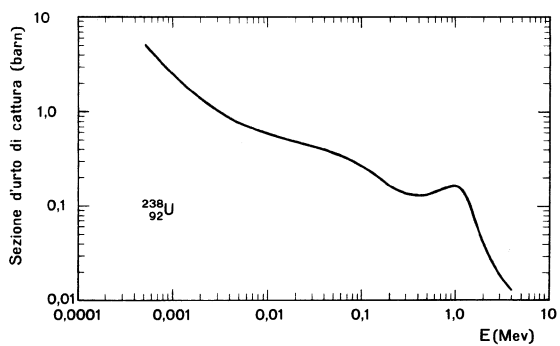


Fig. 8. Sezioni d'urto di cattura ( $n, \gamma$ ) dell' $^{238}\text{U}$  per neutroni fino a 10 MeV.

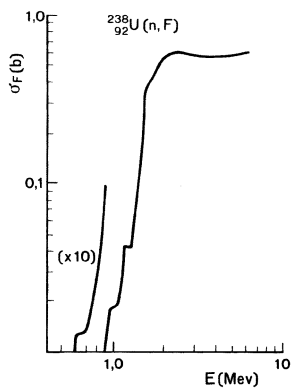


Fig. 9. Sez. d'urto di fissione dell' $^{238}\text{U}$  per neutroni fino a 10 MeV.

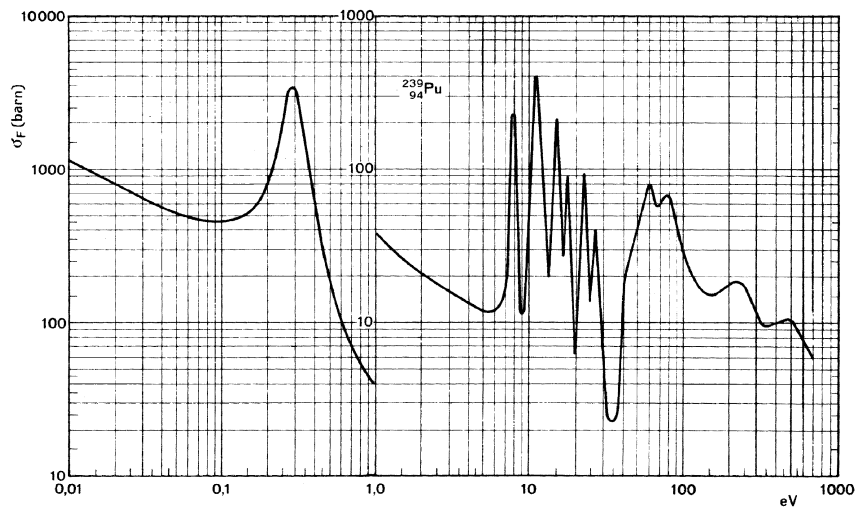


Fig. 10. Sezioni d'urto di fissione del  $^{239}\text{Pu}$  per neutroni fino a 1 keV.

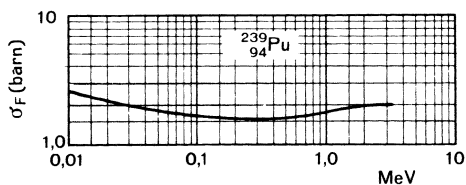


Fig. 11. Sezioni d'urto di fissione del  $^{239}\text{Pu}$  per neutroni fino a 10 MeV.

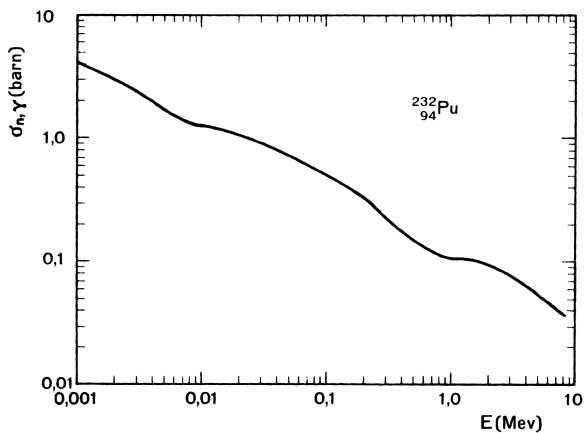


Fig. 12. Sezioni d'urto di cattura ( $n, \gamma$ ) del  $^{232}\text{Pu}$  per neutroni fino a 10 MeV.

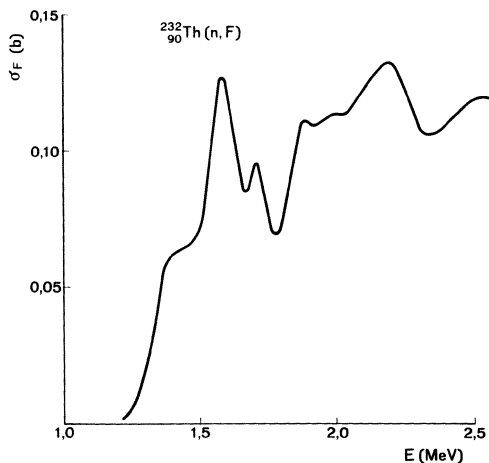


Fig. 13. Sezioni d'urto di fissione del  $^{232}\text{Th}$  per neutroni da 1 a 2,5 MeV.

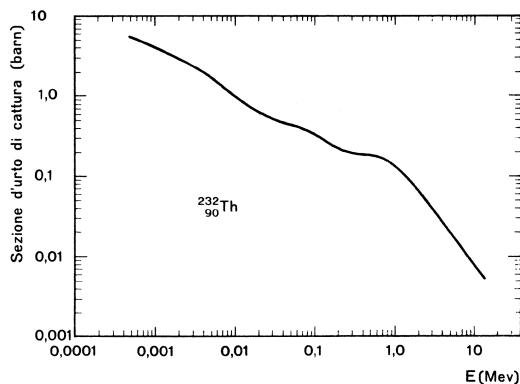


Fig. 14. Sezioni d'urto di cattura ( $n, \gamma$ ) del  $^{232}\text{Th}$  per neutroni fino a 10 MeV.

Con tale relazione è possibile misurare la sez. d'urto nei nuclei. Bombardando un campione di area  $A$ , di spessore  $X$  e di densità nucleare  $N$  con un numero di neutroni noto, basta infatti misurare il numero di neutroni emergenti e risalire, per differenza, a quelli perduti per cattura o deviaz. del fascio per valutare la sezione d'urto totale. Si definisce sezione d'urto *macroscopica* il prodotto  $\Sigma = \sigma N$ . Essa rappresenta l'area effettiva di tutti i nuclei presenti in un  $\text{cm}^3$  di materiale bersaglio e si misura in  $\text{cm}^{-1}$ . Il prodotto  $\Sigma n v$  rappresenta il num. di neutroni implicati, in un secondo, in una generica interazione con  $1 \text{ cm}^3$  di materiale che ha, per l'interazione considerata, una sez. d'urto macroscopica  $\Sigma$ . Si definisce *flusso neutronico* il prodotto  $\Phi = n v$  che viene espresso in  $\text{neutr./cm}^2 \cdot \text{s}$ . Esso misura anche, in cm, la dist. totale percorsa in un s da tutti i neutroni presenti in un  $\text{cm}^3$ . Il prodotto  $\Sigma n v$  può anche essere scritto nella forma  $\Sigma \Phi$ .



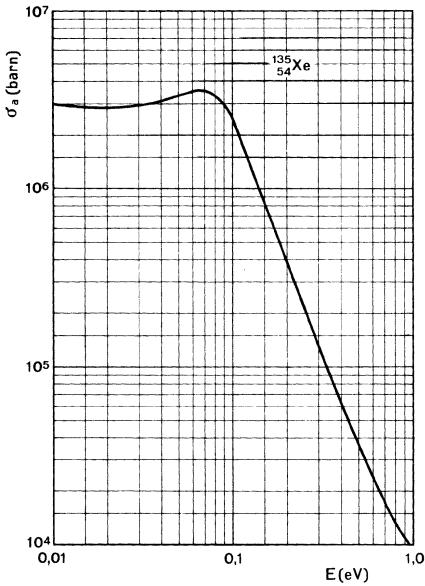


Fig. 15. Sezioni d'urto totale dello  $^{135}\text{Xe}$  per neutroni fino a 1 eV.

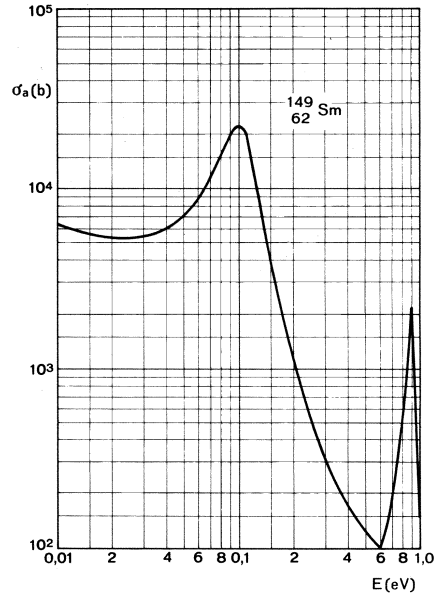


Fig. 16. Sezioni d'urto totale del  $^{149}\text{Sm}$  per neutroni fino a 1 eV.

### 1.2.6 La reazione di fissione

Mentre tutti i nuclei hanno una sez. d'urto di cattura e di deviaz., la sez. d'urto di fissione ha valore non nullo solo per pochiss. nuclei. Con neutroni lenti l'unico nucleo presente in natura che abbia una certa probab. di subire una fissione è l' $^{235}\text{U}$ . Un neutrone, assorbito dall' $^{235}\text{U}$ , lo spezza in due frammenti, corrispond. a nuclei con num. di massa all'incirca metà del nucleo di partenza; in pratica con maggior probabilità si hanno due nuclei con num. di massa  $2/5$  e  $3/5$  di quello dell' $^{235}\text{U}$ , e con minori probab. altri nuclei (fig. 17). Oltre ai due frammenti, nella fissione vengono liberati un certo num. di neutroni, detti secondari, con un valore medio di questo numero circa 2,5 per fissione e con energia media intorno ai 2 MeV.

Il loro spettro energetico può essere rappresentato con un'espressione del tipo:

$$N(E) = \frac{1,128}{\vartheta^{3/2}} \sqrt{E} \cdot e^{-(E/\vartheta)}$$

in cui  $N(E) dE$  è la frazione di neutroni di fissione con energia compresa fra  $E$  ed  $E + dE$  e  $\vartheta$  un parametro caratteristico dello spettro che è legato all'energia media  $E_{\text{med}}$  dei neutroni emessi dalla relazione  $\vartheta = 2 E_{\text{med}}/3$  in figura 18 è rappresentata la funzione  $N(E)$  calcolata per un val. medio dell'energia dei neutr.  $E_{\text{med}} = 2$  MeV, con  $E$  e  $\vartheta$  espressi in MeV ed  $N(E)$  in  $[\text{MeV}]^{-1}$ ; la curva è normalizzata, si ha cioè:

$$\int_0^\infty N(E) dE = 1$$

La reaz. produce lo stesso agente (il neutrone) che l'aveva provocata; se in un sistema uno dei neutroni prodotti da una fissione provoca un'altra fissione, si ha una reaz. a catena autosostenesi. È questo il principio con cui funzionano i reattori nucleari.

La distribuzione approssimata dell'energia di fissione per l'<sup>235</sup>U è la seguente:

energia cinetica dei frammenti di fissione	165 MeV
energia della radiazione γ istantanea	7
energia cinetica dei neutroni di fissione	5
particelle β emesse dai prodotti di fissione	7
radiazione γ emessa dai prodotti di fissione	6
neutrini <sup>(1)</sup>	10
<hr/>	
totale ~ 200 MeV	

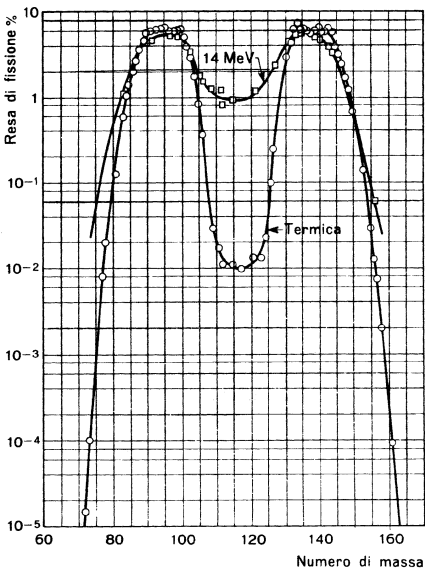


Fig. 17. Resa percentuale dei prodotti di fissione dell'<sup>235</sup>U per fissione termica e per fissione a 14 MeV.

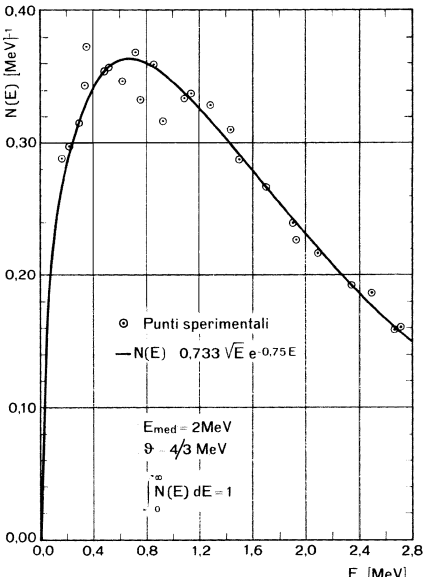


Fig. 18. Spettro energetico dei neutroni di fissione dell'<sup>235</sup>U e del <sup>239</sup>Pu.

1.2.7 Nuclei fissili

Nel nucleo le forze nucleari a corto raggio compensano le forze repulsive dei protoni. Se deformiamo il nucleo pensato sferico, strozzandolo al centro, il sistema delle forze si sbilancia perché le forze di attraz. non riescono più a compensare la repuls. coulombiana delle due porz. in cui il nucleo è suddiviso ed il nucleo si spezza in due. Per provocare una simile deformaz. occorre fornire al nucleo energia dall'esterno in misura sufficiente. Se l'energia di legame, introdotta dall'assorbim. del neutrone, è più elevata dell'energia critica del nucleo composto così formato, anche un neutrone con energia cinetica estremam. bassa, al limite nulla, può indurre fissione nel nucleo.

<sup>(1)</sup> Particelle nucleari prive di carica elettrica, aventi massa ≪ di un milionesimo di quella del neutrone.

Secondo la tabella 3 l'energia di legame dell'ultimo neutrone aggiunto nell' $^{236}\text{U}$  è 6,4 MeV, mentre l'energia critica è solo 5,3 MeV. Pertanto, quando un neutrone ad energia cinetica nulla viene assorbito dall' $^{235}\text{U}$ , il nucleo composto  $^{236}\text{U}$  è prodotto ad un livello energetico di 1,1 MeV al di sopra dell'energia critica. Se tale energia si distribuisce in modo da provocare una deformaz. del nucleo fino al punto di rottura, la fissione è inevitabile. Si definiscono fissili quei nuclei nei quali la fissione può essere prodotta da neutroni con energia cinetica nulla. È da notare che, sebbene si dica che l' $^{235}\text{U}$  è fissile, il nucleo che effettivamente si spezza è l' $^{236}\text{U}$ . Dalla tabella è evidente che sono fissili anche l' $^{233}\text{U}$  e il  $^{239}\text{Pu}$ .

**Tabella 3. Energie critiche di fissione (MeV).**

Nucleo che fissiona $AZ$	Energia critica	Energia di legame dell'ultimo neutrone aggiunto in $AZ$
$^{232}\text{Th}$	5,9	( <sup>1</sup> )
$^{233}\text{Th}$	6,5	5,1
$^{233}\text{U}$	5,5	( <sup>1</sup> )
$^{234}\text{U}$	4,6	6,6
$^{235}\text{U}$	5,75	( <sup>1</sup> )
$^{236}\text{U}$	5,3	6,4
$^{238}\text{U}$	5,85	( <sup>1</sup> )
$^{239}\text{U}$	5,5	4,9
$^{239}\text{Pu}$	5,5	( <sup>1</sup> )
$^{240}\text{Pu}$	4,0	6,4

(<sup>1</sup>) Le energie di legame non sono importanti per questi nuclei poiché essi non possono essere formati dai nuclei  $A-1Z$  mediante assorbimenti di neutroni.

L'energia di legame dell'ultimo neutrone aggiunto per l' $^{239}\text{U}$  è invece 4,9 MeV, mentre la corrisp. energia critica è 5,5 MeV. La fissione può quindi intervenire nell' $^{238}\text{U}$  solo se il neutrone incidente ha una energia superiore a 0,6 MeV (figura 9).

Tutti quei nuclei che si comportano come l' $^{238}\text{U}$  sono detti *suscettibili di fissione*. Non sempre a una cattura di un neutrone da parte di un nucleo fissile corrisponde un evento di fissione; per un nucleo fissile il rapporto fra la probabilità di catturare un neutrone senza esserne fissionato e la probabilità di cattura fissiva è espresso dal param.  $\alpha$  variabile con il tipo di nucleo e con l'energia del neutrone. Per neutroni termici ( $\cong 0,025$  eV)  $\alpha$  assume i valori 0,192 e 0,374 rispettivamente per i nuclei fissili  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ . Tale parametro è legato ai fattori  $\eta$  e  $\nu$  definiti in **O-1.3.4** dalla relazione  $\alpha = \nu/\eta - 1$ ; si ha inoltre, in base alle definiz. di  $\sigma_f$  e  $\sigma_c$  (**O-1.2.4**),  $\alpha = \sigma_c/\sigma_f$ .

### 1.2.8 Composizione e caratteristiche dell'U naturale

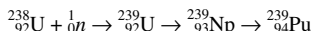
L' $^{235}\text{U}$  è un isotopo presente nell'U naturale nella percentuale dello 0,72%; la restante porzione è praticam. costituita dall' $^{238}\text{U}$ . I reattori che presentano un immediato interesse econom. funzionano con neutroni a bassa energia (i cosiddetti neutroni termici) poiché la probab. di interaz. neutrone-nucleo di  $^{235}\text{U}$  aumenta al diminuire dell'energia del neutrone incidente.

In tale modo si sfrutta solo il materiale fissile presente nell'uranio naturale, cioè l' $^{235}\text{U}$ . Verrebbe l'idea di concepire un reattore in cui i neutroni non fossero rallentati, in modo da conservare la loro energia iniziale, mediam. intorno ai 2 MeV, e sfruttare così per la fissione anche l' $^{238}\text{U}$ . Questo è però impossibile per due motivi: 1) il valore di 2 MeV è un val. medio, essendo i neutroni di fissione generati con energie variabili praticam. fra 0,1 MeV e 10 MeV con il 30% circa a energie inf. a 1 MeV; 2) a quelle energie avviene con notevole probabilità un urto di deviaz. anelastica con l' $^{238}\text{U}$ , in conseg. del quale i neutroni vengono rallentati a energie inf. a 1 MeV. Un

reattore che funzioni esclusivamente, o quasi, sulla fissione veloce dell' $^{238}\text{U}$ , è quindi impossibile. Per ora l'isotopo più usato rimane l' $^{235}\text{U}$ , sia nella concentraz. naturale che in concentraz. arricchita. È però già iniziata su scala industriale l'utilizz. del plutonio come combustibile primario.

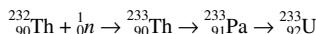
### 1.2.9 Nuclei fertili

L'uranio  $^{238}\text{U}$ , catturando un neutrone, si trasforma in  $^{239}\text{U}$  radioattivo, che si trasforma a sua volta in nettunio emettendo una particella  $\beta$  (elettrone). Il nettunio è un elemento non presente in natura con num. atomico 93: il  $^{239}\text{Np}$ . Questo elem. a sua volta decade e assume un num. atomico 94: il plutonio Pu praticamente stabile. La vita media dell' $^{239}\text{U}$  è di 23 minuti, quella del  $^{239}\text{Np}$  di 2,3 giorni, per cui in breve tempo l' $^{238}\text{U}$ , in seguito a cattura neutronica, si trasforma in  $^{239}\text{Pu}$  secondo la seguente reazione:



La sezione d'urto di cattura dell' $^{238}\text{U}$  cresce al diminuire dell'energia; essa però presenta fem. di risonanza fra 1000 eV e 5 eV, dove assume un caratteristico andamento a picchi (figura 7). Una notevole fraz. delle catture, e quindi della produz. di Pu, avviene a queste energie.

I neutroni catturati dall' $^{238}\text{U}$  non sono persi, in quanto consentono di produrre materiale fissile. I nuclei, che, come l' $^{239}\text{U}$ , godono della proprietà di trasformarsi in nuovo materiale fissile, vengono chiamati *fertili*. Un altro caso importante di nucleo fertile è il torio costituito, in natura, dal solo isotopo  $^{232}_{90}\text{Th}$ . Catturando un neutrone esso dà luogo a una catena di trasformaz. che termina con la produzione di  $^{233}\text{U}$ :



### 1.2.10 Moderatori

Le reazioni di fissione avvengono più facilm. a basse energie. Il rallentamento dei neutroni è affidato a sostanze dette moderatori che li rallentano in pochi urti e li catturano poco. Nello studio delle collisioni tra neutrone e nucleo si impiegano generalm. due sistemi di riferim.: il sistema del *laboratorio* (si suppone che il nucleo colpito dal neutrone, a parte la sua agitaz. termica alla temperatura ambiente, sia in quiete prima dell'urto), e il sistema del *baricentro* (si considera in quiete il baricentro dei sistema neutrone-nucleo durante l'urto). L'en. cinetica trasferita in un urto elastico tra neutrone e nucleo della sostanza moderatrice è espressa dalla formula, nel sistema dei baricentro,

$$\Delta E = -\frac{4 M m}{(M + m)^2} \cdot E \sin^2 \vartheta/2$$

dove  $m$  = massa del neutrone;  $M$  = massa del nucleo moderante;  $E$  = energia dei neutr. incidente;  $\vartheta$  angolo di deviaz. del neutr. nel sistema del baricentro. Ponendo  $m = 1$  (la massa del neutrone è  $\equiv$  a un'unità di massa atomica), risulta  $M = A$  (numero di massa del nucleo moderante) e si ottiene:

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{4A}{(A + 1)^2} \sin^2 \vartheta/2$$

da cui si vede che la fraz. di energia  $\Delta E/E$  perduta dal neutrone nell'urto dipende dal numero di massa del nucleo urtato e dall'angolo di deviazione  $\vartheta$ , ma non dall'energia del neutrone incidente; si definisce *letargia* (o decremento logaritmico di energia)  $u$  il  $\log_e$  del rapporto tra un'energia di riferimento  $E_0$  e l'energia  $E$  posseduta dal neutrone in un certo istante dei rallentam. e cioè  $u = \ln(E_0/E)$ . L'energia  $E_0$  di riferimento viene scelta sufficientemente elevata perché la letargia  $u$  risulti  $> 0$  per tutte le energie di interesse pratico nei reattori. Un incremento  $\Delta u$  di letargia sta quindi a indicare un decremento di energia del neutrone da prima a dopo l'urto col nucleo dei moderat.; se l'energia dopo l'urto  $E_2$  è a quella  $E_1$  prima dell'urto, si ha  $\Delta u = \ln(E_1/E_2) = \ln 1 = 0$ , cioè la letargia del neutrone non è aumentata e il neutr. non è stato rallentato dall'urto. Si osservi che dall'espressione di  $\Delta E/E$ , una volta scelto l'elemento moderante (cioè il num.  $A$  di massa), risulta

che il neutr. perde la massima fraz. di energia quando l'urto è frontale (angolo di deviaz.  $\vartheta = 180^\circ$ ;  $\sin^2 \vartheta/2 = 1$ ) e che tale max fraz. vale  $4A/(A+1)^2$ , mentre non ne perde affatto nel caso di urto radente ( $\vartheta = 0$ ;  $\sin^2 \vartheta/2 = 0$ ). È quindi necessario stabilire qual è il valor medio dell'energia perduta dai neutr. per ogni urto con un determinato moderat. (noto cioè il valore di  $A$ ). Indicando con  $\alpha = 4A/(A+1)$  la max fraz. di en. che un nucleo moderat. è in grado di assorbire, si può dimostrare che, nell'ipotesi in cui tutti i valori di  $\sin \vartheta$  da  $-1$  a  $+1$  siano egualm. probab. durante la moderaz. (isotropia delle collisioni), il valor medio del decremento logaritmico di energia per ogni urto  $\xi = [\ln(E_1/E_2)]_{\text{med}}$  è dato da:

$$\xi = 1 + \frac{1-\alpha}{\alpha} \ln(1-\alpha)$$

Ciò è vero nel sistema del baricentro poiché in esso la distribuz. spaziale dell'angolo  $\vartheta$  è a simmetria sferica, mentre nel sistema del laborat. (che è quello rispetto al quale le misure possono essere effettuate) non lo è, a meno che la massa del nucleo urtato non sia grande rispetto a quella del neutrone. In tal caso il baric. del sistema neutrone-nucleo è praticam. fisso rispetto al sistema del laboratorio. Per  $A > 10$  il valore di  $\xi$  è molto ben approssimato da:

$$\xi \cong \frac{2}{A + 2/3}$$

Posta uguale a 2 MeV l'en. media di un neutr. di fissione e uguale a 0,025 eV quella corrisp. alla velocità più probab. a temp. amb., il numero di urti in media necessari per termalizzare un neutrone di fissione è:

$$\frac{\Delta u}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{2 \cdot 10^6}{0,025} = \frac{18,2}{\xi}$$

Definiamo ora i parametri fisici del rallentamento e della diffusione.

1) Potere di rallentamento: è il prodotto  $\xi \Sigma_d$ , dove  $\Sigma_d$  è la sezione d'urto macroscop. di deviaz. a livello > del livello termico (epitermico).

2) Rapporto di moderazione: è il quoziente tra il potere di rallentam. e la sezione d'urto macroscopica termica di assorbim. ( $\xi \Sigma_d / \Sigma_a$ ). Questo parametro è indice della bontà del moderatore perché interessa che il rallentam. dei neutroni avvenga in pochi urti ( $\xi \Sigma_d$  elevato) con successiva scarsa probabilità di cattura neutronica ( $\Sigma_a$  basso).

3) Libero cammino medio,  $\lambda = 1/\Sigma$ : è la dist. media percorsa tra due eventi, per es., il libero cammino medio di deviaz. è  $\lambda_d = 1/\Sigma_d$ .

4) Libero cammino medio di trasporto,  $\lambda_{tr} = \lambda_d / (1 - \overline{\cos \vartheta})$ , dove  $\overline{\cos \vartheta} = 2/3A$  è il coseno medio dell'angolo di deviaz. del neutrone. Ciò significa che il neutrone, in media, percorre nella direz. di avanzam. una dist. > di quella che percorrerebbe se non vi fosse una direz. preferenz., cioè se la deviaz. fosse isotropa.

5) Lunghezza di diffusione:  $L = \sqrt{\lambda_{tr} \lambda_d / 3}$ .

6)  $L^2$  = un sesto della dist. quadratica media percorsa dal neutrone termico dalla termalizzazione alla cattura.

7) Età di Fermi,  $\tau$ : un sesto della distanza quadratica media percorsa dal neutrone dall'emiss. ad una generica en. di rallentam.

8)  $\tau_{th}$ : un sesto della distanza quadratica media percorsa dal neutrone dall'emiss. alla termalizzazione.

9) Lunghezza di rallentamento =  $\sqrt{\tau_{th}}$

10) Area di migrazione:  $\tau_{th} + L^2$  = un sesto della dist. quadratica media percorsa dal neutrone dall'emiss. alla cattura come neutrone termico.

11) Tempo di rallentamento:  $t_r$  = tempo necessario per la termalizzaz. del neutrone.

12) Tempo di diffusione  $t_d$  = intervallo di tempo tra la termalizz. e la cattura del neutrone.

In tabella 4 sono riportati i valori di tali parametri per i moderatori comunemente usati.

**Tabella 4. Caratteristiche dei più comuni moderatori.**

	acqua leggera H <sub>2</sub> O	acqua pesante pura D <sub>2</sub> O	berillio metallico	ossido di berillio (BeO)	grafite
Peso atomico (o molecolare)	18,0	20,0	9,01	25,0	12,0
Densità, g/cm <sup>3</sup>	1,00	1,10	1,84	2,86	1,57
Atomi (o molecole) per cm <sup>3</sup>	$3,3 \cdot 10^{22}$	$3,3 \cdot 10^{22}$	$1,2 \cdot 10^{23}$	$6,9 \cdot 10^{22}$	$7,9 \cdot 10^{22}$
Sezione d'urto microscopica di deviazione $\sigma_d$ , barn, (epitermica)	49	10,5	6,0	9,8	4,8
Sezione d'urto microscopica di assorbimento $\sigma_a$ , barn, (termica)	0,66	0,00082	0,009	0,0092	0,0045
Sezione d'urto macroscopica di deviazione $\Sigma_d$ , cm <sup>2</sup> /cm <sup>3</sup> (epitermica)	1,64	0,35	0,74	0,67	0,38
Sezione d'urto macroscopica di assorbimento $\Sigma_a$ , cm <sup>2</sup> /cm <sup>3</sup> (termica)	0,022	0,000027	0,0011	0,00063	0,00035
Decremento logaritmico medio $\xi$	0,93	0,51	0,206	0,17	0,158
Numero medio di collisioni per termalizzare (da 2 MeV a 0,025 eV) $\Delta u/\xi$	19,6	35,7	88,3	107	115
Potere di rallentamento $\xi \Sigma_d$ , cm <sup>-1</sup>	1,5	0,18	0,152	0,11	0,060
Rapporto di moderazione $\xi \Sigma_d/\Sigma_a$	70	6670	150	180	175
Libero cammino medio di trasporto $\lambda_{tr}$ , cm	0,426	2,4	1,46	0,90	2,71
Lunghezza di diffusione $L$ , cm	2,54	170 <sup>(1)</sup>	21,03	22	50
$L^2$ , cm <sup>2</sup>	6,45	28 900	442	484	2500
Età di Fermi, termica, $\tau_{th}$ , cm <sup>2</sup>	31,4	120	98	110	350
Lunghezza di rallentamento, cm	5,6	11,0	9,9	10,5	18,7
Area di migrazione $\tau_{th} + L^2$ , cm <sup>2</sup>	37,8	29 020	540	594	2850
Tempo di rallentamento $t_r$ , s	10 <sup>-5</sup>	$4,6 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$	—	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Tempo di diffusione $t_d$ , s	$2,1 \cdot 10^{-4}$	0,17	$4,3 \cdot 10^{-3}$	—	$1,3 \cdot 10^{-2}$

(1) Un contenuto dello 0,16% di H<sub>2</sub>O in D<sub>2</sub>O riduce  $L$  da 170 a 110 cm.

### 1.3 FISICA DEI REATTORI NUCLEARI

#### 1.3.1 Sezioni d'urto dei combustibili nucleari

Si considerino le sez. d'urto dell' $^{233}\text{U}$ , dell' $^{235}\text{U}$  e del  $^{239}\text{Pu}$  a due diff. energie: 2 MeV, che è l'en. media dei neutroni di fissione, e 0,025 eV, che è un'en. tipica dei neutroni termici. Nella tab. 5 sono elencate le relative sezioni di cattura, di fissione e di deviaz.  $\sigma_c$ ,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_d$  e i numeri  $\nu$  e  $\eta$  indicanti, rispettivamente, il num. di neutroni second. di fissione e il num. di neutroni prodotti per ogni neutrone assorbito nel combustibile. Comparando i valori sopra riportati, si vede che esistono due diverse vie per sfruttare in un reattore nucleare il fenom. della fissione. Una consiste nel rallentare i neutroni che vengono generati a un'energia media di 2 MeV fino a un'energia per cui abbiano più elevata probab. di compiere una fissione; l'altra nel concentrare l'elem. fissile in misura notevole, ed allora, anche se la probabilità di fissione è bassa, l'aum. eccezionale di nuclei fissili presenti consente di stabilire una reaz. a catena autosostenentesi anche con neutroni veloci. Il primo concetto viene adottato nei *reattori termici*, i quali, almeno nel caso di reattori di potenza, sono ad U naturale oppure ad U leggermente arricchito in  $^{235}\text{U}$  (massimo  $3 \div 3,5\%$ ). Nei *reattori veloci* si sfrutta invece l'altro criterio; le fissioni che avvengono in essi sono dovute quasi esclusivam. ai neutr. veloci, data l'assenza del moderatore, e l'U fissile presenta arricchimenti dell'ordine del  $12 \div 20\%$ . Esiste poi una categoria di *reattori intermedi* (detti anche *epitermici*) in cui i neutr. compiono fissioni ad en. intermedie; si tratta però di reattori che non hanno avuto successo. I reattori termici sono quelli che hanno raggiunto allo stato attuale la maturità industriale. Essi sono costituiti da due componenti fondam.: il combustibile e il moderatore.

**Tabella 5.**

Energia <i>E</i> (eV)	Sezioni d'urto <sup>(1)</sup> (barn)			<i>ν</i>	<i>η</i>
	<i>σ<sub>c</sub></i>	<i>σ<sub>f</sub></i>	<i>σ<sub>d</sub></i>		
	Uranio 233				
2 · 10 <sup>6</sup> 0,025	0,29 54	2,69 527	— ≅13	2,57 2,51	2,32 2,28
	Uranio 235				
2 · 10 <sup>6</sup> 0,025	0,43 112	1,78 585	5 10	2,50 2,47	2,01 2,07
	Plutonio 239				
2 · 10 <sup>6</sup> 0,025	0,44 280	1,91 748	3,7 9,6	2,96 2,89	2,40 2,10

<sup>(1)</sup> I valori di  $\sigma$  a 2 MeV sono valori medi nella gamma di energie in cui avviene la fissione veloce. Le misure che hanno utilità pratica vengono generalm. eseguite su  $\nu$  ed  $\eta$  (O.1.2.7).

#### 1.3.2 Fattore di criticità

La progettaz. neutronica di un reattore ha lo scopo di trovare un'opportuna combinaz. dei mat. presenti nel reattore stesso, tale da renderlo critico. Per critico si intende un reattore in cui la reaz. a catena si autosostenga senza bisogno di interventi dall'esterno e senza dar luogo a divergenza, nel qual caso il num. delle fissioni crescerebbe nel tempo con conseg. aumento della potenza generata.

Il parametro che indica di quanto un reattore si discosta dalla suddetta condizione di criticità è il *fattore di criticità*  $k$  (O-1.6.1). In un reattore esattamente critico si ha:  $k = 1$ .

#### 1.3.3 Coefficiente di moltiplicazione infinito

In un reattore formato soltanto dal combust. e dal moderatore, il primo per esempio sotto forma di barre cilindriche disposte secondo un reticolo regolare (fig. 19), e privo di riflettore (reattore

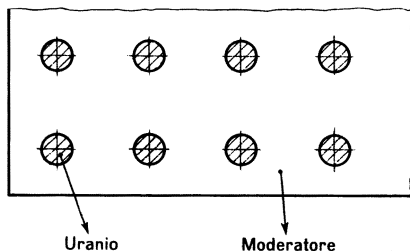


Fig. 19. Reticolo combustibile-moderatore per un reattore termico.

nudo), il fattore  $k$  dipende sia dalle caratterist. del combust. e del moderatore, sia dalle loro proporzioni e dalla geometria secondo cui sono disposti; dipende inoltre dalla probab. che ha un neutrone di sfuggire all'est. senza essere utilizzato, condizione, quest'ultima, determinata dalle dimens. compless. del reattore e cioè dal rapporto fra la sua superf. est. e il suo volume.

Il fattore di criticità  $k$  è perciò il prodotto di due coefficienti, il primo dei quali, non dipendendo dalle dimens. del reattore stesso, viene calcolato per un reattore supposto infinito ed è chiamato coeff. di moltiplicazione infinito  $k_{\infty}$ , mentre il secondo fornisce la probab.  $P$  che un neutrone ha di non sfuggire al contorno del reattore stesso, ossia la percent. di neutroni che restano all'interno del reattore:  $k = k_{\infty} P$ . Essendo  $P$  una funzione nota delle dimensioni geometriche del reattore (O-1.3.5 e tab. 6), dall'uguaglianza  $k_{\infty} P = 1$  si possono ricavare le dimens. che deve avere il reattore per essere critico, una volta calcolato  $k_{\infty}$ , che dipende dalla struttura (ma non dalle dimens.) del sistema. In una matrice come quella di figura 19, il calore generato nel combust. viene asportato generalmente per convezione forzata, facendo circolare un fluido refrigerante nello spazio anulare tra il combust. e il moderat. (O-1.4.1, 2 e 3). Il refrig. può avere effetti sensibilissimi su  $k_{\infty}$ ; di essi occorre tenere conto.

### 1.3.4 I fattori del coefficiente di moltiplicazione infinito

Per il calcolo di  $k_{\infty}$ , occorre seguire le vicende di un neutrone generato da una fissione nel reattore, supposto infinito. Il neutrone nascente ha un'energia media di 2 MeV, e quindi ha una certa probabilità di fissionare l' $^{238}\text{U}$  se questo, come di solito avviene, è presente, producendo due o tre altri neutroni. Questa probab. è assai bassa, tuttavia non trascurabile. In un reattore eterogeneo (in cui cioè l'uranio non è finemente disperso nel moderatore) il rapp. fra i neutroni presenti dopo le fissioni veloci e prima è dell'ordine di  $1,01 \div 1,05$ . Questo rapp. è chiamato *fattore di fissione veloce*, e si indica con il simbolo  $\epsilon$ . Per un neutrone iniziale generato da una fissione si hanno perciò  $\epsilon$  neutroni veloci. Questi ultimi fuoriescono dall'U e, in pochi urti, vengono rallentati dal moderatore. Può avvenire però che fra un urto e un altro attraversino una barra di combustibile, nel qual caso vengono facilmente catturati dall' $^{238}\text{U}$ , data la sezione di cattura particolarm. elevata nell'intervallo  $1000 \div 5 \text{ eV}$  (v. fig. 7). La probabilità, per un neutrone durante il rallentamento, di sfuggire alla risonanza, si indica con  $p$  ed è chiamata *fattore di trasparenza alle risonanze*.

In ultima analisi, gli  $\epsilon p$  neutroni, per neutrone iniziale, vengono rallentati fino alla zona termica. Avendo considerato il reattore infinito, la sorte ultima degli  $\epsilon p$  neutroni è quindi quella di venir catturati. Si definisce allora un *fattore di utilizzazione termica*  $f$ , calcolato come rapp. fra il num. di neutroni termici assorbiti dall'U e il num. di neutroni termici comunque catturati. Quindi dall'U vengono assorbiti  $\epsilon p f$  neutroni per neutrone iniziale di fissione. A sua volta l'assorbim. nell'U può avvenire sotto forme diverse: cattura nell' $^{238}\text{U}$ , cattura nell' $^{235}\text{U}$ , fissione dell' $^{235}\text{U}$ . Chiamando  $\Sigma_f/\Sigma_a$  il rapporto fra il numero di neutroni che producono fissione nell' $^{235}\text{U}$  ed il numero totale comunque assorbito nell'U, si hanno per neutrone iniziale  $\epsilon p f (\Sigma_f/\Sigma_a)$  fissioni termiche. In ciascuna fissione nell' $^{235}\text{U}$  viene mediam. prodotto un numero di neutroni  $\nu = 2,47$  (O-1.3.1, tab. 5). Ponendo  $\eta = \nu (\Sigma_f/\Sigma_a)$ , definito quindi come numero di neutroni di fissione per



neutrone termico comunque assorbito nell'U, si hanno, in ultima analisi,  $\epsilon p \eta$  neutroni di fissione per neutrone originario di fissione. Si ha cioè  $k_{\infty} = \epsilon p \eta f$ .

I fattori  $\epsilon$ ,  $p$ ,  $f$  ed  $\eta$  possono essere definiti per una struttura qualsiasi, anche molto complicata, nel modo seguente:

$$\epsilon = \frac{\text{numero di neutroni che oltrepassano la soglia di fissione veloce}}{\text{numero di neutroni generati in una fissione}}$$

$$p = \frac{\text{numero di neutroni che pervengono in zona termica}}{\text{numero di neutroni che hanno superato la soglia di fissione veloce}}$$

$$f = \frac{\text{numero di neutroni termici catturati nel combustibile}}{\text{numero di neutroni termici comunque catturati dalla struttura}}$$

$$\eta = \frac{\text{numero di neutroni veloci prodotti per fissione del combustibile}}{\text{numero di neutroni termici catturati nel combustibile}}$$

### 1.3.5 Parametro di criticità e dimensioni critiche

I quattro fattori che costituiscono il coeff. di moltiplicaz. infinito sono valutab. mediante teorie fisico-matematiche, alcune molto approssim. ma che consentono rapidi calcoli per una progettaz. di massima, altre più precise. Il fattore  $k_{\infty}$ , può variare, a seconda del tipo di reattore, fra 1,05 e 1,40. La probab. di non fuga  $P$  è funz. sia delle caratter. del reticolo sia delle dimensioni del reattore stesso. Queste compaiono tramite il cosiddetto param. di criticità geom. (*buckling*), che si indica con  $B^2$ .  $B^2$  è legato direttam. alle dimensioni del nocciolo del reattore (nel caso non abbia riflettore, **O-1.3.6**), dalle formule indicate nella tabella 6.

**Tabella 6. Parametri di criticità per alcuni tipi di nocciolo.**

Tipo di nocciolo	Parametro di criticità
Cilindro di raggio $R$ e altezza $H$	$B^2 = \left(\frac{2,404}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$
Sfera di raggio $R$	$B^2 = \left(\frac{\pi}{R}\right)^2$
Parallelepipedo di dimensioni $L, M, N$	$B^2 = \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{M}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{N}\right)^2$

Ponendo  $k = \epsilon p \eta f P = 1$  e tenendo conto delle espressioni di  $P = P_r \cdot P_t$  in funzione di  $B^2$ , che seguono, si ricava il valore del buckling  $B^2$ , e conseguentemente, tramite la tabella 6, risolvendo per tentativi, le dimensioni che deve avere il reattore per essere critico. La probabilità  $P$  che i neutroni hanno di evitare la fuga dalla struttura del reattore può essere scomposta nel prodotto di due fattori. Il primo, che misura la probabilità che i neutroni hanno di evitare la fuga durante il tempo  $t_r$  di rallentamento (**O-1.2.10**), verrà indicato con  $P_r$  e per reattori termici non riflessi (**O-1.3.6**) è calcolab. mediante l'espress. approssimata:  $P_r = e^{-\tau B^2}$  ove  $\tau$  è l'età di Fermi relativa ai neutroni termalizzati (**O-1.2.10**, tab. 4) in  $\text{cm}^2$  e  $B^2$  il parametro di criticità geometrica in  $\text{cm}^{-2}$ .

Il secondo fattore che misura la probab. che i neutroni, ormai termalizzati, hanno di evit. la fuga durante il tempo  $t_d$  di diffusione (**O-1.2.10**) verrà indicato con  $P_t$ . Esso è esprimibile con la relaz. approssimata:  $P_t = 1/[1 + L^2 B^2 (1 - f)]$  ove  $L^2$  è il quadrato della lunghez. di diffusione relativa al moderatore (**O-1.2.10**, tab. 4) espressa in  $\text{cm}^2$  e  $f$  il fattore di utilizz. termica del reattore. Il termine  $L^2 (1 - f)$  rappresenta, in prima approssimaz., il quadrato della lunghez. di diffus. dei neutroni nella struttura del reattore (composto di combustibile e moderatore) e può essere indicato

con il simbolo  $L_r^2$ . Noto il coeff.  $k_\infty$ , può quindi essere calcolato il corrisp. valore del fattore di criticità  $k$  mediante l'espressione:

$$k = \frac{k_\infty e^{-\tau B^2}}{1 + L_r^2 B^2}$$

*Esempio:* un sistema eterog. U nat.-grafite del tipo di quello di figura 19 costituisce il nocciolo di un reattore term. senza riflettore, avente forma cubica di spigolo  $S$ . Calcolare il valore minimo che  $S$  deve avere perché il sistema possa diventare critico, assumendo un fattore di trasparenza alle risonanze  $p = 0,88$ , un fattore di fissione veloce  $\epsilon = 1,03$  e un fattore di utilizzaz. termica  $f = 0,91$ . Se il sistema fosse di dimens. infin. sarebbe caratterizz. da un coeff.  $k_\infty = \epsilon p f \eta = 1,03 \cdot 0,88 \cdot 0,91 \eta = 0,825 \eta$ . Essendo  $\eta = \nu \Sigma_f / \Sigma_a$ , si ottiene per l'isotopo 235 dell'U (tabella 5)  $\nu = 2,47$  e  $\sigma_f = 582$  barn; da tabella 2 si ha  $\Sigma_a = 0,367 \text{ cm}^{-1}$  per l'U nat. e  $4,783 \cdot 10^{22}$  atomi/cm<sup>3</sup> complessivi di cui lo 0,71% (**O-1.2.8**) sono gli isotopi fissili 235. Risulta quindi  $\Sigma_f = \sigma_f N$  (**O-1.2.5**) in cui  $N = 0,0071 \cdot 4,783 \cdot 10^{22}$  atomi/cm<sup>3</sup> disponibili per la fissione termica. Si ottiene:

$$\eta = 2,47 \cdot 582 \cdot 10^{-24} \cdot 0,0071 \cdot 4,783 \cdot 10^{22} / 0,367 = 1,33$$

e quindi:

$$k_\infty = 0,825 \cdot 1,33 = 1,09725$$

Dovrà essere:

$$k = k_\infty \frac{e^{-\tau B^2}}{1 + L_r^2 B^2} = 1$$

in cui  $L_r^2 = (1-f) L^2$  essendo  $L$  la lungh. di diffusione dei neutroni term. nella grafite,  $\tau$  l'età di Fermi termica e  $B^2$  il parametro di criticità. Da tabella 6, ponendo  $L = M = N = S$  (geometria cubica), si ottiene  $B^2 = 3 (\pi/S)^2$  e quindi:

$$k_\infty \frac{e^{-3\tau(\pi/S)^2}}{1 + 3 (1-f) L^2 (\pi/S)^2} = 1$$

Da tab. 4 si ha, per la grafite:  $\tau = 350 \text{ cm}^2$ ,  $L = 50 \text{ cm}$ . Da cui:

$$\frac{1}{1,09725} = \frac{e^{-3 \cdot 350 (\pi/S)^2}}{1 + 3 (1-0,91) 50^2 (\pi/S)^2} = \frac{e^{-1050 (\pi/S)^2}}{1 + 675 (\pi/S)^2}$$

che, risolta per tentativi, fornisce il valore  $S = 426,8 \text{ cm}$ . Per tale valore il sistema risulterebbe esattamente critico. In pratica, per il funzionamento le dimensioni dovranno essere maggiori. Con uno spigolo  $S = 500 \text{ cm}$  per es., si otterrebbe un valore  $k = 1,0254$ , cioè un eccesso di reattività a freddo di 2477 pcm (**O.1.6.2, 3, 4**).

### 1.3.6 Reattori omogenei e reattori eterogenei

Salvo alcuni casi, in cui l'U è miscelato nel moderatore<sup>(1)</sup> sotto forma di sale solubile o di sospensione insolubile (reattori omogenei), esso è introdotto nel reattore sotto forma di barre o lastre piane, che devono essere incamiciate da un materiale che catturi poco i neutroni, per evitare sia la fuoriuscita dei prodotti di fissione, che sono radioattivi, sia reazioni chimiche o di corrosione fra il combustibile e le altre sostanze presenti nei reattore (reattori eterogenei). Il materiale

<sup>(1)</sup> Con una miscela omogenea di U naturale e grafite, il valore max ottenibile per  $k_\infty$  è circa 0,8; per quanto grandi siano le dimensioni del reattore, esso non raggiungerà mai la criticità. Concentrando invece l'U naturale in barre come, per es., in figura 19, se queste hanno un diametro dell'ordine di 2 cm e sono distanziate di almeno 10 ÷ 15 cm, si ottengono facilim. valori di  $k_\infty > 1$ , a parità di rapporto fra quantità di U e di grafite impiegati nella miscela. Con moderatori migliori della grafite, in miscela omogenea si possono ottenere valori di  $k_\infty > 1$ , ma di molto poco rispetto all'equivalente sistema eterogeneo. Per tale ragione i reattori omogenei a U contengono generalmente U arricchito (**O-1.3.1**).

d'incamiciatura, con le sue pur deboli catture, va pure messo in conto nel bilancio neutronico del reattore stesso. Nel reattore può inoltre essere presente un refrigerante, diverso dal moderatore, delle cui proprietà si deve tener conto, unitamente a quelle dei materiali che delimitano i canali entro cui tale refrigerante scorre. Un effetto positivo ha la presenza di un riflettore, che in genere circonda il nocciolo del reattore (così viene chiamata la zona in cui si trovano il combustibile e il moderatore); esso ha la funzione di rimandare entro il nocciolo i neutroni che tenderebbero a sfuggire all'esterno. Dovendo essere in grado di interagire con i neutroni senza catturarli, il riflettore richiede le stesse proprietà del moderatore ed è appunto costituito dagli stessi materiali.

Per non ingenerare confusione nel seguito (**O-1.6.1**, e) si tenga presente che la distinzione qui fatta fra reattore omogeneo ed eterogeneo tien conto solo del fatto che combustibile e moderatore siano intimamente e uniformemente miscelati o siano invece disposti in zone del nocciolo fra loro ben distinte. Dal punto di vista della cinetica neutronica e delle funzioni di distribuz. invece (**O-1.6.3**) anche in un reattore qui classific. come omog. la presenza di una barra di controllo o di un canale refrigerante costituisce delle inevitabili eterogeneità.

### 1.3.7 Rapporti di conversione

Dopo che il reattore ha funzionato per un periodo sufficientem. lungo, anche con tutti gli elem. di controllo estratti (**O-1.6.3**) il fattore di criticità  $k$ , per effetto degli avvelenam. (**O-1.6.6**) e della distrutz. di mat. fissile, scende sotto l'unità e il reattore non può più funzionare. La lunghez. di questo periodo, se il reattore funziona a potenza cost., dipende dalla reattività (**O-1.6.1**) disponib. all'inizio, ma anche dalla quantità di Pu prodotto nel reattore stesso. Per questo motivo si definisce quindi una grand. caratter. di ogni reattore: il *rapporto di conversione iniziale*. Esso fornisce il rapp. fra il num. di nuovi nuclei fissili prodotti per unità di tempo nell'istante iniziale di funzionam., e il num. di nuclei fissili consumati nella medesima unità di tempo. Il rapp. di conversione iniziale può variare nei reattori di potenza normali, fra 0,6 e 0,9. Il Pu formatosi, come l' $^{235}\text{U}$ , può fissionarsi e catturare i neutroni: quindi si ha un bilancio in cui da un lato entra il Pu continuam. prodotto dall' $^{238}\text{U}$  e dall'altro esce quello comunque distrutto; a un certo punto i due termini del bilancio si equivalgono e la quantità di Pu presente tende ad un valore di saturazione. Di conseg. varia nel tempo il rapp. di conversione e diviene utile definire anche un *rapporto di conversione integrale* fra il numero di nuovi nuclei fissili presenti alla fine del funzionam. del nocciolo e il numero di nuclei fissili, inizialm. presenti, comunque bruciati. Questo rapporto fornisce un bilancio finale, immediatam. traducibile in termini econom.; esso, nei reattori termici, varia di solito fra 0,3 e 0,7.

### 1.3.8 Reattori rigeneratori

Sarebbe desiderabile che il rapp. di conversione integrale fosse pari all'unità, o addirittura  $>1$ . Nel caso dell' $^{235}\text{U}$  e del  $^{239}\text{Pu}$ , con neutroni termici si generano mediamente poco più di 2 nuovi neutroni (**O-1.3.1**, tab. 5): uno è destinato a mantenere la reaz. a catena di fissione, e, perché almeno un altro sia catturato dall' $^{238}\text{U}$ , occorre limitare le perdite, al contorno o per catture in altri mezzi, in modo che mediam. si assorbano 0,07 e 0,10 neutroni rispettivam. Perdite così basse sono impossib. soprattutto a causa della presenza dei prodotti di fissione.

Se si costruisce un reattore veloce, privo cioè di moderatore, e con un refrigerante che normalm. è Na liquido, che non rallenta i neutroni, questi vengono tutti assorbiti dal materiale fissile ad alte energie, dove, essendo per il  $^{239}\text{Pu}$   $\eta = 2,40$ , vi è un più largo margine per le perdite; queste sono d'altra parte ridotte perché le sez. di cattura dei prodotti di fissione diminuiscono notevolm. a queste energie. Con reattori veloci a base di Pu si prevede oggi di arrivare a rapp. di conversione integrale di 1,50. Con l' $^{233}\text{U}$  è invece possib. realizzare rapp. di conversione integrali sup. all'unità anche in zona termica.

Il tempo richiesto perché in questi tipi di reattore, chiamati *rigeneratori*, si formi complessivam. un eccesso di mater. fissile equival. a quello iniziale, è detto *tempo di raddoppiamento*. A titolo orientativo, per reattori veloci funzionanti con U e Pu a potenze specif. di  $\approx 1000$  kW (termici) per ogni kg di Pu, con un fattore di utilizzaz. dell'impianto (**O-1.7.1**) dell'80%, il tempo di raddopp. è di  $15 \div 20$  anni.

## 1.4 TECNOLOGIA DEI REATTORI NUCLEARI

### 1.4.1 Combustibili nucleari e guaine

Gli elementi fissili impiegati nei reattori nucleari sono:  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ; nuclei fertili sono  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ . Una prima distinz. può essere fatta fra i comb. usati in forma solida e quelli usati in forma liquida. Nei primi i prodotti di fissione sono trattenuti per la mass. parte all'interno dei comb. stessi, mentre nei secondi possono entrare in circolaz. nell'impianto. I comb. solidi sono oggi preferiti poiché rimandano il problema dello smaltim. dei prodotti di fissione a un impianto di trattam. non necessariam. legato col reattore. Tali elem. fissili e fertili possono essere usati sotto forma metallica, di ossidi, di carburi, in lega con parecchi altri elem. come Cr, Zr, Mo, Nb, Si, Al e in dispers. intermetalliche. Le corrisp. caratter. fisiche variano notevolmente al variare della composiz. chimica. In tabella 7 sono indicate le caratter. fisiche dei più usati comb. nucleari. I combustibili solidi, per evitare sia la circolaz. dei prodotti di fissione generati in superficie (per una profund. di  $5 \div 10 \mu\text{m}$ ) sia l'esposiz. diretta all'azione corrosiva del moderatore o del refrigerante, sono ricoperti da una guaina protettiva la quale deve unire a una bassa cattura neutronica buone proprietà termomecc. e chimiche. In tabella 8 sono elencati i materiali più usati con le corrispondenti caratteristiche. Combustibile e guaina possono essere a diretto contatto più o meno forzato, oppure possono essere fra loro legati metallurgicam. Il complesso comb.-guaina, completo e sigillato alle estremità, si chiama *elemento di combustibile* (fuel element  $\varnothing$ ). Più elem. di comb. possono essere collegati fra loro per costituire i *gruppi di combustibile* (fuel assemblies). Ciò viene fatto normalm. per dare maggiore robustezza mecc. all'insieme.

La distribuz. di temp. negli elementi di comb. è retta dalle leggi della trasmiss. del calore per conduzz. con generaz. interna di potenza:

$$c_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + q(x, y, z)$$

dove  $c_p$  = calore specifico del materiale;  $\theta$  = temperatura (misurata a partire da uno zero convenzionale);  $\rho$  = densità;  $t$  = tempo;  $k_x$ ,  $k_y$ ,  $k_z$  = componenti della conducibilità termica nelle tre direzioni;  $q$  = potenza generata per unità di volume.

