

「核変換研究会」報告書

1992年5月

動力炉・核燃料開発事業団
東 海 事 業 所

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。

〒319-11 茨城県那珂郡東海村大字村松4-33

動力炉・核燃料開発事業団 東海事業所

技術開発推進部・技術管理室

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technology Management section Tokai Works Power Reactor and Nuclear
Fuel Development Corporation 4-33, Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development
Corporation)1992

公開資料

PNC TN8100 92-011

1992年5月

「核変換研究会」報告書

先端技術開発室

要旨

「核変換研究会」が、1992年1月20,21日、村松コミュニティセンター（茨城県那珂郡東海村、動燃正門前）において、大学、国立研究所等より専門家を招聘して開催された。本報告書は、この研究会での口頭発表を取りまとめたものである。放射性廃棄物の消滅処理の今後の研究に活用されることを期待する。

まえがき

放射性廃棄物の消滅処理研究は、1964年に米国BNLの Steinberg によって、まず ^{137}Cs 、 ^{90}Sr 、 ^{85}Kr を原子炉で消滅することが考えられて以来、消滅研究の対象核種が FP (fission products) のみならず TRU (transuranic actinides) に広げられ、消滅装置としても、陽子加速器、核融合炉等が研究されてきた。これらの研究は1970年代に集中しており、原子力産業会議（1973）、PNL(1974)、ORNL(1980)等によるレビューが行なわれた、その時点では有用性に乏しいと結論され、以後研究が中断されていた。しかし、最近再び消滅処理が注目され始め、新しい可能性を探ろうという機運が出てきている。そのためには、原子力分野のみならず核物理の分野も含めた巾の広い basic な議論が必要であると考え、今回の研究会もその一つとして politics にとらわれない、いろんな分野の研究者の、忌憚の無い意見交換の場となれば幸と考えている。

世話人

小無健司（動燃）

郷農靖之（理研）

平尾泰男（放医研）

目次

座長 塙谷隆夫 (動燃)

[1]開会挨拶	金子 義彦 (原研)	1
[2]廃棄物地層処分と消滅処理	塙谷隆夫 (動燃)	2
[3]核分裂過程と廃棄物生成核種	梅木 博之 (動燃)	4
	大澤 孝明 (近大)	15

座長 平尾 泰男 (放医研)

[4]原子炉による消滅処理(1) 原子炉による消滅処理(2)	関本 博 (東工大)	20
[5]加速器による消滅処理(1) 加速器による消滅処理(2)	向山 武彦 (原研)	23
	西田 雄彦 (原研)	29
	加瀬 健 (動燃)	36

座長 笠木 治朗太 (東北大)

[6]消滅処理と核データ		
(1)消滅処理への要件	小無 健司 (動燃)	41
(2)核分裂長寿命核種の 中性子捕獲断面積の測定	加藤 敏郎 (名大)	47
(3)消滅処理に関する核データ	中原 康明 (原研)	52
(4)核反跳法による $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ 反応断面積の測定	山寺 亮 (東北大)	57
(5)巨大共鳴領域における 光核反応断面積の同位体依存性	中村 尚司 (東北大)	60
(6)最大エネルギー1GeVまでの 制動放射線による中重核 光破碎反応のシステムイクス	坂本 浩 (金沢大)	64

座長 旭 耕一郎 (東工大)

[7]新しい消滅処理方法の可能性

(i)励起状態からの β 崩壊

Coulomb Excitationによる核励起 郷農 靖之 (理研) 69

コメント Can Chaos Enhance Decays?

湯川 哲之 (高研) 73

座長 佐藤 勇 (高工研)

(a)Magnetic Confinement Fusion

ReactorによるTRU消滅処理

(b)Free Ion Target の基礎実験

(c)Enhancement of Neutron Reaction

Moving Targetによる消滅処理

Inertial Targetによる消滅処理

コメント Inertial Targetによる消滅処理

深井 祐造 (東芝) 78

小川 雅生 (東工大) 83

野村 昌弘 (動燃) 90

高下 浩文 (動燃) 98

(d)不安定核加速と消滅処理

(e)常温核融合による消滅処理

宮永 憲明 (阪大) 107

板橋 隆久 (阪大) 113

松本 高明 (北大) 117

[8]総合討論

平尾 泰男 (放医研) 120

プログラム

124

名簿

125

[1]開会挨拶

原研 金子義彦

原子力の研究は、これまでエネルギー供給の手段としての発電用原子炉の開発を軸として発展してきたといつても的はずれではなかろう。今日では、軽水発電炉が一応社会に定着し、今後はダウンストリームの確立のほか、高速増殖炉の実証研究が中心になろうとしている。しかしながら、これから原子力研究の進展を占うと、これまでのようなハード面に重点を置いた原子炉の開発を中心としたアプローチでは、プロセス熱利用とか宇宙用とかというやや限定された局面は別として、過去において経験してきたような研究開発の格段の拡張が期待できるのか、必ずしも明確ではなく、原点に帰った基礎基盤研究の重要性が認識されるようになった。

そのような背景にあって、原子炉という軸のほかに、工学的利用を目指した加速器というもう一つの軸を設けることにより、原子力研究全体の領域の拡大と共に、従来の発電関連領域における安全性、経済性を含めた質的向上が図られないか、本格的に検討すべき段階にあるのではなかろうか。核分裂の際に放出されるエネルギーの豊富さは、発電のためにはいうまでもなく非常に有利であったが、一定の空間の広がりの中で、できるだけ大量の中性子を発生させる中性子の発生装置という観点からは、熱負荷を大きくするので、かえって不利な条件となる。また、臨界条件の維持と、放射性廃棄物の処理は、核燃料サイクル全体への負担を増大させていく。一方、加速器の利用によれば、適切な核反応を選択することにより、中性子発生あたり除去すべき熱をかなり減少できるし、臨界条件からの開放のほか、核燃料使用量と放射性廃棄物の少なさが基本的利点になる。

以上の基本特性を積極的に活用することにより、原子炉より高い中性子束が得られると共に、その制御が容易になる可能性が高い。大型加速器の開発により、中性子のほか、光子、電子、陽子、中間子の大発生が実現し、高レベル放射性廃棄物中のTRU（超ウラン元素）の核変換による消滅処理プラント、核分裂性物質の生産プラント並びに散乱実験用熱中性子源の構築のほか核融合、医学、生物学、レーザ科学等の基礎科学分野でのこれまでにない強力な利用と詳細な実験が展開できる。

さて、加速器技術の開発状況であるが、大電流化、高エネルギー化への努力は、最近かなりの成果を収めているので、根柢ある開発目標を設定することにより、以上の工学的利用を実現する規模までの発展が、十分期待しうる状態にある。炉物理研究の領域として、加速器の工学的利用は歴史が古いものであるが、現時点において新めて十分な見直しを行っても良いのではなかろうか。

[1]開会挨拶

動燃 坪谷 隆夫

1. 動燃事業団の坪谷です。本日、この研究会を主催させて頂きます動燃事業団として、東海事業所の担当副所長の笹尾及び担当部長の岸本とも高レベル放射性物質研究施設で起きましたトラブルの対策のため出席することが出来ず、代わりに私が代役をさせて頂くことをご了解賜りたいと存じます。
2. 思い返しますと、昭和60年頃に科技庁、原研、動燃において「フェニックス計画」と呼んでいた基礎研究がありました。この段階から、加速器を中心とした核消滅研究の分野で、平尾先生をはじめ先生方のご指導を受けることになりましたが、これらの研究開発をよりしっかりと位置づけものとに、かつ国際的な広がりを持って推進しようのこととなり、先生方のご審議に基づき昭和63年10月に原子力委員会の手により「群分離・消滅処理技術研究開発長期計画」が策定されました。この計画は、わが国がイニシアチブを取った結果、OECD/NEAの計画として情報交換協力が進められることになりました。私は、この当時、本社において計画の作成・実行等さまざまな面から参加させて頂いておりました。研究計画策定の時期に、大学、原研、電中研の方々とお知り合いになれたことをたいへん感謝しております。
3. 私は今、廃棄物の処理研究の現場を預かっております。核変換研究は廃棄物処理研究と密接に関係のある領域であることは、ご案内の通りであります。「群分離・消滅処理技術研究開発長期計画」において、この研究の必要性について「処分の効率化」あるいは、「再処理や廃棄物処理処分の安全性向上への期待」と述べています。
4. この意味は、TRU等寿命の長い放射性物質を取り除いていくと廃棄物の毒性が低減していくということであります。廃棄物の毒性が低減することと処分の効率化や廃棄物処理処分の安全性の向上とどのような関連があるのでしょうか？
5. 放射性物質をガラス化しさらに工学的な安全対策を施したうえ深い地層中に埋設することで、人間の生活環境から廃棄物を隔離する地層処分の安全システムでは、すでに十分な安全性が確保でき、かような地層処分システムであれば、廃棄物から放射性物質を減じた、すなわち放射性毒性を低減したとしても、有意な安全性の向上あるいはリスクの低減にはつながらないと考えられているのです。地層処分システムは人間に対するリスクの著しい低減を達成できる手段であります。
この後のセッションで詳しく報告が頂けることになっております。

6. 仮に廃棄物が人間の生活環境で管理されると考えれば、物質（廃棄物）から毒性を低減することは、その物質に起因するリスクの低減をもたらすことを期待することが出来ます。すなわち、核変換は、地層処分に変わる手段ではなく、原子力システム・燃料サイクルの中のあるいは中から廃棄されようとする燃料物質を利用してしつつその毒性を低減させることが期待される燃料技術の高度化につながるものと考えられます。現在の燃料サイクルにおいて、すでにプルトニウムで実証されているとの指摘もあります。プルトニウム平和利用は、ご案内の通り、1953年のアイゼンハウラー米大統領のATOMS FOR PEACEとしてレーザン・デトールが与えられましたが、近年ではそれに対して「核拡散」が問題化しております。プルトニウムとともに長寿命元素を燃料から分離・核変換する研究に一層のインセチブを与えるためには、新たなレーザン・デトールが求められているのではないかと考えます。

7. 丁度、OMEGA計画を国際協力とするとき各国の意向を打診する仕事に参加させていただいたことがあります。米国及び欧州各国とも、1982年にIAEAが日本を除く各国の専門家の参加のもとに地層処分の代替技術としての群分離・消滅（LWR）処理に否定的な報告書を取りまとめたこともあり、日本の計画には厳しい姿勢でした。日本は、この研究が地層処分の代替技術を意図するものではなく、INNOVATIVEな研究であること等を説明し各國の賛同を得ました。あれから数年経った今、フランスは、新たに制定する廃棄物研究法で政府が地層処分研究を鋭意推進するとともに、群分離・消滅処理研究についても積極的に進めることを明示することになりました。また、米国は、昨年2月に公表した「国家エネルギー戦略（NATIONAL ENERGY STRATEGY）」で長寿命元素を消費する研究に言及しています。世界が変わりつつあることを実感させます。

