

本資料は 年 月 日付けで登録区分、
変更する

2001. 7. 31

[技術情報室]

分置

「常陽」第2期原子炉出力時安全性 確認解析に用いる崩壊エネルギーの検討

昭和48年11月20日

動力炉・核燃料開発事業団

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

目 次

まえがき

§§ 第I章 核分裂生成物による崩壊熱

§ 1. 序	1
§ 2. 崩壊熱エネルギー曲線の比較	1
§ 3. 結 論	5

§§ 第II章 超ウラン元素による崩壊熱

§ 4. Trans Uranic Heat	16
§ 5. 定数についての検討	19
§ 6. 結 論	21

APPENDIX A

§ Proposed ANS Standard

Decay Energy Release Rates Following Shutdown of Uranium- Fuelled Thermal Reactors (Oct. 1971)の抄約	26
--	----

ま え が き

本報告書は「常陽」第2期原子炉出力（75 MWt）の安全審査を受ける為に、現在行なっている安全性確認解析の入力条件の1つとして重要な意味を有する崩壊熱エネルギー発生割合の評価をその設定根拠と共に示す為に作成されたものである。

高速炉に於ける崩壊熱の評価については、従来これが正確に評価出来なかつた事から、やむを得ず U^{235} 燃料装荷の熱中性子炉に対してのみ適用されるべき基準を採用し、これに過度の余裕度を付して適用されてきた。

しかしながら、近年この分野での研究が急速に進展してきた事により、「常陽」に於ける崩壊熱エネルギーの値を、かなりの精度で解析する事が可能になってきた。

これをもとに、今回第2期原子炉出力・安全性確認解析に用いるべき崩壊熱エネルギーの値の再検討作業を行なったので、その結果の概要を示す参考資料を作成する事とした。

昭和48年11月
高速増殖炉開発本部
実験炉計画グループ
苦米地 顕
井上 晃次
相沢 清人

第2章 常陽第2期原子炉出力安全解析に用いる崩壊熱エネルギーの検討

§§ 第 I 章 核分裂生成物による崩壊熱

§ 1. 序

原子力プラントの事故は、安全性が確保されていない限り、一度発生すれば広範囲に及ぶ災害を及ぼす可能性を秘めているので、その安全性評価に於いては、全ゆる事象を十分に検討し、もし少しでも疑問の持たれる点があれば、これが明らかとなる迄は、十分な余裕を見込んだ仮定をもって安全性を評価するのは当然の事と考えられる。

しかし乍ら、ここで注意しなければならない事は、この十分保守的な仮定に基づく解析結果が、どのような余裕をもった値かという事は忘れ去られ、結果の厳しさだけが議論の対象となるおそれがあることである。

高速炉に於ける崩壊熱エネルギーの評価について、従来はこれが正確に評価できない事から、プラント全体のバランスを損わない限度で出来るだけ保守的に曲線を選定してきた。

しかし乍ら、近年大型計算機を駆使し、多数の核種に対する核データを基に F.P. の崩壊熱に関する解析を行なつてゆく研究が各所から発表され、しだいにその全容が明らかになってきている。即ち、これらを用いる事により特定の原子炉体系・組成・運転方式に対する崩壊熱エネルギーの値を算出する道具を手にする事が可能となつてきた。

崩壊熱エネルギーの時間変化の割合は緊急冷却系・原子炉停止後の熱除去、燃料取扱系等に関する多くのコンポーネント及びシステムの設計上の基盤となっており、従来の過度の崩壊熱エネルギー評価方式が、これら機器構造に対し制約を加え、設計を困難にしている事にかんがみ、これに対する再評価を行なつておく事が今の時点で重要と考えられる。

§ 2. 崩壊熱エネルギー曲線の比較

常陽第1期原子炉出力(50 MWt) 安全審査の段階では

1. 原子力安全研究協会の推薦値である。※1
2. 今迄のデータの中で最も信頼性が高いと考えられる Shure の式より安全側である。

※2
等の理由から MIT 曲線を崩壊熱曲線として採用してきた。

しかし乍ら、第1の点に関して云えば、当時の段階では崩壊熱曲線に関し、客観的に評価する手段並びに情報が非常に不足していた事、及びその検討作業の中で fission yield を算出する際、1.4 MeV の中性子に対して求めていたが、元来高速炉では中性子平均エネルギーは高々 300~400 KeV であり、常陽の場合（炉心部 256 KeV、軸方向ブランケット部 109 KeV、半径方向ブランケット部 76 KeV）であるので fission yield に関していえば 1.4 MeV の中性子に対してよりは、むしろ熱中性子炉の場合の方に近い事となる。

一般に、炉内照射時間が1ヶ月を越えれば高速炉であるからと云って、燃料組成を変えない限り、崩壊熱の計算結果にそれ程大きな差がある訳ではない。（原研の田坂・笹本の解析結果に於ても高速炉と熱中性子炉との間に fission yield に関する差異は有意なものではなかった。）

第2の点に関して云えば、 $3.2 \text{ sec} < t_c < 3.600 \text{ sec}$ の時間範囲で Way-Wigner の2倍の値を採用している。しかし乍ら定量的に言ってこの2倍の根拠に欠けるのみならず、Way-Wigner の解析はそこで扱っている核種数が少ないので根拠に欠ける。

Shure の式は ANS-5.1 に明記されている如く、本来 ^{235}U 燃料装荷の熱中性子炉に対してのみ推薦されるものであって、Pu-U 混合酸化物燃料を装荷する「常陽」の如き、高速炉は一応この規準の適用範囲外である。

崩壊熱エネルギーの値は、中性子平均エネルギーに関してよりはむしろ核種による差異の方が顕著である事が、田坂・笹本の解析結果にも T.R. England & C.W. Maynard の結果にも示されている。 ^{239}Pu の場合、崩壊熱発生割合は ^{235}U の場合より小さくなる事は注目を要する。

田坂・笹本の解析結果

$$t_c = 10^{-2} \text{ sec}$$

TABLE I

核種	中性子エネルギー	崩壊熱発生割合 P/Po
^{235}U	thermal n.	6.08%
	fast n.	5.93%
^{239}Pu	fast n.	5.0%
^{238}U	fast n.	7.5%

England & Magnard の解析結果

$t_c = 10 \text{ sec}$

TABLE II

核種	中性子エネルギー	崩壊熱発生割合 P/Po
^{235}U	thermal n.	5.01%
^{239}Pu	thermal n.	4.27%
^{238}U	thermal n.	4.95%

Shure の式に於ても数秒以内の時間幅に於ては、実測値が精度の点から問題を残す事、又 England の解析モデルについても取り扱っている核種は 350 余りとあるが、短寿命核種の取扱いに難点があった。

これに対し、田坂・笹本の解析モデルでは放射性核種 443 及び安定核種 125 の合計 568 核種を取扱っており、これまで解析の範囲外に取り残されてきた短半減期の核種についても適切な評価を加えた上で、解析モデルの中に組み込んでいる点で、解析コードとして最も信頼度が高いものと考えられる。

※4

常陽第 2 期原子炉出力 (7.5 MWt) の運転計画に従い、崩壊熱エネルギーの発生割合を上記の解析モデルについて行ない、その結果を [Fig. 1] に示す事とする。

※3

その結果、田坂・笹本の解析結果は、前回の 54 部会で採用された MIT 曲線を大幅に下廻っているのみならず、現在 ^{235}U 燃料を用いた軽水炉に対し適用されている Shure の曲線をも若干下廻っている事が示された。

従って「常陽」第 2 期原子炉出力安全解析に於て、MIT 曲線を採用する事は、崩壊熱発生割合に関し過大に評価する事となる。

参考の為に「常陽」第 1 期原子炉出力 (5.0 MWt) 安全審査の準備段階で行なわれた France Check 中の Comment を Fig. 1 に併せ掲載しておく。

これは ^{235}U 燃料を用いた実測値に基づくもので PHENIX の設計に使用されているものと同一であり、RAPSODIE の設計にも使用されたものと考えられる。

この曲線の傾向から見ると $t_c < 10^2 \text{ sec}$ の範囲では、田坂・笹本の結果よりかなり低目の値を与えており、又炉心に一番厳しい状況を与えるであろう $10^2 \text{ sec} \sim 10^4 \text{ sec}$ の間では田坂・笹本の結果に程んど等しいか、若干高い値を与えているが、Shure の曲線よりは低い結果を与えている。

ところで $t_c > 10^4 \text{ sec}$ で France Check の値が急に下がってゆくのは、照射時間が $t_o = 200 \text{ day}$ と短い事にも依ると考えられる。

いずれにせよ、現在 RAPSODIE が一応支障なく運転され、PHENIX が順調に臨界に達したというフランスの研究開発体制から考えてみて、この曲線の有効性は、かなり信頼度の高いものと考えられ、これにより若干余裕のある崩壊熱エネルギーを与える ANS-5.1 の曲線 (Shure の式) は、十分に Conservative であると言える。

又「常陽」の場合とは組成・体系・燃料交換間隔・交換時間を含む炉の運転条件・中性子束・照射時間が同一ではないにもかかわらず $10^2 \text{ sec} \sim 10^4 \text{ sec}$ の時間範囲で略一致した値を与えている田坂・笹本の解析モデルの正確さを実証した事にもなり、これを用いて「常陽」第 2 期原子炉出力条件での崩壊熱発生割合に関する解析結果を出し、その上に若干の余裕をみて曲線を推薦してゆくという今回の作業の信頼度を示している事にもなる。

以下に、これまで軽水炉の安全審査に於て、仮想事故時の崩壊熱エネルギー発生割合として Shure の式の 1.2 倍を用いている事に関し、若干の検討を行なってみる事とする。

昭和 46 年 6 月、米国に於て原子力委員会が軽水炉の非常用炉心冷却系に関する暫定指針を発表して以来、非常用炉心冷却系の有効性についての評価が、軽水炉の安全性の議論の中で大きくクローズアップされてきた。

軽水炉の場合、仮想事故 (正確には Design Basis Accident) として、一次系配管破断事故を想定しており、これに対するシステム保護系として非常用炉心冷却系を設定している。

従って軽水炉の場合には、十分保守的な仮定に基づく解析を行なつて、非常用炉心冷却系の有効性、即ち過渡時の炉心の熱及び、構造上の健全性を保証してやる事が、その実証性、安全性を示す為必要となってくる。

これに対し「常陽」の場合には、仮想事故として再臨界事故という、更に保守的な仮定を設定した上で、システムの健全性を保証するという方法をとっており、一次冷却系破断事故が Design Basis Accident としてとられてはいない。

従って「常陽」に於て、崩壊熱が問題となり得る事故例は、通常事故に対してであり、その解析に当っては“妥当なマージン”を含んだ信頼度の高い標準曲線をもつて解析するのが、出来るだけ確度の高い解析を行なつて炉心の健全性を確認するという本来の目的から考えてふさわしいものであると考えられる。

即ち、今回「常陽」第2期原子炉出力(75 MWt)の安全解析に於ては、前回の安全審査以降、約4年余の時代の進展に併せて、より信頼度の高い現実的なモデルに変更してゆく事が要請される。^{※5}