Nel caso stazionario ( $\partial\theta/\partial t = 0$ ), con materiale termicamente isotropo e omogeneo ( $k_x = k_y = k_z = k$ ), in cui la conducibilità termica non varia con la temperatura, si ha  $\nabla^2 \theta + q/k = 0$ , dove  $\nabla^2$  è l'operat. di Laplace. Diamo in tabella 9 la distribuz. delle temp. per le geom. più significative dei combustibili nucleari, quali si ottengono dall'ultima equaz. con le condiz. al contorno indicate. Quando si vuol conoscere la distribuzione di temp. in un materiale che abbia conducibilità variabile con la temperatura con legge nota, bisogna integrare l'equaz. generale. La dipendenza di  $k$  da  $\theta$  e nei *materiali non metallici* ad alte temperature è del tipo:

$$k(\theta) = \frac{A}{B + \theta} + C(273 + \theta)^3$$

in cui  $\theta$  è la temp. in  $^{\circ}\text{C}$  e  $A$ ,  $B$  e  $C$  sono delle costanti. La conducibilità delle leghe a bassa temp. è  $\ll$  di quella dei metalli puri, mentre ad alta temp., i valori tendono a coincidere. La conducib. nei materiali eterogenei segue leggi complesse. Nota la dipendenza di  $k$  da  $\theta$ , integrando l'equaz. generale nel caso di barra cilind. di raggio  $R$ , con temp. superficiale  $\theta_s$  e temp.  $\theta$  a distanza radiale  $r$  dall'asse si ottiene:

$$\int_{\theta_s}^{\theta} k \, d\theta = \frac{q R^2}{4} \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right)$$

Nel caso in esame, data la simmetria cilindrica, il flusso termico è solo radiale e la temp. max  $\theta_m$  si ha per  $r = 0$ ; per  $r = R$ ,  $\theta$  coincide con  $\theta_s$ . Quindi:

$$\int_{\theta_s}^{\theta_m} k \, d\theta = \frac{q R^2}{4}$$

Tabella 7. Costanti fisiche dei più importanti combustibili nucleari.

	Uranio (U)	Plutonio (Pu)	Torio (Th)	Ossido di U <sup>(1)</sup> (UO <sub>2</sub> )	Carburo di U (UC)	Ossido di Th (ThO <sub>2</sub> )
Reticolo cristallino nelle varie fasi	$\alpha$ , ortorombico da temp. amb. a 665,6 °C $\beta$ , tetragonale 665,6 ÷ 771,1 °C $\gamma$ , cubico corpo centrato 771,1 ÷ 1129,8 °C	$\alpha$ , monoclino da temp. ambiente a 122 °C $\beta$ , monoclino corpo centrato 122 ÷ 206 °C $\gamma$ , ortorombico 206 ÷ 319 °C $\delta$ , cubico faccia centrata 319 ÷ 451 °C $\delta'$ , tetragonale faccia centrata 451 ÷ 476 °C $\epsilon$ , cubico corpo centrato 476 ÷ 639,5 °C	$\alpha$ , cubico faccia centrata da temperatura ambiente a 1400 °C. $\beta$ , cubico corpo centrato 1400 ÷ 1700 °C	cubico, tipo CaF <sub>2</sub>	cubico, tipo NaCl	cubico, tipo CaF <sub>2</sub>
Densità a 25 °C (g/cm <sup>3</sup> )	metallo puro 19,04 metallo grezzo 18,7 ÷ 19,0	molto variabile con la fase $\alpha \rightarrow 19,816$ $\epsilon \rightarrow 16,51$	fuso 11,5	teorica 10,95	teorica 13,63	teorica 10,00
Temperatura di fusione (°C)	1129,8	639,5 ± 2	1700 ± 20	2750 ± 40	2350	3220 ± 50
Calore specifico [cal/(mole °C)]	6,649 a 27 °C 11,107 a 627 °C	–	6,59 a 99,3 °C 6,61 a 198,7 °C	15,38 a 27 °C	8,75 a 100 °C	medio tra 0 ÷ 800 °C 15,3
Conducibilità termica [W/(cm °C)]	0,268 a 100 °C 0,356 a 500 °C 0,401 a 700 °C	–	0,377 a 100 °C 0,402 a 300 °C 0,431 a 500 °C 0,452 a 650 °C	0,0837 a 100 °C 0,0419 a 500 °C 0,0335 a 700 °C 0,0209 a 1000 °C	0,251 a 100 °C 0,226 a 500 °C 0,25 a 700 °C	0,0838 ÷ 0,100 a 100 °C 0,0335 ÷ 0,042 a 600 °C 0,0318 a 1200 °C
Coefficiente di dilatazione lineare (10 <sup>-6</sup> /°C)	variabile con la direzione e con la fase ≈ 20	variabile con la direzione e con la fase	12,5 20 ÷ 1000 °C	12,9 20 ÷ 1000 °C	10,5 20 ÷ 1000 °C	9,5 20 ÷ 1200 °C
Modulo di elasticità (kg/mm <sup>2</sup> )	17 960 ÷ 20 790	8400 ÷ 10 000	7000 ÷ 7700	17 500 ÷ 20 500	25 000	13 800
Coefficiente di Poisson	0,20 ÷ 0,25	0,15	0,27 ÷ 0,30	–	–	–
Compatibilità	reagisce violentemente con H <sub>2</sub> O	reagisce in modo analogo all'U	reagisce con H <sub>2</sub> O più debolmente di U e Pu	reagisce lentamente con CO <sub>2</sub> , non reagisce con H <sub>2</sub> O	reagisce violentemente con H <sub>2</sub> O	comportamento chimico analogo ad UO <sub>2</sub>

(1) Le miscele UO<sub>2</sub>-PuO<sub>2</sub> a bassi tenori di PuO<sub>2</sub> (come quelle usate nei reattori di potenza) possono considerarsi di caratteristiche pressoché eguali a quelle dell'UO<sub>2</sub>.

Tabella 8. Proprietà di alcuni materiali usati nei reattori.

	Densità (g/cm <sup>3</sup> )	P. fusione (°C)	P. eboll. (°C)	Coef. expans. cm/cm°C · 10 <sup>-6</sup>	Conduc. termica $\frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C}}$	Carico di rottura a trazione kg/mm <sup>2</sup>	Allung. dopo rot- tura a traz. (%)	Durezza Brinell	Scorrimento viscoso	Sezione di assorbimento termico (barn/atomo)
Berillio fuso	1,85	1284	2967	13,0	0,40	15	0	100	2 · 10 <sup>-7</sup> cm/(cm · h) a 500 °C e 7 kg/mm <sup>2</sup>	0,01
estruso						77	12 ÷ 20			
sinterizzato						23	1			
Magnesio	1,74	650	1103	26	0,40	15 ÷ 18	6	35		0,069
Magnox (1)					0,29	15	8		1,06 · 10 <sup>-3</sup> cm/(cm · h) a 400 °C e 0,25 kg/mm <sup>2</sup>	
Alluminio	2,70	660	2500	23,5	0,50	6 ÷ 12	5 ÷ 60	15 ÷ 50		0,241
SAP (2)	2,7 ÷ 2,8	mole a 660	—	20	0,40	35	10			
Zirconio	6,49	1845	3600	5,85	0,05	34	40	80	1,75 · 10 <sup>-6</sup> cm/(cm · h) a 300 °C e 10 kg/mm <sup>2</sup>	0,185
Zircaloy 2 (3)	6,55	1821	—	5,2 ± 0,6	0,03	46	15	100	0,5 · 10 <sup>-6</sup> cm/(cm · h) a 300 °C e 14 kg/mm <sup>2</sup>	
Molibdeno	10,3	2610	4700	5,1	0,34	46 ÷ 100	40	150 ± 240	rottura a 960 °C dopo 100 ore con 13 kg/mm <sup>2</sup>	2,7
Ferro	7,87	1537	3070	12,1	0,17	28 ± 45	15 ÷ 30	80 ÷ 100		2,62
Nichel	8,9	1453	3000	13,3	0,21	39 ÷ 56	25 ÷ 65	90 ÷ 120	a 540 °C 1% in 10 000 ore	4,6
Acciai inossidabili austenitici									1% in 100 000 ore	dipende dalla composizione
AISI 304 (4) (ricotto)	7,9	1400 ÷ 1455	—	17,3	0,039	59,8	60	150	con 13,3 kg/mm <sup>2</sup>	Nota la composizione e la
AISI 316 (5) (ricotto)	8	1370 ÷ 1400	—	16,02	0,039	56,2	60	150	con 16,8 kg/mm <sup>2</sup>	sezione d'urto di ogni ele-
AISI 347 (6) (ricotto)	7,9	1400 ÷ 1424	—	16,74	0,038	63,3	50	160	con 22,4 kg/mm <sup>2</sup>	mento si ottiene la sezione
										d'urto totale della lega som-
										mando le sezioni parziali per-
										sate sulla composizione per-
										centuale. Per AISI 347 2,86
Grafite (7) nucleare	1,60	sublima a	3,7 ÷ 2,7	—	—	0,56		—		0,0034
	1,70	3650 ± 25	3,6 ÷ 2,7	0,19 ÷ 0,24	0,19 ÷ 0,24	0,81				
	1,75		3,6 ÷ 2,6	0,22 ÷ 0,26	0,22 ÷ 0,26	0,90				

(1) Composizione: vari tipi. Il tipo Magnox A12 inglese: 0,8% Al, 0,01 Be.  
(2) Polvere sinterizzata di alluminio contenente 11% circa di ossido.  
(3) Composizione: 1,2 ÷ 1,7 Sn; 0,07 ÷ 0,20% Fe; 0,05 ÷ 0,15% Cr; 0,03 ÷ 0,08% Ni; 0,010 max % N.  
(4) Carabonito 0,08 max %, cromo 18 ÷ 20%, nichel 8 ÷ 12%.  
(5) Carbonio 0,08 max %, cromo 16 ÷ 18%, nichel 10 ÷ 14%.  
(6) Carbonio 0,08 max %, cromo 17 ÷ 19%, nichel 9 ÷ 13%.  
(7) Tipo prodotto in Francia con le seguenti impurezze: boro 0,1 ppm, molibdeno 10 ppm, vanadio 20 ppm, sodio 5 ppm, calcio 30 ppm, terre rare 0,025 ppm.

In fig. 20 è riportato l'andam. della funzione:  $\int_0^\theta k d\theta$  per l'ossido di uranio  $\text{UO}_2$ . Da tale grafico può essere ottenuto il valore dell'integrale, definito fra due qualsiasi valori  $\theta_s$  e  $\theta_m$  delle temp. min. e max della barra. Si osservi che, moltiplicando per  $4\pi$  i due membri dell'equaz. preced., si ha:

$$4\pi \int_{\theta_s}^{\theta_m} k d\theta = q\pi R^2$$

in cui il secondo membro rappresenta la potenza termica generata per unità di lunghezza (assiale) della barra. Tale valore dipende quindi dalla sola differenza  $\theta_m - \theta_s$  ed è perciò ottenibile direttamente moltiplicando per  $4\pi$  il valore ottenuto dal grafico di fig. 20, indipendentem. dal raggio della barra stessa. Per gli elem. di combust. di  $\text{UO}_2$  l'unica verifica necessaria è che  $\theta_m$  non superi un certo valore. Con temp. superfic.  $\theta_s$  dell'ordine di  $350^\circ\text{C}$  si adotta un val., dell'integrale di  $40 \div 50 \text{ W/cm}$ . Si tenga presente che, per azione combinata del gradiente termico e del bombardam. neutronico,  $k(\theta)$  e il suo integrale diminuiscono durante il funzionam. del reattore perché l' $\text{UO}_2$  si fessura e cambiano le sue proprietà fisiche. Diminuisce anche la sua densità. Il grafico è dato per una densità pari al 95% della densità teorica<sup>(1)</sup>  $\rho_{\text{teor}} = 10,97 \text{ g/cm}^3$ .

Nel caso dell'uranio metallico, la dipendenza di  $k$  dalla temp. è molto meno sensibile. L'ipotesi che  $k$  non dipenda da  $\theta$  porta a errori di qualche % nel calcolo della distribuz. di temperatura.

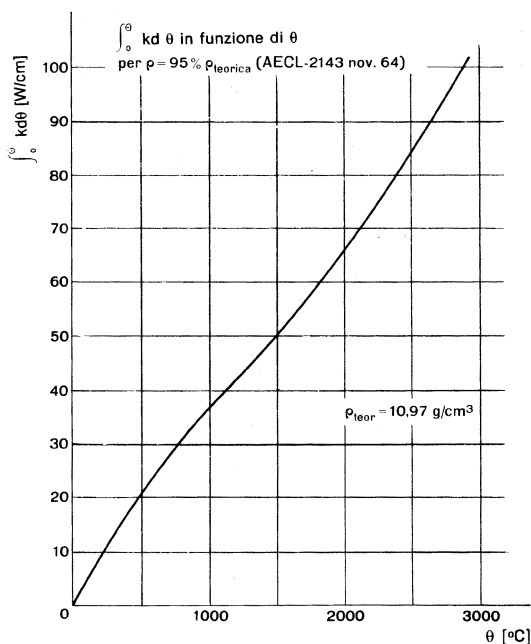
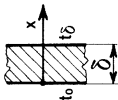


Fig. 20. Integrale di conducibilità per l'ossido di uranio  $\text{UO}_2$ .

<sup>(1)</sup> La densità dell' $\text{UO}_2$  dipende inoltre, sensibilmente, dal processo di fabbricazione.

Tabella 9. Distuibuizione di temperatura.

Geometria	Temperatura				
	Parametro $P$	Condizioni al contorno	Distribuzione della temperatura	Distribuzione media $t_{med}$	Distribuzione massima $t_{max}$
lastra piana spess. $\delta$ 	$\frac{q}{2} \frac{\delta^2}{k}$	$t_0 = t_\delta$	$\frac{t - t_0}{P} = \frac{x}{\delta} - \left(\frac{x}{\delta}\right)^2$	$\frac{t_{med} - t}{P} = \frac{1}{6}$	$\frac{t_{max} - t_0}{P} = \frac{1}{4}$ $\frac{x}{\delta} = \frac{1}{2}$
cilindro pieno raggio $r_0$	$\frac{q}{4k} r_0^2$	$t = t_0 \quad r = r_0$	$\frac{t - t_0}{P} = 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2$	$\frac{t_{med} - t_0}{P} = \frac{1}{2}$	$\frac{t_{max} - t_0}{P} = 1 \quad r = 0$
sfera piena raggio $r_0$	$\frac{q}{6k} r_0^2$	$t = t_0 \quad r = r_0$	$\frac{t - t_0}{P} = 1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2$	$\frac{t_{med} - t_0}{P} = \frac{2}{5}$	$\frac{t_{max} - t_0}{P} = 1 \quad r = 0$

Nomenclatura:  $q$  = generazione di potenza (W/cm<sup>3</sup>);  $\delta$  = spessore (cm);  $x$  = coordinata dello spessore (cm);  $k$  = conducibilità termica (W/cm °C);  $t$  = temperatura (°C).

Nota. Le distribuz. in tabb. 9 e 10 sono ottenute nell'ipotesi che  $k$  non dipenda da  $t$ . Se la dipendenza di  $k$  da  $t$  è nota, nel calcolo delle distribuzioni (param.  $P$  e  $R$ ) si può impiegare un valor medio di  $k$  così definito:

$$k_{med} = \frac{1}{t_{max} - t_{min}} \int_{t_{min}}^{t_{max}} k(t) dt$$

in cui  $t_{max}$  può essere ottenuto da un 1° tentativo.



**Tabella 10. Sforzi termici.**

Geometria e parametro $R$ ( <sup>1</sup> )	Sforzi termici		
	Condizioni al contorno	Distribuzione degli sforzi	Sforzi al centro o sulla superficie interna
lastra piana spess. $\delta$ $\frac{E\alpha}{1-\mu} \cdot q \frac{\delta^2}{4k}$	$t_0 = t_b$	$\frac{\sigma}{R} = \frac{1}{6} - \frac{x}{\delta} + \left(\frac{x}{\delta}\right)^2$	Sforzi sulla superficie esterna $\frac{\sigma}{R} = \frac{1}{6}$
cilindro piano raggio $r_0$ $\frac{E\alpha}{1-\mu} \cdot q \frac{r_0^2}{4k}$	$t = t_0 \quad r = r_0$	$\frac{\sigma_t}{R} = \frac{1}{4} \left[ 3 \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - 1 \right] \quad \frac{\sigma_r}{R} = \frac{1}{4} \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - 1 \right]$ $\frac{\sigma_z}{R} = \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - \frac{1}{2}$	$\frac{\sigma_t}{R} = \frac{\sigma_r}{R} = -\frac{1}{4}$ sull'asse $\frac{\sigma_z}{R} = -\frac{1}{2}$ sull'asse $\frac{\sigma_t}{R} = \frac{\sigma_z}{R} = \frac{1}{2}$
sfera piena raggio $r_0$ $\frac{E\alpha}{1-\mu} \cdot q \frac{r_0^2}{6k}$	$t = t_0 \quad r = r_0$	$\frac{\sigma_t}{R} = \frac{2}{2} \left[ 2 \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - 1 \right] \quad \frac{\sigma_r}{R} = \frac{2}{5} \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 - 1 \right]$	$\frac{\sigma_t}{R} = \frac{2}{5} \quad \frac{\sigma_r}{R} = 0$

(<sup>1</sup>) Vedi nota in tabella 9.  
 $r$  = raggio del cilindro o sfera cm.;  $E$  = mod. di elast. kg/cm<sup>2</sup>;  $\alpha$  = coeff. di espans. termica °C<sup>-1</sup>;  $\mu$  = coeff. di Poisson;  $\sigma$  = sforzo; gli indici  $t, r, z$  si riferiscono alle componenti tangenz., radiali ed assiali.

La distribuz. di temp. nelle guaine si calcola ponendo  $q=0$ ,  $\theta=0$  per un certo valore della coordinata e assumendo le opportune condizioni al contorno della guaina stessa.

$$a) \text{ caso piano} \quad \theta = \frac{W}{k} z \quad \theta_m = \frac{W}{k} \delta$$

$$b) \text{ caso cilindrico} \quad \theta = \frac{W}{k} R_2 \ln \frac{R_2}{r} \quad \theta_m = \frac{W}{k} R_2 \ln \left( 1 + \frac{\delta}{R_1} \right)$$

$$\text{se } \delta \ll R_1: \theta_m \approx \frac{W}{k} R_2 \frac{\delta}{R_1} \approx \frac{W}{k} \delta$$

dove  $W$  = potenza passante per unità di superficie in  $\text{W/cm}^2$ ;  $R_2$  = raggio est. in cm;  $R_1$  = raggio int. in cm;  $\delta$  = spessore in cm. Il salto termico tra superf. est. del comb. e interna della guaina dipende dal tipo di riempim. dell'intercapedine. Se vi è un liquido che bagna le due superfici o se vi è una lega solida, il salto termico sui due contatti è nullo, mentre nell'intercapedine si calcola con le regole precedenti. Se l'intercapedine è riempita con un gas, si ha un salto termico di  $0,5 \div 1^\circ\text{C}$  ogni  $\text{W/cm}^2$  passante.

**1.4.1.1 Sforzi nel combustibile.** La generazione di potenza all'int. del comb. determina un gradiente di temp. che fa nascere sforzi interni di varia natura. Per determinare tali sforzi è necessario conoscere la distribuz. della temp. (tab. 9) entro il solido in esame, risolvendo l'equaz. del calore: si suppone così che tale risoluz. non venga alterata dalle piccole deformaz. prodotte dal nascere degli sforzi. In regime elastico e di proporz. tra sforzi e deformaz., alle deformaz. determinate dal campo termico su ogni cubetto elem. del corpo, supposto libero di dilatarsi termicam. in funz. della temp. locale, si devono sovrapporre le deformaz.  $\epsilon'_x, \epsilon'_y, \epsilon'_z$ , determinate da un opportuno sistema di sforzi, le quali diano un sistema congruente di deformaz.  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ .

$$\epsilon_x = \epsilon'_x + \alpha\theta = \frac{1}{E} [\sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z)] + \alpha\theta \quad \epsilon_y = \epsilon'_y + \alpha\theta = \frac{1}{E} [\sigma_y - \mu(\sigma_x + \sigma_z)] + \alpha\theta$$

$$\epsilon_z = \epsilon'_z + \alpha\theta = \frac{1}{E} [\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] + \alpha\theta$$

$$\gamma_{xy} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{xy} \quad \gamma_{xz} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{xz} \quad \gamma_{yz} = \frac{2(1+\mu)}{E} \tau_{yz}$$

Alle sei equaz. precedenti bisogna aggiungere le tre equazioni di equilibrio e le sei equaz. di congruenza per poter determinare le 15 incognite del problema, cioè le sei componenti degli sforzi (3  $\sigma$  e 3  $\tau$ ), le sei componenti delle deformaz. (3  $\epsilon$  e 3  $\gamma$ ) ed i tre spostamenti  $u, v$  e  $w$ . Applicando tali equazioni alle geometrie già considerate nella tabella delle distribuz. della temperatura e conservando le medesime condizioni al contorno (tab. 9), si ottiene la corrisp. tabella degli sforzi termici (tab. 10). L'U metallico non può essere utilizzato oltre i  $662^\circ\text{C}$  (in realtà assai meno), a causa della transiz. di fase  $\alpha \rightarrow \beta$ , che, alterando la struttura cristallina, introduce deformaz. non isotrope. Si ha quindi un limite sup. nella potenza generata per unità di lunghez. del comb., cui corrisponde una limitaz. al prodotto tra la potenza generata per unità di volume e l'area trasv. dell'elem. di combustibile. Per avere alte potenze specifiche è pertanto necessario ridurre il raggio dell'elemento di comb., con corrisp. aum. del costo di fabbricaz. (**O-1.7.1,b**). Questa limitaz. di temp. può essere superata usando l'ossido di U, il quale può essere impiegato fino a  $1800 \div 2000^\circ\text{C}$ . La potenza generata per unità di lunghez. non varia però in modo apprezzab., poiché l'innalzam. del salto termico nel comb. è compensato dal ridotto valore della conducibilità termica. A parità di raggio dell'elem. di comb., si hanno pot. specifiche circa uguali nel caso di impiego dell'U metallico o dell'ossido di U. La densità dell'ossido, che è circa la metà di quella dell'U metallico, rende pressoché impossib. la sua utilizz. senza un preventivo arricch. di  $^{235}\text{U}$ , salvo che nei reattori moderati con acqua pesante. Notevole vantaggio dell' $\text{UO}_2$  rispetto ad U metallico è quello

di non reagire con l'acqua, garantendo una certa sicurezza di funzionam. anche in caso di rottura dell'incamiciatura del combustibile. L'impiego del Pu metallico nei reattori è praticamente impossibile a causa dei numerosi cambiam. di fase cristallina; d'altra parte l'utilizz. dei suoi composti è ancora in fase sperimentale. La forte emiss. di particelle  $\alpha$  da parte del Pu impone severe precauz. nella lavoraz. e sistemi di contenim. estrem. sicuri, con conseg. negative sul costo dell'impianto. L'incamiciatura del comb., oltre a richiedere mater. che conservino una buona resist. mecc. alla temp. di esercizio, consentano una efficace transmiss. del calore, non si alterino sotto irraggiam., ed abbiano naturalm. buone prop. nucleari, non deve essere porosa, per trattenere i prodotti di fissione gassosi, e non deve reagire con il refrigerante con cui è a contatto. A basse temp. viene solitamente usato l'Al, la cui sez. di cattura neutronica è molto bassa, ma che reagisce ad alta temp. con l'acqua. A più elevate temp. (200 °C) sono utilizzabili leghe Al-Ni, mentre a contatto con refrigerante organico è sempre possibile utilizzare Al. Per elevate temperature e con CO<sub>2</sub> si presta bene il Be; dal punto di vista term. e chim. esso presenta però notevoli inconven.; in partic. come mat. incamiciante è eccessivam. poroso. Con acqua a temperature non superiori ai 300 °C, da un punto di vista tecnico il materiale migliore è la lega Zircalloy-2. Essa ha una trascurab. cattura neutronica, buone propr. term. e mecc., e non presenta eccessivi fen. di corrosione. In contatto con Na fino a 600 °C (per i reattori veloci) è utilizzato l'acciaio inossidabile. Quando il refrigerante è CO<sub>2</sub>, si possono usare leghe ad alto tenore di Mg, per esempio il Magnox, che può essere impiegato fino a 450 °C, in condiz. di quasi plasticità. Nei reattori refrigerati con He ad alta temperatura (750 ÷ 800 °C), progetto Dragone europeo e HTGR (**O-1.8.6**) americano, viene usata la grafite come mat. di rivestim. del comb. e come mat. strutturale. Nel progetto HTGR il combustibile è costituito da minutissime sfere (200 ± 50  $\mu$ ) di dicarburo di Th e U fortem. arricchito ricoperte da un doppio strato di carbone pirolitico e immerse in cilindri di grafite.

### 1.4.2 Moderatori

Per le caratteristiche di moderazione v. **O-1.2.10**; per le caratt. fisiche la tabella 4. L'acqua naturale ha buone proprietà moderanti, ma la sez. di cattura neutronica dell'H è suff. alta da non consentire di raggiungere la criticità con U naturale. L'acqua pesante, oltre ad essere un buon moderatore, non cattura praticam. neutroni. Essa può quindi essere usata con U naturale. Il suo prezzo, però, è piuttosto elevato. Questo fatto impone un rigoroso controllo delle perdite, inevitabili in un circuito di refrigerazione. Particolare cura va inoltre posta nell'evitare, per quanto possibile, una contaminaz. dell'acqua pesante, soprattutto da parte di umidità (**O-1.2.10**, tab. 4) là quale, arricchendola in H leggero, ne declassa la qualità. La grafite è un discreto moderatore; se di notevole purezza presenta una cattura neutronica sufficientem. bassa per permetterne l'utilizz. con U naturale. Sublimando a 3650 °C la grafite può essere impiegata a temp. altissime; le limitaz. in questo campo sono imposte dai mat. con cui si trova a contatto. Il Be, pur presentando buone propr. nucleari, ha diversi inconven.; è velenoso, fragile ed assai costoso, e non se ne prevede un impiego. Fra i composti organici la scelta è ristretta al difenile (C<sub>12</sub>H<sub>10</sub>), al terfenile (C<sub>18</sub>H<sub>14</sub>), o ad una loro miscela. Queste sost. hanno il vantaggio di un elevato punto di ebollizione (255 °C per il difenile a press. atm.), discrete propr. term. e di essere chimicam. inattive con la maggior parte dei mat. strutturali. In tal modo si eliminano i problemi di corros. ed è possibile adoperare le sost. organiche in reattori di potenza sia come moderatori sia come refrigeranti, senza ricorrere ad elevate pressioni. Un inconven. notevole è invece la polimerizz. del difenile e del terfenile per effetto delle radiazioni.

### 1.4.3 Refrigeranti

La distribuzione assiale del flusso neutronico lungo l'elemento di combustibile (fig. 21) è data dall'equaz.  $\phi = \phi_c \cos(\pi z/H_e)$  (il massimo del flusso è nel centro dell'elemento) dove  $\phi_c$  = flusso neutron. al centro del nocciolo;  $H_e$  = lungh. estrapolata<sup>(1)</sup> del flusso neutronico (dipende dall'efficienza del riflettore) (**O-1.3.6**);  $H$  = alt. effettiva del nocciolo;  $z$  = coordinata di riferimento.

<sup>(1)</sup> Il valore di  $\phi$  viene considerato nullo a una distanza di circa  $0,7\lambda_{tr}$  dal confine tra un mezzo diffondente e il vuoto;  $\lambda_{tr}$  è il libero cammino medio del trasporto nel mezzo diffondente (**O-1.2.10** e tab. 4).

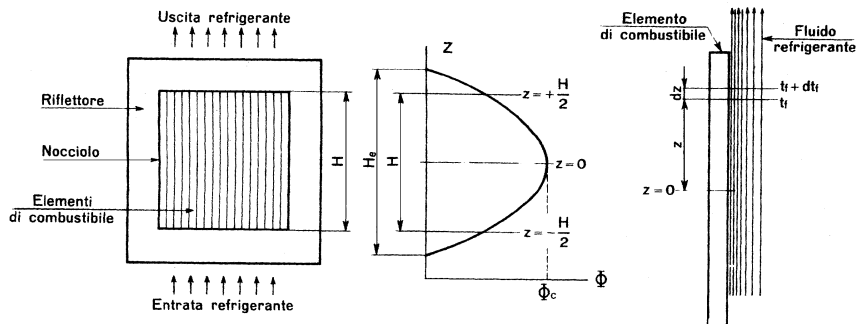


Fig. 21. Distribuzione assiale del flusso neutronico nel nocciolo.

Nell'ipotesi in cui il fluido refrigerante scorra verso l'alto, attraverso il nocciolo, lambendo gli elementi di combustibile studiamo la distribuz. assiale di temp. supponendo che il coeff. di scambio termico tra la guaina del comb. ed il refrigerante non vari con la temp. e così pure la conducib. termica del comb. e della guaina e le prop. fisiche del refrigerante. Essendo la sez. del combustibile costante, la generaz. di potenza per unità di volume, per  $|z| \leq H/2$ , avrà lo stesso andamento assiale del flusso neutronico  $q = q_c \cos(\pi z/H_e)$ , mentre per  $|z| > H/2$  si ha  $q = 0$ . La distribuzione assiale della temperatura del fluido risulta allora:

$$t_f = t_{f1} + \frac{q_c A_c H_e}{\pi C_p \dot{m}} \left( \sin \frac{\pi z}{H_e} + \sin \frac{\pi H}{2 H_e} \right)$$

dove  $\dot{m}$  = portata di massa del refrigerante per ogni elemento di combustibile;  $C_p$  = calore specifico del refrigerante;  $A_c$  = area della sezione dell'elemento;  $t_f$  = temperatura del fluido alla coordinata  $z$ ;  $t_{f1}$  = temperatura del fluido in ingresso. La distribuz. assiale della temp. superf. della guaina risulta

$$t_c = t_{f1} + q_c A_c \left[ \frac{H_e}{\pi C_p \dot{m}} \left( \sin \frac{\pi z}{H_e} + \sin \frac{\pi H}{2 H_e} \right) + \frac{1}{h C} \cos \frac{\pi z}{H_e} \right]$$

dove  $h$  = valore medio del coefficiente di convezione tra guaina e refrigerante;  $C$  = lunghezza della circonferenza della guaina. La temp. max della guaina si ottiene sostituendo nell'equaz. preced. a  $z$  il valore  $z_c = (H_e/\pi) \tan^{-1}(h C H_e/\pi C_p \dot{m})$ . L'andam. della temp. sulla superf. int. della guaina e all'int. del combustibile si ottiene sommando all'equazione preced. le equazioni del paragrafo O-1.4.1 per le varie geom. del combustibile.

In figura 22 sono rappresentate le distribuz. assiali della temp. in un caso tipico:  $t_f$  = temp. refrigerante;  $t_c$  = temp. esterna guaina;  $t_s$  = temp. interna guaina;  $t_m$  = temp. del combustibile lungo l'asse. Il coeff. di trasmis. di calore tra la superf. della guaina ed il fluido refrigerante, il cui valore medio è stato indicato con  $h$ ,  $\vartheta$  dipende dalle propr. fisiche del fluido e dalle sue condiz. dinamiche di flusso. Per determinare tale coefficiente al variare del tipo di refrigerante e di geometria si usano alcune correlazioni tra numeri dimensionali. Elenchiamo (tab. 11) quelli di maggior interesse. Ricordiamo che nel caso di geometrie non circolari si definisce un diametro equivalente  $D_e = 4 A/P$ ; dove  $A$  = sezione libera del condotto;  $P$  = perimetro bagnato dal fluido corrispondente a tale sezione. In caso di fluidi scorrenti tra due pareti piane parall.  $D_e \approx$  al doppio della distanza tra le pareti.

Il significato dei simboli adottati in tabella 11 è:

$D$  = diametro equiv. del condotto percorso dal refrig., cm  
 $\rho$  = densità del refrigerante, g/cm<sup>3</sup>

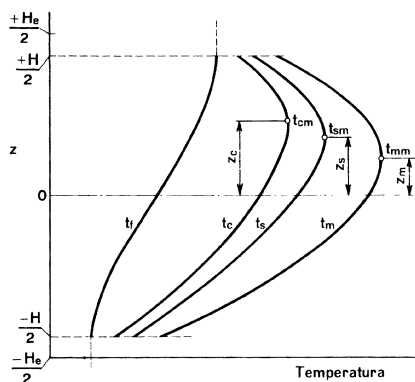


Fig. 22. Distribuzione assiale delle temperature del nocciolo.

Tabella 11. Numeri adimensionali.

Nome	Gruppo	Simbolo	Osservazioni
Numero di Grashof	$\frac{D^3 \rho (\rho g \beta) (\vartheta_s - \vartheta_f)}{\mu^2}$	$N_{Gr}$	Rapporto fra il prodotto delle forze di galleggiamento e d'inerzia e il quadrato delle forze viscosse.
Numero di Graetz	$\frac{G D c_p}{k} \cdot \frac{\pi}{4} \frac{D}{L}$	$N_{Gz}$	Uguale al $N_{pe}$ eccetto che viene considerato l'effetto d'imbocco. Diviso per $\pi/4$ si indica con $N'_{Gz}$ .
Numero di Nusselt	$\frac{h D}{k}$	$N_{Nu}$	Rapporto fra gradienti di temperatur.
Numero di Peclet	$\frac{G D c_p}{k}$	$N_{pe}$	$= N_{Re} \cdot N_{Pr}$ . Rapporto tra il calore trasmesso per convezione e quello trasmesso per conduzione.
Numero di Prandtl	$\frac{C_p \mu}{k}$	$N_{Pr}$	Rapporto tra diffusività molecolare ( $\mu/\rho$ ) e diffusività termica ( $k/c_p \rho$ ).
Numero di Rayleigh	$\frac{D^3 c_p \rho (\rho g \beta) (\vartheta_s - \vartheta_f)}{\mu k}$	$N_{Ra}$	$= N_{Gr} \cdot N_{Pr}$ .
Numero di Reynolds	$\frac{G D}{\mu}$	$N_{Re}$	Rapporto tra le forze d'inerzia e quelle viscosse.
Numero di Stanton	$\frac{h}{G c_p}$	$N_{St}$	$= N_{Nu} / (N_{Re} \cdot N_{Pr})$ . Rapporto fra velocità di trasmissione del calore alla parete e velocità di asportaz. del calore per convezione.
Numero di Weber	$\frac{D \rho u^2}{\sigma}$	$N_{We}$	Rapporto tra forze di inerzia e forze di tensione superficiale.

$c_p$  = calore spec. a press. cost. del refrig., cal/(g °C)

$g$  = acceleraz. di gravità, cm/s<sup>2</sup>

$\beta$  = coeffic. di dilataz. termica del refrig., °C<sup>-1</sup>

$\vartheta_s$  = temperatura della superficie del condotto a contatto col fluido, °C

$\vartheta_f$  = temperatura del fluido refrig., °C

$\mu$  = viscosità del fluido refrig., g/(cm s) (= poise)

$L$  = lunghezza (assiale) del condotto, cm

$u$  = velocità del refrig., cm/s

$k$  = conducibilità termica del refrig., watt/(°C cm)

$h$  = coefficiente di convez. tra guaina e refrig., watt/(cm<sup>2</sup> °C)

$G$  = portata specifica di massa del refrig. (moltiplicando  $G$  per l'area della sez. di passaggio del fluido si ottiene la portata  $\dot{m}$  di massa del refrig.) =  $\rho u$ , g/(cm<sup>2</sup> s)

$\sigma$  = tensione superficiale, erg/cm.

Nel caso di convezione forzata valgono le seguenti considerazioni.

a) Per gas o liquidi poco viscosi (con viscosità non superiore al doppio di quella dell'acqua a temp. ambiente) fluenti all'interno di un condotto a sezione costante in situazione di moto turbolento, con  $10\,000 \leq N_{Re} \leq 120\,000$  e  $0,7 \leq N_{Pr} \leq 120$ ,  $L/D > 60$  si ha  $N_{Nu} = 0,023 N_{Re}^{0,8} N_{Pr}^n$  (i parametri fisici sono valutati alla temp. media del fluido); dove:  $n = 0,4$  se il fluido viene riscaldato;  $n = 0,3$  se il fluido viene raffreddato.

b) Per fluidi nei quali la viscosità cambia sensibilmente con la temp., con numeri di Prandtl anche molto elevati ( $0,7 \leq N_{Pr} \leq 16\,700$ )  $N_{Si} = 0,023 (N_{Re})^{-0,2} (N_{Pr})^{-2/3} (\mu_f/\mu_s)^{0,14}$  dove tutti i param. fisici, meno  $\mu_s$ , che è calcolato alla temp. della parete, vanno valutati alla temp. media del fluido.

c) Nel caso di scambio termico attraverso la parete interna di un condotto anulare con  $D_e$  = diam. esterno e  $D_i$  = diam. interno,  $(N_{Nu})_{\text{film}} = 0,020 (D_e/D_i)^{0,5} (N_{Re})_{\text{film}}^{0,8} N_{Pr\text{film}}^{1/3}$ ; tutti i param. fisici sono calcolati alla temp. media del film fluido in moto laminare lungo la parete del condotto.

d) Nel caso di condotto anulare con trasmiss. di calore dalla sola parete est., possono essere applicate in modo soddisf. le correlaz. valide per condotti cilindrici, se l'intercapedine non è troppo sottile.

e) Nel caso di refrigeraz. con metalli liquidi l'effetto di pura conduz. attraverso il fluido e di mescolam. sono dello stesso ordine di grand. per valori del numero di Peclet pari a 1000; non è quindi lecito, per  $N_{Pe} < 1000$ , introdurre il diametro equivalente come parametro geometrico caratteristico, poiché il profilo delle temp. nei condotti risulta notevolm. diverso dal profilo delle velocità. Ogni geometria richiede una opportuna correlaz. Per i condotti a sez. circolare di lung. infinita, supponendo costante il flusso termico attraverso la parete  $N_{Nu} = 7 + 0,025 N_{Pe}^{0,8}$  con i param. fisici del liquido corrisp. alla temp. media nel tubo (pesata sulla distribuz. effettiva). È valida anche per la lega Na-K. Nel caso di condotti non circolari o comunque non simmetrici rispetto a un asse non sono stati sviluppati metodi per la valutaz. della distribuz. della temp. o del trasferimento di calore nel fluido. Elenchiamo (tab. 12) alcune caratteristiche dei refrigeranti più usati.

*Esempio.* Determinare il coefficiente di convez.  $h$  tra guaina del comb. e refrig. in un canale termovettore percorso da acqua pressurizzata alla velocità  $u = 1,25$  m/s a una temperatura (media lungo il condotto) di 260 °C. Il diam. equiv. del canale è  $D = 1,15$  cm. Dalla tab. 11 e dalla correlaz. al paragr. a) si ottiene ( $n = 0,4$  poiché l'acqua viene riscaldata):

$$\frac{h D}{k} = N_{Nu} = 0,023 (N_{Re})^{0,8} (N_{Pr})^{0,4}$$

da cui, con riferim. alla tab. 12, essendo per l'acqua a 260 °C  $\rho = 0,784$  g/cm<sup>3</sup>,  $\mu = 0,001056$  g/cm s,  $k = 6 \cdot 10^{-3}$  W/(°C cm),  $c_p = 5$  J/(g °C),  $N_{Pr} = 0,87$ , si ottiene:

$$h = 0,023 \frac{6 \cdot 10^{-3}}{1,15} \left( \frac{0,784 \cdot 125 \cdot 1,15}{0,001056} \right)^{0,8} (0,87)^{0,4} = 1,20 \text{ W/(cm}^2 \text{ °C)}$$

**Tabella 12. Caratteristiche fisiche dei refrigeranti.**

Fluido	Temp. (°C)	Densità (g/cm <sup>3</sup> )	Cal. (°) specifici cal/(g °C)	Viscosità centipoise (°)	Cond. (°) termica cal/(°C cm s)	Num. di Prandtl
Elio (He) (press. = 1 bar)	-17,78	$*1,92 \cdot 10^{-4}$	1,24	$1,6963 \cdot 10^{-2}$	$3,224 \cdot 10^{-4}$	0,65
	93,33	$1,328 \cdot 10^{-4}$	1,24	$2,2022 \cdot 10^{-2}$	$4,009 \cdot 10^{-4}$	0,68
	204,44	$1,02 \cdot 10^{-4}$	1,24	$2,6486 \cdot 10^{-2}$	$4,753 \cdot 10^{-4}$	0,69
	315,56	$0,832 \cdot 10^{-4}$	1,24	$3,0057 \cdot 10^{-2}$	$5,332 \cdot 10^{-4}$	0,70
	426,67	$0,704 \cdot 10^{-4}$	1,24	$3,4000 \cdot 10^{-2}$	$5,704 \cdot 10^{-4}$	0,74
	537,78	$0,608 \cdot 10^{-4}$	1,24	$3,7490 \cdot 10^{-2}$	—	—
	815,56	$0,448 \cdot 10^{-4}$	1,24	$4,7020 \cdot 10^{-2}$	—	—
Anidride carb. (CO <sub>2</sub> ) (press. = 1 bar)	-17,78	$*2,112 \cdot 10^{-3}$	0,184	$1,3094 \cdot 10^{-2}$	$3,141 \cdot 10^{-5}$	0,77
	37,78	$1,728 \cdot 10^{-3}$	0,203	$1,5624 \cdot 10^{-2}$	$4,133 \cdot 10^{-5}$	0,77
	93,33	$1,472 \cdot 10^{-3}$	0,216	$1,8153 \cdot 10^{-2}$	$5,166 \cdot 10^{-5}$	0,76
	260,00	$1,008 \cdot 10^{-3}$	0,247	$2,4849 \cdot 10^{-2}$	$8,183 \cdot 10^{-5}$	0,75
	537,78	$6,624 \cdot 10^{-4}$	0,280	$3,4224 \cdot 10^{-2}$	$13,140 \cdot 10^{-5}$	0,73
	815,56	$4,928 \cdot 10^{-4}$	0,298	$4,2556 \cdot 10^{-2}$	$17,350 \cdot 10^{-5}$	0,73
Acqua (liquida in presenza di vap. sat.)	21,11	$99,68 \cdot 10^{-2}$	0,998	0,9791	$1,434 \cdot 10^{-3}$	6,82
	37,78	$99,20 \cdot 10^{-2}$	0,998	0,6815	$1,504 \cdot 10^{-3}$	4,52
	65,56	$97,92 \cdot 10^{-2}$	1,000	0,4345	$1,587 \cdot 10^{-3}$	2,74
	93,33	$96,16 \cdot 10^{-2}$	1,000	0,3050	$1,629 \cdot 10^{-3}$	1,88
	148,89	$91,68 \cdot 10^{-2}$	1,030	0,1875	$1,632 \cdot 10^{-3}$	1,18
	204,44	$85,76 \cdot 10^{-2}$	1,080	0,1354	$1,574 \cdot 10^{-3}$	0,929
	260,00	$78,40 \cdot 10^{-2}$	1,190	0,1056	$1,442 \cdot 10^{-3}$	0,87
	315,56	$67,84 \cdot 10^{-2}$	1,510	0,0863	$1,206 \cdot 10^{-3}$	1,08
Sodio (Na)	93,33	$92,80 \cdot 10^{-2}$	0,33	0,6993	0,2058	0,011
	204,44	$90,08 \cdot 10^{-2}$	0,32	0,4315	0,1918	0,007
	371,11	$85,92 \cdot 10^{-2}$	0,31	0,2827	0,1728	0,005
	537,78	$81,92 \cdot 10^{-2}$	0,30	0,2083	0,1562	0,004
	704,44	$77,76 \cdot 10^{-2}$	0,30	0,1786	0,1426	0,0037
Difenile (C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> ) <sub>2</sub>	93,33	$97,28 \cdot 10^{-2}$	0,42	0,9999	$3,224 \cdot 10^{-4}$	13,02
	204,44	$88,32 \cdot 10^{-2}$	0,56	0,3720	$3,017 \cdot 10^{-4}$	6,90
	315,56	$78,40 \cdot 10^{-2}$	0,65	0,2083	$2,108 \cdot 10^{-4}$	6,42
	426,67	$65,44 \cdot 10^{-2}$	0,69	0,1413	$2,480 \cdot 10^{-4}$	3,93
	482,22	$55,36 \cdot 10^{-2}$	0,69	0,1205	$2,356 \cdot 10^{-4}$	5,53

(°) 1 centipoise =  $10^{-2}$  g/cm s.

(°) Per passare ai joule moltiplicare per 4,18.

\* Per pressioni diverse da quella atmosferica la densità dei gas è naturalmente funzione di essa (proporzionale, salvo deviazioni dovute al non perfetto comportamento).

I refrigeranti devono avere buone propr. termiche e non catturare neutroni in grande misura; per questo motivo con U naturale si preferisce non usare acqua leggera. Una soluz. soddisfacente è quella di usare acqua in ebollizione o miscele acqua-vapore, dove, alle buone proprietà di trasferim. del calore, si aggiunge la dens. ridotta del refrigerante, che si traduce in una diminuz. delle catture neutroniche. Con U naturale, per ora, il refrigerante più comune rimane quello gassoso, in particolare CO<sub>2</sub>, che associa discrete prop. term. e nucleari; quando è usata con moderatore di grafite, la sua temp. è limitata a 500 °C oltre la quale non si riesce a inibire la reaz. fra CO<sub>2</sub> e grafite. A temp. più elevate del refrigerante (700 ÷ 800 °C), raggiunte nei reattori a gas di tipo avanzato, si deve necessariamente ricorrere all'He. Con U arricchito è d'uso comune l'acqua, sia in pressione che in ebolliz. Tentativi sono stati fatti anche con metalli liquidi, quali Na e leghe

Na-K. Esse hanno buone propr. term. e non richiedono l'uso di press. elevate, come l'acqua. Tuttavia il Na presenta problemi non trascurabili di corros. e inoltre reagisce in maniera esplosiva con l'acqua. Per questo motivo, onde evitare un'ipotetica reaz. di Na radioattivo, come è sempre quello in circolaz. nel reattore, con l'acqua nello scambiatore di calore, è necessario introdurre nell'impianto tre circuiti: uno primario, nel reattore, a Na liquido, che cede calore a un secondo circuito pure al Na, che a sua volta vaporizza l'acqua che circola in un terzo circuito: questo naturalm. costituisce un aggravio nel costo di impianto e una perdita di rendim. term. Viceversa l'uso del Na o di leghe Na-K è preferibile nei reattori veloci, dove le potenze specifiche sono elevate e i neutroni non devono essere rallentati. Anche sost. organiche vengono usate come refrigerante; oltre alla funzione abbinata refrigerante-moderatore, si pensa di utilizzarle solo come mezzo refrigerante, il che diminuirebbe notevolmente le quantità di reintegro necessarie.

#### 1.4.4 Schermi termici e biologici

Il problema delle schermature di un reattore, per proteggere l'area circostante sia dal flusso neutronico disperso sia dalle radiazioni  $\gamma$ , viene risolto con due tipi di schermi: uno schermo *termico*, destinato ad assorbire una certa parte di raggi  $\gamma$  per evitare che vadano a riscaldare le parti dell'impianto est. al nocciolo del reattore e uno schermo *biologico* per la protezione del personale. Il primo è generalmente costituito da lastre di acciaio che circondano il nocciolo, mentre il secondo, che deve essere in grado di rallentare e catturare neutroni nonché di assorbire i raggi  $\gamma$ , è costituito da cemento convenzionale.

### 1.5 TECNOLOGIA DEI MATERIALI SOTTOPOSTI A IRRADIAZIONE

#### 1.5.1 Generalità

Dal punto di vista della progettaz. di un reattore sorgono problemi di due tipi: definiz. della specie e della intens. della radiaz. nella quale è immerso un certo compon., e valutaz. del cambiamento di propr. provocato dalla radiaz. nelle diverse classi di materiali. La vita media di progetto degli elem. strutturali di un reattore è di circa venti anni, mentre quella del comb. è di un ordine di grandezza inferiore. L'irraggiament. al quale un mat. è sottoposto viene misurato in modo completo mediante la densità o il flusso di particelle di tipo e di spettro definiti in cui esso è immerso istante per istante. Le dosi neutroniche sono espresse attraverso il flusso integrato  $n \cdot v \cdot t$ , dove  $n$  = densità di neutroni,  $v$  = velocità,  $t$  = intervallo di tempo, oppure in neutroni/cm<sup>2</sup> o in MWd/t, unità intesa come quantità di calore prodotto per unità di massa (t) di combustibile; 1 MWd = 24 000 kWh<sup>(1)</sup>. Altra unità di dose è il tasso (o rapporto) di combustione (*burn-up-ratio*), espresso in percento o come frazione dell'unità e definito come frazione degli atomi fissionati rispetto a tutti gli atomi inizialmente presenti. Con U naturale metallico, assumendo un'energia di fissione pari a 192 MeV, si hanno le equivalenze: 1% di combustione =  $4,8 \cdot 10^{20}$  fissioni/cm<sup>3</sup> =  $2,8 \cdot 10^{21}$   $n \cdot v \cdot t$  = 9000 MWd/t.

#### 1.5.2 Combustibili nucleari

In essi il danneggiament. è molto più vistoso degli altri materiali per la partecipaz. dei frammenti di fissione, i quali, durante il rallentam., dissipano una grande quantità di energia e una volta rallentati, rimangono entro il combustibile come impurezze. Quelli tra essi che sono gassosi, inducono formaz. di bolle e di porosità.

1) L'U metallico presenta cambiam. notevoli in alcune propr. che sono in gran parte legati alla forte anisotropia del reticolo:

a) *instabilità dimens. per irraggiament.*: determina cambiam. di forma e distorsioni riconducibili agli allungam. e accorciament. che si manifestano nel monocristallo di U  $\alpha$  sottoposto a irraggiament.;

<sup>(1)</sup> MWd corrisponde approssimativamente al consumo di 1 g di combustibile. Il consumo effettivo è però > a causa delle catture neutroniche non fissive.



b) *instabilità dimens. per ciclaggio termico*: piccole variaz. di temp. sono suff. a indurre deformaz. plastiche che determinano cambiam. dimens. perman. anche notevoli;

c) *rigonfiamento per irradiaz. (swelling)*: i prodotti di fissione gassosi (xeno e cripto) tendono a raccogliersi in bolle che ingrossano e coalescono con conseguente aumento di volume del comb. sino a fessuraz. e fuga dei gas contenuti.

Questo tipo di danneggiam. è il più restrittivo per la vita del combustibile.

Si può in generale affermare che un elem. di U metallico non legato è metallurgicam. assai danneggiato dopo aver prodotto circa  $2000 \div 3000$  MWd/t. Comportam. notevolm. migliore al rigonfiam. mostrano l'U migliorato (U metallico con aggiunte di Al comprese tra 400 e 1200 p.p.m., con 300 p.p.m. di ferro e  $\approx 600$  p.p.m. di carbonio), le leghe U-Mo, UPu-Mo, che possono raggiungere i 10 000 MWd/t, le leghe U-Zr al 10%. I metalli leganti intervengono in percent. tali da stabilizzare la fase cristallina e diminuire il danneggiamento senza variare le caratteristiche fisiche del metallo base.

2) L'ossido di U: il danneggiam. è notevolm. minore, potendosi raggiungere facilim. tassi di combustione fino a 35 000 MWd/t ed oltre senza apparenti danni. Il rilascio<sup>(1)</sup> dei gas di fissione decresce all'aumentare della dens. del comb. ed è notevolm. < per comb. con proporz. stechiom. dei suoi componenti. Esiste una relazione semiempirica, valida per un elem. cilindrico di  $\text{UO}_2$  a temp.  $\Phi_c > 1600$  °C (dens.  $\geq 10,5$  g/cm<sup>3</sup>, la quale, relativam. a un periodo  $t_0$  di tre anni, assegna un valore superiore per il rilascio  $f_0$  dei gas di fissione

$$f_0 \% < \frac{0,5 \int_{\theta_s}^{1000 \text{ } ^\circ\text{C}} k \, d\theta + 10 \int_{1000 \text{ } ^\circ\text{C}}^{1300 \text{ } ^\circ\text{C}} k \, d\theta + 60 \int_{1300 \text{ } ^\circ\text{C}}^{1600 \text{ } ^\circ\text{C}} k \, d\theta + 95 \int_{1600 \text{ } ^\circ\text{C}}^{\theta_c} k \, d\theta}{\int_{\theta_s}^{\theta_c} k \, d\theta}$$

dove  $\theta_s$  e  $\theta_c$  sono rispettivamente la temperatura alla superficie e al centro dell'elemento. Per  $\theta_c$  generico si ha invece:

$$f_0 \% < \frac{\int_{\theta_s}^{\theta_c} n(\theta) k \, d\theta}{\int_{\theta_s}^{\theta_c} k \, d\theta}$$

in cui:

$n(\theta)$	$\theta$
0,5	< 1000 °C
10	1000 ÷ 1300 °C
60	1300 ÷ 1600 °C
95	> 1600 °C

Si pensa inoltre che il rilascio  $f$  dopo un tempo  $t \leq t_0$  possa essere convenientemente correlato ai valori  $f_0$ ,  $t_0$  secondo una dipendenza del tipo  $f = f_0 (t/t_0)^{1/2}$  valida comunque per rilasci inferiori

<sup>(1)</sup> Si definisce *rilascio*  $f_0$  in % la frazione di gas di fissione che, rispetto alla quantità totale prodotta, fuoriesce dalle bolle provocando il danneggiamento (cricche, fessurazioni del combustibile, sollecitazioni meccaniche tra combustibile e guaina ecc.). La rimanente quantità  $1 - f_0$  rimane in soluzione solida o in bolle nel combustibile senza produrre danno meccanico.

al 30%. Con  $\theta_s = 400$  °C, si ha, dal grafico di fig. 20:

$\theta_c$ °C	$\int_{400}^{\theta_c} k d\theta$ W/cm	rilascio di gas di fiss. in 3 anni %
1000	19,5	0,5
1300	27,0	3,13
1600	36,0	17,30
1900	45,3	33,35
2200	56,3	45,35

In gen. si prevede nel dimensionam. dell'elem. di comb. un volume libero, distribuito o concentrato in punti opportuni, dove possa raccogliersi tale gas affinché la pressione da esso esercitata non porti a rottura l'incamiciatura.

3) Carbuo di U: il rilascio dei gas di fissione è minore nel carbuo che nell'ossido poiché possiede una più alta conduttività termica e una temperatura di fusione comparabile.

### 1.5.3 Moderatori e refrigeranti

**1.5.3.1 Grafite:** dal punto di vista del progetto di un reattore interessano princip. i seguenti fenomeni: a) accumulo di energia; b) riduz. della conducibilità termica; c) aum. del coeff. di dilataz. termica; d) variaz. dimens. Le curve delle figg. 23 ÷ 30 si riferiscono alla grafite P.G.A. inglese ( $\rho = 1,65 \div 1,75$  g/cm<sup>3</sup>,  $\sigma_a \equiv 4$  millibarn).

a) La maggior parte dell'energia associata con la termalizz. dei neutroni veloci è immagazzinata nel moderatore per lo spostamento degli atomi dalla loro posiz. di equilibrio nel cristallo. Ogni atomo<sup>(1)</sup> viene in media spostato due volte durante la vita del reattore. Tale accumulo di energia diminuisce all'aumentare della temp. d'irradiazione. Se un campione di grafite è portato a una temp. superiore a quella di irradiaz., avviene un rilascio parziale di tale energia (rilascio Wigner), sotto forma di calore. Quando l'energia rilasciata per unità di massa e per grado ( $dE/d\theta$ ) è maggiore del calore spec. del mat., il fen. dell'aumento di temp. diviene autosostenentesi. Nella curva indicata in figura 23, valida per bassi valori della temp. d'irradiaz., tale fen. di instabilità si innesca a  $\theta_1$ , e cessa a  $\theta_2$ , temp. alla quale si ha eguaglianza delle due aree tratteggiate in figura. Come si vede,  $dE/d\theta$  presenta un picco a circa 200 °C ben superiore al calore spec. A temp. d'irradiazione più elevata  $dE/d\theta$ , dopo una salita nel tratto iniziale, assume un valore indep. dalla temp. (fig. 24). Il parametro di ogni curva è espresso in MWd/t.a. dove t.a. sta per «tonnellata adiacente». Si rende necessaria questa denominaz. per il fatto che il danno nel moderatore deve essere riferito a un precisato tasso di combustione del *combustibile*. Si conviene di riferire il danno subito dal moderat. al tasso di comb. che si è raggiunto nel materiale fissile immediatam. *adiacente* al punto in cui il danno si considera. Per caratterizzare ogni curva, si assume il valore  $dE/d\theta$  alla temp. standard di 400 °C. Per evitare che possa nascere una situaz. di incontrollabilità nel rilascio dell'energia immagazzinata è necessario determinare il valore della dose da non superare per impedire che, per un prefissato valore del flusso neutronico a una certa temp., il valore massimo di  $dE/d\theta$  superi quello del cal. specifico del materiale non irradiato.