8. 本日及び明日にわたって、核変換研究について多くの報告を頂戴することになっております。積極的なご議論を通じてこの分野の研究が進展することを願うものです。どうか宜しくお願い申し上げます。

[2]廃棄物地層処分と消滅処理

動燃 梅木 博之

1. 放射性廃棄物の処分概念に関する議論

高レベル放射性廃棄物の処分に関する科学技術的可能性については、1970年代から国際的な場で活発な議論が行われるようになった。1977年、Polvani, C. 等によってまとめられたOECD/NEAのレポート[1]において放射性廃棄物の管理（management）に関する包括的な検討がなされ、その最終段階である処分の方法に対する第一の候補として地層処分の概念が示されるとともに、代替方法としての群分離・消滅処理の可能性が提起された。

その後、種々の処分概念に対して様々な視点から検討が加えられ、地層処分が最も技術的可能性の高いものとして認識されるとともに、群分離・消滅処理をその代替方法とする考え方は否定された[2][3]。地層処分の安全性に関する研究は、1980年代に入って精力的に進められ、評価の一般的な方法論が確立されるとともに国際的認識として共有されるに至った[4][5]。

このような背景の下、安全性の評価の妥当性をより確実にし、信頼度の高いものとするための研究が継続されるとともに、各国の国情に合わせて、地層処分に適切なサイトの選定や候補サイトの詳細な特性調査が進められようとしている。近年、しかし、地層処分の実施に対するパブリックアクセプタンスの困難性に関連して群分離・消滅処理概念に対する意義が再び論じられるようになり新たな研究開発計画が提案されている[6][7]。ここでは、群分離・消滅処理の地層処分への効果として論じられている主張について、その問題点を整理してみたいと思う。

2. 群分離・消滅処理の地層処分への効果

群分離・消滅処理のねらいとして述べられているのは、例えば、「高レベル廃棄物の処理処分における安全性の向上および廃棄物発生量の低減化」[8]、「高レベル廃棄物の管理期間を短縮化することによる地層処分の効率化」[9] 等である。このような主張において論拠となっているのは高レベル廃棄物の潜在的な摂取毒性であり、これは、通常高レベル廃棄物中に含まれる核種の放射能をそれぞれの濃度限度で規格化し、濃度限度まで希釈するのに必要な水の量（摂取毒性指数）として表される。その一例として、筆者等が行った摂取毒性指数の計算結果を図-1に示す[10]。高レベル廃棄物の摂取毒性指数は、その廃棄物を発生させたウラン鉱石に相当する毒性指数と同等なレベルになるのに約2万年を要する。これに対し、高レベル廃棄物の長期的な摂取毒性指数を支配しているアクチニド元素を除去する（例えばPuを99.99%、Amを99%、Cmを90%回収）ことにより、約400年でウラン鉱石と同等なレベルにすることが可能である。このことか

ら、群分離・消滅処理は地層処分の負荷が低減し、ひいてはパブリックアクセプタンスにつながるとするものである。

ここで注意すべきことは、地層処分という一つの対策はそもそも図-1で示される高レベル廃棄物の長期にわたる潜在的な毒性を視野に入れており、このような廃棄物を人間環境から隔離することによって、毒性を顕在化させることなく安全を確保するものである。従って、ウラン鉱石と同等の毒性レベルとなるのに、2万年かかるものを400年にはすることは、地層処分概念に対する本質的な意味を持たない。高レベル廃棄物の潜在的な毒性は、地層処分によるリスクを示す尺度ではないのである。さらに、2万年が400年になったからといって、パブリックアクセプタンスが得やすくなるという根拠はどこにもない。

次に群分離・消滅処理を、地層処分の安全性という視点からながめてみよう。地層処分の安全評価は、地下に構築された人工的な障壁（人工バリア）と天然の地層（天然バリア）を組み合わせた多重バリアシステム（図-2）に対して、その将来にわたる挙動をモデルにより予測し、処分された廃棄物による影響が安全基準に比べて許容できるものか否かを示すことにより行われる。従って、群分離・消滅処理の、地層処分の安全性に対する効果は、このような地層処分の多重バリアシステムの機能への影響という形で評価することが必要であろう。Burkholder, H.C.等により行われた研究は、この観点からの枠組みを初めて論じたものであった[11]。彼らは、高レベル廃棄物からのTRU元素の分離が、将来の個人の線量当量を評価可能な程有意に低減しないこと、長期的なリスクはアクチニドではなく⁹⁰Tc, ¹⁴Cに支配されていることを示している。現在の科学的知識に比較して、彼らがこの論文を作成した当時は、自ら論文の中で述べているように、地層処分システムの評価に使用したモデルやデータに不確実性の大きな要素が含まれていた。筆者等は、評価上の不確実性がより小さいと考えられる人工バリアの性能に着目し、最新の研究成果をとり込んだ上で、TRU元素の回収が人工バリアからの核種放出率（緩衝材から周辺母岩へのガラス固化体1本あたりの核種の放出率）へ及ぼす影響について検討を行った[10]。その一例を図-3に示す。図で示されるように、²³⁷Npの放出率の最大値は、ガラス固化体からNp、Pu、Am、Cmを99.99%以上除去することにより初めて低減を始める。緩衝材として用いられるベントナイト（粘土の一種）の透水係数は極めて小さく、この中の物質移動メカニズムが分子拡散となること、また緩衝材に吸着されることによって、核種の緩衝材中の移行は極めて遅い。さらにアクチニド元素の溶解度は地下深部の還元性雰囲気下では極めて低いためガラス固化体からのアクチニドの放出は、その溶解度によって律せられることになる。このような地層処分システムの有する機能により、ガラス固化体からアクチニド元素を除去したとしても、そのインペントリが溶解度を維持するのに必要な量以下にならない限り放出率の最大値は変化しない。また、この解析から、地層処分の長期的なリスクを考える上で、溶解度の低いアクチニド元素よりむしろ長半減期の核分裂生成物である¹⁰⁷Pd、¹³⁵Cs等が重要であることも示されている。アクチニド元素の分離はこの点に関して何ら寄与しない。

ここで述べたことは、Pigford, T.H.がU.S.DOEの計画[6]に対する反論としてまと

めた論文の中でも明快に指摘されている[12]。この論文では、群分離・消滅処理の地層処分の安全性への効果に対してだけでなく、群分離・消滅処理自体の技術的可能性、安全性、経済性の観点からも計画に疑問を呈している。さらに、高レベル廃棄物の摂取毒性指数の低減がパブリックアクセプタンスにつながるという誤った主張は、公衆の原子力コミュニティに対する信頼を、却って裏切ることになりかねないと警告している。

3. よりよい核燃料サイクルの完成を目指して

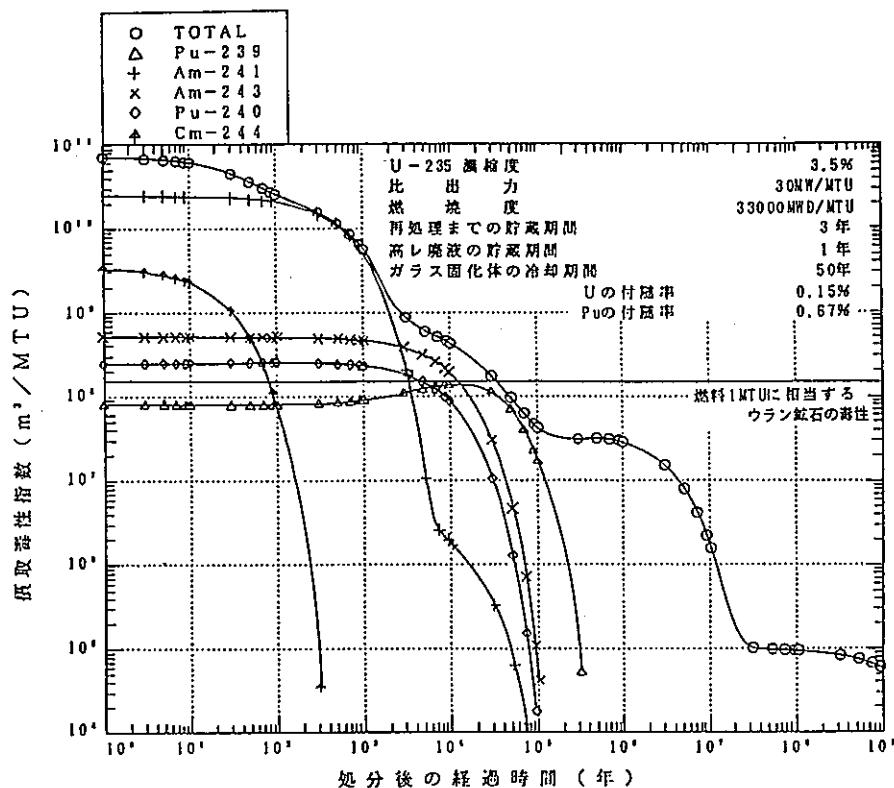
群分離・消滅処理技術の目的としていることは、元より、地層処分への効果（と主張されている）ばかりではなく、資源の有効利用という新しい核燃料サイクルの視点を提供している。重要なのは、このような新しい技術開発によって核燃料サイクルが変化した場合のメリット、デメリットがどういうものであるかについての包括的な検討を行い、核燃料サイクルの最適化を図っていくことである。ここで紹介した議論は、今後の核燃料サイクルの最適化に関する研究開発にあたってよく吟味されるべきであると思われる。