以上の議論から「常陽」第2期原子炉出力の安全解析に於て Shure の値の1.2倍をとる必然性はないと結論される。

§ 3. 結 論

高速炉に於ける崩壊熱の評価について、従来はこれが正確に評価出来ない事からやむを得ず U^{235} 燃料装荷の熱中性子炉に対してのみ適用されるべき基準を用いてきた。しかし、最近になって Pu-U 混合酸化物燃料の高速炉に対して適用する事の出来る詳細な解析コードが開発され、これが熱中性子炉に対する解析結果から、実測値とも良い一致も示し信頼性の高いものである事が実証されてきた。しかもその解析から、崩壊熱発生割合に関して云えば Pu^{239} による F.P. のそれは、 U^{235} のそれに対し、2割も小さな値を与える事、fission yield に関して云えば、同一核種に対しては熱中性子炉と高速炉との間に程んど差が無い事が明らかにされてきた。

註 1 Shure の式

$$F.P. \text{ の崩壊熱エネルギー} = \frac{P_0 \cdot M(t_0, t_s)}{200} \text{ (Watts)} = 3.1 \times 10^{10} \times P_0 \cdot M(t_0, t_s) \frac{\text{MeV}}{\text{sec}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\text{ここで} \quad M(t_0, t_s) = M(\infty, t_s) - M(\infty, t_0 + t_s) \dots\dots\dots (2)$$

$$M(\infty, t) = A \cdot t^{-a} \dots\dots\dots (3)$$

t_s : 冷却時間 (sec) P_0 : 原子炉出力 (Watt)

t_0 : 出力 P での運転時間

TABLE III

Applicable Time Interval (seconds)	A	a	Maximum Positive Deviation	Maximum Negative Deviation
$10^{-1} \leq t < 10^1$	12.05	0.0639	4% at 10^0 sec	3% at 10^1 sec
$10^1 \leq t \leq 1.5 \times 10^2$	15.31	0.1807	3% at 1.5×10^2 sec	1% at 3×10^1 sec
$1.5 \times 10^2 < t < 4 \times 10^6$	26.02	0.2834	5% at 1.5×10^2 sec	5% at 3×10^3 sec
$4 \times 10^6 \leq t \leq 2 \times 10^8$	53.18	0.3350	8% at 4×10^7 sec	9% at 2×10^8 sec

※2 MITの式 Fast Reactor Technology

崩壊時間 (sec) 適用式

$$t \leq 32 \quad \frac{P(t)}{P_0} = 0.065 \quad : \text{(一定値)} \dots\dots\dots(4)$$

$$32 < t \leq 3600 \quad \frac{P(t)}{P_0} = 2 \times 0.065 (t_s^{-0.2} (t_s + t_0)^{-0.2})$$

: (Way-Wignerの方程式×2) \dots\dots\dots(5)

$$t > 3600 \quad \frac{P(t)}{P_0} = 0.3 [t_s^{-0.88} (t_s + t_0)^{-0.88}]$$

: (Dillon-Burrisの式) \dots\dots\dots(6)

※3 田坂・笹本(原研)の式 参考文献「昭和48年 炉物理・炉工学分科会予稿集」

F.P.の生成量をBatemanの式及びその積分型を繰返し使って計算を行なう。
 考慮された核種数は²³⁵Uの熱中性子による核分裂の収率が 1×10^{-3} %以上ある
 放射性核種443および安定核種125の合計568核種。

各核種の核データはTable of Isotopes Sixth Ed.及びNuclear Data Sheetsから、核分裂収率に関してはMeek & Riderの評価値を用いた。

Q値の未知のものはMyers-Swiateckiの質量公式を使って求めた。

又、崩壊定数λが不明なものはQ値から推定した。λとQ値との相関関係は

- (1) odd A ≤ 115, (2) even A ≤ 115 (even-even), (3) even A ≤ 115 (odd-odd), (4) odd A > 115, (5) even A > 115 (even-even), (6) even A > 115 (odd-odd)の6つの場合に分けて求められた。

i番目の核種の崩壊あたりのβ線発熱量及びγ線発熱量は、β線の最大エネルギー

$E_{\beta,k}^i$, 平均エネルギー $\bar{E}_{\beta,k}^i$ 及び分岐比 P_k^i から

$$b_i = \sum_{k=1}^k P_k^i \cdot \bar{E}_{\beta,k}^i \quad g_i = \sum_{k=1}^k P_k^i (Q_i - E_{\beta,k}^i) \quad \text{と求められる。} \dots\dots(7)$$

β 線エネルギーまたはその分岐比が不明の核種に対しては activity を重みとした平均値を用い $b_i = Q_i (b/Q)_{av}$ $g_i = Q_i (g/Q)_{av}$ として求められた。……(8)

従って、照射時間 t_0 , 冷却時間 t_s に於ける F.P. の β 線崩壊熱, r 線崩壊熱及び全崩壊熱は

$$B(t_0, t_s) = \sum_i b_i \cdot \lambda_i \cdot N_i(t_0, t_s) \quad \dots\dots(9)$$

$$F(t_0, t_s) = \sum_i g_i \cdot \lambda_i \cdot N_i(t_0, t_s) \quad \dots\dots(10)$$

$$H(t_0, t_s) = B(t_0, t_s) + F(t_0, t_s) \quad \dots\dots(11)$$

※4 「常陽」第2期原子炉出力安全解析用 運転条件

運転計画	{	50 MWt	90 day
		75 MWt	315 day

fission reaction rate については TABLE IV に示す。

※5 BWRの仮想事故解析に於ては、米国原子力学会(ANS)でまとめた関係式の1.2倍の余裕をとった値を使用している。

20%の余裕をとった理由は England が解析によって示した値が ANS-5.1の式より原子炉停止後1000secの時点で20%大きな値を示した事にある。

この想定はBWRの場合について考えてみても、以下の2つの点から非常に保守的と考えられる。第1は、事故解析で問題となる事故後100sec以内の時点に於ては実験データに不確定要素の多い短寿命核種が主要となるので England が行った核種毎の解析は信頼性が乏しくなる。従って総合した崩壊熱の実測に基づくデータに基礎をおいた関係式(ANSの式)がより信頼性が高い事である。

第2はANSの式と England の計算結果は原子炉停止後100sec以内では10%以内の差しか示していない事である。

従って England の計算結果をそのまま適用しても現解析よりも発熱生は10%以上小さな値になるという事である。

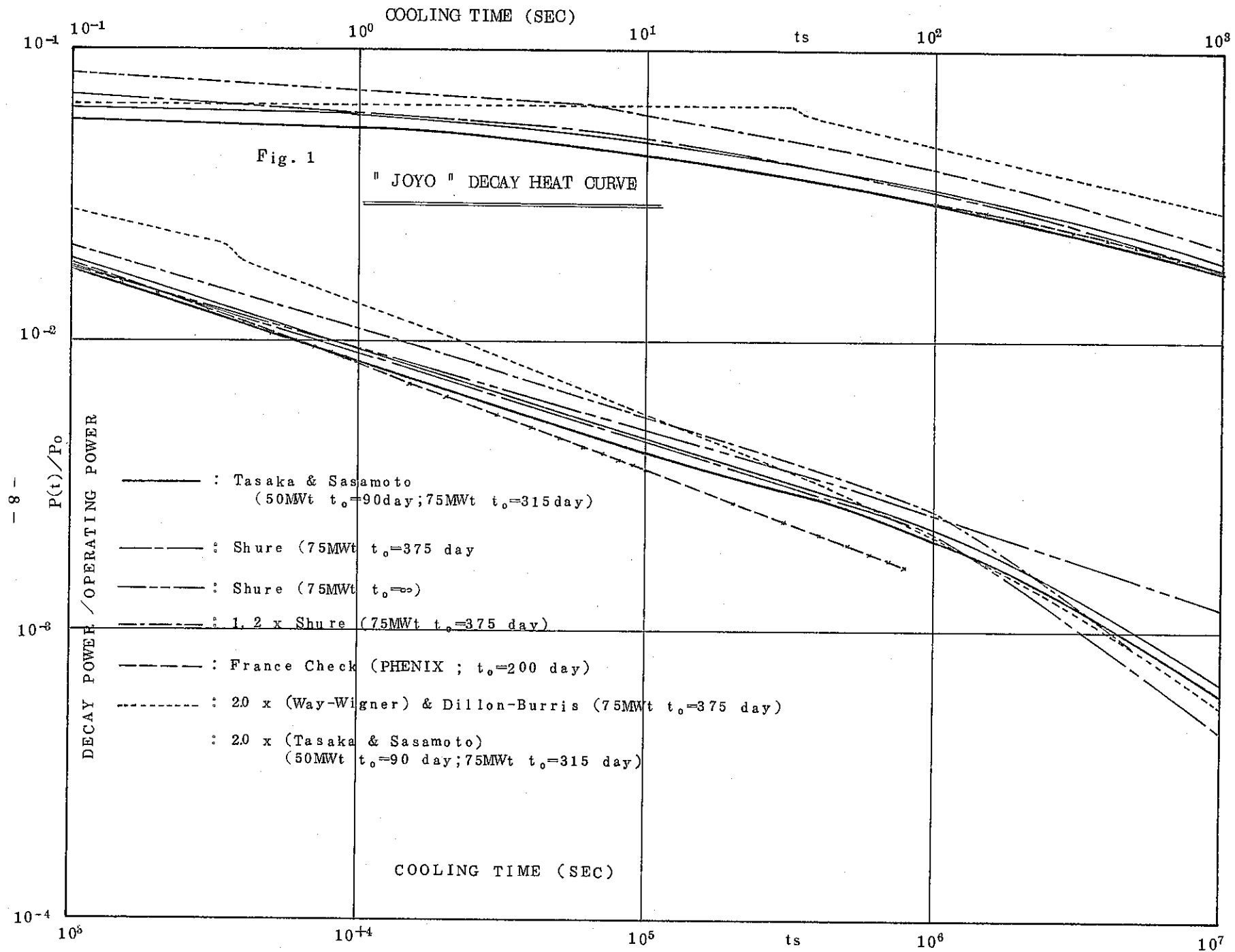


TABLE IV 常陽初期炉心に於ける fission reaction rate

核種	炉心	径ブランケット	軸ブランケット
Pu ²³⁹	1 2.6 0	—	—
Pu ²⁴⁰	0.8 9	—	—
Pu ²⁴¹	0.7 9	—	—
Pu ²⁴²	0.0 3	—	—
U ²³⁵	1 7.9 4	0.4 6	0.1 1
U ²³⁸	2.2 1	1.4 1	0.5 1
計	3 4.4 6	1.8 7	0.6 6

そこで今回の安全解析を行なうに当っては、Pu-U 混合酸化物燃料を用いた実際の「常陽」炉心組成・運転計画に基き、田坂・笹本のF.P. 崩壊熱に関する詳細解析コードで計算を行なう事によって、信頼度の高いF.P. 崩壊熱データを得ると共に、これとShureの曲線、MIT曲線、France Checkに於ける曲線との比較検討を行ない、このモデルの信頼度を確認した。

そして今回の事故解析に必要な時間領域でのF.P. 崩壊熱エネルギーを与えるものとして充分の安全上のマージンを見込む意味で、田坂・笹本の解析結果の110%の値を採用する事とする。