Per tale calcolo è necessario introdurre il concetto di *temperatura equivalente*. A pari temperatura e a pari dose, il danneggiam. è maggiore in un provino irradiato a un flusso più elevato,

<sup>(1)</sup> L'energia necessaria allo spostamento (dislocazione) di un atomo di grafite dalla sua posizione di equilibrio nel reticolo cristallino è dell'ordine di  $1 \div 2$  eV e dipende dal tipo di grafite impiegato. Il nomogramma di fig. 25 è stato calcolato per due valori  $q_0 = 1,2$  e  $1,58$  eV/atomo.

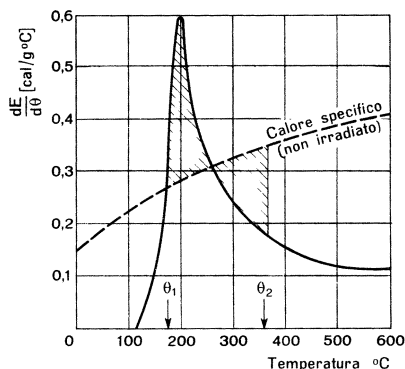


Fig. 23. Curva del «rilascio Wigner» per la grafite.

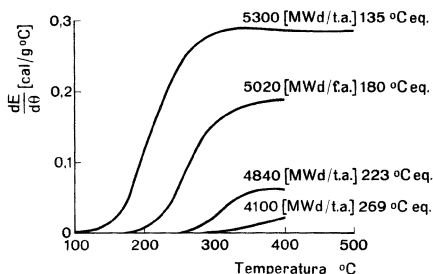


Fig. 24. Rilascio Wigner per la grafite a diverse temperature equivalenti.

poiché vi è minor tempo disponibile per il rinvenim. dei difetti prodotti. Si definisce quindi temp. equiv. quella temp. alla quale il provino dovrebbe essere irradiato, a un valore del flusso uguale a quello standard, per avere, a pari dose, lo stesso danno. Dal nomogramma (fig. 25) si può risalire dalla temp. di irraggiamento alla temp. equiv. e alla potenza equiv. per due valori dell'energia di attivazione del difetto.

Nota la temp. equiv., si può determinare il valore della funz.  $R(\theta)$  (fig. 26), la quale, moltiplicata per la dose standard effettiva, permette di conoscere la *dose equivalente*:  $D_e = R(\theta) D$ .

Il valore asintotico di  $dE/d\theta$  a 400 °C è dato da un'unica curva in funzione della dose equiv. (fig. 27). Si può così determinare la dose equiv. corrisp. a un val. max di  $dE/d\theta$  per una certa temp. d'irraggiamento, ovvero determinare la temp. di irraggiamento che permette di raggiungere la dose desiderata senza superare il valore di sicurezza per il  $dE/d\theta$  ( $\approx 0,3$  cal/g °C pari all'80% del calore specifico). Tale accumulo e successivo rilascio energetico, che deve essere preso attentamente in considerazione nei reattori a bassa temp., assume invece minor importanza nei reattori avanzati ad alta temp.

*Esempio.* Un reattore termico avente come combustibile 40 t di  $UO_2$  e moderato con grafite in cui la dislocazione di un atomo nel reticolo richiede un'energia di 1,58 eV, deve funzionare a una potenza cost. di 1000 MW (termici) con il moderatore a 200 °C. Supponendo il reattore nuovo, determinare dopo quanto tempo dall'inizio del funzionamento a potenza nominale comincia il pericolo di «rilascio Wigner», assumendo come margine di sicurezza un valore di  $(dE/d\theta)_{400} = 0,3$  cal/g °C (circa l'80% del cal. spec. della grafite).

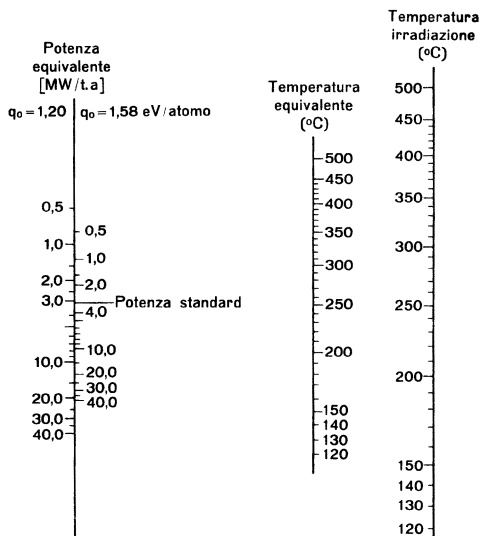
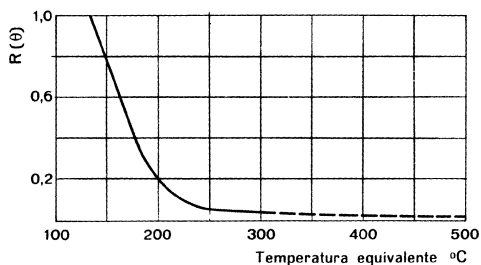


Fig. 25. Nomogramma per il calcolo della temperatura equivalente.

Fig. 26.  $R(\theta)$  in funzione della temperatura equivalente.

Da fig. 27, per  $(dE/d\theta)_{400} = 0,3 \text{ cal/g } ^\circ\text{C}$  si ottiene un valore per la dose equiv.  $D_e = 7000 \text{ MWd/t.a.}$  La potenza equiv. cui riferire il danno nella grafite risulta  $P_e = 1000 \text{ MW}/(40 \text{ t}) = 25 \text{ MW/t.a.}$  Il nomogramma di figura 25, per  $q_0 = 1,58 \text{ eV/atomo}$  e  $P_e = 25 \text{ MW/t.a.}$ , fornisce una temperatura equiv.  $\theta_e = 177 ^\circ\text{C}$  in corrisp. di una temp. di irradiaz. (funzionamento) di  $200 ^\circ\text{C}$ . Dal grafico di fig. 26 si ottiene  $R(\theta) = 0,4$  se  $\theta_e = 177 ^\circ\text{C}$ . La dose pericolosa è quindi  $D = D_e/R(\theta) = 7000/0,4 = 17500 \text{ MWd/t.a.}$  Se  $\tau$ , in giorni, è il periodo di funzionam.;  $P$ , in MW, la potenza svilupp. e  $p_c$ , in t, il peso del combust., si avrà  $D = P \tau/p_c = 17500 \text{ MWd/t.a.}$ , da cui  $\tau = p_c D/P = 40 \cdot 17500/1000 = 700$  giorni. Si rende cioè necessario un rinvenimento della grafite dopo quasi due anni di funzionamento. Gli elementi di combust. dello stesso reattore possono raggiungere un tasso di combustione di  $25000 \text{ MWd/t.}$  Dopo il rinvenimento della grafite, per una riduz. nella richiesta di energia, il reattore dovrà funzionare a una potenza costante pari al 40% di quella nominale. Determinare il valore di temp. cui dovrà lavorare la grafite (si trascurino tutti gli altri effetti dell'irragg.) perché il suo nuovo rinvenim. e la sostituz. degli elementi di combustibile si rendano necessari contemporaneam.;

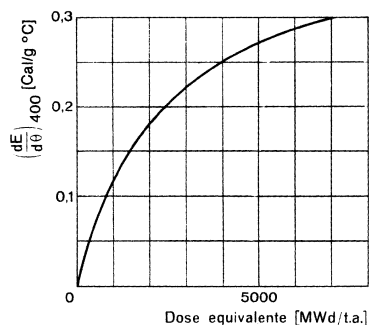


Fig. 27. Valore asintotico di  $(dE/d\theta)_{400}$  in funzione della dose equivalente.

determinare il tempo dopo il quale ciò avviene. Il margine per il tasso di combust. risulta  $25\,000 - 17\,500 = 7500$  MWd/t. Riferendo a tale margine l'accumulo di «energia Wigner» della grafite si avrà  $D = 7500$  MWd/t.a.  $= D_e/R(\theta)$ . Come prima, assumendo per  $(dE/d\theta)_{400}$  un valore di  $0,3$  cal/g °C, si ottiene da fig. 27  $D_e = 7000$  MW/t.a. da cui  $R(\theta) = 7000/7500 = 0,9333$ ; la figura 26 fornisce, per tale valore,  $\theta_e = 138,5$  °C; la potenza equiv. sarà (40% di quella preced.)  $P_e = 0,4 \cdot 25 = 10$  MW/t.a. e dal nomogr. di figura 25 si ottiene  $\theta_{irr} = 150$  °C che è la temp. richiesta.

Con lo stesso signif. dei simboli sarà inoltre  $P = 400$  MW;  $p_c = 40$  t;  $P \tau/p_c = 7500$  MWd/t, da cui  $\tau = 7500 \cdot 40/400 = 750$  giorni.

b) Una diminuz. della conducib. termica dovuta al danneggiam. per irradiaz. provoca un notevole aum. del gradiente di temp. nei blocchi di grafite, il quale genera notevoli sforzi mecc. nella grafite stessa. In figura 28 è riportata la variaz. di conducib. in funz. di  $(dE/d\theta)_{400}$ ;  $k_0$  e  $k$  sono rispettivam. i valori della conducib. misurati a  $30$  °C prima e dopo l'irradiaz.

Noto  $[(k_0/k) - 1]_{30^\circ}$ , si può determinare  $[(k_0/k) - 1_\theta]$  e alla generica temperatura  $\theta$  con la seguente formula:

$$\left(\frac{k_0}{k} - 1\right)_\theta = \frac{F(30^\circ)}{F(\theta)} \left(\frac{k_0}{k} - 1\right)_{30}$$

dove il rapporto  $F(30^\circ)/F(\theta)$  esprime la dipendenza della conducibilità dalla temperatura per grafite non irradiata.

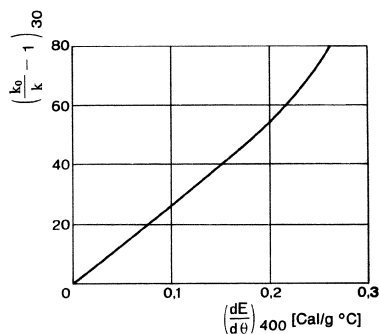


Fig. 28. Variazione della conducibilità termica della grafite in funzione di  $(dE/d\theta)_{400}$ .

c) L'aum. del coeff. di dilataz. term. dipende dalla direzione, se parallela ( $\parallel$ ) o normale ( $\perp$ ) a quella di estrus. dalla dose e dalla temp. d'irradiaz. come si può vedere dalla figura 29.

d) Le variaz. dimens.: sono influenzate dagli stessi param. del difetto precedente (fig. 30). Per un reattore a grafite operante a media temp. bisogna prevedere all'inizio del funzionamento un gioco tra i blocchi di grafite in direz. normale a quelle di estrus. di circa il 3%, mentre invece per un reattore di tipo avanzato si ha una dilatazione molto minore.

**1.5.3.2 Acqua:** impiegata nei reattori nucleari come moderatore e refrigerante, è sottoposta a flussi intensi di radiaz. che, oltre a renderne attivi gli isotopi di base e le eventuali impurezze presenti, la decompongono con produz. di H, O,  $H_2O_2$ . L'H esalta i meccanismi di infragilimento dell'acciaio, l'O libero ne favorisce la corros., miscele di H e O possono dar luogo a reaz. esplosive.

Oltre a disciogliere nell'acqua dell'H perché ne favorisca la reaz. di ricombinaz., è necessario mantenere un opportuno valore del pH, a seconda dei mat., ridurre il contenuto di impurezze a poche parti p.p.m. e far salire la resistività a  $\approx 1 \text{ M}\Omega\text{cm}$ . Queste caratter. vengono ottenute mediante una continua purificaz. del fluido primario in opportuni purificatori (di solito letti di resine scambiatrici di ioni), nei quali viene fatta circolare una modesta fraz. della portata principale. Tale purificaz. è effettuata normalm. raffreddando e depressurizzando il fluido primario.

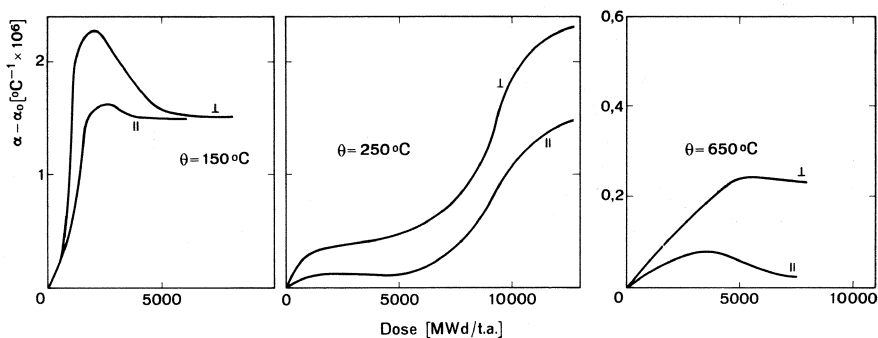


Fig. 29. Variazione del coefficiente di dilatazione termica in funzione della dose.

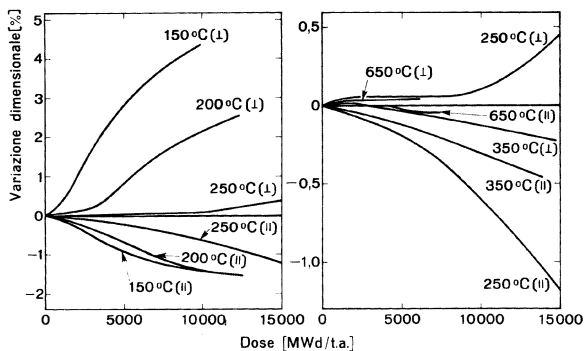


Fig. 30. Variazioni dimensionali in funzione della dose.

**1.5.3.3 Liquidi organici:** i maggiori inconven. sono legati alla loro scarsa stabilità term. e radiativa che incide direttam. sul costo di reintegro o di rigenerazione, sulle proprietà di moderaz. e di scambio termico. La classe dei polifenili sembra presentare tra i mat. organici le caratter. migliori di comportam. Pur tuttavia la produz. di gas di radiolisi (H, metano, etano, vapor d'acqua ecc.) e di polimeri del comp. irradiato (altobollenti, HB, che abbassano generalmente il punto di fusione e, depositandosi, diminuiscono notevolm. il coeff. di scambio termico) ha fino a ora sconsigliato un'applicaz. dei polimeri come moderatori e refrigeranti insieme, lasciando aperta la possib. di un loro impiego come fluido refrigerante nel quale mantenere costante, con un opportuno impianto, la percent. di polimero HB su un valore del 30% circa, limitando così le reaz. di polimerizzazione. Le miscele industriali più diffuse, ottenute da pirolisi del benzene, sono il Santowax OM (miscela 2/1 di orto e metaterfenile, con piccole quantità di difenile e paraterfenile) e il Santowax OR (miscela 115 di orto e metaterfenile con paraterfenile ed altobollenti).

**1.5.3.4 Berillio:** con flussi integrati superiori a  $10^{21}$  nvt il peggioram. delle già mediocri proprietà mecc. è drastico; aumenti nella durezza e nel carico di snervam. del 100%, allungamento a rottura praticam. ridotto a zero, cedim. immediato in prove a flessione rendono estremam. precario l'impiego del mat., non solo come moderatore ma anche come mat. di rivestimento e riflettore.

### 1.5.4 Materiali strutturali metallici

Le principali variabili che influenzano il danno da radiaz. sono: flusso e spettro neutronico, temp. e tempo di esposiz., storia term. e mecc. del materiale (struttura cristallina, dimens. dei grani). L'irradiaz. ad alta temp., aumentando la mobilità dei difetti, riduce il danno. Può pertanto presentarsi nel progetto l'opportunità di un compromesso fra questo e le caratteristiche di resist. mecc. Per quanto riguarda le leghe bisogna notare che la vel. di trasformaz. di uno stato metastabile, congelato a bassa temp., aumenta quando il materiale è irraggiato. Dal punto di vista del progetto tra gli effetti che si hanno sotto irraggiam. possono interessare i seguenti.

a) *Variazioni di dens. e dimension.* A temp. amb. sono state osservate diminuz. di dens. non superiori allo  $0,1 \div 0,2\%$ . Fenom. di instabilità dimension. d'altro lato possono avere un certo rilievo solo in presenza di fasi anisotrope.

b) *Variaz. delle propr. term.* Sia la conducib. sia il coeff. di dilataz. termica sono poco influenzati, mentre maggiori sono le conseg. in irraggiam. a bassa temp. Anche nei metalli, come nella grafite, si ha il fenomeno dell'energia immagazzinata (energia Wigner); tuttavia, a differenza di quella, l'energia raccolta è minore e il rilascio non è improvviso, ma avviene su un ampio intervallo di temp.

c) *Variaz. delle propr. mecc.* Si ha in generale un aumento del carico di rottura  $\sigma_R$  più ancora del limite di snervamento  $\sigma_{sn}$ . L'allungam. a rottura  $A_R$  diminuisce e in modo più vistoso l'allungam. uniforme  $A_u$  (cioè l'allungam. prima della striz. in prove a traz. con carico cost.). Aumenta anche la fragilità e quindi la temp. di transiz. tra fratture fragili e duttili, NDTT (Nil Ductility Transition Temperature), mentre l'energia assorbita al di sopra della stessa temp. si riduce drasticam. L'effetto, piuttosto contenuto nello zirconio e sue leghe, può invece presentare un serio pericolo in recipienti a press. costruiti in acciaio specialm. con flussi integrati sup. a  $10^{19}$  nvt. Alquanto modeste (in aum.) sono le variaz. del mod. di elast. e del coeff. di Poisson. Si può dire in conclus. che metalli e leghe irraggiati diventano più resist., più duri, meno duttili. Per quanto riguarda la vel. di deformaz. viscosa (*creep rate*), questa può diminuire (il caso più frequente) o aumentare in dipendenza dai meccanismi di scorrim. presenti. Sono state osservate diminuz. quando lo scorrim. è controllato da movim. delle dislocaz. (modello Mott) ed aumenti quando lo scorrim. avviene per effetti di trasporto (modello Nabarro). Quest'ultimo caso si presenta talora con alte temp. e carichi molto piccoli.

## 1.6 CONTROLLO DEI REATTORI NUCLEARI

### 1.6.1 Generalità e definizioni

Un nucleo di combustibile, quando catturi un neutr. libero, diviene instabile. Se esso poi si fissiona, vengono liberati più neutr., alcuni dei quali potranno provocare la fissione di altri nuclei di combustibile. I neutr. liberati in seguito alla fissione del nucleo sono veloci. Nei reattori termici (**O-1.3.1**) i neutr. di fissione (veloci) vengono termalizzati dal moderatore. In questi reattori la quasi totalità delle fissioni è provocata da neutr. termalizzati. Le fissioni che avvengono invece nei reattori veloci sono dovute quasi esclusivamente ai neutroni veloci, data l'assenza del moderatore. Una situaz. intermedia esiste nei reattori intermedi. In quanto segue verrà esaminato il comportamento dei soli reattori termici. Per alcuni cenni sul controllo dei reattori veloci vedere alla fine di **O-1.6.10**. Una volta innescata la reazione di fissione a catena (avviamento del reattore; **O-1.6.10**), la possibilità che la popolazione neutronica aumenti nel tempo, rimanga cost., o diminuisca, dipende essenzialm. dalla distribuz. spaziale dei valori della sez. macroscopica (**O-1.2.5**) di cattura fissiva del combust. e della sez. macrosc. di assorbimento totale di tutti i materiali che caratterizzano la struttura fisico-geometr. del nocciolo del reattore (**O-1.3.6**). Il metodo più comunemente usato nell'attuazione dei servomecc. di controllo è quello di agire sul bilancio neutronico (fra neutr. che si liberano per fissione e neutr. che vanno persi ai fini della reaz. per cattura o fuga) con elementi mobili costruiti con materiali assorbitori di neutroni. Generalm. tali elementi vengono introdotti nel nocciolo del reattore sotto forme varie, di dimensioni e numero adeguati alla loro funzione (**O-1.6.3**). La formulazione completa e rigorosa di una teoria cinetica che descriva il comportamento del reattore in seguito al movimento degli organi di controllo porterebbe a equaz. di enorme complessità. Si ricorrerà qui a due ipotesi semplificative: 1) il nocciolo di un reattore termico in equilibrio critico (**O-1.6.1, e**) è un contenitore di *gas neutronico* di dimens. e forma corrispondenti al parametro di criticità geometr.  $B^2$  (**O-1.3.5**); 2) tutti i neutroni che costituiscono la popolaz. neutronica hanno, in modulo, la medesima velocità  $v$ , corrispondente all'energia termica (**O-1.2.4**) e, in direzione, distribuzione isotropa. Si danno le seguenti definizioni.

a) *Vita media neutronica  $l$* . È il tempo durante il quale, in media, un neutr. rimane libero nel reattore. È quindi il tempo che intercorre, in media, fra l'istante in cui un neutr. viene emesso da un nucleo e l'istante in cui esso viene catturato in qualsiasi maniera nel reattore o fugge dal nocciolo senza possibilità di ritorno. A seconda del tipo di reattore, la vita media  $l$  (dall'inglese «life») può variare da  $10 \mu s$  a un ms. Se il reattore è in equilibrio (**O-1.6.1, e**) la vita media è  $l_c$ .

b) *Frazione  $\beta$  di neutroni ritardati*. Non tutti i neutr. vengono liberati all'atto della fissione. In un reattore in equilibrio critico (**O-1.6.1, e**), in cui in un certo ist. vengono liberati complessivamente  $n$  neutr.,  $(1 - \beta) n$  neutr. sono *neutroni pronti* e cioè liberati all'atto della fissione dei nuclei di combustibile, mentre  $\beta n$  sono *neutroni ritardati* e cioè liberati all'atto del decadim. di alcuni nuclei instabili (chiamati *precursori*) che si erano formati nel reattore per effetto di fissioni precedenti. Si può assumere in prima approssimazione che la vita media  $l$  abbia il medesimo valore sia per i neutr. pronti sia per quelli ritardati.

c) *Gruppi precursori*. Molti isotopi instabili, fra i prodotti di fissione, liberano neutr. all'atto del decadim. La miglior rappresentaz. della loro dinamica si ottiene con la suddivisione in sei gruppi (non identificabili con alcun particolare isotopo) ciascuno con una propria abbondanza e una propria costante di decadimento (*v. definiz. seg.*). Indicando con  $\beta_i$  la frazione di neutr. emessa per decadim. dell'isotopo precursore  $i$ -esimo, dovrà essere:

$$\sum_{i=1}^6 \beta_i = \beta$$

d) *Vita media  $\tau_i$  del gruppo precursore  $i$ -esimo*. Indicando con  $c_i$  la concentraz. del gruppo precursore  $i$ -esimo, la vel. di decadim. radioattivo è proporz., tramite una cost.  $\lambda_i$  (detta cost. di decadim.), alla concentraz. stessa  $c_i$ . Si ha cioè  $dc_i/dt = -\lambda_i c_i$ . Supponendo che a un certo ist.  $t = 0$  la concentraz.  $c_i$  abbia il valore  $c_{0i}$  e che, da quell'ist. in poi, non vengano più prodotti nu-



clei del precursore, per integraz. si ottiene  $c_i(t) = c_{0i} e^{-\lambda_i t}$ . Se per *vita* di ogni precursore del gruppo  $i$ -esimo s'intende il tempo che trascorre tra l'istante  $t=0$  e quello in cui il nucleo si disintegra, si può dimostrare che la media di tali intervalli di tempo è data da  $1/\lambda_i$ . La *vita media*  $\tau_i$  del gruppo precursore è quindi data dall'inverso della cost. di decadim.  $\lambda_i$  del gruppo medesimo. Il tempo richiesto perché il numero di atomi del gruppo considerato si riduca a un valore metà a causa del decadim. di metà degli atomi stessi, viene chiamato *tempo di dimezzamento* e indicato con  $t_{i(1/2)}$ . Esso è legato al valore  $\tau_i$  della vita media della relaz.  $t_{i(1/2)} = \log_e 2 \cdot \tau_i = 0,693 \tau_i$ .

e) *Reattore in equilibrio*. Si indichi con  $N(x, y, z, t)$  la densità di neutr. termici in un certo punto del reattore di coordin.  $x, y, z$ , all'istante  $t$  e con  $C_i(x, y, z, t)$  la concentraz. di nuclei precursori del gruppo  $i$ -esimo nello stesso punto e nello stesso istante. Si consideri un reattore le cui caratter. geom. (dimens., posiz. degli organi di controllo) e fisiche (temp. ecc.) non mutano, e in cui si sono smorzati i transitori spaziali e temporali. In tale situazione le sette grandezze  $N$  e  $C_i$  assumono le espressioni

$$\begin{cases} N(x, y, z, t) = \Psi_n(x, y, z) n_0 e^{t/T} \\ C_i(x, y, z, t) = \Psi_i(x, y, z) c_{0i} e^{t/T} \quad (i = 1, 2, \dots, 6) \end{cases}$$

e il reattore dicesi essere *in equilibrio*. Risulta che in un reattore che ha raggiunto l'equil., le sette grandezze  $N$  e  $C_i$  sono il prodotto di una funzione del solo spazio e di un esponenziale, funzione del solo tempo. E cioè: la distribuz. spaziale della densità neutr. e la distribuz. spaziale delle concentraz. dei precursori hanno raggiunto le loro *distribuzioni persistenti*:  $\Psi_n(x, y, z)$  e  $\Psi_{ci}(x, y, z)$  rispettivam. per i neutr. e per i nuclei precursori. Se il reattore è omogeneo le due funzioni coincidono. Ciò non accade se il reattore è eterogeneo (nelle zone occupate dal moderat., per es., non vi possono essere nuclei precursori mentre sono presenti i neutroni). Quanto ora affermato ha senso se ci si intende sul significato di omogeneità (O-1.3.6). Soltanto nell'ipotesi, tecnicamente irrealizzabile, in cui combustib., moderat., refrigerante, riflettore, elementi assorbitori, organi di controllo, ecc., siano mescolati in un'unica fase fisica omogenea le funzioni  $\Psi_n$  e  $\Psi_{ci}$  coincidono. In ogni caso si può dimostrare che, a tutti i fini pratici,  $\Psi_n$  e  $\Psi_{ci}$  coincidono sempre, in un reattore all'equilibrio, in tutte le zone occupate dal combustibile. In luogo delle sette espressioni  $N(x, y, z, t)$  e  $C_i(x, y, z, t)$  si possono considerare ora le sette eqnaz.<sup>(1)</sup> più semplici:

$$\begin{cases} n(t) = n_0 e^{t/T} \\ c_i(t) = c_{0i} e^{t/T} \quad (i = 1, 2, \dots, 6) \end{cases}$$

in cui  $n_0$  è la densità neutronica misurata in un prefissato punto di coordinate  $x_0, y_0, z_0$  del reattore, in un istante in cui l'equilibrio è già stato raggiunto (istante che viene assunto come istante iniziale) e  $c_{0i}$  le sei concentraz. di precursori nello stesso punto del reattore e nello stesso istante. In un reattore in equilibrio, nota la densità neutronica in un generico istante  $t$  nel punto di riferimento, è possibile conoscere, tramite la funz.  $\Psi_n(x, y, z)$ , la densità neutronica nello stesso istante in qualsiasi altro punto del reattore; lo stesso dicasi per quanto concerne le concentraz. dei precursori. La grandezza  $T$  che compare nell'esponenziale ha le dimensioni di un tempo e si chiama *periodo stabile* (o periodo asintotico) del reattore. Se il periodo  $T$  è  $> 0$ , le grandezze  $n(t)$  e  $c_i(t)$  crescono nel tempo e il reattore si trova in *equilibrio sopracritico*; se  $T$  è  $< 0$ ,  $n(t)$  e  $c_i(t)$  decrescono nel tempo e il reattore si trova in *equilibrio sottocritico*; se  $T$  è infinito,  $n(t)$  e  $c_i(t)$  sono costanti e valgono  $n_0$  e  $C_{0i}$ ; in tal caso il reattore è in *equilibrio critico*.

f) *Ciclo neutronico*. Se in un reattore in equil. critico si immagina l'esistenza di un neutrone tipico nel senso che il suo comportamento possa essere assunto eguale al comportamento medio di tutti i neutroni, si può affermare che tale neutrone attraversa le fasi seguenti: liberaz. da un nu-

<sup>(1)</sup> Esse sono una soluzione particolare del sistema di equazioni della cinetica (O-1.6.3) quando in queste ultime si impone  $\rho(t) = \text{cost} = \rho_0$  e  $S_0(t) = 0$ . Vedere anche O-1.6.2.

cleo, esistenza allo stato libero per un tempo  $[l_e]_{\text{crit}}$  (vita media all'equil. crit.), arresto del suo cammino libero nel reattore (per cattura o fuga). Se non esistessero i neutr. ritardati, si potrebbe parlare di un ciclo di eventi che si ripeterebbe a intervalli di tempo pari a  $[l_e]_{\text{crit}}$ . L'esistenza dei neutr. ritard. fa sì che il ciclo neutronico abbia una durata maggiore. Per determinare tale valore si pensi che a ogni decadim. di un generico precursore del gruppo  $i$ -esimo viene liberato un neutrone. Quindi il ritardo con cui, in media, un neutr. ritardato del gruppo  $i$ -esimo viene emesso, rispetto all'istante in cui ha iniziato a esistere il precursore che lo emetterà, è eguale alla vita media  $\tau_i$  del gruppo considerato. Osservando che, in seguito a fissione, si ha liberazione di neutr. di sette tipi: un gruppo di *immediati*, emessi con ritardo nullo, e sei di *ritardati*, emessi con ritardo medio  $\tau_i = 1/\lambda_i$  ( $i = 1, 2, \dots, 6$ ), si può definire un *ciclo neutronico* in cui al tempo  $[l_e]_{\text{crit}}$  viene aggiunto un ritardo mediato sui sei ritardi  $\tau_i$  con *pesi* pari alle frazioni  $\beta_i$  con cui i sei gruppi contribuiscono al ritardo stesso. Il ciclo neutronico può quindi essere definito così

$$C_{ec} = [l_e]_{\text{crit}} + \sum_i^6 \beta_i \tau_i$$

dove gli indici  $ec$  stanno a indicare che la definizione ha senso solo se il reattore è in equil. critico. Se il reattore non è in equil. critico, ma soltanto in equil., il ciclo neutronico, che verrà indicato con  $C_e$ , è diverso da  $C_{ec}$  in quanto la vita media  $l_e$  è una funzione del fattore di criticità  $k$  (O-1.6.1, g). Si può dimostrare che il ciclo di equil.  $C_e$  è dato dall'espressione

$$C_e = k \left( \Lambda + \sum_i^6 \frac{\beta_i T}{1 + \lambda_i T} \right)$$

in cui  $k$  è il fattore di criticità definito in g) e  $\Lambda$  l'invariante definito in 1<sup>(1)</sup>.

La tabella 13 fornisce i valori delle costanti di decadim.  $\lambda_i$ , delle frazioni  $\beta_i$ , dei termini pesati  $\beta_i/\lambda_i$  e dei tempi di dimezzam.  $t_{i(1/2)}$  per i sei gruppi di neutroni ritardati ottenuti da fissione termica di  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ .

I neutr. ritardati, pur nella loro modesta percent. dello 0,264%, 0,65% e 0,21% rispettivamente per  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ , fanno aumentare il ciclo neutronico di equil. da un valore che, per reattori termici, sarebbe al massimo di un ms, in assenza di neutr. ritardati, fino ai valori di  $C_{ec}$  che sono di 50, 86, 38 ms rispettivam., per i tre combustibili considerati. Ciò costituisce un'enorme facilitaz. per il controllo del reattore<sup>(2)</sup>.

g) *Fattore di criticità  $k$* . È un param. numerico il cui valore indica di quanto un reattore in una condiz. prefissata (posiz. degli organi di controllo, temp. ecc.) dista dalla condiz. di criticità. Se in un prefissato punto di un reattore in *equilibrio* all'istante generico  $t$  la densità neutronica è  $n(t)$ , si definisce fattore di criticità  $k$  quel numero che, moltiplicato per  $n(t)$ , fornisce il valore che la densità neutronica acquisterà nel medesimo punto del reattore dopo un tempo pari al ciclo neutronico di equilibrio. Dovrà essere:  $k n(t) = n(t + C_e)$ .

h) *Coefficiente di moltiplicazione istantanea  $k_{\text{ist}}$* . Non va confuso con il fattore di criticità  $k$ ; esso, dal punto di vista dinamico, è definibile tramite le grandezze  $n(t)$  e  $C_e$  soltanto per reattore all'equilibrio; tramite le grandezze  $k_\infty$ ,  $\tau$ ,  $B^2$ ,  $L_r^2$  invece, è *sempre* definito dalla relaz. riportata in O-1.3.5. Se il reattore non è in equilibrio, il ciclo neutronico ha un valore variab. solo da istante a istante, se la perturbazione introdotta dagli organi di controllo non altera sensibilmente nel tempo le funzioni  $\Psi$  di distribuzione; ha un valore variabile anche da punto a punto del reattore se la suddetta perturbaz. ha sensibili effetti sulle funzioni  $\Psi$ . In ogni caso lo studio del coefficiente  $k_{\text{ist}}$  esula dai limiti di questa trattazione. Si tenga solo presente che, se in un reattore a *potenza zero* (O-1.6.3) il fattore di criticità  $k$  rimane costante per un tempo almeno pari a 4 ÷ 5 volte la vita

(1) Se  $T$  è negativo deve sempre essere  $|T| > 1/\lambda_1$  poiché  $C_e$  è sempre  $> 0$  (O-1.6.2, es. 3).

(2) Per qualche tipo di reattore, a potenza elevata, l'affermazione non sempre è vera.

**Tabella 13. Dati sui neutroni ritardati emessi in seguito a fissione termica.**

Nucleo fissile	Indice di gruppo	$t_{i(1/2)}$ (s)	$\lambda_i$ (s <sup>-1</sup> )	$\beta_i$	$\beta_i/\lambda_i$ (s)
<sup>233</sup> U	1	55,00	0,0126	0,000227	0,01801
	2	20,57	0,0337	0,000790	0,02344
	3	5,00	0,1385	0,000665	0,00480
	4	2,13	0,3253	0,000734	0,002256
	5	0,615	1,127	0,0001346	0,0001194
	6	0,277	2,50	0,0000898	0,0000359
Totali <sup>233</sup> U				0,00264	0,0487
<sup>235</sup> U	1	55,72	0,01244	0,0002144	0,01724
	2	22,72	0,0305	0,001424	0,0467
	3	6,22	0,1114	0,001274	0,01143
	4	2,30	0,3013	0,002568	0,00852
	5	0,61	1,136	0,000748	0,000658
	6	0,23	3,013	0,000276	0,0000916
Totali <sup>235</sup> U				0,00650	0,0846
<sup>239</sup> Pu	1	54,28	0,01277	0,0000735	0,00576
	2	23,04	0,0301	0,000628	0,02542
	3	5,60	0,1237	0,000443	0,00358
	4	2,13	0,3253	0,000684	0,00210
	5	0,618	1,121	0,0001806	0,000161
	6	0,257	2,696	0,0000924	0,0000343
Totali <sup>239</sup> Pu				0,00210	0,0370

media del precursore del 1° gruppo ( $\tau_1 = 1/\lambda_1 \cong 80$  s) che è quello a decadimento più lento, il coefficiente  $k_{ist}$  diviene indipendente dallo spazio e dal tempo, coincide con il valore di  $k$  e la distinzione fra  $k$  e  $k_{ist}$  cessa di esistere.

i) *Reattività*  $\rho$ . È definita dall'espressione  $\rho = (k-1)/k$  dove  $k$  è il fattore di criticità. Un reattore sopracritico è caratterizzato dalla condiz.  $k > 1$  oppure  $\rho > 0$ ; un reattore critico da  $k = 1$  oppure  $\rho = 0$ ; un reattore sottocritico da  $k < 1$  oppure  $\rho < 0$ . È importante notare che un reattore critico non è necessariamente in equil. critico, mentre un reattore in equil. critico è sempre un reattore critico. La definizione di criticità non implica infatti nessuna ipotesi sull'andamento nel tempo delle grandezze  $n(t)$  e  $c_i(t)$ ; la definizione di equil. invece presuppone il loro contemporaneo andamento esponenziale nel tempo.

l) *L'invariante*  $\Lambda$ . È possibile dimostrare che il rapporto fra la vita media neutr. all'equil.  $l_e$  e il fattore di criticità  $k$  di un reattore *finito* è una costante fisica che vale  $1/v \sum_f v$  dove  $v$  è il num. di neutr. second. di fissione (**O-1.3.1**, tab. 5) relativo ai neutroni di energia termica,  $\sum_f$  la sez. macrosc. di cattura fissiva del combustibile nel caso di omogeneità del reattore (nel caso di eterogeneità occorre calcolare un valor medio equivalente per il nocciolo) che vale  $\eta \sum_f/v$  (**O-1.3.4**), per il reattore supposto *infinito*, e  $v$  è la velocità dei neutroni termici (ipotesi 2 all'inizio

di **O-1.3.4**). Tale costante viene indicata con  $\Lambda$ . Essa caratterizza un determinato tipo di reattore e in particolare non dipende dalla posizione in cui si trovano gli organi di controllo del reattore stesso. Si ha:

$$\frac{1}{v \Sigma_f v} = \Lambda = \frac{l_e}{k} \quad l_e = k\Lambda$$

da cui si vede che  $\Lambda$  rappresenta il valore della vita media neutronica quando il reattore è all'equil. critico ( $k=1$ ;  $\Lambda=l_{ec}$ ). Se il reattore è all'equil. sopracrit.,  $k > 1$  ed  $l_e > \Lambda$ ; i neutroni rimangono quindi più a lungo liberi nel reattore provocando un numero crescente di fissioni e la popolazione neutronica aumenta nel tempo. Se il reattore è all'equil. sottocritico è  $k < 1$  e  $l_e < \Lambda$ ; si ha perciò una diminuz. nel tempo della popolazione neutronica. Assieme alle dodici grandezze  $\lambda_i$  e  $\beta_i$  già definite,  $\Lambda$  fa parte del gruppo dei tredici invarianti che caratterizzano la cinetica neutronica (**O-1.6.3**).

m) *Periodo istantaneo*. È il rapporto fra il valore  $n(t)$  all'istante generico  $t$  e quello della sua derivata  $dn/dt$  nello stesso istante. Il reciproco di tale grandezza viene chiamato *alfa di Rossi* e indicato con  $\alpha_R$ . Si ha cioè:  $\alpha_R = (1/n) \cdot (dn/dt)$ . Se il reattore è in equilibrio il reciproco di  $\alpha_R$  coincide con il periodo stabile  $T$ . Si ha infatti:  $n(t) = n_0 e^{t/T}$ ;  $dn/dt = (n_0/T) e^{t/T} = n(t)/T$ , da cui  $\alpha_R = 1/n(t) \cdot dn(t)/dt = 1/T$ .

### 1.6.2 Relazioni fra reattività e periodo stabile

In un reattore in equilibrio, l'incremento  $\Delta n$  della densità neutronica corrisp. a un intervallo di tempo  $\Delta t$  pari a un ciclo neutronico  $C_e$  è:

$$\Delta n = n(t + C_e) - n(t) = (k - 1) n(t)$$

Il rapporto fra i due incrementi corrispondenti è:

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{k-1}{C_e} n$$

inoltre  $\Delta n$  è sempre piccolo rispetto a  $n$  (si vedrà che, perché il reattore possa essere controllato,  $k$  deve essere molto prossimo a 1) mentre  $n$  è un numero molto grande; quindi il fenomeno di moltiplicaz., di per sé discontinuo, può essere considerato approssimativam. continuo; il rapporto  $\Delta n/\Delta t$  può essere sostituito col rapporto fra i differenziali  $dn/dt$ :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k-1}{C_e} n$$

e, integrando, si ottiene:

$$n(t) = n_0 e^{\frac{k-1}{C_e} t}$$

ove  $n_0$  è la densità neutronica all'istante iniziale  $t=0$ . Dal confronto con la prima delle sette equaz. che definiscono l'equil. del reattore risulta che il periodo stabile  $T$  è dato dalla espressione:

$$T = \frac{C_e}{k-1}$$

Tenendo conto dell'espressione di  $C_e$  in funzione di  $k$ ,  $\Lambda$ ,  $\lambda_i$  e  $\beta_i$ , e della definizione di reattività e, quest'ultima risulta espressa da:

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T} = \rho(T)$$

che rappresenta la relazione analitica fra periodo stabile del reattore e reattività. Il valore numerico di  $T$  non deve scendere sotto certi limiti. Esso potrebbe essere infatti talmente basso (o la

reattività talmente alta) da causare un incremento della potenza del reattore a livelli pericolosi in un tempo troppo breve perché gli organi mecc. di controllo (necessariam. lenti) possano intervenire prima che sia troppo tardi. Il valore di  $\rho$  è ottenibile sperimentalmente nell'operazione di *taratura* delle barre di controllo di un reattore. Facendo funzionare il reattore a freddo e a potenza bassissima – onde evitare che le variaz. di temp. introducano nel reattore stesso variaz. di reattività intrinseche (**O-1.6.5**) estranee alle misure da effettuarsi – dopo aver fissato la barra da tarare in una determinata posiz. e aver atteso che il reattore abbia raggiunto l'equilibrio, si registra la  $n(t) = n_0 e^{t/T}$  su carta semilogaritmica ottenendo così una retta. La pendenza di tale retta permette di risalire al valore di  $T$  e, quindi, al valore di reattività del reattore, corrisp. alla prefissata posizione della barra. Ripetendo più volte l'operaz. per varie posizioni della barra si ottiene il grafico di taratura della barra di controllo. Per periodi  $T$  suffic. grandi, i termini  $\lambda_i T$  nell'equaz. della reattività sono  $> 1$ . Inoltre per i reattori termici  $\Lambda$  varia da 10 a 1000  $\mu s$  e ha

quindi un valore:  $\ll \sum_{i=1}^6 \beta_i / \lambda_i$ .

Trascurando 1 rispetto ai termini  $\lambda_i T$  e  $\Lambda$  in confronto a:  $\sum_{i=1}^6 \beta_i / \lambda_i$  si ottiene:

$$\rho(T) \equiv 1/T \sum_{i=1}^6 \beta_i / \lambda_i$$

A tutti i fini pratici la tab. 14 fornisce, con un errore in eccesso di qualche %, i valori di  $\rho$  in funzione di  $T$  per valori di quest'ultimo superiori a un quarto d'ora, per reattori con i tre tipi di combustibili  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ . Per valori di  $T$  inferiori usare sempre la relaz. esatta. Per comodità viene comunemente adottato come *unità di misura* della reattività il pcm (abbreviazione di *per centomila*) che è il valore di  $\rho$  moltiplicato per  $10^5$ . Per esempio, per un periodo  $T = 1000$  s si ha per l' $^{235}\text{U}$   $\rho = 0,0000846$ , corrispondente a 8,46 pcm. Altra unità di misura comoda, per periodi molto lunghi, è l'*Inhour*, abbreviazione dall'inglese di *inverse hour*, proposta da E. Fermi e indicata col simbolo lh. L'Ih è la reattività che rende il periodo stabile di un reattore pari a 1 ora. Si ha cioè:  $1 \text{ Ih} = 0,0846/3600 = 0,0000235 = 2,35$  pcm. Una terza unità di misura proposta da L. Slotin, è il *dollaro*, indicato con il simbolo \$, con il suo centesimo, il *cent*. Un dollaro di reattività è la reattività corrisp. a un valore di  $\rho$  eguale alla fraz. totale  $\beta$  di neutr. ritardati. Sempre per l' $^{235}\text{U}$  si ha  $1 \$ = \beta = 0,0065 = 650$  pcm.

Un reattore in cui la reattività è di 1 \$ si dice *critico pronto*. Questo perché, se  $\rho = \beta$ , la reaz. a catena è in grado di autosostenersi senza bisogno dei neutr. ritard. In altri termini se in un reatt. all'equil.  $\rho \leq \beta$ , ma positiva (o nulla) la popolazione neutronica è in grado di aumentare ( $\rho > 0$ ) o di rimanere cost. ( $\rho = 0$ ) solo se partecipano alla reazione, oltre ai *neutroni immediati* (pronti), anche quelli emessi per decadim. dei precursori; se si facesse l'ipotesi che questi ultimi cessassero di decadere il reattore si spingerebbe in brevissimo tempo ( $10 \div 15$  volte il tempo  $\Lambda$ ).

**Tabella 14. Relazioni fra  $\rho$  e  $T$ .**

Isotopo fissile	Relazione $\rho = \rho(T)$
$^{233}\text{U}$	$\rho = \frac{0,0487}{T}$
$^{235}\text{U}$	$\rho = \frac{0,0846}{T}$
$^{239}\text{Pu}$	$\rho = \frac{0,037}{T}$

Se invece  $\rho \geq \beta$  ciò non avverrebbe. In questo secondo caso, se si potesse arrestare l'emissione dei neutr. rit., la popolazione continuerebbe a salire ( $\rho > \beta$ ) o rimarrebbe costante ( $\rho = \beta$ ), determinando in quest'ultima ipotesi una vera e propria *condizione di criticità* riguardante i soli neutr. pronti.

Analiticam. si può mostrare tale condiz. facendo tendere a zero le cost. di decadim.  $\lambda_i$  nella prima delle eqaz. della cinetica **O-1.6.3** e ponendo  $dn/dt = 0$ ,  $S_0 = 0$ .

È importante osservare che l'eqaz. della reattività è stata ottenuta nell'ipotesi di equil. del reattore e cioè (**O-1.6.1**, e) supponendo che i sei rapporti  $c_i(t)/n(t)$  non dipendano dal tempo. Se ciò non avviene, il reattore non è all'equil. (o perché gli organi di controllo sono in moto o perché, pur essendo in quiete, non si sono ancora smorzati i transitori causati dal loro movimento). Occorre quindi chiarire che il tempo richiesto perché la popolazione neutr. aumenti (o diminuisca) di un fattore  $e$  dà una misura della reattività soltanto se la potenza del reattore sale (o scende) a periodo stabile. Non è possibile in questa sede trattare il problema della misura di reattività in regime transitorio. Può essere tuttavia utile un esempio molto semplice: in un reatt. all'equil. critico a potenza zero (**O-1.6.3**) la reattività (che per  $t < 0$  è nulla) viene rapidam. portata, all'istante  $t = 0$ , a un valore  $\rho_0 = \text{costante} \neq 0$ . (Per esempio con la brusca parziale estrazione o inserzione del gruppo di barre di controllo). Si suppone che la perturbaz. introdotta non alteri sensibilim. le funzioni  $\Psi$  di distribuz. e che non vi siano sorgenti neutroniche ( $s_0 = 0$ , **O-1.6.10**). Si distingueranno 4 casi in ognuno dei quali, negli istanti preced. la perturbaz., il periodo  $T$  è infinito ( $\rho = 0$ ), la densità neutr. nel punto di riferim. e le concentraz. dei precursori valgono  $n_0$  e  $c_{0i}$  rispettivam.; i sei rapporti  $c_{0i}/n_0$  possono essere ottenuti immediatam. dalle sei ultime eqaz. **O-1.6.3** per  $dc_i/dt = 0$ ; si ha  $\beta_i n_0/\Lambda = \lambda_i c_{0i}$  da cui  $c_{0i}/n_0 = \beta_i/\lambda_i$ .  $\Lambda$  e, sommando rispetto a  $i$ ,

$$\sum_{i=1}^6 c_{0i}/n_0 = (1/\Lambda) \cdot \sum_{i=1}^6 \beta_i/\lambda_i$$

Per esempio se si tratta di un reattore ad  $^{235}\text{U}$  con  $\Lambda = 100 \mu\text{s}$ , si ottiene:

$$\sum_{i=1}^6 c_{0i}/n_0 = 10^4 \cdot 0,0846 = 846$$

(v. tab. 13). Ciò significa che, nelle zone occupate dal combustibile, per ogni neutr. termico presente in un  $\text{cm}^3$  vi sono, nello stesso volume, 846 isotopi precursori complessivam., di cui più della metà, 467, soltanto del 2° gruppo (tab. 13 per  $i = 2$ ); esso ha il maggior peso nell'emissione dei neutroni ritard. Si supponga infine che alla densità  $n_0$  corrisponda una potenza di 0,1 W complessivam. sviluppata nel nocciolo per fiss. term. (**O-1.6.3**). Se la potenza nominale del reattore è di 10 MW, il flusso neutronico può essere già comodam. misurato da un contatore proporzionale (**O-1.6.9**, fig. 36). Tutte le affermaz. che seguono possono essere verificate risolvendo, con le condiz. iniz. ora dette, il sistema di eqaz. **O-1.6.3** con  $s_0 = 0$  (assenza di sorgente) e  $\rho(t) = \rho_0 \cdot 1(t)$  in cui  $1(t)$  è la funzione a gradino unitaria.

1. *Deboli reattività positive* ( $\rho_0 \ll \beta$ ). Dopo un transitorio durante il quale i sei rapporti  $c_i(t)/n(t)$  continuano a diminuire, si raggiunge l'equilibrio sopracritico per es. al tempo  $t = t_e$ . Per  $t > t_e$   $c_i/n$  sono di nuovo costanti e hanno tutti valori inferiori a quelli precedenti la perturbaz.; i precurs. infatti contribuiscono ora al ciclo neutr. con un peso minore dei loro ritardi, il ciclo neutr. si riduce fino al nuovo valore di equil. e la popolaz. neutr. sale a periodo costante  $T > 0$  corrispondente secondo l'eqaz.  $\rho = \rho(T)$  al valore  $\rho_0$ . Il transitorio ha una durata che si può in prima approssimaz. considerare tanto più piccola quanto più piccolo è il valore  $\rho_0$ . La grandezza  $\alpha_R$  (**O-1.6.1**,  $m$ ) che, prima della perturbaz., aveva valore nullo ( $dn/dt = 0$ ), nell'istante che segue immediatam. la perturbaz. salta al valore  $\rho_0/\Lambda$ ; decresce poi regolarm. fino a raggiungere il valore  $1/T$  per  $t > t_e$ . In altri termini il periodo istantaneo  $1/\alpha_R$  (che era infin. per  $t < 0$ ), cala immediatam. al valore  $\Lambda/\rho_0$  (esso si ottiene integrando il sist. di eq. **O-1.6.3** ottenendo così  $n(t)$ , dividendo per la sua derivata e calcolando il lim. del rap-

porto per  $t \rightarrow \infty$ ) subito dopo la perturbaz. per poi risalire fino al valore stabile  $T$  corrisp. a  $\rho_0$ . Per l'es. numerico preso in esame, se  $\rho_0 = 6,85$  pcm = 0,01055 \$, si ottiene un valore  $T = 1200$  s (1233 s

con la form. approssim.); il valore:  $\sum_i^6 c_i/n$  scende durante il transit. da 846 a 822 ad equil. rag-

giunto (da 467 a 454,4 per il 2° gruppo); contemporaneam. il ciclo neutr. diminuisce da 84,7 ms (per  $t \leq 0$ ) al valore cost. di 82,3 ms e il periodo ist. sale dal val. iniz.  $\Lambda/\rho_0 = 10^{-4}/6,86 \cdot 10^{-5} = 1,46$  s fino al valore stabile di 1200 s. Se all'ist.  $t_e$  la potenza ha raggiunto il val. 0,1011 W, dopo un s è aumentata di appena 8,34 parti per diecimila e occorre un'ora perché arrivi a 2,031 W. Se fosse possibile evitare gli effetti di potenza (che, ferme restando le barre di controllo, farebbero diminuire la reattività, **O-1.6.3**), giungerebbe a 10 MW dopo 6 ore e 8 minuti.

2. *Forti reattività positive* (valori di  $\rho_0$  confrontabili con  $\beta$  o superiori). Le cose sono ora molto diverse. Mentre nel caso 1, il transitorio era breve (fraz. di s) e la salita a periodo stabile lunga, qui si ha l'opposto. Prima, il periodo istant.  $1/\alpha_R$  dal valore 1,46 s (raddoppiamento della potenza in un s) saliva quasi immediatam. al valore di 1200 s (stabili); ora il transitorio, essendo  $\rho_0$  molto grande, ha una durata di alcuni s e inoltre il periodo istant. iniz. è enormemente minore; altrettanto dicasi per quello stabile. Se, per es.,  $\rho_0 = 727$  pcm ( $> \beta$ ), dall'equaz. della reattività si ottiene un periodo stabile di appena 0,1 s. Nell'ipotesi irrealizzabile in cui il transitorio fosse di durata nulla e non si avessero effetti di potenza, in un s la potenza salirebbe da 0,1 W a 2,203 kW e in 1,842 s a 10 MW. Ma la realtà è che il periodo istant. iniz. risulterebbe  $\Lambda/\rho_0 = 10^{-4}/727 \cdot 10^{-5} = 0,01375$  s e occorrerebbe qualche s perché esso salisse al valore (anch'esso pericolosissimo) di 0,1 s. Con un periodo istant. di 0,01375 s la potenza, da 0,1 W, salirebbe a  $3,85 \cdot 10^{24}$  MW in un s all'ist. iniz. Ciò non è evidentem. possibile; l'esplosione nucleare avverrebbe molto prima che l'equilibrio (costanza dei rapporti  $c_i/n$ ) fosse raggiunto. Anche se l'esempio fatto è esagerato in quanto il periodo iniz. sale abbastanza rapidam., si suppone che esista la possibilità di spostare di una quantità finita in un tempo nullo un gruppo di barre e si pretende inoltre che la perturbaz. raggiunga istantaneam. tutte le zone del reattore, si può egualm. avere un'idea della pericolosità di situaz. di forti reattività anche se esse durano tempi brevi (**O-1.6.10**).

3. *Deboli reattività negative*. In questo e nel caso successivo, ferma restando l'ipotesi di una potenza di 0,1 W prima della perturbazione, non vi è alcun intervento di effetti di potenza, né alcuna situaz. pericolosa che possa verificarsi. È invece utile osservare che nell'equaz. della reattività, se  $T$  è negativo (deve sempre avere lo stesso segno di  $r_0$ ), ogni qual volta si ha  $T \rightarrow -1/\lambda_i$ , si ottiene per  $\rho_0$  un valore infinito (neg. o pos. a seconda che  $T$  tenda a  $-1/\lambda_i$  da sinistra o da destra). Il significato di ciò è che, non tenendo conto del segno pos. per  $\rho_0$  (non è compatibile con quello di  $T$ ), occorrerebbe una reattività *infinitamente negativa* perché si possa ottenere il decremento delle  $c_i(t)$  a una velocità maggiore di quanto le costanti fisiche di decadim.  $\lambda_i$  lo consentano. Perché sia possibile l'equilibrio del reattore (costanza dei rapporti  $c_i/n$  nel tempo) è necessario che, per  $T < 0$ , il val. assol.  $|T|$  sia sempre  $> 1/\lambda_i$ . È ora evidente che, se ciò avviene, è possibile ottenere l'equilibrio sottocritico dopo la perturbaz., mentre se ciò non avviene l'equil. sottocritico si rende impossibile. Tornando all'esempio numerico, con  $r_0 = -7,28$  pcm si ottiene un periodo stabile  $T = -1200$  s ( $\rho_0 = -7,05$  pcm con la formula approssim., oppure  $T = -1162$  s con  $\rho_0 = -7,28$  pcm). Durante il transit.  $1/\alpha_R$  varia dal val. iniz.  $\Lambda/\rho_0 = 1,374$  s (riduzione della pot. di un fattore 0,483 in un s all'ist. iniz.), fino a  $-1200$  s all'equil. sottocritico (riduz. di un fattore 0,999167 in un s). Se per es. al tempo  $t = t_e$  la pot. è scesa a 0,099 W, essa si riduce a 0,0989 W dopo un s e a 4,93 mW dopo un'ora. Supponendo che i contatori abbiano una soglia di sensibilità a 50  $\mu$ W (**O-1.6.9**, fig. 36), es-

si cessano il conteggio dopo oltre due ore e mezzo. Il valore:  $\sum_i^6 c_i/n$  sale durante il transitorio da

846 a 873 per  $t > t_e$ ; gli isotopi precurs. contribuiscono in misura maggiore al ritardo, per cui il ciclo neutr. sale, contemporaneam., da 84,7 ms (per  $t \leq 0$ ) al val. di eq. sottocritico  $C_e = 87,4$  ms.

