原子力船の放射能内蔵量および崩壊熱に及ぼす出力履歴の影響

伊　従　　功*

Effects of Power History on the Radioactivity Inventories and Decay Heat of Nuclear Ships

by

Isao Iyori

An investigation is made upon the effects of power history on the transient changes in the radioactivity inventories of the reactor core, the gamma energy release rate, and the decay heat generation rate after the reactor shutdown. Referring to the safety of nuclear ships arriving in or leaving from port, the work of this paper is summed up as follows.

(1) Let t be the normal power operation time, and T be the subsequent time interval during which some complicated power history is experienced for arriving in and leaving from port, then the changes in the core radioactivity inventories and the radiation energy release rate through the time duration T for the case of t>T are approximately the same as those for the case of t≫T.

(2) If the normal operation time t is short, the radioactivity inventories and the radiation energy release rate do not always keep decreasing after the power is set to some constant lower level.

(3) When the power is set to some upper constant level in some part of the period T, the radioactivity inventories and the energy release rate do not always approach monotonically from lowerside to the saturation value corresponding to the upper power level. They sometimes overshoot the saturation value if the normal operation time is long.

(4) There exist such a power operation process for arrival as to make the activity inventories or the radiation energy release rate minimum under the condition that the time required for the operation process is fixed. The power process can be easily calculated on an electronic computer.

(5) The above mentioned numerical calculation showes that the influences of power history appear more in the decay heat generation rate after the arrival in port than in the amount of inventories of the long-lived harmful radioactivities.

原子力船の出力履歴と放射能内蔵量およびエネルギ放射率の関係について理論的研究を行ない次の諸点を明らかにした。

(1) 放射能の平均寿命（または時定数）は重要な目やすになる。

(2) 放射能の平均寿命 Te が出力履歴の時間的長さ T より大きいとき（$Te>T$）には，放射

* 原子力船部

能内蔵量は主に出力の時間積分値によってきまり，出力変動の函数型には少ししか依存しない。反対に $Te<T$ のときには，放射能内蔵量は主に出力自身に比例し，出力変動の函数型に強く影響される。

(3) 定常運転の後にくる，長さ T 時間の複雑な出力履歴は，T より短い寿命の放射能に対して一種のフィルタの働きを示し，これによって炉心の全放射能内蔵量の経時変化の函数型がきまる。そして，T より長い寿命の放射能の多少によって，その函数型のまま上下に平行移動されると見なすことができる。複雑な出力履歴に入いる前の定常運転の時間が長いほど長寿命放射能が多量に蓄積されているので，全放射能の増減を示す曲線は上下へずらされる。

(4) 炉心の放射能内蔵量は出力の減少に伴なって常に減少しつづけるとは限らない。また，出力増加に伴なって常に下方から定常（飽和）値に近づくとも限らない。

(5) 階段状の出力変動に伴なう放射能内蔵量の経時変化は，インデシアル応答の重ね合せから求めることもできる（但し，中性子吸収がないとき）。

(6) 入港前に費す時間を一定としたとき，放射能内蔵量を最小にするような出力履歴が存在する。

(7) 入港前に費す時間を T として，(6)に述べた出力履歴を求め，入港時の放射能を計算してみると，寿命が T より短かい放射能に対しては，出力履歴の効果がよく現われている。T より長い寿命の放射能に対しては，ほとんど効果がない。

(8) 入港時の γ 線エネルギー放射率や崩壊余熱を最小にするような出力履歴の効果は，炉停止後の数時間を通じて，かなりよく現われている。よって，一般に出力履歴の効果は，放射能の強さを直接減少させることよりも燃料被ふく破損または燃料溶融率を下げるなどの間接的効果の方が大きい。

(9) 格納容器漏洩率が十分小さいとき，炉室から漏れる放射能の量は格納容器漏洩率に比例する。

目　　次

1. まえがき

この研究の動機は，運輸省造船技術審議会の原子力船安全部会第五分科会が環境安全関係について試計算を行なったことであった[10]。筆者は放射線の線源計算に参加したが，そのとき取上げた核種の種類とデータは遮蔽計算のためには必ずしも十分といえないものであった。また，出力履歴の計算結果には，多少疑問視される傾向も現われていた。ここで核種の選択については，重要なものは残さず考慮したのであるから現象の主要傾向はすべて示されているはずであると主張し，また出力履歴については，計算式も計算コードも間違っていないと信ずるから，電子計算機の出した計算結果を信用してもらうほかない，というのも一つの答であろう。しかし，これだけでは計算の役割を受持った筆者には何か気がすまないものがあった。

そこで，ここに改めて核種の選定を行なうことから始めて，数値計算の結果にできる限りの理論的説明を与え，かつ，計算の範囲を拡げてそこから一般則を抽き出すことを試みた。

出力履歴については，当時，これを過大に評価するものもあり，非常に悲観的にみるものもありで，その評価が固定していなかった。こういう事情の下で，筆者は原子力学会の講演会において，出力履歴の効能とその限界について簡単に発表したが[11]，ここに，その後の研究結果をも合わせて報告する。

なお，問題の性質は上記のものとは違ったものであるが，原子力船の格納容器漏洩率をパラメトリックに変えた場合に適用できる，計算の簡便法を末尾近くに

付記した。

2. 核種の選定

災害解析を行なうとき，まず問題になることは，どのような核分裂生成物を重視すべきかということである。原子力船の型式が既存の原子力船のそれと類似しているときや特定の設計のみを対象として災害解析を行なう場合には，問題になる核種を容易に見当づけることができる。しかし，本報告では，船の種類，事故の規模および事故発生時に船の存在する位置など原子力船の安全性に関係する多くの因子を幅広く変えてみて，これら諸因子の影響を調べることを予想しているので核種の種類をあまり限定しないことにする。初めは多数の核種をとりあげ，解析が進むにつれて各解析例ごとに重要な核種が浮び出すような方針をとり，拾い残しのないようにした。ただし，ここにあげたすべての核種について解析に必要なデータが現在出揃っているというわけではなく，むしろ，現時点において実行しうる災害解析の近似度の目やすを知ろうというつもりである。核種の一覧表（表1）をつくるに当って

表 1　半減期の順に並べた核種表

核種記号	累加半減期 ($T=T_p+T_d$)	実際の事故で放散された核種	サバンナ号の解析において重要とされたもの		ICRPによる危険度	核種記号	累加半減期 ($T=T_p+T_d$)	実際の事故で放散された核種	サバンナ号の解析において重要とされたもの		ICRPによる危険度
			ORNL-2867	ORNL-3361					ORNL-2867	ORNL-3361	
C_s^{142}	1.00m					R_b^{89}	18.2m				
S_e^{83m}	1.13m					Y^{94}	18.5m				
C_s^{140}	1.37m					L_a^{143}	19.5m				
R_b^{92}	1.38m					S_e^{83}	25.0m				
I^{136}	1.42m					S_b^{131}	26.4m				
S_e^{84}	2.01m					R_h^{107}	26.4m				
S_r^{94}	2.01m					S_e^{81}	28.0m				
M_o^{105}	2.01m					B_r^{84}	35.0m				
R_b^{90}	2.76m					P_r^{146}	38.0m				
B_r^{85}	3.01m					T_e^{134}	44.6m				
C_e^{145}	3.01m					T_e^{131a}	47.9m		I		
K_r^{89}	3.21m					C_s^{138}	48.9m	O			
S_b^{133}	4.11m					S_n^{126}	50.0m				
X_e^{137}	4.26m		C			S_n^{130}	56.9m				
S_b^{132}	4.29m					T_e^{133}	1.09h				
R_u^{107}	5.98m					S_b^{130}	1.11h				
B_a^{142}	7.00m					T_e^{133m}	1.12h				
S_r^{93}	7.00m					S_b^{128}	1.20h				
C_s^{139}	10.1m					K_r^{87}	1.30h		CH	C	
Y^{95}	10.5m					L_a^{142}	1.34h				
M_o^{102}	11.6m					B_a^{139}	1.58h		IH		
T_c^{102a}	11.6m					I^{134}	1.60h	O			
T_c^{105}	12.0m					N_d^{149}	2.00h				
C_e^{146}	14.0m					S_n^{127}	2.06h				
R_b^{91}	14.2m					T_c^{101}	2.63h				
M_o^{101}	15.0m					B_r^{83}	2.72h				
N_d^{151}	15.0m					S_r^{92}	2.72h				
T_c^{102b}	16.0m					K_r^{88}	2.80h	BO	CH	C	
X_e^{138}	17.1m	BO	C			R_b^{88}	3.10h	O			
B_a^{141}	17.9m					T_e^{131m}	3.26h		I		

T_e^{131b}	3.30 h		I			P_r^{143}	15.4 d		I		II
L_a^{141}	4.10 h					C_e^{141}	32.1 d		IH		II
S_b^{129}	4.20 h					T_e^{129b}	33.0 d		I		II
K_r^{83m}	4.21 h		C			T_e^{129m}	33.1 d		IH		
K_r^{85m}	4.45 h		C	C	I	R_u^{103}	39.9 d	R	I		II
R_h^{105m}	4.51 h					R_h^{103m}	39.9 d				
R_u^{105}	4.66 h					S_r^{89}	51.1 d	W	IH		II
T_e^{129a}	5.23 h		I		II	Y^{91}	61.7 d		IH		III
P_r^{145}	6.05 h					Z_r^{95}	65.2 d	R	IH		III
Y^{92}	6.29 h					N_b^{95m}	69.2 d				
I^{135}	6.73 h	MO	I	I		N_b^{95}	100 d	R	I		II
X_e^{135m}	6.97 h		C	C		T_e^{127b}	105 d		I		II
S_b^{126}	9.82 h					T_e^{127m}	109 d		I		
S_r^{91}	9.97 h	M	I			C_e^{144}	285 d	W	IH		III
Y^{93}	10.1 h					P_r^{144}	285 d		I		
Y^{91m}	10.6 h		I			R_h^{106}	1.00 y		I		
X_e^{135}	15.8 h	EO	C	C		R_u^{106}	1.00 y	W			II
Z_r^{97}	17.0 h		I			P_m^{147}	2.55 y		I		III
N_b^{97m}	17.0 h		I			K_r^{85}	10.5 y		C		
N_b^{97}	18.3 h		I			C_s^{137}	27.0 y	W	IH	Cl	II
I^{133}	21.0 h	EMO	I	I		S_r^{90}	28.0 y	WR	IH		III
P_m^{151}	1.18 d					Y^{90}	28.0 y		I		
C_e^{143}	1.39 d		I			B_a^{137m}	33.0 y		I		
R_h^{105}	1.65 d		I			S_m^{151}	73.0 y				
S_m^{153}	1.96 d					C_s^{135}	2.6×10^6y			Cl	
P_m^{149}	2.33 d		I			I^{129}	1.7×10^7y			Cl	
M_o^{99}	2.83 d					R_b^{87}	6.2×10^{10}y			Cl	
T_c^{99m}	3.09 d					K_r^{83}	∞y			Cl	
X_e^{133m}	3.17 d		C	C		K_r^{84}	∞y			Cl	
T_e^{132}	3.25 d	W	I			K_r^{86}	∞y			Cl	
I^{132}	3.34 d		IH	I		R_b^{85}	∞y			Cl	
S_b^{127}	3.78 d					I^{127}	∞y			Cl	
T_e^{127a}	4.09 d		I		II	X_e^{131}	∞y	E		Cl	
X_e^{133}	6.17 d	E	CH	C		X_e^{132}	∞y			Cl	
I^{131a}	8.07 d	WSERM	IH	I	II	X_e^{134}	∞y			Cl	
I^{131b}	8.18 d	WSERM	IH	I	II	X_e^{136}	∞y			Cl	
N_d^{147}	11.6 d		I		II	C_s^{134}	∞y	R		Cl	
B_a^{140}	12.8 d	RM	IH		II	C_s^{136}	∞y		H		
L_a^{140}	14.5 d	R	IH		II						

記号の意味

T_p；親核半減期
T_a；娘核半減期
W ; Windscale No. 1
S ; SL-1
E ; EL-3
B ; BORAX-IV

R ; SRE
M ; MTR
O ; ORR
C ; Cloud
I ; Inhalation
H ; Hydrospheric

Cl ; Cladding Failure

ICRP の欄については
I ; 軽度の危険
II ; 中程度の危険
III ; 高度の危険

考慮した点は次のようである。

2.1 崩壊系列の親娘近似

事故時に放射性核種がいろいろの安全防護壁を通り抜けて，やがて人体に害を及ぼすに至るまでの時間は，親核の平均寿命とほぼ同程度になることがある。そこで親核の寿命を考慮して崩壊系列の長さは2代とするが，祖父母核は次に述べる理由によりこれを省略した。