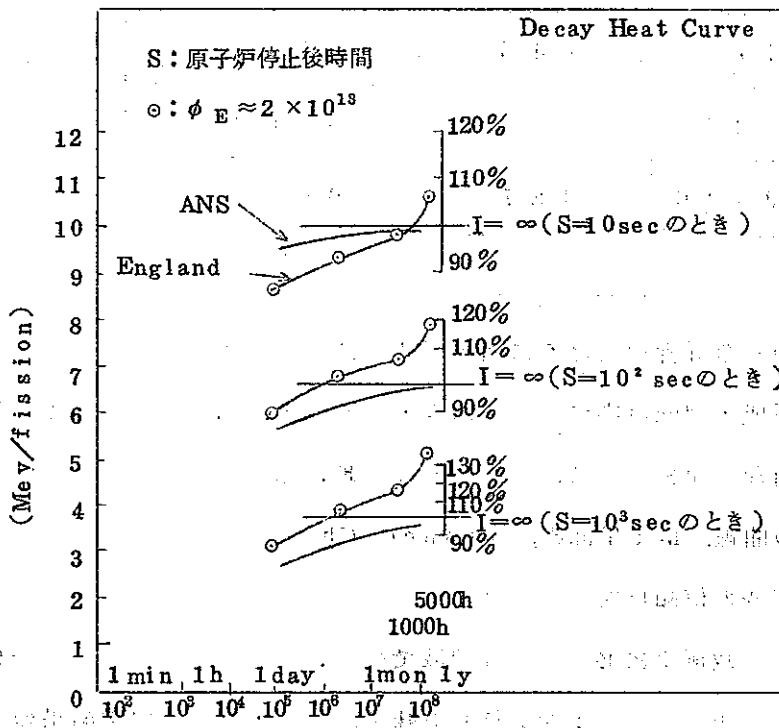


Fig. 2 照射時間 I (sec)

TABLE V

Joyo

50 MW

90 day

75 MW

315 day

tc sec	P/P ₀	tc sec	P/P ₀	tc sec	P/P ₀
1×10 ⁻²	5.79×10 ⁻²	1×10 ¹	4.37×10 ⁻²	1×10 ⁴	8.42×10 ⁻³
2×10 ⁻²	5.77×10 ⁻²	2×10 ¹	3.99×10 ⁻²	2×10 ⁴	6.78×10 ⁻³
3×10 ⁻²	5.77×10 ⁻²	3×10 ¹	3.75×10 ⁻²	3×10 ⁴	6.00×10 ⁻³
4×10 ⁻²	5.76×10 ⁻²	4×10 ¹	3.59×10 ⁻²	4×10 ⁴	5.50×10 ⁻³
5×10 ⁻²	5.75×10 ⁻²	5×10 ¹	3.45×10 ⁻²	5×10 ⁴	5.13×10 ⁻³
6×10 ⁻²	5.75×10 ⁻²	6×10 ¹	3.33×10 ⁻²	6×10 ⁴	4.85×10 ⁻³
7×10 ⁻²	5.74×10 ⁻²	7×10 ¹	3.23×10 ⁻²	7×10 ⁴	4.62×10 ⁻³
8×10 ⁻²	5.74×10 ⁻²	8×10 ¹	3.16×10 ⁻²	8×10 ⁴	4.43×10 ⁻³
9×10 ⁻²	5.73×10 ⁻²	9×10 ¹	3.08×10 ⁻²	9×10 ⁴	4.28×10 ⁻³
1×10 ⁻¹	5.72×10 ⁻²	1×10 ²	3.02×10 ⁻²	1×10 ⁵	4.14×10 ⁻³
2×10 ⁻¹	5.67×10 ⁻²	2×10 ²	2.59×10 ⁻²	2×10 ⁵	3.39×10 ⁻³
3×10 ⁻¹	5.63×10 ⁻²	3×10 ²	2.35×10 ⁻²	3×10 ⁵	3.03×10 ⁻³
4×10 ⁻¹	5.59×10 ⁻²	4×10 ²	2.19×10 ⁻²	4×10 ⁵	2.79×10 ⁻³
5×10 ⁻¹	5.55×10 ⁻²	5×10 ²	2.08×10 ⁻²	5×10 ⁵	2.61×10 ⁻³
6×10 ⁻¹	5.51×10 ⁻²	6×10 ²	1.99×10 ⁻²	6×10 ⁵	2.46×10 ⁻³
7×10 ⁻¹	5.48×10 ⁻²	7×10 ²	1.91×10 ⁻²	7×10 ⁵	2.34×10 ⁻³
8×10 ⁻¹	5.45×10 ⁻²	8×10 ²	1.85×10 ⁻²	8×10 ⁵	2.23×10 ⁻³
9×10 ⁻¹	5.42×10 ⁻²	9×10 ²	1.79×10 ⁻²	9×10 ⁵	2.14×10 ⁻³
1×10 ⁰	5.39×10 ⁻²	1×10 ³	1.74×10 ⁻²	1×10 ⁶	2.05×10 ⁻³
2×10 ⁰	5.15×10 ⁻²	2×10 ³	1.43×10 ⁻²	2×10 ⁶	1.52×10 ⁻³
3×10 ⁰	4.98×10 ⁻²	3×10 ³	1.25×10 ⁻²	3×10 ⁶	1.24×10 ⁻³
4×10 ⁰	4.84×10 ⁻²	4×10 ³	1.14×10 ⁻²	4×10 ⁶	1.06×10 ⁻³
5×10 ⁰	4.73×10 ⁻²	5×10 ³	1.06×10 ⁻²	5×10 ⁶	9.31×10 ⁻⁴
6×10 ⁰	4.64×10 ⁻²	6×10 ³	9.95×10 ⁻³	6×10 ⁶	8.38×10 ⁻⁴
7×10 ⁰	4.55×10 ⁻²	7×10 ³	9.46×10 ⁻³	7×10 ⁶	7.65×10 ⁻⁴
8×10 ⁰	4.48×10 ⁻²	8×10 ³	9.05×10 ⁻³	8×10 ⁶	7.04×10 ⁻⁴
9×10 ⁰	4.42×10 ⁻²	9×10 ³	8.71×10 ⁻³	9×10 ⁶	6.52×10 ⁻⁴
				1×10 ⁷	6.07×10 ⁻⁴

{ 443 radioactive nuclides
125 stable nuclides

Tasaka's formula

Shure's Decay Heat Data

TABLE V

75MWt 375 day

$t_0 = 3.244 \times 10^7$ sec

t_s (sec)	A	t_s^{-a}	$(\frac{P}{P_\infty})\%$	$t_0 + t_s$ $\times 10^{-7}$ (sec)	$(t_0 + t_s)^{-a}$	$t_s^{-a}(t_0 + t_s)^a$	$(\frac{P}{P_0})\%$
1×10^{-2}	12.05	1.3422	8.0868	3.24000	0.00304 ₈	1.3392	8.0684
3×10^{-2}	"	1.2512	7.5385	"	"	1.2482	7.5201
5×10^{-2}	"	1.2110	7.2963	"	"	1.2080	7.2779
7×10^{-2}	"	1.1852	7.1408	"	"	1.1822	7.1225
1×10^{-1}	"	1.1585	6.9800	"	"	1.1555	6.9616
3×10^{-1}	"	1.0799 ₇	6.5068	"	"	1.0769	6.4885
5×10^{-1}	"	1.0452 ₉	6.2979	"	"	1.0422	6.2795
7×10^{-1}	"	1.0230 ₅	6.1639	"	"	1.0200	6.1455
1	"	1.00000	6.0250	"	"	0.9969 ₅	6.0066
3	"	0.93220 ₆	5.6165	"	"	0.9291 ₆	5.5982
5	"	0.90227	5.4362	"	"	0.8992 ₂	5.4178
7	"	0.88308	5.3206	"	"	0.8800 ₃	5.3022
10	15.31	0.65963	5.0495	"	"	0.6565 ₈	5.0261
30	"	0.54086	4.1403	"	"	0.5378 ₁	4.1170
50	"	0.49317	3.7752	"	"	0.49012 ₂	3.7519
70	"	0.46408	3.5525	"	"	0.46103 ₂	3.5292
1×10^2	"	0.43511	3.3308	3.24001	"	0.43206 ₂	3.3074
3×10^2	26.02	0.19860 ₂	2.5838	3.24003	"	0.19555 ₄	2.5442
5×10^2	"	0.17183 ₅	2.2356	3.24005	"	0.16878 ₇	2.1959
7×10^2	"	0.15620 ₇	2.0323	3.24007	"	0.15315 ₉	1.9926
1×10^3	"	0.14119	1.8369	3.24010	"	0.13814 ₂	1.7972
3×10^3	"	0.10341 ₅	1.3454	3.24030	"	0.10036 ₇	1.3058
5×10^3	"	0.08947 ₇	1.1641	3.24050	"	0.08642 ₉	1.1244
7×10^3	"	0.081339 ₁	1.0582	3.24070	"	0.07829 ₁	1.0186
1×10^4	"	0.073519	0.9564 ₈	3.24100	"	0.07047 ₁	0.9168 ₃
3×10^4	"	0.053850	0.7005 ₉	3.24300	0.00304 ₇	0.05080 ₃	0.6609 ₅
5×10^4	"	0.046592	0.6061 ₆	3.24500	0.00304 ₆	0.04354 ₆	0.5665 ₃
7×10^4	"	0.042354	0.5510 ₃	3.24700	0.00304 ₅	0.03930 ₉	0.5114 ₁
1×10^5	"	0.03828 ₃	0.4980 ₆	3.25000	0.00304 ₄	0.02523 ₉	0.4584 ₆
5×10^5	"	0.024261 ₂	0.3156 ₄	3.29000	0.00303 ₂	0.02122 ₉	0.2761 ₉
1×10^6	"	0.019934 ₂	0.2593 ₄	3.34000	0.003016 ₈	0.01691 ₇	0.2201 ₀
5×10^6	53.18	0.0056996 ₁	0.1515 ₅	3.74000	0.0029046 ₁	0.00279 ₅	0.07431 ₉
1×10^7	"	0.0045185 ₅	0.1201 ₅	4.24000	0.0027850 ₅	0.0017335 ₁	0.04609 ₄