参考文献

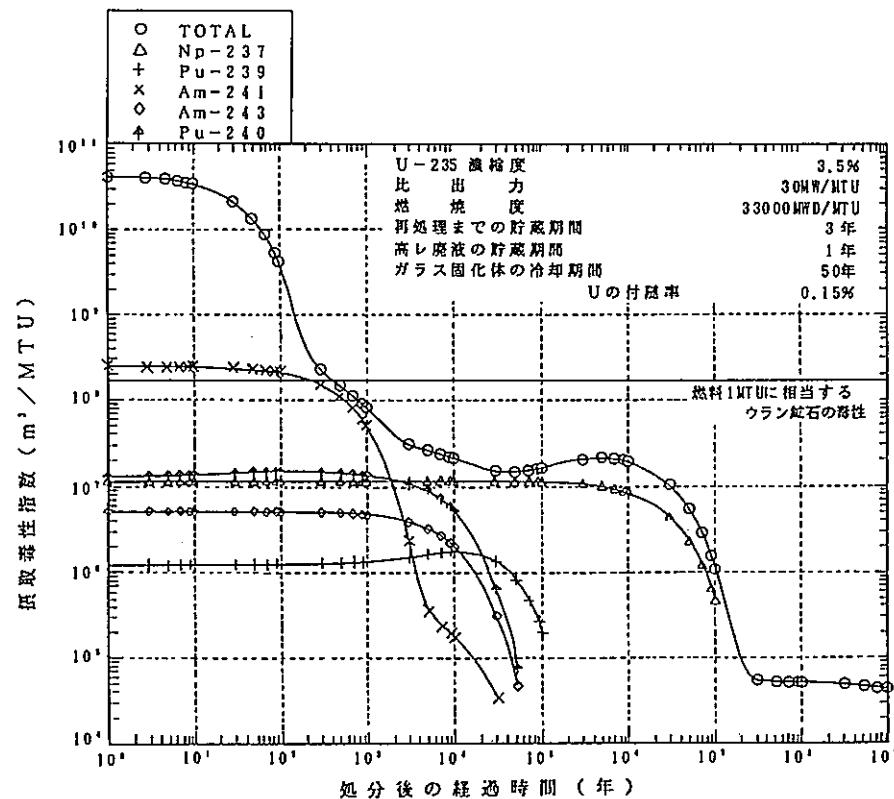
- [1] OECD/NEA, Objectives, Concepts and Strategies for the Management of Radioactive Waste Arising from Nuclear Power Programmes, 1977.
- [2] Orlowski, S. and Girardi, F., Community Research on Radioactive Waste : A Twenty-Year Programme (1975-1995), Proc. of the 3rd European Community Conference on Radioactive Waste Management and Disposal, Brussels, Belgium, Cecille, L. edit., CEC, 1991.
- この論文中で、群分離・消滅処理による処分を代替方法とする考え方が否定されたとして引用している文献は、
Proc. Second Technical Meeting on the Nuclear Transmutation of Actinides, Ispra, Italy, EUR 6929, 1980.
- [3] U. S. Department of Energy, Draft Environmental Impact Statement, Management of Commercially Generated Radioactive Waste, DOE-EIS-0046-D, 1979.
- [4] NEA/IAEA/CEC, Proc. of Sympo. on Safety Assessment of Radioactive Waste Repositories, Paris, France, 1989.
- [5] NEA, Disposal of Radioactive Waste : Review of Safety Assessment Methods, 1991.
- [6] Griffith, J. D., U. S. Department of Energy, Office of Nuclear Energy, Actinide Recycle : Presentation to National Research Council Committee on Future Nuclear Power Development, 1990.
- [7] 梅澤弘一, 「OMEGA計画」の概要, 新たな可能性を目指す群分離・消滅処理の研究開発, 日本原子力学会誌, 31, 12, 9-15, 1989
- [8] 久保田益充, 高レベル廃棄物の群分離の研究開発, 日本原子力学会誌, 29, 9, 17

24, 1987.

- [9] 高橋博, 向山武彦, 特集: 時間軸への挑戦, III-2 核種の半減期への挑戦 放射性核種の消滅処理, 日本原子力学会誌, 33, 9, 23-28, 1991.
- [10] 大井貴夫, 畠中耕一郎, 梅木博之, 佐々木憲明, 安藤康正, 河村秀紀, 地層処分の多重バリアシステムの性能を考慮した場合のTRU元素の回収の効果, PNC SN8440 90-025, 1990.
同、大井貴夫, 畠中耕一郎, 梅木博之, 佐々木憲明, 安藤康正, TRU元素回収による高レベル廃棄物地層処分安全性への効果, 日本原子力学会, 1991年春の大会, 1991.
- [11] Burkholder, H. C., Cloninger, M. O., Baker, D. A. and Jansen, G., Incentives for Partitioning High-Level Waste, Nuclear Technology, 31, 202-217, 1976.
- [12] Pigford, T. H., Actinide Burning and Waste Disposal, An Invited Review for the MIT International Conference on the Next Generation of Nuclear Power Technology, UCB-NE-4176, 1990.



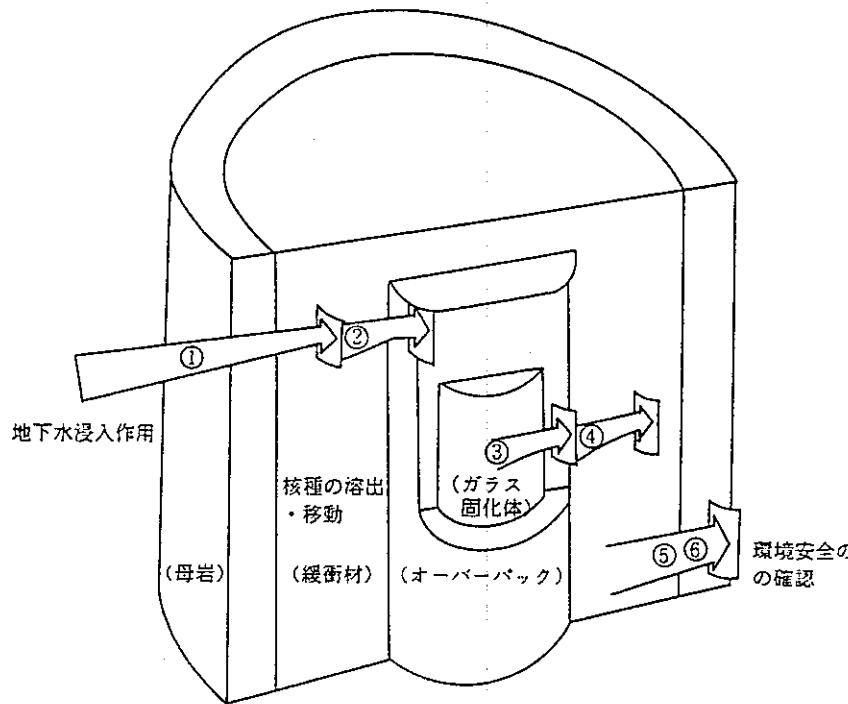
(a) TRU元素を回収しない場合の摂取毒性指数



(b) TRU元素を回収した場合の摂取毒性指数

(Np 0%, Pu 99.99%, Am 99%, Cm 90%の場合)

図-1 高レベル廃棄物の摂取毒性指数の時間変化



安全確保の要件	地下水侵入作用の防止・抑制		核種の溶出・移動の抑制		環境安全の確認	
多重バリア機能	①緩衝材の地下水透水抑制機能	②オーバーパックの放射性核種閉込め機能	③廃棄物の放射性核種溶出制限機能	④緩衝材の放射性核種吸着保持機能	⑤地層の放射性核種移動遅延機能	⑥地層の放射性核種希釈分散機能

図一2 多重バリアシステムの概念

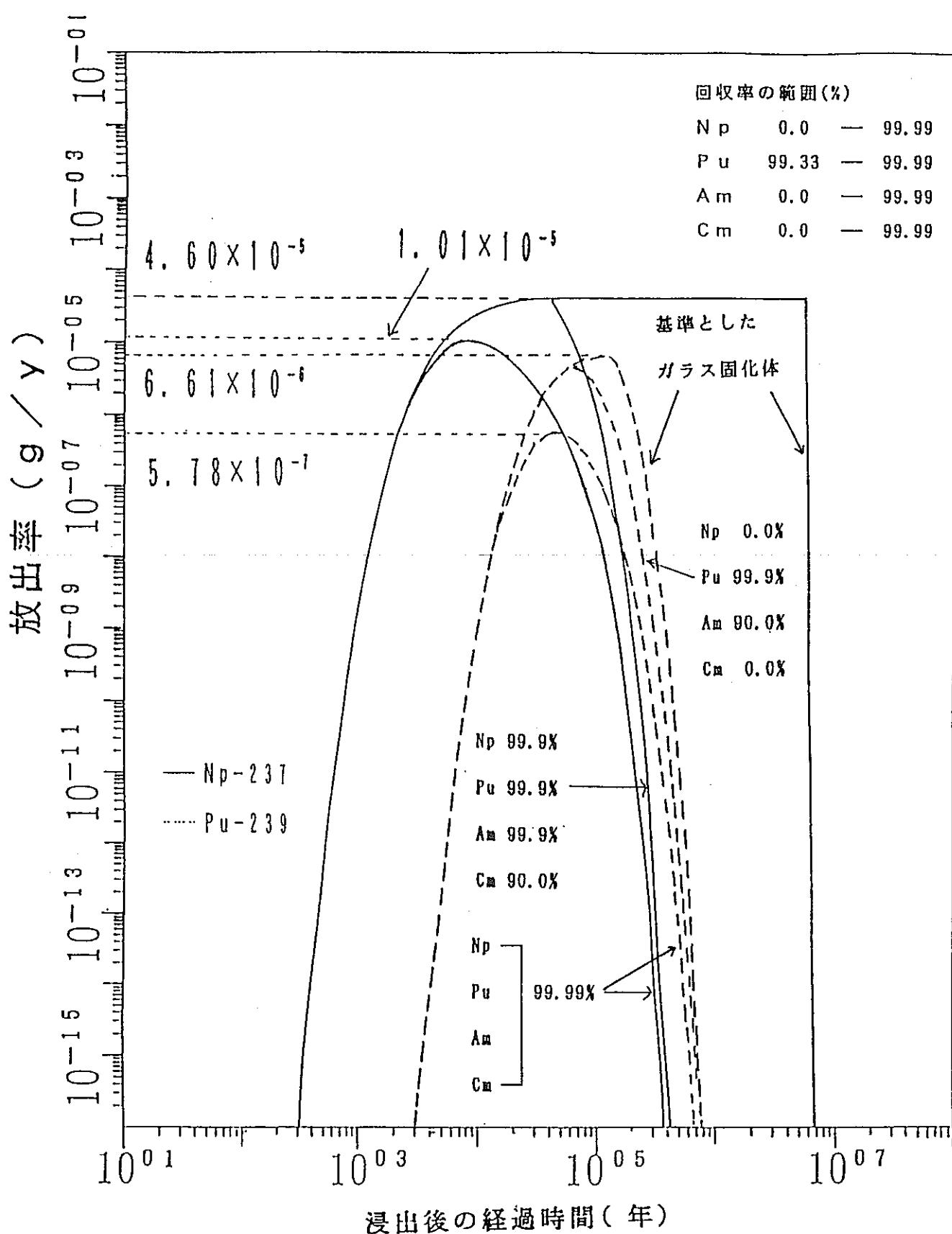


図-3 緩衝材外側からの放出率の経時変化

[2]廃棄物地層処分と消滅処理

梅木 博之（動燃）の質疑応答

A) 先程の話の一一番最後の、鉱石が基準にならないという理由は、何ですか？

梅木) 例えば、ウラン鉱石が地下に置いてあって、それがあるか無いかで論ずる事が、安全性の基準にならないという事です。つまり、ウラン鉱石と比べて見て安全なレベルに落ちているからといって、安全とは言えないじゃないかと言う事です。要するにリスクとしては、普通は放射線の影響という形で被曝線量とかそういうものに換算致しまして、