(1) 奇数核の場合。 一般的傾向として，同一系列の中で世代が一代若くなると寿命は1桁程度長くなる。よってある核が問題になるとき，その祖父母核の寿命はゼロとみて差しつかえない。

(2) 2重偶数核の場合。 この種の核は比較的安定で寿命が長く，その生成崩壊が問題になる時間領域においては，親その他に関係なく自分自身の崩壊常数をもって生成崩壊するとみなされる。

(3) 2重奇数核の場合。 この種の核は非常に不安定で寿命が短く，かつ親の寿命が非常に長いので，親の崩壊常数をもって減衰していくとみなしてよい。

以上に述べた崩壊系列のモデルによって計算を進めていくので，その計算結果の解釈には次の事柄に注意していただきたい。すなわち，核分裂生成物の崩壊系列にみられる全体的傾向から親―娘系近似の妥当性を引き出しているので，これをもとにして導かれる結論は統計的性質の強いものになり，したがって統計的効果が支配的になる場合（例えば γ-線の全エネルギー放射率）ほどよいということである。もし，ごく少数の核種しか計算結果に影響しないことになるならば，改めてもっと複雑な崩壊系列を考慮しなければならない場合もあり得よう。

2.2 核種表（表1）の作製

核種表は大てい質量数の順に核種名を並べているが，災害解析では半減期の増す順に並べるのも便利であると考えられる。例えば，格納容器からの漏洩についての時定数と崩壊の時定数との大小関係によって格納容器の効能が変わってくるので，どこから先の核種がある漏洩率を持った格納容器によって強く抑えられるかが一目でわかるようになる。

いろいろの防護壁を通過するに要する時間と娘核の半減期との大小関係が重要であるから，娘核自身の半減期に着目するより親核の半減期（T_p）と娘核のそれ（T_d）との和（$T=T_p+T_d$）に着目した方がよいように思われる。

以上のような考察から，核種表をつくるのに最も参考になる資料は Perkins と King のもの[1]であると考え，これに Anderson のサバナ号解析例[4]を加味し，さらに核種を累加半減期（$T=T_p+T_d$）の順に並べかえて表1を作製した（但し，Perkins らのデータにある I^{131a} の λ_2 の値 1.96×10^{-7} は他のデータ[2),3)]と大幅に違うので，これを 9.96×10^{-7} と変えた）。

2.3 実際の事故およびサバナ号の解析で重視された核種

核種名が揃ったので実際の事故において放散された核種[5]およびサバナ号の解析[6]で重要と思われた核種を表1に書きこみどの辺に位するかを調べてみた。表1は半減期の順に作られているので，事故例を核種の寿命という観点から眺めることになる。表1をみると放散する核種の寿命が事故の種類や炉の運転履歴などと強く関係していることがわかるとともに，サバナ号の解析が非常に広い範囲にわたって核種をとりあげていることが知れる。

参考のため，ICRP が有害と指定した核種を表1に載せておいた[7]。なお，表1にはサバナ号の遮蔽計算でとりあげた核種のうち何個かは省略してある。そのわけは Perkins らの遮蔽用データが，オークリッジの実験結果と矛盾しないことが示され，その適用範囲を短時間領域へ拡張する方法がわかってきたからである[8]。

2.4 サバナ号の安全解析における核種の取り扱い方について

核種の種類は，燃料溶融（崩壊熱による）に関係する非常に短寿命のものから，被ばく量（遮蔽，大気放散）を支配する中寿命のもの，さらには燃料被覆破損の原因になる非常に長寿命のものまでに及んでいる。また実際の事故例からみても，BORAX-IV では燃料欠陥による事故において比較的短寿命の希ガスが放出されたのに対し，長時間運転後に燃料溶融を起したウインズケール No. 1 では寿命の長い I^{131} や $S_r{}^{90}$ などが問題になった。ところでサバナ号の解析で特に重要と考えられている核種は，寿命がこれらの事故例で問題になったもののちょうど中間にしぼられている。ここまでしぼる経過を調べてみると，およそ次のようなことが察せられる。

表1からわかるように，解析の当初（ORNL-2867）においては，実際の事故例で検出された核種および ICRP で重視された核種は全部とりあげている。すなわち，事故例，フィルタの有無，核種の成生率および γ 線 β 線のエネルギーなどによって，核種の種類を

あまり限定しなかったと思われる。多くの核種をとりあげて，これに長時間運転後とか，24時間被ばくとか，あるいはフィルタの効率とかいった条件をつけて忠実に計算を遂行し，各ケースにおける重要核種を見出している。こうして重要核種が見出されると，その後は，これら選ばれた核種のみを対象として，先の計算（ORNL-3361）に進んでいる。

2.5 表1の適用限界

この表は主に Perkins らの論文[1]によったものなので，事故直後（0～10分）の遮蔽計算や崩壊熱の計算には十分でない。このような短寿命核種には未だに明らかでないものがあるから，核種別に計算するより，他の方法，例えば，Knabe と Putnanr が行なったように，実験結果を適当に処理して Perkins らの計算結果に接続させる方がよい[8]。

3. 出力履歴の効能と限界

入出港時の出力変化によって，炉心の放射能の強さがいかに増減するかを把握しておくことは，原子力船の安全性に関する諸問題を議論するうえに重要である。そこで，まず解析的に一般的結論を導き，つぎに実際的な例について数値計算を行なってみた。そして最後に，入港時の放射能内蔵量や放射線エネルギー放射率をある条件の下に最小にするような出力履歴について検討した。

3.1 出力履歴についての一般論

3.1.1 基本方程式とその解

P_u^{239} の分裂から生じる核種の生成率が U^{235} のそれと同じであると近似する他，核分裂生成物の燃料被覆からの流出と遅発中性子の影響を無視すると，炉心に内蔵されている核種の放射能の経時変化は次の方程式に従う。

$$\frac{dQ_p}{dt}=-\Lambda_pQ_p+\lambda_pY_pFP \text{（親核）} \quad \cdots\cdots(1)$$

$$\frac{dQ_d}{dt}=-\Lambda_dQ_d+\lambda_dY_dFP+\beta\lambda_dQ_p \text{（娘核）} \quad \cdots\cdots(2)$$

$$\Lambda_p\simeq\lambda_p+\sigma_p\phi \quad \cdots\cdots(3)$$

$$\Lambda_d\simeq\lambda_d+\sigma_d\phi \quad \cdots\cdots(4)$$

ここで，記号の意味は次の通りである。

F ：出力（Mw）から放射能（キュリー）への換算率
　$F=8.65\times10^5$ キュリー/Mw

Q_p：炉内の親核放射能の強さ（キュリー）

Q_d：　〃　娘　〃

P ：炉の熱出力（Mw）

t ：時間（sec）

Y_p：親核の生成率（小数）

Y_d：娘核の独立生成率（小数）

β ：崩壊の分枝率（小数）

λ_p：親核の崩壊常数（sec^{-1}）

λ_d：娘　〃

σ_p：親核の中性子吸収断面積（cm^2）

σ_d：娘　　〃

ϕ ：炉内の平均中性子束（$n\cdot sec^{-1}cm^{-2}$）

(1)式の解は線型方程式の公式により，

$$Q_p(t)=\exp\left(-\int_0^t\Lambda_pdt\right)\left[\lambda_pY_pF\int_0^tP\times\exp\left(\int_0^{t'}\Lambda_pdt\right)\quad dt'+Q_p(0)\right]$$

であるが，これを変形して，

$$Q_p(t)=Q_p(0)\exp\left(-\int_0^t\Lambda_pdt\right)+\int_0^tP(t')G_p(t,t')dt' \quad \cdots\cdots(5)$$

$$\text{但し，} G_p(t,t')=\lambda_pY_pF\exp\left(-\int_{t'}^t\Lambda_pdt\right) \quad \cdots\cdots(6)$$

とも書かれる。(5)式の第1項は最初（$t=0$）に $Q_p(0)$ あった放射能のうち時刻 t まで残るものを表わし，第2項は出力 P によって蓄積された放射能が時刻 t における放射能に寄与する分を示している。$G(t,t')$ は時刻 t' における出力 $P(t')$ が時刻 t の放射能 $Q(t)$ に寄与する割合を表わしている。

(2)式も同様に解けて，

$$Q_d(t)=Q_d(0)\exp\left(-\int_0^t\Lambda_ddt\right)+\int_0^tP(t')G_d(t,t')dt'+\frac{\beta}{Y_dF}\int_0^tQ_p(t')G_d(t,t')dt \quad \cdots\cdots(7)$$

$$\text{但し，} G_d(t,t')=\lambda_dY_dF\exp\left(-\int_{t'}^t\Lambda_ddt\right) \quad \cdots\cdots(8)$$

が得られる。(7)式の第1項と第2項は親核のときと同様に解釈され，第3項は親の崩壊が娘の崩壊に寄与する量を与えている。

以下，(5)式と(7)式から導かれる要点を調べてみる。

3.1.2 瞬間的出力から生成される放射能

親核のインパルス応答は(5)式において $Q_p(0)$ をゼロとおき，$P(t)$ を単位インパルスにとれば得られる。すなわち，

$$Q_{pi}(t)=\lambda_pY_pF\exp\left(-\int_0^t\Lambda_pdt\right) \quad \cdots\cdots(9)$$

同様に娘核のインパルス応答は(7)式において $Q_p(0)$

$=0$, $Q_d(0)=0$, $P(t)=$単位インパルスとすれば得られる。すなわち，

$$Q_{di}(t)=\lambda_d Y_d F\exp\left(-\int_0^t \Lambda_d dt\right)+\beta\lambda_p\lambda_d Y_p F$$
$$\times\exp\left(-\int_0^t \Lambda_d dt\right)$$
$$\times\int_0^t \exp\left(-\int_0^{t'}(\Lambda_p-\Lambda_d)\,dt\right)dt' \quad \cdots\cdots(10)$$

第2項をさらに変形すると，

$$Q_{pi}(t)\cdot\beta\lambda_d\int_0^t \exp\left(\int_{t'}^t(\Lambda_p-\Lambda_d)\,dt\right)dt' \quad \cdots\cdots(11)$$

になり，親核放射能のインパルス応答と娘核放射能のインパルス応答の関係が得られる。

3.1.3 長寿命放射能の蓄積量

S_r^{90} や燃料ギャップに蓄積されて被覆内圧の上昇を起こさせる安全核 K_r^{86} などの崩壊常数は非常に小さい。このようなときには(6)式および(8)式の積分 $\int_0^t \Lambda_p dt$ などはゼロとみてさしつかえない。このとき親の放射能の蓄積量は出力 P の積分値に比例することが(5)式から示される。すなわち，親の放射能は

$$Q_p(t)\simeq\lambda_p Y_p F\int_0^t P(t)\,dt \quad \cdots\cdots(12)$$

で近似される。(12)式を微分すれば $P(t)$ が階段状に変ったとき，そこで $Q_p(t)$ の勾配が急に変り折れ曲がることがわかる。

娘核の放射能は (7) 式から，

$$Q_d(t)\simeq\lambda_d Y_d F\int_0^t P(t)\,dt+\beta\lambda_d\int_0^t Q_p(t)\,dt \quad \cdots\cdots(13)$$

になる。(12) 式と (13) 式の意味を言葉でいうと，放射能の蓄積量は，もし出力および親核の時間的変動がその放射能の半減期に比べてかなり短い時間内に起こるものならば，その出力を親核の変動の函数型にはほとんど依存せず，ただその時間積分値のみに依存する。