54 部分会
[TABLE VII]

$$\frac{P}{P_0} = A \times \left[t^{-a} (t+t_0)^{-a} \right] \times 100 \%$$

75MWt 375 day
 $t_0 = 3.24 \times 10^7 \text{ sec}$

t (sec)	a	t^{-a}	t+t ₀ (sec)	$(t+t_0)^{-a}$	$t^{-a}(t+t_0)^{-a}$	A	$\left(\frac{P}{P_0}\right) \%$
1×10 ⁻²	0					0.065	6.5
3×10 ⁻²	"					"	"
5×10 ⁻²	"					"	"
7×10 ⁻²	"					"	"
1×10 ⁻¹	"					"	"
3×10 ⁻¹	"					"	"
5×10 ⁻¹	"					"	"
7×10 ⁻¹	"					"	"
1	"					"	"
3	"					"	"
5	"					"	"
7	"					"	"
10	"					"	"
32	"					"	"
50	0.2	0.45730 ₅	3.24000 ×10 ⁷	0.031469 ₆	0.425835 ₄	0.130	5.5359
70	"	0.42754 ₃₅	"	"	0.396073 ₉	"	5.1490
1×10 ²	"	0.39810 ₇	3.24001	"	0.366637 ₄	"	4.7663
3×10 ²	"	0.31957 ₇	3.24003	"	0.288058 ₁	"	3.7448
5×10 ²	"	0.28854 ₀	3.24005	"	0.257070 ₄	"	3.3419
7×10 ²	"	0.26976 ₂	3.24007	"	0.238292 ₄	"	3.0978
1×10 ³	"	0.25118 ₉	3.24010	0.031469 ₄	0.219719 ₆	"	2.8564
3×10 ³	"	0.20164 ₀	3.24030	0.031469 ₀	0.170171 ₀	"	2.2122
5×10 ³	0.33	0.060164 ₄	3.24050	0.0033227 ₅	0.056841 ₇	0.300	1.7052
7×10 ³	"	0.053841 ₆	3.24070	0.0033226 ₈	0.050518 ₉	"	1.5156
1×10 ⁴	"	0.047863 ₀	3.24100	0.0033225 ₈	0.044540 ₄	"	1.3362
3×10 ⁴	"	0.033308 ₁	3.24300	0.0033219 ₁	0.029986 ₂	"	0.8995 ₉
5×10 ⁴	"	0.028141 ₀	3.24500	0.0033212 ₃	0.024819 ₈	"	0.7445 ₉
7×10 ⁴	"	0.025183 ₆	3.24700	0.0033205 ₆	0.021863 ₀	"	0.6558 ₉
1×10 ⁵	"	0.022387 ₂	3.25000	0.0033195 ₄	0.019067 ₇	"	0.5720 ₃
5×10 ⁵	"	0.013162 ₆	3.29000	0.0033061 ₇	0.009856 ₄	"	0.2956 ₉
1×10 ⁶	"	0.010471 ₀	3.34000	0.0032897 ₅	0.007181 ₃	"	0.2154 ₄
5×10 ⁶	"	0.0061565 ₈	3.74000	0.0031692 ₂	0.002987 ₄	"	0.08962 ₁
1×10 ⁷	"	0.0048977 ₉	4.24000	0.0030406 ₇	0.0018571	"	0.05571 ₄

MIT Curve

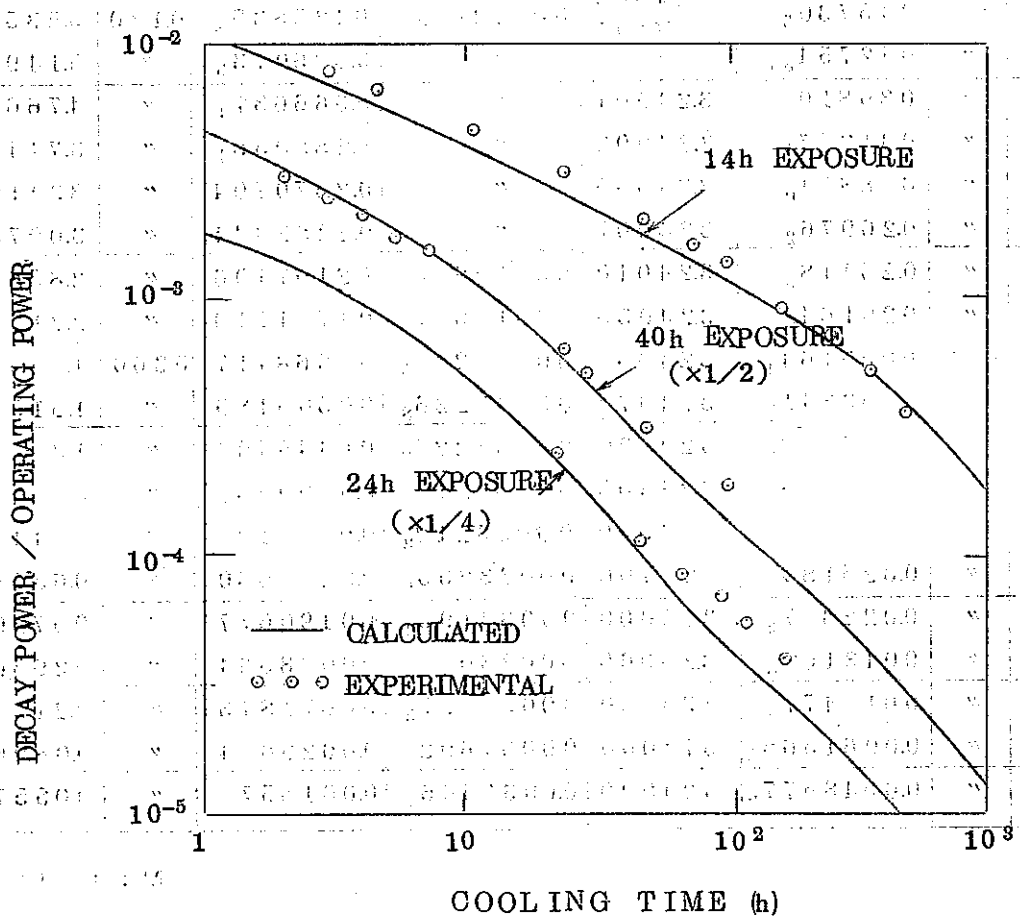
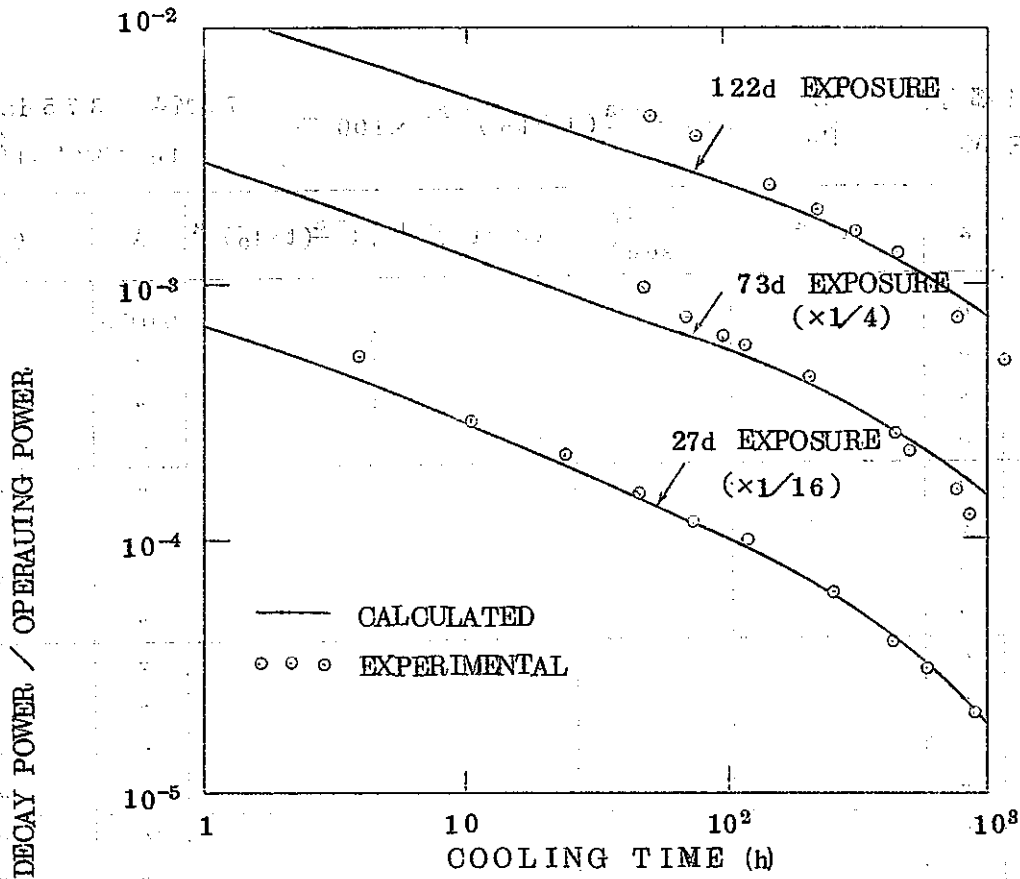


Fig. 3 Present results of the decay power of fission products are compared with the experiment by Day and Cannon for thermal fission of ^{235}U .

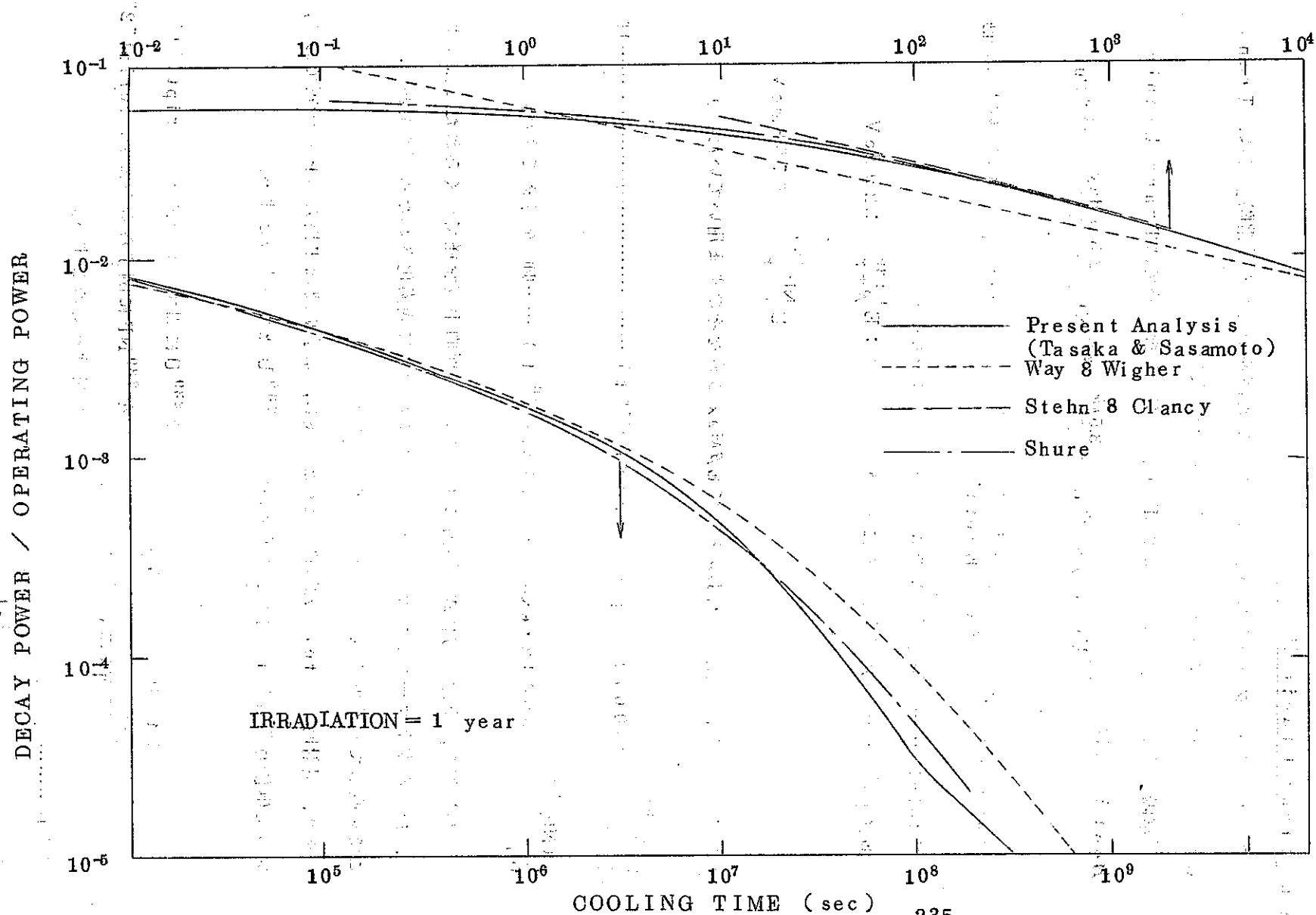


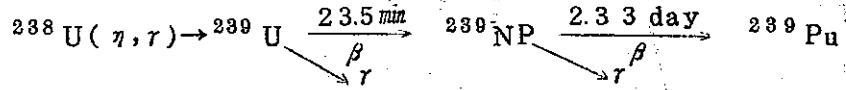
Fig. 4 Decay power of fission products is calculated for ^{235}U which is irradiated by thermal neutrons for one year, and the results are compared with the estimations by Way and Wigner, by Stehn and Clancy and by Shure.