A) 先の値はそれに換算されていましたね。

梅木) いえ、換算されていません。先程の図は要するに1トンの使用済燃料を作るのに用いたウラン及びそのドーターのハザードを単に先程の指標で示しただけです。

A) それがいけないという理由がどこにあるんですか？元々鉱石自身は地下にあって生物圏には入ってくる可能性がないとは言えない訳ですよね。それと比較しているからいいんじゃないですか？

梅木) ですから、その生物圏、つまり環境の中に置かれたものが、どれだけ人間に影響を及ぼすかという事で比べるのであれば、このウラン鉱石のドーズで評価されるべきですね。もともとあったとしても、それがある事自体には問題はなくて、それがそこにある事によって、その上に人が住んだ時にどのくらいその地下の鉱石が影響を及ぼすかという事で、リスクは評価されるべきだと思います。

A) 片方は人工で、そういう可能性があるからという事ですかね、地層処分の方は。そういった前提条件がないと同じ事ですよね。

梅木) 同じといいますか、この摂取毒性指数とは先程示しましたように、ただ単に含まれる核種で規格化してハザードを計算しただけです。でこれから、例えば、核種を取るといった作業をしたときにガラス固化体としてのハザードは当然下がる事になるわけですが、その下がり具合を何で比べるのかという事です。ウラン鉱石というレベルでみれば確かに下がる訳なんですが、それが地層処分のリスクにダイレクトに跳ね返ってくるわけではないという事です。そういう意味でこれがリスクの基準になるわけではないという事です。

A) それからもう1ついいですか。300年とか1000年とかいった長さは、国際的にも受け入れられた値なんですか。

梅木) それは多分ないと思います。逆にいいますと、じゃこれだけで、もし議論したとして、5万年でダメで300年でいいとなった場合でも、なぜ300年は良くて5万年がダメなんだという議論はなお残ると思います。

A) そういう議論を詰めるといった話はあるんですか？

梅木) ですから、それを詰める方向で話しがいったとしても、答が出ないんじゃないかと私は思います。

A) 確かにそう思います。ただ、人間が管理するという立場でみると、そういう限界というものがあると思います。

梅木) その点でいいますと、例えば300年管理すると決めてしまえばひょっとしたらできなきことではないかもしれません。江戸時代は300年続きましたから、そこでもう1つ考えなければならない事は、それじゃ300年たったときに残ったものをどうするかということです。TRU取った残りには¹³⁷Csは300年経ったから相当落ちますが、長半減期の¹³⁵Csとかその他300年ぐらいじゃ、なくならない核分裂生成物とかが含まれているわけです。で、結局そういうものに対する答がこのDOEの計画では示されていないという事です。

B) コメントなんですが、DOEの計画とおしゃったのですがあれは、DOEの中でも、office of energy という新型炉とか新しい技術を開発するところで、必ずしも廃棄物という観点から見ていいないので注意が必要です。ご存知のように他に2つ廃棄物関係の office がありますので、そこで群分離消滅処理を専門に扱っています。それから、先程坪谷さんがおしゃってた事と関係するんですが、IAEAが割合、悲観的な結論を出しているという事がありました。しかし最近は徐々に変わってきて、例としてDOEを挙げたのは適切ではないと思います。というのは、国の計画として群分離消滅処理をものすごく前向きに押し出しているのはフランスです。フランスでは、多分もう法案として成立していると思うんですが、廃棄物法案がありまして、そこでは群分離を唱っているのではなくて、地層処分をやります。しかも、地下実験炉を作って、地層処分の技術の実証もするんです。それと同時に群分離消滅処理もやる。あと1つ、地層処分用のパッケージもやるという3つの柱がありまして、それを15年間続けます。そして、毎年その結果を議会に報告します。今は高レベル廃棄物の最終処分方法についての結論は出しません。15年後に出しますといっていますので、群分離消滅処理に関しては、国の政策として、日本よりもよっぽどコミットしています。但しこれは地層処分を頭に置いて、非常に賢いやり方です。特に、フランスの場合には地層処分でここらへんまでいい結果が出るんだという結果を示して、でも何があるかもしれない群分離消滅処理もやるという、非常に賢い選択をしています。それからもう1つソ連ですね。これは原子力発電産業省がリーダーシップを取って長寿命核種がでないような原子力エネルギーシステムを開発しようという事で、十数カ所の研究所がかなり大々的に國の方針として研究しています。こういう時にDOEの例を出すのは適切ではないと思います。

梅木) 私の言いたかった事は、今おしゃって頂いたような事で、どういいますか、どちらかをないがしろにするような意味ではなくって、DOEの例がたまたま、こういった考え方方に添った形で提出されたものですから議論をクリアにするにはひとつ良い例かと思っ

て紹介した訳です。 ですから、私も最終的にはどういった核燃料サイクルの姿がベストなのだろうかをずっと追求していくべきだと思います。

C) 廃棄物処分というのにコミットして、加速器を使ってとか議論しているときにいつも、本来はガラス固化体にして地層処分するのが今考えられている。一番現実的な話だといつも言うんですが、それは今の技術で何に問題があるのかと言う事と、現実にもうやろうと思えばすぐにもできる段階なのか、今日お話しをうかがっているとまだこういう研究、こういう研究があってというお話しをしておられたんですが、どういう段階にあるのかを教えて下さい。

梅木) 非常に難しい質問なんですが、多分地下にトンネルを掘って今、申しましたような概念で処分する事自体は、現実的に可能だと思います。ただ、何が問題かといいますと先程から申し上げてますような安全性を全員が認め、これなら今の段階で処分しても良いという決断まで結びつける事が出来るかどうかだと思います。ですから非常に簡単なモデルでも、もしそのモデルがこういった地層処分の概念を将来にわたって工学的に安全評価上の保守性を考えて評価されているものであれば、受け入れられるものであろうと思います。ただそうは言っても、純粋に自然科学を研究されている方々から見れば、どういう面で保守的で、現実にはどうなんだと言う confidence の問題は依然として残る訳です。ですから、今後の作業としては、今やっているフレームというかスキームで計算された値が将来にわたって信頼性のあるものなのかどうかを一つづつおさえていく作業が必要だと思います。例えば一つは Kd 値という平衡分配系数という非常に大ざっぱなデータで核種の地層への吸着を表現していますが、実際はイオン交換ですとか、いろんな現象をくくっているわけです。そこに工学的な保守性を加味して値を決めているわけですから、じゃ実際に現象論的に眺めてみた時に、Kd 値という概念がどれほど妥当なものなのかと言う問はやはり相変わらずあるんだと思います。結局、その confidence をずっと高めていく作業をこれからやっていく中である時点で最終的には社会が GO サインを出すか出さないかを決めるという事だと理解します。

C) こういう類の研究をなさっている方は今でも、そういうものがたまっているわけですが、何年後かにやらなければならないといった時間的なめどを持ってやっているわけではないのですか？

梅木) いろいろな要求があって、例えばその使用済燃料をプールして置く貯蔵施設がなくなつたとか、いろんな要求があって社会的に最終的にそれらが加味されてある時点で何とかしなければいけない、という決断が下される訳なんですけど、実際にそういう安全評価に携わっているものから見れば、大げさな話しになりますが、真理というものは永久に解らないものですから、しかも将来の事ですからなおさら解らないという話しさはつきまとうわけですよね。その中で今までの科学的知見ですか、実験を積み上げる事によってどこまで言えるかを、ある種の時間的なプログラムの中で完成しようとは思っています。アプローチとしては、地層処分の研究の方では、人工バリアと地層との組合わさったシステムんですけど、実際に人工バリア近傍でどういったことが起こっているかを先

に押された方が、全体の不確定さを少なくする上でいい方法だろうと、そこで、我々の方では主に人工バリアの方はまず徹底的に評価できるようなスキームを作りまして、その後である種のマージンとして地層にどれだけの性能が要求されるのかを、逆に地層の方に要求を出しつつ地層を調べていくという、一応プロジェクトなやり方で何年かおきに成果を出していくといったやり方をしています。

D) ご存知のように、北海道では、幌延の問題があります。政治の話しさ抜きにして、科学技術だけの話しをしようという訳なんですが、リスクの話しが出てきましたので、申し上げたいと思うんですが、全くの私見ではございますが、ガラス固化体のリスクだけではなく、サイトまで含めたリスクという話しだったと思うのですが、更に、それを押し進めますと社会のP. A. を得られるようなコストまで含めた時に、消滅処理をやったときと、地層処分をやったときの私の全くの個人的な意見なんですけど、日本のような狭い国土でガラス固化体のような処分をするのは非常に難しい。今の政治が変わって非常に強行な政治体制ができれば別ですけれども、なかなか難しい。むしろ主従を逆にして、消滅処理を主にしてこれが出来ないときは、地層処分をするといった発想の転換が必要だと思います。

[3]核分裂過程と廃棄物生成核種 核データ評価者の立場から

近大 大澤 孝明

1. 序 言

核分裂現象は、核の大振幅集団運動に始まり、その断裂 (scission) 、中性子過剰核の生成と加速、中性子・ガンマ線の放出、と極めて多様な様相をもつ現象であるだけに、そこに含まれる物理も豊富である。これを核工学の側からみると、そのおののの局面が工学上の種々の問題に関連してくるので(図1)、各オブザーバブルの精度の良いデータが必要になる。

TRUの消滅処理においては、従来あまり研究の対象になっていたマイナーアクチニド核種の反応データが重要になる。しかし、測定試料の入手が困難でありその取扱施設が限られていること、および強い α 放射体が多く実験的測定に困難が伴うことなどのため、実験的方法のみによって核データの質と量が改善されることは期待できないので、何らかのモデル、系統性等によってデータを推定せざるを得ない。ここでは、核分裂生成物の収率を推定するためのモデル、核分裂断面積の評価、および原子炉による消滅処理において重要な遅発中性子、即発中性子のデータの推定法の概要を述べる。

2. 核分裂生成物の収率を推定するモデル

主要な核分裂性物質の核分裂生成物の収率については、崩壊熱等との関連でよく研究されており、詳しい評価データ¹⁾もある。また、核分裂片質量分布をガウス分布の重ね合わせで表現し²⁾、あるいは同一元素の同位体の収率がガウス分布で近似できることに基づき質量分布をそれらの和で表現してその系統性を研究した例もある。³⁾