3.1.4 短寿命放射能の蓄積量

この場合には，λ_p や λ_d が大きいので，(5) 式の積分は t' が t に近いところの $P(t')$ で決まってしまう。すなわち，積分記号の外へ $P(t)$ を出すことができて (5) 式は

$$Q_p(t)\simeq Y_p F P(t) \quad \cdots\cdots(14)$$

とかかれる。

娘核についても同様のことがいえて，

$$Q_d(t)\simeq Y_d F P(t)+\beta Q_p(t) \quad \cdots\cdots(15)$$

が得られる。

よって，短寿命放射能のある時刻における内蔵量は，そのときの出力と親核放射能の瞬間値によってきまるといえる。

3.1.5 まとめ

以上をまとめて，原子力船の入港時における出力履歴の効能とその限界について次のような見通しを立てることができる。

長寿命放射能の場合。　内蔵量は主に出力の積分値に依存するので入出港時の出力増減にほとんど無関係ゆえ，出力履歴の効果を期待できない。

短寿命放射能の場合。　内蔵量は主に出力の瞬間値に依存するので，入出港時の出力の増減通りに変化する。よって，出力履歴の効果を見かけ通り期待できる。

中寿命放射能の場合。　この種の放射能は入出港に要する時間と同程度の半減期をもっているから，各ケースごとに数値計算してみる必要がある。

3.2 階段状の出力履歴について

入出港時の出力は階段的に変化するとみるのが実際的であろう。そこで，図1のような出力履歴を例にとって，放射能内蔵量や炉心の放射線エネルギー放射率が，全出力運転時に比べてどの程度減少するか，および，われわれが予想しなかった傾向が現われないかどうかの2点を検討した。便宜上この報告では，図1に示された出力履歴を次のような部分出力履歴に分けて呼ぶことにする。

第1履歴：出力　35 Mw, 運転時間 2 年間(航海)
第2履歴：　〃　17.5 Mw,　　〃　　5 時間(入港)
第3履歴：　〃　5.25 Mw,　　〃　　5 日間(停泊)
第4履歴：　〃　17.5 Mw,　　〃　　15時間(出港)

3.2.1 放射能内蔵量を与える式

各部分履歴内では，出力が一定であるから(5)式は容易に積分できる。第 n 履歴内での親核および娘核の放射能はそれぞれ次式で与えられる。

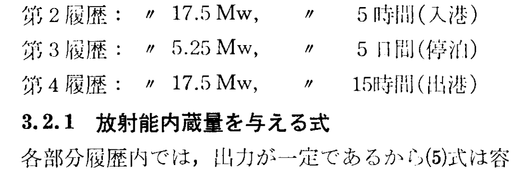

図 1　出力履歴の例

$$Q_{p\cdot n}(t)=\frac{\lambda_p Y_p F P_n}{\Lambda_p}[1-\exp(-\Lambda_p t)]$$
$$+Q_{p\cdot n}(0)\exp(-\Lambda_p t) \qquad \cdots\cdots(16)$$

$$Q_{d\cdot n}=\frac{\lambda_d Y_d F P_n}{\Lambda_d}[1-\exp(-\Lambda_d t)]$$
$$+Q_{d\cdot n}(0)\exp(-\Lambda_d t)$$
$$+\frac{\lambda_p\lambda_d\beta Y_p F P_n}{\Lambda_p\Lambda_d}\left\{1-\exp(-\Lambda_d t)+\frac{\Lambda_d}{\Lambda_p-\Lambda_d}\right.$$
$$\left.\times[\exp(-\Lambda_p t)-\exp(-\Lambda_d t)]\right\}$$
$$-\frac{\beta\lambda_d Q_{p\cdot n}(0)}{\Lambda_p-\Lambda_d}[\exp(-\Lambda_p t)-\exp(-\Lambda_d t)]$$
$$\cdots\cdots(17)$$

但し，時間 t は第 n 履歴の初めを原点としている。$Q_{p\cdot n}(0)$ と $Q_{d\cdot n}(0)$ は第 n 履歴の初期値，したがって第 n-1 履歴の最終値である。

中性子の吸収がないとき，または中性子束の小さいときには(16),(17)式はさらに簡単になる。すなわち，

$$Q_{p\cdot n}=Y_p F P_n[1-\exp(-\lambda_p t)]$$
$$+Q_{p\cdot n}(0)\exp(-\lambda_p t) \qquad \cdots\cdots(16)'$$

$$Q_{d\cdot n}=Y_d F P_n[1-\exp(-\lambda_d t)]$$
$$+Q_{d\cdot n}(0)\exp(-\lambda_d t)$$
$$+\beta Y_p F P_n\left\{1-\exp(-\lambda_d t)+\frac{\lambda_d}{\lambda_p-\lambda_d}\right.$$
$$\left.\times[\exp(-\lambda_p t)-\exp(-\lambda_d t)]\right\}$$
$$-\frac{\beta\lambda_d Q_{p\cdot n}(0)}{\lambda_p-\lambda_d}[\exp(-\lambda_p t)-\exp(-\lambda_d t)]$$
$$\cdots\cdots(17)'$$

なお，もしデータの上で $\lambda_p=\lambda_d$ であれば (17)′ を次の式に変えて数値計算しなければならない。

$$Q_{d\cdot n}=Y_d F P_n[1-\exp(-\lambda_d t)]+Q_{d\cdot n}(0)\exp(-\lambda_d t)$$
$$+\beta Y_p F P_n\{1-(1+\lambda_d t)\exp(-\lambda_d t)\}$$
$$+\beta Q_{p\cdot n}(0)\lambda_d t\exp(-\lambda_d t) \qquad \cdots\cdots(17)''$$

炉心に内蔵されている全放射能は上記の核種別放射能の総和であるから，電子計算機を使えば容易に求めることができる。

3.2.2 応答の特徴

（i） 親核放射能の場合

$t\to 0$ のとき，(16)式は

$$Q_{pn}=Y_p F P_n \lambda_p t+Q_{pn}(0)(1-\Lambda_p t) \qquad \cdots\cdots(18)$$

になるから，親核放射能は時間に比例して直線的に蓄積される。しかし減衰作用は中性子の吸収分だけ蓄積作用より強い。

$t\to\infty$ のときには，生成と減衰が平衡状態に達し，定常値（飽和値）は

$$Q_{pn}(\infty)=\frac{\lambda_p Y_p F P_n}{\Lambda_p} \qquad \cdots\cdots(19)$$

で与えられる。さらに，中性子の吸収がないとときには

$$Q_{pn}(\infty)=Y_p F P_n \qquad \cdots\cdots(20)$$

となるから，放射能の強さは崩壊常数によらない。すなわち生成率さえ同じなら，十分長時間運転したのちの放射能は長寿命のものも短寿命のものも同じ強さになる。寿命によって変わるのは核種の内蔵量 N_p であって，これは寿命が長いほど大きい。式で示せば(20)式より，

$$N_{pn}(\infty)=\frac{Y_p F P_n}{\lambda_p} \qquad \cdots\cdots(21)$$

である。

$t=\dfrac{M}{\Lambda_p}$ のときの放射能は(16)式により

$$Q_{pn}\left(\frac{M}{\Lambda_p}\right)=(1-\exp(-M))Q_{pn}(\infty)$$
$$+Q_{pn}(0)\exp(-M) \qquad \cdots\cdots(22)$$

で与えられる。M に 2，3 の値を入れると次のようになる。

$$\left.\begin{aligned}Q_{pn}\left(\frac{1}{\Lambda_p}\right)&=0.632\,Q_{pn}(\infty)\\&\quad+0.368\,Q_{pn}(0)\\Q_{pn}\left(\frac{2}{\Lambda_p}\right)&=0.865\,Q_{pn}(\infty)\\&\quad+0.135\,Q_{pn}(0)\\Q_{pn}\left(\frac{3}{\Lambda_p}\right)&=0.950\,Q_{pn}(\infty)\\&\quad+0.0498\,Q_{pn}(0)\end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots(22)'$$

出力が階段状に変化した瞬間に放射能が増減する向きは，(16)式の $t=0$ における微係数によってきまる。すなわち，

$$\left.\begin{aligned}&P_n>\frac{\Lambda_p Q_{pn}(0)}{\lambda_p Y_p F}\ \text{いいかえれば}\\&\qquad Q_{pn}(\infty)>Q_{pn}(0)\ \text{のとき増加}\\&P_n=\frac{\Lambda_p Q_{pn}(0)}{\lambda_p Y_p F}\ \text{いいかえれば}\\&\qquad Q_{pn}(\infty)>Q_{pn}(0)\ \text{のとき不変}\\&P_n<\frac{\Lambda_p Q_{pn}(0)}{\lambda_p Y_p F}\ \text{いいかえれば}\\&\qquad Q_{pn}(\infty)<Q_{pn}(0)\ \text{のとき減少}\end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots(23)$$

する。出力が減れば常に放射能も減るとは限らない。

中性子吸収のない ($\sigma_p=0$, $\Lambda_p=\lambda_p$) ときには，親放

射能は一次おくれになるから，インパルス応答（(9)式）またはインデシアル応答（(16)′ 式の第1項）さえわかっていれば，階段函数に対する応答を容易に求めることができる。例えば，直観的にもわかることであるが，第2履歴の放射能は第1履歴の放射能を与える式 Q_{p1} を用いて次の型にかきうることが(5)式から導かれる。

$$Q_{p2}(t)=Q_{p1}(t)-\frac{P_1-P_2}{P_1}Q_{p1}(t-T) \qquad \cdots\cdots(24)$$

ここに，時間 t の原点は第1履歴の起点にあり，T は第2履歴の起点の時間である。但し $Q_{p1}(0)=0$ とする。

（ii） 娘核放射能の場合

核分裂から直接生成される分については親核の場合と全く同じであるから，ここでは親経由のもの，すなわち(17)式の第3項以下についてだけとりあげる。

$t\to 0$ のとき(17)式は

$$Q_{dn}=\frac{\beta Y_pFP_n\lambda_p\lambda_d}{2}t^2+\beta Q_{dn}(0)$$
$$\times\left\{\lambda_dt-\frac{1}{2}\lambda_d(\Lambda_p+\Lambda_d)t^2\right\} \qquad \cdots\cdots(25)$$

になる。(25)式が(18)式より1次高いのは娘核の放射能は親核放射能と積分関係にあるからである。

$t\to\infty$ のときには，

$$Q_{dn}(\infty)=\left(\frac{\lambda_dY_d}{\Lambda_d}+\frac{\lambda_p\lambda_d\beta Y_p}{\Lambda_p\Lambda_d}\right)FP_n \qquad \cdots\cdots(26)$$

が得られ，さらに中性子の吸収のないときは，

$$Q_{dn}(\infty)=(Y_d+\beta Y_p)FP_n \qquad \cdots\cdots(27)$$

になる。

次に，親核の崩壊から生成される娘核放射能の時間おくれについて調べてみる。(17)式の第3項以下を変形すると，

$$Q_{p\to d\cdot n}=\frac{\lambda_pY_pFP_n}{\Lambda_p}\cdot\frac{\beta\lambda_d}{\Lambda_d}\left\{1-\left(\frac{\Lambda_d}{\Lambda_d-\Lambda_p}\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{\Lambda_p}{\Lambda_d-\Lambda_p}\exp(-(\Lambda_d-\Lambda_p)t)\right)\exp(-\Lambda_pt)\right\}$$
$$\times\frac{\beta\lambda_dQ_{pn}(0)}{\Lambda_d-\Lambda_d}(1-\exp(-(\Lambda_d-\Lambda_p)t))$$
$$\times\exp(-\Lambda_pt)$$

とかけるから，$\Lambda_d\gg\Lambda_p$（一般に2重奇数のとき）で，かつ $(\Lambda_d-\Lambda_d)t\gg 1$ のときには，上式は近似的に

$$Q_{p\to d\cdot n}\simeq\frac{\lambda_d}{\Lambda_d}\left[\frac{\lambda_p\beta Y_pFP_n}{\Lambda_p}\right.$$
$$\times\left\{1-\exp\left(-\Lambda_p\left(t-\frac{1}{\Lambda_d}\right)\right)\right\}+\beta Q_{p\cdot n}(0)$$
$$\left.\times\exp\left(-\Lambda_p\left(t-\frac{1}{\Lambda_d}\right)\right)\right] \qquad \cdots\cdots(28)$$

とかける。$t=M\left(\frac{1}{\Lambda_p}+\frac{1}{\Lambda_d}\right)$ において(28)式は

$$Q_{p\to d\cdot n}\simeq(1-\exp(-M))Q_{p\to d\cdot n}(\infty)$$
$$+\frac{\lambda_d\beta Q_{pn}(0)}{\Lambda_d}\exp(-M) \qquad \cdots\cdots(28)'$$

になる。(28)′ 式の値は (22)′ 式を参考にして容易に求められる。(28)式を(16)式と比べると，娘核の放射能は親核の放射能の減衰常数をもって増減すること，および親核の経時変化から自身の平均寿命だけおくれていることが知れる。