§§ 第 II 章 超ウラン元素による崩壊熱

§ 4. Trans Uranic Heat

プルトニウム-ウラン混合酸化物燃料を用いた高速炉である「常陽」では、Trans Uranic Heat による寄与を無視する事は出来ない。

「常陽」第 1 期原子炉出力 (50 MWt) 時安全解析に於ては Trans Uranic Heat としては



なる scheme を考え $\frac{P'}{P_0} = \frac{E_{\beta+r}}{E_{\text{total}}} \times \frac{A}{F} \times [e^{-\lambda t} - e^{-\lambda'(t+t_0)}] \dots (12)$

E_{total} 核分裂当りの放出エネルギー: 200 MeV

$E_{\beta+r}$ β 線及び r 線による放出エネルギー: $E_{\beta+r}^{\text{U}^{239}} = 1.29 \text{ MeV}$

$$E_{\beta+r}^{\text{NP}^{239}} = 0.758 \text{ MeV}$$

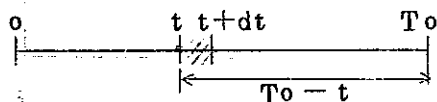
として (但し、上記の場合 E_{β} として $E_{\beta \text{Max}}$ の値をそのまま用いていた。)

$$\frac{P(\text{U}^{239})}{P_0} = 0.0071 \cdot \exp(-4.895 \times 10^{-4} t) \dots (13)$$

$$\frac{P(\text{NP}^{239})}{P_0} = 0.0042 \cdot \exp(-3.443 \times 10^{-6} t) \dots (14) \text{ を与えてきた。}$$

しかし乍ら、上記の方程式の導出には明白なる論理的手続を経てつくられたと云うより、むしろ安全マージンを大きくとって、たてた極度に簡素化されたモデルであり、ここで見直しておく事は意義のある事と考えられる。

まず、照射時間を t_0 、冷却時間を t_s と定義し、原子炉運転中出力は P_0 一定であり、従って単位時間当り n_0 個が中性子捕獲により ${}^{239}\text{U}$ となるものとする。



ここで ${}^{239}\text{U}$ に関するものに subscript "1" を ${}^{239}\text{NP}$ に関するものに subscript "2" を付けるものとする。

$$\begin{cases} {}^{239}\text{U} \dots \dots n_0 \cdot dt \\ {}^{239}\text{Np} \dots \dots n_0 (1 - e^{-\lambda_1 t}) \end{cases}$$

照射時間 T_0 の直後、即ちスクラム時の ^{239}U 並びに ^{239}Np の総数を計算する事とする。

^{239}U に対して

$t=t$ で $no \cdot dt$ 個生成された ^{239}U は、運転終了の $t=T_0$ の時点では一部が崩壊して $no \cdot dt \cdot e^{-\lambda_1(T_0-t)}$ となる。

従って時刻 $t=0$ から $t=T_0$ までの間に生成された ^{239}U の内で $t=T_0$ の時で残っている ^{239}U の総数は

$$\begin{aligned} N_1^0 &= \int_0^{T_0} no \cdot e^{-\lambda_1(T_0-t)} dt \\ &= \frac{no}{\lambda_1} [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] \end{aligned} \quad (15)$$

^{239}Np に対して

$t=t$ で生成される ^{239}Np の総数は正確には $no(1 - e^{-\lambda_1 t})dt$ であるが、ここでは安全側に $no \cdot dt$ と ^{239}U の場合と同数と仮定する。

$$\begin{aligned} N_2^0 &= \int_0^{T_0} no \cdot e^{-\lambda_2(T-t)} dt \\ &= \frac{no}{\lambda_2} [1 - e^{-\lambda_2 T_0}] \end{aligned} \quad (16)$$

次いで炉停止後の ^{239}U , ^{239}Np 総数の変化を解析する。

^{239}U に対して

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad (17) \quad \text{より}$$

$$N_1 = N_1^0 \cdot e^{-\lambda_1 t} \quad (18) \quad \text{但し } N_1^0 \text{ は(15)に与えられている。}$$

^{239}Np に対して

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (19) \quad \text{より}$$

(18), (19)より

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0 \quad (20)$$

この線型一次微分方程式の解として $N_2 = U \cdot V$ なる形を仮定する。

ここで $U \cdot V$ は t の関数である。これを微分して

$$\frac{dN_2}{dt} = U \cdot \frac{dV}{dt} + V \frac{dU}{dt} \dots (2) \text{を(2)} \text{に代入し, 整理すると}$$

$$U \left(\frac{dV}{dt} + \lambda_2 V \right) + V \frac{dU}{dt} - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0 \dots (2)$$

カッコの内の項が0となる様に任意関数Vを選ぶ事とすると

$$\frac{dV}{dt} + \lambda_2 V = 0 \quad \text{より} \quad V = e^{-\lambda_2 t} \dots (23)$$

$$(23) \text{を(22)へ代入すると } e^{-\lambda_2 t} \frac{dU}{dt} - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 0 \dots (24)$$

$$\text{即ち } dU = \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt \dots (24')$$

$$(24') \text{を積分して } U = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C \dots (25)$$

$$N_2 = U \cdot V = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + C \cdot e^{-\lambda_2 t} \dots (26)$$

定数Cはt=0においてN₂=N₂⁰なる条件により

$$C = N_2^0 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \dots (27)$$

(27)を(26)に代入して

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_1^0 (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t} \dots (28)$$

(18)及び(28)で冷却時間t=tsとおきN₁⁰, N₂⁰として(15)及び(16)を用いる。

$$\text{²³⁹Uに対して } N_1 = \frac{n_0}{\lambda_1} [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] e^{-\lambda_1 t_s} \dots (29)$$

$$\begin{aligned} \text{²³⁹Npに対して} \\ N_2 = \frac{n_0}{\lambda_1 - \lambda_2} [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] (e^{-\lambda_2 t_s} - e^{-\lambda_1 t_s}) \\ + \frac{n_0}{\lambda_2} [1 - e^{-\lambda_2 T_0}] e^{-\lambda_2 t_s} \dots (30) \end{aligned}$$

ここで上記のTrans Uranic Heatを計算する事とする。

$$\begin{aligned} \text{Fissionによる全放出エネルギーは } P_0 &= 200 \text{MeV} \cdot \int \Sigma f \phi dE \\ &\doteq 200 \text{MeV} \cdot \Sigma_f \cdot \int \phi dE \dots (31) \end{aligned}$$

$$\text{Trans Uranic Heat } P_{\beta, \gamma} = \Sigma_i \bar{E}_{\beta, \gamma} \cdot \lambda_i \frac{N_i(t)}{n_0} \cdot \int \Sigma c \phi dE \dots (32)$$

$$\doteq \sum_i \bar{E}_{\beta, r} \cdot \lambda_i \cdot \frac{N_i(t)}{n_0} \cdot \sum_c \int \phi dE \dots \dots \dots (33)$$

従って (33) に (29), (30) を代入すると

²³⁸U に対して

$$P_{\beta, r}^1 = \bar{E}_{\beta, r}^1 \cdot \sum_c \int \phi dE \cdot [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] \cdot e^{-\lambda_1 t_s} \dots (34)$$

²³⁸Np に対して

$$P_{\beta, r}^2 = \bar{E}_{\beta, r}^2 \cdot \sum_c \int \phi dE \left\{ \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] (e^{-\lambda_2 t_s} - e^{-\lambda_1 t_s}) + [1 - e^{-\lambda_2 T_0}] \cdot e^{-\lambda_2 t_s} \right\} \dots \dots \dots (35)$$

従って Trans Usanic Heat と Fission による全エネルギーとの比は (31), (34), (35) より

²³⁸U に対して

$$\frac{P_{\beta, r}^1}{P_0} = \left(\frac{\bar{E}_{\beta, r}^1}{200} \right) \cdot \left(\frac{\sum_c}{\sum_f} \right) [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] e^{-\lambda_1 t_s} \dots \dots \dots (36)$$

²³⁸Np に対して

$$\frac{P_{\beta, r}^2}{P_0} = \left(\frac{\bar{E}_{\beta, r}^2}{200} \right) \cdot \left(\frac{\sum_c}{\sum_f} \right) \left\{ \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} [1 - e^{-\lambda_1 T_0}] \cdot [e^{-\lambda_2 t_s} - e^{-\lambda_1 t_s}] + [1 - e^{-\lambda_2 T_0}] \cdot e^{-\lambda_2 t_s} \right\} \dots \dots \dots (37)$$

§ 5. 定数についての検討

²³⁸U $(t_{1/2})_1 = 23.54 \text{ min}$ より $\lambda_1 = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = 4.9076 \times 10^{-4} \text{ (sec}^{-1}\text{)}$ (38)
 $= 4.91 \times 10^{-4} \text{ (sec}^{-1}\text{)}$

β 線の平均エネルギーの値は、通常の RI Table に載っている $(E_{\beta})_{\text{max}}$ の値を用いて算出する事とし「ICRP 体内放射線許容線量」(P 49) の式を引用する事とする。

$$\bar{E}_{\beta} = 0.33 \cdot E_{\text{max}} \times F \times \left(1 - \frac{Z^2}{50} \right) \times \left(1 + \frac{E_{\text{max}}^{\frac{1}{2}}}{4} \right) \dots \dots \dots (39)$$

²³⁸U の場合 $E_{\beta \text{max}} = 1.21 \text{ MeV}$ ※6 を用いて

$$\bar{E}_{\beta} = 0.33 \times 1.21 \times \left(1 - \frac{92^2}{50} \right) \times \left(1 + \frac{1.21^{\frac{1}{2}}}{4} \right) = 0.4114 \text{ MeV}$$