一方、核分裂過程の理論的研究に基づいて核分裂片質量分布の系統性を説明する試みも種々行われている。これには大きく分けて、(1)Hartree-Fock法に基づくmicroscopicな扱い、(2)核の変形の進行をFokker-Planck方程式で扱う確率過程論的な扱い、(3)統計モデルなどに基づく決定論的扱い等がある。このうち、前2者は、核分裂過程の物理的理説に寄与するところ大であるが、現在のところTRUのデータの定量的評価に利用できる段階には至っていない。(3)のカテゴリーに属するモデルのうち最近注目されているのはBrosa⁴⁾らによる"Multimodal fission model"である。これは、いわば従来のfission channelの考え方とrandom-neck-rupture modelの考え方を結合したものであり、例えば、核分裂片質量分布が数個のガウス分布の重率付き重複で記述されるのは、核分裂過程がその個数のexit channel (standard-I, -II, superlong, supershort, supersymmetric等; channelの個数は核種により異なる) を通る核分裂モードで起こっていることによると説明される。種々の核種の質量分布の測定データをこのモデルによって解釈する試みも行われている。⁵⁾ただし、別の検証⁶⁾によると、基本的にはこのモデルで説明できるが、channelの組み合わせやパラメータの値が幾分異なるとの報告もある。このように、このモデルは核分裂収率曲線のガウス分布の組み合わせによる現象論的フィッティングに物理的根拠を与えた点に新

しさがあるが、種々のTRUに対して収率を精度良く予測できるためには、パラメータの核種依存性および励起エネルギー依存性について、いま少し詳細な検討が必要と思われる。

3. TRUの核分裂断面積の解析

種々のTRUの核分裂断面積を推定する方法には、既知のデータのシステムティックスを見いだす方法と、核分裂幅 Γ_f を二重障壁モデルで計算しHauser-Feshbach理論に基づき計算する方法がある。

(1) 核分裂断面積のシステムティックス

(n, f) 反応断面積および (d, pf) , (t, pf) , $(^3\text{He}, df)$, $(^3\text{He}, tf)$ 等のストリッピング反応を利用した核分裂確率 $P_f(E_n)$ のデータを用いてデータが未知の核種のアクチニド核種の中性子核分裂断面積を推定し⁷⁾、あるいはそれらの核分裂確率の系統性を見出す試みが行われている。⁸⁾ストリッピング反応を利用する方法には、①限られたアクチニドターゲットから半減期の短い核種を作り、その核分裂確率を測定することができる、②荷電粒子のエネルギーを適当に選ぶことにより、中性子結合エネルギー以下の領域の核分裂確率を測定できる、という利点がある。一方、ストリッピング反応と中性子反応では励起される核のスピン分布が必ずしも同一でないことに由来する不確かさにも留意する必要がある。

(2) 二重障壁モデルに基づく計算

核分裂幅 Γ_f を二重障壁モデル（第1障壁は軸非対称・質量対称、第2障壁は軸対称・質量非対称変形）で計算し、光学モデルで計算した中性子透過係数を併せ用いることにより、Hauser-Feshbach理論に基づき核分裂断面積を計算することができる。筆者ら⁹⁾はこの方法で24種類のアクチニド核種の核分裂断面積を解析して核分裂障壁を算出し、それらの系統性から核の表面張力項の係数を定めた。この方法を拡張するために、中性子の前平衡放出と準位密度パラメータのエネルギー依存性を考慮にいれた計算も行なった¹⁰⁾。より高エネルギー領域でのmultiple-chance fissionを考慮するためには各段階の粒子放出後の残留核の核分裂を考慮しなければならず、各々の障壁および準位密度パラメータ等も必要になるので複雑にはなるが、原理的な困難はないはずである。

4. 遅発中性子収率(β)の評価

原子炉中にTRUを添加する場合には、それらの遅発中性子の効果も無視できない。TRU核種の β の測定データは極めて乏しいが、Tuttle¹¹⁾のシステムティックスから推定すると、一般にTRUの β は ^{235}U 等に比べて小さくなる傾向があるので、炉の過渡特性および安全性にとって厳しくなる。

なお、遅発中性子の収率がsecond-chance fissionのしきい値以上で急速に低下する現象が経験的に知られているが、これを説明するためには、second-chance fissionのしきい値以上で (n, f) 反応成分が急速に0に近づくと仮定しなければならず、これは核分裂断面積の解析結果と一致しない。この問題は先行核の収率の系統性の問題とあわせて今後検討されるべきであろう。

5. 即発中性子スペクトル

JENDL-3を始めとする現在の核データファイルでは、主要核分裂性物質以外の核

種の即発中性子スペクトルはほとんどMaxwell型を仮定した推定値が与えられている。しかし、たとえば ^{248}Cm は ^{252}Cf の近傍核であるにもかかわらず最近報告された自発核分裂即発中性子スペクトル¹²⁾は、 ^{252}Cf とは顕著な相違を示しており(0.5 MeV以下の低エネルギー成分がMaxwell型分布より多い)、これは核分裂の早い段階での中性子放出によるものではないかとの説もある。もし重いアクチニド核種の中に、核分裂中性子放出機構に何らかの特異性をもつものがあるとすると、この領域の核種のデータをより詳細に検討する必要が出てくる。筆者は、Madland-Nixモデル¹³⁾に核温度の非同一性を導入した非等温モデル¹⁴⁾で ^{232}Th , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{252}Cf 等の即発中性子スペクトルがより正確に表されることを示したが、これに加速途中の核分裂片からの中性子放出過程を組み込むことにより、この効果を検討してみたいと考えている。

<参考文献>

- 1) A. C. Wahl, Atomic and Nuclear Data Tables, 39, 1 (1988)
- 2) A. R. del Musgrove, J. K. Cook., and G. D. Trimble, Proc. Panel Fission Product Nuclear Data, Bologna, 1973 IAEA-169, Vol. II, p. 163 (1974)
Ch. Straede, C. Budtz-Jorgensen and H. H. Knitter, Nucl. Phys. A462, 85 (1987)
J. K. Dickens, Nucl. Sci. Eng. 96, 8 (1987)
- 3) J. Blachot and R. Brissot, Proc. NEANDC Specialists' Meeting on Yields and Decay Data of Fission Product Nuclides, BNL, 1983, BNL-51778 (1984)
- 4) U. Brosa, S. Grossmann and A. Mueller, Phys. Reports 197 (1990)
- 5) C. Budtz-Jorgensen and H. H. Knitter, Nucl. Phys. A490, 307 (1988)
- 6) Wang Fe-cheng and Hu Ji-min, J. Phys. G 15, 829 (1989)
- 7) T. Ohsawa, Proc. IAEA/AGM on Theoretical Methods for Evaluation of Fast Neutron Nuclear Data, Beijing, 1987, IAEA-TECDOC-483, p. 134 (1988)
- 8) B. I. Fursov, IAEA-TECDOC-469, p. 58 (1988)
J. W. Behrens, Nucl. Sci. Eng. 65, 464 (1978); Phys. Rev. Lett. 39, 68 (1977)
- 9) T. Ohsawa et al., J. Nucl. Sci. Technol. 21, 887 (1984)
- 10) T. Ohsawa et al., to be submitted for publication.
- 11) R. J. Tuttle, INDC(NDS)-107/G, p. 29 (1979)
- 12) M. Blinov et al., Paper presented at IAEA/CM on Nuclear Data for Neutron Emission in the Fission Process, Vienna, 1990
- 13) D. G. Madland and J. R. Nix, Nucl. Sci. Eng. 81, 213 (1982)
- 14) T. Ohsawa, Proc. 1990 Seminar on Nuclear Data, p. 383 (1991)
T. Ohsawa and T. Shibata, Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Juelich, May 1991, to be published.

核分裂現象

原子核物理

- ・大変形核の性質（单一粒子単位、shell効果、対効果）
- ・核の集団的／統計的性質

- ・切断点における変形度、
- ・原子核の粘性

- ・励起エネルギーの分配、
- ・高励起・高スピン核の崩壊

- ・中性子過剰核における β 崩壊と中性子放出

- ・核分裂障壁の形状、
- ・大変形状態での核の量子状態

- ・高励起核のガンマ崩壊
- ・ β 崩壊の大局理論

- ・切断点での原子核の形

オブザーバブル

核分裂片質量分布
荷電分布

運動エネルギー分布

即発中性子
 ・スペクトル χ
 ・平均個数 $\nu(En)$
 ・個数分布 $P(\nu)$

遅発中性子
 ・ $\beta(En)$
 ・スペクトル

核分裂断面積

核分裂ガンマ線

三体核分裂

原子核工学

再処理、炉特性(Xe, Sm)
PCI 崩壊熱

核燃料の損傷

中性子スペクトル、
ドシメトリ、遮蔽
 k_{eff}
炉雜音、保障措置

原子炉動特性
($\beta_{eff} = \gamma \beta$)

臨界量、臨界安全管理
消滅処理

遮蔽、崩壊熱
原爆被曝線量評価

トリチウム、He生成

図1. 核分裂の物理と工学

[3]核分裂過程と廃棄物生成核種

大澤 孝明（近大）の質疑応答

A) 今おっしゃた加速過程での中性子放出とはどういったメカニズムなんですか？

大澤) ほとんどの fission neutron は十分に加速された fission fragments から出てくる。つまり最終的なスピードに近くなつてから放出される。ところが、加速途中の fission fragments というのはまだ変形している可能性があります。励起エネルギーの一部が変形エネルギーに食われますので、核温度が低くなっている。そうするとそこから出てくる中性子のエネルギーは小さい。そういう事を扱うためには、ソ連の人は先程のモデル、2つ目のストカスティックモデルを使って計算できるのではないかと言ってたんですが、まだきちんと計算した例はありません。

B) frag minimum の fission アイソマーの話しさ deuteron induce reaction とか軽い核の 10w energy の荷電粒子の反応が多いと思うんですが、そういうので中性子の実験はどうなんですか？

大澤) それはやはりあると思います。むしろ当初は中性子で Am などで発見されたと思うんです。現在では、fission アイソマーは、荷電粒子の反応によるものも含めて確か 40 近く知られています。

B) それは要するに、断面積が非常に小さいので全体の neutron induce fission 断面積とかにはほとんど効かないと思うんですが、そういうことを enhgnce するようなところがあればですね、通常 T R U を中性子でなんとかしようとする時には、また別の T R U ができるてくるということがある訳なんですけども、second minimum にもっていかなければ、fission で行くので、何かそういうのがあればと思うんですけど。

大澤) second minimum にある核の fission cross section というのは今だに測定された事を聞いた事がありません。

[4]原子炉による消滅処理(1)