4. *Forti reattività negative.* Mentre nei tre preced. casi, smorzatosi il transitorio, era possibile ottenere l'equil. del reattore (nel 2° caso almeno teoricamente), ora il reattore non si trova mai in tale situaz. Non ha senso parlare di periodo asintotico corrispondente a un valore di reattività. Si può invece supporre che il periodo istant. iniz. sia, per es., di  $-0,01$  s e attribuire quindi al reattore una reattività  $\rho_0 = \alpha_R$ .  $\Lambda = -100 \cdot 10^{-4} = -0,01 = -1000$  pcm. Al periodo istant. iniz. di  $-0,01$  s corrisponde una riduz. della densità neutr. di un fattore  $3,72 \cdot 10^{-44}$  in un s per l'ist. iniz. Ma questo enorme valore di demoltiplicaz. può riguardare quasi esclusivam. i neutr. pronti. Non è infatti possibile far scomparire dal combustib. gli isotopi precurs. formati in precedenza; essi continuano il loro decadim. con emissione neutronica. Le loro concentraz. subiranno però, nei primi istanti del transit., una veloce diminuz. poiché a causa della rapida demoltiplicaz. neutronica verrà a calare rapidam. anche la loro produzione. In definitiva, dopo una riduz. di varie dècadi nella dens. neutr. nei primi ist. del transit., si raggiunge una condiz. in cui la quasi totalità dei neutroni presenti nella struttura è emessa dai rispettivi gruppi precursori. Dopo il decadim. dei gruppi più rapidi, i neutroni presenti sono liberati quasi esclusivam. dal gruppo precurs. più lento e quindi la dens. neutr. decresce esponenzialm. con una costante di tempo  $-1/\lambda_1$ . Il reciproco del periodo istant.,  $\alpha_R$ , vale ora  $-\lambda_1$  ed è indipendente dal tempo e dal valore di reattività. Nel caso in esame  $1/\alpha_R$ , dal valore  $-0,01$  s iniz., sale rapidam. (in val. assoluto) fino a raggiungere (dopo qualche minuto) il valore  $-80,4$  s.

### 1.6.3 Il controllo del reattore

Ricordando quanto affermato a proposito del parametro di criticità geometrica  $B^2$  detto *buckling* (O-1.3.5) e della relaz. esistente fra esso e il fattore di criticità  $k$ , un reattore esattam. critico non sarebbe in grado di funzionare. Si consideri per esempio un reattore a U nat. o leggerm. arricchito. Innanzitutto, non appena il reattore è avviato (ammettendo di poterlo fare), a causa delle fissioni, vengono *bruciati* nuclei di  $^{235}\text{U}$ , e man mano che si procede nel funzionam., la quantità di  $^{235}\text{U}$  presente continua a diminuire. Inoltre i frammenti in cui l' $^{235}\text{U}$  si divide in seguito a fissione sono nuclei con una certa sez. d'urto di cattura che, nel caso dello  $^{135}\text{Xe}$  (O-1.6.7), arriva a 3 milioni di barn. Anche se le quantità presenti sono piccole, si ha in totale una sensibile cattura di neutr. da parte dei prodotti di fissione a scapito di quelli che potrebbero altrim. essere utilizzati dall' $^{235}\text{U}$  per ulteriori fissioni: si ha il fenom. che viene indicato col nome di *avvelenamento*. Anche questo fenomeno contribuisce, assieme al precedente, alla diminuzione di  $k$ .

In un reattore di potenza, se il moderatore – come nella maggioranza dei casi – è ad elevata temp. ( $200 \div 600$  °C), nel passaggio, durante l'avviam. dalla temp. ambiente a quella di esercizio, si ha, per una serie di fattori concomitanti, una diminuz. del fattore di criticità  $k$ . Per esempio, la diminuz. di dens. del moderatore ne riduce l'efficacia di moderazione. Per contro la produz. di  $^{239}\text{Pu}$  in seguito a catture neutroniche da parte dell' $^{238}\text{U}$  introduce nel reattore del nuovo mat. fissile, che – almeno in parte – permette di compensare le perdite di  $^{235}\text{U}$ . La risultante di tutti questi effetti è una diminuzione di  $k$  rispetto al valore calcolato per il reattore freddo e privo di veleni: è necessario quindi avere all'inizio un  $k$  maggiore di 1. Per questa ragione la reattività si definisce, facendo riferimento al valore 1 che corrisponde alla criticità esatta (O-1.3.5). A seconda del tipo di reattore la reattività iniziale  $\rho$  varia fra 0,05 e 0,20 (5000 e 20 000 pcm rispettivam.). Un valore così enorme di reattività iniziale deve essere in qualche modo compensato, altrimenti si avrebbe un aumento velocissimo, incontrollabile della potenza del reattore; il che costituirebbe un'esplosione. Per mantenere il reattore a un regime stazionario prefissato è necessario quindi che siano presenti entro il nocciolo del reattore stesso sostanze che catturino una quantità di neutroni opportuna; tale cioè da riportare il fattore  $k$  al suo valore unitario. Generalm. tali sostanze vengono introdotte nel nocciolo sotto forma di barre cilind., lastre piane o cruciformi di dimensioni e numero adeguato per assorbire almeno tutta la reattività in eccesso del reattore (O-1.6.1). Gli elementi di controllo sono divisi in gruppi con differenti funzioni: l'estrax. di alcuni consente l'avviam. del reattore, e, subito dopo, la compensaz. della diminuita reattività dovuta all'aum. di temp.; altri vengono estratti gradualm. nel tempo per compensare l'effetto della formaz. di veleni e della diminuz. del mat. fissile presente nella struttura; altri ancora hanno funzioni di sicurezza (vengono introdotti in caso di emergenza) mentre un certo numero svolge le funzioni di una vera e propria *regolazione* in modo da mantenere il reattore in regime stazionario.



Siano  $\Sigma_f(x, y, z, t)$  in  $\text{cm}^{-1}$  il valore della sez. macrosc. di cattura fissiva per il combust. in un generico punto del reattore di coord.  $x, y, z$  all'istante generico  $t$  ed  $N(x, y, z, t)$  in  $\text{neutr}/\text{cm}^3$  il valore della densità neutr. nello stesso punto e nello stesso istante. Se  $v$  è la vel. dei neutr. (supposti tutti term.), il prodotto  $N v = \Phi(x, y, z, t)$  misura in  $\text{neutr}/(\text{cm}^2 \text{ s})$  il flusso neutronico termico nel punto consid. del reattore all'ist.  $t$ . Il prodotto  $\Sigma_f \Phi$  (**O-1.2.5**) misura quindi il num. di fiss. per  $\text{cm}^3$  che avvengono in un s all'ist.  $t$  nel punto di coord.  $x, y, z$ . Poiché per sviluppare una potenza termica di 1 W sono necess., per i tre più comuni combust. nucl. ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ ), 31 miliardi di disintegraz./s, l'espressione:

$$P(t) = \frac{10^{-10}}{3,1} \iiint_V \Sigma_f(x, y, z, t) \Phi(x, y, z, t) dx dy dz \quad [\text{watt}]$$

ove l'integrale va esteso a tutto il volume  $V$  del reattore, interessato dal flusso  $\Phi$ , misura la potenza termica generata nel vol.  $V$  del reattore, all'ist.  $t$ , e il prodotto  $dx dy dz$  è il differenz.  $dV$  del vol.  $V$  del reattore.  $P(t)$  non tiene conto del calore sviluppato nel nocciolo per cause diverse dalla fiss. del combust. (assorb. neutronico non fissivo dei materiali strutturali del nocciolo, effetti termici delle radiaz. nucl. ecc.) per cui la potenza termica effettiva è un po'  $>$  di  $P(t)$ . Nei reattori termici il valore della potenza specifica media per unità di vol. del nocciolo  $P/V$  può arrivare a  $100 \text{ W}/\text{cm}^3$ . Il calore sviluppato (che viene asportato dal nocciolo dall'apposito sistema termovettore) induce distribuz. di temperatura (**O-1.4.1**) con gradienti termici diretti verso gli elementi di combustibile. Sia i valori di temperatura sia di grad. termici dipendono evidentem. in tutto il nocciolo dalla potenza  $P(t)$  e dal flusso  $\Phi$ . In generale quindi  $\Sigma_f$  è funzione anche di  $\Phi$  e il calcolo di  $P(t)$  ha senso solo con una prefissata e costante distribuz. di temperatura. Sono funzione di  $\Phi$  anche i valori delle sez. macrosc.  $\Sigma_{ac}$ ,  $\Sigma_{am}$ ,  $\Sigma_{ar}$  di assorb. neutr. per il combust., il moderatore e il refrigerante rispettivamente. Se la potenza specif.  $P/V$  è sufficientem. bassa da poter considerare indipendenti da  $\Phi$  le quattro suddette grandezze, non essendovi variaz. di temperat. indotte da  $\Phi$ , non si avranno neppure variaz. di densità dei materiali. Le stesse grandezze saranno indipendenti anche dal tempo se, in più, si trascura il consumo dei nuclei di combustibile e il danneggiamento dei materiali (**O-1.5.1**) durante il funzionam. del reattore; si avrà:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \Sigma_f}{\partial \Phi} = \frac{\partial \Sigma_{ac}}{\partial \Phi} = \frac{\partial \Sigma_{am}}{\partial \Phi} = \frac{\partial \Sigma_{ar}}{\partial \Phi} = 0 \\ \frac{\partial \Sigma_f}{\partial t} = \frac{\partial \Sigma_{ac}}{\partial t} = \frac{\partial \Sigma_{am}}{\partial t} = \frac{\partial \Sigma_{ar}}{\partial t} = 0 \end{array} \right.$$

e l'intero nocciolo del reattore verrà a trovarsi a una medesima temperatura costante, eguale alla temp. ambiente. Il funzionam. in queste condiz. viene detto funzionamento a *potenza zero*. Si può dimostrare che in tali condiz., se  $\rho(t)$  è la reattività all'ist.  $t$  (imposta dalla posiz. che gli organi di controllo hanno allo stesso istante), le sette variabili  $n(t)$  e  $c_i(t)$  (densità neutronica e densità dei precursori in un prefissato punto di riferim. del reattore) sono legate alla  $\rho(t)$  stessa del sistema di equaz. differenziali:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn(t)}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i(t) + s_0(t) \\ \frac{dc_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i c_i(t) \quad (i = 1, 2, \dots, 6) \end{array} \right.$$

in cui  $\Lambda$ ,  $\beta_i$  e  $\lambda_i$  sono i tredici invarianti prima definiti (**O-1.6.1**),  $\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i$  (tab. 14),  $s_0(t)$

è un termine che tien conto dell'eventuale presenza nel nocciolo di una sorgente neutronica per

l'avviamento (**O-1.6.10**) e  $t$  è il tempo. Le equaz. della *cinetica del reattore a potenza zero* sono ottenute per un reattore omogeneo ideale (**O-1.6.1**, e) nelle ipotesi 1) e 2) (**O-1.6.1**); inoltre la distribuz. spaziale  $\Psi(x, y, z)$  è la medesima per tutte e otto le grandezze  $n, c_i$  ed  $s_0$ . La funzione  $\Psi(x, y, z)$  è la soluzione fondamentale dell'equaz. d'onda:  $\nabla^2 \Psi + B^2 \Psi = 0$  in cui  $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$  è l'operatore di Laplace per la funz.  $\Psi(x, y, z)$ ;  $B^2$  è il parametro di criticità geom. (**O-1.3.5**, tab. 6) e si suppone inoltre che l'equaz. d'onda abbia come soluz.  $\Psi$  anche quando il reattore non è all'equilibrio critico purché il fattore di criticità  $k$  si discosti molto poco da 1. Il termine  $s_0(t)$  è generalmente trascurabile anche a potenze molto basse; se ne tien conto durante la fase di avviamento a freddo del reattore (**O-1.6.10**).

In un reattore termico reale (necessariamente eterogeneo) le equaz. della cinetica a pot. zero saranno tanto più attendibili quanto più gli organi di controllo saranno *distribuiti nella struttura* del reattore nel caso di *velocità elevata* degli organi stessi e quanto più *bassa* sarà invece la loro *velocità* in caso di *forte concentrazione in limitate zone del nocciolo* degli organi medesimi. Quando il reattore funziona a potenza elevata, le variaz. di temperatur. e i tassi di combustione (**O-1.5.1**) influiscono in varie maniere sui valori di  $\rho$ . Questi effetti possono essere considerati come variaz. *intrinseche* di reattività, cioè come effetti che si sovrappongono alle variaz. *imprese* dagli organi di controllo (**O-1.6.4 ÷ 8**).

### 1.6.4 Variazioni imprresse di reattività

Un reattore nucleare freddo dalla cui struttura venissero asportati tutti i gruppi di barre sarebbe *fortemente sopracritico*. La stessa struttura, quando gli stessi gruppi di barre sono in essa introdotti, è un reattore *fortemente sottocritico*. Tutto il campo di variaz. dei valori di reattività compreso fra questi due estremi (barre tutte immerse  $\rho_{\min}$ ; barre tutte estratte:  $\rho_{\max}$ ) può quindi essere coperto con l'asservim. dei gruppi di barre ai rispettivi motori di regolazione. L'azione di questi motori si traduce quindi in variazioni di reattività che vengono *imprese* volutamente al reattore.

I mat. da impiegarsi per le barre debbono essere forti assorbitori di neutr. L'assorbimento di neutroni e l'esposiz. a tutti gli altri tipi di radiaz. non debbono provocare cambiam. di dimens., diminuz. della resist. mecc. e della resist. alla corros. A causa della loro forte interazione con i neutroni (assorbim.) vengono generati in essi notevoli quantità di calore, il che richiede che essi abbiano anche un'elevata conducibilità termica e devono essere energicam. raffreddati. B, Cd, Hf, ossidi di terre rare sono materiali comunemem. usati per la costruz. delle barre di controllo. Il B, sia naturale, sia arricchito nel suo isotopo  $^{10}\text{B}$ , è impiegato generalm. come lega, in dispersione in un metallo o in soluzione. È anche usato come carburato  $\text{B}_4\text{C}$  o da solo o in compresse di impasto ceramico. Un problema associato all'uso del B per il controllo del reattore è la liberaz. di gas He a causa della reazione ( $n, \alpha$ ) di cattura (**O-1.2.3**). Il Cd, fondendo a  $321^\circ\text{C}$ , è utile solo per applicaz. a bassa temp. È duttilissimo e lavorabile con facilità. Non ha però buona resist. alla corros. e viene perciò usato in lega con In e Ag. L'Hf, grazie alla sua grande efficienza nella cattura di neutr. con energie comprese nella zona epitermica di risonanza, è uno dei migliori mat. nel controllo di reattori di potenza raffreddati e moderati ad acqua. L'Hf ha tre isotopi con grandi sez. di cattura e uno con sez. di cattura più piccola (tab. 15); tutti e quattro gli isotopi hanno numeri di massa differenti di una sola unità uno dopo l'altro; ciò fa sì che esso rimanga effic. per lungo tempo: infatti per cattura neutronica l' $^{177}\text{Hf}$  si trasforma in Hf e poi in  $^{179}\text{Hf}$  e così via. Le sue proprietà chimiche sono simili a quelle dello zirconio e può essere fabbricato con gli stessi metodi impiegati per quest'ultimo. L'Hf è adatto come materiale di controllo nei reattori ad acqua pressurizzata (PWR) e ad acqua bollente (BWR) (**O-1.8.1**). Gli ossidi di alcune *terre rare*, per la loro natura ceramica e la capacità di resistere ad elevate temp., possono trovare applicaz. nel controllo di reattori avanzati, raffreddati a gas (AGR). Le barre di controllo vengono suddivise in più gruppi: barre di regolaz. grossolana, barre di regolaz. fine, barre di compensaz., barre di emergenza.

a) *Barre di regolazione grossolana.* Coprono un campo di variaz. della reattività relativamente esteso. Hanno la funzione di avviam. del reattore che viene portato dalla sottocriticità ad

Tabella 15. Proprietà dei materiali per il controllo.

	Composi- zione (%)	$\sigma_a$ termica (barn)	$\Sigma_a$ termica (cm <sup>-1</sup> )	Princip. risonanze	
				energia (eV)	$\sigma_a$ (barn)
Boro		755	107	—	—
Boro 10	20	3 800	—	nessuna	—
Argento		62	3,64	—	—
Argento 107	51,3	31	—	16,6	630
Argento 109	48,7	87	—	5,1	12 500
Cadmio		2 450	113	—	—
Cadmio 113	12,3	20 000	—	0,18	7 200
Indio		190	7,3	—	—
Indio 113	4,2	58	—	—	—
Indio 115	95,8	197	—	1,46	30 000
Samario		5 600	155	—	—
Samario 149	13,8	41 000	—	0,096	16 000
Samario 152	26,6	225	—	8,2	15 000
Europio		4 300	90	—	—
Europio 151	47,8	7 700	—	0,46	11 000
Europio 153	52,2	450	—	2,46	3 000
Gadolinio		46 000	1 400	—	—
Gadolinio 155	14,7	61 000	—	2,6	1 400(1)
Gadolinio 157	15,7	240 000	—	17	1 000(1)
Afnio		105	4,71	—	—
Afnio 177	18,4	380	—	2,36	6 000(2)
Afnio 178	27,1	75	—	7,8	10 000
Afnio 179	13,8	65	—	5,69	1 100(2)
Afnio 180	35,4	14	—	74	130

(1) Il <sup>155</sup>Gd e il <sup>157</sup>Gd hanno parecchie risonanze importanti nell'intervallo di energia da 2 a 17 eV.

(2) L'<sup>177</sup>Hf e l'<sup>179</sup>Hf hanno parecchie risonanze importanti nell'intervallo di energia da 1,1 a 50 eV e alcune, minori, oltre circa 100 eV.

un valore di reattività positiva non troppo elevato. Pur essendo in grado di fornire alla struttura una reattività pericolosa, ciò non avviene mai poiché questo gruppo di barre viene mosso a vel. molto bassa, il che permette che la temp. del reattore, con il suo aumento, provochi nel reattore stesso una diminuz. di reattività (v. coeff. di temp. del reattore e del combust., **O-1.6.5**) tale che la struttura non raggiunga mai una *reattività complessiva* pericolosa. L'inconveniente potrebbe però verificarsi nell'avviam. a freddo (**O-1.6.10**).

*b) Barre di regolazione fine.* Coprono un campo di reattività molto piccolo e non sono quindi in grado di fornire al reattore una reattività equivalente a un periodo troppo basso, ma vengono mosse a vel. elevata, il che permette un rapido intervento. Hanno la funz. di riportare in breve tempo il reattore alla potenza richiesta ogni qual volta una piccola perturbazione estranea sposti anche di poco la potenza dal valore cui deve essere mantenuta.

*c) Barre di compensazione.* Coprono un campo di variaz. della reattività almeno eguale alla reattività complessivam. assorbita a causa dell'esaurimento degli isotopi fissili fino alla ricarica del combust. (**O-1.5.1**) e dell'avvelenam. da Xe (**O-1.6.6**) corrisp. alla massima potenza cui il reattore può funzionare. Vengono estratte gradualm. dal nocciolo del reattore man mano che, nel tempo, il combust. si esaurisce ed occupano posiz. variabili in funz. della potenza del reattore

quando quest'ultimo deve funzionare a regimi variabili (la reattiv. assorb. dall'avvelenam. è funz. della potenza del reattore, **O-1.6.7**, tab. 17). Nel caso in cui il moderatore del reattore sia un liquido, la *compensazione lenta* della reattività (la compensaz. cioè che si rende necessaria a causa dell'esaurim. del combust.) può essere ottenuta mediante *veleno disciolto* nel *moderatore* agendo sulla concentraz. del veleno stesso.

d) *Barre di emergenza*. Coprono un campo di variazione della reattività notevolm. superiore al valore di reattività che il reattore avrebbe a freddo, non avvelenato e con combustibile appena ricaricato se *tutti i gruppi di barre* fossero completam. estratti dalla struttura. Le barre di emergenza vengono introdotte il più rapidam. possibile nel nocciolo (generalm. vi cadono per gravità) ogni volta che si verifica qualche evento che renda pericoloso il funzionam. del reattore. Esse vengono completam. estratte prima dell'avviam. del reattore e rimangono estratte durante tutto il funzionam. normale o, comunque, non pericoloso.

La precedente suddivisione dei gruppi di barre a seconda delle funzioni da ciascun gruppo esplicate non è rigida. Per esempio le barre di emergenza potrebbero anche essere impiegate come barre di compensaz. o, addirittura, anche di regolaz. grossolana.

### 1.6.5 Variazioni intrinseche di reattività a breve termine

Le variazioni della reattività del reattore che non possono essere imposte a piacimento sono intrinseche nel senso che sono inevitabili conseg. del funzionam. stesso del reattore. È possibile distinguere tre tipi di variaz. intrinseche di  $\rho$  a seconda delle cost. di tempo che sono in gioco nella loro dinamica. Le variaz. di  $\rho$  a breve termine sono causate da perturbaz. di vario tipo interessanti sia il sistema di controllo del reattore, sia quello dell'impianto (per es.: fluttuazioni statistiche intrinseche al funzionam. di tutti i servomeccanismi che si traducono perciò in fluttuazioni delle posiz. delle barre e degli altri organi di regolaz.; fluttuazioni della portata dei refrigeranti ecc.). Il loro studio è molto complesso e può essere affrontato con i metodi della teoria statistica del controllo. Sono però variaz. di entità tanto più piccola quanto maggiore è la bontà dei sistemi di regolaz. Ben più importanti per la loro entità sono le variaz. di  $\rho$  a breve termine causate dalle variazioni di temp. del reattore. Di esse può essere tenuto conto studiando gli effetti che le variaz. di temperatura provocano sul fattore di criticità  $k = k_{\infty} P$ . Si definisce *coefficiente di temperatura* per la reattività la grandezza

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{d}{dT} \frac{k-1}{k} = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dT}$$

e, poiché  $k$  è sempre molto prossimo ad 1, si può considerare  $k^2 \simeq k$  cioè ritenere che il coefficiente di temp. della reattività sia dato dalla grandezza  $(1/k) (dk/dT)$ . Differenziando  $k = k_{\infty} P$ , si ha:

$$\frac{d\rho}{dT} \simeq \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} = \frac{1}{k_{\infty}} \frac{dk_{\infty}}{dT} + \frac{1}{P} \frac{dP}{dT}$$

Il coeff. di temp. della reattività è la somma di un termine che misura l'effetto di  $T$  sul solo coeff.  $k_{\infty}$  e di uno che misura l'effetto di  $T$  sulla sola probabilità  $P$  di non fuga dei neutr. dal reattore. Per quanto riguarda il primo termine, essendo  $k_{\infty}$  costituito dal prodotto dei quattro fattori  $\epsilon$ ,  $\eta$ ,  $f$  e  $p$  (**O-1.3.4**), verrà esaminata, volta per volta, la dipendenza da  $T$  di ciascuno di essi. Il fattore di *fissione veloce*  $\epsilon$  è, a tutti i fini pratici, indipendente da  $T$ . Il fattore  $\eta$  è influenzato dalla temp. in maniera non rilevante in tutto il campo di valori di  $T$  che interessano il funzionam. dei reattori. A causa delle importanti differenze esistenti fra gli effetti di temp. sui rimanenti fattori  $p$  e  $f$  nei reattori omogenei rispetto a quelli eterogenei<sup>(1)</sup>, questi due tipi di sistemi saranno trattati separatamente.

1) *Reattori omogenei*. L'effetto delle variaz. di  $T$  sul fattore di utilizz. termica è piccolo. È invece sensibile l'effetto sul fattore di trasparenza alle risonanze  $p$ . Per reattori omogenei ad U

<sup>(1)</sup> Vale qui la classificazione fatta all'inizio di **O-1.3.6**.

moderatam. arricchito il fattore  $p$  decresce all'aument. della temp. Tale effetto è tanto più sensibile quanto più è elevata la concentraz. di combust. nel moderatore. In conclusione, per i reattori omogenei la variaz. di  $k_{\infty}$  con  $T$  è imputabile quasi esclusivamente alla variaz. di  $p$ . Ciò determina un coeff. di temperatura negativo per il fattore  $k_{\infty}$ .

2) *Reattori eterogenei.* È necessario distinguere tra coeff. di temp. del combust. e coeff. di temp. del moderatore. I due coeff. possono differire in valore e anche in segno poiché dipendono da cause completam. differenti. Inoltre i tempi necessari perché una variaz. di potenza del reattore provochi un apprezzabile effetto di temp. sono completam. diversi per il moderatore e per il combust. In particolare una variaz. di potenza induce una variaz. di temp. nel combust. molto più rapidam. di quanto la stessa variaz. di potenza non lo faccia nel moderatore. Nei reattori eterogenei il fattore di utilizz. termica  $f$  decresce al crescere della temp. se il combust. è costituito da  $^{235}\text{U}$ ; cresce al crescere di  $T$  se il combust. è  $^{239}\text{Pu}$ . Il fattore di trasparenza alle risonanze decresce sempre, notevolm., all'aumentare della temp. Si può concludere che, nei reattori eterogenei, le variaz. prodotte da  $T$  su  $k_{\infty}$  sono imputabili, in misura sensibile, al fattore  $f$  e, in misura ancor maggiore, al fattore  $p$ . Ciò determina un coeff. di temp. per  $k_{\infty}$  che è, quasi sempre, notevolm. negativo. Può, in taluni casi, essere positivo, se l'effetto di  $f$  prevale su quello, sempre negativo, di  $p$ . La tabella 16 riassume quanto detto a proposito del coefficiente  $dk_{\infty}/dT$ .

**Tabella 16. Effetto di temperatura su  $\epsilon$ ,  $\eta$ ,  $f$ ,  $p$ .**

Tipo di reattore	$d\epsilon/dT$	$d\eta/dT$	$df/dT$	$dp/dT$
Omogeneo	trascurabile	molto piccolo	piccolo	sensibile e negat.
Eterogeneo	trascurabile	molto piccolo	sensibile e: negativo per $^{235}\text{U}$ positivo per $^{239}\text{Pu}$	notevole e negat.

Quando moderatore e refrigerante siano distinti, si ha un quadro più complicato che non può essere qui esaminato. Per quanto riguarda gli effetti di temp. relativi al secondo termine del coeff. di temp. della reattività, la probabilità  $P$  che i neutroni hanno di evitare la fuga dalla struttura del reattore può essere scomposta nel prodotto di due fattori  $P_r$  e  $P_t$  (**O-1.3.5**) e l'effetto di temp. su  $P$  può quindi essere calcolato come somma dei due effetti di  $T$  su  $P_r$  e su  $P_t$  rispettivam.; si ottengono le formule:

$$\begin{cases} \frac{1}{P_r} \frac{dP_r}{dT} = -B^2 \tau \left( 2 \alpha_m - \frac{2}{3} \alpha_r \right) \\ \frac{1}{P_t} \frac{dP_t}{dT} = -\frac{L^2 B^2 (1-f)}{1 + L^2 B^2 (1-f)} \left( 2 \alpha_m + \frac{1}{2T} - \frac{2}{3} \alpha_r - \frac{1}{1-f} \frac{df}{dT} \right) \end{cases}$$

in cui  $\alpha_m$  è il coefficiente di dilataz. cubica del moderatore,  $\alpha_r$  quello di dilataz. cubica del reattore considerato come un tutto unico e  $T$  la temp. ass. del reattore in K. A prescindere dall'effetto di temp. sul fattore  $f$  che nella seconda espressione può essere trascurato per un reattore omogeneo ed è generalm. piccolo rispetto agli altri termini per un reattore eterogeneo, si vede come entrambi i fattori della probabilità dei neutr. di non fuggire forniscono un contributo negativo al coeff. di temp. della reattività, contributo tanto maggiore quanto più è elevato il valore di  $B^2$ , cioè quanto più il reattore è piccolo. Spesso il contributo è preponderante rispetto a quello dovuto all'effetto di  $T$  su  $k_{\infty}$ . Poiché i termini che compongono il coeff. di temp. sono a loro volta funzione della temp., anche il coeff. di temp. della reattività varia con  $T$  in modo notevole. A titolo orientativo si tenga presente che, per la grande maggioranza dei reattori, il coeff. di temp. della reattività è negativo e, a seconda del tipo di reattore, può variare da  $-2$  pcm/ $^{\circ}\text{C}$  a  $-40$  pcm/ $^{\circ}\text{C}$

alle normali temp. di esercizio. In quanto affermato finora circa la dipendenza della reattività della temp., è implicita l'ipotesi che combust. e moderatore si trovino alla medesima temp. Nella pratica ciò è possibile solamente quando il reattore funziona a potenza bassissima (reattore a *potenza zero*). In gen. la temp. del combust. è sempre maggiore di quella del moderatore in quanto è il combust. che cede al moderatore l'energia termica che si libera durante il funzionam. del reattore alla potenza di esercizio. Nei reattori omogenei la diff. di temp. tra combust. e moder. è evidentem. apprezzabile soltanto a livello microscopico. Nei reattori eterogenei invece il fenom. ha importanza fondam. poiché combust. e moder. sono entità ben distinte nella geom. del sistema. A questo proposito è opportuno richiamare l'attenzione sul fatto che non per tutti i reattori eterogenei il coeff.  $dp/dT$  è negativo. Un coeff. di temp. negativo è sempre desiderabile poiché il suo effetto tende a compensare gli effetti di transitori di temp. durante il funzionam. del reattore. Tuttavia è soltanto il coeff. di temp. del combust. che ha importanza a questo fine: se, per una causa generica, il fattore di criticità  $k$  subisce un increm. transitorio, si avrà come immediato effetto un aum. nel valore della dens. neutronica del reattore. Di conseg. la temp. del combust. tenderà ad aumentare ben prima di quella del moder. per quanto già detto nel presente paragrafo circa la diff. tra le cost. di tempo dei due coeff. L'immediato aum. di temp. del combust., se il relativo coeff. di temp. è negativo, provocherà quindi, come immediata conseg., una diminuz. del fattore  $k$ , cioè un'azione stabilizz. proprio sulla causa che aveva determinato l'aum. di temp. Il contrario avverrebbe nel caso di coeff. di temp. positivo per il combust. È evidente, a questo punto, che il segno algebrico del coeff. di temp. complessivo non ha importanza ai fini della stabilità del reattore se è negativo il coeff. di temp. del combust.

Durante il funzionam. del reattore il coeff. di temp.  $dp/dT$  può subire sensibili cambiamenti. Per es. in un reattore a U naturale o, al più, leggerm. arricchito, l' $^{235}\text{U}$  e l' $^{238}\text{U}$  vengono consumati, ma viene prodotto  $^{239}\text{Pu}$  (**O-1.3.7**). L'alteraz. della composiz. del combust. influenza il coeff. di temp. principalm. a causa della parziale sostituz. dell' $^{235}\text{U}$  con il  $^{239}\text{Pu}$ . Si è visto infatti (v. tab. 16) che il primo dà un contributo negativo al coeff. di temp. mentre il secondo ne dà uno positivo. Si è osservato, come conseg., che in reattori a U naturale o poco arricchito il coeff. di temp. del combust., che era inizialm. negativo, diviene positivo dopo un certo tempo di funzionam. L'inconven. può essere evitato con un maggiore arricchimento dell'U nel suo isotopo  $^{235}\text{U}$ . Per quanto concerne i reattori veloci, l'assenza in essi del moder. fa sì che il coeff. di temp. sia costituito (a parte le variaz. dovute alla probabilità di non fuga) da quello del combustibile.

### 1.6.6 Avvelenamento del reattore

Durante il funzionam. di un reattore nucleare i frammenti di fissione e i loro numerosi prodotti di decadim. si accumulano. Fra essi lo  $^{135}\text{Xe}$  e il  $^{149}\text{Sm}$  in particolare hanno elevate sez. di cattura per i neutr. termici. Questi nuclei quindi *avvelenano* il reattore provocando una diminuz. del fattore di utilizz. termica (**O-1.3.4**). Indicando con  $f$  il fattore di utilizzaz. termica del reattore privo di veleni e con  $f'$  il fatt. di util. term. del reattore in presenza dei veleni ( $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ , ecc.) e supponendo il reattore omogeneo, per definiz. si ha:

$$f = \frac{\Sigma_c}{\Sigma_c + \Sigma_m} \quad f' = \frac{\Sigma_c}{\Sigma_c + \Sigma_m + \Sigma_v}$$

dove  $\Sigma_c$ ,  $\Sigma_m$  e  $\Sigma_v$  sono le sez. macroscopiche di assorbim. dei neutr. termici per il combustibile, il moder. e i veleni rispettivam. Si definisce avvelenamento del reattore il rapporto fra il numero di neutr. termici assorbiti dai veleni e quelli assorbiti nel combust. Indicando con  $\Psi$  tale rapporto si avrà  $\Psi = \Sigma_v / \Sigma_c$ . Le variaz. prodotte dai veleni su  $f$  influenzano anche la lungh. di diffusione  $L_r$  (**O-1.3.5**) dei neutroni termici nel reattore e quindi la probabilità  $P_r$  (**O-1.3.5**). Si tratta però di un effetto piccolo in confronto alla variaz. prodotta dai veleni su  $f$ . Si può supporre quindi che il fattore di criticità  $k$  del reattore sia proporz. a  $f$  con e senza veleni. Indicando con  $k'$  il fattore di criticità del reattore con i veleni e con  $k$  quello in assenza di veleni si ha:

$$\frac{k' - k}{k'} = \frac{f' - f}{f'} = -\frac{\Psi z}{1 + z}$$

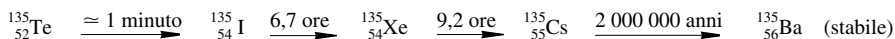
ove  $z = \Sigma_c / \Sigma_m$ . Se il reattore è critico in assenza di veleni si ha  $k = 1$ . Pertanto il valore  $\rho_v$  di reattività (negativa) che la presenza dei veleni introduce nel reattore risulta

$$\rho_v = -\frac{\Psi z}{1 + z}$$

Se il reattore è a U arricchito il rapporto  $z$  può essere notevolm. maggiore di 1 e quindi essere  $\rho_v \approx -\Psi$ .

### 1.6.7 Variazioni intrinseche di reattività a medio termine

La particolare dinamica dell'avvelenam. da  $^{135}\text{Xe}$  che è un isotopo dello Xe avente per i neutr. termici una sez. di cattura  $\sigma_{Xe} = 3 \cdot 10^6$  barn (**O-1.6.3**, e fig. 15) è causa di variaz. di reattività del reattore con una cost. di tempo dell'ordine di una decina di ore. Questo isotopo si forma in piccola parte direttam. come prodotto di fissione e in gran quantità come prodotto del decadim. dello  $^{135}\text{I}$  il quale a sua volta si forma per decadim. del  $^{135}\text{Te}$  che è un altro prodotto di fissione. La successione dei decadimenti radioattivi è la seguente:



Si tratta di una successione di decadim.  $\beta$  negativi (per espulsione cioè di un elettrone dal nucleo). I tempi indicati sulle frecce sono i rispettivi tempi di dimezzam. (**O-1.6.1**, d).

Durante il funzionam. del reattore si avrà quindi, da una parte, produzione di  $^{135}\text{Xe}$  (per decadim. dello I e come prodotto di fissione del combust.) e, dall'altra, distruzione di  $^{135}\text{Xe}$  (per decadim. radioattivo e per cattura neutronica). Se il reattore funziona a potenza cost., dopo un certo tempo il termine di produz. dello  $^{135}\text{Xe}$  e quello di distruz. diventano eguali e lo  $^{135}\text{Xe}$  raggiunge la concentraz. di equilibrio. Tale concentraz. è funzione della potenza di regime del reattore (e cioè del flusso neutronico  $\Phi$ ). Indicando con  $X_0$  la concentraz. di  $^{135}\text{Xe}$  all'equilibrio espressa in atomi/cm<sup>3</sup>, il prodotto  $\sigma_{Xe} X_0$  rappresenta la sez. macroscopica di cattura dello  $^{135}\text{Xe}$ . Se  $\Sigma_c$  è la sezione macroscopica di assorbimento termico per il combustibile, l'avvelenamento (**O-1.6.6**)  $\Psi_0$  di equilibrio è dato dal rapporto  $\sigma_{Xe} X_0 / \Sigma_c$ . Scrivendo le equazioni differenziali per il bilancio della concentraz. di  $^{135}\text{Xe}$  e imponendo il raggiugim. del valore di equilibrio si ottiene per  $\Psi_0$  l'espressione:

$$\Psi_0 = \frac{\sigma_{Xe} X_0}{\Sigma_c} = \frac{\sigma_{Xe} (\gamma_I + \gamma_{Xe}) \Sigma_f \Phi}{(\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi) \Sigma_c}$$

dove  $\gamma_I$  e  $\gamma_{Xe}$  sono le rese di fissione (**O-1.2.6**) per lo  $^{135}\text{I}$  e lo  $^{135}\text{Xe}$  rispettivam.,  $\Sigma_f$  è la sezione macroscopica di fissione termica per il combust.,  $\Phi$  il flusso neutronico,  $\lambda_{Xe}$  la costante di decadim. dello  $^{135}\text{Xe}$ . Il rapporto  $\Sigma_f / \Sigma_c = \sigma_f / (\sigma_f + \sigma_c)$  dove  $\sigma_f$  e  $\sigma_c$  sono le sezioni microscopiche di fissione e di cattura non fissiva del combustibile (**O-1.3.1**, tab. 5).

Nell'ipotesi di reattore termico omogeneo ad  $^{235}\text{U}$ , si ha  $\sigma_f = 582$  barn,  $\sigma_c = 112$  barn e quindi  $\sigma_f / (\sigma_f + \sigma_c) = 0,84$ . Si ha inoltre:  $\sigma_{Xe} = 3 \cdot 10^{-18}$  cm<sup>2</sup>;  $\gamma_I = 0,061$ ;  $\gamma_{Xe} = 0,002$ ;  $\lambda_{Xe} = 2,1 \cdot 10^{-5}$  s<sup>-1</sup> e quindi:

$$\Psi_0 = \frac{1,59 \cdot 10^{-14} \Phi}{2,10 + 3 \cdot 10^{-13} \Phi}$$

Nella tabella 17 sono calcolati i valori dell'avvelenam. di equilibrio da  $^{135}\text{Xe}$  per vari valori del flusso neutronico stazionario; essi risultano anche dalla figura 31.

Si osservi che per flussi neutronici sup. a  $10^{15}$  neutr/cm<sup>2</sup> s, l'avvelenam. di equilibrio non cresce oltre il valore 0,053 che rappresenta un valore limite per il caso considerato. Inoltre risulta che per flussi inf. a  $10^{11}$  neutr/cm<sup>2</sup> s, l'avvelenam. assume valori trascurabili. Con riferim. a quanto detto nel § preced., si può risalire alla reattività assorbita per la presenza nel reattore della concentraz. di  $^{135}\text{Xe}$ . Poiché i massimi valori di  $\rho_v$  si hanno quando  $z \gg 1$  (reattori a U notevolmente arricchito), qualunque sia il flusso neutronico cui il reattore funziona, il valore mass. di reattività che può essere assorbito a causa della presenza di  $^{135}\text{Xe}$  in concentraz. di equilibrio è di  $\rho_v = -\Psi_{0\text{max}} =$

**Tabella 17. Valori di equilibrio dell'avvelenamento da <sup>135</sup>Xe.**

Flusso neutronico termico $\Phi$ (neutr/cm <sup>2</sup> s)	Avvelenamento di equilibrio $\Psi_0$
10 <sup>12</sup>	0,0066
10 <sup>13</sup>	0,0312
10 <sup>14</sup>	0,0495
10 <sup>15</sup>	0,0526
10 <sup>16</sup>	0,053

= - 5300 pcm. Ben diversam. vanno le cose in caso di arresto rapido del reattore. Si supponga per esempio che il reattore venga spento rapidam. dopo aver funzionato a una potenza elevata. Se, un istante prima dello spegnim., la concentraz. di <sup>135</sup>Xe aveva raggiunto un valore  $X_0$  di equilibrio, con l'improvvisa diminuz. del flusso neutronico viene a mancare improvvisam. una delle due cause di distruz. dell'isotopo stesso (esso continua a decadere a <sup>135</sup>Cs con un tempo di dimezzam. di 9,2 ore, ma non viene più eliminato per cattura neutronica il cui contributo è forte data l'elevata sez. di cattura  $\sigma_{Xe}$ ; d'altra parte lo <sup>135</sup>Xe continua a formarsi per decadim. dello <sup>135</sup>I presente nel reattore). Il risultato è che, dopo lo spegnim. del reattore, la concentraz. di <sup>135</sup>Xe comincia a salire fino a raggiungere valori notevoli e tanto maggiori quanto maggiore era il valore di  $\Phi$  al momento dello spegnim. Dopo un certo tempo (una diecina di ore)<sup>(1)</sup> l'avvelenam. raggiunge un valore mass., indi inizia a decrescere (il <sup>135</sup>Te continua a decadere a <sup>135</sup>I che, a sua volta, decade a <sup>135</sup>Xe, e quindi continua a diminuire la concentraz. di <sup>135</sup>Te che è la fonte di produz. del veleno) fino a raggiungere, dopo un centinaio di ore, valori trascurabili. Se si indica con  $\Psi(t)$  l'avvelenam. da <sup>135</sup>Xe all'istante di tempo  $t$  misurato a partire dall'istante  $t=0$  in cui il reattore viene spento e ha quindi ancora il valore  $\Psi_0 = \Psi(0)$  di avvelenamento, il rapporto  $\Psi(t)/\Psi_0$  è dato dall'espressione

$$\frac{\Psi(t)}{\Psi_0} = \frac{\gamma_I(\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi)}{(\lambda_I - \lambda_{Xe})(\gamma_I + \gamma_{Xe})} [e^{-\lambda_{Xe}t} - e^{-\lambda_I t}] + e^{-\lambda_{Xe}t}$$

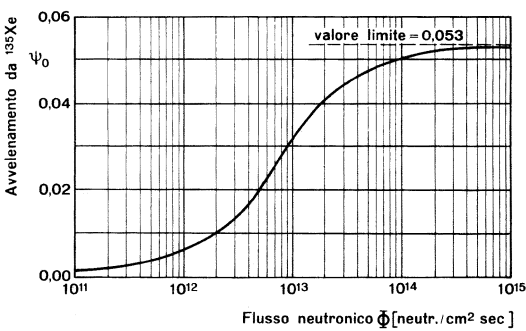


Fig. 31. Valori di equilibrio dell'avvelenamento da <sup>135</sup>Xe in funzione del flusso neutronico.

<sup>(1)</sup> Anche il tempo dopo il quale il max si verifica dipende da  $\Phi$ ; può variare da zero ( $\Phi$  basso; assenza del picco) a un max di oltre 11 ore.



in cui  $\lambda_1 (= 2,88 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1})$  è la cost. di decadim. dello  $^{135}\text{I}$  e le altre grand. sono già state specificate. L'espress. è ottenuta nell'ipotesi che, nell'istante d'arresto del reattore, il flusso neutronico  $\Phi$  vada a zero istantaneam. Ciò a rigore è impossibile perché il periodo del reattore per quanto elevata sia la reattività negativa introdotta dalle barre di emergenza non può scendere sotto il valore di circa  $-80 \text{ s}$  (**O-1.6.2**). Tuttavia il flusso scende a valori molto bassi nell'istante dello spegnim. e si riduce praticam. a zero dopo alcuni minuti, tempo di gran lunga inferiore alle cost. di tempo  $1/\lambda_1$  e  $1/\lambda_{\text{Xe}}$  presenti nella formula; il che rende giustificabile l'ipotesi semplificativa fatta. Introducendo i valori numerici  $\gamma_1 = 0,061$ ;  $\gamma_{\text{Xe}} = 0,002$ ;  $\lambda_1 = 2,88 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ;  $\lambda_{\text{Xe}} = 2,10 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ;  $\sigma_{\text{Xe}} = 3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ , si ottiene:

$$\frac{\Psi(t)}{\Psi_0} = 1,24 (2,10 + 3 \cdot 10^{-13} \Phi) [e^{-2,10 \cdot 10^{-5} t} - e^{-2,88 \cdot 10^{-5} t}] + e^{-2,10 \cdot 10^{-5} t}$$

il cui andam. è rappresentato nel grafico di figura 32 per tre valori del flusso neutronico  $\Phi$  di regime (prima dello spegnim. del reattore). Si noti la forte dipendenza del picco di avvelenam. dai valori di flusso neutronico cui il reattore lavora. Se per es. un reattore termico funziona a un flusso neutronico  $\Phi = 10^{13} \text{ neutr/cm}^2 \text{ s}$ , dopo il suo arresto, l'avvelenam. raggiunge un valore 1,25 volte maggiore dell'avvelenamento di equilibrio; lo stesso reattore che funzioni a un flusso  $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ , dopo l'arresto, viene avvelenato da concentr. di  $^{135}\text{Xe}$  9,4 volte maggiore di quella di equilibrio (fig. 32). Nel caso di un flusso  $\Phi = 10^{15} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$  il picco di avvelenam. avrebbe poi un valore circa 45 volte maggiore del valore  $\Psi_0$  corrisp. al flusso di regime considerato. Per flussi neutronici inf. a  $10^{13} \text{ neutr/cm}^2 \text{ s}$  i picchi di avvelenam. sono invece trascurabili. Il tempo necessario al raggiungim. della mass. concentr. di  $^{135}\text{Xe}$  dopo l'arresto del reattore è

$$t_{(\max \Psi)} = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_{\text{Xe}}} \ln \left\{ \left[ 1 - \frac{(\lambda_1 - \lambda_{\text{Xe}})(\gamma_1 - \gamma_{\text{Xe}})}{\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_{\text{Xe}} \Phi} \right] \frac{\lambda_1}{\lambda_{\text{Xe}}} \right\}$$

Per flussi  $\Phi > 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$  (che sono i valori per cui il picco di avvelenam. si fa sensibile) il termine fra parentesi quadre differisce molto poco da 1. Si può quindi scrivere

$$t_{(\max \Psi)} \approx \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_{\text{Xe}}} \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_{\text{Xe}}} \quad (\text{per } \Phi > 10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s})$$

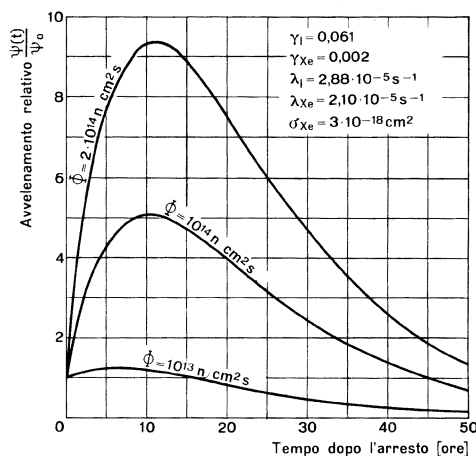


Fig. 32. Picchi di avvelenamento da  $^{135}\text{Xe}$ .

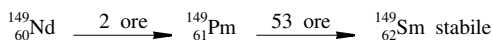
e si ottiene:

$$t_{(\max \psi)} \approx \frac{10^5}{0,78} \ln \frac{2,88}{2,10} = 4,05 \cdot 10^4 \text{ s} = 11,2 \text{ ore}$$

Tutte le conclus. fin qui tratte circa l'avvelenam. da Xe presuppongono una distribuz. unif. sia del flusso  $\Phi$  sia delle concentrazioni di  $^{135}\text{I}$  e di  $^{135}\text{Xe}$  in tutto il reattore. Poiché il flusso è invece distribuito nel reattore secondo la funz.  $\Psi_n(x, y, z)$  di distribuzione (**O-1.6.1, e**), il valore  $\Phi$  può essere considerato come valor medio del flusso neutronico. Ciò porta a errori di pochi % nei calcoli. Il picco di avvelenam. da  $^{135}\text{Xe}$  può rappresentare un serio problema per il riavviam. del reattore che, nel corso del funzionam., ha subito un arresto (**O-1.6.10**).

### 1.6.8 Variazioni intrinseche di reattività a lungo termine

Il  $^{149}\text{Sm}$  è un isotopo stabile con una sezione di cattura di  $5 \cdot 10^4$  barn per neutroni termici. È il prodotto finale della catena di decadimenti  $\beta$  negativi



ove le grand. 2 e 53 ore sono i tempi di dimezzam. del  $^{149}\text{Nd}$  e del  $^{149}\text{Pm}$  rispettivam. Poiché il  $^{149}\text{Sm}$  non è radioattivo, la sua concentraz. di equilibrio e il relativo avvelenam. durante il funzionam. del reattore sono indep. dal valore del flusso neutronico. Se  $S_0$  è la concentraz. di equilibrio per il  $^{149}\text{Sm}$  e  $\sigma_s$  la sua sez. microscop. di cattura, l'avvelenam.  $\Psi_0$  di equilibrio vale  $\Psi_0 = \Sigma_v / \Sigma_c$  (**O-1.6.6**) e cioè:  $\Psi_0 = \sigma_s S_0 / \Sigma_c = 0,01$ . Dopo lo spegnim. del reattore il  $^{149}\text{Sm}$  non viene più eliminato per catture neutroniche mentre continua a formarsi dal  $^{149}\text{Nd}$  presente nel reattore. La concentraz. di  $^{149}\text{Sm}$  sale quindi a un valore asintotico. Il corrisp. avvelenam.  $\Psi(t \rightarrow \infty) = \Psi_\infty$  è

$$\Psi_\infty = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_c} \left( \frac{\sigma_s \gamma_p \Phi}{\lambda_p} + \gamma_p \right)$$

in cui  $\gamma_p$  è la resa di fissione del  $^{149}\text{Pm}$ ,  $\gamma_p$  la sua costante di decadim. e  $\Sigma_f / \Sigma_c$  il rapp. tra la sez. macroscop. di fissione del combust. e quella di assorbim. totale per neutroni termici. Introducendo i valori num. si ottiene:  $\Psi_\infty = 1,30 \cdot 10^{-16} \Phi + 0,01$ . Per es. per un reattore funzion. a un flusso  $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ , l'avvelenam. da  $^{149}\text{Sm}$  sale al valore 0,036 dopo l'arresto. Il tempo impiegato è, in pratica,  $4 \div 5$  volte la costante di tempo  $1/\lambda_p$  e cioè

$$t_{(\Psi_\infty)} = (4 \div 5) \frac{53}{\log_e 2} \approx 300 \div 400 \text{ ore}$$

Riavviando il reattore, il  $^{149}\text{Sm}$  accumulatosi viene eliminato per catture neutroniche e l'avvelenam. ridiscende al valore di equilibrio  $\Psi_0 = 0,01$ ; da qui si può risalire (**O-1.6.6**) alle corrisp. variaz. di reattività.

Per reattori funzionanti a flussi di  $10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$  o più, oltre al  $^{149}\text{Sm}$  vi sono molti altri isotopi che si accumulano, causando diminuzioni di reattività a lungo termine alcuni, aumenti di reattività altri (per es. il  $^{239}\text{Pu}$ ). In figura 33 è rappresentato l'andam. dell'avvelenam. dovuto a isotopi diversi dallo  $^{135}\text{Xe}$  in funzione della fraz. di  $^{235}\text{U}$  bruciato durante il funzionam. di un reattore. Nel grafico  $\Sigma_c$  si riferisce all'ammontare iniziale del combustibile, quando cioè il reattore non ha mai funzionato o quando sono appena stati sostituiti gli elementi di combustibile (**O-1.3.7**).

### 1.6.9 Strumentazione nucleare di controllo

La potenza media termica sviluppata in un reattore può essere misurata come prodotto del salto di temp.  $\Delta T$  presente fra uscita e ingresso del refrigerante e portata  $Q$  del refrigerante stesso. Ma ai fini del controllo una tal misura sarebbe troppo lenta. Essa viene effettuata egualm. con l'impiego di quella che può chiamarsi *strumentazione convenzionale* (strumenti misuratori di temp., di press., di portate di liquidi o di gas ecc.). I servomeccanismi di controllo vengono però asserviti

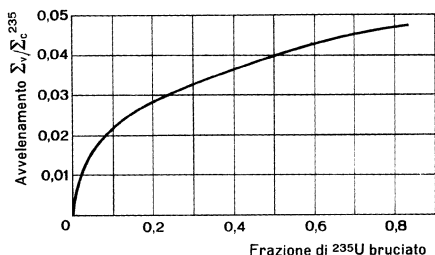


Fig. 33. Avvelenamento del reattore per isotopi diversi dallo  $^{131}\text{Xe}$

a quella che viene detta *strumentazione nucleare*. Poiché il prodotto  $\Sigma_f \Phi$  (v. anche **O-1.6.3**) misura il numero di atti di fissione che avvengono in un s in un  $\text{cm}^3$  di materiale contenente combust., e poiché per sviluppare una potenza termica di 1 W sono necessari 31 miliardi di fissioni al secondo, se  $V$ , in  $\text{cm}^3$  è il volume interessato, in esso avverranno  $V \Sigma_f \Phi$  fissioni al secondo e si svilupperà in esso una potenza:

$$P = \frac{V \Sigma_f \Phi}{3,1 \cdot 10^{10}} \text{ watt}$$

In ogni punto del reattore e in ogni istante la potenza sviluppata è quindi proporz. al flusso neutronico  $\Phi$ . La strumentaz. nucleare misura tale valore in opportuni punti del reattore. Per quanto detto a proposito della funzione  $\Psi(x, y, z)$  di distribuzione è suff. la misura della dens. neutronica (o del flusso  $n v$ ) in un punto del reattore per conoscere la densità neutronica in ogni altro punto se la funz.  $\Psi(x, y, z)$  è nota. Una volta costruito il reattore, esso viene fatto funzionare a potenza bassissima (la funz.  $\Psi$  dipende molto poco dalla potenza del reattore) e la funzione  $\Psi(x, y, z)$  viene rilevata sperimentalmente tramite l'operaz. di *mappatura del flusso neutronico*.

Tutte le radiazioni nucleari, direttamente o indirettamente, producono ionizzazione nella materia. La strumentazione nucleare misura l'entità della ionizzazione prodotta. Per la misura del flusso neutronico tre sono le principali reazioni che vengono sfruttate: 1) urto elastico dei neutroni contro nuclei di H; 2) reazioni  $(n, \alpha)$  con il B; 3) fissione. Il primo tipo di reaz. è applicabile solo ai neutr. veloci di energia pari a 0,1 MeV o più. Il loro passaggio attraverso l'H o composti ricchi di esso causa il trasferimento di larga parte della loro energia ai nuclei di H; ne risulta il movimento di protoni con energia sufficiente a produrre considerevole ionizzazione nel loro passaggio attraverso un gas. Il secondo e il terzo tipo di reazioni sono applicabili a neutr. lenti (termici). Le reazioni di tali neutroni con il  $^{10}\text{B}$  (**O-1.2.3**) producono nuclei di He e nuclei di Li, entrambi capaci di provocare ionizzazione. I neutroni termici, inducendo fissione nell' $^{235}\text{U}$  provocano il movimento dei frammenti di fissione, anch'essi in grado di ionizzare un gas nel loro cammino. Le misure di  $\Phi$  si riducono quindi tutte alla rivelazione di coppie ione-elettrone prodotte in un gas. Per il controllo di un reattore nucleare si rende necessaria la misura rapida della potenza anche a valori bassissimi (**O-1.6.10**). Si presenta così il problema di avere strumenti in grado di rivelare sia piccolissimi sia grandissimi livelli di ionizzazione. Non esiste possibilità di fare ciò con un unico strumento elettronico soprattutto per due motivi. 1) La misura della potenza del reattore richiede la misura della *sola ionizzazione prodotta* (indirettamente) *dai neutroni*. Durante il funzionamento del reattore sono in esso presenti anche radiazioni  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ . Le prime due non costituiscono un problema; anche un sottile foglio di Al è in grado di impedire il loro ingresso nell'interno del rivelatore. Poiché i rivelatori sono costituiti da cilindri metallici a tenuta di gas (il gas di riempimento è quello che viene ionizzato dalle particelle da rivelare), all'interno di essi è libero l'accesso ai neutroni, ma anche alle radiazioni  $\gamma$  che sono ionizzanti. È quindi necessario distinguere fra ionizzazione prodotta indirettamente dai neutroni (è quella che interessa nella mi-

sura) e quella prodotta dalle radiazioni  $\gamma$ . 2) Dato l'enorme campo di variazione della potenza del reattore (dalle centinaia di  $\mu\text{W}$  alle centinaia di  $\text{MW}$ ), uno strumento in grado di funzionare a basse frequenze di conteggio non è più in grado di fornire indicazioni proporzionali alla potenza da misurare quando le frequenze di conteggio superano certi valori e viceversa. Per questi motivi la strumentazione di controllo del reattore può essere divisa in tre grandi categorie: 1) *contatori proporzionali*; 2) *camere a fissione*; 3) *camere compensate di ionizzazione*.