0.0736 MeV の r 線を放出する β 線分岐比は 1% 未満であるから、ここでは一応安全側に 1% あるものとする $E_r = 0.0736 \times 0.01 \text{ MeV}$

よって $\bar{E}_{\beta,r}^1 = 0.4114 + 0.0001 = 0.4115 \text{ MeV} \dots\dots\dots (4)$

$$\left(\frac{\bar{E}_{\beta,r}^1}{200}\right) = 2.06 \times 10^{-8} \dots\dots\dots (4)$$

^{239}Np

$$(t_{1/2})_2 = 2346 \text{ day より } \lambda_2 = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = 3.41 \times 10^{-6} (\text{sec}^{-1})$$

^{239}Np の場合 $E_{\beta \text{ max}} = 0.070 \text{ MeV} (22\%) \quad *6$
 $0.327 \text{ MeV} (35\%)$
 $0.382 \text{ MeV} (21\%)$
 $0.439 \text{ MeV} (16\%)$
 $0.723 \text{ MeV} (6\%)$ と与えられる。

$$\bar{E}_{\beta}^2 = 0.33 \times \left(1 - \frac{93\frac{1}{2}}{50}\right) \times \sum_{i=1}^5 \left\{ E_{\beta \text{ max}_i} \left(1 + \frac{E_{\beta \text{ max}_i}^{\frac{1}{2}}}{4}\right) \cdot F_i \right\}$$

$$= 0.0997 \text{ MeV}$$

r 線の放出エネルギーの中で最大のものは 0.3344 MeV である。

従って、ここでは安全側に余裕をとって $\bar{E}_r = 0.3344 \text{ MeV}$ とおく事とする。

$$\bar{E}_{\beta r}^2 = 0.0997 + 0.3344 = 0.4341 \text{ MeV} \dots\dots\dots (4)$$

$$\left(\frac{\bar{E}_{\beta r}^2}{200}\right) = 2.17 \times 10^{-3} \dots\dots\dots (4)$$

(41),(43) の値は Appendix に掲げた ANS-5.1 に比し、小さな値及び等しい値を与える。従って安全解析に於ては安全マージンを充分見込む意味から ANS-5.1 の値を採用する事とする。

即ち ^{239}U , ^{239}Np 崩壊熱エネルギーを与える式として

^{239}U に対して

$$\left(\frac{P_{\beta r}^1}{P_0}\right) = 2.28 \times 10^{-3} \left(\frac{\sum c}{\sum f}\right) \cdot [1 - e^{-4.91 \times 10^{-4} T_0}] \cdot e^{-4.91 \times 10^{-4} ts} \dots\dots\dots (44)$$

²³⁹NP に対して

$$\left(\frac{P^2 \beta r}{P_0}\right) = 2.17 \times 10^{-3} \cdot \left(\frac{\Sigma c}{\Sigma f}\right) \cdot \left[7.0 \times 10^{-3} (1 - e^{-4.91 \times 10^{-4} T_0}) \cdot (e^{-3.41 \times 10^{-6} ts} - e^{-4.91 \times 10^{-4} ts}) + (1 - e^{-3.41 \times 10^{-6} T_0}) \cdot e^{-3.41 \times 10^{-6} ts} \right] \dots\dots\dots (45)$$

但し $\left(\frac{\Sigma c}{\Sigma f}\right) \equiv \left(\frac{{}^{238}\text{U の capture reaction rate}}{\text{total fission reaction rate}}\right) \dots\dots\dots (46)$

§ 6. 結 論

Trans Uranic Heat による発熱量を与える式としては、以上の議論から明らかな様に若干の余裕を見込んだ上で ²³⁹U に対して (44) 式を、²³⁹NP に対して (45) 式を適用するものとする。

但し、単チャンネルのモデルでホットスポット温度を取扱う場合には (46) 式の $\left(\frac{\Sigma c}{\Sigma f}\right)$ は、炉心並びに軸方向ブランケットのみを考慮する事とする。

一方、冷却系配管事故時最高温度の算出に際しては、ブランケット部分も含め考慮する事。※7

※6. 「アイソトープ便覧」日本放射性同位元素協会

※7. $(\Sigma c / \Sigma f)$ の値の評価

「常陽」第1期原子炉出力(50MWt)時安全解析に於ては $(\Sigma c / \Sigma f)$ の値としては、上述の区分けをせずに一律に1.1なる値を採用していた。

今回は以下に示す核計算の結果から $(\Sigma c^{238} / \Sigma f)$ の値として

(TABLE VIII)

	プラント全体		炉心部のみ	
	Clean 初期	50000MWD/T末期	Clean 初期	50000MWD/T末期
$(\Sigma c^{238} / \Sigma f)$	1.06	1.11	0.39	0.43

なる値を得たので、今回の解析では安全側の値を採用する事とし、プラント全体に対しては $(\Sigma c^{238} / \Sigma f) = 1.11$ 、炉心部のみ必要な解析に対しては $(\Sigma c^{238} / \Sigma f) = 0.45$

を採用する。

Cleanな初期炉心並びに75MWt 315日後の炉心の制御棒引抜時において、原子炉全体に核分裂により100個の中性子が発生した場合の各領域における核種毎の核分裂量および捕獲量、各領域から漏出する中性子量を下表に示す。但し、漏洩中性子の符号はその領域から出ていくものを正、流入するものを負とする。

[TABLE K] Clean 初期

	中 性 子 バ ラ ン ス								計
	炉 心		径ブランケット		軸ブランケット		反射体 +スリーブ	制御棒	
	捕 獲	核分裂	捕 獲	核分裂	捕 獲	核分裂	捕 獲	捕 獲	
Pu ²³⁹	2.38	12.60							
Pu ²⁴⁰	0.52	0.89							
Pu ²⁴¹	0.34	0.79							
Pu ²⁴²	0.02	0.03							
U ²³⁵	4.43	17.94	0.19	0.46	0.04	0.11			
U ²³⁸	7.54	2.21	25.37	1.41	6.21	0.51			39.12 43.25
F.P.									
O	0.11		0.04		0.01				
Na	0.07		0.11		0.04		0.04	0.02	
Cr	0.12		0.21		0.07		0.18	0.02	
Fe	0.54		0.89		0.31		1.95	0.06	
Ni	0.41		0.30		0.12		0.16	0.04	
Mo	0.17		0.43		0.14			0.02	
B4C								1.89	
合 計	16.65	34.46	27.54	1.87	6.94	0.66	2.36	2.05	92.5
発 生 中 性 子		93.3		5.0		1.7	0.0	0.0	100.0
漏 洩 中 性 子		42.2		-2.44		-5.9	-2.36	-2.05	7.5

〔TABLE X〕

75 MWt 315日運転後

	中 性 子 バ ラ ン ス 計								
	炉 心		径ブランケット		軸ブランケット		反射体 +スリーブ	制御棒	捕 獲
	捕 獲	核分裂	捕 獲	核分裂	捕 獲	核分裂	捕 獲	捕 獲	吸 収
Pu ²³⁹	2.42	12.53	0.28	0.69	0.10	0.25			
Pu ²⁴⁰	0.55	0.93							
Pu ²⁴¹	0.10	0.74							
Pu ²⁴²	0.02	0.03							
U ²³⁵	4.20	16.98	0.15	0.38	0.04	0.10			
U ²³⁸	8.18	2.20	24.68	1.40	7.06	0.53			39.92 44.05
F.P.	0.60		0.03		0.01				
O	0.11		0.04		0.02				
Na	0.07		0.10		0.04		0.05	0.02	
Cr	0.13		0.18		0.08		0.18	0.01	
Fe	0.57		0.81		0.33		0.61	0.06	
Ni	0.42		0.27		0.13		0.14	0.04	
Mo	0.20		0.37		0.14		0.01	0.02	
B4C								1.91	
合 計	17.57	33.41	26.63	1.78	7.85	0.63	0.99	2.06	90.92
発 生 中性子	90.68		6.86		2.46		0	0	100.0
漏 洩 中性子	39.70		-21.55		-6.02		-0.99	-2.06	9.08

(TABLE XI) 「アイソトープ便覧」 日本放射性同位元素協会

482

12. 同位元素表

U, Np

同位元素	半減期	崩壊形式または存在比	放射線のエネルギー			同位元素質量数	中性子に対する断面積
			β	α	γ		
^{232}U	1.3 m	α	6.8				(abs)el 7.68±0.07
^{228}U	9.3 m	α (~80%) EC(~20%)	6.67				σ_F , el 4.18±0.06
^{229}U	58 m	α (~20%) EC(~80%)	6.42				
$^{230}\text{U}^*$	20.8 d	α	5.658(0.7%), 5.813 (32.1%), 5884.(67.2%)		0.07213(0.75%), 0.1543, 0.158, 0.232(0.24%)		σ_F 25±10
^{231}U	4.3 d	α ($5.5 \times 10^{-3}\%$) EC(99+%)	5.45		0.0181, 0.02564, 0.05954, 0.0685, 0.0813, 0.0821, 0.08418, 0.1082, 0.22		σ_F 400±300
$^{232}\text{U}^*$	74 y	α	5.134(0.32%), 5.261 (32%), 5.318(68%)		0.0579(0.21%), 0.131(0.075%), 0.268($4 \times 10^{-3}\%$), 0.326($4 \times 10^{-3}\%$)		300±200 σ_F 80±20
$^{233}\text{U}^*$	1.65×10^5 y	α	4.489(0.03%), 4.582 (0.04%), 4.655(0.07%), 4.717(1.6%), 4.773 (14.9%), 4.816(83.5%)		0.0428(0.05%), 0.0561 (0.01%), 0.099		52±2 σ_F 527±4
$^{234}\text{U}^*$	2.48×10^5 y	α 0.0056%	4.717(28%), 4.768(72%)		0.050, 0.117, (~ 0.45 (vw)), [0.50(vw)]	234.1147	90±30
$^{235}\text{U}^*$	7.13×10^8 y	α 0.7205%	4.117(5.8%), 4.318(8%), 4.333(14%), 4.354(35%), 4.370(25%), 4.52(2.7%), 4.559(6.7%)		[0.074], 0.089(9%), 0.110(5%), 0.143(12%), [0.165(≥ 4)], 0.185 (5%), ~ 0.200 ($> 4\%$), 0.289, 0.382		107±5 σ_F 582±6
^{235}mU	26.5 m	IT			23eV, 75eV		
$^{236}\text{U}^*$	2.39×10^7 y	α	4.499		0.050		6±1
$^{237}\text{U}^*$	6.75 d	β^-	0.084(26%), 0.249(74%)		0.0264, 0.0332, 0.0435, 0.0596(36%), 0.0646 (2.3%), 0.1139, 0.1646 (3.6%), 0.2079(24%), 0.2342, 0.2675(0.86%), 0.3323(1.4%), 0.335 (0.2%), 0.3685, 0.371		
$^{238}\text{U}^*$	4.51×10^9 y	α 99.2739%	4.195, $\alpha_0.048$		0.048	238.1243	2.74±0.06
^{239}U	23.54 m	β^-	1.21		0.0736		(22±5 14±3)
^{240}U	14.1 h	β^-	0.36		no γ		
^{231}Np	~50 m	α	6.28				
^{232}Np	~13 m	EC			hard γ		
^{233}Np	35 m	α (~ $10^{-3}\%$) EC(99%)	5.53				
^{234}Np	4.40 d	β^+ (~0.05%) EC	~0.8		0.043, 0.109, 0.234, 0.247, 0.449, 0.500, [0.517], 0.720, 0.752, 0.813, 0.905, 1.01, 1.19, 1.57		σ_F 900±300
^{235}Np	410 d	α ($1.6 \times 10^{-3}\%$) EC	5.06		with α : 0.026, 0.086, with EC; no γ		
$^{236}\text{Np}^*$	22 h	β^- (57%) EC(43%)	0.36(\uparrow ~40), 0.51(\uparrow ~60)		with β^- : 0.0446 with EC: 0.04528		σ_F 2800±800
$^{237}\text{Np}^*$	2.2×10^6 y	α	4.52(0.02%), 4.589 (0.5%), 4.644(6.0%),		[0.020(\uparrow <3)], 0.0297 (13.9), [0.0568(\uparrow <1)],		169±6 σ_F 19±3 mb
$^{239}\text{Np}^*$	2.10 d	β^-	4.674(3.3%), 4.713 (1.7%), 4.767(29%), 4.787(53%), 4.816(3.5%), 4.872(3.1%)		0.0869(\uparrow 16), 0.145(\uparrow 1), [0.175(\uparrow 0.1)], ~ 0.200 (\uparrow 0.3, complex)		σ_F 1600±100
^{239}Np	2.346 d	β^-	0.070(22%), 0.327(35%), 0.382(21%), 0.439(16%), 0.655; 0.723(6%)		0.0440, 0.1017, [0.871], 0.885, 0.925, 0.940, 0.943, 0.986, 0.988, 1.027, 1.030		7.3m 35±10 60m 25±15
^{240}Np	7.3 m	β^-	0.76(6%), 1.26(11%), 1.59(31%), 2.16(52%),		0.0429, 0.557(22%), 0.600(13%), ~ 0.85 (6%), ~ 1.5 (3.5%, complex)		
^{240}Np	60 m	β^-	0.89		0.085, 0.160, 0.245, 0.44, 0.57, 0.60, 0.92, 1.00, 1.16		