これと逆に，$\Lambda_d\ll\Lambda_p$（一般に2重偶数核および奇数核）で，かつ $(\Lambda_p-\Lambda_d)t\gg 1$ のときには，娘核放射能の増減は娘核の減衰常数で支配され，親核放射能に関する時間おくれは親核放射能の平均寿命 $\frac{1}{\Lambda_p}$ であることが示される。すなわち，(17)式の第3項以下は次式で近似される。

$$Q_{p\to d\cdot n}\simeq\frac{\lambda_p}{\Lambda_p}\left[\frac{\lambda_d\beta Y_dFP_n}{\lambda_d}\right.$$
$$\times\left\{1-\exp\left(-\Lambda_d\left(t-\frac{1}{\Lambda_p}\right)\right)\right\}+\frac{\lambda_d\beta Q_{pn}(0)}{\lambda_p}$$
$$\left.\times\exp\left(-\Lambda_d\left(t-\frac{1}{\Lambda_p}\right)\right)\right] \qquad \cdots\cdots(29)$$

$t=M\left(\frac{1}{\Lambda_p}+\frac{1}{\Lambda_d}\right)$ のとき，(29)式は

$$Q_{p\to d\cdot n}\simeq(1-\exp(-M))\,Q_{p\to d\cdot n}(\infty)$$
$$+\frac{\lambda_d\beta Q_{pn}(0)}{\Lambda_p}\exp(-M) \qquad \cdots\cdots(29)'$$

になる。(29)′ 式の値は (22)′ 式を参考にして容易に求められる。(29)式の第2項は $\frac{\lambda_d}{\lambda_p}\ll 1$ のゆえに $Q_{pn}(0)$ よりはるかに小さい。よって，炉の停止時に存在する短寿命核種から生じる娘核の放射能は一般に重要でないといえる。

特別な場合として (17)″ 式のように $\lambda_p=\lambda_d$ のときには，一定の時間おくれは得られない。あえて書き下せば，時間おくれ L は，

$$L=\frac{1}{\lambda_d}\ln(\lambda_dt) \qquad \cdots\cdots(30)$$

になり，対数グラフ上で一定値に近づく。親経由で生成される放射能は $t=\frac{M}{\lambda_d}$ のとき (17)″ 式により，

$$Q_{p\to d\cdot n}=\{1-(1+M)\exp(-M\}Q_{p\to d\cdot n}(\infty)$$
$$+\beta Q_{pn}(0)M\exp(-M) \qquad \cdots\cdots(31)$$

で与えられる。

第 n 履歴に入った直後の娘核放射能の増減の向きは(17)式の $t=0$ における微係数によってきまる。すなわち,

$$\left.\begin{array}{ll} P_n>\dfrac{\Lambda_d Q_{dn}(0)-\beta\lambda_d Q_{pn}(0)}{\lambda_d Y_d F} & \text{のとき増加} \\ P_n= \quad 〃 & \text{不変} \\ P_n< \quad 〃 & \text{減少} \end{array}\right\} \quad \cdots\cdots(32)$$

する。第 n 履歴において娘核放射能が極値をとるとすれば,その時刻 t_m は(17)式の導函数がゼロになるときである。すなわち,

$$t_m=\frac{1}{(\Lambda_p-\Lambda_d)}\ln\left(\frac{B}{A}\right) \quad \cdots\cdots(33)$$

但し, $A=(\Lambda_p-\Lambda_d)(\lambda_d Y_d F P_n-\Lambda_d Q_{dn}(0))+\lambda_p\lambda_d\beta Y_p F P_n-\beta\lambda_d\Lambda_d Q_{pn}(0)$,

$B=\lambda_p\lambda_d\beta Y_p F P_n-\beta\lambda_d\Lambda_p Q_{pn}(0)$.

t_m は娘放射能の生成と崩壊が等しくなる時刻を与えている。

(33)式の特別な場合として,事故後 ($P_n=0$) に親経由で生成される娘放射能の変化をとりあげてみる ($Q_{dn}(0)=0$)。(33)式により, t_m は

$$t_m=\frac{1}{\lambda_p-\lambda_d}\ln\frac{\lambda_p}{\lambda_d} \quad \cdots\cdots(34)$$

であり,娘核放射能の最大値は

$$Q_{p\cdot m}=\beta Q_p(0)\exp(-\lambda_p t_m) \quad \cdots\cdots(35)$$

で与えられる。娘核放射能の漸近曲線は

$$\left.\begin{array}{l} \dfrac{\beta\lambda_d Q_p(0)}{\lambda_p-\lambda_d}\cdot\exp(-\lambda_d t),\ (\lambda_p>\lambda_d) \\ \dfrac{\beta\lambda_d Q_p(0)}{\lambda_d-\lambda_p}\cdot\exp(-\lambda_p t),\ (\lambda_p<\lambda_d) \end{array}\right\} \quad \cdots\cdots(36)$$

であるが, $t=Mt_m$ における娘核放射能は,この漸近曲線に次の因数をかけたものになる。

$$\left.\begin{array}{l} 1-\left(\dfrac{\lambda_d}{\lambda_p}\right)^M,\quad (\lambda_p>\lambda_d), \\ 1-\left(\dfrac{\lambda_p}{\lambda_d}\right)^M,\quad (\lambda_p<\lambda_d). \end{array}\right\} \quad \cdots\cdots(37)$$

$\lambda_p=\lambda_d$ のときには,娘核放射能は

$$t_m=\frac{1}{\lambda_d} \quad \cdots\cdots(38)$$

のとき最大になり,そのときの値は

$$Q_{d\cdot m}=\beta Q_p(0)\cdot\frac{1}{e} \quad \cdots\cdots(39)$$

である。

階段状出力に対する応答は,親核の場合と同様,中性子の吸収のないとき,(7)式より

$$Q_{d2}(t)=Q_{d1}(t)-\frac{P_1-P_2}{P_1}Q_{d1}(t-T) \quad \cdots\cdots(40)$$

のようにかかれる。

(iii) 全核種の場合

階段状の出力変動に対する応答は(24)式および(40)式により

$$Q_{T2}(t)=Q_{T1}(t)-\frac{P_1-P_2}{P_1}Q_{T1}(t-T) \quad \cdots\cdots(41)$$

である。

長時間運転後の定常放射能レベルは

$$Q_T(\infty)=FP\left\{\sum_p\frac{\lambda_p Y_p}{\Lambda_p}+\sum_d\left(\frac{\lambda_d Y_d}{\Lambda_d}+\frac{\lambda_p\lambda_d\beta Y_p}{\Lambda_p\Lambda_d}\right)\right\} \quad \cdots\cdots(42)$$

で与えられる。但し $\sum\limits_p$ および $\sum\limits_d$ はそれぞれ親一代系および親―娘系についての和を意味している。中性子の吸収がないときには,

$$Q_T(\infty)=FP\left\{\sum_p Y_p+\sum_d(Y_d+\beta Y_p)\right\} \quad \cdots\cdots(43)$$

になる。すなわち,放射能の定常値は崩壊常数に無関係になる。崩壊常数は放射能が定常値に近づく速さに関係するだけである。

3.2.3 数値計算例

数値計算を Perkins と King のデータ[1)]をもとにして行なった。先にも述べたよのに Perkins のデータは 10^3sec より短寿命の核種に対しては不十分なので(しかし,いまのところ完全な核種別データは見当らない),ここに述べる計算結果は 10^3sec より短い寿命の核種については信頼性の低いものであることに十分注意されたい。

(i) 全出力運転で入港した場合

放射能内蔵量ゼロの状態から,出力 35 Mw で2年間連続運転した炉の放射能蓄積量の経時変化を計算してみた。図2は計算結果をグラフに書いたものであ

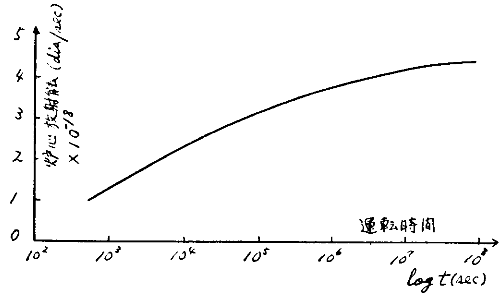

図 2 35 Mw 定常運転時の炉心放射能内蔵量

る。これからわかるように，1時間運転した後の放射能は，2年間運転したときのそれの40%にまで達している。そして，1ケ月間運転したときの放射能は90%に達しており，ほとんど2年間運転後と変わりがない。なお，核種別にみると，2年間運転後に飽和値に達していると見なしえない核種の放射能は表1の Ce^{144} あたりから下のものである ((22)′, (28)′ および (29)′ 参照)。

(ii) 短時間の全出力運転後，出力を下げた場合

35 Mw で2時間運転したあと，出力を 17.5 Mw に下げた例を計算してみた。計算結果の一例を図3に示す。これを見ると，出力が下がって後も依然増加し続ける核種 (Sr^{90} など) のあることがわかる。これは第1履歴を通じて蓄積された放射能のレベルが第2履歴の飽和放射能レベルより低くければ，概して放射能は増加し続けるからである ((23) 式，(32) 式参照)。出力低下後，前より低い放射能レベルに落ちつくのは主に半減期が2時間より短いもの，表1でいえば Nd^{149} あたりから上の核種ということになる。

(iii) 入出港時に出力を階段状に変えた場合

図1の出力履歴に対して計算した結果を図4に示す。図4は第2履歴以後の放射能増減が，第1履歴の長さ T_1 によっていかに変わるかを示すために，第2履歴の初期放射能の強さを 4.37×10^{18}dis/sec (35 Mw, 2年間運転後の放射能) まで上方にずらして揃えてある。

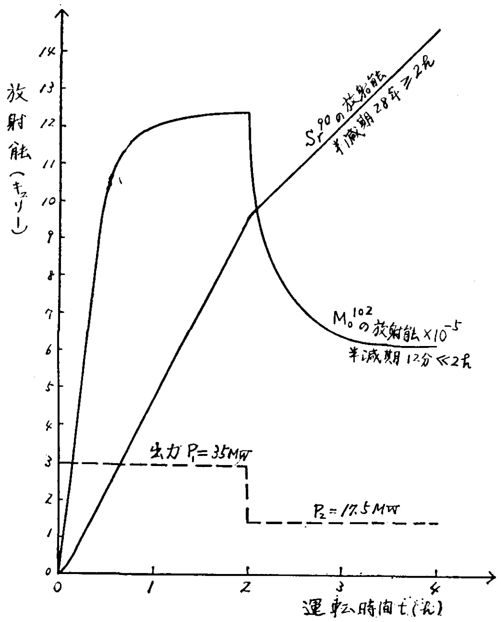

図 3 出力低下に伴なう放射能の増減

まず，第2履歴についてみると，第1履歴の長さ T_1 が第2履歴の長さ T_2 以上であれば ($T_1>5$ h)，放射能減衰の絶対量はほとんど T_1 に関係しなくなることがわかる。同様に，第3履歴についても，T_1 が T_3 以上になると ($T_1>5$ 日)，減衰量は T_1 に依存しなくなる。このような傾向は，他の出力履歴についての計算例でも現われている (ここには省略) ので次のようにいうことができる。

定常運転を t 時間したあとの，ある一定時間 $T<t$ にわたる複雑な出力履歴を通じての放射能の経時変化は，$t\gg T$ のときのそれを平行移動させることにより，かなりよく近似できる。

以上述べた事柄は，いいかえれば炉心に内蔵されている放射能を大別して，複雑な出力変化のみられる時間区間 T より長い寿命をもつ放射能とそれより短い寿命のものとに二分できることを意味している。そして，このとき複雑な出力履歴は T より短かい寿命の放射能に対して一種のフィルタの働きを現わし，これによって全体の経時変化の函数型がきまるとともに，T より長い寿命の放射能によって，その函数型のまま上下に平行移動されると見なせばよい。複雑な出力履歴に入いる前の定常運転の時間が長いほど長寿命放射能が多量に蓄積されるので，放射能の増減を示す曲線は上方へずらされる。

γ-線のエネルギー放射率についても同様の結果が得られ，その一例をあげると図5のようである。

その他，注意すべき点として，次のようなことがわかった。図4の $T_1=1$ 時間の場合には出力が 17.5Mw に下がると放射能もその直後に減少しはじめるがやがてゆっくりと増加の傾向へ転じている。これは短寿命核種の放射能は減少しているのに対し，長寿命の放射能は依然増加しつづけているためと考えられる。長寿命放射能の増加しつづける理由は，第1寿歴の持続時間が短かったために長寿命放射能の蓄積量が少なくて第1履歴の終りの長寿命放射レベルが第2履歴の定常長寿命放射能レベルに達していなかったからであると考えられる。よって，炉心の放射能全内蔵量は出力の減少に伴なって常に減少しつづけるとは限らない。
もう一つ注意すべき点は，図4の $T_1=2$ 年間の場合に，第4履歴に入ったあとで放射能が上方から定常値に近づくことである。これは2年間も運転したので長寿命放射能が多量に蓄積され，それが5日間程度の低