Si ricorda che, se una radiazione ionizzante attraversa un gas in cui sono immersi due elettrodi metallici mantenuti a un'opportuna differenza di potenziale, si forma un certo numero di coppie di ioni positivi e di elettroni. Il campo elettrico presente fra i due elettrodi fa migrare i primi verso l'elettrodo negativo e i secondi verso quello positivo. Se nel circuito di alimentazione è inserita una resistenza  $R$  (fig. 34), essa verrà percorsa, per tutto il tempo impiegato dalle cariche a migrare verso i rispettivi elettrodi, da una corrente  $i$  che darà origine a una tensione  $v$  ai capi della resistenza  $R$ . Se il passaggio delle particelle ionizzanti nel gas avviene con frequenze basse tanto da permettere che fra il passaggio di una particella e quello della successiva il gas si deionizzi (in tal caso la corrente  $i$  si annulla e la tensione  $v$  anche), si è nel campo di funzionamento dei *contatori*: la corrente  $i$  circola a impulsi in  $R$  e l'apparecchiatura elettronica conta gli impulsi di tensione  $v$  e invia allo strumento un'indicazione proporzionale alla loro frequenza di conteggio. Se invece il passaggio delle particelle ionizzanti nel gas avviene con frequenze alte, il gas del contenitore è continuamente ionizzato e la corrente  $i$  circola continuamente in  $R$  con intensità proporzionale alla ionizzazione presente fra i due elettrodi; si è nel campo di funzionamento delle *camere di ionizzazione*: l'apparecchiatura elettronica (che è ora ben diversa da quella necessaria nel caso precedente; può essere costituita, per esempio, da un amplificatore lineare in corrente continua) invia allo strumento un'indicazione proporzionale al valore istantaneo di  $v$  o di  $i$ .

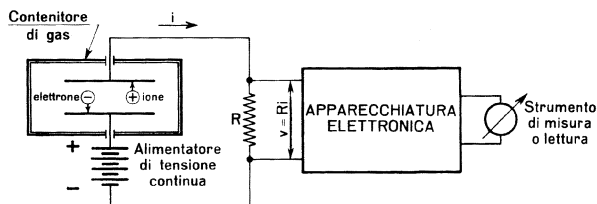


Fig. 34. Schema elettrico di un rivelatore di ionizzazione.

1) *Contatori proporzionali*. Sono costituiti da un tubo metallico contenente gli elettrodi e riempito con  $\text{BF}_3$  (gassoso), preferibilmente arricchito nel suo isotopo  $^{10}\text{B}$ , per la rivelazione di neutroni termici; di  $\text{H}$  per la rivelazione dei neutroni veloci. Le particelle  $\alpha$  emesse nell'interno del contatore nel caso di reazione  $(n, \alpha)$  con i neutroni termici e i protoni nel caso di reazione con i neutroni veloci costituiscono le cause ionizzanti. Le radiazioni  $\gamma$  che penetrano nell'interno provocano debole ionizzazione. Gli impulsi di tensione  $v$  provocati dalle particelle  $\alpha$  nel caso di contatori per neutroni termici e dai protoni nel caso di contatori per neutroni veloci hanno ampiezze molto maggiori di quelli dovuti a radiazioni  $\gamma$ . I circuiti elettronici di rivelazione e conteggio sono quindi in grado di distinguere facilmente gli impulsi che debbono essere contati da quelli spurii. La frequenza di conteggio inviata allo strumento di misura è proporzionale al flusso neutronico  $\Phi$  da misurare.

2) *Camere a fissione*. L'interno della camera è generalmente rivestito da un composto dell'U, arricchito nel suo isotopo  $^{235}$ . L'ingresso di un neutrone termico produce fissione nel rivestimento con liberazione dei frammenti di fissione nell'interno della camera e conseguente ionizzazione del gas ivi contenuto. Anche in questi contatori gli impulsi dovuti ai frammenti di fissione sono nettamente distinguibili da quelli causati da radiazioni  $\gamma$ .

3) *Camere compensate di ionizzazione.* Se le frequenze di conteggio salgono oltre un certo limite, il gas di riempimento dei contatori non può più deionizzarsi fra un impulso e l'altro e fra gli elettrodi fluisce una corrente continua risultante sia dalla ionizzazione provocata per causa dei neutroni sia da quella provocata direttamente dalla radiazione  $\gamma$ . Tale corrente non può quindi fornire una misura del flusso neutronico. Una camera compensata ovvia a questo inconveniente. Essa è costituita da due camere in tutto eguali fra loro con l'unica differenza che l'interno di una è rivestito di un composto del B e l'interno dell'altra no. Costruttivamente le due camere si trovano in un unico contenitore e i loro elettrodi sono collegati secondo lo schema di figura 35. In presenza di sola radiazione  $\gamma$  fra A e B (cioè nel volume occupato dalla 1ª camera) circola la medesima corrente di ionizzazione che circola fra B e C (volume occupato dalla seconda camera). La corrente  $i$  di misura (differenza fra le due) è quindi nulla. Se la radiazione  $\gamma$  è invece in presenza anche di flusso neutronico, la corrente di ionizzazione è senz'altro maggiore nella prima camera rispetto alla seconda poiché soltanto nella prima i neutroni, reagendo con il  $^{10}\text{B}$ , provocano ulteriore ionizzazione. Le due correnti non sono più eguali e la loro differenza  $i$  dà evidentemente la misura del flusso neutronico. L'apparecchiatura elettronica schematizzata nelle figure 34 e 35 può inviare allo strumento una grandezza elettrica proporzionale al flusso da misurare o una grandezza elettrica proporzionale al logaritmo della grandezza medesima. Nel primo caso si hanno i contatori proporzionali lineari, le camere a fissione lineari e le camere compensate lineari, rispettivamente. Nel secondo caso si hanno i contatori logaritmici, le camere a fissione logaritmiche, le camere compensate logaritmiche. Il gruppo degli strumenti logaritmici offre il vantaggio, rispetto a quelli lineari, di una buona lettura su tutte le decadi di valori compresi nella loro portata, senza bisogno dell'uso di commutatori i quali si rendono invece necessari negli strumenti lineari per il cambiamento della scala di lettura. Inoltre, derivando rispetto al tempo, con un opportuno circuito derivatore elettronico, la grandezza in uscita da uno strumento logaritmico, si ottiene un'indicazione costante ogni qual volta il reattore sale o scende di potenza a periodo stabile. Si ha così un *misuratore di periodo* che fa parte integrante della strumentazione nucleare di controllo.

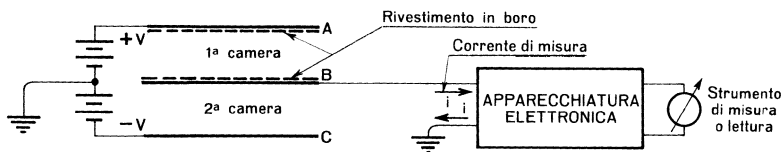


Fig. 35. Schema di principio in una camera compensata.

Indicando con  $P_0$  la potenza nominale di funzionamento del reattore, si può affermare che valori di  $P$  inferiori a  $10^{-11} P_0$  sono fuori portata per ogni tipo di strumento di controllo; valori di  $P$  compresi fra  $10^{-11} P_0$  e  $10^{-7} P_0$  sono generalmente accessibili ai contatori proporzionali. Il campo da  $3 \cdot 10^{-9} P_0$  a  $3 \cdot 10^{-5} P_0$  è controllato normalmente da camere a fissione, mentre per valori di potenza fra  $10^{-6} P_0$  e  $P_0$  si rendono necessarie camere compensate. Quanto detto è riassunto nello schema di figura 36 che ha però valore solamente indicativo in quanto il posizionamento degli organi di misura nel reattore gode di una certa arbitrarietà (si può, per esempio, spostare un contatore da una zona di flusso alto a una di flusso più basso se la potenza del reattore è troppo alta per essere da esso misurata).

### 1.6.10 Operazioni relative al funzionamento del reattore

Il normale funzionamento di un reattore comprende tre distinte fasi operative: l'avviamento, il funzionamento a potenza, l'arresto. In ciascuna delle tre fasi si rende necessario l'uso di un opportuno gruppo di strumenti di controllo per la sicurezza delle operazioni.

1. *Avviamento del reattore.* Si possono distinguere tre tipi di avviamento del reattore: l'avviamento a *freddo* che si riferisce all'avviamento di un reattore nuovo o di un reattore in cui so-

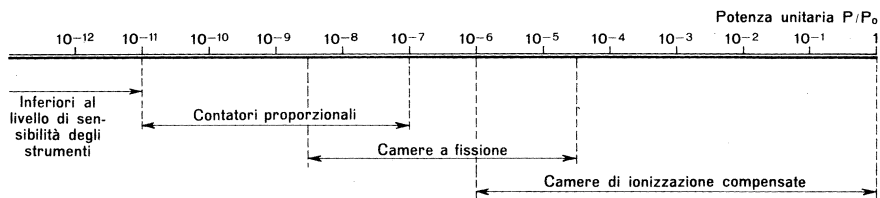


Fig. 36. Portate di misura dei vari tipi di indicatori di flusso neutronico.

no stati appena sostituiti gli elementi di combustibile o di un reattore che è rimasto spento per parecchi giorni; l'avviamento *a caldo* che si rende necessario quando occorre rimettere in funzione un reattore che, per una qualsiasi ragione, ha subito un arresto per breve tempo; l'avviamento a *livelli di potenza* quando occorre aumentare la potenza del reattore da un livello a un altro a causa di un aumento della richiesta. L'avviamento a freddo richiede particolari cautele poiché, quando il reattore è spento da molto tempo o è nuovo, possiede la massima reattività disponibile nel caso in cui tutti i gruppi di barre vengano estratti. Infatti non vi sono veleni che introducano reattività negative e la temperatura è quella ambiente (il coefficiente di temperatura del combustibile è quasi sempre negativo, **O-1.6.5**). Inoltre, se il reattore è nuovo, vi è in esso la massima concentrazione di isotopi fissili. D'altra parte il flusso neutronico è quasi nullo: si riduce alle poche fissioni spontanee dell' $^{238}\text{U}$  presente ma è, comunque, fuori dalla possibilità di essere misurato dagli strumenti. Una volta estratte le barre di emergenza, si inizia l'estrazione delle barre di regolazione grossolana. Nulla avviene finché il reattore rimane sottocritico. Ma, mentre le barre salgono, si raggiunge improvvisamente la criticità e può avvenire che il reattore diventi poi sopracritico con una reattività corrispondente a un periodo troppo basso. In tal caso la densità neutronica potrebbe raggiungere livelli pericolosi in tempi troppo brevi (prima cioè che gli strumenti di misura del flusso e del periodo segnino qualcosa).

Quanto affermato (**O-1.6.4**) a proposito della bassa velocità di estraz. delle barre vale soltanto in caso di reattore caldo. A reattore freddo la velocità di sicurezza sarebbe così bassa da richiedere tempi di avviamento proibitivi. L'inconveniente può essere facilmente ovviato con l'avviamento del reattore mediante l'introduzione di una sorgente di neutroni. Se in un reattore sottocritico si introduce una sorgente di neutroni (sono disponibili sorgenti che emettono  $10^6 \div 10^7$  neutr/s), questi iniziano la reazione a catena e il flusso neutronico sale a un valore asintotico che dipende dall'intensità della sorgente, dal valore  $\rho_0$  di reattività (valore negativo) e dal valore della vita media neutronica all'equilibrio critico,  $\Lambda$ . Se  $S_0$  è il numero di neutroni che la sorgente introduce in un s in un  $\text{cm}^3$  di nocciolo del reattore, la densità neutronica raggiunge, qualche minuto dopo l'introduzione della sorgente, il valore asintotico:

$$n_{\infty} = -\frac{\Lambda S_0}{\rho_0} \text{ neutr/cm}^3$$

Noti il termine  $S_0$  di sorgente, la vita media  $\Lambda$  e disponendo del grafico di taratura delle barre, basta fissare queste in una posizione corrispondente a un valore  $\rho_0 < 0$  per cui si abbia un valore  $n_{\infty}$  sufficientemente elevato perché possa essere misurato dagli strumenti. Il fenomeno è noto sotto il nome di *moltiplicazione sottocritica*. Quanto ora affermato può essere ottenuto analiticamente dalle equazioni generali (**O-1.6.3**) per:  $\rho(t) = -\rho_0$ ;  $s_0(t) = S_0$ .

L'avviamento a caldo è un'operazione molto meno pericolosa. Se non è trascorso molto tempo dall'arresto, il livello della densità neutronica può avere ancora valori misurabili. Per esempio, dopo 15' dallo spegnimento a causa del periodo di  $-80$  s (**O-1.6.2**), il flusso neutronico è diminuito di un fattore  $10^5$ . Se il reattore funzionava a piena potenza  $P_0$ , dopo 15' la potenza è  $10^{-5} P_0$  e quindi è ancora perfettamente rilevabile dagli strumenti. Inoltre il reattore è caldo e quindi

dispone di meno reattività a causa del coefficiente di temperatura negativo (**O-1.6.5**). Un grave problema è invece rappresentato dall'eventuale presenza di un forte picco di avvelenamento da  $^{135}\text{Xe}$ . Si supponga, per es., che un reattore a U arricchito lavori a piena potenza con un flusso neutronico dell'ordine di  $2 \cdot 10^{14}$  neut/cm<sup>2</sup> s. Come risulta dalla figura 31, l'avvelenamento corrispondente di equilibrio è  $\Psi_0 = 0,052$ . Si faccia l'ipotesi che il reattore freddo, privo di veleni, disponga, a barre tutte estratte, di una reattività  $\rho = 0,20$ . Dalla figura 32 si vede che, a  $1^h$  e  $30'$  dall'arresto, l'avvelenamento  $\Psi$  ha già raggiunto un valore pari a  $4,2 \Psi_0$  cioè 0,218. Essendo  $z \gg 1$  (si è supposto combustibile arricchito), la reattività introdotta dalla concentrazione di  $^{135}\text{Xe}$  è  $\rho_v = -\Psi = -0,218$ . Anche estraendo tutte le barre, il reattore è ancora sottocritico essendo  $\rho = 0,20 - 0,218 = -0,018 = -1800$  pcm e non è quindi più possibile il suo avviamento. Per poterlo avviare occorre attendere circa 35 ore, come risulta evidente sempre dal grafico della figura 32. Dopo 11 ore dall'arresto l'avvelenamento sale a  $9,4 \Psi_0 = 0,49$  e poi comincia a diminuire. Nel caso considerato quindi, o il reattore viene riavviato entro 1 ora e mezzo circa dall'arresto, oppure per poterlo fare occorre attendere un giorno e mezzo. In tal caso si ricade nell'avviamento a freddo se si trascura il fatto che dopo 35 ore il reattore è ancora fortemente avvelenato. Con l'avviamento però l'avvelenamento scende rapidamente al valore di equilibrio  $\Psi_0$ , non appena il flusso neutronico ha raggiunto nuovamente il livello che aveva prima dello spegnimento poiché i neutroni termici contribuiscono fortemente all'asportazione di gran parte degli isotopi di  $^{135}\text{Xe}$  che si erano accumulati. Può accadere che il livello di potenza di un reattore venga temporaneamente ridotto di una piccola frazione per una diminuita richiesta di carico. Quando la richiesta torna ad essere equivalente alla piena potenza del reattore, si presenta il problema dell'avviamento a livello di potenza. L'operazione non offre particolari difficoltà. Può essere effettuata manualmente o automaticamente con l'impiego del servomeccanismo di controllo. Tutto quanto occorre è di portare il reattore alla potenza richiesta in un tempo più breve possibile compatibilmente con l'esigenza di un periodo non troppo basso e con le esigenze della dinamica del sistema termovettore.

**2. Funzionamento a potenza del reattore.** Durante il funzionamento del reattore alla sua normale potenza di esercizio il sistema di controllo automatico che muove le barre di regolazione fine compensa tutte le piccole variazioni transitorie di reattività a breve termine, mentre per la compensazione delle variazioni a medio e lungo termine (avvelenamento da  $^{135}\text{Xe}$ , da  $^{149}\text{Sm}$ , esaurimento del combustibile ecc.) interviene il sistema di controllo che agisce sulle barre di compensazione.

**3. Arresto del reattore.** Può essere effettuato deliberatamente (per esempio, per la ricarica del combustibile o per operazioni varie di manutenzione) e, in tal caso, il procedimento usato non ha alcuna importanza in quanto il reattore dovrà poi rimanere spento per un lungo periodo di tempo. Le barre di controllo possono quindi essere inserite quanto velocemente si vuole. Se invece si prevede un arresto per breve tempo, è bene provvedere a un arresto lento mediante l'inserzione lenta delle barre fino al raggiungimento della massima potenza tollerabile per le operazioni di manutenzione o riparazione che si debbono effettuare. Ciò non soltanto minimizza gli effetti del picco di avvelenamento da Xe, ma facilita anche le operazioni di riavviamento per quanto si è già visto. Si tenga presente inoltre che, anche dopo lo spegnimento completo, vengono ancora liberate dal reattore grandi quantità di calore come risultato del decadimento radioattivo dei prodotti di fissione. Onde assicurare la continuità di funzionamento del reattore, l'arresto rapido di emergenza deve essere evitato per quanto è possibile. Il sistema di sicurezza non deve intervenire per piccole fluttuazioni di potenza che possono essere causate da variazioni di portata del refrigerante o da fluttuazioni statistiche degli stessi servomeccanismi di regolazione o dei circuiti elettronici cui sono asserviti. Il sistema di sicurezza deve essere quindi progettato in maniera che in caso di scarso pericolo vi sia un ritardo fra il momento in cui il disfunzionamento viene rivelato e il momento in cui lo spegnimento automatico ha inizio. Soltanto quando il livello di potenza supera notevolmente (di solito del 20%) il valore di piena potenza o quando il periodo scende a valori di pochi secondi, si presenta la necessità dell'arresto rapido automatico. La rapidità del sistema di emergenza è poi essenziale nel caso di incidenti per avviamento a freddo che costituisce, come visto, una delle situazioni potenzialmente più pericolose nelle operazioni relative al funzio-

namento del reattore. È però inevitabile un certo ritardo anche nell'arresto rapido di emergenza. Esso generalmente varia da 30 a 50 millisecondi.

Circa il *controllo dei reattori veloci*, si accenna qui brevemente soltanto alle principali differenze esistenti fra la dinamica dei reattori veloci e quella dei reattori termici. Innanzitutto, a causa dell'assenza del moderatore, il valore di  $\Lambda$  (**O-1.6.1**) è molto minore nei reattori veloci che in quelli termici (circa  $0,1 \mu\text{s}$  contro i  $10 \div 1000 \mu\text{s}$  di un reattore termico). Ciò perché la quasi totalità delle fissioni avviene a energie elevate e cioè subito dopo che i neutroni sono stati liberati dai nuclei fissionati o dal decadimento dei precursori. Non intercorre quindi fra una fissione e la successiva il grande intervallo di tempo (tempo di diffusione) che, in media, il neutr. trascorre nei reattori termici come neutrone termalizzato; il tempo di diffusione, come si può vedere in **O-1.2.10**, tabella 4, è sempre  $\gg$  di quello di rallentamento; nei reattori veloci il rallentamento è praticamente inesistente. Altro fatto importante è la forte concentrazione del combustibile nel nocciolo, necessaria a rendere possibile la reazione a catena per fissioni veloci (**O-1.3.1**). Ciò fa sì che il reattore sia molto sensibile alle più piccole variazioni della configurazione fisico-geometrica del nocciolo stesso che, oltretutto, è anche di dimensioni molto ridotte a confronto di quelle di un reattore termico di pari potenza. Sono quindi possibili situazioni impreviste di forte sopraccriticità della struttura come risultato, per es., di un riassetto degli elementi di combustibile. È sempre necessaria la presenza di un sistema di sicurezza a intervento molto rapido e di grande affidabilità. A ciò si aggiunga la notevole diminuzione dell'effetto stabilizzante dei neutroni ritardati. Per esempio, mentre per un reattore termico che usi come combustibile l' $^{235}\text{U}$ , il valore di

$$\beta = \sum_i^6 \beta_i = 0,0065$$

(**O-1.6.1**, tab. 13), il che costituisce la presenza di un contributo stabilizzante di reattività di  $-650$  pcm, nel caso di un reattore veloce a  $^{239}\text{Pu}$  lo stesso contributo si riduce a  $-210$  pcm. In altre parole, mentre per un reattore veloce un imprevisto aumento di reattività di  $210$  pcm è sufficiente a ridurre il valore del ciclo neutronico a circa  $0,1 \mu\text{s}$  (vita media neutronica senza contributo dei neutroni ritardati), per un reattore termico è necessario un aumento di reattività imprevisto più che triplo per ridurre il ciclo neutronico per un valore che nel peggiore dei casi è di  $10 \mu\text{s}$  (in generale è dell'ordine delle centinaia di  $\mu\text{s}$ ) (**O-1.6.2**, es. 2).

Per quanto riguarda le equazioni della cinetica (**O-1.6.3**) esse sono, per i reattori veloci, molto più attendibili che non per i reattori termici; in un reattore veloce le fissioni avvengono praticamente quasi tutte ad energie elevate e quindi è più facile calcolare il valore, del ciclo neutronico che, per i reattori termici, è complicato dalla presenza del rallentamento. Lo studio dei vari coefficienti di reattività è però molto complesso per la presenza nel nocciolo di canali percorsi da Na liquido che viene generalmente usato come refrigerante (**O-1.8.9**) e per la maggiore sensibilità della struttura alle variazioni delle proprietà fisiche e geometriche.

## 1.7 VALUTAZIONI ECONOMICHE SUL COSTO DELL'ENERGIA ELETTRICA DI ORIGINE NUCLEARE

### 1.7.1 Costo dell'energia elettrica e fattori di utilizzazione

Nel discutere sul costo dell'energia elettrica prodotta per via nucleare, occorre tener presente che le valutazioni in materia sono quanto mai incerte. Ciò premesso, ricordiamo che i costi della produzione di energia elettrica sono in prima approssimazione dati da una formula binomia in cui un termine è indipendente dall'energia prodotta e un termine è proporzionale alla quantità di energia prodotta. Posto perciò  $w$ : energia prodotta in un anno;  $c$ : costo totale in centrale dell'energia prodotta in un anno, si avrà:  $c = a + w b$ . Il costo per unità di energia prodotta sarà perciò  $\gamma = c/w = a/w + b$ . Il costo unitario è cioè dato dalla somma di un termine costante e di un termine inversamente proporzionale alla quantità di energia prodotta. Quest'ultima d'altra parte



può essere espressa come:  $w = p n S$ , essendo  $p$  la potenza dell'impianto,  $n$  il numero di ore in un anno (8760), ed  $S$  il fattore di utilizzazione. Si ha quindi:  $\gamma = a/p n S + b$ .

I costi di impianto, in epoca di elevata inflazione e di incertezze regolamentari, sono molto fluttuanti. Basti dire che essi sono pari a  $1,5 \div 2$  volte il costo di una centrale a carbone.

Quanto al costo di esercizio, si possono distinguere i seguenti addendi.

a) Oneri dovuti all'immobilizzo del capitale necessario per l'acquisto del combustibile nucleare. Per un'esatta valutazione di tale voce bisogna considerare che, oltre al combustibile nucleare presente nel nocciolo del reattore, si può avere: 1) una certa quantità di combustibile a scopo di riserva per il caso di guasti; 2) una parte del combustibile presente nelle vasche di disattivazione per permettere il decadimento e contemporaneo raffreddamento: in genere sono necessari 3 mesi; 3) una parte del combustibile in viaggio dalla centrale all'impianto di rigenerazione chimica; nella maggior parte dei casi, dovendosi inviare il combustibile in impianti lontani, occorre almeno un mese; 4) una parte del combustibile presente nell'impianto di rigenerazione; la permanenza è di parecchi mesi; 5) una parte del combustibile presente nell'impianto per la fabbricazione degli elementi; il periodo impegnato è di circa 8 mesi; 6) una parte del combustibile in viaggio dall'impianto di fabbricazione alla centrale.

L'interesse che si deve pagare, se si tratta di U arricchito di provenienza americana, è in sé modesto, ma grava su una carica di combustibile 2 o 3 volte maggiore di quella effettivamente immobilizzata entro il reattore. Il costo dell'U naturale sotto forma di composto a purezza nucleare risulta di 100.000 L/kg (1980). Il costo dell'U naturale sotto forma di esafluoruro,  $UF_6$ , risulta aumentato del 20%. Anche questi costi risultano tuttavia (1981) in aumento. Il costo dell'U arricchito (sotto forma di esafluoruro) viene valutato secondo la tabella 18 emessa dalla Atomic Energy Commission americana.

**Tabella 18. Costo dell'uranio arricchito.**

Arricchim. in $^{235}U$ % in peso	kg equiv. di U nat. (0,711% $^{235}U$ )	Un. equiv. di lavoro di separaz.	Arricchim. in $^{235}U$ % in peso	kg equiv. di U nat. (0,711% $^{235}U$ )	Un. equiv. di lavoro di separaz.
0,20	0,0	0,0	2,8	5,088	3,871
0,30	0,196	- 0,158	3,0	5,479	4,306
0,40	0,391	- 0,198	3,2	5,871	4,746
0,50	0,587	- 0,173	3,4	6,262	5,191
0,60	0,783	- 0,107	3,6	6,654	5,638
0,70	0,978	- 0,012	3,8	7,045	6,090
0,711	1,0	0,0	4,0	7,436	6,544
0,75	1,076	0,044	5,0	9,393	8,851
0,80	1,174	0,104	6,0	11,350	11,203
0,85	1,272	0,168	7,0	13,307	13,587
0,90	1,370	0,236	8,0	15,264	15,995
0,95	1,468	0,307	9,0	17,221	18,422
1,0	1,566	0,380	10,0	19,178	20,863
1,2	1,957	0,698	20,0	38,748	45,747
1,4	2,348	1,045	30,0	58,317	71,064
1,6	2,740	1,413	40,0	77,886	96,616
1,8	3,131	1,797	50,0	97,456	122,344
2,0	3,523	2,194	60,0	117,025	148,235
2,2	3,914	2,602	70,0	136,595	174,302
2,4	4,305	3,018	80,0	156,164	200,605
2,6	4,697	3,441	90,0	175,734	227,340

Nella prima colonna compare la percentuale in peso di  $^{235}\text{U}$  desiderata; nella seconda colonna il numero di kg di U naturale necessari per ottenere un kg di U al livello di arricchimento voluto, in terza colonna il numero di unità equivalenti di lavoro per ottenere tale arricchim. Il costo di ogni unità lavorativa è di 130 \$ (1980) e si può considerare che aumenti con l'inflazione. L'U naturale viene trattato fino a un impoverimento dello 0,2%. Il numero della seconda colonna moltiplicato per il costo unitario dell'U (sotto forma di esafluoruro) sommato al numero nella terza colonna moltiplicato per il costo dell'unità equivalente di lavoro dà il costo di un chilogrammo di U all'arricchimento desiderato.

Es.: valutare il costo di 1 kg di U arricchito in  $^{235}\text{U}$  al 3% in peso: 5,479 (kg equiv. di U nat.) · 140 (\$ per kg di U nat. come esafluoruro) + 4,306 (numero di unità equivalenti di lavoro) · 130 (costo in \$ di una unità equivalente) = 1327 \$.

b) Costo di fabbricaz. degli elementi di combustibile: esso comprende il costo delle operazioni e dei materiali (combustibile nucleare escluso) necessari per la costruzione degli elementi combustibili. Tale costo dipende dal materiale impiegato per l'incamiciatura, dalle dimensioni e forma degli elementi, dalle tolleranze prescritte.

Vi è una relazione che lega il costo di fabbricazione dell' $\text{UO}_2$  incamiciato con Zircalloy-2 al diametro dell'elemento di combustibile: costo  $\text{UO}_2 + \text{Zr-2} \approx A/D^2$  (£/kg) dove  $A \approx$  eguale (casualmente) a 5 volte il costo dell'uranio naturale  $\text{L/kg}^2$  ( $= 100$  \$/kg  $\text{cm}^2$ );  $D$  = diametro in cm. Pertanto il costo di lavorazione di un elemento di combustibile di diametro  $D$  risulta:

$\text{UO}_2$ naturale + Zr-2	= 25 \$/kg [ $D = 2$ cm]
$\text{UO}_2$ legg. arricchito + Zr-2	= 100 \$/kg [ $D = 1$ cm]
ossidi misti ( $\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$ )	= 1,2 volte il costo di un eguale elemento in $\text{UO}_2$

Quanto detto si riferisce particolarmente ai reattori di origine americana. La vita dei vari elementi di combustibile all'interno del reattore e quindi l'energia da essi prodotta è notevolmente variabile.

Elemento di combustibile	MWd/t	rendimento dell'impianto
U naturale + magnox	4 000	32%
$\text{UO}_2$ naturale (mod. $\text{D}_2\text{O}$ )	8 000 ÷ 10 000	31%
$\text{UO}_2$ arricchito	25 000 ÷ 35 000	32%
$\text{UO}_2$ per reattori veloci	100 000 (obbiettivo)	—

c) Costo del combustibile consumato: nel caso di U arricchito è determinato dalla differenza fra il quantitativo iniziale moltiplicato per il valore iniziale e il quantitativo finale moltiplicato per il valore finale, che è inferiore. Tale costo risulta quindi sia dal diminuito quantitativo di  $^{235}\text{U}$  sia dal deprezzamento (dovuto al diminuito arricchimento) dell' $^{235}\text{U}$  residuo.

d) Costo di rigenerazione del combustibile: il costo complessivo giornaliero dell'impianto si ripartisce su una quantità di combustibile trattato che diminuisce all'aumentare dell'arricchimento, essendo la capacità di rigenerazione dell'impianto decrescente con esso. Agli oneri per la rigenerazione vanno poi aggiunti quelli derivanti dalla necessità di procedere a operazioni per l'avviamento della rigenerazione, della *risciacquatura* dell'impianto tra due successive operazioni di rigenerazione che richiedono un certo periodo di tempo, durante il quale l'impianto è inoperoso. Tale periodo di tempo è compreso tra un minimo di tre giorni e un massimo di otto. Facendo riferimento a un impianto capace di ritrattare una t di combustibile al giorno (quantità corrispondente all'attuale dimensione degli impianti), il costo di tale rigenerazione è pari e spesso superiore al costo del combustibile, escluso il ritrattamento.

e) Costo del trasporto del combustibile. Per valutarne l'incidenza, occorre non tanto tener conto del peso del combustibile, non certo elevato per un trasporto via mare, quanto degli oneri assicurativi. La carica di un nocciolo di un reattore ad acqua pressurizzata vale molte decine di milioni di dollari e quindi l'assicurazione sull'eventuale perdita per affondamento della nave è piuttosto elevata. Il costo di trasporto del combustibile irradiato è ancora maggiore. Tutti gli elementi esauriti sono contenuti in grandi bare di Pb, per schermare le radiazioni (e questo aumenta

notevolmente il peso da trasportare); in secondo luogo sono elevati gli oneri assicurativi per danni contro terzi causati dalla radioattività dispersa nel caso di affondamento, di rottura o perdita dei contenitori ecc. Anche questi oneri gravano di alcuni millesimi di dollaro sul costo del kWh prodotto.

*Da questi costi va detratto il ricavo per il materiale fissile prodotto.* Si è già detto infatti (**O-1.3.7.8**) che durante il funzionamento di un reattore nucleare ha luogo una produzione di materiale fissile (Pu dall' $^{211}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$  dal Th). Questo materiale fissile prodotto in parte viene *bruciato* durante il funzionamento del reattore. Per poter valutare il ricavo per il materiale fissile prodotto è necessario conoscere il rapporto di conversione integrale (rapporto tra il numero dei nuclei fissili formati esistenti a un dato istante nel reattore e il numero dei nuclei fissili che, presenti in esso all'inizio, sono stati distrutti fino a quell'istante). Conoscendo il rapporto di conversione integrale alla fine del funzionamento del combustibile nel reattore, è possibile risalire alla quantità di materiale fissile prodotto, presente alla fine del ciclo nel combustibile. Per un reattore ad acqua avanzato con le seguenti caratteristiche: arricchimento iniziale 3,6%, finale = 0,95%, combustione = 35 000 MWd/t, potenza specifica 35 MW/t, rendimento netto 32%, la concentrazione di Pu fissile allo scarico è di  $6 \div 7$  kg/t di combust. Il corrispondente valore del Pu può essere considerato pari a quello che azzerà il costo di rigenerazione.

La formula del Pu equivalente si ottiene associando pesi opportuni alle concentrazioni dei vari isotopi del Pu che si formano all'interno di un reattore, in modo da ottenere i grammi di  $^{239}\text{Pu}$  equivalenti ai grammi della miscela

$$\text{Pu equiv} = {}^{239}\text{Pu} + 0,15 {}^{240}\text{Pu} + 1,5 {}^{241}\text{Pu} + 0,15 {}^{242}\text{Pu}$$

Tale formula è fisicamente valida per i reattori veloci, ma viene normalmente usata anche per i reattori termici nelle considerazioni economiche. Es.: 1 g di  $^{239}\text{Pu}$  al 70% +  $^{241}\text{Pu}$  al 30% corrisponde a  $0,7 + 1,5 \cdot 0,3 = 1,15$  grammi di Pu equivalente. Naturalmente tali valori si riferiscono ai combustibili sotto forma metallica, mentre dagli impianti di rigenerazione chimica escono sali; è quindi necessario sottrarre il costo di conversione pari al 10% del costo del combustibile. È possibile che anche per il valore del Pu e dell' $^{233}\text{U}$  si abbia a breve scadenza un aumento.

### 1.7.2 Prospettive future

Il quantitativo totale di U presente in natura  $D$  (espresso in milioni di tonnellate), a una concentrazione più elevata di  $C$  (espressa in parti per diecimila) è approssimativamente dato dalla relazione  $D = A/C^2$  dove  $A$  è una costante il cui valore è compreso tra 200 e 600. Per sopperire alla richiesta di U, che si suppone crescere parallelamente alla richiesta di potenza elettrica, sarà necessario estrarre U a una concentrazione sempre più bassa. L'andamento del costo di estrazione seguirà presumibilmente la seguente relazione

$$\text{costo di estrazione dell'U} \equiv \frac{\text{costante}}{(\text{concentraz.}) (\text{quantità estratta})^{1/3}}$$

quello del costo di fabbricazione:

$$\text{costo di fabbricazione} \equiv \frac{\text{costante}}{(\text{quantità lavorata})^{1/6}}$$

quello del costo di riprocessamento:

$$\text{costo di riprocessamento} \equiv \frac{\text{costante}}{(\text{quantità riprocessata})^{3/4}}$$

Ne consegue che: 1) il costo di estrazione dell'U aumenterà nel tempo più lentamente di quanto risulterebbe tenendo conto solo della diminuita concentrazione; 2) il costo di fabbricazione diminuirà lentamente nel tempo; 3) il riprocessamento presenterà forti diminuzioni di costo rendendo, tra pochi anni, conveniente la riutilizzazione del Pu nei reattori termici. Ma esso potrà anche essere utilizzato con vantaggio per innescare la generazione dei reattori veloci operanti con Pu ed  $^{238}\text{U}$ .

## 1.8 TIPI DI CENTRALI NUCLEARI

### 1.8.1 Osservazioni generali

Dei diversi schemi di centrali nucleari sviluppati fino a oggi si riproducono per i più importanti, i fluogrammi di principio, con l'indicaz. dei valori numerici dei parametri<sup>(1)</sup> più caratteristici. Lettere maiuscole indicano i principali componenti, in base al codice seguente: R = reattore; SG = scambiatore-generatore di vapore; P = pompa o compressore; T = turbina; Cd = condensatore di turbina; CC = corpo cilindrico; S = scambiatore di calore. Si tenga presente che, a metà del 1981 la potenza nucleare installata nel mondo era di 155 milioni di kWe (10% nei Paesi del Comecon), e la produzione annua è di circa 800 miliardi di kWhe (circa il 10% della produzione mondiale). La potenza in costruzione è maggiore di quella già installata. Di esso, il 90% è costituito prevalentemente da tre tipi di reattori: ad acqua in pressione, ad acqua bollente, a gas. Gli altri tipi descritti devono essere considerati ancora nello stadio di sviluppo, eccetto i reattori moderati ad acqua pesante fredda e refrigerati con acqua pesante in pressione, che sono usciti dallo stadio sperimentale ed entrati in quello industriale.

### 1.8.2 Sistema PWR (Pressurized Water Reactor = Reattore ad acqua in pressione) (fig. 37).

Moderatore e refrigerante: H<sub>2</sub>O liquida in pressione.

Combustibile: UO<sub>2</sub> lievemente arricchito (2 ÷ 4%).

Rendimento netto: ≈ 33% (per grandi unità).

Materiale strutturale base: leghe di Zr (Zr-2, Zr-4) o SS austenitico.

Potenza unitaria: fino a 1 300 000 kW elettrici.

Tasso di combustione: oltre 25 000 MWd termici/t di U elemento.

Dens. media di potenza nel nocciolo: 60 ÷ 80 kW/litro.

Densità media di potenza nel combustibile: 250 W/cm<sup>3</sup>.

*Osservazioni:* il combustibile è sotto forma di bacchette, con diametro esterno di 8 ÷ 10 mm.

Il sistema di controllo a lungo termine è preferibilmente basato sull'impiego di veleni solubili nel refrigerante (B e suoi composti). Il tipo di reattore è intrinsecamente stabile per il forte effetto di temperatura. Le barre di controllo vengono impiegate per compensare le instabilità spaziali e per l'arresto del reattore.

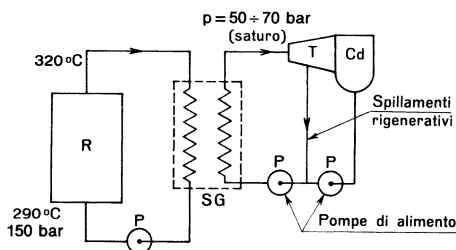


Fig. 37. Centrale nucleare tipo PWR.

### 1.8.3 Sistema BWR (Boiling Water Reactor = Reattore ad acqua bollente) (fig. 38 a, b)

Si impiega normalmente il ciclo diretto, cioè il vapore generato nel reattore è inviato direttamente in turbina. Si hanno però esempi di BWR a ciclo indiretto, nei quali il vapore uscente dal reattore condensa in uno scambiatore a superficie, dove viene prodotto vapore secondario, che è inviato in

<sup>(1)</sup> Si tenga presente che tali valori numerici sono in via di continua evoluzione.

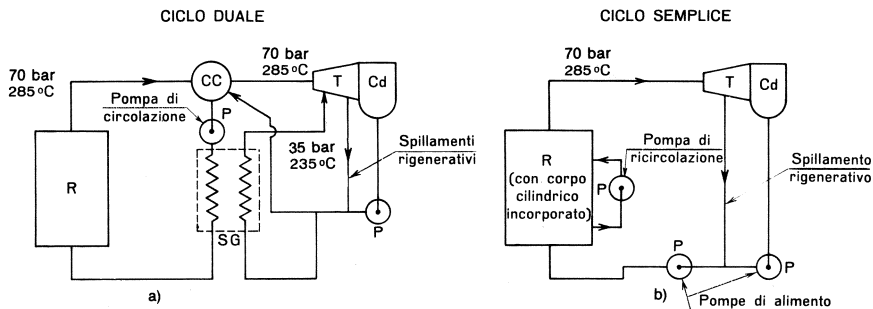


Fig. 38. Centrale nucleare tipo BWR.

turbina. Per i BWR a ciclo diretto sono impiegati due schemi: il ciclo duale – oggi in via di abbandono – e quello semplice.

Moderatore e refrigerante:  $H_2O$  in cambiamento di fase.

Combustibile:  $UO_2$  lievemente arricchito ( $2 \div 2,5\%$ ).

Rendimento netto:  $\approx 32\%$  (per grandi unità).

Materiale strutturale base: leghe di Zr (Zr-2, Zr-4).

Potenza unitaria: fino a 1 300 000 kW.

Tasso di combustione:  $\approx 20\,000$  MWd termici/t.

Densità media di potenza nel nocciolo:  $35 \div 40$  kW/l.

Densità media di potenza nel combustibile:  $160 \div 180$  W/cm<sup>3</sup>.

*Osservazioni.* Il combustibile è sotto forma di barrette, con diam. esterno di  $12 \div 13$  mm. Il reattore è spazialmente autocontrollato. Le barre di controllo (che servono anche come barre di sicurezza) servono a modulare la potenza. Si possono usare veleni solubili. Poiché il vapore uscente dal reattore è debolmente radioattivo, la turbina e i relativi circuiti devono essere schermati.

#### 1.8.4 Sistema Magnox (fig. 39).

Moderatore: grafite (purezza nucleare), a dens.  $1,65 \div 1,75$  g/cm<sup>3</sup>.

Refrigerante:  $CO_2$  in pressione.

Combustibile: U naturale metallico (con piccole quantità di additivi).

Materiale per le guaine: magnox (lega a base di Mg, con piccole quantità di additivi).

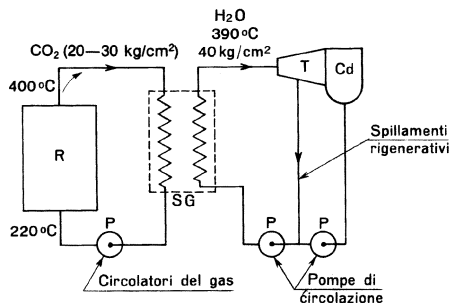


Fig. 39. Centrale nucleare tipo Magnox.

Rendimento netto:  $30 \div 32\%$ .

Potenza unitaria: fino a 600 MWe per reattore.

Tasso di combustione:  $\approx 3500 \div 4000$  MWd/t.

Densità di potenza nel nocciolo:  $1,2 \div 1,3$  kW/l.

Densità di potenza nel combustibile:  $\approx 60$  W/cm<sup>3</sup>.

*Osservazioni.* Presenta molte varianti. Il ciclo termodinamico può essere a due pressioni (cioè il generatore di vapore produce contemporaneamente vapore a più alta pressione, che è immesso all'ingresso della turbina, e vapore a pressione più bassa, che è immesso in un punto intermedio). Il combustibile è addizionato con Al, Fe e Si ( $\approx 1200$  ppm) ed è chiamato *U aggiustato*, o con Mo ( $0,5 \div 1\%$ ). Gli elementi sono cilindrici (diam.  $\sim 28$  mm) o tubolari ad estremità chiusa (foro interno di diametro pari a 15 mm e area della sezione pari al precedente), o anulari con raffreddamento bilaterale. Il reattore è intrinsecamente stabile ad inizio vita, diviene instabile (ma con tendenza alla divergenza lentissima) a metà vita. Il materiale di guaina (leghe di Mg) limita la temperatura massima superficiale a  $\approx 450 \div 460$  °C.

### 1.8.5 Sistema AGR (Advanced Gas Reactor = Reattore avanzato a gas) (fig. 40)

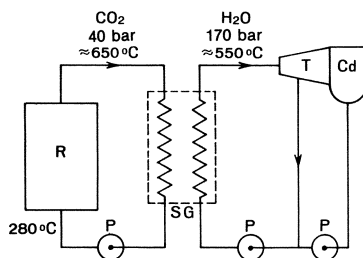


Fig. 40. Centrale nucleare tipo AGR.

Moderatore: grafite (purezza nucleare) a densità  $1,65 \div 1,75$  g/cm<sup>3</sup>.

Refrigerante: CO<sub>2</sub> in pressione.

Combustibile: UO<sub>2</sub> (U arricchito al  $2 \div 2,5\%$ ).

Materiale delle guaine: acciaio inossidabile.

Rendimento netto: 40%.

Potenza unitaria: fino a 600 MWe per reattore.

Tasso di combustione: 18 000 MWd/t.

Densità di potenza nel nocciolo: 2,8 kW/l.

Densità di potenza nel combustibile:  $12 \div 13$  W/g U.

*Osservazioni.* È derivato dal tipo Magnox e si salda con i successivi HTGR. Le guaine sono del tipo collassato *per deformazione* viscosa. Sono gli unici reattori in costruzione per grandi unità che consentano produzione di vapore con caratteristiche analoghe a quelle prodotte negli impianti tradizionali.

### 1.8.6 Sistema HTGR (High Temperature Gas Reactor = Reattore a gas ad alta temperatura) (fig. 41).

Moderatore: grafite.

Refrigerante: He in pressione.

Combustibile: UC<sub>2</sub> (ad arricchimento completo) e ThC<sub>2</sub>. Altre varianti prevedono l'uso di U lievemente arricchito.

Rendimento netto:  $> 40\%$  per grandi potenze ( $> 500\,000$  kW).

Materiale strutturale base: grafite.

Potenza unitaria: fino a 340 MWe.

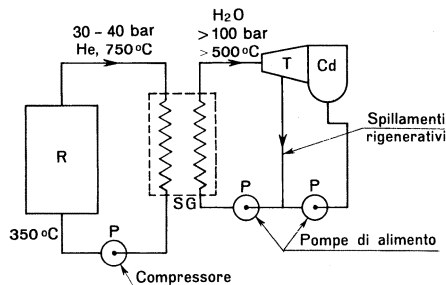


Fig. 41. Centrale nucleare tipo HTGR.

Tasso di combustione:  $60\,000 \div 70\,000$  MWd/t.

Densità media di potenza nel nocciolo: 10 kW/l.

*Osservazioni.* Tipo in via di sviluppo: l'elemento di combustibile base è costituito da sferule (diametro  $\approx 0,25$  mm) di carburi, immersi in una matrice di grafite e impermeabilizzati per ridurre al minimo il rilascio dei prodotti di fissione. Operando sul ciclo del Th (cioè riciclando l' $^{233}\text{U}$  prodotto per fertilizzazione del Th), il reattore è autofertilizzante con fattori di conversione pari all'unità o di pochissimo superiore. Attualmente si parla di una contaminazione fra il concetto HTGR e l'AGR, per dar vita a un tipo di reattore a gas intermedio fra i due.

**1.8.7 Reattori ad acqua pesante a tubi in pressione** (Refrigerante acqua pesante in pressione circolante in circuito chiuso) (fig. 42).

Sono stati sviluppati in Canada, dove sono stati denominati CANDU.

Moderatore:  $\text{D}_2\text{O}$  a pressione atmosferica e bassa temperatura ( $\approx 60^\circ\text{C}$ ). Il calore prodotto nel moderatore è disperso.

Combustibile:  $\text{UO}_2$  naturale.

Rendimento netto:  $29 \div 29,5\%$ .

Materiale strutturale base (per tutto ciò che è contenuto nel nocciolo, compresi i tubi in pressione): leghe ad alto contenuto di Zr (Zr-2, Zr-4, Zr +  $2\frac{1}{2}\%$  Nb).

Potenza unitaria: fino a 800 MWe.

Tasso di combustione:  $\approx 9000$  MWd/t.

Densità media di potenza:  $9 \div 10$  kW/l

Densità media di potenza nel combustibile:  $15 \div 20$  W/g U.

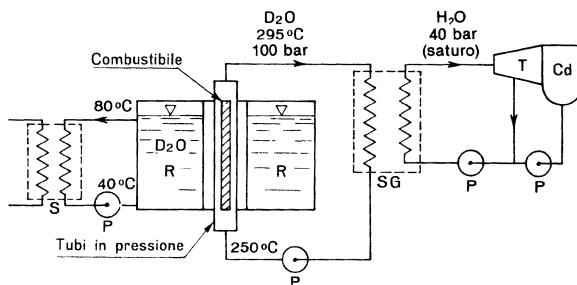


Fig. 42. Reattori CANDU.

*Osservazioni.* Questi reattori sono in generale a tubi orizzontali. Le barrette di combustibile hanno diametro di  $15 \div 16$  mm. Il combustibile lavora a un valore massimo dell'integrale di conducibilità di 48 W/cm, con tendenza all'aumento. Il combustibile è segmentato per consentire la possibilità di un caricamento continuo o quasi continuo e uno sfruttamento spinto del combustibile. La quantità di acqua pesante è dell'ordine di 0,7 kg/kWe. Le perdite di  $D_2O$  dal circuito ad alta pressione non sono trascurabili.

### 1.8.8 Reattori ad acqua pesante generatori di vapore (fig. 43).

Moderatore:  $D_2O$  a pressione atmosferica e bassa temperatura ( $\approx 60$  °C). Il calore prodotto nel moderatore è disperso dallo scambiatore.

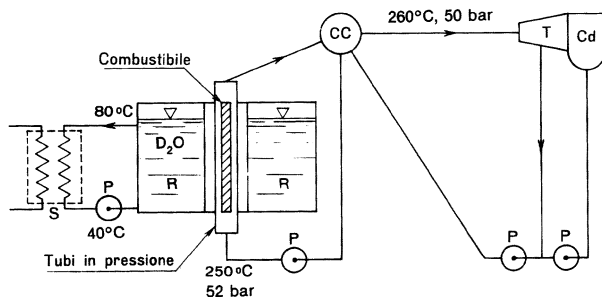


Fig. 43. Reattori ad acqua pesante generatori di vapore.

Combustibile:  $UO_2$  naturale (esiste anche la versione a U arricchito).

Refrigerante: acqua naturale, che entra in pressione lievemente sottoraffreddata ed esce come miscela satura di acqua e vapore con titolo (in peso) compreso fra il 15 e il 40%.

Rendimento netto:  $\approx 31\%$ .

Materiale strutturale base (per tutto ciò che è contenuto nel nocciolo, compresi i tubi in pressione): leghe ad alto tenore di Zr (Zr-2, Zr-4, Zr +  $2 \frac{1}{2}\%$  Nb).

Potenza unitaria: in costruzione fino a 250 MWe.

Tasso di combustione:  $\approx 9000$  MWd/t.

Densità media di potenza:  $9 \div 10$  kW/l (il doppio per reattori a U arricchito).

Densità media di potenza nel combustibile:  $10 \div 14$  W/g U (il doppio per U arricchito).

*Osservazioni.* È a tubi in pressione verticali. Il diametro delle barrette di combustibile, con U naturale, è dell'ordine di  $18 \div 20$  mm. Altre particolarità sono simili ai reattori raffreddati con acqua pesante in pressione. È, per ora, intrinsecamente instabile e deve essere stabilizzato con mezzi artificiali.

### 1.8.9 Reattore LMFBR veloce a metallo liquido (Liquid Metal Fast Breeder Reactor) (fig. 44).

Moderatore: assente, poiché trattasi di un reattore veloce.

Combustibile :  $^{238}U$ -Pu ( $\approx 85\%$ -15% rispettivamente) sotto forma di ossidi misti, carburi misti o metalli variamente legati.

Refrigerante: Na liquido.

Rendimento netto:  $\approx 40\%$ .

Materiale strutturale base: acciaio inossidabile austenitico stabilizzato.

Potenza unitaria: 600 MWe, in costruzione fino a 1200 MWe.

Tasso di combustione:  $50\,000 \div 100\,000$  MWd/t, a seconda del tipo di combustibile.

Densità media di potenza nel nocciolo: 500 kW/l.

Densità media di potenza nel combustibile:  $1000 \div 2000$  W/cm<sup>3</sup>.



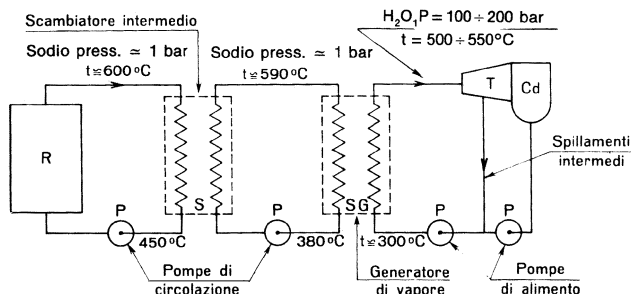


Fig. 44. Reattore veloce a sodio liquido.

*Osservazioni.* Tipo in via di sviluppo, sul quale si svolge un intensissimo sforzo di ricerca e sviluppo. È autofertilizzante con fattore di conversione da 1,2 a 1,4 a seconda del tipo di combustibile, della geometria ecc. Per ora si prevede che il combustibile sia in forma di bacchette con  $\approx 6$  mm di diametro esterno (5 mm di diametro delle pastiglie di combustione), a distanza molto ravvicinata ( $\approx 1$  mm).

### 1.8.10 Altri tipi di reattori

a) *Reattori ad acqua pesante a recipiente in pressione.* Simili ai reattori ad acqua (pressurizzata o bollente), eccetto la sostituzione con acqua pesante. Ciò consente l'impiego dell'U naturale come combustibile base. Se ne hanno parecchie versioni:

1) ad acqua pesante pressurizzata. In tutto analoghi ai PWR, con scambiatore-generatore di vapore, ove il calore è ceduto a un ciclo a vapore saturo di tipo convenzionale;

2) ad acqua pesante bollente: in questi l'acqua pesante entra fortemente sottoraffreddata ed è poi incanalata, quasi satura, in opportuni tubi-guida nei quali bolle convertendosi parzialmente in vapore. L'acqua pesante non vaporizzata rientra in circolo entro il reattore come in una caldaia convenzionale a circolazione naturale. Il vapore saturo d'acqua pesante può essere direttamente inviato in turbina o venire successivamente surriscaldato in una parte del nocciolo, prima di arrivarvi. Si presenta in tal modo lo svantaggio di operare la turbina con vapore di acqua pesante e quindi con controllo severissimo delle perdite. L'impiego di un condensatore-generatore di vapore fa perdere una parte dei pregi economici, ma elimina la gravità del problema delle perdite. Un notevole inconveniente è dato dalle dimensioni rilevanti del recipiente in pressione, data la potenza specifica per unità di volume decisamente inferiore a quella degli analoghi tipi ad acqua leggera.

b) *Reattori moderati ad acqua pesante fredda e refrigerati con acqua pesante bollente.* Sono una variante del tipo raffreddato con acqua pesante circolante in pressione negli appositi tubi. In essi si consente l'ebollizione limitata dell'acqua pesante, con conseguente più elevata temperatura dell'acqua secondaria.

c) *Reattori omogenei.* Sono sia a soluzione (combustibile in forma di sale disciolto in acqua pesante), sia a sospensione (ossidi di U e Th dispersi in acqua pesante). Funzionamento intorno a  $300^\circ\text{C}$  e 140 bar. Hanno un nocciolo moltiplicante fortemente sovraccritico e un mantello fertilizzante, dove il Th è trasmutato in  $^{233}\text{U}$ . Sono autofertilizzanti termici. Tuttavia enormi difficoltà tecnologiche ne hanno bloccato lo sviluppo al di là di piccoli prototipi.

d) *Reattori a sali fusi.* Impiegano combustibile sotto forma di fluoruri misti liquidi, moderati in una carcassa di grafite. Temperatura di funzionamento intorno ai  $550^\circ\text{C}$  con pressione atmosferica. Per ragioni di sicurezza richiedono un circuito intermedio a sali fusi fra quello del reattore e il ciclo a vapore. Un prototipo ha funzionato soddisfacentemente.

e) *Reattori moderati a grafite e refrigerati a  $\text{H}_2\text{O}$ .* La massa di grafite è attraversata dal combustibile, che è raffreddato dall'interno, mediante  $\text{H}_2\text{O}$  scorrente in tubi in pressione di picco-

lo diametro. In tal modo si può produrre vapore surriscaldato a  $\approx 520$  °C e 100 bar. Sono stati sviluppati nell'Unione Sovietica fino ad esemplari di 1000 MWe (senza surriscaldamento). Sembrano tuttavia di realizzazione costosa.

f) *Reattori veloci a gas o a vapore.* Simili ai reattori veloci refrigerati a Na, ma utilizzando gas (He) o vapore ad alta pressione ( $\approx 150 \div 200$  bar), che entra saturo nel nocciolo ed esce fortemente surriscaldato. Presentano gravissimi problemi tecnologici e di sicurezza.

g) *Reattori ad organico.* Simili ai reattori ad acqua in pressione. Il fluido termovettore è costituito da miscele di terfenili, che consentono temperature abbastanza elevate ( $\approx 400$  °C), con modeste pressioni ( $15 \div 25$  bar). Come materiale base nel nocciolo può essere utilizzato il SAP (O-1.4.1, tab. 8) (Al in cui è dispersa, una certa percentuale –  $8 \div 10\%$  – del suo ossido). Non hanno risposto alle speranze e sono stati sacrificati ai reattori ad acqua. Richiedono combustibile arricchito.

h) *Reattori ad acqua con surriscaldamento.* Reattori ad acqua bollente, nei quali alcuni elementi sono raffreddati dal vap. saturo prodotto, che viene così fortemente surriscaldato. Il guadagno di rendimento non ha mostrato tuttavia di compensare le maggiori difficoltà tecnologiche della loro realizzazione. Richiedono ovviamente combustibile arricchito.

i) *Reattori moderati ad acqua pesante e refrigerati a gas.* Simili ai reattori a tubi in pressione, utilizzano CO<sub>2</sub> come mezzo termovettore. Lo sviluppo del Be quale metallo per le guaine non è tuttavia riuscito, e la sua sostituz. con leghe di Zr non consentono la competitività con altri tipi di reattori ad acqua pesante. Possono utilizzare come combustibile l'U naturale.

l) *Reattori moderati ad acqua pesante e refrigerati ad organico* (tipi Orgel). Simili ai precedenti, salvo la sostituzione della CO<sub>2</sub> con miscele di terfenili. Non hanno mostrato particolari vantaggi economici e sono stati abbandonati.

m) *Reattori veloci a Pu fuso.* Altamente sperimentali, se ne fa cenno solo perché notevole sforzo di sviluppo è stato su essi concentrato negli USA con esito sostanzialmente negativo.

n) *Reattori ad acqua con surriscaldamento tradizionale.* Reattori del tipo citato, ai quali è associato un surriscaldamento alimentato con combustibile tradizionale, nel quale si surriscalda il vapore secondario del ciclo. In tal modo si utilizza meglio il calore nucleare prodotto a temperatura più bassa. La dipendenza da due fonti di combustibile e la molto diversa regolazione delle due parti d'impianto non fa però vedere con molto favore questa variante.