(TABLE XII)

Atomnummer	stabile Kerne	radioaktive Kerne	Verbreitung in %	Halbwertszeit	Umwandlungstyp	Energie der β^- , β^+ und α -Teilchen in MeV	Energie der γ -Strahlen in MeV	Kernreaktionen
1	2	3	4	5	6	7	8	9
92	U ²³⁰			20.8 Tg	α	5.86		Pa ²³⁰ (17.7 Tg) β^- ; Th ²³⁰ - α -6n; Pu ²³⁴ (8.5 Std) α ; Pa ²³¹ -d-3n; Pa ²³¹ - α -p, 4n; U ²³⁸ -d-p, 9n
		U ⁽²³¹⁾		4.2 Tg	K			Pa ²³¹ -d-2n; Pa ²³¹ - α -p, 3n
	U ²³²			70 J	α	5.29*		Pa ²³³ (1.33 Tg) β^- ; Pu ²³⁶ (2.7 J) α ; Th ²³² - α -4n; Pa ²³¹ -d-n; Pa ²³¹ - α -p, 2n
	U ²³³			1.62×10^5 J	α, γ	4.823	0.040, 0.080, 0.31	Pu ²³³ (27.4 Tg) β^-
	U ²³⁴ (UII)		0.005481 [K 19]	2.522 ± 0.008 [K 19]			4.71 [B 14]	U ²³³ $\alpha \dots$ ⁹⁰ Pa ²³⁴ (1.22 min) β^- ; U ²³⁸ $\alpha \dots$ Pa ²³⁴ (6.69 Std) β^-
	U ²³⁵ (AcU)		0.714	8.91×10^8 J	α, γ	4.56 (20%) 4.396 (80%) 4.52 [B 14]	0.17*	Pu ²³⁹ (2.4×10^4 J) α
	(U ²³⁹)?			sehr groß?	(α)			(Pu ²⁴⁰ (6000 J) α)
	U ²³⁷		6.03 ± 0.05 Tg	β^-, γ	0.24*		0.032, 0.067, 0.204, 0.260	U ²³⁶ -n-2n; U ²³⁸ -d-p, 2n; U ²³⁸ - α - α , n; Pu ²⁴¹ (≈ 10 J) α
	U ²³⁸ (UI)		99.28	4.498×10^9 J	α	4.180 4.15 [B 14]		
		U ²³⁸		23.54 min	β^-, γ, e^-	1.12 (97%) 2.06 (3%)	0.076, 0.3, 0.92	U ²³⁸ -n- γ ; U ²³⁸ -d-p
93		Np ²³¹		53 min	α (5%), K (99%)	6.2		U ²³⁸ -d-9n; U ²³⁵ -d-6n; U ²³³ -d-4n
		Np ⁽²³⁴⁾		4.40 Tg	K, γ		1.9	Pu ²³⁴ (8 Std) K; Pa ²³¹ - α -n; U ²³⁶ - α -p, 4n; U ²³⁶ -d-3n; U ²³³ -d-n; U ²³³ - α -p, 2n; U ²³⁶ -p-2n
		Np ⁽²³⁶⁾		435 Tg	α ($\approx 0.1\%$), K ($\approx 99.9\%$)	5.06	keine γ	U ²³⁵ - α -p, 3n; U ²³⁵ -d-2n; U ²³³ - α -p, n
		Np ²³⁶		22 Std	β^-, γ	0.5		U ²³⁸ -d-4n; U ²³⁵ - α -p, 2n; U ²³⁶ -d-n; U ²³³ - α -p; Np ²³⁷ - α - α , n; Np ²³⁷ -d-(p, 2n)
		Np ²³⁷		2.26×10^6 J	α	4.7		U ²³⁷ (6.8 Tg) β^- ; Am ²⁴¹ (500 J) α
		Np ²³⁸		2.10 Tg	β^-, γ	0.22, 1.39	0,075, 1.2	U ²³⁸ - α -p, 3n; U ²³⁵ - α -p; U ²³⁸ -d-2n; Np ²³⁷ -n- γ ; Np ²³⁷ -d-p; Am ²⁴² (≈ 400 J) α
		Np ²³⁹		2.35 Tg	β^-, γ	0.288 (51%) 0.403 (42%) 0.678 (6%) 1.178 (1%)	0.057, 0.061, 0.067, 0.208*, 0.228*, 0.275*	U ²³⁸ - α -p, 2n; U ²³⁸ -d-n; U ²³⁹ (23 min) β^-
94		Pu ⁽²³²⁾		22 min	α	6.6		U ²³⁶ - α -7n
		Pu ²³⁴		8.5 Std	α (1%), K (99%)	6.1*		U ²³³ - α -3n
	Pu ²³⁶		2.7 J		α	5.78*		Np ²³⁶ (22Std) β^- ; Cm ²⁴⁰ (26.8Tg) α ; U ²³⁸ - α -6n; U ²³⁵ - α -3n; U ²³⁸ - α -n; Np ²³⁷ - α -p, 4n; Np ²³⁷ -d-3n
		Pu ⁽²³⁷⁾		40 Tg	K		keine γ	U ²³⁸ - α -(5)n; U ²³⁵ - α -(2)n; Np ²³⁷ -d-(2)n
	Pu ²³⁸		92 J		α	5.493		Np ²³⁸ (2.1 Tg) β^- ; Cm ²⁴² (150 Tg) α ; Np ²³⁷ -d-n; U ²³⁸ - α -4n; U ²³⁵ - α -n
	Pu ²³⁹		2.411×10^4 J		α, γ	5.15	0.05, (0.3), (0.2), (0.42)	U ²³⁸ - α -3n; Np ²³⁹ (2.3 Tg) β^-
	Pu ²⁴⁰		≈ 6000 J		α	5.1	U ²³⁸ - α -2n	
		Pu ²⁴¹		10 J	β^-, γ (0.002%)	5.0 (α), 0.01 (β^-)		U ²³⁸ - α -n

§ Proposed ANS Standard

Decay Energy Release Rates Following Shutdown of Uranium
Fueled Thermal Reactors (October, 1971)の抄訳序

この規準には崩壊熱の空間分布を含んでいない。これは生成核種による β 線・ γ 線エネルギースペクトル並びにこれらの放射線と反応する核種の空間分布の複雑さから生じてくるものである。

ここでは崩壊熱生成割合／運動出力の関数として表現している。

核分裂により生成される出力は、核分裂生成物の運転エネルギーと放射線エネルギーの和で表わされるので、燃料要素内で発生する(単位核分裂当りの)エネルギーは原子炉毎に変わる事となる。

ここでは代表値として200 MeV / fissionをとっている。

崩壊熱生成量の空間分布は、空間成分に分布があり、エネルギースペクトルが時間依存性を有しており、核分裂エネルギーの分布とは異なったものとなっている。

この規準は核分裂性物質として ^{235}U のみが初期に装荷されたとした原子炉に対し適用されるものである。しかし、長期にわたる照射によりかなりの量の ^{239}Pu が生成され、この核分裂による崩壊熱発生割合については ^{235}U の場合程知られていない。

上記の不確かさ並びに燃料初期濃縮度への $^{239}\text{Pu} - ^{235}\text{U}$ 比の依存性が効く様な場合については、この規準は適用範囲外にある。

この規準は、熱中性子炉に対し適用されるものである。

スペクトルが若干硬くなり、核分裂当りのエネルギーが200 MeV / fissionからずれてくる様な動力炉に対しては、それに応じた調整が必要となる。

この規準は Subcommittee ANS-5, Energy and Fission-Product Release at the American Nuclear Society Standards Committee より1971年10月20日に出されたもので、この小委員会の委員としては

M.E. Remley Chairman, Atomics International

S. Ehrenpreiss Westinghouse Atomic Power Division

R.J. Klotz Comlusion Engineering

H. J. Larson	General Electric Company
G. W. Parker	Oak Ridge National Laboratory
R. W. Prados	Southern Nuclear Engineering

この規準を作成する為につくられたこの小委員会のワーキンググループは

V. E. Schrock	University of California, Berkeley
J. Busch	Kaiser Engineers, Nuclear Division
D. R. Nelson	General Electric Company, San Jose
W. H. Nutting	Pacific Gas and Electric Company
D. R. Olander	University of California, Berkeley

Decay Energy Release Rate Following Shutdown of Uranium-Fueled

Thermal Reactors

1. 目的および範囲

1.1 概 論

この規準はウラン (^{235}U , ^{238}U) 燃料装荷の熱中性子炉の炉停止後の全エネルギー放出速度を時間に関し、4区間に分割したセットを用意している。核分裂生成物より生ずるエネルギーは standard curve として示されている。 ^{239}U , ^{239}Np の崩壊によって生ずるエネルギー式についても個々に示されている。