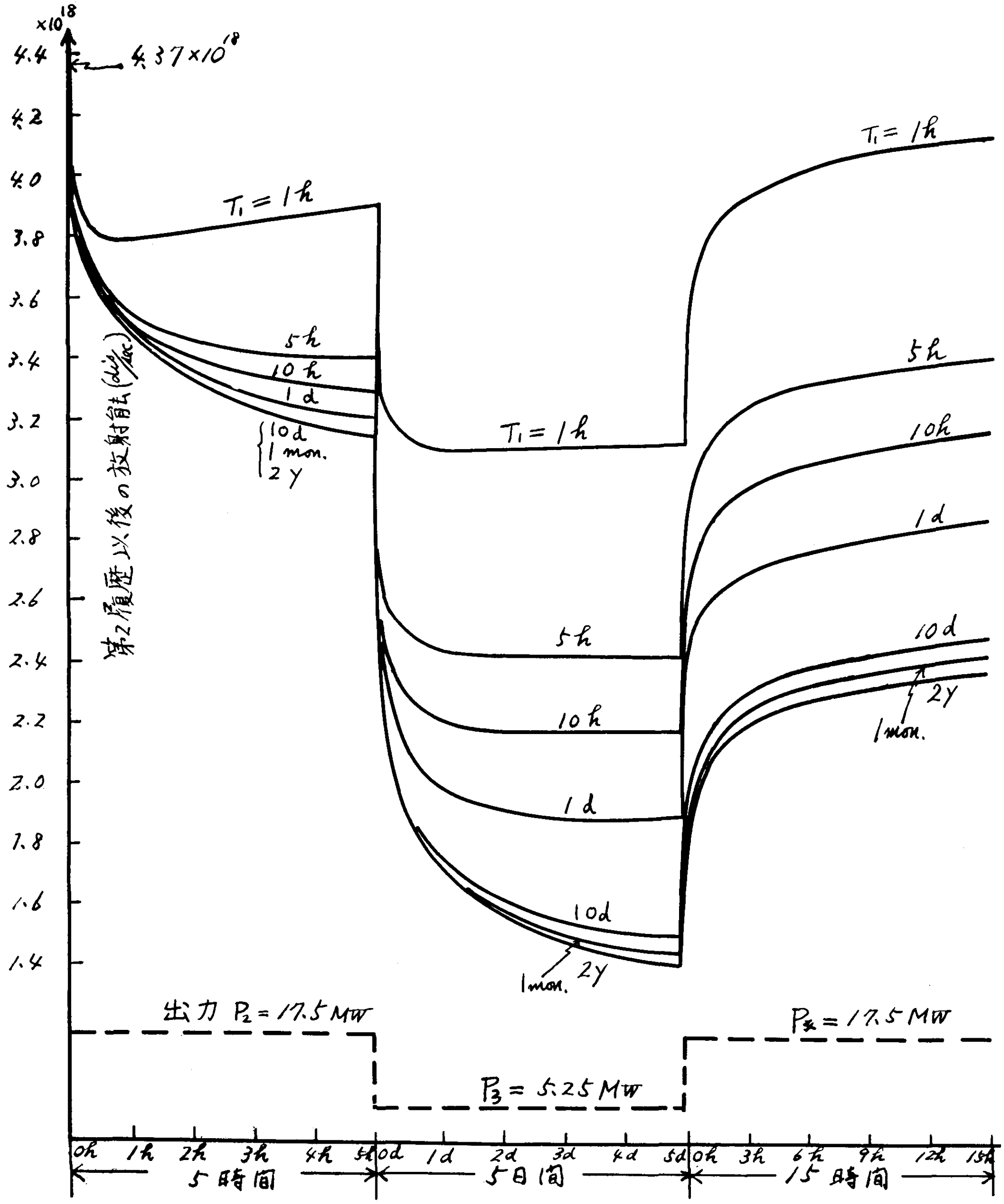

図 4　入港時放射能内蔵量に及ぼす入港前運転時間（T_1）の影響
（但し，入港前出力 P_1=35 Mw．減速開始点における放射能が 4.37×10^{18}dis/sec になるようにずらのて合せたもの）

出力運転中に減衰しきれずに残っているところへ，出港時の出力増加に伴なう短寿命放射能の急増が重なったためと考えられる。こうして，

放射能は炉の出力増加に伴なって常に下方から定常値に近づくとは限らない。

最後に，核種別放射能の増減についてみると，全出力２年間運転後に５時間の半出力運転した後で25％以上の減少が認められるのは，半減期が５時間以下のもの，表１でいえば，Te^{129a} より前のものである。半減期が３日以上の I^{131}，I^{132} および Kr^{85} については，

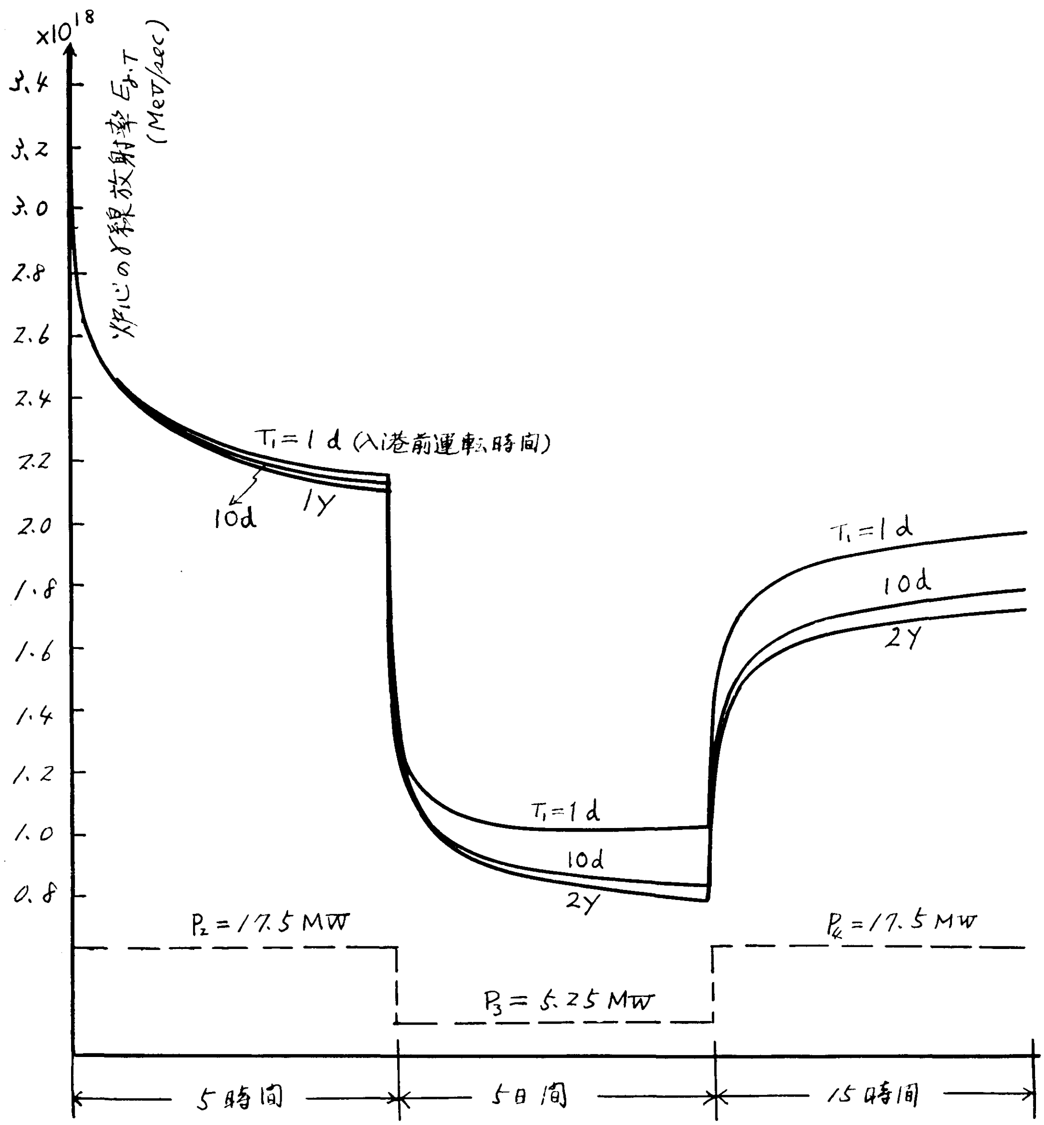

図 5 入港時 γ 線エネルギー放射率に及ぼす入港前運転時間の影響
（但し，入港前出力 $P_1=35$ Mw. 減速開始点における放射率が 3.35×10^{18}Mev/sec になるようにずらして合せてある）

ほとんど減少のあとが認められない。よって，

長寿命放射能に対する短時間低出力運転の効果は燃料被覆の破損や燃料溶融の原因になる崩壊熱を少なくするということにしか現われない。

3.3 放射能内蔵量またはエネルギー放射率を最小にする出力履歴について

大都市の近くで原子力船が万一の事故を起したとき，その災害が少しでも小さい方がよいことはいうまでもない。しかしまた港外で炉を止めておいて放射能レベルを下げてから入港するというのも不都合である。そこで，一つの試みとして，入港前に費す時間が同じである出力履歴のうちで，入港時の放射能内蔵量またはエネルギー放射率を最小にするような出力履歴を求めてみた。所要時間一定という条件下で，どれだけ出力履歴に期待できるかの限界を示そうとするものである。

そこで，問題を次のように設定してみた。

(a) 船は港から遠く離れたある点（A点とかく）まで長時間，出力 P_0 で運転してくる（図6）。

(b) A点（時間 $t=0$，距離 $x=0$）から出力を $P(t)$ に変えて港（$t=T$, $x=X$）に入ってくる。

(c) A点から港までを通じて出力は法外な値をとらない（例えば $P(t)\leqq P_0$）。

こうして，問題は，洋上のある点Aから港までの区間 X を，所要時間 T 一定の条件のもとに運転したとき，入港時の放射能内蔵量 $Q_{(T)}$ またはエネルギー放射能率 $E_{\beta+\gamma(T)}$ を最小にする出力曲線 $P_{0p}(t)\leqq P_0$ を求めることになる。

中性子吸収があると問題が複雑になるので，ここでは X_e^{135} を除外することとし，船の速さ v も $v=AP^{\alpha}$ ($\alpha\simeq 1/3$) で近似されるとする。以下，簡単な場合から考察してみよう。

3.3.1 親核一種類の場合

入港時の親核放射能は(5)式に $t=T$ を入れれば得られる。すなわち，

$$Q(T)=Q(0)\exp(-\lambda T)+\lambda YF\int_0^T P(t)\exp(-\lambda(T-t))dt \quad \cdots\cdots(44)$$

他方，所要時間一定の条件は

$$X=\int_0^T v(t)dt=A\int_0^T P(t)^{\alpha}\,dt \quad \cdots\cdots(45)$$

とかかれる。この条件下で $Q(T)$ を最小にする問題は結局

$$I=\int_0^T P(t)\exp(-\lambda t)\,dt$$

を

$$X=A\int_0^T P(t)^{\alpha}\,dt \text{ および } P(t)\leqq P_0$$

なる条件のもとで最小にする $P(t)$ を求める等周問題になる。

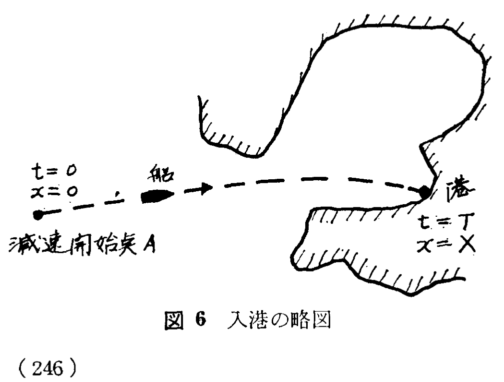

図 6 入港の略図

$P_{0p}\leqq P_0$ なる条件はあとで考えることにすれば，解は容易に得られて，

$$P_{0p}(t)=\overline{P}\left\{\frac{(\alpha\lambda T)/(1-\alpha)}{1-\exp(-(\alpha\lambda T)/(1-\alpha))}\times\exp(-(\alpha\lambda t)/(1-\alpha))\right\}^{1/\alpha} \quad \cdots\cdots(46)$$