東工大 関本 博

1 序

「人類がその種としての存在可能期間と考えられる将来の時間に亘って現在と同等以上の生活を維持していくのに用意されているエネルギーは核エネルギー（太陽エネルギーも含めて）しかない」ということは現代科学の保証できる正確さで断言できる。この核エネルギーの中で核分裂エネルギーはその巧妙なメカニズムにより他のエネルギーに比べ格段に安価、大量かつ容易に利用できる高密度エネルギーとなっている。

ウランだけを考えてみても (^{238}U ももちろん利用する)，そのエネルギーは人類の存在可能期間に亘ってエネルギーを供給しうる可能性があるが，このような長期に亘る使用は当然環境を含め多くの問題を提起するはずである。我々はこのような超長期にわたる核エネルギー使用を行う社会を未来核平衡社会と名付け研究に取り組んでいる。

現在世間で重要問題にされている廃棄物問題は軽水炉からでてきた放射性廃棄物をどのように処分するかということに限定されている。ところで軽水炉では天然ウランの極一部しか利用できず，その利用可能期間は石油と大差ないといわれている。しかし核分裂エネルギーは先に述べたように，人類の存在可能期間に亘って使用したいエネルギーであり，廃棄物問題を軽水炉からの廃棄物に限って研究するのは充分な研究になつていいと考えられる。このような意味から廃棄物処理・処分問題を考える場合，未来核平衡社会に関して行うことがぜひ必要である。

本研究会ではまず未来核平衡社会での核燃料に関連した物質（FPも当然含む）について，原子炉や燃料サイクルスキームによってその流れや蓄積量がどのように変化するかを述べる。その後，原子炉について詳しく述べる。企画側の要望により，原子炉については特に高中性子東炉関連の話をする。前半の話の中で，発表者は高中性子東炉が不可欠とは言っていないことに注意してほしい。このような高中性子東炉が必要かどうかは将来の判断を待つことになろう。

2. 未来核平衡社会の研究¹⁾

今までに行われた未来核平衡社会の研究のいくつかの結果を以下に紹介する。2種類の熱炉及び2種類の高速炉に対して解析が行われた。半減期が1日より長いアクチノイドはすべて取り扱われた（このため15核種が新たに評価されJENDL-3に取り入れられた）。FPや構造材及びこれらが原子炉の中で行う核反応により生じる可能性のある核種の核データにはJENDL-3及びENDF/B-IVを用いた。なお核分裂生成物と構造材に関係した核種に関しては $10^8\sim10^{10}$ 年の半減期を持つものが存在しないことは注意して良い。

アクチノイドはすべて閉じ込めFPは取り出す燃料サイクルの場合，高速炉ではウラン

サイクル、熱炉ではトリウムサイクルが臨界性に優れる。高速炉の場合にはシステムが成立するが、熱炉ではかろうじてトリウムサイクルが成立する可能性を残している程度である。炉心の中に存在する高位アクチノイドはトリウムサイクルでは少ない。またいずれのサイクルでもスペクトルが硬いと少なくなる。

アクチノイドと分離後貯蔵された放射性廃棄物のうち、 ^{129}I , ^{135}Cs , ^{107}Pd , ^{93}Zr , ^{99}Tc , $^{126}\text{S}\gamma$ 及び ^{79}Se の7種の長寿命FPの究極的な平衡量は $10^5\text{t}/3\text{GWe}$ に及び、このシステムが利用し続けられる間はこの量に漸近していく。長寿命FPをどう処分するのがよいかは判断の難しいところである。これらの毒性はこれらのFPを産んだウランの放射平衡状態での毒性とほぼ等しいので、環境に廃棄してよいというのもひとつの考え方である。この場合トリウムでは毒性が少ないので（ウランの1/20）、同様の考え方には問題が生じるかもしれない。量が少ないとあって放射性廃棄物を環境に廃棄するのはだめだという場合には貯蔵庫で管理することになるかもしれない。この場合、長寿命FPの貯蔵量が多くなりすぎるので、原子炉中の消滅をせざるを得なくなるかもしれない。同位体分離が可能ならば、このシステムは可能であるが、同位体分離が不可能な場合には、このシステムはいずれの場合も無限増倍係数が1以下となり、成立しない。

長寿命FPは他のFPと分離しなくとも、1000年たてば他の放射性FPは崩壊して無くなり、長寿命FPだけとなる。1000年間の管理の対象となる中寿命FP (^{137}Cs , ^{90}Sr , ^{151}Sm) の量はいずれも $1\text{t}/\text{GWe}$ 程度あまり多くはないが、1000年もの長期の管理には色々問題を考えられる。このため短寿命FPが崩壊した後すべてのFPを地下処分する方法が考えられる。この場合1000年間は人工バリアーで放射性物質の放出を抑え、それ以後は自然バリアーで放出を抑えればよいという考えである。1000年以降は先に述べた毒性の低い長寿命FPだけしか残っていないのでこれで大丈夫というわけである。これでもだめという場合には中寿命FPを消滅することになる。この場合断面積（特に ^{137}Cs ）が小さいので、十分早く消滅させるのは容易ではない。また先と同様同位体分離が不可欠となる。以上の議論ではFPは純粋なものが取り出せるとしているが、実際にはFPにアクチノイドが紛れ込む。紛れ込むアクチノイドの毒性をFPより小さくするように分離を行う必要があるが、これもまたそう容易なことではない。

未来核平衡社会を実現するには、アクチノイドの燃焼は当然のことと思われる。その実現のためには原子炉側には反応度係数を負にする必要があるとか、燃料を与えられた温度や燃焼度条件で健全に保たなければならないといった問題があり、群分離側にも除染係数を極めて高い値にしなければならないとう問題があるが、これらは問題があると指摘されてしまされる問題ではなく、未来核平衡社会を実現するためにはなんとしても解決されねばならない問題ととらえられるべきである。一方FPに対しては色々のオプションがあることが示された。このうち消滅処理を考えると、その消滅速度をかなり早くしないと意味がない場合がある。即ち中寿命FPの場合、通常の原子炉で消滅したのでは崩壊で無くなるほうが早いといった結果になってしまふ場合がある。典型的な ^{137}Cs の場合その捕獲断面積は酸化物燃料高速炉で 0.029b 、熱炉で 0.055b となっており、その放射性崩壊の半減期30.1年より早く消滅させるためには中性子束はそれぞれ $2.5 \times 10^{16}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ 及び $1.3 \times 10^{17}/\text{cm}^2\cdot\text{s}$ 以上を要求される。このような中性子束は通常の原子炉に比べて高すぎ、特別な高中性子束炉を作らねばならない。次節に我々が研究した高中性子束炉について説明する。

3. 高中性子束炉

現在高中性子束炉（ここでは熱中性子束の高い炉を意味する）は中性子実験のために建設され利用されている。これらの炉で得られる中性子束の上限は長い間 $10^{15}/\text{cm}^2\text{s}$ であったが、最近 $10^{16}/\text{cm}^2\text{s}$ を目指した設計研究が行われ、特にORN LではANSと名付けた炉の開発が実際に行われている。このプロジェクトでは原子炉で原理的に実現できる最高の中性子束を達成しようと努力しているわけであるが、最近の論文を読むと、最高中性子束は $10^{16}/\text{cm}^2\text{s}$ からいくらか低くならざるえないようである。

ANSは出力密度が極端に高く、事故で炉心溶融の起こる可能性がかなり高いのではないかと私は考えている。出力密度を低く抑えるには燃料密度を低くするとよい。このような考え方から、核分裂性物質密度を低く抑えた原子炉を提案した²⁾。核分裂性物質密度を低く抑えると燃焼による反応度の低下が早く、炉心寿命が短くなるのだが、この炉心はペブルベッド型になっている。このため反応度によっては炉心寿命は制限されず、十分長い期間照射できる。また取り出し燃料の燃焼度は小さくできるので、炉心中のFPの濃度を低く抑えることが出来る。これと被覆燃料粒子と黒鉛の性質を利用することにより、固有安全炉にすることができる。即ち、冷却材減圧事故や反応度投入事故があっても原子炉は安全な状態に留まり、事故の原因が除かれれば運転をすぐ再開できるという性質をもっている。ただ冷却能力の制限があり、現在設計している炉で得られる最高中性子束は $5 \times 10^{15}/\text{cm}^2\text{s}$ 程度となっている。

一般に高速炉は熱炉に比べて中性子束が高いので、炉心を高速炉にして、それから漏れ出る中性子を減速する高中性子束炉についても検討してみた。通常の高速炉ではだめだが、燃料ピンを細くするなどして、出力密度を上げることが可能だと $10^{16}/\text{cm}^2\text{s}$ が可能かもしれない。

これらの議論から、 ^{137}Cs を意味のある早さで消滅することがいかに難しいか理解していただけたとおもう。ここで述べたのは固体燃料の炉でかなり実現性の高いものになっているので中性子束に上記のような制限が生じているが、液体や気体の燃料を用いれば更に高い値が得られる可能性はある。もっともこのような未経験で困難の予想される原子炉なら、むしろ中性子爆弾を利用したほうが容易かもしれない。以上色々述べたが、このようなことをする必要があるかどうかそれが問題であると考えている。

参考文献

- (1) H. Sekimoto & N. Takagi, J. Nucl. Sci. Technol., 28[10], 941(1991).
- (2) P. H. Liem, H. Sekimoto & E. Suetomi, Nucl. Instrm. Meth., A274, 579(1989).