1.2 目的および適用範囲

この規準は、炉停止後の熱発生割合並びにその信頼度を与えるものであり、熱中性子炉の熱設計・挙動評価・安全性保障をする際に用いられるであろう。

この規準は又、核分裂生成物崩壊熱の評価を行なう別個の手法の比較を行なうのにも用いられるだろう。但し、この規準は初期にウランを装荷した熱中性子炉に対してのみ適用されるものである。

2. 制 約 条 件

2.1 概 論

この規準は、核分裂性物質として ^{235}U 、親物質として ^{238}U を用いた原子炉に対してのみ適用されるものである。核分裂生成物からの崩壊熱エネルギーは ^{239}U 及び ^{239}Np の崩壊エネルギーとは別個に取扱われる。

核分裂生成物による崩壊熱エネルギー発生率は原子炉運転履歴と冷却時間にのみ依存する。

^{239}U と ^{239}Np の崩壊熱エネルギー発生率は運転履歴、冷却時間のみならず濃縮度と中性子エネルギースペクトルに依存する。

2.2 核分裂生成物崩壊熱標準曲線の使用上の制約条件

標準曲線を Fig. 1 に示す。これは原子炉を一定出力で無限時間運転してから、瞬時に炉停止したとする仮想的な場合について計算したものである。

しかし乍ら、一定出力で有限時間運転の後、瞬時に炉停止した場合に於ける上記の標準曲線の利用法についても以降に示されている。

2.3 遅発中性子効果は含まず

遅発中性子によって引起される核分裂による放出エネルギーは炉停止時の負の反応度の大きさに依存する。ここではこの効果を含めない。

2.4 空間分布効果は含まず

標準曲線には、局所位置での〔炉停止時の放射線生成エネルギー〕／〔運転条件での放射線生成エネルギー＋核分裂生成物運転エネルギー〕で示されている。炉停止時の放射線エネルギースペクトルの時間依存性は、 γ 線エネルギーの空間分布に変動が生じる事に起因する。この効果は現在の規準の範囲外にある。

2.5 User's Option

これ迄にも核分裂生成物割合、崩壊チェーン、断面積データをもとに計算コードを開発し、崩壊熱を計算している例が幾つかある。しかし乍ら、これら計算プログラムの間にはその中に含めるべき核分裂生成物の選択の違いとか、核データの不確かさの為に食い違いがあるが、これら解析結果はここで示される標準曲線に付記される不確かさの幅の中に入るであろう。

2.6 不確かさの幅

標準曲線を用いて得られる結果の不確かさは以下の通り。

冷却時間	不確かさ
$t_s < 10^3 \text{ sec}$	+20%, -40%
$10^3 \text{ sec} < t_s < 10^7 \text{ sec}$	-10%, -20%
$t_s > 10^7 \text{ sec}$	+25%, -50%

ここで t_s : 冷却時間(sec)

3. 核分裂生成物崩壊熱エネルギー

3.1 概論

核分裂生成物の崩壊熱エネルギーは、原子炉の運転出力に関連する。この規準に於ては、炉停止後の崩壊熱放出率は炉停止前の定常運転出力との比として表現されている。

ここでは運転出力算出に用いる定数として 3.10×10^{10} fissions per watt-second (200 MeV/fission) が採用されている。

3.2 原子炉の無限長時間運転の仮定

Fig.1 に無限長時間運転を仮定した場合の $\frac{P}{P_0}$ の値を示す。
この曲線に対する精度範囲内で以下の関数表現を行なうものとする。

$$\frac{P}{P_0} (\infty, t_s) = A \cdot t_s^{-a} \dots\dots\dots (1)$$

但し、 P/P_0 : 運転出力に対する崩壊熱エネルギーの割合

t_s : 冷却時間 (sec)

時間区分 (sec)	A	a
$10^{-1} \leq t_s \leq 10^1$	0.0603	0.0639
$10^1 \leq t_s \leq 1.5 \times 10^2$	0.0766	0.181
$1.5 \times 10^2 \leq t_s \leq 4 \times 10^6$	0.130	0.283
$4 \times 10^6 \leq t_s \leq 2 \times 10^8$	0.266	0.335

3.3 原子炉の有限時間運転の場合

原子炉の有限時間 ($T_0 < \infty$) 運転の場合の P/P_0 の値は、無限長時間運転時のそれに以下の補正を行なう事により得られる。

$$\frac{P}{P_0} (T_0, t_s) = \frac{P}{P_0} (\infty, t_s) - \frac{P}{P_0} (\infty, T_0 + t_s) \dots\dots\dots (2)$$

ここで t_0 : 炉運転時間 (sec)

右辺の第1項の値は Fig.1 で冷却時間 t_s に対する値として得られる。

右辺の第2項の値は Fig.1 で冷却時間 ($T_0 + t_s$) に対する値として得られる。

この評価方法は有用な実験結果を基礎に行なっている事から考え、最良のものと考えられる。

4. ^{239}U , ^{239}Np 崩壊熱エネルギー

全崩壊熱生成率を得る為には ^{239}U と ^{239}Np による寄与を3節の核分裂生成物による寄

与に加える必要がある。

定出力 P_0 で T_0 sec だけ運転した後に、瞬時炉停止した場合の ^{239}U , ^{239}Np による寄与は以下の式で表わされる。

^{239}U に対して

$$\frac{P_{239}}{P_0} = 2.28 \times 10^{-3} \cdot C \cdot \frac{\sigma_{25}}{\sigma_{f25}} \cdot (1 - e^{-4.91 \times 10^{-4} T_0}) \cdot e^{-4.91 \times 10^{-4} ts} \quad (3)$$

^{239}Np に対して

$$\frac{P_{39}}{P_0} = 2.17 \times 10^{-3} \cdot C \cdot \frac{\sigma_{25}}{\sigma_{f25}} [7.0 \times 10^{-3} (1 - e^{-4.9 \times 10^{-4} T_0}) \cdot (e^{-3.4 \times 10^{-6} ts} - e^{-4.91 \times 10^{-4} ts}) + (1 - e^{-3.41 \times 10^{-6} T_0}) \cdot e^{-3.41 \times 10^{-6} ts}] \dots \dots \dots (4)$$

ここで C : 転換比 (消費される ^{235}U 原子数当りの生成する ^{239}Pu の原子数

$$C = \frac{\sigma_{28}}{r \cdot \sigma_{25}} + \eta_{25} \cdot \epsilon \cdot (1 - P) P_f \dots \dots \dots (5)$$

σ_{25} : ^{235}U の実効中性子吸収断面積

σ_{f25} : ^{235}U の実効中性子核分裂断面積

σ_{28} : ^{238}U の実効中性子吸収断面積

r : ^{235}U 原子数 / ^{238}U 原子数

η_{25} : ^{235}U に吸収される中性子 1 個当りの実効核分裂中性子数割合

ϵ : 高速核分裂因子

P : 共鳴吸収を逃れる確率

P_f : 高速中性子のうち体系から漏洩しない確率

上記の公式を用いるに当っては、その中のパラメーターの精度を上記の経験的な崩壊熱曲線に於ける不確かさの程度に合わせておく事が重要である。

5. Acknowledgement

* Shure の方法が、現在対象としている時間領域に於て、核分裂生成物の崩壊熱に関して最も信頼度の高いデータを与えると結論され、標準曲線として Fig. 1 に与えられているのはこの Shure の方法に依っている。

* K. Shure, "Fission Product Decay Energy" WAPD-BT-24 1961.

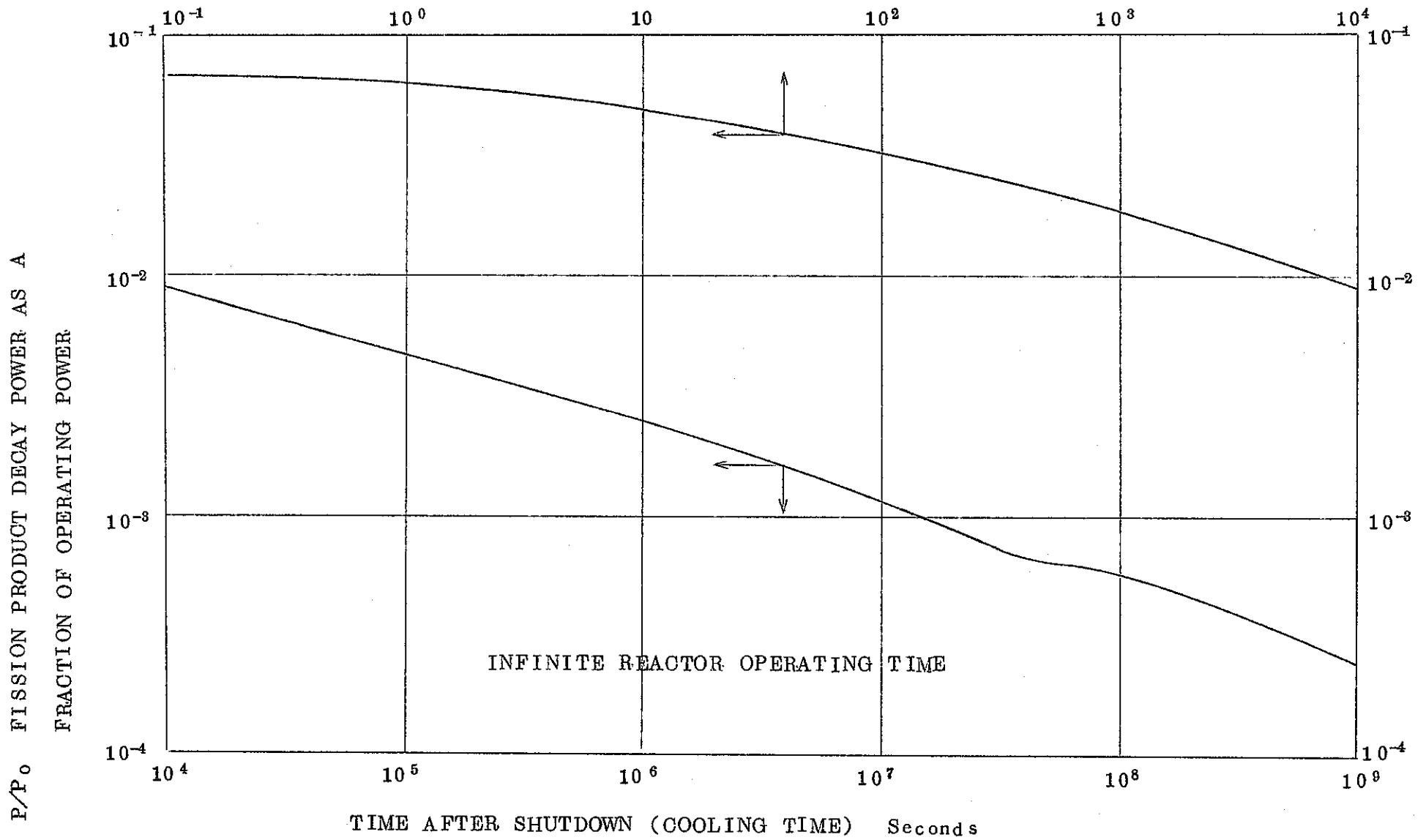


FIG 1 STANDARD FISSION-PRODUCT DECAY HEAT CURVE