## 2 RADIAZIONI IONIZZANTI

### 2.1 GENERALITÀ

#### 2.1.1 Definizioni

Si può distinguere tra radiazioni direttamente ionizzanti e radiazioni indirettamente ionizzanti. Le radiazioni ionizzanti della prima categoria provocano la ionizzazione degli atomi, cioè l'allontanamento di uno o più elettroni orbitali dal resto dell'atomo, interagendo esse stesse, *direttamente*, con detti elettroni al momento in cui esse attraversano la materia. Una radiazione direttamente ionizzante è una qualsiasi particella carica dotata di sufficiente energia cinetica per provocare una ionizzazione. Elettroni, protoni (cioè nuclei di idrogeno) e particelle alfa (cioè nuclei di elio) sono le più conosciute radiazioni direttamente ionizzanti; ma sono tali anche uno ione qualsiasi oppure una delle moltissime particelle elementari. Le radiazioni ionizzanti della seconda categoria invece provocheranno ionizzazioni *indirettamente*, solo se, nell'attraversare la materia, trasferiranno in parte o tutta la loro energia a particelle cariche (ad esempio elettroni o ioni) mettendole così in grado di ionizzare. Le radiazioni indirettamente ionizzanti sono i fotoni (cioè la radiazione elettromagnetica, ad esempio raggi X e gamma) ed i neutroni.

Anche se il risultato finale, cioè produzione d'ionizzazioni con conseguente trasferimento di tutta l'energia alla materia attraversata, è lo stesso per ambedue le categorie di radiazioni ionizzanti, lo studio del loro comportamento porta a risultati diversi, anche di notevole interesse tecnico.

#### 2.1.2 Grandezze fisiche e unità di misura

Per gli scopi che ci si prefigge in questa trattazione è necessario ricordare le seguenti grandezze fisiche.

L'*esposizione*  $X$ , che a differenza delle altre grandezze fisiche è definita soltanto per le radiazioni elettromagnetiche, è legata alla ionizzazione prodotta in aria per unità di massa.

La sua unità di misura nel SI è il  $C \cdot kg^{-1}$ , ma l'unità speciale che è usata concordemente e che si prevede di laboriosissima sostituzione è il roentgen (R) equivalente a  $2,58 \cdot 10^{-4} C \cdot kg^{-1}$ . È certamente nell'interesse dell'utilizzatore di questa trattazione che l'esposizione vi sia espressa in R, derogando eccezionalmente dal SI, in particolare nelle tabelle e nei grafici da impiegare nelle formule e nei calcoli di uso più comune.

La *dose assorbita*  $D$  si ottiene considerando l'energia ceduta per unità di massa. La sua unità di misura nel SI è il  $J \cdot kg^{-1}$ , chiamato gray (Gy). Va detto però che esiste una unità speciale, il rad, che è equivalente a  $10^{-2}$  Gy. Anche il rad è comunemente usato attualmente ma, dato il facile fattore di conversione, esiste una buona possibilità che il passaggio al gray (Gy) si verifichi in tempi ragionevoli. Quando si esprime la dose assorbita in rad o in Gy è necessario indicare in quale materiale è stata misurata o calcolata.

L'*equivalente di dose*  $H$  è il prodotto della dose assorbita per opportuni fattori modificanti adimensionali in grado di conferire a questa nuova grandezza un significato biologico nel campo protezionistico. La sua unità di misura è quindi ancora il  $J \cdot kg^{-1}$ , ma per il suo nuovo significato la sua unità si chiama sievert (Sv). L'unità speciale dell'equivalente di dose, per la quale valgono esattamente le considerazioni fatte a proposito del rad, si chiama rem che corrisponde a  $10^{-2}$  Sv. (Con ottima approssimazione l'equivalente di dose può essere preso numericamente uguale all'esposizione. Inoltre un roentgen corrisponde a 0,87 rad in aria.) La *fluenza*  $\phi$  di radiazioni è il numero di queste che attraversa una sfera di sezione unitaria. L'unità di misura sarà fotoni  $m^{-2}$ , neutroni  $m^{-2}$  e così via. Per ciascuna delle grandezze suddette si può considerare il rispettivo *rateo* (per es. rateo di esposizione), che è il rapporto tra l'incremento della grandezza e il tempo in cui esso si verifica. L'*attività*  $A$  di una certa quantità di nuclide radioattivo è il numero di trasformazioni spontanee che avvengono nella unità di tempo. L'unità di misura sarà perciò  $s^{-1}$  alla quale è stato dato il nome di becquerel (Bq). L'unità speciale, per la quale valgono le considerazioni fatte a proposito del roentgen, è il curie (Ci).  $1 Ci = 3,7 \cdot 10^{10} s^{-1}$  e quindi  $1 Ci = 3,7 \cdot 10^{10} Bq$ .

### 2.1.3 Metodi di misura

Esistono numerosissimi metodi di misura delle grandezze fisiche surricordate, in ognuno dei quali si possono riconoscere la *sonda*, cioè il componente fisico in cui la radiazione interagisce, e l'apparato, prevalentemente elettronico, capace di elaborare l'informazione che giunge dalla sonda e di dare il valore della grandezza fisica o quantomeno di consentire la sua successiva valutazione.

In questa sede interessa soltanto ricordare i due tipi di sonda più diffusi, almeno per gli interventi operativi al di fuori di un laboratorio. La figura 1 mostra lo schema di una camera d'ionizzazione formata da due elettrodi isolati da un gas, spesso aria, tra i quali si applica una differenza di potenziale  $V$ . La radiazione, attraversando la sonda, provoca ionizzazioni nel gas e quindi la raccolta degli ioni da parte degli elettrodi con conseguente formazione di una differenza di potenziale  $\Delta V$ , generalmente dipendente dal numero d'ionizzazioni ai capi della resistenza  $R$ . È questo il segnale, o l'informazione, che sarà elaborato. Il comportamento della camera d'ionizzazione, cioè il tipo di segnale che viene fornito, dipende dalla d.d.p. applicata agli elettrodi. In particolare se essa supera un certo valore (mantenendosi però al di sotto del valore di scarica permanente), il segnale in uscita è indipendente dal numero di ionizzazioni prodotte nel gas. Si dice allora che la camera d'ionizzazione funziona in regime di Geiger e la sonda si chiama Geiger-Müller (G.M.). Nella figura 2 è riportato lo schema di un G.M. commerciale. È possibile realizzare questi due tipi di sonda come in generale tutti gli altri, con le caratteristiche richieste per il singolo tipo di radiazione d'interesse.

### 2.1.4 Assorbimento delle radiazioni nella materia

L'appartenenza all'una o all'altra categoria, direttamente o indirettamente ionizzanti, comporta per le radiazioni risultati molto diversi quando si è interessati al loro assorbimento nella materia, che è come dire, in pratica, alla loro eliminazione. Si supponga, per esempio, di misurare la fluenza di un fascio di radiazioni, che si muovono parallelamente avendo tutte la stessa energia, in due punti posti a una certa distanza. Con questo esperimento si possono determinare per ogni radiazione e per ogni materiale le curve di attenuazione, cioè le curve che mostrano come diminuisce percentualmente la fluenza quando s'interpongono tra due punti spessori crescenti di materia, cioè di ma-

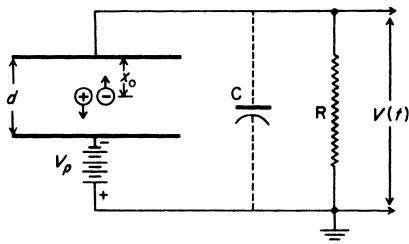


Fig. 1. Disegno schematico di una camera di ionizzazione.

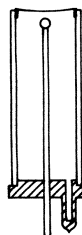


Fig. 2. Disegno schematico di un contatore Geiger-Müller.

teriale assorbente. In questo tipo di curve di attenuazione sulle ordinate c'è sempre il valore percentuale della frazione di fluenza in uscita  $\phi$  rispetto alla fluenza in entrata  $\phi_e$ , cioè  $100 \cdot \phi/\phi_e$ , in ascisse gli spessori di materiale in unità arbitrarie. Se le radiazioni sono protoni o particelle alfa l'esperienza porta al risultato di figura 3 e se esse sono elettroni il risultato è quello di figura 4.

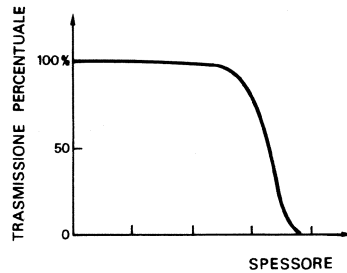


Fig. 3. Trasmissione percentuale di particelle alfa monoenergetiche in funzione dello spessore dell'assorbitore.

Nonostante la diversità delle curve, dovuta al fatto che gli elettroni sono molto più leggeri, esse hanno in comune l'elemento più interessante, cioè il fatto che è possibile individuare sulle ascisse il *percorso massimo*, ovvero lo spessore di quel determinato materiale nel quale saranno arrestate tutte le particelle. Nelle figure 5, 6, 7 sono riportati i *percorsi massimi* in aria, acqua e piombo in funzione dell'energia di alcune radiazioni. L'energia è espressa in MeV. L'unità di misura speciale dell'energia correntemente adottata per questi problemi è l'eV che è uguale a  $1,6 \cdot 10^{-19}$  J.  $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ . Quando si esegue lo stesso esperimento con radiazioni elettromagnetiche si ottiene invece la curva esponenziale illustrata in figura 8. La curva è del tipo  $\phi/\phi_0 = e^{-\mu x}$  dove  $x$  è lo spessore e  $\mu$  è una costante caratteristica dell'energia della radiazione e del materiale. La costante si chiama *coefficiente di attenuazione*. Nella figura 9 è mostrato come varia  $\mu$ , detto in questo caso *lineare* perché espresso in (unità di lunghezza) $^{-1}$ , con l'energia per diversi materiali. In questo caso non si parla più, ovviamente, di *percorso massimo* ma si adoperano altre lunghezze caratteristiche, cioè lo *spessore metà* (HVT) e lo *spessore decimante* (TVT), che sono rispettivamente gli spessori che riducono alla metà o a un decimo la fluenza. Nelle tabelle 1, 2 sono riportati gli HVT (*Half Value Thickness*) e gli TVT (*Tenth Value Thickness*) di alcuni materiali per raggi X provenienti da diverse sorgenti e per raggi  $\gamma$  provenienti da diversi radionuclidi.

La tabella 3 fornisce l'equivalenza tra spessore di Pb e spessori di altri materiali per raggi X fino a 400 kV. Per i neutroni la questione è più complessa dal punto di vista fisico, ma il risultato che si ottiene è molto simile a quello ottenuto per i fotoni.

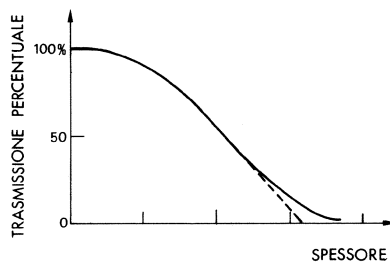


Fig. 4. Trasmissione percentuale di elettroni monoenergetici in funzione dello spessore dell'assorbitore.

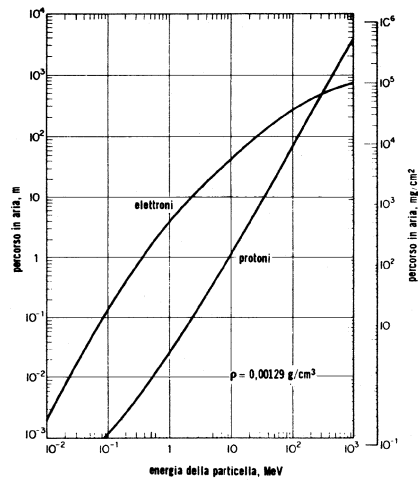


Fig. 5. Percorso degli elettroni e dei protoni in aria.

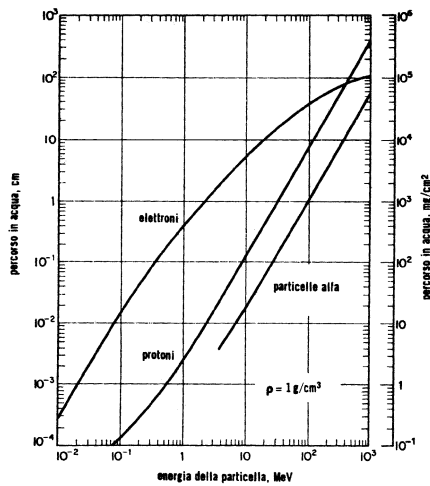


Fig. 6. Percorso degli elettroni, dei protoni, e delle particelle alfa in acqua.

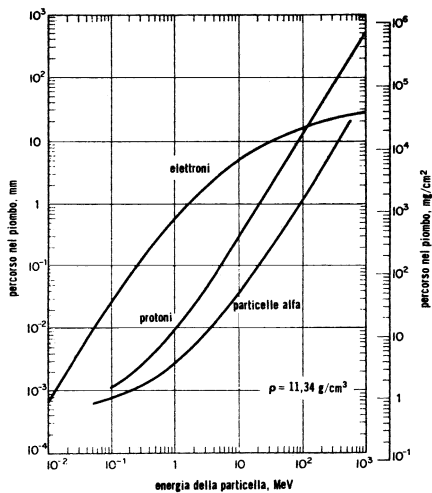


Fig. 7. Percorso degli elettroni, dei protoni e delle particelle alfa nel piombo.

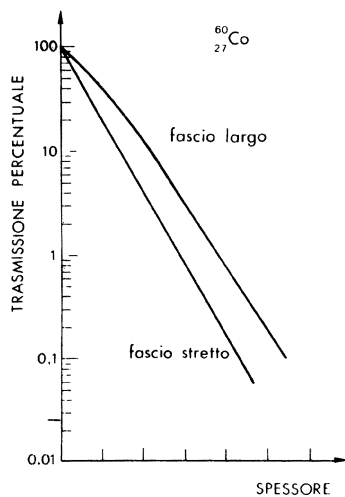


Fig. 8. Trasmissione percentuale dei raggi gamma del  $\text{Co}^{60}$  in funzione dello spessore dell'assorbimento.

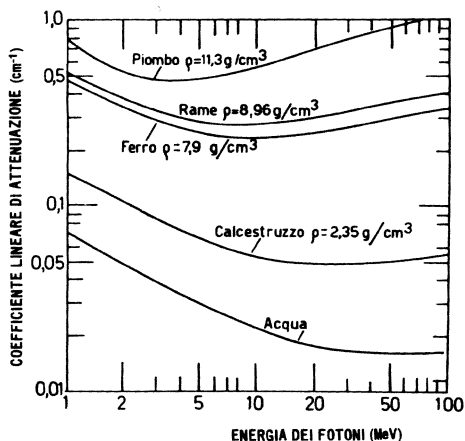


Fig. 9. Coefficiente lineare di attenuazione delle radiazioni gamma in funzione dell'energia per diversi materiali.

**Tabella 1. Spessori metà e decimanti per fasci larghi di raggi X fortemente attenuati.**

Sorgente di raggi X	Spessori metà, cm		Spessori decimanti, cm	
	Piombo	Cemento	Piombo	Cemento
50 kV	0,005	0,4	0,018	1,3
70	—	1,0	—	3,6
75	0,015	—	0,050	—
100	0,025	1,6	0,084	5,5
125	—	1,9	—	6,4
150	0,029	2,2	0,096	7,0
200	0,042	2,6	0,14	8,6
250	0,086	2,8	0,29	9,0
300	0,17	3,0	0,57	10,0
400	0,25	3,0	0,82	10,0
0,5 MV	0,31	3,6	1,03	11,9
1	0,76	4,6	2,52	15,0
2	1,15	6,1	3,90	20,1
3	—	6,9	—	22,6
4	1,48	8,4	4,9	27,4
6	1,54	10,2	5,1	33,8
10	1,69	11,7	5,6	38,6
20	1,63	13,7	5,4	45,7
30	1,57	13,7	5,2	45,7
38	—	13,7	—	45,7



**Tabella 2. Spessori metà e decimanti per fasci larghi di raggi gamma fortemente attenuati.**

Nuclide \ Materiale	Uranio, cm		Piombo, cm		Acciaio, cm		Cemento, cm	
	HVT	TVT	HVT	TVT	HVT	TVT	HVT	TVT
<sup>24</sup> Na	0,9	3,0	1,7	5,6	—	—	—	—
<sup>60</sup> Co	0,7	2,2	1,2	4,0	2,0	6,7	6,1	20,3
<sup>124</sup> Sb	—	—	1,4	4,5	—	—	7,0	23,0
<sup>131</sup> I	—	—	0,7	2,4	—	—	4,6	15,3
<sup>137</sup> Cs	0,3	1,1	0,7	2,2	1,5	5,0	4,9	16,3
<sup>182</sup> Ta	—	—	1,2	4,0	—	—	—	—
<sup>192</sup> Ir	0,4	1,2	0,6	1,9	1,3	4,3	4,1	13,5
<sup>198</sup> Au	—	—	1,1	3,6	—	—	4,1	13,5
<sup>226</sup> Ra	—	—	1,3	4,4	2,1	7,1	7,0	23,3

**Tabella 3. Equivalenza fra il piombo e vari materiali per raggi X di bassa energia.**

Materiale	Densità del materiale g/cm <sup>3</sup>	Spessore del materiale cm	Equivalente in piombo, in cm, a varie tensioni, in kV							
			50	75	100	150	200	250	300	400
Mattone	1,6	10	0,06	0,08	0,09	0,08	0,08	0,10	0,11	0,13
		20	0,14	0,17	0,19	0,17	0,17	0,23	0,30	0,45
		30	0,22	0,27	0,31	0,26	0,26	0,40	0,55	0,85
		40	—	0,38	0,45	0,37	0,37	0,60	0,83	1,27
		50	—	—	—	0,48	0,48	0,81	1,13	1,71
Cemento	3,2	1,0	0,09	0,15	0,18	0,09	0,07	0,06	0,06	0,08
		2,0	0,18	0,27	0,33	0,18	0,14	0,13	0,14	0,16
		2,5	0,23	0,33	0,40	0,22	0,17	0,17	0,18	0,20
		5,0	—	—	—	0,43	0,34	0,36	0,39	0,43
		7,5	—	—	—	0,59	0,50	0,56	0,61	0,68
		10,0	—	—	—	—	0,68	0,77	0,84	0,95
		12,5	—	—	—	—	—	—	1,08	1,21
Acciaio	7,8	0,1	—	0,01	0,02	0,01	0,01	—	—	—
		0,2	—	0,03	0,03	0,02	0,02	—	—	—
		0,3	—	0,05	0,05	0,03	0,03	—	—	—
		0,4	—	0,07	0,07	0,04	0,04	—	—	—
		0,5	—	0,09	0,09	0,05	0,04	0,03	0,03	0,04
		1,0	—	—	—	0,09	0,08	0,08	0,08	0,09
		2,0	—	—	—	0,17	0,16	0,17	0,19	0,24
		3,0	—	—	—	0,25	0,23	0,28	0,33	0,43
		4,0	—	—	—	0,33	0,30	0,38	0,47	0,65
		5,0	—	—	—	0,40	0,37	0,49	0,63	0,88

La figura 25 mostra una curva di attenuazione per neutroni di 14 MeV. In questo caso si parla di *lunghezza di rilassamento* cioè dello spessore in grado di ridurre del fattore 1/e la fluenza iniziale. La lunghezza di rilassamento viene anche adoperata per i fotoni.

## 2.2 SORGENTI DI RADIAZIONI IONIZZANTI

### 2.2.1 Sorgenti radioattive

Le sorgenti radioattive emettono radiazioni ionizzanti a seguito delle trasformazioni spontanee dei nuclei dell'isotopo radioattivo che contengono. Esse possono essere di numerosissimi tipi in relazione al nuclide che contengono e al tipo di radiazione che viene resa disponibile ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\beta^+$ ,  $\gamma$ ), alla loro morfologia (geometria e tipo di contenimento) e all'essere sigillate o non sigillate, oltre naturalmente al valore dell'attività. Tutte proprietà che sono in connessione con l'uso che si fa delle sorgenti (per es. medico, industriale, taratura di strumenti ecc.). Nella figura 10 è rappresentato lo schema di decadimento di un isotopo radioattivo del cobalto, il  $^{60}\text{Co}$ . È un decadimento beta, cioè l'emissione di un elettrone negativo da parte del nucleo con conseguente trasformazione al suo interno di un neutrone in un protone. Come per moltissimi altri radioisotopi l'emissione della radiazione beta è seguita da emissione di fotoni; in questo caso due. Nel caso quindi di una sorgente radioattiva di  $^{60}\text{Co}$  saremo in presenza di radiazione beta e gamma a meno che il contenimento dell'isotopo non sia tale da essere maggiore del percorso massimo delle beta, perché in tal caso avremmo solo emissione gamma. Nella figura 11 è riportato il disegno schematico di una sorgente di tipo commerciale; nella fattispecie il contenimento in doppio rivestimento in acciaio è realizzato per garantire la tenuta. Va ricordato che l'attività di qualsiasi sorgente radioattiva diminuisce per effetto del decadimento fisico dei suoi nuclei che porta appunto a una diminuzione degli stessi e quindi a un minore numero di trasformazioni per unità di tempo. La legge è di tipo esponenziale  $A = A_0 e^{-\lambda t}$  essendo  $A_0$  l'attività a un certo istante e  $A$  l'attività dopo un tempo  $t$ . A esponente troviamo  $\lambda$  che è la costante di decadimento la cui unità di misura è l'inverso dell'unità di tempo, per es.  $\text{s}^{-1}$ . Il periodo di dimezzamento, che è il tempo dopo il quale l'attività si riduce alla metà, è legato a  $\lambda$  dalla relazione  $T_{1/2} = \ln 2/\lambda = 0,693/\lambda$ . I nuclidi radioattivi sono caratterizzati, nei confronti dell'emissione di radiazioni, dal tipo di decadimento dei nuclei, dall'energia delle radiazioni emesse, dal periodo di dimezzamento, dall'*attività specifica* e dalla *costante del rateo d'esposizione*  $\Gamma$  (per sorgenti puntiformi). L'attività specifica è l'attività per unità di peso (quando il nuclide è puro) e  $\Gamma$  è il rateo di esposizione per unità di attività a una distanza unitaria. Le unità di misura sono rispettivamente  $\text{Bq} \cdot \text{kg}^{-1}$  ( $\text{Ci} \cdot \text{kg}^{-1}$ ) e  $\text{R} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Bq}^{-1}$  ( $\text{R} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Ci}^{-1}$ ), quest'ultima come unità speciale.

Nella tabella 4 sono riportate le caratteristiche di alcuni isotopi radioattivi più comunemente incontrati.

Le sorgenti radioattive neutroniche sfruttano le trasformazioni spontanee di un nuclide radioattivo (per es.  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{125}\text{Sb}$ ) le cui radiazioni inducono nel materiale (per es. Be) in cui il nuclide è mescolato reazioni nucleari che producono neutroni. In questo caso si tratta sempre di sorgenti radioattive sigillate, a doppio contenimento che vengono caratterizzate o dall'attività del nuclide radioattivo o dal numero di neutroni emessi nell'unità di tempo.

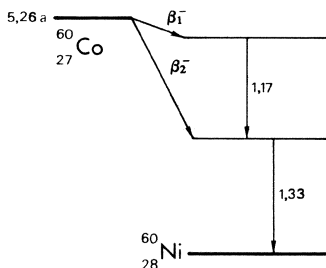


Fig. 10. Schema di decadimento del  $^{60}\text{Co}$ .

Tabella 4. Caratteristiche di alcuni radioisotopi.

Nuclide	Periodo di dimezzamento	Attività specifica		Cost. del rateo di espoz.		Decadimento percentuale, energia in MeV	
		Bq kg <sup>-1</sup>	Ci kg <sup>-1</sup>	Rm <sup>2</sup> h <sup>-1</sup> Bq <sup>-1</sup>	Rm <sup>2</sup> h <sup>-1</sup> Ci <sup>-1</sup>	β	γ
Cesio 134	2,05 a	4,81 · 10 <sup>16</sup>	1,3 · 10 <sup>6</sup>	2,35 · 10 <sup>-11</sup>	0,87	0,66 (75)	0,60 (97); 0,80 (94); 0,57 (13)
Cesio 137	30 a	3,22 · 10 <sup>15</sup>	8,7 · 10 <sup>4</sup>	8,92 · 10 <sup>-12</sup>	0,33	0,51 (92); 1,17 (7)	0,66 (85)
Cobalto 60	5,26 a	4,18 · 10 <sup>16</sup>	1,13 · 10 <sup>16</sup>	3,56 · 10 <sup>-11</sup>	1,32	0,31 (99)	1,17 (100); 1,33 (100)
Iodio 125	60 g	6,44 · 10 <sup>17</sup>	1,74 · 10 <sup>7</sup>	≈ 1,89 · 10 <sup>-12</sup>	≈ 0,07	–	0,035 (100)
Iodio 131	8,05 g	4,59 · 10 <sup>18</sup>	1,24 · 10 <sup>8</sup>	5,95 · 10 <sup>-12</sup>	0,22	0,61 (87)	0,364 (82); 0,64 (9); 0,75 (2,8)
Iridio 192	74,2 g	3,39 · 10 <sup>17</sup>	9,17 · 10 <sup>6</sup>	1,29 · 10 <sup>-11</sup>	0,48	0,67 (48)	0,29 (29); 0,30 (30); 0,32 (81); 0,47 (49)
Ferro 59	45 g	1,82 · 10 <sup>18</sup>	4,92 · 10 <sup>7</sup>	1,73 · 10 <sup>-11</sup>	0,64	0,46 (53); 0,27 (46); 1,56 (0,5)	1,1 (56); 1,29 (44); 0,19 (2,8)
Manganese 54	303 g	2,95 · 10 <sup>17</sup>	7,98 · 10 <sup>6</sup>	1,27 · 10 <sup>-11</sup>	0,47	–	0,84 (100)
Radio 226	1602 a	3,66 · 10 <sup>13</sup>	9,88 · 10 <sup>2</sup>	2,23 · 10 <sup>-11</sup>	0,825	α 4,78 (95) 4,6 (6)	0,186 (4)
Sodio 22	2,6 a	2,31 · 10 <sup>17</sup>	6,25 · 10 <sup>6</sup>	3,24 · 10 <sup>-11</sup>	1,2	0,59 (89)	0,51 (180); 1,27 (100)
Sodio 24	15 h	3,22 · 10 <sup>20</sup>	8,71 · 10 <sup>9</sup>	4,97 · 10 <sup>-11</sup>	1,84	1,39 (100)	1,37 (100); 2,76 (100)
Tulio 170	129 g	2,2 · 10 <sup>17</sup>	5,96 · 10 <sup>6</sup>	6,75 · 10 <sup>-14</sup>	0,0025	0,96 (78); 0,88 (22)	0,084 (33)

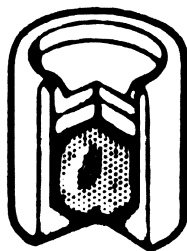


Fig. 11. Disegno schematico di una sorgente sigillata.

### 2.2.2 Apparecchiature a raggi X

Il principio di funzionamento consiste nell'accelerare in un tubo a vuoto con una differenza di potenziale elettrico alcuni elettroni e nel mandarli a colpire un bersaglio, nel quale, per effetto della loro decelerazione, si produrranno fotoni, chiamati raggi X, con una distribuzione di energia continua da zero fino a una energia massima pari all'energia cinetica raggiunta dagli elettroni a causa della d.d.p. In linea di principio queste apparecchiature sembrerebbero ricadere nella classe degli acceleratori di particelle cariche. Nella pratica però si usa tenerle ben distinte, oltre che per la loro peculiarità costruttiva, soprattutto per la loro enorme diffusione.

Nella figura 12 è illustrato lo schema di funzionamento del tubo a raggi X, cioè della sorgente radiogena dell'apparecchiatura a raggi X. In un tubo a vuoto è presente un filamento che per effetto termoionico emette gli elettroni che, accelerati dalla d.d.p. ed opportunamente collimati, formano una corrente elettronica che finisce su un bersaglio, chiamato anticatodo, dando luogo all'emissione dei raggi X. L'anticatodo è di materiale speciale (tungsteno, per es.) capace di resistere all'alta temperatura che raggiunge, in quanto circa il 99% dell'energia degli elettroni va dissipata in calore. Per es. per una d.d.p. di 90 kV e per una corrente elettronica di 2 mA la potenza termica da smaltire è di 180 W. Inoltre il pennello di elettroni, qualche mm<sup>2</sup>, colpendo la superficie dell'anticatodo dà luogo a una densità superficiale di potenza elevatissima con inevitabile danneggiamento dell'anticatodo e diminuzione dell'efficienza. L'anticatodo perciò, oltre che essere di materiale speciale, è fatto ruotare (per es. 3000 giri/min.) per distribuire la potenza su una superficie più ampia.

Le caratteristiche di un tubo a raggi X sono la tensione massima e la corrente massima applicabili. Esse non bastano a caratterizzare un tubo perché è necessario sapere anche quale è il ciclo

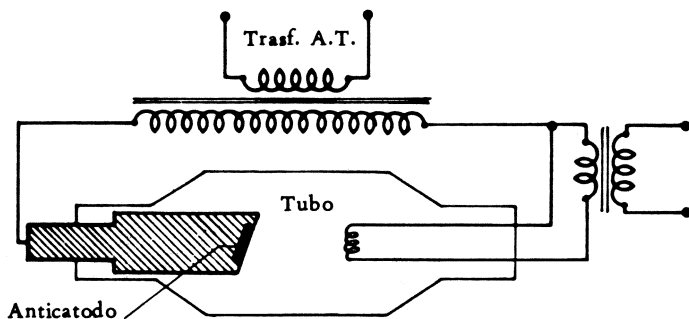


Fig. 12. Disegno schematico di un tubo a raggi X e del suo circuito elettrico.

di funzionamento sopportabile dal tubo stesso. Per esempio, i tubi per radiografia industriale sono progettati per funzionamento continuo, mentre i tubi per diagnostica medica possono funzionare in modo pulsato e per di più con certi limiti se si vogliono adoperare tensione e corrente massime. Di un'apparecchiatura a raggi X, oltre alle caratteristiche del tubo, è interessante particolarmente conoscere in che modo si è ottenuta la d.d.p. continua che si applica agli elettrodi. Infatti a seconda che il raddrizzamento della tensione di rete produca una d.d.p. di tipo a semionda oppure di tipo più costante, la distribuzione delle energie dei raggi X emessi risulta diversa. Per questo motivo nel citare i dati di letteratura sulle prestazioni dei tubi a raggi X si precisa anche questo aspetto.

Nelle figure 13 e 14 sono riportate le curve di emissione dei tubi a raggi X. In ordinate è la costante del rateo di esposizione, la quale, in analogia alla definizione già data per le sorgenti radioattive puntiformi, è il rateo di esposizione (qui espresso in R/min.) per unità di corrente elettronica (qui espressa in mA) rispettivamente a 10 cm e a 1 m di distanza dal fuoco; in ascisse è la d.d.p. ai capi del tubo. Il fuoco è la zona ben delimitata (qualche mm<sup>2</sup>) da cui, a seguito dell'impatto degli elettroni, fuoriescono i raggi X. Le curve si riferiscono ad apparecchiature in cui viene utilizzata una d.d.p. sostanzialmente costante e con un anticatodo di tungsteno. Per finestra del tubo s'intende lo spessore che i raggi X debbono attraversare per uscire dal tubo vuoto. Il parametro delle famiglie di curve è la filtrazione, cioè lo spessore aggiuntivo che s'interpone sul cammino del fascio, normalmente sull'esterno del tubo stesso, prima dell'utilizzazione. La precisazione riguardante l'alta tensione, di cui si è già parlato, l'anticatodo, la finestra e il filtro aggiuntivo è necessaria perché da essi dipende la qualità del fascio, cioè la distribuzione energetica dei raggi X resi disponibili.

Il tubo a raggi X è racchiuso in un involucro metallico, detto cuffia, che, oltre a proteggerlo meccanicamente, assicura che la radiazione X esca soltanto dalla finestra, riducendola per assorbimento fino a raggiungere i limiti consentiti dalle norme, in tutte le altre direzioni. La radiazione residua che esce dalla cuffia in direzioni diverse da quella della finestra di uscita è chiamata radiazione di fuga. In certe apparecchiature, chiamate *monoblocco*, il generatore della tensione, an-

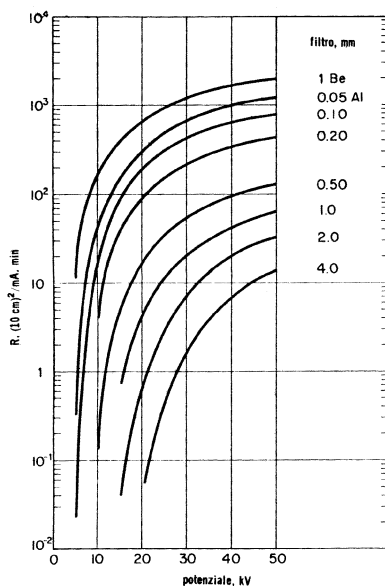


Fig. 13. Emissione di raggi X di un generatore a potenziale costante con finestra di 1 mm di berillio.

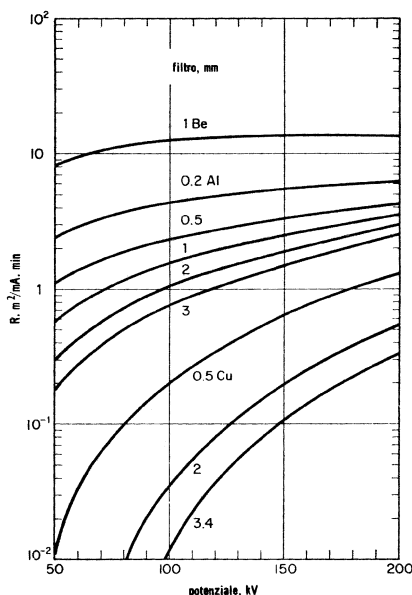


Fig. 14. Emissione di raggi X di un generatore a potenziale costante con finestra di 1 mm di berillio.

ziché essere separato dalla cuffia ed inviarle la tensione stessa attraverso dei cavi, ne forma un tutto unico.

### 2.2.3 Acceleratori di particelle

Sono macchine che accelerano con forze elettrostatiche particelle cariche. La definizione è generale e comprende la numerosissima varietà di macchine acceleratrici che si distinguono sia per gli artifici adoperati per far conseguire alla particella quella determinata energia, attraverso uno o più salti di potenziale elettrico, sia per l'energia massima conseguibile e sia per il genere di particelle accelerate. Le tre caratteristiche sono in qualche modo legate tra di loro dando ad ogni macchina una ben precisa funzione. Trascurando le apparecchiature a raggi X del tipo già ricordato nel paragrafo precedente, si ricordano per primi gli acceleratori lineari, dai più semplici, in cui l'energia è raggiunta dalla particella in un'unica soluzione passando attraverso una d.d.p. opportuna, a quelli più complessi in cui la particella viaggiando sempre in linea retta si trova successivamente ad incontrare d.d.p. tutte concordi che ne aumentano l'energia fino al valore voluto.

Nella figura 15 è mostrato lo schema di un acceleratore lineare di tipo Van de Graaff in cui particelle cariche pesanti vengono portate a una energia di qualche MeV. La d.d.p. è realizzata con la macchina elettrostatica che porta lo stesso nome. Essa ha limiti intrinseci nel conseguimento dei valori massimi di d.d.p. che sono appunto dell'ordine suddetto e quindi per salire a energie maggiori sono necessarie macchine acceleratrici multistadio in cui la stessa d.d.p. è ripresentata sincronicamente alla particella quando passa da uno stadio al successivo. Nella figura 16 è lo schema di un acceleratore lineare di questo secondo tipo (modello per radiografie di uso industriale).

Invece di mantenere le particelle cariche in linea retta si può costringerle a muoversi su un determinato percorso circolare per mezzo delle forze elettromagnetiche, in modo che esse incontrino d.d.p. successive e concordi sempre nello stesso punto. Questi acceleratori circolari, il cui capostipite, cui si riferisce l'accennato principio di funzionamento, è il ciclotrone, consentono di

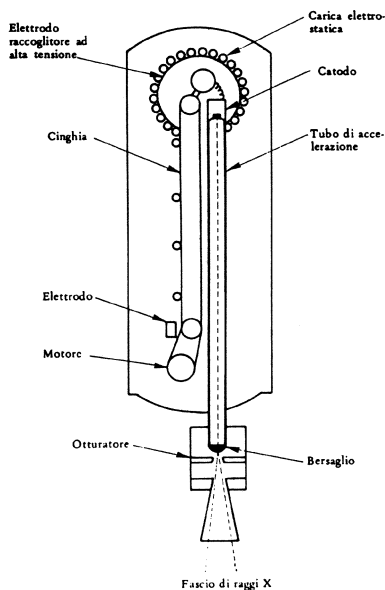


Fig. 15. Disegno schematico di un generatore elettrostatico di Van de Graaff.

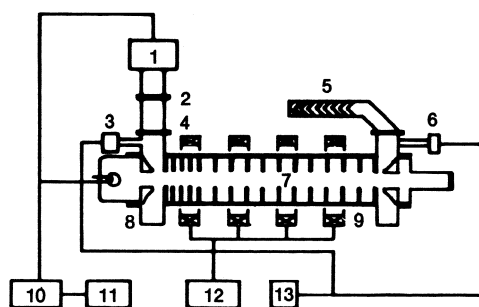


Fig. 16. Disegno schematico di un acceleratore lineare. 1) magnetron, 2) indicatore di potenza R.F., 3) pompa ionica, 4) finestra, 5) dispositivo di assorbimento potenza R.F., 6) pompa ionica, 7) guida d'onda corrugata, 8) cannone elettronico, 9) bobina di focalizzazione, 10) modulatore di impulsi, 11) generatore di impulsi, 12) alim. bobine di focalizzazione, 13) alim. pompa ionica.

raggiungere energie ben più elevate, specialmente per le particelle cariche pesanti, che non con gli acceleratori lineari in cui l'aumento della lunghezza pone ovviamente problemi. Le particelle accelerate sono estratte dalla macchina e utilizzate per far loro compiere nella materia quelle reazioni nucleari che interessano per studio o per applicazione (per es. studio delle particelle elementari, o cura dei tumori) oppure per far generare, attraverso l'interazione con la materia, altre radiazioni che a loro volta vengono utilizzate. In un acceleratore di elettroni (per es. un betatrone) essi pos-

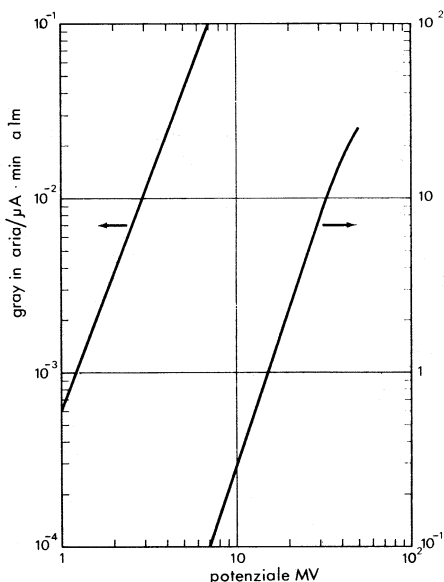


Fig. 17. Emissione dei raggi X di un acceleratore lineare. La curva può essere usata anche per un betratone.

sono essere inviati contro un bersaglio di opportuno materiale e spessore nel quale si generano, con le modalità già descritte nel paragrafo precedente, i raggi X, cui si è interessati.

Nella figura 17 è riportata la curva di emissione di raggi X da parte di un acceleratore lineare in cui gli elettroni incidono su un bersaglio di materiale ad alto numero atomico e spessore ottimale (massimo rendimento di produzione di raggi X e minimo assorbimento degli stessi). Sulle ordinate è il rateo di dose assorbita, espressa in Gy, in aria per minuto primo per unità di corrente espressa in  $\mu\text{A}$  a 1 metro di distanza dal bersaglio. In ascisse vi è la d.d.p. totale di accelerazione delle particelle.

## 2.3 PROTEZIONE CONTRO LE RADIAZIONI IONIZZANTI

### 2.3.1 Dosi massime ammissibili

Per assicurare la protezione dei lavoratori e delle persone del pubblico contro le radiazioni sono fissati per legge limiti superiori agli equivalenti di dose che possono essere ricevuti, chiamati *dosi massime ammissibili*. Le DMA sono rigorosamente le stesse in tutti i Paesi che costituiscono l'Unione Europea in quanto recepiscono obbligatoriamente le direttive in materia della stessa. Le DMA inoltre sono in genere le stesse in tutti i Paesi del mondo poiché conformi alle raccomandazioni emanate da organismi internazionali di riconosciuta competenza come la International Commission on Radiological Protection (ICRP), una emanazione del Congresso Internazionale, di Radiologia che la fondò nel 1928. Le DMA costituiscono un sistema articolato in cui si tiene conto di diversi fattori: il gruppo d'individui cui ci riferiamo (lavoratori con esposizione professionale alle radiazioni, gruppi particolari della popolazione, popolazione nel suo insieme), l'organo interessato all'assorbimento delle dosi (ossa, pelle, gonadi, organi ematopoietici, altri organi oppure il corpo intero) e infine il frazionamento della dose. Resta comunque fissato che non possono essere esposti professionalmente a radiazioni ionizzanti i minori di diciotto anni.



Si può ricordare che nel DM 6.6.68 (GU n. 220 del 30.8.1968), emanato a seguito del DPR 13.2.1964 n. 185 (GU n. 95 del 16.4.1964) e contenente le norme di legge fondamentali della protezione contro le radiazioni ionizzanti, la DMA annuale media per lavoratori professionalmente esposti è fissata in 50 mSv alle gonadi, agli organi ematopoietici e al corpo intero, pur con il margine di elasticità costituito dalla possibilità di raggiungere i 120 mSv con non più di 30 mSv per trimestre, e con l'imposizione di non superare in totale la dose che si ricava dalla formula  $50 (N-18)$  mSv, essendo  $N$  l'età del lavoratore. La formula come si vede, tiene conto sia del fatto che l'età minima per essere esposti alla radiazione per attività lavorativa è 18 anni, sia della necessità che la media annuale non superi 50 mSv. Lo scopo delle attività protezionistiche è di garantire in ogni caso il rispetto delle DMA e contemporaneamente cercare di ridurre le dosi e il numero delle persone esposte nella misura consentita dalle buone tecniche in uso. La legge prevede anche le DMA per i singoli organi. La tabella 5 riassume le DMA per lavoratori professionalmente esposti.

**Tabella 5. Dosi massime ammissibili per i lavoratori professionalmente esposti.**

Organo	Dosi massime ammissibili per i lavoratori professionalmente esposti			
	mSv/anno	rem/anno	mSv/13 sett.	rem/13 sett.
Corpo intero, gonadi, organi ematopoietici	50	5	30	3
Pelle, tessuto osseo	300	30	80	8
Mani, avambracci, piedi e caviglie	600	60	150	15
Altri organi, considerati separatamente, e i cristallini	150	15	40	4

Per le persone che vivono nell'intorno di una *zona controllata* (si chiama così una regione in cui esiste una sorgente di radiazioni ionizzanti e in cui persone che vi effettuano abitualmente un lavoro possono ricevere più di 15 mSv in un anno) le DMA sono 1/10 di quelle riportate nella tabella 5. Sono intanto uscite le Direttive 80/836/Euratom della Comunità Europea (GU delle Comunità Europee L246 del 19.9.1980) che dovranno essere recepite nella legislazione nazionale entro 30 mesi da tale data. È opportuno perciò sottolineare che come conseguenza ci saranno innovazioni importanti per quanto riguarda il contenuto del DPR n. 185/64, e dei decreti derivati, anche se il limite di dose annuale per esposizione al corpo intero rimane fissato in 50 mSv (5 rem).

### 2.3.2 Irraggiamento interno

Si ha irraggiamento interno quando gli organi oppure l'intero corpo subiscono irraggiamento a seguito d'introduzione nell'organismo (per inalazione, ingestione, iniezione, via traumatica ecc.) di radionuclidi che vengono metabolizzati. L'aspetto più caratteristico di questo tipo d'irraggiamento è l'impossibilità di allontanare meccanicamente la sorgente della radiazione dall'organo irraggiato e d'interporre tra sorgente e organo una schermatura. Infatti bisogna aspettare che abbiano luogo il decadimento fisico e la eliminazione biologica, eventualmente agevolando quest'ultima per via farmacologica. Il rispetto delle DMA è possibile, quindi, soltanto limitando l'introduzione. Se si tiene conto che della quantità totale  $q$  di un elemento presente nel corpo intero soltanto la frazione  $f_i$  è fissata in un singolo organo, si dovrà fare in modo che  $qf_i$  sia tale che la dose che risulta all'organo, a seguito dell'attività di  $qf_i$ , sia sempre minore della DMA.

Essendo  $f_i$  un dato biologico, esisterà un  $q_{\max}$ , chiamato *carico corporeo massimo*, per ogni singolo organo tale da provocare un assorbimento di dose da parte dell'organo stesso pari, e quindi non superiore, alla rispettiva DMA. Tra i  $q_{\max}$  di tutti gli organi si sceglie il più piccolo, cioè il  $q_{\max}$  del cosiddetto organo critico e in base a esso si calcolano le *concentrazioni massime ammissibili* CMA del nuclide radioattivo in aria e acqua.

La CMA è, secondo la definizione del DPR n. 185/64, «la concentrazione di un nuclide radioattivo nell'aria inalata e nell'acqua potabile, espressa in unità di radioattività (cioè di attività) per unità di volume, tale da dare la dose massima ammissibile, con riferimenti a determinate condizioni di esposizione».

La parola esposizione al termine della definizione non si riferisce alla grandezza fisica omologa, ma ha il suo significato corrente di assoggettamento all'irradiazione. La precisazione delle condizioni d'esposizione è importante per distinguere le CMA a seconda delle modalità temporali secondo le quali detta esposizione avviene. Si avrà una esposizione continua, cioè per 168 ore settimanali, oppure una esposizione discontinua, per esempio 8 ore giornaliere per 5 giorni alla settimana. Può essere ipotizzato, ovviamente, qualsiasi tipo di temporalità.

Nella tabella 6a sono riportate le CMA per lavoratori professionalmente esposti e per una esposizione continua (168 ore settimanali), ricavate dal DM 6/6/1968 (GU n. 220 del 30.8.1968) di alcuni radionuclidi. L'indicazione solubile e insolubile si riferisce alla proprietà con cui si presenta la sostanza che contiene il radionuclide. Nelle citate direttive 80/836/Euratom si definisce *limite annuale di introduzione* l'attività che, introdotta nell'organismo, comporta per un determinato individuo una dose impegnata pari alla dose limite annuale (tab. 5). La dose impegnata è la dose ricevuta da un organo o da un tessuto, in 50 anni, in seguito all'incorporazione di uno o più radionuclidi. Nella tabella 6b sono riportati alcuni valori di tali limiti che sono ripresi dalle stesse Direttive Euratom. I limiti d'introduzione annuali possono rappresentare dei punti di riferimento per giudicare la pericolosità, in termini di equivalente di dose, dell'introduzione di una certa quantità di radionuclide nell'organismo.

**Tabella 6. a) Concentrazioni massime ammissibili di radionuclidi in acqua e aria per le persone professionalmente esposte.**

Radionuclide	Forma	Lavoratori professionalmente esposti	
		Concentrazioni massime ammissibili per 168 ore settimanali, $\mu\text{Ci}/\text{cm}^3$	
		C.M.A. acqua	C.M.A. aria
$^{60}_{27}\text{Co}$	solubile	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
	insolubile	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-9}$
$^{90}_{38}\text{Sr}$	solubile	$4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-10}$
	insolubile	$4 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-9}$
$^{131}_{53}\text{I}$	solubile	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-9}$
	insolubile	$6 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$
$^{137}_{55}\text{Cs}$	solubile	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-8}$
	insolubile	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-9}$
$^{226}_{88}\text{Ra}$	solubile	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-11}$
	insolubile	$3 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-8}$
$^{235}_{92}\text{U}$	solubile	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-10}$
	insolubile	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-11}$
$^{238}_{92}\text{U}$	solubile	$6 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-11}$
	insolubile	$4 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-11}$
$^{239}_{94}\text{Pu}$	solubile	$5 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-13}$
	insolubile	$3 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-11}$
$^{241}_{95}\text{Am}$	solubile	$4 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-12}$
	insolubile	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-11}$

**Tabella 6. b) Limiti annuali di introduzione per inalazione per i lavoratori esposti.**  
**Direttive 80/836/Euratom**

Radionuclidi	Composti	Lavoratori esposti	
		Limiti annuali di introduzione per inalazione	
		Bq	Ci
$^{60}_{27}\text{Co}$	Tutti gli altri composti	$6 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
	ossidi, idrossidi, alogenuri, nitrati	$1 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^{-5}$
$^{90}_{38}\text{Sr}$	Composti solubili	$7 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^{-5}$
	$\text{SrTiO}_3$	$1 \cdot 10^5$	$2,7 \cdot 10^{-6}$
$^{131}_{53}\text{I}$	Tutti	$2 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^{-5}$
$^{137}_{55}\text{Cs}$	Tutti	$6 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
$^{226}_{88}\text{Ra}$	Tutti	$2 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^{-7}$
$^{235}_{92}\text{U}$	$\text{UF}_6$ , $\text{UO}_2\text{F}_2$ , $\text{UO}(\text{NO}_3)_2$	$5 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
	meno solubili come $\text{UO}_3$ , $\text{UF}_4$ e $\text{UCl}_4$	$3 \cdot 10^4$	$8,1 \cdot 10^{-7}$
	ossidi altamente insolubili cioè $\text{UO}_2$ e $\text{U}_3\text{O}_8$	$2 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^{-8}$
$^{238}_{92}\text{U}$	Idem	$5 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
		$3 \cdot 10^4$	$8,1 \cdot 10^{-7}$
		$2 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^{-8}$
$^{239}_{94}\text{Pu}$	Tutti gli altri composti	$2 \cdot 10^2$	$5,4 \cdot 10^{-9}$
	$\text{PuO}_2$	$5 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^{-8}$
$^{241}_{95}\text{Am}$	Tutti	$2 \cdot 10^2$	$5,4 \cdot 10^{-9}$

## 2.4 CALCOLO DELLE SCHERMATURE

### 2.4.1 Generalità

Dato un *punto di interesse* nell'intorno di una sorgente radiogena, lo scopo della schermatura (interposizione di materiale assorbente tra sorgente e punto) è quello di ridurre al di sotto di livelli prefissati i valori di certe grandezze fisiche (fluenza, rateo di dose assorbita, rateo di esposizione ecc.). Se si tratta di provvedimenti protezionistici, la schermatura deve essere realizzata in modo che nei luoghi dove possono permanere le persone non vengano superate le relative DMA. Di conseguenza si dovrà conoscere la durata della permanenza (per es. ore, settimane) e far sì che il rateo di equivalente di dose sia tale che, moltiplicato per la suddetta durata, sia un valore minore della Dose Massima Ammissibile per il periodo considerato. Per comodità si introduce un *fattore di occupazione T*, che è la frazione del tempo di emissione della radiazione, durante la quale si verifica la permanenza. Quando siamo in presenza di un fascio di radiazione anziché di una emissione isotropa, allora per il calcolo della schermatura è importante conoscere anche il *fattore di utilizzazione U*, che è la frazione del tempo di emissione delle radiazioni, durante la quale il fascio è diretto verso la schermatura.

Per calcolare quindi il rateo di equivalente di dose in un punto di interesse, oltre che applicare la legge dell'inverso del quadrato della distanza e quella dell'assorbimento esponenziale, si dovrà moltiplicare il rateo di equivalente di dose a monte dello schermo per il fattore  $UT$ . Nel caso di sorgente isotropa, ovviamente,  $U = 1$  per tutte le direzioni.

### 2.4.2 Apparecchiature a raggi X

Come si è visto, nelle figure 13 e 14 sono riportate due famiglie di curve che consentono di ricavare il rateo di esposizione per unità di corrente nel punto di interesse posto a 10 cm (a 1 metro) di distanza dal fuoco del tubo a raggi X per tensioni fino a 50 kV (da 50 a 200 kV) e per varie filtrazioni aggiuntive a quella intrinseca del tubo che è di 1 mm di berillio. Le curve si riferiscono a generatori di raggi X con potenziale *costante* in cui il raddrizzamento è quasi perfetto (con un livellamento di qualche per cento). Le figure sono riprese, come anche le figure 18 ÷ 34 di questo paragrafo, dalla pubblicazione n. 21 dell'ICRP edita dalla Pergamon Press, prima edizione 1973. Le apparecchiature a raggi X emettono la radiazione entro un angolo solido ben collimato dalla finestra del tubo e nel seguito, salvo diverso avviso, il punto di interesse sarà sempre contenuto entro detto angolo.

Esemplificando sulla figura 14 si vede che la costante del rateo di esposizione è espressa nell'unità speciale  $R \cdot m^2/mA \cdot min$  e consente di calcolare il rateo di esposizione in R/min in un punto qualsiasi, dividendo per il quadrato della, distanza  $m^2$  e moltiplicando per l'intensità di corrente espressa in mA. In molti casi è più opportuno calcolare l'esposizione anziché il suo rateo laddove, come nella roentgendiagnostica medica, l'emissione dei raggi X è di tipo impulsivo, per durate di frazioni di secondo fino a qualche secondo. In questi casi si fa, per ogni impulso, il prodotto della intensità di corrente e della durata,  $mA \cdot min$ , e si ricava l'esposizione dovuta all'impulso. Per esempio, una radiografia ottenuta impostando un'intensità di corrente di 400 mA per una durata di 0,3 s viene caratterizzata, al fine della determinazione dell'esposizione, dal prodotto  $(400 mA \cdot 0,3 s)/(60 s/min) = 2 mA \cdot min$ . Se la distanza è 1 metro e si usa una tensione di 65 kV, con una filtrazione di 2 mm Al, si ottiene una esposizione nel punto di interesse di  $(0,5 R \cdot m^2/mA \cdot min) \cdot (1/1 m^2) \cdot (2 mA \cdot min) = 1 R$ . Se si vuole l'esposizione dovuta a tutti gli impulsi che si verificano in un certo periodo di tempo, allora si calcola il *carico di lavoro W* (per es. in  $mA \cdot min/sett$ ) facendo la somma dei  $mA \cdot min$  di tutti gli impulsi (settimanali nell'esempio) e quindi si procede come sopra.