である。但し，$\overline{P}=\left(\dfrac{X}{AT}\right)^{1/\alpha}$ すなわち，$\overline{P}$ はA点と港の間を所要時間 T で等速運転するに要する出力である。$\alpha=1/3$ のとき(46)式は，

$$P_{0p}(t)=\overline{P}\left(\frac{\lambda T/2}{1-\exp(-(\lambda T/2))}\right)^3\times\exp(-3/2\lambda t) \quad \cdots\cdots(47)$$

になる。

さて，$\lambda T\to 0$ のとき $P_{0p}\to\overline{P}$(図7)。これは長寿命放射能の内蔵量は主に出力の積分値によってきまり，その積分値は T=一定なる条件下では P=一定のとき最小になるからである。

$\lambda T\to\infty$ のとき $P_{0p}(0)\to\infty$, $P_{0p}(T)\to 0$ (図7)。よって，短寿命放射能は入時港時に非常に少なくなるであろうが，これに対応する出力 P_{0p} はA点の近くで P_0 より大きくなってしまう。

$P_{0p}(t)$ によって生成される放射能 $Q_{0p}(t)$ は (47) 式を (44) 式に代入して得られる。$Q_{0p}(t)$ の概形を図

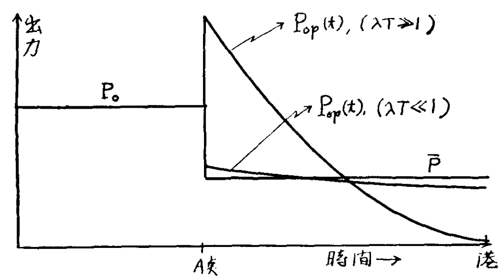

図 7 P_{0p} に及ぼす λ の影響

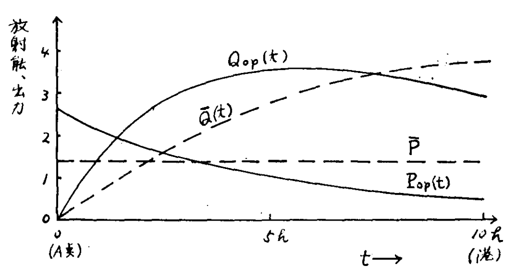

図 8 放射能内蔵量の経時変化の傾向
(但し，$\overline{Q}(0)=0$)

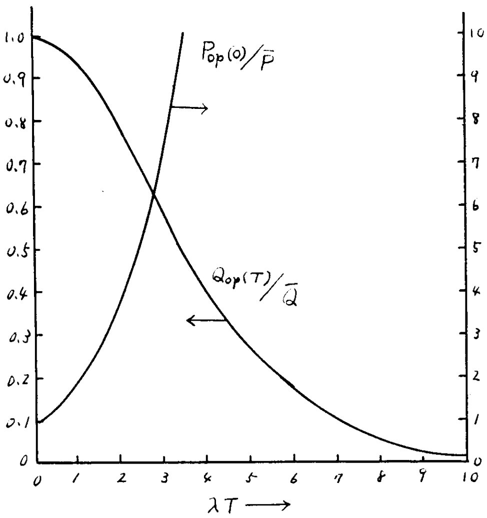

図 9　最適化効果に及ぼす λT の影響
(但し，$Q(0)=0$)

8に示す。入港時の放射能の強さ $Q_{0p}(T)$ は $Q(t)$ に $t=T$ を代入して得られる。すなわち，

$$Q_{0p}(T)=Q(0)\exp(-\lambda T)+YF\bar{P}\times\frac{2(\lambda T/2)^3}{(\exp(\lambda T/2)-1)^2} \quad \cdots\cdots(48)$$

他方，A点—港間を一定出力 $\bar{P}$ で運転したときの入港時放射能 $\bar{Q}(T)$ は

$$\bar{Q}(T)=Q(0)\exp(-\lambda T)+YF\bar{P}(1-\exp(-\lambda T)) \quad \cdots\cdots(49)$$

で与えられる。図9は $P_{0p}(0)/\bar{P}$ と $Q_{0p}(T)/\bar{Q}(T)$ を λT の函数としてかいたグラフである（但し，$Q(0)=0$）。一例として $\bar{P}=1/4P_0$ の場合をとりあげてみる。$P_{0p}(0)\leqq P_0$ なる条件をつけると，$\bar{P}_{0p}(0)/\bar{P}\leqq 4$ でなければならない。このためには，図9により，近似的に $\lambda T\leqq 2$ でなければならない。いまその最大値 $\lambda T=2$ をとると $Q_{0p}(T)/\bar{Q}(T)=0.78$ が得られる。これが $\bar{P}=1/4P_0$ の場合に対する最小放射能内蔵量である。

3.3.2　娘核一種類の場合

(7)式と(45)式を連立させ，(7)式に部分積分を行なえば，親核の場合と同様な方法で解けて，入港時放射能を最小にする出力 $P_{0p}(t)$ は次のように求まる。

$$P_{0p}(t)=\bar{P}\left\{\int_0^1 g(\tau)^{-1/2}d\tau\right\}^{-3}\cdot g(\tau)^{-3/2} \quad \cdots\cdots(49)$$

但し，$g(\tau)=\lambda_d Y_d\exp(-\lambda_d T\tau)$

$$+\frac{\lambda_p\lambda_d\beta Y_p}{\lambda_p-\lambda_d}(\exp(-\lambda_d T\tau)-\exp(-\lambda_p T\tau))$$

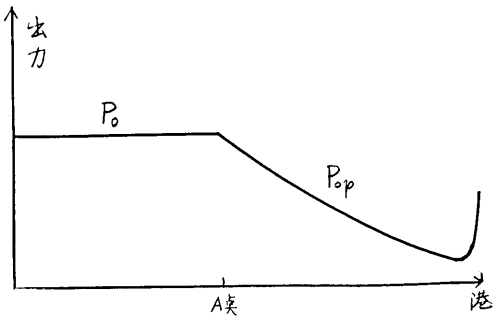

図10　親—娘系に対する P_{0p} の概形

$$\tau=\frac{T-t}{T}$$

$P_{0p}(t)$ の概形は図10のようになり，親核の場合と違って $t=T$（港）で立ち上がっている。特に独立生成率 $Y_d=0$ のときには $t=T$ で無限大になってしまう。そのわけは，ここに求めた P_{0p} は港に入いる瞬間の娘核放射能さえ最小にすればよいという目的で得られたものであるからである。出力が港の近くで大きくなると親核放射能が強くなり，やがて，それは娘核になるものであるから，単に入港時の娘核放射能が最小になるというだけでは不十分であると考えられる（事故発生時に存在する核種だけをとりあげ，その崩壊を考慮せずに災害解析する行き方をとるならば問題にならない）。それゆえ，親核も合せて P_{0p} を求める必要があるので，これを次に述べる。

3.3.3　親，親—娘系全体の場合

以上を総合して，親一代系が m 種類，親—娘系が n 種類ある場合の入港時全放射能を最小にする出力 $P_{0p}(t)$ を求めると次のようになる。

$$P_{0p}(t)=\bar{P}\left\{\int_0^1 g(\tau)^{\alpha/\alpha-1}d\tau\right\}^{-1/\alpha}\cdot g(\tau)^{1/\alpha-1} \quad \cdots\cdots(50)$$

ここで，

$$\tau=\frac{T-t}{T}$$

$$g(\tau)=\sum_{i=1}^{m}\lambda_{pi}Y_{pi}\exp(-\lambda_{pi}T\tau)$$

$$+\sum_{i=1}^{n}\left\{\lambda_{di}Y_{di}\exp(-\lambda_{di}T\tau)+\frac{\lambda_{pi}Y_{di}\beta Y_{pi}}{\lambda_{pi}-\lambda_{di}}(\exp(-\lambda_{di}T\tau)-\exp(-\lambda_{pi}T\tau)\right\}$$

(50)式は電子計算機で容易に計算できる。以下その計算結果をいくつかあげてみる。

3.3.4　数値計算例

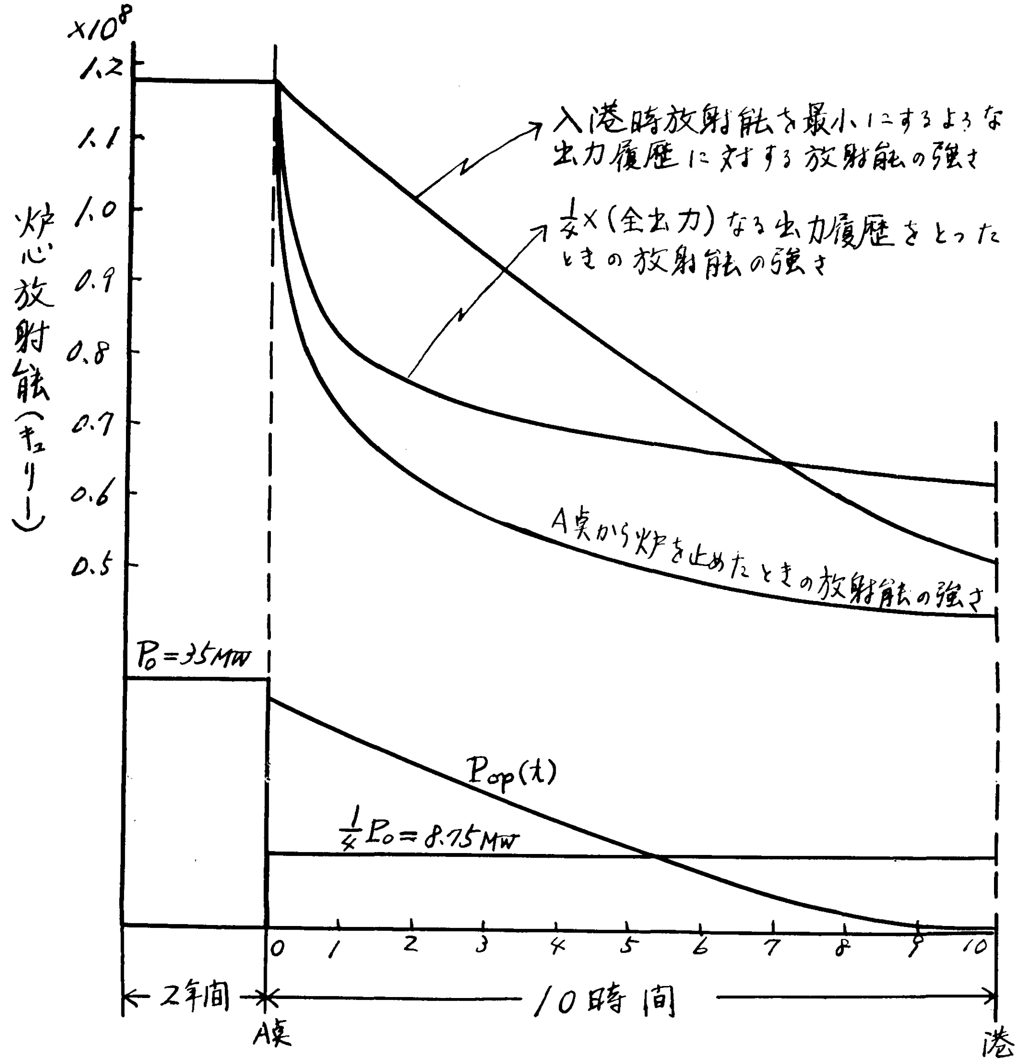

図11 いろいろの出力履歴に対する炉心の放射能内蔵量の比較

（i） 全核種の放射能内蔵量を最小にする場合

全出力（35 Mw）で2年間連続運転したのち，A点から出力を25%出力（8.75 Mw）に落したまま10時間運転して入港するという出力履歴を比較の対象にとってみる（図11）。この10時間運転区間（$T=10$ h）について出力を適当に選び，その終点（港）における放射能を最小にするような出力 $P_{0p}(t)$ を(50)式によって求めると図11のようになる。図からわかるように，ここに求めた $P_{0p}(t)$ は半減期が約 $T/2(=5$ 時間）以下の放射能を消去する効果をもっている。よって，港または港の近くで事故を起こしたときに，もし，このように短い寿命の放射能が問題になるならば，適当な出力履歴を選ぶことによって効果をあげることができる。しかしながら，多くの場合，問題になる放射能の半減期は10時間より長いものであるから，この10時間内に，いかなる出力履歴を選んでも，有害放射能をほとんど減らし得ないであろうと予想される。次に具体的に特定の核種をあげてみよう。