[4]原子炉による消滅処理(2)

原研 向山 武彦

1. はじめに

高レベル放射性廃棄物(HLW)に含まれるマイナーアクチノイド(MA)には半減期が非常に長い核種が多い。これら核種の処理処分の一方策として消滅処理がある⁽¹⁾。これは長半減期核種を核変換により非放射性核種または短半減期核種に変換する技術である。原子炉にMAをリサイクルして、これらを核分裂させてしまう方式は中性子を大量に安価に利用できる事、核分裂エネルギーを再利用できる事、必要な技術が既存の技術の延長線上にある事などから他の方式に比べて実現させ易い方式である。

2. 群分離・消滅処理サイクル

消滅処理を行なうためにはHLWからMAを群分離しなければならない。分離されたMAを消滅処理しても一回の処理では消滅処理しきれないので、群分離と消滅処理を繰り返す事になる。炉外での燃料処理工程中における燃え残りのMAの回収率を100%とする事は困難であり僅かであるが回収漏れがあり、消滅処理の効果を減少させる事になる。そこで炉外におけるMA回収漏れを極力少なくするとともに、炉内で的一サイクル当たりの消滅割合を可能な限り大きなシステムの設計が必要になる。

3. 原子炉による消滅処理^(2, 3)

原子炉内では消滅処理に利用できる核反応は中性子捕獲および核分裂である。原子炉内で生成されるMAは中性子エネルギー700keV近傍に閾値を有する閾値核分裂核種が主なものである。従って軽水炉へMAをリサイクルするとMAは中性子捕獲とβ崩壊を繰り返し核分裂反応断面積の大きな核種、²³⁹Puや²⁴²Amなどに変換してから核分裂することになる。

一方高速炉においては中性子捕獲をせずに核分裂する割合が増していく。さらに中性子エネルギーが大きくなると $\sigma_{\text{f}}/\sigma_{\text{n}} > 1$ となる核種もあり、MAのみで臨界体系を形成することが出来るようになる。このような場合にはMAを燃料の主成分とし、消滅処理を目的とする専焼高速炉が成立する。

4. 専焼炉による消滅処理^(4, 5)

4.1 専焼炉の設計

中性子エネルギースペクトルが十分に硬い体系ではMAを燃料として燃焼させてしまう専焼炉の概念が成立することになる。原研ではこの専焼炉概念を提案し、MAを燃料の主成分とする可能な限り硬い中性子スペクトルと高い中性子束密度を有し炉工学的に成立しうる原子炉の概念について、燃料の成立性、核特性、熱流動特性、原子炉プラント及び燃料サイクル施設の観点から検討し、Na冷却金属燃料専焼炉(M-ABR)及びHe冷却粒子燃料専焼炉(P-ABR)の2つの炉概念を得た。

金属燃料：金属燃料は、U-系合金燃料をモデルとし合金燃料のスラグをステンレス鋼

被覆管に納めたものを燃料要素とする。状態図予測結果に基づくとNpとAm及びCmは固溶体となり得ないのでMA合金としては、Np-(Pu)-ZrとAm-Cm-(Pu)-Yとの2つの系統を選定した。

粒子燃料：極めて大きな燃焼速度を実現できる燃料として、MA窒化物微小球に高融点材料を被覆し、その表面を直接ヘリウムで冷却する除熱性能に優れた燃料について検討した。被覆燃料粒子を金属製多孔質同心円筒の間に充填したものを燃料要素とする。ここでは燃料温度をその融点(絶対温度)の1/3以下に保つことによって、ガス・バブル・スウェーリング及び燃料からのガス放出を無視できるほど小さくすることが期待できるコールド・フェューエル・コンセプトを採用した。その結果、被覆層の厚さを最小限に拘束した設計が可能になり硬い中性子スペクトルを達成できる。燃料核としては窒化物(融点～3000K)を選び、その温度を1000K以下に保つことを制限とした。

4.2 消滅処理特性

専焼炉および発電炉における消滅処理特性の比較をTable 1に示す。MA消滅割合(核分裂する割合)はM-ABR、P-ABRで年間各々7.3%、17%である。M-ABRにおいては金属燃料の熱伝導率が小さいため出力密度を大きく出来ないので、このような制約を受けないP-ABRに比して消滅割合は低い。ここで得られた専焼炉設計には、遅発中性子割合、ドップラー効果が小さいことと、M-ABRの場合にはNaボイド係数が大きい事という欠点もある。

Fig. 1に専焼炉を組み込んだ階層核燃料サイクルの概念を示す。第1階層サイクルは通常燃料サイクルであり、熱出力3000MWの軽水炉13～14基において年間生成されるMA約300kgを第2階層サイクル(群分離・消滅処理サイクル)の専焼炉で核分裂させると同時に約400MWの発電を行なう事が出来る。

4.3 専焼炉燃料サイクル

MA燃料は高い α 崩壊熱と中性子放出率とを有すので、燃料サイクル施設は専焼炉と一緒にコンパクトなものが望ましい。そこで高温化学再処理法を前提に、燃料の製造・再処理・再加工の各工程の成立性と問題点とを検討した。

大型発電炉14基からの廃棄MAの消滅処理を想定すると、MA燃焼率を15at%と設定した場合、設備の実稼働率を低めに30%としても、燃料サイクル施設が処理しなければならないMA金属は日量18kg、容積にして約1000ccに過ぎない。したがって、アクチノイドを合金や高温融点体として扱う高温化学再処理法を用いると、施設をかなり小規模なものとすることが出来る。

5. 発電炉を用いた消滅処理

これまで提案されている消滅処理システムは大きく2つに分類することが出来る。一つは発電炉にMAをリサイクルさせる方式であり、他の一つは消滅処理専用のシステム、例えば専焼炉等を用いる方式である。前者は開発及び実施にあまり多くの資金を必要としない。しかし、発電用原子炉は安全性、経済性の観点から設計は最適化されており、MAをリサイクルするためにこれらの設計変更をもたらす事は余ほどのメリットが無い限り避けるべきである。さらに、強力な α 放射体であるMAを燃料に混ぜる事により燃料サイクル全体の放射線遮蔽や崩壊熱除去対策の強化を必要とするような事は発電コストの増加をもたらすので避けるべきである。

MAの燃料サイクルに与える影響に関して検討した結果によれば、発電炉燃料に高々

数%MAを混合するだけでも燃料サイクル施設に於ける放射線遮蔽、特に中性子遮蔽、の設計の見直しが必要になってくる⁽⁶⁾。

専焼炉による消滅処理はかなりな開発努力を必要とし、消滅処理燃料サイクル施設も放射線遮蔽や崩壊熱除去に関して重装備なものに成ると思われる。しかし厄介者を一つのサイト内に閉じ込める事が出来るのが大きな特徴である。更に、発電炉等にリサイクルする方式で通常燃料サイクル施設全体に放射線遮蔽や崩壊熱除去対策が必要になった場合と比べると、専用システムの場合は燃料サイクル施設は重装備であるにもかかわらず取扱量が少ないためコンパクトなものでよいためコスト的には有利になる可能性もある。このような観点からすると発電炉を用いたMAの消滅処理は限定されたものとなる。

参考文献

- (1) 高橋 博,向山 武彦：“核種の半減期への挑戦-放射性核種の消滅処理-”,特集記事“時間軸への挑戦”原子力 学会誌,Vol. 33, No. 9, p837(1991).
- (2) 向山 武彦：“長半減期核種の生成・崩壊と消滅処理”,第23回炉物理夏期セミナー・テキスト,p3(原子力学会,1991).
- (3) 平川 直弘：“原子炉によるTRUの消滅処理”,p24(同上).
- (4) 向山他：“TRU消滅処理炉の設計研究”,新型炉の設計研究最終報告書(原研,1989).
- (5) MUKAIYAMA, T. et al. : “Conceptual study of actinide burner reactors”, Proc. Int. Reactor Physics Conf. (Jackson Hole, 1988), Vol. IV, p23.
- (6) MUKAIYAMA, T., YOSHIDA, H., GUNJI, Y. : “Minor actinide transmutation using minor actinide burner reactors”, Proc. Int. Conf. on Fast Reactors and related Fuel Cycles “FR'91”, (Kyoto, 1991), Vol. II, p19. 6-1

Table 1 各種原子炉におけるマイナーアクチノイド消滅処理の比較

	(MWt)	専焼炉		発電炉		
		M-ABR	P-ABR	U-PWR	MOX-FBR	LMR
熱出力	(MWt)	170	1200	3410	2600	2632
燃料滞在日数 ¹⁾	(FPD)	730	300	850	750	900
炉心平均						
高速中性子束	($\times 10^{15}$)	3.6	8.4	0.37	3.3	5.
平均中性子エネルギー	(keV)	780	750	thermal	480	490
MA装荷量	(kg)	666	2065	180 ²⁾	1450 ²⁾	1200 ²⁾
MA変換率 ³⁾	(%/cycle)	26.0	25.3	54.1	27.6	38.7
MA燃焼率 ⁴⁾	(%/cycle)	17.8	17.2	15.0	9.4	16.8
MA燃焼率 ⁵⁾	(%/year)	7.3	17.2	5.0	3.8	5.6
MA燃焼量/一基	(kg/year)	49	355	9.0	55	67
MA生成量/一基 ⁵⁾	(kg/year)	—	—	24	35	30
MA純燃焼量/一基	(kg/year)	49	355	-14	20	37
MA燃焼量	(kg/1GWe · year)	287	296	-4.1	7.7	14

1) 燃料滞在日数

2) 燃料中のMA重量比;0.2% for U-PWR, 5% for MOX-FBR and LMR

3) MA変換率=[MA(BOC)-MA(EOC)]/[MA(BOC)] BOC: サイクル初期, EOC: サイクル終期

4) MA燃焼率=[MA 核分裂量]/[MA(BOC)]