Quando tra sorgente e punto di interesse è interposto uno schermo (potrebbe essere anche l'aria stessa quando le distanze fossero dell'ordine della decina di metri e più), allora i valori dell'esposizione ricavati dalle curve con le modalità descritte debbono essere moltiplicati per il fattore  $e^{-\mu x}$ . Si deve ricordare che la tensione al tubo in kV (o in MV) è legata alla massima energia dei raggi X in keV (o in MeV) e che le energie sono distribuite da 0 a tale valore massimo. La curva di distribuzione dipende dal raddrizzamento della tensione di rete e dalla filtrazione inerente e aggiunta e di conseguenza anche l'assorbimento nella materia può non essere lo stesso a parità di energia massima. Per indicare questo fatto si parla di *qualità del fascio* che può essere caratterizzata da un  $\mu$ , il quale può essere introdotto nell'esponenziale per descrivere l'attenuazione del fascio di radiazioni X per spessori di schermatura tali da non variare la qualità del fascio. I valori di  $\mu$ , possono essere per piombo e cemento ricavati dalla tabella 1 utilizzando la relazione  $\mu = \ln 2/HVT = 0,693/HVT$ .

In pratica è opportuno risolvere il problema del dimensionamento degli schermi o del calcolo della loro efficacia servendosi, anziché dell'esponenziale, delle famiglie di curve che danno l'attenuazione in funzione dello spessore.

Le curve, riportate nelle figure 18, 19, 20, 21, 22 che si riferiscono a piombo e cemento, danno la costante del rateo di esposizione, già incontrata, in funzione dello spessore: è quindi facile, una volta fissato il rateo di esposizione desiderato nel punto di interesse, ricavare lo spessore necessario. Fissata la DMA, che non deve essere superata nel punto di interesse, la si moltiplica per la distanza al quadrato  $z^2$  del punto dal fuoco e la si divide per il prodotto  $WUT$  e si ottiene così la costante del rateo di esposizione da usare nelle figure.

*Esempio 1.* Un tubo a raggi X ha un carico di lavoro settimanale di  $500 mA \cdot min/sett$ ; il fattore di uso nella direzione del punto di interesse è  $U = 0,25$ ; il fattore di occupazione nel punto di interesse è  $T = 1/4$ ; la DMA fissata è  $0,1 R/sett$  (lavoratori professionalmente esposti); la distanza del punto di interesse dal fuoco è di 2 metri: il problema è quello di determinare il minimo spessore necessario dello schermo. Allora si ha  $(0,1 R/sett) \cdot 4 m^2/(500 mA \cdot min/sett) \cdot 0,25 \cdot 1/4 = 1,28 \cdot 10^{-2} R \cdot m^2/mA \cdot min$  che è la costante del rateo di esposizione che si vuole ottenere

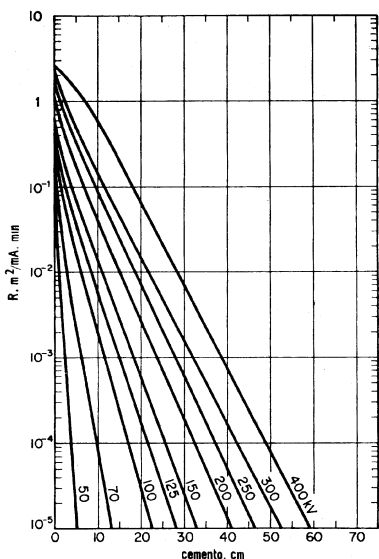


Fig. 18. Trasmissione di fasci larghi di raggi X attraverso il cemento, densità  $2,35 \text{ g/cm}^3$ . Generatore a semionda da 50 a 300 kV; a potenziale costante a 400 kV. Filtrazione totale: con 1 mm di Al a 50 kV, 1,5 a 70, 2 a 100, 3 da 125 a 300; 3 mm di Cu a 400.

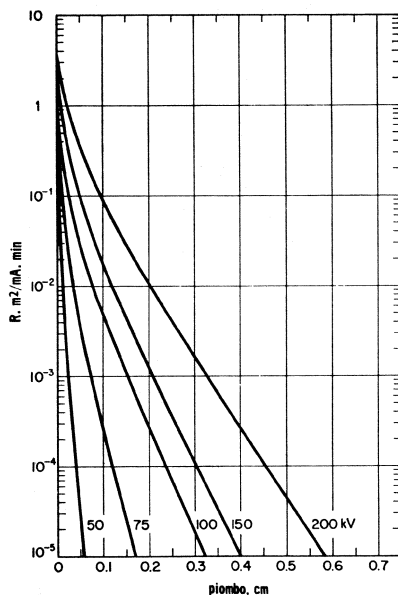


Fig. 19. Trasmissione di fasci larghi di raggi X attraverso il piombo, densità  $11,35 \text{ g/cm}^3$ . Generatore a potenziale costante; filtrazione totale con 2 mm di Al.

nel punto di interesse. Se la tensione del tubo è sempre (oppure cautelativamente la si considera tale) 100 kV, dalla figura 18 si ottiene che lo spessore necessario è 5 cm di cemento e, dalla figura 19, 0,7 mm di piombo.

*Esempio 2.* Un tubo a raggi X per radiografie industriali irradia con una corrente nel tubo di 10 mA; il fattore di uso nella direzione nel punto d'interesse è  $U = 1$ ; il fattore di occupazione nel punto di interesse è  $T = 1$ ; il rateo di esposizione deve essere di 0,001 R/h (1 mR/h); la distanza del punto di interesse dal fuoco è di 3 metri. Si ha

$$\frac{(10^{-3}/60) \cdot (R/\text{min}) \cdot (3 \text{ m})^2}{10 \text{ mA} \cdot 1 \cdot 1} = 1,5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Rm}^2}{\text{mA} \cdot \text{min}}$$

Se la tensione di lavoro è 200 kV, dalla figura 18 si ricava che lo spessore necessario è circa 40 cm di cemento e dalla figura 19 circa 5,6 mm di piombo.

Fino ad ora si è considerato che la radiazione disponibile fosse soltanto la radiazione primaria, cioè quella contenuta nel fascio collimato in uscita dal tubo. In realtà esiste anche una *radiazione secondaria* costituita da una *radiazione di fuga* (quella che sfugge dalla cuffia nonostante sia opportunamente schermata) e una *radiazione diffusa* (quella che si diffonde dall'oggetto su cui incide il fascio). Può essere pertanto necessario schermare il punto di interesse anche se non si trova nel fascio diretto.

Per quanto riguarda la radiazione diffusa, prendendo per semplificare l'angolo di diffusione di  $90^\circ$ , il calcolo della schermatura viene eseguito come per la radiazione primaria prendendo, però,

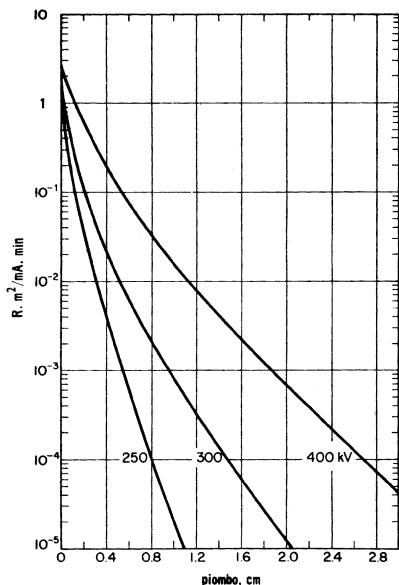


Fig. 20. Trasmissione di un fascio largo di raggi X attraverso il piombo, densità  $11,35 \text{ g/cm}^3$ . Generatore a potenziale costante; filtrazione totale: a 250 kV con 0,5 mm di Cu; a 300 e 400 kV con 3 mm di Cu.

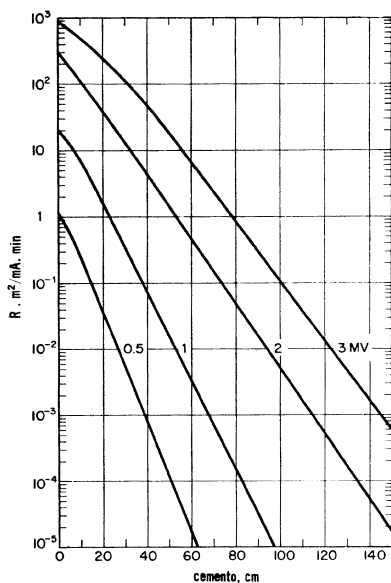


Fig. 21. Trasmissione di un fascio largo di raggi X attraverso il cemento, densità  $2,35 \text{ g/cm}^3$ . Generatori a potenziale costante. Da 0,5 a 1,0 MV: trasmissione con 2,8 mm di W seguito da 2,8 mm di Cu e 18,7 mm di  $\text{H}_2\text{O}$ ; filtrazione totale con 2,1 mm di ottone. 2 MV: trasmissione con elementi di alto numero atomico; filtrazione totale con 6,8 mm di piombo equivalente. 3 MV: trasmissione con Au; filtrazione totale con 11 mm di piombo equivalente.

sempre  $U = 1$  e moltiplicando la costante del rateo di esposizione, così ottenuta, per 500. Inoltre la distanza da prendere è quella tra il punto di interesse e l'oggetto diffondente.

Per schermare la radiazione di fuga deve esserne dato il valore  $\dot{X}_{z^2}$  del rateo di esposizione alla distanza di un metro dal fuoco espresso per esempio in  $\text{R} \cdot \text{m}^2/\text{h}$ . Inoltre deve essere conosciuto il tempo effettivo  $t$  di erogazione dei raggi, (per esempio in ore, settimane) l'esposizione  $X$  che si vuole ottenere nel punto d'interesse e naturalmente la distanza  $z$ .

Lo spessore  $x$  lo si ricaverà con la formula

$$e^{-\mu x} = \frac{X \cdot z^2}{\dot{X}_{z^2} \cdot t \cdot T}$$

*Esempio.* Radiazioni di fuga  $1 \text{ R} \cdot \text{m}^2/\text{h}$  che significa  $1 \text{ R/h}$  a 1 metro dal fuoco in qualsiasi direzione (valore massimo ammesso per apparecchi di roentgenterapia); tempo effettivo di erogazione dei raggi 10 ore; fattore di occupazione nel punto di interesse  $T = 1$ ; esposizione ammessa nel punto di interesse  $X = 0,1 \text{ R}$ ; distanza fuoco-punto di interesse 2 m.

Allora

$$e^{-\mu x} = \frac{0,1 \text{ R} \cdot (2 \text{ m})^2}{(1 \text{ Rm}^2/\text{h}) \cdot 10 \text{ h} \cdot 1} = 0,04$$

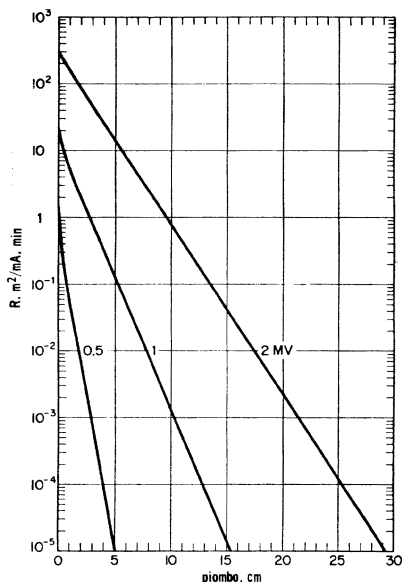


Fig. 22. Trasmissione di un fascio largo di raggi X attraverso il piombo, densità  $11,35 \text{ g/cm}^3$ . Generatori a potenziale costante. Da 0,5 a 1,0 MV: trasmissione con 2,8 mm di W seguito da 2,8 mm di Cu e 18,7 mm di  $\text{H}_2\text{O}$ ; filtrazione totale con 2,1 mm di ottone. 2 MV: trasmissione con elementi di alto numero atomico; filtrazione totale con 6,8 mm di piombo equivalente.

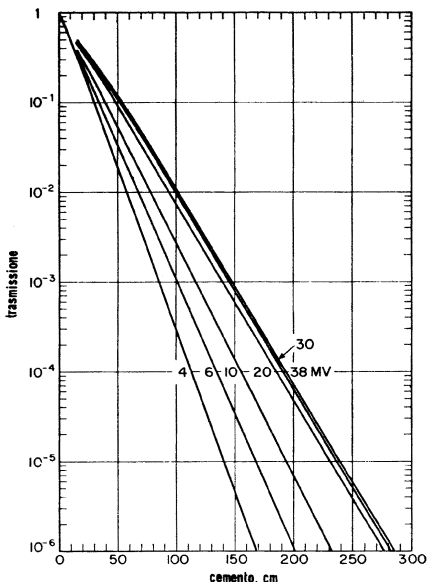


Fig. 23. Trasmissione di fasci larghi di raggi X attraverso il cemento, densità  $2,35 \text{ g/cm}^3$ . 4 MV: acceleratore lineare. 6-38 MV: betatrone. La curva da 38 MV può essere usata fino a 200 MV.

### 2.4.3 Acceleratori per la produzione di raggi X

Per ottenere raggi X di energia più elevata di quella ottenibile con gli ordinari tubi di raggi X, si ricorre agli acceleratori cioè ad apparati che accelerano gli elettroni a elevate energie senza ricorrere a differenze di potenziale elevate. Nell'acceleratore chiamato *betatrone* gli elettroni vengono accelerati lungo una traiettoria circolare a raggio costante nel tempo da un campo magnetico variabile. Nell'*acceleratore lineare* gli elettroni sono accelerati lungo una traiettoria rettilinea da opportuni campi di radiofrequenza. Gli elettroni accelerati vengono frenati da un bersaglio di materiale pesante e i raggi X vengono prodotti durante il frenamento. I raggi X prodotti presentano uno spettro di energie comprese tra zero e l'energia del fascio delle particelle beta incidenti sul bersaglio. Il rateo di dose prodotto alla distanza di 1 metro dal bersaglio in cui gli elettroni vengono frenati (fuoco) è deducibile dalla figura 17 per energie del fascio beta compreso tra 1 MeV e 100 MeV e per unità di corrente (microampere). Al fine di schermare il fascio di raggi X proveniente dalla finestra di un acceleratore si può procedere utilizzando le curve delle figure 23 e 24 che danno il *fattore di trasmissione* in funzione dello spessore dello schermo di cemento e di piombo per energie da 4 a 38 MeV.

*Esempio.* Determinare lo spessore di cemento necessario a ridurre l'esposizione nel punto di interesse a  $10^{-2} \text{ Gy/sett}$  (1 rad/sett), sapendo che il fascio di elettroni è accelerato a una energia di 40 MeV; l'intensità del fascio di elettroni è di 5 microampere, l'apparato viene usato 5 ore per settimana,  $U = 1$ ,  $T = 1$ , la distanza dal fuoco del punto di interesse è di 4 metri.

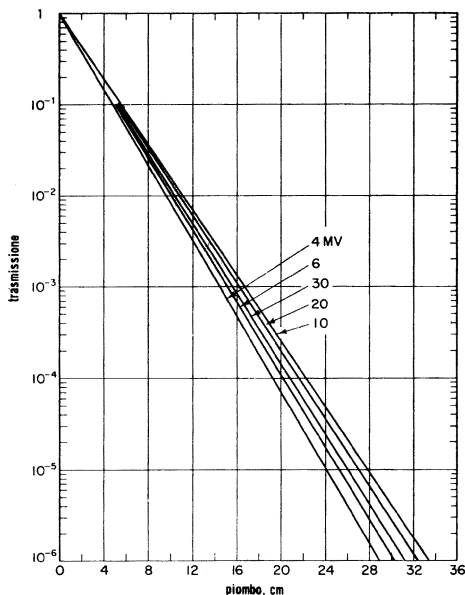


Fig. 24. Trasmissione di fasci larghi di raggi X attraverso il piombo, densità 11,35 g/cm<sup>3</sup>. Betatrone: nessuna filtrazione del fascio.

Dalla figura 17 si deduce che il rateo di dose assorbita in aria a un metro per un carico di lavoro di  $5 \mu\text{A} \cdot 300 \text{ min} = 1500 \mu\text{A} \cdot \text{min}$ , risulta circa

$$\frac{1,8 \cdot 10^{-2} \text{ Gy} \cdot \text{m}^2}{\mu\text{A} \cdot \text{min}} \cdot 1500 \frac{\mu\text{A} \cdot \text{min}}{\text{sett}} = 27 \cdot 10^3 \frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{sett}}$$

a 4 metri si avrà

$$\frac{27 \cdot 10^3}{4^2} \frac{\text{Gy}}{\text{sett}} = 1687,5 \frac{\text{Gy}}{\text{sett}}$$

Il fattore di trasmissione è quindi:  $(10^{-2} \text{ Gy/sett}) / (1687,5 \text{ Gy/sett}) = 5,93 \cdot 10^{-6}$ .

Per ottenere un tale fattore di trasmissione lo schermo deve essere di 250 cm di cemento, come si ricava dalla figura 23. Per schermare la radiazione di fuga, se ne deve conoscere il valore  $\dot{X}_2$ , caratteristico dell'acceleratore e quindi procedere utilizzando i dati noti per la schermatura del fascio primario. Per schermare la radiazione diffusa, prendendo come al solito un angolo di diffusione di  $90^\circ$ , si può considerare il corpo diffusore come una sorgente puntiforme originante a 1 metro da essa una esposizione avente un valore, cautelativo, pari a 0,2% dell'esposizione incidente. Quanto all'energia della radiazione diffusa si considerano tre intervalli di accelerazione degli elettroni, fino a 0,5 MV, tra 0,5 e 3 MV e, infine, sopra 3 MV. Quando si hanno accelerazioni entro il primo intervallo, si considera per la radiazione diffusa un'energia uguale a quella della radiazione primaria. Nel secondo intervallo si considera un'energia simile a quella di una radiazione primaria relativa a 0,5 MV. Cosicché si può usare la curva di trasmissione caratteristica dei raggi X generati con tensioni al tubo di 0,5 MV. Nel terzo intervallo si può usare per la radiazione diffusa la curva riferita a 1 MV.



*Esempio.* Determinare lo spessore di cemento necessario a ridurre l'esposizione dovuta alla radiazione diffusa a 0,01 rad nel punto d'interesse. Il corpo diffusore sarà posizionato a 1 m dal fuoco nel fascio utile. Per i rimanenti dati si veda l'esempio precedente. Seguendo il ragionamento suaccennato si valuta a 1 m dal diffusore a 90° dell'asse del fascio un rateo di dose assorbita in aria

$$27 \cdot 10^3 \cdot \frac{0,2 \text{ Gy} \cdot \text{m}^2}{100 \text{ sett}}$$

$$\text{a 4 m risulta } \frac{54}{4^2} \frac{\text{Gy}}{\text{sett}} = 3,38 \frac{\text{Gy}}{\text{sett}}$$

**Tabella 7. Fattore di conversione del rateo di fluenza dei neutroni, in  $\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , in rateo di equivalente di dose di  $\mu\text{Svh}^{-1}$  e 1 mrem  $\text{h}^{-1}$ .**

Energia dei neutroni MeV	Fattore di conversione	
	$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ per $\mu\text{Svh}^{-1}$	$\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ per mrem $\text{h}^{-1}$
$2,5 \cdot 10^{-8}$ (neutr. termici)	26	260
$1 \cdot 10^{-7}$	24	240
$1 \cdot 10^{-6}$	22	220
$1 \cdot 10^{-5}$	23	230
$1 \cdot 10^{-4}$	24	240
$1 \cdot 10^{-3}$	27	270
$1 \cdot 10^{-2}$	28	280
$2 \cdot 10^{-2}$	17	170
$5 \cdot 10^{-2}$	8,5	85
$1 \cdot 10^{-1}$	4,8	48
$5 \cdot 10^{-1}$	1,4	14
1	0,85	8,5
2	0,70	7,0
5	0,68	6,8
10	0,68	6,8
20	0,65	6,5
50	0,61	6,1
$1 \cdot 10^2$	0,56	5,6
$2 \cdot 10^2$	0,51	5,1
$5 \cdot 10^2$	0,36	3,6
$1 \cdot 10^3$	0,22	2,2
$2 \cdot 10^3$	0,16	1,6
$3 \cdot 10^3$	0,14	1,4

Il fattore di trasmissione è quindi:  $(10^{-2} \text{ Gy/sett})/(3,38 \text{ Gy/sett}) = 2,96 \cdot 10^{-3}$ .

Dalla figura 21 si ricava che lo spessore necessario dello schermo deve essere almeno 40 cm di cemento. Infine, a causa delle energie elevate dei fasci di elettroni e dei raggi X prodotti, sono da tener presenti, dal punto di vista della radioprotezione, la produzione di neutroni e, a causa di essi, l'attivazione dei materiali (componenti dell'acceleratore, oggetto esposto, schermi) e dell'aria nella zona di irraggiamento. Tutti questi fatti devono essere attentamente valutati nel caso che sia affrontato il problema della protezione dagli acceleratori.

#### 2.4.4 Schermatura dei neutroni

I neutroni sono particelle neutre aventi la stessa massa del protone. Essi interagiscono col nucleo e i prodotti di tali interazioni possono essere radiazioni direttamente o indirettamente ionizzanti. Essi inoltre possono rendere radioattive le sostanze con cui interagiscono. Nella tabella 7 è riportato il fattore di conversione del rateo di fluenza dei neutroni in rateo di equivalente di dose, in funzione dell'energia. Contrariamente a quanto avviene per i raggi X, i materiali da usare per la schermatura sono quelli a basso peso specifico (per es. acqua, cemento, paraffina anziché piombo) poiché uno dei principali meccanismi per mezzo del quale i neutroni rilasciano la loro energia nello schermo è quello della diffusione elastica. A parità di *fattore di trasmissione* dell'equivalente di dose lo spessore dello schermo dipende dallo spettro di energie dei neutroni incidenti. Nelle figure 25 e 26 sono riportati i *fattori di trasmissione* dell'equivalente di dose per energie dei neutroni incidenti di 14-15 MeV (fig. 25) e per lo spettro di energie caratteristico di una sorgente di  $^{241}\text{Am} + \text{Be}$  (fig. 26) in funzione dello spessore dello schermo (acqua, cemento, polietilene).

*Esempio di schermatura.* Determinare lo spessore dello schermo per ridurre l'intensità dell'equivalente di dose a  $0,01 \text{ mSv/h} = 10 \text{ } \mu\text{Sv/h}$  (1 mrem/h) a 4 metri da una sorgente di neutroni da 14 MeV, sapendo che il rateo di fluenza a 1 metro dalla sorgente (nella direzione del punto di interesse) è di  $10^6 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ . A 1 metro dalla sorgente l'equivalente di dose, come si può

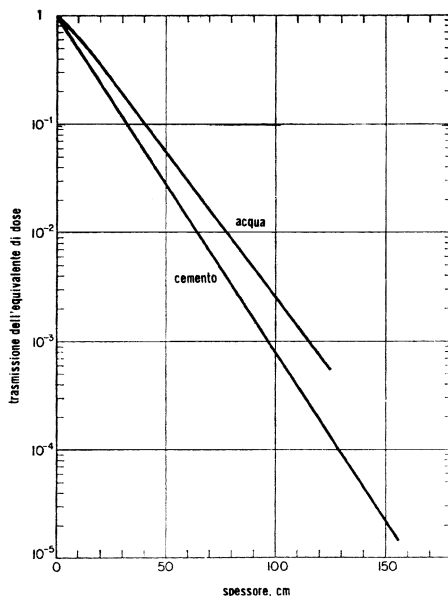


Fig. 25.

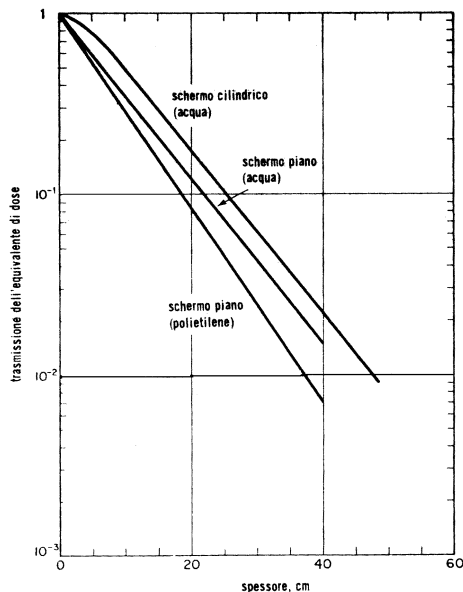


Fig. 26.

ricavare dalla tabella 7, è:  $(10^6 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s})/[0,68 \text{ (n/cm}^2 \cdot \text{s)/}\mu\text{Sv h}^{-1}] = 1,47 \cdot 10^6 \mu\text{Sv/h}$ ; a 4 metri risulta  $0,92 \cdot 10^5 \mu\text{Sv/h}$  ed il fattore di trasmissione deve essere, al fine di ridurre la dose a meno di  $10 \mu\text{Sv/h}$ , circa  $10^{-4}$ . Dalla figura 25 si deduce che sono necessari circa 130 cm di cemento e circa 150 cm di acqua.

## 2.4.5 Sorgenti radioattive gamma

Si chiamano così le sostanze radioattive i cui nuclei, nel loro decadimento, emettono fotoni che vengono chiamati raggi  $\gamma$ . I fotoni emessi hanno energie ben determinate o, come si dice, hanno una distribuzione a righe, a diversità dei raggi X che hanno, come si è detto, una distribuzione continua.

**2.4.5.1 Sorgente puntiforme.** È una sorgente le cui dimensioni sono insignificanti rispetto alle distanze in gioco. Si considerano inoltre trascurabili i fenomeni di autoassorbimento e di diffusione interna. Dato un punto  $P$  posto a una distanza  $z$  dalla sorgente  $S$  e ipotizzando che tra i due sia interposto uno schermo di spessore  $x$ , si possono calcolare i valori delle varie grandezze di interesse dal punto di vista protezionistico. In questo caso e in quelli che seguiranno si daranno le formule per il calcolo del rateo della fluenza  $\psi$  in quanto è possibile passare da questa alle altre grandezze fisiche con facilità. La geometria è quella della figura 27. Il rateo di fluenza è dato da:  $\psi_{nc} = (A/4\pi z^2) e^{-\mu x}$ , corrispondente all'energia dei gamma emessi. La formula su riportata dà il rateo di fluenza *non colliso*, cioè dovuto soltanto ai gamma che non hanno interagito nel tragitto sorgente-punto di interesse. A seguito della diffusione arrivano in  $P$  anche raggi gamma che hanno subito una o più interazioni apportando un contributo al rateo di fluenza per tener conto del quale si deve introdurre un fattore di accumulo (*build-up*)  $B$ , moltiplicativo, di cui si dirà più avanti. Il rateo di fluenza *non colliso* nelle formule che seguono sarà indicato con  $\psi_{nc}$  e per avere il rateo di fluenza comprensivo dell'accumulo si scriverà:  $\psi = B \psi_{nc}$ .

Fig. 27. Geometri di schermatura di una sorgente puntiforme.

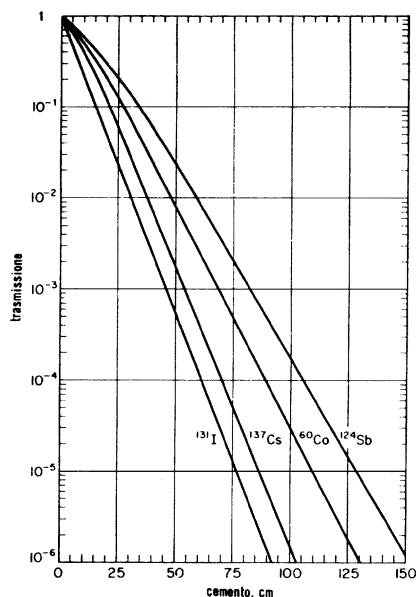
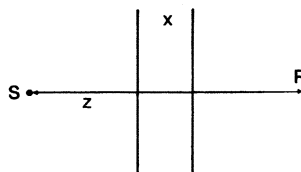


Fig. 28.

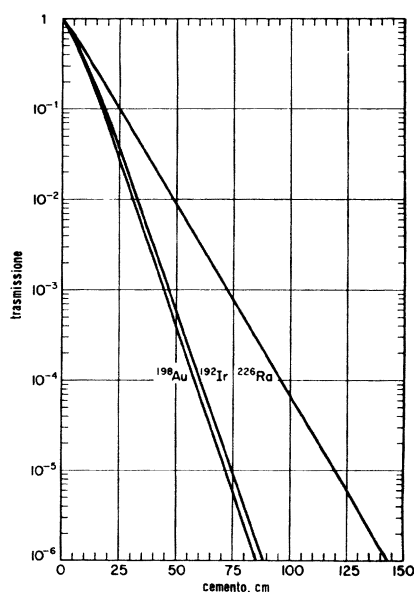


Fig. 29.

Nelle figure 28, 29, 30, 31, 32, 33 sono riportate le curve di trasmissione di fasci larghi di raggi gamma di alcuni radionuclidi attraverso vari materiali che permettono di calcolare, noto il rateo di fluenza entrante, il rateo di fluenza all'uscita comprensivo dell'accumulo. Tenere presente, in questo come nei casi che seguiranno, che l'attività  $A$  può non coincidere con il numero di fotoni emessi per unità di tempo in quanto per i radionuclidi emettitori gamma non sempre a ogni disintegrazione corrisponde l'emissione di un fotone potendosi avere meno o più di uno. Pertanto si dovrà conoscere lo schema di decadimento del nuclide anche per sapere l'energia del fotone (o dei fotoni) emesso, necessaria per poter passare successivamente dal rateo di fluenza ad altre grandezze fisiche. Molto usata è la grandezza fisica rateo di esposizione  $\dot{X}$  ed il passaggio a essa dal rateo di fluenza si ottiene con la seguente formula:  $\dot{X} = \Psi/k$ , dove  $k$  è un coefficiente di conversione che si può ricavare dalla figura 34. Il rateo di esposizione  $\dot{X}$  con tale formula viene espresso in mR/h, una unità di misura molto utile.

**2.4.5.2 Sorgenti estese.** Quando le sorgenti hanno dimensioni finite e non trascurabili rispetto alla distanza dal punto nel quale si vuole determinare il flusso fotonico, allora è necessario tenere conto delle differenti distanze che vari elementi della sorgente hanno dal punto in questione. È

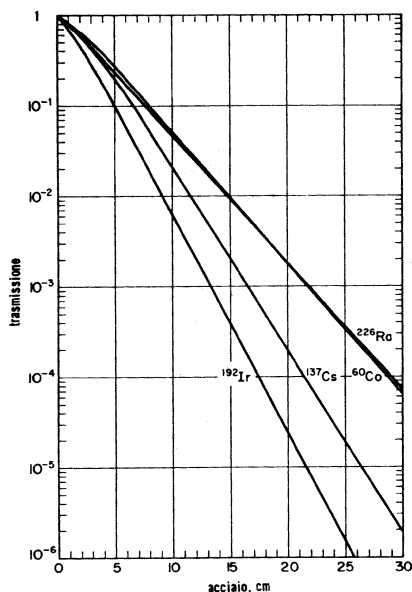


Fig. 30.

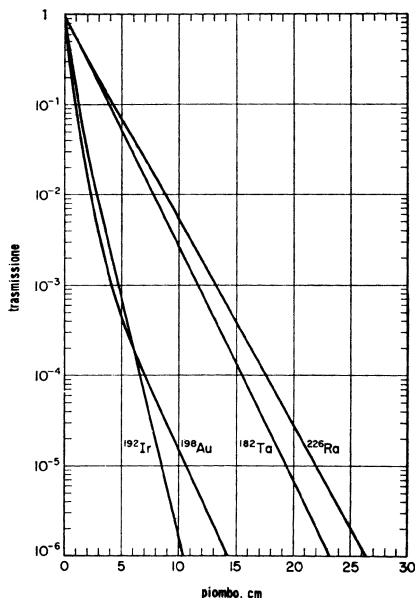


Fig. 31.

necessario inoltre, nel caso di sorgenti volumiche, valutare l'assorbimento dei fotoni nella sorgente stessa. Il flusso si ottiene integrando i contributi dovuti ai vari elementi della sorgente. In questa integrazione dovrebbe entrare anche il fattore di accumulo (*build-up*) che è diverso a seconda della provenienza dei fotoni. Per quest'ultima esigenza la questione si presenta difficile perché non è sempre possibile avere un fattore di *build-up* che renda conto della diffusione e che abbia una forma analitica integrabile. La questione del calcolo del flusso nel caso più generale è assai complessa e richiede testi specializzati. Seguono due casi, sorgente lineare e sorgente piana circolare, che sono di maggiore utilità perché a essi può essere ricondotta, con buona approssimazione, la maggior parte dei casi che si presentano nella pratica. Infatti la necessità di considerare una sorgente volumica, con autoassorbimento e con autodiffusione interna, diventa essenziale per il calcolo delle schermature soltanto nel caso di grosse sorgenti, come noccioli di reattori nucleari oppure rifiuti di altissima attività. In tali sorgenti diventa importante il problema dello smaltimento del calore che si sviluppa nella sorgente a seguito dell'autoassorbimento. Per sorgenti di altissima attività lo stesso problema si pone per la schermatura, ma poiché di norma l'altissima attività comporta sorgenti di grandi dimensioni, è solo per queste che in generale diventa importante l'effetto termico nella schermatura.

**2.4.5.3 Sorgente lineare.** È una sorgente distribuita su un segmento, cioè con una dimensione prevalente rispetto alle altre. Si considerano inoltre trascurabili i fenomeni di autoassorbimento e di diffusione interna. Guardando la figura 35 la fluenza non collisa nel punto  $P$  posto sulla bisettrice della sorgente di lunghezza  $L$ , alla distanza  $z$  dalla retta su cui essa giace, è data da:  $\Psi_{nc} = (A/4\pi z^2) e^{-\mu x} f(\theta, \mu x)$ ; dove  $f(\theta, \mu x)$  è un fattore di forma che dipende da  $\theta$  e dal numero di lunghezze di rilassamento.  $A$  è l'attività della sorgente lineare e  $\mu$  è il coefficiente di attenuazione. I valori del fattore di forma possono essere ricavati dalla tabella 8.

**Tabella 8. Fattore di forma per una sorgente lineare di lunghezza  $L$ .  
Punto di interesse  $P$  sulla bisettrice**

$\theta$ $\mu\text{r}$	5	10	20	30	40	50	60	65	70	75	80	85
0,1	1,0	1,0	0,967	0,911	0,832	0,728	0,595	0,517	0,430	0,335	0,231	0,118
0,2	1,0	0,999	0,965	0,907	0,825	0,716	0,580	0,501	0,414	0,319	0,217	0,109
0,5	1,0	0,997	0,958	0,894	0,802	0,684	0,540	0,458	0,371	0,280	0,187	0,093
1,0	1,0	0,995	0,948	0,872	0,767	0,636	0,485	0,404	0,321	0,239	0,157	0,078
2,0	1,0	0,989	0,929	0,832	0,706	0,560	0,408	0,333	0,261	0,192	0,127	0,063
3,0	1,0	0,984	0,910	0,795	0,684	0,502	0,356	0,289	0,225	0,166	0,109	0,054
4,0	1,0	0,979	0,892	0,762	0,609	0,457	0,319	0,258	0,207	0,148	0,098	0,048
5,0	1,0	0,974	0,874	0,731	0,571	0,427	0,292	0,236	0,184	0,136	0,089	0,044
6,0	1,0	0,969	0,858	0,703	0,538	0,391	0,271	0,218	0,171	0,126	0,083	0,041
7,0	0,998	0,964	0,841	0,677	0,509	0,367	0,253	0,205	0,160	0,118	0,077	0,038
8,0	0,997	0,960	0,826	0,653	0,485	0,347	0,239	0,193	0,151	0,112	0,073	0,036
9,0	0,996	0,955	0,811	0,630	0,463	0,329	0,227	0,183	0,143	0,105	0,069	0,034
10,0	0,995	0,950	0,793	0,610	0,443	0,314	0,216	0,175	0,125	0,100	0,066	0,033
12,0	0,992	0,940	0,769	0,573	0,409	0,290	0,199	0,161	0,126	0,092	0,061	0,030
14,0	0,989	0,931	0,743	0,541	0,382	0,270	0,186	0,150	0,117	0,086	0,057	0,028
16,0	0,987	0,922	0,719	0,513	0,360	0,254	0,174	0,141	0,110	0,081	0,053	0,026

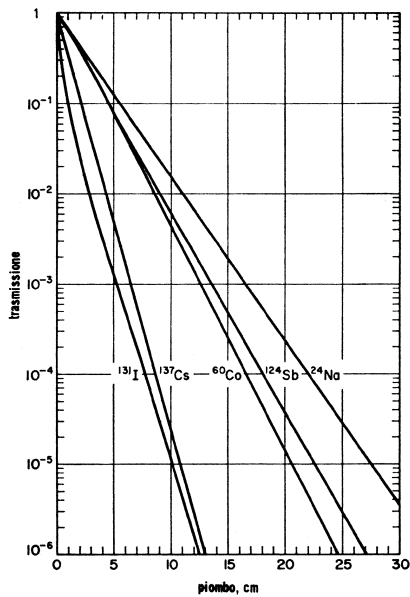


Fig. 32.

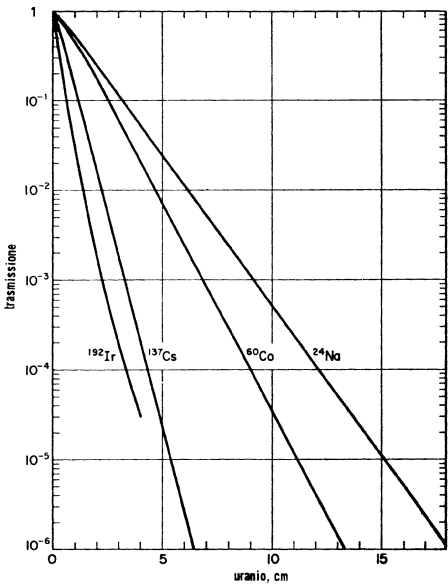


Fig. 33.

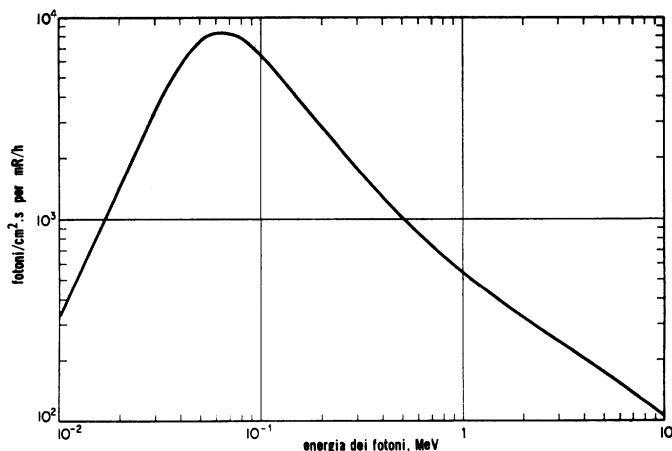


Fig. 34. Relazione tra il rateo di fluenza dei fotoni e il rateo di esposizione.

Il vantaggio di presentare la formula in questo modo è quello di mostrare che, se si è in presenza di una sorgente lineare, conviene calcolare il rateo di fluenza come per una sorgente puntiforme di uguale attività posta al centro della sorgente e quindi moltiplicare il risultato per il valore del fattore di forma.

Se della sorgente viene data l'attività per unità di lunghezza  $A_L$ , allora ovviamente si avrà  $A = A_L \cdot L$ . Si è considerato soltanto il caso di un punto sulla bisettrice della sorgente in quanto per esso si ha il valore massimo di  $\Psi$ . Un altro caso interessante è quello di un punto sulla retta cui appartiene la sorgente, come è rappresentato dalla figura 36.

La formula, che permette di valutare il rateo di fluenza è:  $\Psi_{nc} = (A/4\pi z^2) e^{-\mu x} f(z, L)$ . Questa volta il fattore di forma dipende dalla distanza  $z$  dal centro della sorgente al punto di interesse  $P$  e dalla lunghezza della sorgente stessa. I valori di  $f(z, L)$  possono essere ricavati dalla tabella 9.

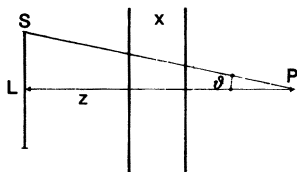


Fig. 35. Geometria di schermatura di una sorgente lineare.

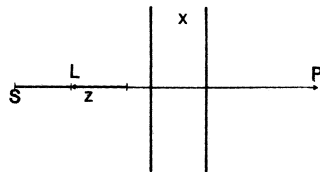


Fig. 36. Geometria di schermatura di una sorgente lineare.

**2.4.5.4 Sorgente superficiale.** È una sorgente distribuita su una superficie cioè con due dimensioni prevalenti rispetto alla terza. Si considerano inoltre trascurabili l'autoassorbimento e la diffusione interna.

Guardando la figura 37 la fluenza non collisa nel punto  $P$ , posto sulla perpendicolare passante per il centro della sorgente superficiale, supposta circolare, alla distanza  $z$  dal piano su cui essa giace, è data da  $\Psi_{nc} = (A/4\pi z^2) e^{-\mu x} f(\theta, \mu x)$ . Anche in questo caso  $f(\theta, \mu x)$  è il fattore di forma;  $\mu$ , è il coefficiente di attenuazione e  $A$  è l'attività della sorgente, cioè il prodotto dell'attività per

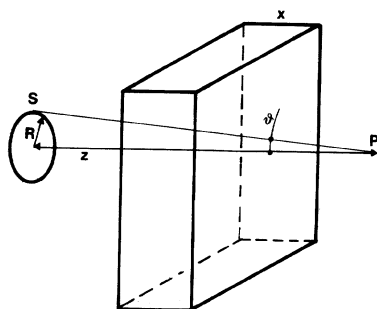


Fig. 37. Geometria di schermatura di una sorgente piana circolare.

Tabella 9.

$z/L$	Fattore di forma
0,7	2,412
0,8	1,641
0,9	1,446
1,0	1,333
1,2	1,210
1,4	1,146
1,6	1,108
2,0	1,067
2,2	1,054
2,4	1,045
2,6	1,038
2,8	1,033
3,0	1,026
3,5	1,021
4,0	1,016
5,0	1,010
6,0	1,007
7,0	1,005
8,0	1,004
9,0	1,003
10,0	1,002

unità di superficie, per la superficie della sorgente. La scelta della geometria è stata fatta perché ritenuta la più significativa. Per quanto riguarda la presentazione della formula è da notare anche qui che conviene calcolare la fluenza come se tutta l'attività fosse concentrata al centro della sorgente e quindi moltiplicare per il fattore di forma che può essere ricavato dalla tabella 10.

**2.4.5.5 L'accumulo (build-up) della radiazione elettromagnetica.** Come già accennato, la radiazione X o gamma interagendo con la materia può essere diffusa, cioè essere deviata dalla direzione originaria subendo una diminuzione della sua energia (tale diminuzione è appunto quella che verrà assorbita dalla materia nell'intorno del punto d'interazione). Il processo di diffusione, eventualmente multiplo per uno stesso fotone, comporta che il valore di certe grandezze fisiche dipende dalla schermatura interposta tra la sorgente e il punto in cui le grandezze si misurano.



**Tabella 10. Fattore di forma per una sorgente piana circolare.**

$\theta \backslash \mu x$	5	10	20	30	40	50	60	65	70	75	80	85
0,1	1,0	1,0	0,936	0,857	0,766	0,621	0,451	0,361	0,268	0,178	0,094	0,028
0,2	1,0	1,0	0,933	0,850	0,755	0,605	0,432	0,340	0,248	0,160	0,081	0,021
0,5	1,0	1,0	0,924	0,831	0,722	0,560	0,380	0,289	0,200	0,121	0,056	0,014
1,0	1,0	1,0	0,910	0,801	0,672	0,496	0,313	0,226	0,149	0,084	0,037	0,009
2,0	1,0	1,0	0,882	0,745	0,585	0,396	0,224	0,153	0,099	0,052	0,022	0,006
3,0	1,0	1,0	0,855	0,684	0,514	0,324	0,170	0,113	0,069	0,038	0,016	0,040
4,0	1,0	1,0	0,829	0,648	0,455	0,270	0,136	0,090	0,055	0,030	0,013	0,003
5,0	1,0	1,0	0,805	0,606	0,405	0,231	0,113	0,077	0,045	0,024	0,011	0,003
6,0	1,0	1,0	0,781	0,568	0,364	0,200	0,097	0,063	0,038	0,021	0,009	0,002
7,0	1,0	1,0	0,758	0,534	0,329	0,176	0,084	0,055	0,034	0,018	0,008	0,002
8,0	1,0	1,0	0,736	0,502	0,299	0,157	0,075	0,048	0,030	0,016	0,007	0,002
9,0	1,0	1,0	0,715	0,473	0,273	0,141	0,067	0,044	0,027	0,014	0,006	0,002
10,0	0,999	0,998	0,695	0,447	0,251	0,129	0,061	0,040	0,024	0,013	0,006	0,001
12,0	0,995	0,983	0,657	0,401	0,216	0,109	0,052	0,034	0,020	0,011	0,005	0,001
14,0	0,987	0,967	0,622	0,361	0,188	0,094	0,045	0,030	0,018	0,010	0,004	0,001
16,0	0,966	0,951	0,590	0,328	0,167	0,083	0,039	0,026	0,016	0,008	0,004	0,001

Nelle figure 38 e 39 sono rappresentate rispettivamente una geometria con fascio stretto e una con fascio largo. Risulta evidente come con questa seconda divenga importante il contributo della radiazione diffusa alle grandezze misurate al di là dello schermo. Le grandezze possono essere la fluenza, l'esposizione, la dose assorbita, l'equivalente di dose ed altre. Il contributo apportato in più dalla radiazione diffusa, che viene chiamato *build-up*, sarà diverso a secondo della grandezza

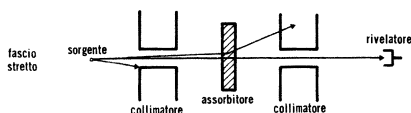


Fig. 38. Schema di un fascio stretto collimato di radiazioni gamma.

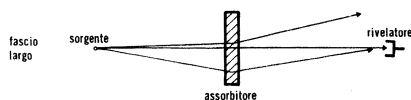


Fig. 39. Schema di un fascio largo di radiazioni gamma.

fisica di interesse. Il *build-up* viene normalmente introdotto come un fattore moltiplicante  $B$  nelle formule che danno l'attenuazione della radiazione da parte della schermatura. Per esempio i ratei di fluenza ricavati nei casi trattati nei paragrafi precedenti debbono essere moltiplicati per gli opportuni fattori di *build-up* che saranno funzione dell'energia  $E$  della radiazione e del numero di lunghezze di rilassamento  $\mu x$ . Il calcolo di  $B(E, \mu x)$  è estremamente laborioso e richiede l'uso di elaboratori. Ci sono alcune formule approssimate che possono essere usate per calcolare il valore di  $B$ . In particolare per il calcolo del cosiddetto fattore di accumulo, cioè del fattore di *build-up* che deve essere adoperato per calcolare l'esposizione, si può impiegare la seguente formula ripresa dall'USAEC report WAPD-RM-217, 1954 (J. J. Taylor, Application of gamma ray build-up data to shield design):

$$B(E, \mu x) = A e^{-\alpha \mu x} + (1 - A) e^{-\beta \mu x}$$

dove  $A$ ,  $\alpha$  e  $\beta$  sono costanti che dipendono dall'energia della radiazione oltre che dal materiale in cui avviene la diffusione. Nel caso di una sorgente puntiforme isotropa i valori di dette costanti si possono ricavare dalla tabella 11 (per l'acqua, il cemento baritico e il piombo). Questi dati sono ricavati dall'Oak Ridge National Laboratory report ORNL-RSIC-10, 1966 di D. K. Trubey «A survey of empirical functions used to fit gamma ray build-up factors». Valori del fattore di *build-up* di dose possono essere ricavati per sorgenti puntiformi isotropiche e per sorgenti piane monodirezionali e per il piombo dalle figure 40 e 41.

I dati di queste curve sono contenuti nel Report NYO-3075 NDA 15C-41 (H. Goldstein e J. E. Wilkins, Jr. Calculations of the penetration of gamma rays).

**Tabella 11. Fattori  $A$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  in funzione dell'energia per l'acqua, il cemento baritico e il piombo.**

Materiale	E (MeV)	$A$	$-\alpha$	$\beta$
Acqua	0,5	100,845	0,12687	-0,10925
	1	19,601	0,09037	-0,02522
	2	12,612	0,05320	0,01932
	3	11,110	0,03550	0,03206
	4	11,163	0,02543	0,03025
	6	8,385	0,01820	0,04164
	8	4,635	0,02633	0,07097
	10	3,545	0,02991	0,08717
Cemento baritico	0,5	33,026	0,06129	-0,02883
	1	23,014	0,06255	-0,02217
	2	9,350	0,05700	0,03850
	3	6,269	0,06064	0,04440
	4	4,730	0,06500	0,05883
	6	3,240	0,08000	0,06407
	8	2,167	0,09514	0,07857
	10	1,433	0,11201	0,13021
Piombo	0,5	1,677	0,03084	0,30941
	1	2,984	0,03503	0,13486
	2	5,421	0,03482	0,04379
	3	5,580	0,05422	0,00611
	4	3,897	0,08468	-0,02383
	6	0,926	0,17860	-0,04635
	8	0,368	0,23691	-0,05684
	10	0,311	0,24024	-0,02783

Nel caso di sorgenti piane non monodirezionali, per esempio nella generalità con emissione isotropa da parte di ogni elemento di superficie oppure nel caso di sorgenti lineari, per una stima del fattore di build-up, con un artificio del tutto empirico, si può supporre che lo spessore attraversato sia quello pari alla distanza più piccola del punto in considerazione da un qualsiasi punto della sorgente, eventualmente aumentando tale distanza di una lunghezza di rilassamento, ciò che condurrebbe a valori cautelativi e di buona accuratezza.

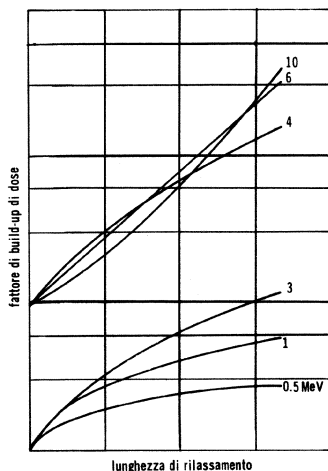


Fig. 40. Valori del fattore di *build-up* di dose nel piombo per una sorgente puntiforme isotropica.

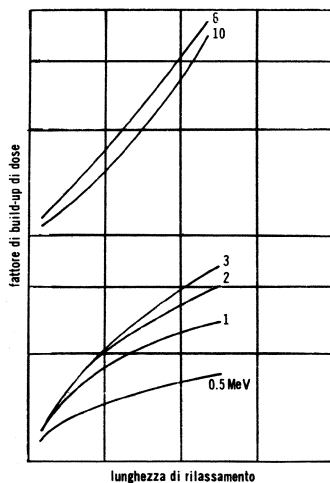


Fig. 41. Valori del fattore di *build-up* di dose nel piombo per una sorgente piana monodirezionale.

## 3 REGIME GIURIDICO DELL'IMPIEGO PACIFICO DELL'ENERGIA NUCLEARE

### 3.1 INTRODUZIONE

#### 3.1.1 Generalità

L'impiego pacifico dell'energia nucleare è regolato dalla Legge 31.12.1962 n. 1860 (GU n. 27 del 30.1.63), dalle leggi che l'hanno modificata e dai Decreti del Presidente della Repubblica e dai Decreti Ministeriali che ne sono scaturiti. Sono altresì da tenere presenti le Circolari Ministeriali in materia, generalmente emanate in applicazione oppure a chiarimento dei vari disposti di legge. Si tratta di una discreta quantità di norme abbastanza complesse specialmente nei loro collegamenti. Nei paragrafi che seguono si presenta la materia in questo modo: stabilito che le attività nelle quali si fa uso di sostanze radioattive consistono in una o più di queste voci, detenzione, impiego, trasporto, commercio, smaltimento dei rifiuti radioattivi, si devono cercare, sotto la voce d'interesse, gli adempimenti che debbono essere compiuti. Essi sono descritti in sommario, dove è stato possibile farlo, oppure in indirizzo rimandando agli articoli di legge e alle Circolari Ministeriali. Inoltre gli adempimenti di legge sono presentati con l'intenzione di fornire una guida all'interno di una normativa abbastanza complessa e che subisce di frequente modifiche e aggiornamenti. Per questo motivo, in relazione a casi pratici, sono stati indicati di volta in volta i riferimenti diretti alle leggi, ai decreti, alle circolari oltreché alle autorità competenti. Si devono però fare le premesse di cui ai paragrafi successivi.

#### 3.1.2 Protezione sanitaria dei lavoratori e delle popolazioni contro il rischio derivante dalle radiazioni ionizzanti

Va ricordato che sussiste sempre l'obbligo della protezione sanitaria dei lavoratori e della popolazione, così come configurato nei capi VIII e IX del DPR 13.2.64 n. 185 (GU n. 95 del 16.4.64). In particolare l'obbligo della *sorveglianza fisica della protezione* e della *sorveglianza medica della protezione* quando si esercitano attività che comportano la delimitazione di *zone controllate* (v. le definizioni dei termini nell'art. 9 del DPR stesso).

Il DPR n. 185/64 ha, comunque, un determinato campo di applicazione, ciò significa che se le quantità di radioattività sono al disotto di certe soglie e se si verificano certe condizioni, esso non si applica. Il campo di applicazione è fissato nel DPR 15.12.69 n. 1303 (GU n. 112 del 6.5.70) nel quale i radionuclidi sono distribuiti in 4 gruppi e le soglie sono 0,1  $\mu\text{Ci}$  per il 1° Gruppo, 1  $\mu\text{Ci}$  per il 2° Gruppo, 10  $\mu\text{Ci}$  per il 3° Gruppo, 100  $\mu\text{Ci}$  per il 4° Gruppo. Per i gruppi v. la tabella 1. Nel caso di più nuclidi e/o nuclidi appartenenti a nessun gruppo vale quanto detto in **O-3.2.1.1**.

#### 3.1.3 Attività che riguardano gli impianti

Va rilevato che non si sono prese in considerazione le attività che riguardano gli impianti nucleari definiti nell'art. 8 del DPR n. 185/64 e che sono: *a)* reattore nucleare; *b)* complesso nucleare sotterraneo; *c)* impianto nucleare di potenza; *d)* impianto nucleare di ricerca; *e)* impianto nucleare per il trattamento di combustibili irradiati; *f)* impianto per la preparazione e per la fabbricazione delle materie fissili speciali e dei combustibili nucleari; *g)* deposito di materie fissili speciali o di combustibili nucleari.

L'autorizzazione alla costruzione e all'esercizio di tali impianti viene rilasciata dal Ministero dell'Industria e del Commercio e dell'Artigianato (MIC) su parere del Comitato Nazionale per la Ricerca e per lo Sviluppo dell'Energia Nucleare e delle Energie Alternative (ENEA). Data la complessità dell'istruttoria, se ne tralascia intenzionalmente la trattazione.