（ii） Kr と X_e の放射能を最小にする場合

災害解析を行なった結果，K_r^{87}（半減期 1.3 h），K_r^{88}(2.8 h)，X_e^{133}(5.3 d)，および X_e^{135}(9.1 h) による被ばくが圧倒的に大きく，かつ，これらの核種の有害

さ (rem) の比が 4.0 : 6.6 : 1.3 : 3.9 であったと仮定する。そこで，(50)式にこの有害さの割合を考慮して，これらの核種の放射能の総和を最小にするような出力を求めてみた。比較のため次の参考出力履歴をとってみた。

$P_0=35$ Mw,　　　$T_1=2$ 年間
$\bar{P}=0.35\times35$ Mw,　　$T_2=5$ 時間

得られた出力履歴に対応する被ばく量を上記の参考履歴および港まで全出力運転した場合のものと比べると次のようである。

(50)式による場合……………………… 54
35%出力運転による場合……………… 57
全出力運転による場合………………… 100

この結果をみると，35%出力で5時間運転しても被ばく量は40%しか減せず，たとえ(50)式によっても，所要時間一定という条件のある限り，50%程には減少させ得ないことになる。以上の結果からみて，次のようにいえる。

出力履歴を考慮しても，被ばく量の問題になる放射能の内蔵量は，みかけほどには減らし得ない。

こうして，放射能の内蔵量を直接減らすことには限界があるので，次に，事故後の燃料被覆の破損や燃料溶融の原因になる崩壊余熱を減少させることを考えてみる。

(iii)　入港時のエネルギー放射率を最小にする場合

(50)式に γ 線と β 線のエネルギーの和を荷重として載せれば，入港時の炉心エネルギー放射率を最小にする出力 $P_{0p}(t)$ を求めることができる。参考履歴を次のようにとってみる。

$P_0=25$ Mw,　　　$T_1=2$ 年間
$\bar{P}=0.5\times35$ Mw,　　$T_2=10$ 時間

$P_{0p}(t)$ を計算してみると，$P_{0p}(t)$ はA点において $P_0=35$ Mw より大きくなってしまう。そこでA点からしばらくは 35 Mw のままで走って中途から出力の最適化を行ない $P_{0p}(t)\leqq35$ Mw が常に成り立つようにした。

計算の結果は図12のようになった。比較のために，港まで全出力運転した場合，A点から港まで半出力運転した場合，およびA点からゼロ出力で入港した場合（補助動力によって）のエネルギー放射率も載せてある。

この図からわかるように，港で炉を止めた後の炉心熱発生量（γ 線エネルギー放射率はほぼこれの0.5倍）については，出力履歴の影響が相当現われている。この効果は炉の停止後2，3時間に特に著しいので，たとえ燃料溶融を生じた場合でも，その時定数を大きくするとともに燃料溶損率を下げるように働く。そして，事故対策を講ずるための時間的予猶を与えなが

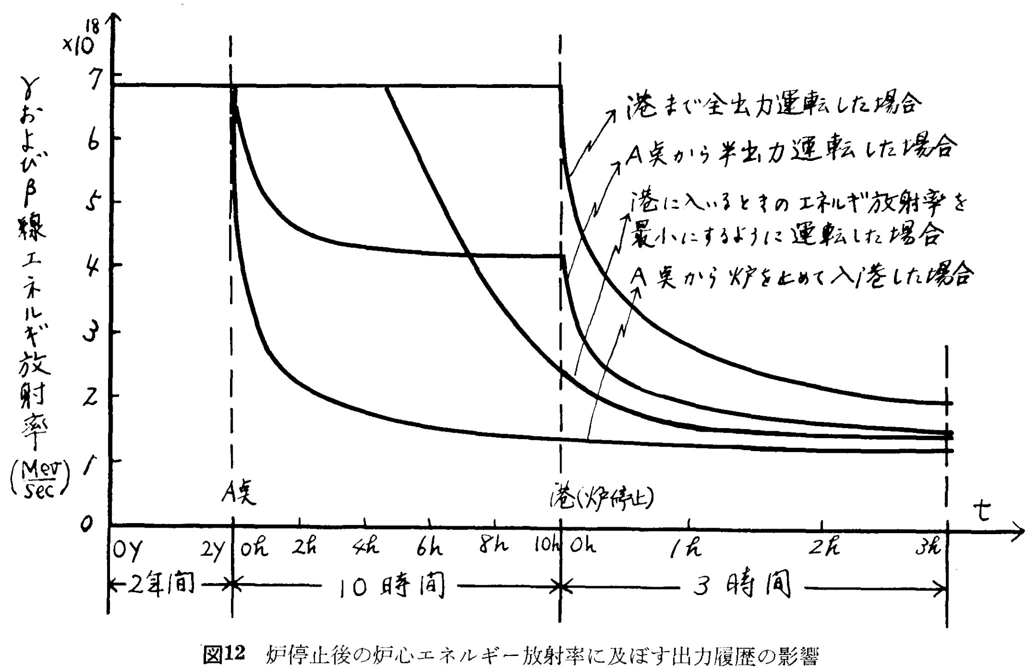

図12　炉停止後の炉心エネルギー放射率に及ぼす出力履歴の影響

ら，内蔵されている放射能の崩壊時間をかせがせるに有効であると考えられる。

4. 格納容器洩率および炉室換気率について

格納容器に放散された放射能のうち一部は格納容器に沈着するが，残りは原子炉室にもれ出てくる。炉室にもれ出た放射能換気系のある場合には煙突から大気中へ放出され，換気系のない場合には炉室から大気中へもれ出てくる。

ここでは，普通用いられている簡単なモデルを用いて漏洩の基本的特徴を導くことにより，複雑な漏洩過程を理解するのに役立てることを試みる。このモデルによれば，ある容器から単位時間当り漏洩または換気される放射能の量は，その容器の放射能内蔵量に比例し，かつ，その比例常数は時間的に不変であるとされている。

4.1 基本方程式とその解

上に述べたモデルを使い，炉室からの漏洩量の経時変化を記述する基本方程式として次の型のものをとりあげる。

親核放射能の漏洩量 $\overline{Q}_{rp}$ に対して，

$$\frac{dQ_{cp}}{dt}=-\lambda_p Q_{cp}-\lambda_c Q_{cp} \qquad \cdots\cdots(51)$$

$$\frac{dQ_{rp}}{dt}=-\lambda_p Q_{rp}-\lambda_r Q_{rp}+\lambda_c Q_{cp} \qquad \cdots\cdots(52)$$

$$\overline{Q}_{rp}=\int_0^t \lambda_r Q_{rp}dt \qquad \cdots\cdots(53)$$

娘核放射能の漏洩量 $\overline{Q}_{rd}$ に対して，

$$\frac{dQ_{cd}}{dt}=-\lambda_d Q_{cd}-\lambda_c Q_{cd}+\beta\lambda_p Q_{cp} \qquad \cdots\cdots(54)$$

$$\frac{dQ_{rd}}{dt}=-\lambda_d Q_{rd}-\lambda_r Q_{rd}+\lambda_c Q_{cd}+\beta\lambda_p Q_{rd} \qquad \cdots\cdots(55)$$

$$\overline{Q}_{rd}=\int_0^t \lambda_r Q_{rd}dt \qquad \cdots\cdots(56)$$

ここに，記号の意味は次の通りである。

Q_{cp} ：格納容器の親核放射能内蔵量（キュリー）
Q_{cd} ：〃　娘　〃
Q_{rp} ：炉室の親核放射能内蔵量（キュリー）
Q_{rd} ：〃　娘　〃
$\overline{Q}_{rp}$ ：t 秒間に炉室からもれ出た親核放射能（キュリー）
$\overline{Q}_{rd}$ ：〃　娘　〃
t ：時間（sec）
β ：崩壊の分枝率
λ_p ：親核放射能の崩壊常数（sec^{-1}）
λ_d ：娘　〃
λ_c ：格納容器漏洩率（sec^{-1}）
λ_r ：炉室漏洩率（sec^{-1}）

換気系のある場合に炉室から換気されて煙突から放出される放射能の量は，(51)～(56)式の λ_r の代りに換気率 λ_f (sec^{-1}) を入れた式の解にフィルタ効率 F_f をかけたものになるので，ここでは省略する。また，換気と漏洩が同時に進む場合もほとんど同様に取り扱えるので，これも省略する。

(51)～(56)式の解は次のようになる。

$$\overline{Q}_{rp}=\frac{\lambda_r\lambda_c Q_{cp}(0)}{\lambda_r-\lambda_c}\left\{\frac{1}{\lambda_p+\lambda_c}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_c)t))-\frac{1}{\lambda_p+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t))\right\} \qquad \cdots\cdots(57)$$

$$\begin{aligned}\overline{Q}_{rd}=&\frac{\lambda_r\lambda_c\lambda_d\beta Q_{cp}(0)}{(\lambda_r-\lambda_c)(\lambda_p-\lambda_d)}\left[\frac{1}{\lambda_d+\lambda_c}\right.\\&\times(1-\exp(-(\lambda_d+\lambda_c)t))\\&-\frac{1}{\lambda_d+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_d+\lambda_r)t))\\&-\frac{1}{\lambda_p+\lambda_c}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_c)t))\\&\left.+\frac{1}{\lambda_p+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t))\right]\\&+\frac{\lambda_r\lambda_c Q_{cd}(0)}{\lambda_r-\lambda_c}\left\{\frac{1}{\lambda_d+\lambda_c}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_c)t))\right.\\&\left.-\frac{1}{\lambda_d+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_d+\lambda_r)t))\right\}\end{aligned} \qquad \cdots\cdots(58)$$

ここに，$Q_{cp}(0)$, $Q_{cd}(0)$, $Q_{rp}(0)$ および $Q_{rd}(0)$ は，それぞれ Q_{cp}, Q_{cd}, Q_{rp} および Q_{rd} の初期値である。但し，$Q_{rp}(0)=0$, $Q_{rd}(0)=0$ とする。

4.2 漏洩量間の応答関係

格納容器から炉室へもれ出る放射能の量と炉室から大気へもれ出る量との関係などについて調べてみた。

親核の挙動が知れれば娘核のそれもおよそ推測できるから，はじめに親核について述べる。

まず，格納容器の内蔵量と炉室へもれ出た量 $\overline{Q}_{cp}$ との関係として，基本方程式より容易に，

$$\overline{Q}_{cp}=\frac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}(Q_{cp}(0)-Q_{cp}(t)) \qquad \cdots\cdots(59)$$

が得られる。これに，$Q_{cp}(t)=Q_{cp}(0)\exp(-(\lambda_p+\lambda_c)t)$ を代入すれば，

$$\overline{Q}_{cp}=L_1(t)Q_{cp}(0) \qquad \cdots\cdots(60)$$

$$L_1(t)=\frac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_c)t))$$

となり，$\bar{Q}_{cp}$ と $Q_{cp}(0)$ の関係は L_1 によって表現される。

格納容器内へ J_c なる一定量の流入があるとき，炉室へもれ出る流量 J_r と J_c との関係も同様に

$$J_r=L_1(t)J_c \quad \cdots\cdots(61)$$

で与えられる。

さらに，炉室から漏れ出た量 $\bar{Q}_{rp}$ と格納容器の初期内蔵量 $Q_{cp}(0)$ との関係として，

$$\bar{Q}_{rp}=L_2L_1Q_{cp}(0) \quad \cdots\cdots(62)$$

但し，$L_2=\dfrac{\lambda_r}{\lambda_r-\lambda_c}\left\{1-\dfrac{\lambda_p+\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_r}\cdot\dfrac{1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t)}{1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_c)t)}\right\}$

を得る。(60)，(61) 式において，$t\to\infty$ とすれば，$\bar{Q}_{rp}=\dfrac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}\cdot Q_{cp}(0)$，$J_r=\dfrac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}J_c$ になるので，格納容器の効率を示すための目やすとして $L_1(\infty)=\dfrac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}$ をとってみよう。(62) 式において $t\to\infty$ とすると $L_2(\infty)=\dfrac{\lambda_r}{\lambda_p+\lambda_r}$ により，結局，2重壁の効果は各壁の効果の積 $L_1L_2=\dfrac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}\cdot\dfrac{\lambda_r}{\lambda_p+\lambda_r}$ で示されることになる。