#### 3.1.4 Terminologia

Va sottolineato che nel trattare le varie voci si sono intitolati i paragrafi con *materie radioattive*, un termine che, analogamente ai sinonimi *sostanze radioattive naturali e artificiali* e *isotopi ra-*

*dioattivi*, comprende qualsiasi sostanza che presenta il fenomeno della radioattività, indipendentemente dalla natura, composizione, uso, pericolosità ecc. Salvo indicazione diversa, consistente in una esplicita menzione nella voce trattata di un termine riduttivo (minerali, materie grezze, materie fissili speciali) in sostituzione o in accompagnamento al termine *materie radioattive*, si deve ritenere che quanto indicato è valido per tutte le sostanze che presentano il fenomeno della radioattività. Per quanto riguarda i termini riduttivi di cui sopra le definizioni sono le seguenti.

Il termine *materie fissili speciali* sta a designare il  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$ , l'uranio arricchito in uranio 235 o 233, qualsiasi prodotto contenente uno o più degli isotopi suddetti e le materie fissili che saranno definite dal Consiglio della Comunità Europea per l'Energia Atomica (EURATOM).

Il termine *minerali* sta a designare qualsiasi minerale contenente, con tassi di concentrazione media definita dal Consiglio dell'EURATOM, sostanze che permettano di ottenere attraverso trattamenti chimici e fisici appropriati le materie grezze.

Il termine *materie grezze* sta a designare l'uranio contenente la mescolanza d'isotopi che si trova in natura, l'uranio il cui tenore in uranio 235 sia inferiore al normale, il torio, tutte le materie summenzionate sotto forma di metallo, di leghe, di composti chimici o di concentrati, qualsiasi altra materia contenente una o più delle materie summenzionate con tassi di concentrazione definiti dal Consiglio dell'EURATOM.

### 3.1.5 Altre definizioni

A completamento delle definizioni date in questo e nei precedenti capitoli se ne danno ancora due.

*Sorgente sigillata*: sorgente formata da sostanze radioattive solidamente incorporate in materie solide e inattive, o sigillate in un involucro inattivo, che presenti una resistenza sufficiente per evitare, in condizioni normali d'impiego, qualsiasi dispersione di sostanze radioattive e qualsiasi possibilità di contaminazione.

*Sorgente non sigillata*: sorgente avente tali caratteristiche da non consentire di prevenire qualsiasi dispersione di sostanze radioattive e qualsiasi rischio di contaminazione.

Il termine *combustibile nucleare* sta a designare le materie fissili, compreso l'uranio sotto forma di metallo, lega o composto chimico, il plutonio sotto forma di metallo, di lega o di composto chimico, e ogni altra materia fissile che sia indicata dal Comitato Direttivo dell'Agenzia europea per l'energia nucleare.

### 3.1.6 Bibliografia

Il regime giuridico dell'impiego pacifico dell'energia nucleare. ENEA V.le Regina Margherita 125, Roma.

Raccolta di circolari ministeriali attinenti agli impieghi medici delle sostanze radioattive e delle macchine radiogene. CNEN-PROT. SAN/11/72.

Raccolta di circolari ministeriali relative all'utilizzazione delle sostanze radioattive e delle macchine radiogene. CNEN-DOC DISP(76)30 (1) giugno 1976.

Raccolta di circolari ministeriali relative al trasporto delle sostanze radioattive. CNEN-DOC DISP(77)9 - ottobre 1976.

## 3.2 DETENZIONE

### 3.2.1 Materie radioattive e apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti

**3.2.1.1 Denuncia di detenzione al MIC.** Chiunque detiene materie radioattive in quantità di radioattività superiore alle soglie sottoindicate deve presentare denuncia di detenzione al MIC. Art. 3 legge n. 1860/62 modificata dall'art. 1 del DPR n. 1704 del 31.12.1965 (GU n. 112 del 9.5.66).

*Soglie.* a) 1° Gruppo 10 mCi; 2° Gruppo 100 mCi; 3° Gruppo 1 Ci; 4° Gruppo 10 Ci. I Gruppi sono quelli del DM 19.7.67 (GU n. 201 del 11.8.67). Vedi tab. 1. b) Nel caso di più nuclidi dello stesso gruppo le soglie vanno confrontate con la somma delle quantità. Nel caso di nu-

clidi appartenenti a gruppi diversi la denuncia di detenzione al MIC deve essere fatta quando la somma dei rapporti tra le soglie e le quantità di radioattività dello stesso gruppo risulta superiore a 1.

Nel caso di nuclidi non compresi in alcuno dei quattro Gruppi si deve ritenere appartenente al Gruppo 1° (radiotossicità più elevata).

*Termine:* entro 5 giorni.

*Modalità:* secondo le indicazioni contenute nel DM 27.7.66 (GU n. 285 del 14.11.66) e nella Circolare del MIC 31-F (prot. 718991/DIR del 21.11.66).

*Casi particolari.* Gli Istituti Universitari che detengono materiale radioattivo per esclusivo scopo didattico e scientifico devono effettuare la denuncia anche al Ministero della Pubblica Istruzione.

**3.2.1.2 Aggiornamento denuncia al MIC.** Chiunque detiene materie radioattive in quantità di radioattività superiore alle soglie sottoindicate deve aggiornare le denunce di detenzione al MIC. Art. 3 legge n. 1860 e art. 30 DPR n. 185/64.

*Soglie.* *Sorgenti sigillate.* 1° Gruppo 300 Ci; 2° Gruppo 3000 Ci, 3° Gruppo 30.000 Ci; 4° Gruppo 300.000 Ci. Art. 7 DM 27.7.66 (GU n. 285 del 14.11.66).

*Sorgenti non sigillate.* 1° Gruppo 100 mCi; 2° Gruppo 1 Ci, 3° Gruppo 10 Ci, 4° Gruppo 100 Ci. Art. 8 DM 27.7.66 (GU n. 285 del 14.11.66).

*Termine:* entro il 31 dicembre di ogni anno.

*Modalità:* analoghe alle modalità di cui in **O-3.2.1.1.**

**3.2.1.3 Contabilità.** Chiunque detiene materie radioattive in quantità di radioattività superiore alle soglie sottoindicate deve tenerne la contabilità. Art. 30 DPR n. 185/64.

*Soglie:* le stesse di cui in **O-3.2.1.2.**

*Termine:* la contabilità deve essere tenuta costantemente aggiornata.

*Modalità:* analoghe alle modalità di cui in **O-3.2.1.1.**

**3.2.1.4 Comunicazione al Medico Provinciale.** Con l'esclusione delle esenzioni sotto indicate chiunque detiene a qualsiasi titolo, sostanze radioattive naturali o artificiali comunque confezionate ed apparecchi contenenti dette sostanze, ovvero apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti, di qualsiasi tipo, fissi o mobili, deve darne comunicazione al Medico Provinciale e, ove di loro competenza, all'Ispettorato del Lavoro e al Comandante di Porto, indicando i mezzi di protezione posti in atto. Art. 92 DPR n. 185/64.

*Esenzioni.* Sono quelle riportate nell'art. 2 del DM 14.7.70 (GU n. 255 del 8.10.70) e riguardano: orologi luminescenti, dispositivi o componenti dell'elettronica, sorgenti di taratura; per quest'ultime in particolare le attività non devono essere superiori a: 1° Gruppo 1 µCi; 2° Gruppo 10 µCi; 3° Gruppo 100 µCi; 4° Gruppo 1 mCi, i Gruppi essendo quelli del DPR n. 1303/69 vedi tabella 1.

*Termine:* entro 10 giorni.

*Modalità:* secondo le indicazioni della circolare del Ministero della Sanità n. 174 del 10.10.66 ed eventuale normativa emanata dalla Regione competente.

*Casi particolari:* ove di loro competenza, la comunicazione deve essere fatta anche all'Ispettorato del Lavoro ed al Comandante di Porto.

**3.2.1.5 Nulla osta alla detenzione rilasciato dal Medico Provinciale.** Con l'esclusione dei casi e con le esenzioni sottoindicate, chiunque detiene sostanze radioattive naturali o artificiali, comunque confezionate, e apparecchi contenenti dette sostanze, ovvero apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti deve essere in possesso del nulla osta rilasciato dal Medico Provinciale. Art. 93 DPR n. 185/64.

*Esclusioni.* Qualora si posseggano autorizzazioni, nulla osta e licenze di esercizio previste dal DPR 13.2.64 n. 185 (GU n. 95 del 18.6.64) e cioè: nulla osta all'esercizio del commercio; licenza di esercizio per gli impianti nucleari; nulla osta per deposito temporaneo ed occasionale di mate-

rie fissili speciali o di combustibili nucleari non irradiati; autorizzazione ad aprire e porre in esercizio istituti, gabinetti medici, reparti e ambulatori se s'impiegano a scopo terapeutico sostanze radioattive e apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti e a scopo diagnostico sostanze radioattive (v. **O-3.3.1.2**); nulla osta per l'impiego di sorgenti di radiazioni ionizzanti nella ricerca scientifica e nelle attività industriali. Il nulla osta inoltre non è richiesto per gli apparecchi di roentgendia-gnostica medica.

*Esenzioni.* 1) Per le sostanze radioattive, anche contenute in apparecchi, quando le quantità di radioattività non siano uguali o superiori alle seguenti soglie: 1° Gruppo 1 mCi; 2° Gruppo 10 mCi; 3° Gruppo 100 mCi; 4° Gruppo 1 Ci; i Gruppi sono quelli del DPR n. 1303/69. Vedi tabella 1. Art. 3 DM 14.7.70. Per l'esenzione, oltre a detta condizione, non se ne deve verificare nessuna di queste ulteriori.

a) Per le sostanze radioattive: che l'attività specifica, o concentrazione, sia uguale o superiore ai seguenti valori: 0,01 microcurie per grammo per le sostanze radioattive solide naturali; 0,002 microcurie per grammo per le altre sostanze radioattive.

b) Per l'U naturale, Th naturale e U impoverito: che la quantità ponderale sia uguale o superiore a 300 g di U o a 9 g di Th.

c) Per gli apparecchi, apparecchiature e ogni altro dispositivo in genere contenente sostanze radioattive: che l'intensità di dose di esposizione in qualsiasi momento e in qualsiasi punto esterno a una distanza di 0,1 m dalla superficie dell'apparecchio, apparecchiatura o altro dispositivo in genere sia uguale o superiore a 0,1 mR/ora, o a 0,1 mrem/ora nel caso di radiazioni beta o altre radiazioni.

d) Nel caso di più nuclidi oppure nuclidi sconosciuti vale quanto riportato in **O-3.2.1.1** lettera b).

e) Sono esentati inoltre i seguenti nuclidi radioattivi: neodimio 144 ( $^{144}\text{Nd}$ ), samario 147 ( $^{147}\text{Sm}$ ), rubidio 87 ( $^{87}\text{Rb}$ ), indio 115 ( $^{115}\text{In}$ ), renio 187 ( $^{187}\text{Re}$ ), potassio naturale e suoi composti.

2) Per gli apparecchi generatori di radiazioni, di qualsiasi tipo, fissi o mobili; allorché le caratteristiche di detti apparecchi siano tali che non vengano superati 200 kV. Non sono concesse esenzioni per apparecchi a raggi X per analisi di strutture atomiche o molecolari.

*Termine:* il nulla osta deve precedere la detenzione.

*Modalità:* secondo le indicazioni della Circolare del Ministero della Sanità n. 174 del 10.10.66 ed eventuale normativa emanata dalla Regione competente.

### 3.2.2 Materie fissili speciali e materie prime fonti

**3.2.2.1 Denuncia di detenzione al MIC.** Chiunque detiene materie fissili speciali o altre materie prime fonti, fuori dalle esenzioni sottoindicate, deve presentare denuncia di detenzione al MIC. Art. 3, legge n. 1860/62.

*Esenzioni:* sono quelle riguardanti modeste quantità di uranio naturale e torio in vari componenti; le esenzioni sono previste nel DM 15.12.70 (GU n. 39 del 15.2.71) e DM 7.3.73 (GU n. 101 del 18.4.73).

*Termine:* entro 5 giorni.

*Modalità:* secondo le indicazioni della circolare 21-F del MIC (n. 720613 del 23.12.65).

**3.2.2.2 Contabilità:** i detentori di materie fissili speciali e materie prime fonti hanno l'obbligo di tenerne la contabilità. Art. 30 DPR n. 185/64.

*Termine:* la contabilità deve essere tenuta costantemente aggiornata e il riepilogo dei movimenti avvenuti nel corso dell'anno deve essere trasmesso al MIC e copia al CNEN entro il 31 gennaio di ogni anno.

*Modalità:* v. **O-3.2.2.1**.

**3.2.2.3 Controlli Euratom.** Inoltre chiunque gestisca impianti (v. art. 8 DPR n. 185/64) per qualsiasi utilizzazione di materie fissili speciali o di materie prime fonti deve attenersi a un regime di contabilità e denunce all'Euratom secondo quanto disposto dal Regolamento Euratom n. 3227/76 della Commissione, del 19 ottobre 1976. (GU delle Comunità Europee n. L 363 del 31.12.76).

### 3.3 IMPIEGO

#### 3.3.1 Materie radioattive e apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti

**3.3.1.1 Autorizzazione del MIC.** Art. 13 legge n. 1860/62 modificato Art. 3 DPR n. 1704/65. L'impiego degli isotopi radioattivi, quando la quantità di radioattività che s'intende utilizzare è pari o superiore ai valori soglia di quantità di radioattività o di peso sottoindicati, è sottoposto all'autorizzazione ministeriale rilasciata dal MIC. Valgono le esenzioni sottoindicate.

*Soglie.* *Sorgenti sigillate:* 1° Gruppo 300 Curie, 2° Gruppo 3000 Ci, 3° Gruppo 30.000 Ci, 4° Gruppo 300.000 Ci. I Gruppi sono quelli del DM di cui in **O-3.2.1.1**. Art. 12 ÷ 15 DM 27.7.66 (GU n. 285 del 14.11.66). Vedi tabella 1.

*Sorgenti non sigillate:* 1° Gruppo 0,1 Ci, 2° Gruppo 1 Ci, 3° Gruppo 10 Ci, 4° Gruppo 100 Ci.

*Casi di più nuclidi e/o nuclidi non appartenenti a nessun gruppo:* vale quanto detto in **O-3.2.1.1**.

*Esenzioni:* sono esenti dall'autorizzazione gli Istituti Universitari e gli altri istituti scientifici di diritto pubblico che impieghino i radioisotopi esclusivamente a scopo di ricerca scientifica.

*Modalità:* secondo le indicazioni del DM 1.3.74 (GU n. 51 del 22.2.75) e della Circolare del MIC 31-F (prot. 718991 del 21.11.66).

**3.3.1.2 Autorizzazione del Medico Provinciale.** Art. 96 DPR n. 185/64. L'apertura e la messa in esercizio d'istituti, gabinetti medici, reparti e ambulatori in genere ove s'impieghino anche saltuariamente *a)* a scopo terapeutico, sostanze radioattive naturali o artificiali, apparecchi contenenti dette sostanze, apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti; *b)* a scopo diagnostico, sostanze radioattive naturali o artificiali devono essere autorizzati dal Medico Provinciale.

*Modalità:* secondo le indicazioni della Circolare del Ministero della Sanità n. 174 del 10.10.66 ed eventuale normativa emanata dalla Regione competente.

**3.3.1.3 Nulla osta del Prefetto.** La messa in attività d'istituti, laboratori, stabilimenti e reparti nei quali si effettuano, anche saltuariamente, ricerche scientifiche o attività industriali per le quali vengono utilizzate sostanze radioattive naturali o artificiali, apparecchi contenenti dette sostanze e apparecchi generatori di radiazioni ionizzanti, salvo le eccezioni e le esenzioni sottoindicate, deve avere il nulla osta del Prefetto. Art. 102 DPR n. 185/64.

*Eccezioni:* riguardano gli impianti nucleari come definiti nell'art. 8 del DPR n. 185/64. Inoltre gli altri impianti destinati a scopo industriale o di ricerca scientifica, contenenti importanti sorgenti radioattive o macchine radiogene di notevole potenza, devono essere autorizzati dal MIC. Art. 55 DPR n. 185/64 e DM 4.1.77.

*Esenzioni:* sono le stesse di **O-3.2.1.5**; nel caso di attività comportanti l'utilizzazione di sostanze radioattive a scopi veterinari o agricoli o di attività comportanti l'aggiunta di sostanze radioattive nei beni di consumo (cibi, prodotti di uso domestico; prodotti farmaceutici, per l'igiene e la cosmesi; insegne, quadranti, dispositivi, vernici luminescenti; oggetti in genere d'uso comune: per le esenzioni è necessario rifarsi direttamente all'art. 5 del DM 14.7.70 (GU n. 255 del 8.10.70) che attraverso l'art. 1 dello stesso DM rimanda al DPR n. 1303/69).

*Modalità:* per le gammagrafie industriali valgono le indicazioni della circolare del MIC 78-F (n. 741540/V-1-C del 18.9.70).

**3.3.1.4 Somministrazione di sostanze radioattive ai pazienti.** I sanitari che, a scopo diagnostico o terapeutico, somministrano a pazienti sostanze con nuclidi radioattivi, le cui attività o concentrazioni non rientrino nelle esenzioni sottoindicate, devono tenerne nota, in appositi registri, e rilasciare a ciascun paziente una dichiarazione dalla quale risultino i nuclidi radioattivi somministrati, la quantità e la data della somministrazione. Art. 98 DPR n. 185/60.

*Esenzioni:* si configurano come riportato in **O-3.2.1.5** punto 1). Art. 7 DM 14.7.70.



**3.3.1.5 Divieti:** Art. 91 DPR n. 185/64. a) È vietato produrre, importare, mettere in circolazione, impiegare o comunque detenere: 1) prodotti per l'igiene e la cosmesi; 2) insegne, quadranti, dispositivi, vernici, oggetti in genere luminescenti; 3) giocattoli emittenti radiazioni ionizzanti, salvo le esenzioni sottoindicate per quanto riguarda il punto 1) e 2).

b) È parimenti vietata nella fabbricazione dei prodotti e dei manufatti di cui sopra l'aggiunta di sostanze radioattive. Per i prodotti di cui a questo e al precedente punto a) sono previste eventuali deroghe autorizzate dal Ministero per la Sanità.

c) È vietato altresì l'uso sulle persone di apparecchi per accertamenti radioscopici o radiografici, che non siano effettuati a scopi sanitari o scientifici.

d) È anche vietato produrre, importare, mettere in circolazione, concedere in uso, impiegare apparecchi televisivi o tubi a raggi catodici che emettono radiazioni ionizzanti salvo le esenzioni sottoindicate.

*Esenzioni:* per quanto riguarda la lettera a) 1) e 2) è necessario rifarsi direttamente all'art. 1 del DM 14.7.70 (GU n. 255 del 8.10.70). Per quanto riguarda la lettera d) è necessario rifarsi direttamente all'articolo unico del DPR 24.9.68 n. 1428 (GU n. 51 del 26.2.69).

## 3.4 COMMERCIO

### 3.4.1 Minerali, materie grezze e materie radioattive

**3.4.1.1 Autorizzazione del MIC e del Ministero del Commercio con l'Estero.** Art. 4 Legge n. 1860/62. L'autorizzazione, quando la quantità di radioattività sia superiore alle soglie sottoindicate, va richiesta al MIC e s'intende concessa se decorsi 30 giorni dalla data di presentazione l'Amministrazione non si è pronunciata. Per l'importazione e l'esportazione l'autorizzazione, quando è prescritta dalle norme in vigore in materia di divieti economici e valutari, è data dal Ministero del Commercio con l'Estero.

*Soglie:* per le materie radioattive le stesse di cui in **O-3.2.1.1**. L'autorizzazione è peraltro necessaria quando in un anno solare siano effettuate più di cento compravendite. Non è inoltre soggetto all'autorizzazione il commercio di materie grezze o di minerali che contengono meno di 3 kg complessivi di uranio naturale o impoverito o di torio. L'autorizzazione è peraltro necessaria quando le quantità commerciate per anno solare contengono dette materie in quantità complessivamente superiore a 10 kg (Art. 3 DM 15.12.70).

*Modalità:* non ci sono istruzioni particolari.

**3.4.1.2 Nulla osta del Prefetto.** Per l'esercizio del commercio di categoria A, di cui più sotto si dà la definizione, e per attività superiore alle soglie sottoindicate, oltre quanto previsto al punto **O-3.4.1.1**, è necessario un nulla osta del Prefetto sull'idoneità dei locali e delle attrezzature.

*Soglie:* 1° Gruppo 0,1  $\mu\text{Ci}$ ; 2° Gruppo 1  $\mu\text{Ci}$ ; 3° Gruppo 10  $\mu\text{Ci}$ ; 4° Gruppo 100  $\mu\text{Ci}$ . I Gruppi sono quelli del DPR n. 1303 (GU n. 112 del 6.5.70). Vedi tab. 1.

Casi di più nuclidi e/o nuclidi non appartenenti a nessun Gruppo: vale quanto detto in **O-3.2.1.1**.

*Definizione di esercizio di commercio di categoria A.* L'esercizio del commercio di categoria A è definito come esercizio con pericolo limitato prevalentemente per l'ambiente dei locali destinati al commercio stesso. Questa categoria si riferisce al commercio con detenzione di sostanze radioattive conservate nei contenitori di trasporto integri, purché l'attività di dette materie sia inferiore alle soglie sottoindicate. Art. 32 DPR n. 185/64.

*Soglie:* 1° Gruppo 10 mCi, 2° Gruppo 1 Ci, 3° Gruppo 200 Ci. I Gruppi sono quelli del DM 15.6.66 (GU n. 219 del 3.9.66). Vedi tab. 2. Inoltre 2000 Ci per uno qualsiasi dei nuclidi dei Gruppi suddetti quando si presenti sotto forma di un solido compatto, non friabile, insolubile nell'acqua, non reagente con l'aria e con l'acqua e di cui nessuna parte ha un punto di fusione inferiore a 538 °C. L'esercizio del commercio di uranio naturale (o impoverito) e di torio naturale è in ogni caso classificato nella categoria A.

Casi di più nuclidi e/o nuclidi non appartenenti a nessun Gruppo: vale quanto detto in **O-3.2.1.1**.

*Modalità:* non ci sono istruzioni particolari.

**3.4.1.3** *Nulla osta d'idoneità del MIC.* Per l'esercizio del commercio di categoria B, di cui più sotto si dà la definizione, oltre quanto previsto in **O-3.4.1.1**, è necessario un nulla osta del MIC sulla idoneità della ubicazione, dei locali di esercizio, delle attrezzature e della qualificazione del personale addetto. Art. 34 DPR n. 185/64.

*Definizione di esercizio di commercio di categoria B.* L'esercizio di commercio di categoria B è definito come esercizio con pericolo anche per l'ambiente esterno ai locali destinati al commercio. La categoria B si riferisce al commercio con detenzione di sostanze con attività superiore a quella considerata nella precedente categoria A e in qualsiasi quantitativo quando il commercio comporti la manomissione degli imballaggi di trasporto.

*Modalità:* secondo le indicazioni del DM 26.10.66 (GU n. 302 del 30.11.66).

**3.4.1.4** *Registrazioni delle operazioni commerciali.* Chiunque eserciti il commercio di materie radioattive è tenuto a indicare in speciale registro, secondo il modello approvato dal MIC, tutti gli atti di commercio relativi alle dette materie, con l'indicazione dei contraenti. Art. 36 DPR n. 185/64.

*Modalità:* lo speciale registro approvato dal MIC è allegato al DM 13.11.64 (GU n. 297 del 1.12.64) e circolare 15-F del MIC (prot. 718522/C del 14.12.64).

## 3.5 TRASPORTO

### 3.5.1 Materie radioattive

**3.5.1.1** *Trasporto con vettore autorizzato.* Il trasporto delle materie radioattive in quantità totale di radioattività o di peso che ecceda i valori soglia sottoindicati deve essere effettuato da vettori terrestri, aerei e marittimi, autorizzati dal MIC. Art. 2 DPR n. 1704/65.

*Soglie:* le stesse di **O-3.4.1.2**.

Casi di più nuclidi e/o nuclidi non appartenenti a nessun Gruppo. Vale quanto detto in **O-3.2.1.1**.

*Modalità.* Per ottenere l'autorizzazione permanente oppure l'autorizzazione per singolo trasporto (non riconducibile a singolo trasporto occasionale come specificato successivamente in **O-3.5.1.2**), è necessario rifarsi per il trasporto su strada alla Circolare del Ministero Trasporti n. 8/1965 (prot. 1196/2381 del 1.2.65), alla Circolare del MIC n. 16-F (prot. 716991/TT del 21.4.65), alla Circolare del Ministero Trasporti n. 58/1965 (prot. 4702/2381/1 del 5.5.65), alla Circolare del Ministero Interni n. 41 (prot. 16888/24222 del 6.5.1965) alla Circolare del Ministero Interni n. 48 (prot. 16669/24222 del 19.5.65) e al DPR 20.11.79 n. 895; *per il trasporto aereo*, alla Circolare del Ministero dei Trasporti del 26.3.1982 n. 307391/30; *per il trasporto marittimo*, alle «Norme particolari provvisorie per l'imbarco, il trasporto per mare, lo sbarco e il trasbordo delle merci pericolose in colli appartenenti alla classe 7 (Materie radioattive)» pubblicate nel luglio 1969.

*Il trasporto per ferrovia* è ammesso sui treni secondo le indicazioni contenute nelle «condizioni e tariffe per i trasporti delle cose sulle Ferrovie dello Stato» – Allegato N. 7 – categoria 15<sup>a</sup>, materie radioattive – edizione 1.3.1979 e rettificazioni del 31.3.1980, edita dalla Azienda autonoma Ferrovie dello Stato.

**3.5.1.2** *Trasporto occasionale senza autorizzazione.* Possono essere effettuati senza autorizzazione singoli trasporti occasionali di materie radioattive in quantità totale di radioattività o di peso che non ecceda le soglie sottoindicate. Art. 2 DPR n. 1704/65 e DM 27.7.66 (GU n. 256 del 14.10.66).

*Soglie:* 1° Gruppo 10 mCi (per sorgenti sigillate di radio 226 ( $^{226}\text{Ra}$ ) 300 mCi); 2° Gruppo 100 mCi (per lo iodio 131 ( $^{131}\text{I}$ ) 300 mCi); 3° Gruppo 1 Ci; 4° Gruppo 10 Ci. I Gruppi sono quelli del DM 18.7.67 (vedi tabella 1). Non soggetti a limitazione:  $^{144}\text{Nd}$ ,  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{187}\text{Re}$  e potassio naturale e i suoi composti. Casi di più nuclidi e/o nuclidi non appartenenti a nessun Gruppo: vale quanto detto in **O-3.2.1.1**.

*Caso particolare di singolo trasporto marittimo.* Singoli trasporti marittimi occasionali di materie radioattive in quantità totale di radioattività che non ecceda i 2000 Ci possono essere effettuati senza autorizzazione purché le materie radioattive siano sotto forma di solido compatto non friabile, avente in un qualunque punto della massa una temperatura di fusione non inferiore a 538 °C, non solubile in acqua e non reagente con l'aria e con l'acqua. Negli altri casi restano ferme le soglie di cui in **O-3.5.1.2**.

*Modalità:* prima dell'esecuzione del trasporto, deve esserne data comunicazione al Prefetto e al Medico Provinciale delle provincie nelle quali ha inizio e termine il trasporto, mediante apposita denuncia che preceda di almeno 48 ore l'inizio del trasporto.

Significato di *singoli trasporti occasionali*: sono quelli effettuati in via eccezionale, nei confronti dei quali rimane escluso, comunque, ogni concetto di frequenza e di continuità. Circ. MIC n. 30-F (prot. 718765/T del 31.10.66).

### 3.5.2 Materie fissili speciali

**3.5.2.1 Trasporto con vettore autorizzato.** Il trasporto di materie fissili speciali in quantità di radioattività o di peso che ecceda i valori soglie sottoindicati deve essere effettuato da vettori terrestri, aerei e marittimi, autorizzati dal MIC. art. 2. DPR n. 1704/65.

*Soglie:* quelle di **O-3.4.1.2** e comunque per quantità totali che non eccedano i 15 grammi di peso.

*Modalità:* per ottenere l'autorizzazione permanente oppure l'autorizzazione per un singolo trasporto: vale quanto detto in **O-3.5.1.1**.

## 3.6 SMALTIMENTO DEI RIFIUTI RADIOATTIVI

### 3.6.1 Autorizzazione del Medico Provinciale

Lo smaltimento dei rifiuti solidi, liquidi e gassosi deve essere autorizzato dal Medico Provinciale per le attività di cui in **O-3.3.1.2**, salvo i casi sottoindicati in cui non si applica la disposizione. Art. 105 DPR n. 185/64.

**3.6.1.1 Modalità di richiesta.** Secondo le indicazioni e l'eventuale normativa della Regione interessata.

**3.6.1.2 Casi in cui non si applica la disposizione.** Sono quelli indicati all'art. 6 del DM 14.7.70 (GU n. 255 dell'8.10.70).

### 3.6.2 Autorizzazione del Prefetto

Lo smaltimento dei rifiuti solidi, liquidi e gassosi deve essere autorizzato dal Prefetto per le attività di cui in **O-3.3.1.3**. Art. 105 DPR n. 185/64.

**3.6.2.1 Casi in cui non si applica la disposizione.** Gli stessi di cui in **O-3.6.1.2**.

**Tabella 1. Raggruppamento dei principali nuclidi radioattivi in relazione alla radiotossicità, relativa ai DM del 18.7.67, del 19.7.67 e al DPR n. 1303 del 5.12.69.\***

*Gruppo I* - Nuclidi di radiotossicità molto elevata: Attinio 227 (<sup>227</sup>Ac); Americio 241 (<sup>241</sup>Am); Americio 242m (<sup>242m</sup>Am); Americio 243 (<sup>243</sup>Am); Californio 249 (<sup>249</sup>Cf); Californio 250 (<sup>250</sup>Cf); Californio 251 (<sup>251</sup>Cf); Californio 252 (<sup>252</sup>Cf); Californio 254 (<sup>254</sup>Cf); Curio 242 (<sup>242</sup>Cm); Curio 243 (<sup>243</sup>Cm); Curio 244 (<sup>244</sup>Cm); Curio 245 (<sup>245</sup>Cm); Curio 246 (<sup>246</sup>Cm); Curio 248 (<sup>248</sup>Cm); Einstenino 254 (<sup>254</sup>Es); Einstenino 255 (<sup>255</sup>Es); Nettunio 237 (<sup>237</sup>Np); Protoattinio 231 (<sup>231</sup>Pa); Piombo 210 (<sup>210</sup>Pb); Polonio 210 (<sup>210</sup>Po); Plutonio 238 (<sup>238</sup>Pu); Plutonio 239 (<sup>239</sup>Pu); Plutonio 240 (<sup>240</sup>Pu); Plutonio 241 (<sup>241</sup>Pu); Plutonio 242 (<sup>242</sup>Pu); Radio 223 (<sup>223</sup>Ra); Radio 226 (<sup>226</sup>Ra); Radio 228 (<sup>228</sup>Ra); Torio 227 (<sup>227</sup>Th); Torio 228 (<sup>228</sup>Th); Torio 230 (<sup>230</sup>Th); Uranio 230 (<sup>230</sup>U); Uranio 232 (<sup>232</sup>U); Uranio 233 (<sup>233</sup>U); Uranio 234 (<sup>234</sup>U).

*Gruppo II* - Nuclei di radiotossicità elevata: Attinio 228 (<sup>228</sup>Ac); Argento 110m (<sup>110m</sup>Ag); Americio 242 (<sup>242</sup>Am); Astatio 211 (<sup>211</sup>At); Bario 140 (<sup>140</sup>Ba); Bismuto 207 (<sup>207</sup>Bi); Bismuto 210 (<sup>210</sup>Bi); Berchelio 249 (<sup>249</sup>Bk); Calcio 45 (<sup>45</sup>Ca); Cadmio 115m (<sup>115m</sup>Cd); Cerio 144 (<sup>144</sup>Ce); Californio 253 (<sup>253</sup>Cf); Cloro 36 (<sup>36</sup>Cl); Curio 247 (<sup>247</sup>Cm); Cobalto 56 (<sup>56</sup>Co); Cobalto 60 (<sup>60</sup>Co); Cesio 134 (<sup>134</sup>Cs); Cesio 137 (<sup>137</sup>Cs); Einstenino 253 (<sup>253</sup>Es); Einstenino 254m (<sup>254m</sup>Es); Europio 152 (<sup>152</sup>Eu 13 anni); Europio 154 (<sup>154</sup>Eu); Fermio 255 (<sup>255</sup>Fm); Fermio 256 (<sup>256</sup>Fm); Afnio 181 (<sup>181</sup>Hf); Iodio 124 (<sup>124</sup>I); Iodio 126 (<sup>126</sup>I); Iodio 131 (<sup>131</sup>I); Iodio 133 (<sup>133</sup>I); Indio 114m (<sup>114m</sup>In); Iridio 192 (<sup>192</sup>Ir); Manganese 54 (<sup>54</sup>Mn); Sodio 22 (<sup>22</sup>Na); Protoattinio 230 (<sup>230</sup>Pa); Piombo 212 (<sup>212</sup>Pb); Plutonio 244 (<sup>244</sup>Pu); Radio 224 (<sup>224</sup>Ra); Rutenio 106 (<sup>106</sup>Ru); Antimonio 124 (<sup>124</sup>Sb); Antimonio 125 (<sup>125</sup>Sb); Scandio 46 (<sup>46</sup>Sc); Stronzio 89 (<sup>89</sup>Sr); Stronzio 90 (<sup>90</sup>Sr); Tantalio 182 (<sup>182</sup>Ta); Terbio 160 (<sup>160</sup>Tb); Tellurio 127m (<sup>127m</sup>Te); Tellurio 129m (<sup>129m</sup>Te); Torio 234 (<sup>234</sup>Th); Tallio 204 (<sup>204</sup>Tl); Tulio 170 (<sup>170</sup>Tm); Uranio 236 (<sup>236</sup>U); Yttrio 91 (<sup>91</sup>Y); Zirconio 95 (<sup>95</sup>Zr).

*Gruppo III* - Nuclidi di radiotossicità moderata: Argon 41 (<sup>41</sup>A); Argento 105 (<sup>105</sup>Ag); Argento 111 (<sup>111</sup>Ag); Americio 244 (<sup>244</sup>Am); Arsenico 73 (<sup>73</sup>As); Arsenico 74 (<sup>74</sup>As); Arsenico 76 (<sup>76</sup>As); Arsenico 77 (<sup>77</sup>As); Oro 196 (<sup>196</sup>Au); Oro 198 (<sup>198</sup>Au); Oro 199 (<sup>199</sup>Au); Bario 131 (<sup>131</sup>Ba); Berillio 7 (<sup>7</sup>Be); Bismuto 206 (<sup>206</sup>Bi); Bismuto 212 (<sup>212</sup>Bi); Berchelio 250 (<sup>250</sup>Bk); Bromo 82 (<sup>82</sup>Br); Carbonio 14 (<sup>14</sup>C); Calcio 47 (<sup>47</sup>Ca); Cadmio 109 (<sup>109</sup>Cd); Cadmio 115 (<sup>115</sup>Cd); Cerio 141 (<sup>141</sup>Ce); Cerio 143 (<sup>143</sup>Ce); Cloro 38 (<sup>38</sup>Cl); Cobalto 57 (<sup>57</sup>Co); Cobalto 58 (<sup>58</sup>Co); Cromo 51 (<sup>51</sup>Cr); Cesio 131 (<sup>131</sup>Cs); Cesio 136 (<sup>136</sup>Cs); Rame 64 (<sup>64</sup>Cu); Disprosio 165 (<sup>165</sup>Dy); Disprosio 166 (<sup>166</sup>Dy); Erblio 169 (<sup>169</sup>Er); Erblio 171 (<sup>171</sup>Er); Europio 152 (<sup>152</sup>Eu 9 ore); Europio 155 (<sup>155</sup>Eu); Fluoro 18 (<sup>18</sup>F); Ferro 52 (<sup>52</sup>Fe); Ferro 55 (<sup>55</sup>Fe); Ferro 59 (<sup>59</sup>Fe); Fermio 254 (<sup>254</sup>Fm); Gallio 72 (<sup>72</sup>Ga); Gadolinio 153 (<sup>153</sup>Gd); Gadolinio 159 (<sup>159</sup>Gd); Mercurio 197 (<sup>197</sup>Hg); Mercurio 197m (<sup>197m</sup>Hg); Mercurio 203 (<sup>203</sup>Hg); Osmio 166 (<sup>166</sup>Ho); Iodio 130 (<sup>130</sup>I); Iodio 132 (<sup>132</sup>I); Iodio 134 (<sup>134</sup>I); Iodio 135 (<sup>135</sup>I); Indio 115m (<sup>115m</sup>In); Iridio 190 (<sup>190</sup>Ir); Iridio 194 (<sup>194</sup>Ir); Potassio 42 (<sup>42</sup>K); Potassio 43 (<sup>43</sup>K); Criptonio 85m (<sup>85m</sup>Kr); Criptonio 87 (<sup>87</sup>Kr); Lantanio 140 (<sup>140</sup>La); Lutezio 177 (<sup>177</sup>Lu); Manganese 52 (<sup>52</sup>Mn); Manganese 56 (<sup>56</sup>Mn); Molibdeno 99 (<sup>99</sup>Mo); Sodio 24 (<sup>24</sup>Na); Niobio 93m (<sup>93m</sup>Nb); Niobio 95 (<sup>95</sup>Nb); Neodimio 147 (<sup>147</sup>Nd); Neodimio 149 (<sup>149</sup>Nd); Nichel 63 (<sup>63</sup>Ni); Nichel 65 (<sup>65</sup>Ni); Nettunio 239 (<sup>239</sup>Np); Osmio 185 (<sup>185</sup>Os); Osmio 191 (<sup>191</sup>Os); Osmio 193 (<sup>193</sup>Os); Fosforo 32 (<sup>32</sup>P); Protoattinio 233 (<sup>233</sup>Pa); Piombo 203 (<sup>203</sup>Pb); Palladio 103 (<sup>103</sup>Pd); Palladio 109 (<sup>109</sup>Pd); Promezio 147 (<sup>147</sup>Pm); Promezio 149 (<sup>149</sup>Pm); Praseodimio 142 (<sup>142</sup>Pr); Praseodimio 143 (<sup>143</sup>Pr); Platino 191 (<sup>191</sup>Pt); Platino 193 (<sup>193</sup>Pt); Platino 197 (<sup>197</sup>Pt); Plutonio 243 (<sup>243</sup>Pu); Rubidio 86 (<sup>86</sup>Rb); Renio 183 (<sup>183</sup>Re); Renio 186 (<sup>186</sup>Re); Renio 188 (<sup>188</sup>Re); Rodio 105 (<sup>105</sup>Rh); Radon 220 (<sup>220</sup>Rn); Radon 222 (<sup>222</sup>Rn); Rutenio 97 (<sup>97</sup>Ru); Rutenio 103 (<sup>103</sup>Ru); Rutenio 105 (<sup>105</sup>Ru); Zolfo 35 (<sup>35</sup>S); Antimonio 122 (<sup>122</sup>Sb); Scandio 47 (<sup>47</sup>Sc); Scandio 48 (<sup>48</sup>Sc); Selenio 75 (<sup>75</sup>Se); Silicio 31 (<sup>31</sup>Si); Samario 151 (<sup>151</sup>Sm); Samario 153 (<sup>153</sup>Sm); Stagno 113 (<sup>113</sup>Sn); Stagno 125 (<sup>125</sup>Sn); Stronzio 85 (<sup>85</sup>Sr); Stronzio 91 (<sup>91</sup>Sr); Stronzio 92 (<sup>92</sup>Sr); Tecnezio 96 (<sup>96</sup>Tc); Tecnezio 97 (<sup>97</sup>Tc); Tecnezio 97m (<sup>97m</sup>Tc); Tecnezio 99 (<sup>99</sup>Tc); Tellurio 125m (<sup>125m</sup>Te); Tellurio 127 (<sup>127</sup>Te); Tellurio 129 (<sup>129</sup>Te); Tellurio 131m (<sup>131m</sup>Te); Tellurio 132 (<sup>132</sup>Te); Torio 231 (<sup>231</sup>Th); Tallio 200 (<sup>200</sup>Tl); Tallio 201 (<sup>201</sup>Tl); Tallio 202 (<sup>202</sup>Tl); Tulio 171 (<sup>171</sup>Tm); Uranio 240 + Nettunio 240 (<sup>240</sup>U + <sup>240</sup>Np); Vanadio 48 (<sup>48</sup>V); Tungsteno 181 (<sup>181</sup>W); Tungsteno 185 (<sup>185</sup>W); Tungsteno 187 (<sup>187</sup>W); Xenon 135 (<sup>135</sup>Xe); Yttrio 90 (<sup>90</sup>Y); Yttrio 92 (<sup>92</sup>Y); Yttrio 93 (<sup>93</sup>Y); Iterbio 175 (<sup>175</sup>Yb); Zinco 65 (<sup>65</sup>Zn); Zinco 69m (<sup>69m</sup>Zn); Zirconio 97 (<sup>97</sup>Zr).

*Gruppo IV* - Nuclidi di radiotossicità debole: Argon 37 (<sup>37</sup>A); Curio 249 (<sup>249</sup>Cm); Cobalto 58m (<sup>58m</sup>Co); Cesio 134m (<sup>134m</sup>Cs); Cesio 135 (<sup>135</sup>Cs); Germanio 71 (<sup>71</sup>Ge); Idrogeno 3 (<sup>3</sup>H); Iodio 129 (<sup>129</sup>I); Indio 113m (<sup>113m</sup>In); Indio 115 (<sup>115</sup>In); Criptonio 85 (<sup>85</sup>Kr); Niobio 97 (<sup>97</sup>Nb); Neodimio 144 (<sup>144</sup>Nd); Nichel 59 (<sup>59</sup>Ni); Ossigeno 15 (<sup>15</sup>O); Osmio 191m (<sup>191m</sup>Os); Platino 193m (<sup>193m</sup>Pt); Platino 197m (<sup>197m</sup>Pt); Rubidio 87 (<sup>87</sup>Rb); Renio 187 (<sup>187</sup>Re); Rodio 103m (<sup>103m</sup>Rh); Samario 147 (<sup>147</sup>Sm); Stronzio 85m (<sup>85m</sup>Sr); Tecnezio 96m (<sup>96m</sup>Tc); Tecnezio 99m (<sup>99m</sup>Tc); Torio naturale (Th nat.); Torio 232 (<sup>232</sup>Th); Uranio naturale (U nat.); Uranio impoverito; Uranio 238 (<sup>238</sup>U); Xenon 131m (<sup>131m</sup>Xe); Xenon 133 (<sup>133</sup>Xe); Yttrio 91m (<sup>91m</sup>Y); Zinco 69 (<sup>69</sup>Zn); Zirconio 93 (<sup>93</sup>Zr).

\* La lettera m, apposta a taluni simboli, indica: metastabile.

**Tabella 2. Raggruppamento dei principali nuclidi radioattivi in relazione alla radiotossicità, relativa al DM del 15.6.66.**

*Gruppo I* - 10 millicurie per uno dei seguenti nuclidi radioattivi:

Radio 226 ( $^{226}\text{Ra}$ ); Attinio 227 ( $^{227}\text{Ac}$ ); Torio 228 ( $^{228}\text{Th}$ ); Torio 230 ( $^{230}\text{Th}$ ); Protoattinio 231 ( $^{231}\text{Pa}$ ); Nettunio 237 ( $^{237}\text{Np}$ ); Plutonio 238 ( $^{238}\text{Pu}$ ); Plutonio 239 ( $^{239}\text{Pu}$ ); (come emettitori alfa sotto forma di sorgenti standard); Plutonio 240 ( $^{240}\text{Pu}$ ); Americio 241 ( $^{241}\text{Am}$ ); Plutonio 242 ( $^{242}\text{Pu}$ ); Americio 243 ( $^{243}\text{Am}$ ); Curio 243 ( $^{243}\text{Cm}$ ); Curio 244 ( $^{244}\text{Cm}$ ); Curio 245 ( $^{245}\text{Cm}$ ); Curio 246 ( $^{246}\text{Cm}$ ); Californio 249 ( $^{249}\text{Cf}$ ); Californio 250 ( $^{250}\text{Cf}$ ); Californio 252 ( $^{252}\text{Cf}$ ).

*Gruppo II* - 1 curie per uno dei seguenti nuclidi radioattivi:

Stronzio 90 ( $^{90}\text{Sr}$ ); Cerio 144 ( $^{144}\text{Ce}$ ); Europio 154 ( $^{154}\text{Eu}$ ); Piombo 210 ( $^{210}\text{Pb}$ ); Polonio 210 ( $^{210}\text{Po}$ ); Radon 222 ( $^{222}\text{Rn}$ ); Radio 223 ( $^{223}\text{Ra}$ ); Radio 224 ( $^{224}\text{Ra}$ ); Torio 227 ( $^{227}\text{Th}$ ); Radio 228 ( $^{228}\text{Ra}$ ); Attinio 228 ( $^{228}\text{Ac}$ ); Protoattinio 230 ( $^{230}\text{Pa}$ ); Uranio 230 ( $^{230}\text{U}$ ); Uranio 232 ( $^{232}\text{U}$ ); Uranio 233 ( $^{233}\text{U}$ ); Uranio 234 ( $^{234}\text{U}$ ); (l'uranio arricchito in  $^{235}\text{U}$  e il contenente  $^{234}\text{U}$  appartiene al gruppo 3); Uranio 236 ( $^{236}\text{U}$ ); Plutonio 241 ( $^{241}\text{Pu}$ ); Curio 242 ( $^{242}\text{Cm}$ ); Berchelio 249 ( $^{249}\text{Bk}$ ).

*Gruppo III* - 200 curie per uno dei seguenti nuclidi radioattivi:

Idrogeno 3 ( $^3\text{H}$ ); Berillio 7 ( $^7\text{Be}$ ); Carbonio 14 ( $^{14}\text{C}$ ); Fluoro 18 ( $^{18}\text{F}$ ); Sodio 22 ( $^{22}\text{Na}$ ); Sodio 24 ( $^{24}\text{Na}$ ); Silicio 31 ( $^{31}\text{Si}$ ); Fosforo 32 ( $^{32}\text{P}$ ); Zolfo 35 ( $^{35}\text{S}$ ); Cloro 36 ( $^{36}\text{Cl}$ ); Argon 37 ( $^{37}\text{Ar}$ ); Cloro 38 ( $^{38}\text{Cl}$ ); Argon 41 ( $^{41}\text{Ar}$ ); Potassio 42 ( $^{42}\text{K}$ ); Calcio 45 ( $^{45}\text{Ca}$ ); Scandio 46 ( $^{46}\text{Sc}$ ); Scandio 47 ( $^{47}\text{Sc}$ ); Scandio 48 ( $^{48}\text{Sc}$ ); Vanadio 48 ( $^{48}\text{V}$ ); Cromo 51 ( $^{51}\text{Cr}$ ); Manganese 52 ( $^{52}\text{Mn}$ ); Manganese 54 ( $^{54}\text{Mn}$ ); Ferro 55 ( $^{55}\text{Fe}$ ); Manganese 56 ( $^{56}\text{Mn}$ ); Cobalto 57 ( $^{57}\text{Co}$ ); Cobalto 58m ( $^{58\text{m}}\text{Co}$ ); Cobalto 58 ( $^{58}\text{Co}$ ); Nichel 59 ( $^{59}\text{Ni}$ ); Ferro 59 ( $^{59}\text{Fe}$ ); Cobalto 60 ( $^{60}\text{Co}$ ); Nichel 63 ( $^{63}\text{Ni}$ ); Rame 64 ( $^{64}\text{Cu}$ ); Nichel 65 ( $^{65}\text{Ni}$ ); Zinco 65 ( $^{65}\text{Zn}$ ); Zinco 69m ( $^{69\text{m}}\text{Zn}$ ); Zinco 69 ( $^{69}\text{Zn}$ ); Germanio 71 ( $^{71}\text{Ge}$ ); Gallio 72 ( $^{72}\text{Ga}$ ); Itrio 92 ( $^{92}\text{Y}$ ); Itrio 93 ( $^{93}\text{Y}$ ); Zirconio 93 ( $^{93}\text{Zr}$ ); Niobio 93m ( $^{93\text{m}}\text{Nb}$ ); Zirconio 95 ( $^{95}\text{Zr}$ ); Niobio 95 ( $^{95}\text{Nb}$ ); Tecnezio 96m ( $^{96\text{m}}\text{Tc}$ ); Tecnezio 96 ( $^{96}\text{Tc}$ ); Tecnezio 97m ( $^{97\text{m}}\text{Tc}$ ); Tecnezio 97 ( $^{97}\text{Tc}$ ); Zirconio 97 ( $^{97}\text{Zr}$ ); Niobio 97 ( $^{97}\text{Nb}$ ); Rutenio 97 ( $^{97}\text{Ru}$ ); Tecnezio 99m ( $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ); Tecnezio 99 ( $^{99}\text{Tc}$ ); Molibdeno 99 ( $^{99}\text{Mo}$ ); Rutenio 103 ( $^{103}\text{Ru}$ ); Rodio 103m ( $^{103\text{m}}\text{Rh}$ ); Palladio 103 ( $^{103}\text{Pd}$ ); Rodio 105 ( $^{105}\text{Rh}$ ); Rutenio 105 ( $^{105}\text{SRu}$ ); Argento 105 ( $^{105}\text{SAG}$ ); Rutenio 106 ( $^{106}\text{Ru}$ ); Palladio 109 ( $^{109}\text{Pd}$ ); Cadmio 109 ( $^{109}\text{Cd}$ ); Argento 110m ( $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ); Argento 111 ( $^{111}\text{Ag}$ ); Indio 113m ( $^{113\text{m}}\text{In}$ ); Stagno 113 ( $^{113}\text{Sn}$ ); Indio 114m ( $^{114\text{m}}\text{In}$ ); Indio 115m ( $^{115\text{m}}\text{In}$ ); Indio 115 ( $^{115}\text{In}$ ); Cadmio 115m ( $^{115\text{m}}\text{Cd}$ ); Cadmio 115 ( $^{115}\text{Cd}$ ); Antimonio 122 ( $^{122}\text{Sb}$ ); Antimonio 124 ( $^{124}\text{Sb}$ ); Antimonio 125 ( $^{125}\text{Sb}$ ); Stagno 125 ( $^{125}\text{Sn}$ ); Tellurio 125m ( $^{125\text{m}}\text{Te}$ ); Iodio 126 ( $^{126}\text{I}$ ); Tellurio 127m ( $^{127\text{m}}\text{Te}$ ); Tellurio 127 ( $^{127}\text{Te}$ ); Iodio 129 ( $^{129}\text{I}$ ); Tellurio 129m ( $^{129\text{m}}\text{Te}$ ); Tellurio 129 ( $^{129}\text{Te}$ ); Bario 131 ( $^{131}\text{Ba}$ ); Cesio 131 ( $^{131}\text{Cs}$ ); Iodio 131 ( $^{131}\text{I}$ ); Tellurio 131m ( $^{131\text{m}}\text{Te}$ ); Xenon 131m ( $^{131\text{m}}\text{Xe}$ ); Tellurio 132 ( $^{132}\text{Te}$ ); Iodio 132 ( $^{132}\text{I}$ ); Iodio 133 ( $^{133}\text{I}$ ); Xenon 133 ( $^{133}\text{Xe}$ ); Iodio 134 ( $^{134}\text{I}$ ); Cesio 134m ( $^{134\text{m}}\text{Cs}$ ); Cesio 134 ( $^{134}\text{Cs}$ ); Cesio 135 ( $^{135}\text{Cs}$ ); Iodio 135 ( $^{135}\text{I}$ ); Xenon 135 ( $^{135}\text{Xe}$ ); Cesio 136 ( $^{136}\text{Cs}$ ); Cesio 137 ( $^{137}\text{Cs}$ ); Bario 140 ( $^{140}\text{Ba}$ ); Lantano 140 ( $^{140}\text{La}$ ); Cerio 141 ( $^{141}\text{Ce}$ ); Praseodimio 142 ( $^{142}\text{Pr}$ ); Cerio 143 ( $^{143}\text{Ce}$ ); Praseodimio 143 ( $^{143}\text{Pr}$ ); Neodimio 144 ( $^{144}\text{Nd}$ ); Promezio 147 ( $^{147}\text{Pm}$ ); Samario 147 ( $^{147}\text{Sm}$ ); Neodimio 147 ( $^{147}\text{Nd}$ ); Neodimio 149 ( $^{149}\text{Nd}$ ); Promezio 149 ( $^{149}\text{Pm}$ ); Samario 151 ( $^{151}\text{Sm}$ ); Europio 152 ( $^{152}\text{Eu}$  9,2 ore); Europio 152 ( $^{152}\text{Eu}$  13 anni); Samario 153 ( $^{153}\text{Sm}$ ); Gadolinio 153 ( $^{153}\text{Gd}$ ); Europio 155 ( $^{155}\text{Eu}$ ); Gadolinio 159 ( $^{159}\text{Gd}$ ); Terbio 160 ( $^{160}\text{Tb}$ ); Disproso 165 ( $^{165}\text{Dy}$ ); Disproso 166 ( $^{166}\text{Dy}$ ); Olmio 166 ( $^{166}\text{Ho}$ ); Erblio 169 ( $^{169}\text{Er}$ ); Tulio 170 ( $^{170}\text{Tm}$ ); Tulio 171 ( $^{171}\text{Tm}$ ); Erblio 171 ( $^{171}\text{Er}$ ); Itterbio 175 ( $^{175}\text{Yb}$ ); Lutezio 177 ( $^{177}\text{Lu}$ ); Afnio 181 ( $^{181}\text{Hf}$ ); Tantalio 182 ( $^{182}\text{Ta}$ ); Renio 183 ( $^{183}\text{Re}$ ); Tungsteno 185 ( $^{185}\text{W}$ ); Osmio 185 ( $^{185}\text{Os}$ ); Renio 186 ( $^{186}\text{Re}$ ); Renio 187 ( $^{187}\text{Re}$ ); Tungsteno 187 ( $^{187}\text{W}$ ); Renio 188 ( $^{188}\text{Re}$ ); Renio naturale (Re nat.); Iridio 190 ( $^{190}\text{Ir}$ ); Osmio 191m ( $^{191\text{m}}\text{Os}$ ); Osmio 191 ( $^{191}\text{Os}$ ); Platino 191 ( $^{191}\text{Pt}$ ); Iridio 192 ( $^{192}\text{Ir}$ ); Osmio 193 ( $^{193}\text{Os}$ ); Platino 193m ( $^{193\text{m}}\text{Pt}$ ); Platino 193 ( $^{193}\text{Pt}$ ); Iridio 194 ( $^{194}\text{Ir}$ ); Oro 196 ( $^{196}\text{Au}$ ); Mercurio 197m ( $^{197\text{m}}\text{Hg}$ ); Mercurio 197 ( $^{197}\text{Hg}$ ); Platino 197m ( $^{197\text{m}}\text{Pt}$ ); Platino 197 ( $^{197}\text{Pt}$ ); Oro 198 ( $^{198}\text{Au}$ ); Oro 199 ( $^{199}\text{Au}$ ); Tallio 200 ( $^{200}\text{Tl}$ ); Tallio 201 ( $^{201}\text{Tl}$ ); Tallio 202 ( $^{202}\text{Tl}$ ); Piombo 203 ( $^{203}\text{Pb}$ ); Mercurio 203 ( $^{203}\text{Hg}$ ); Tallio 204 ( $^{204}\text{Tl}$ ); Bismuto 206 ( $^{206}\text{Bi}$ ); Bismuto 207 ( $^{207}\text{Bi}$ ); Bismuto 210 ( $^{210}\text{Bi}$ ); Astatio 211 ( $^{211}\text{At}$ ); Piombo 212 ( $^{212}\text{Pb}$ ); Bismuto 212 ( $^{212}\text{Bi}$ ); Radon 220 ( $^{220}\text{Rn}$ ); Torio 231 ( $^{231}\text{Th}$ ); Torio 232 ( $^{232}\text{Th}$ ); Protoattinio 233 ( $^{233}\text{Pa}$ ); Torio 234 ( $^{234}\text{Th}$ ); Torio naturale (Th nat.); Uranio 235 ( $^{235}\text{U}$ ); Uranio 238 ( $^{238}\text{U}$ ); Uranio naturale (U nat.); Nettunio 239 ( $^{239}\text{Np}$ ).

\* La lettera *m*, apposta a taluni simboli indica: metastabile.