以上の結果を利用して，漏洩率がどちらの壁も λ_2 である2重壁を施したものと同じ効力を有する1重壁の漏洩率 λ_1 を求めることができる。すなわち，

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_p+\lambda_1}=\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_p+\lambda_2}\right)^2$$

により，λ_1 は，

$$\lambda_1=\left(\frac{\lambda_p}{\lambda_2}+2\right)^{-1}\cdot\lambda_2 \quad \cdots\cdots(63)$$

でなければならない。$\lambda_p=10\lambda_2$ とすると $\lambda_1=\lambda_2/12$ になるので，2重壁の効力は非常に大きいことが知れる。

次に，総括の意味で炉室からもれ出る娘核についてみよう。(58) 式で $t\to\infty$ とすると，最初，格納容器内に浮遊していた核種のうち，炉室から娘核として漏れ出るものの個数が得られる。すなわち，

$$\begin{aligned}\bar{N}_{rd}(\infty)=&\frac{\lambda_c}{\lambda_p+\lambda_c}\cdot\frac{\lambda_p}{\lambda_p+\lambda_r}\cdot\frac{\lambda_r}{\lambda_d+\lambda_r}\cdot\beta N_{cp}(0)\\&+\frac{\lambda_p}{\lambda_p+\lambda_c}\cdot\frac{\lambda_c}{\lambda_d+\lambda_c}\cdot\frac{\lambda_r}{\lambda_d+\lambda_r}\cdot\beta N_{cp}(0)\\&+\frac{\lambda_c}{\lambda_d+\lambda_c}\cdot\frac{\lambda_r}{\lambda_d+\lambda_r}\cdot N_{cd}(0) \quad \cdots\cdots(64)\end{aligned}$$

但し，

$\bar{N}_{rd}(\infty)=\bar{Q}_{rd}(\infty)/\lambda_d$，$N_{cp}(0)=Q_{cp}(0)/\lambda_p$，

$N_{cd}(0)=Q_{cd}(0)/\lambda_d$.

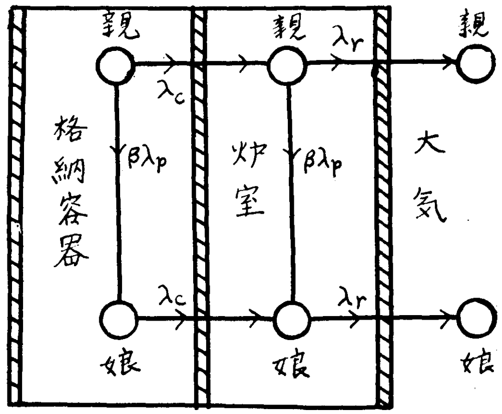

図13 漏洩経路のモデル

(64)式は次のように解釈される。$\lambda_c/(\lambda_p+\lambda_c)$ は親のまま格納容器をもれ出る割合，$\lambda_p/(\lambda_p+\lambda_r)$ は炉室内で娘核になる割合 $\lambda_r/(\lambda_d+\lambda_r)$ は娘核が炉室からもれ出る割合である。よって，第1項は格納容器内にあった $N_{cp}(0)$ 個の親核がそのまま炉室へもれて，そこで分枝率 β をもって娘核に壊変し，それから炉室外へ出た娘核の個数を示している。他の項も同様に解釈できて，流れ図で示すと図13のようになる。

4.3 実際問題にみる格納容器漏洩率の影響

(57)，(58)式の示すように，炉室外へもれ出る放射能の量 $\bar{Q}_{rp}$，$\bar{Q}_{rd}$ は，格納容器漏洩率 λ_c についてあまり簡単な式でない。したがって，λ_c を変えたとき $\bar{Q}_{rp}$ や $\bar{Q}_{rd}$ を多種類の核種について計算するのは大変のように思えるため，電子計算機を使わなければ，λ_c をパラメータとしてその影響を調べることはできないであろうと思われる憂いがある。

ところが格納容器漏洩率は大抵の場合に数 %/day 以下であるので，$\lambda_p\gg\lambda_c$，$\lambda_d\gg\lambda_c$ および $\lambda_r\gg\lambda_c$ が成り立つことが多い。このとき(57)，(58)式の代りに次の近似式を用いることができる。

$$\bar{Q}_{rp}=\lambda_c h_p \quad \cdots\cdots(65)$$

$$\bar{Q}_{rd}=\lambda_c h_d \quad \cdots\cdots(66)$$

但し，$\lambda_p\gg\lambda_c$，$\lambda_d\gg\lambda_c$，$\lambda_r\gg\lambda_c$. ここで h_p と h_d は

$$h_p=Q_{cp}(0)\left\{\frac{1}{\lambda_p}(1-\exp(-\lambda_p t))-\frac{1}{\lambda_p+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t))\right\}$$

$$h_d=\frac{\lambda_d\beta Q_{cp}(0)}{\lambda_p-\lambda_d}\left\{\frac{1}{\lambda_d}(1-\exp(-\lambda_d t))\right.$$

$$-\frac{1}{\lambda_d+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_d+\lambda_r)t))$$
$$-\frac{1}{\lambda_p}(1-\exp(-\lambda_p t))$$
$$+\frac{1}{\lambda_p+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t))\Big\}$$
$$+Q_{cd}(0)\Big\{\frac{1}{\lambda_d}(1-\exp(-\lambda_p t))$$
$$-\frac{1}{\lambda_d+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_d+\lambda_r)t))\Big\}$$

であり，λ_c に依存しない函数である。よって，炉室から大気中へ漏洩する放射能の量は，格納容器漏洩率が十分小さいとき，それに比例する。したがって，特定の λ_c について炉室外への漏洩量が知れると，これを用いていろいろの λ_c に対する漏洩量が簡単に求められる。1例として I^{131} をあげてみる。$\lambda_p=4.62\times 10^{-4}(\mathrm{sec}^{-1})$，$\lambda_d=9.96\times10^{-7}(\mathrm{sec}^{-1})$，$\lambda_r=1.16\times10^{-6}$ (sec^{-1}，10%/day)，$\lambda_c=1.16\times10^{-7}$($\mathrm{sec}^{-1}$，1%/day)，$t=8.64\times10^4$(sec，1日)。$\lambda_c$ を3倍にした場合を(66)式によって求めると，その誤差は1%の程度に過ぎない。

4.4 格納容器漏洩率が時間的に変る場合

漏洩率 λ_c が時間の函数であっても，漏洩率はもともと小さいものであるから，大抵の場合に近似計算ができる。次に解法の一例を示す。

(51)式の解は

$$Q_{cp}=Q_{cp}(0)\exp\left(-\lambda_p t-\int_0^t \lambda_c(t)dt\right) \qquad \cdots\cdots(67)$$

であるが，ここで $\lambda_c(t)$ が小さくて，

$$\exp\left(-\int_0^t \lambda_c(t)dt\right)\simeq 1$$

なる近似が許されるときには，

$$Q_{cp}\simeq Q_{cp}(0)\exp(-\lambda_p t) \qquad \cdots\cdots(67)'$$

とすることができる[9]（格納容器内放射能は漏洩によっては減少しないという近似)。(67)′式を(52)式の解に代入し，それに λ_r をかけて積分すると，

$$\bar{Q}_{rp}=Q_{cp}(0)\lambda_r\int_0^t \exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t')$$
$$\times\left(\int_0^{t'}\lambda_c(t'')\exp(\lambda_r t'')dt''\right)dt' \qquad \cdots\cdots(68)$$

が得られる。よって，漏洩率 λ_c が時間の函数であっても，それが小さくて $\exp\left(-\int_0^t \lambda_c(t)dt\right)\simeq 1$ であれば炉室からのもれは格納容器漏洩率に比例することがわかる。

$\lambda_c(t)$ が $\sum_n a_n\exp(-\alpha_n t)$ の型で近似できるときには(68)式の積分は容易に得られて，

$$\bar{Q}_{rp}=\lambda_r Q_{cp}(0)\sum_n\frac{a_n}{\lambda_r-\alpha_n}$$
$$\times\Big\{\frac{1}{\lambda_p+\alpha_n}(1-\exp(-(\lambda_p+\alpha_n)t))$$
$$-\frac{1}{\lambda_p+\lambda_r}(1-\exp(-(\lambda_p+\lambda_r)t))\Big\} \quad\cdots\cdots(69)$$

になる。

娘核についても同様の考え方を適用できるがここには省略する。

5. む す び

原子船の出力履歴と放射能内蔵量の関係を中心に理論的研究を行ない次のことがらを明らかにした。

(1) 出力履歴と放射能内蔵量（またはエネルギー放射率）の関係において，放射能の平均寿命（時定数）は重要な目やすになる。

(2) 放射能の平均寿命 T_e が出力履歴の時間的長さ T より大きいとき（$T_e>T$）には，放射能内蔵量は主に出力の時間積分値によってきまり，出力変動の函数型には少ししか依存しない。逆に，$T_e<T$ のときには，放射能内蔵量は主に出力自身に比例し，出力変動の函数型に強く影響される。

(3) 定常運転の後にくる，長さ T 時間の複雑な出力履歴は，T より短い寿命の放射能に対して一種のフィルタの働きを示し，これによって炉心の全放射能内蔵量の経時変化の函数型がきまる。そして，T より長い寿命の放射能の多少によって，その函数型のまま上下に平行移動されると見なすことができる。複雑な出力履歴に入いる前の定常運転の時間が長いほど長寿命放射能が多量に蓄積されているので，全放射能の増減を示す曲線は上方へずらされる。

(4) 炉心の放射能全内蔵量は出力の減少に伴なって常に減少しつづけるとは限らない。また，出力増加に伴なって常に下方から定常（飽和）値に近づくとも限らない。

(5) 階段状の出力変動に伴なう放射能内蔵量の経時変化は，インデシアル応答の重ね合せから求めることもできる（但し，中性子吸収がないとき)。

(6) 入港前に費す時間を一定としたとき，放射能内蔵量を最小にするような出力履歴が存在する。

(7) 入港前に費す時間を T として，(6)に述べた出力履歴を求め，入港時の放射能を計算してみると，寿命が T より短い放射能に対しては，出力履歴の効果

がよく現われている。T より長い寿命の放射能に対しては，ほとんど効果がない。

(8) 入港時の γ 線エネルギ放射率や崩壊余熱を最小にするような出力履歴の効果は，炉停止後の数時間を通じて，かなりよく現われている。よって，一般に出力履歴の効果は，放射能の強さを直接減少させることよりも，燃料被ふく破損または燃料溶融率を下げるなどの間接的効果の方が大きい。

(9) 格納容器漏洩率が十分小さいとき，炉室から漏れる放射能の量は格納容器漏洩率に比例する。

(10) 出力履歴の影響や放射能の船内漏洩過程を考察するとき，放射能の半減期が重要な目やすになるから，核分裂生成物を半減の増す順に並べた核種表をつくった。そして，参考のため，実際の事故例やサバナ号の解析にみられる核種をこれに附記した。

おわりに，今後に残された問題をあげると，短寿命核種の取り扱い崩壊熱を最小にした場合の燃料溶損率の計算および出力の下限と上限を同時に附加した場合の出力最適化などが考えられる。

参 考 文 献

1. J. F. Perkins and R. W. King, "Energy Release from the Decay of Fission Proucts", Nucl. Sci. Engng. Vol. 3(1958) pp 726.
2. J. O. Blomeke and Mary F. Todd, " ORNL-2127,(1957).
3. SEYMOUR KATCOFF, "Fission Product Yield from Neutron-Induced Fission", Nucleonics Vol. 18, No. 11(1960), pp 201.
4. T. D. Anderson et al, ORNL-3361(1960).
5. C. J. Barton and G. W. Perker, "Behavior of Released Fission Products in Actual Reactor Incidents", Nuclear Safety Vol. 5, No. 4(1964).
6. W. B. Cottrell et al, ORNL-2867(1960).
7. 菊池正士他「同位元素分離，放射線防禦(原子力工学講座 6)」, pp 279.
8. W. E. Knabe and G. E. Putnam, APEX-448 (1958).
9. 都甲泰正「軽水動力炉の安全評価」, JAERI 1054 (1964).
10. 運輸省造船技術審議会原子力船安全部会第5分科会，原子力船安全基準（環境安全関係）（案）付属資料（1964）.
11. 伊従 功「入港時の F. P. 内蔵量を最小にする船速について」，日本原子力学会年会要旨集，D-50,（1964）.

（原稿受付 40.8.5）