5) 燃料(U,Pu)中MA生成量

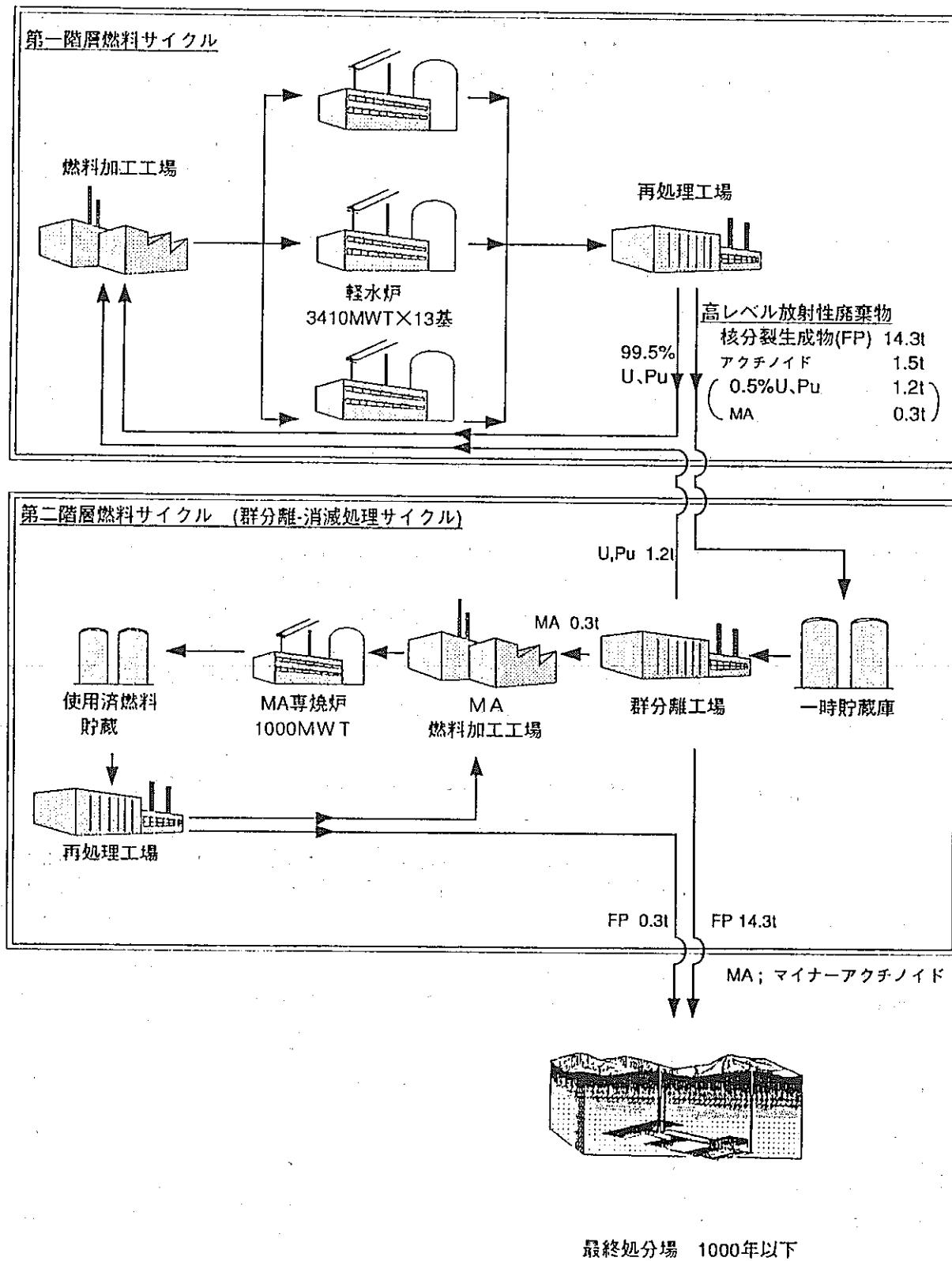


Fig.1 階層原子燃料サイクル(群分離・消滅処理導入) :

第一サイクルは通常の燃料サイクルであり、このサイクルで発生する高レベル放射性廃棄物を第二サイクルにおいて群分離・消滅処理する。この結果、階層燃料サイクルを経て出てくる高レベル放射性廃棄物は長半減期のマイナーアクチノイドを含まない核分裂生成物のみとなる。

[4]原子炉による消滅処理(2)

向山 武彦（原研）の質疑応答

A) コメントと言うほどでもないんですけども、マイナーアクチノイドを燃料として使いたいという立場から言いますと、いわゆる'プルサーマル' - ウランの代替としてプルトニウムを使う - という意味、つまり、アクチノイドを使った時の他の原子炉に対してのいわゆる等価性みたいなやつですね。 そちらの燃料を節約できるというそういうような研究は行わないんですか？ あるいは、そういうのは意義があると思われますか？

向山) 今日の話では、プルトニウムと同じようにマイナーアクチノイドを使うことは考えておりません。 PWRに0.2%だけマイナーアクチノイドを入れても、非常に燃料中の中性子発生率が増えてしまう。 軽水炉燃料にプルトニウム入れた場合には、やはり非常に中性子発生核種が増えて燃料サイクルがダーティーになるということがあります。 答になっているかわかりませんが、やはりマイナーアクチノイド消滅処理には、高速炉でなければなりません。

A) ですからプルサーマルといったことではなくて、そういった考え方で例えば、高速炉については、プルトニウム239が少なくなってしまったとき、これを変えてむしろアクチノイドで発電していくことができるんだという意味での等価性というんですか、積極的に使うということの意義ですね。それについてはどうなんですか？

向山) それはあまり無いと思います。というのは、生成量自体がたいしたことないわけですね。 プルトニウム10Kgに対してこちらは1Kgです。これを分離して燃料にするのは大変な作業です。コストのことも考えますと、マイナーアクチノイドのエネルギー源としての有効利用という観点は私にはないですね。やはり廃棄物として見ていています。

B) 燃焼が速くなると思うんですけど、中性子数が増える話です。それに、もう一つダーティーになるという話がありましたけど、そうしますと、結局中に入れる効率が落ちるんで、サイクルを速くしなければならないということを意味するのでしょうか？

向山) 消滅処理システムを設計する上で一つのポイントは、マイナーアクチノイドができるだけシステムの中に閉じ込めておかなければなりません。 システムから出しますと、いろんな過程があります。 - 燃料を溶かしたりとか、そうしますと、どうしても廃棄物としてマイナーアクチノイドが廃棄物のストリームに出てしまいます。ちょっとでも出ますと本来の消滅処理という効果はなくなりますので、1回原子炉の中にいれたものはできるだけバーンアップして、炉外に出る回数を減らさなければなりません。 今の質問に関係すると思いますが、この表はマイナーアクチノイドの専焼炉と発電炉における消滅性能を比較したものです。 通常、消滅処理というと核変換をいう場合が多く fission するものと、それから中性子吸収により、より higher なもの核変換するものを含めたものです。 私はともかく fission しなければいけないんだと思い、これを見ていくことで、燃焼率という定義を用いています。 粒子燃料を使った専焼炉の場合ですと、かなり高い中性子 flux を得ることができます。 この場合でも 1サイクル あた

りのfission の割合は、約17%、発電炉の場合ですと、特に軽水炉の場合ですと、中性子のcapture が大きいので、消滅処理速度は大きいんですが、燃焼率は小さい。 それから、その他に燃料に入っているウランやプルトニウムからマイナーアクチノイドができますので、純燃焼率は軽水炉の場合ですとあまり大きくはないということで、増え方を少し減らせるといった程度です。

C) 向山さんのお話をうかがっていますと、原子炉を詳しく知らないものから見ると、やれば出来るように聞こえるんですが、そういうことをやれという社会的要請があれば、もうすぐにでも出来るものなのですか？ それとも、やはり、問題があるものなのですか？

向山) system に対する要求によって異なってきます。 例えば、軽水炉や高速炉の中では、マイナーアクチノイドは、発生もしているが、燃えてもいる訳です。 従って、発電炉を使う場合には比較的早期に実現できます。 徹底的に良く燃やせという場合には専用のシステムを開発しなければなりません。

C) 一番最初に掲げられた条件と照らし合わせて向山さんの見解はどうなんですか？

向山) 軽水炉や高速炉といった発電炉でもマイナーアクチノイドの消滅処理は出来るとおもいます。 ですけど、ここで最後の話題に載せました、燃料サイクルまで考えますと、それがいいのかどうかはもう少しつめていかなければ解らないと思います。 専焼炉の場合ですと、燃料や炉概念が今までと違ったものがありますから、これを実証していかなければならない。 それから、核データや燃料物性データ自体の測定もしていかなければならないということで、10年や15年はかかると思います。

[5] 加速器による消滅処理(1)

原研 西田 雄彦

1. はじめに

長寿命の核廃棄物（MA, Tc, I）を核種変換して短寿命化する加速器利用消滅処理の研究開発について述べる。ここでは、原研で進めている研究を中心に陽子加速器利用MA消滅処理研究開発の現状及び展望について報告する。

2. 核破碎基礎過程の研究

加速器を利用した消滅処理システムの研究には、数GeV～数十MeV領域の高エネルギー核反応過程の解析が不可欠である。この領域は、実験データも少ないため、シミュレーションコードによって解析が進められているのが現状である。

2. 1 コードの開発及び核データ整備

高エネルギー核反応・核子輸送解析コードとしては、NMTC/JAERIやHETC/KFAなどが整備されているが、前平衡粒子放出やフラグメンテーションなど高エネルギー核反応理論の最新の成果に基いて計算モデルの改善し、計算精度向上を図る。また、MAなどに対する中高エネルギー領域での核データの実験値や理論値の調査を行い、解析コードのデータファイルの充実を図る必要がある。これにより、核破碎ターゲットの特性解析精度向上と共に、将来発展が予想される高エネルギー粒子工学の基礎・基盤を確立する。

2. 2 核破碎実験

核破碎反応のおこる数GeV～百数十MeVのエネルギー領域での実験データが充分ではない。そのため、原研では消滅処理基礎実験として高エネルギー物理学研究所のシンクロトロンブースタの500MeVの陽子ビームを用いて厚いターゲットの核破碎実験を実施している。第1段階として、陽子ビームを入射させた鉛体系内の高速中性子及び核破碎生成物の分布を測定した。ついで、中性子の発生数の多いタンクステンターゲットやMAに核特性が類似して高エネルギー核分裂の起こりやすい減損ウランターゲットの場合の実験を行う予定である。

3. MA消滅処理減処理システムの設計研究

加速器消滅処理システム概念検討の目標として、次の2項目を仮定する。

(a) 消滅能力は、年間約260kg、即ち1GWeのPWRの排出量に換算すると約10基のMAが消滅処理できる。

(b) エネルギー収支では少なくとも加速器所用電力以上の発電能力をもつ。

この観点から、大強度陽子加速器とMA燃料未臨界炉の結合型消滅処理システムが対象となり、実際には、次の型についての概念検討が進められている。

高速炉型 : Na冷却、硬いスペクトル、金属・酸化物MA

熱中性子源型 : 重水減速、高い熱中性子束、融体MA

これらの消滅処理システムに共通なのは、陽子ビームが入射するターゲット領域が存在することである。一方、陽子ビーム制御の未臨界体系でよいことから、安全性や設計上で有利な点が多い。

原研では、第1図に示すようなNa冷却・MA合金燃料消滅処理システムの概念検討を進めた。このシステムの性能としては第1表としてまとめたように、エネルギー1.5GeV、電流39mAの陽子ビームの場合、1GWe PWR 9.3基分のMAが消滅でき、加速器所要電力の他に余剰電力を発生できるという結果が得られた。しかし、新たに加速器の出力ビームを垂直に偏向するためのマグネットシステムが必要である。さらに、炉心構造および冷却系、燃料・材料特性など工学的成立性を検討した。一方、熱的な問題や燃料及び生成物の扱いで有利と考えられるTRU溶融塩燃料型について基本検討に着手した。第2図に示すような間熱交換器内蔵型)のTRU塩化物溶融塩炉について、塩の組成、運転温度、MA装荷量、実効増倍係数、ビーム電流値などを調整し、合金燃料炉心の場合と同程度の消滅量が得られるように核熱特性の検討を進める。溶融塩燃料流動特性及び高エネルギー粒子照射特性、運転時の燃料装荷及び消滅処理生成物の除去の方法などについて検討を行い連続的処理システムとしての成立性を検討する。

3. 外国研究機関の加速器消滅処理研究

ロスアラモス研究所では、核破砕ターゲットから放出される多数の中性子を減速し、高い熱中性子束を作りだし、熱エネルギー領域での核反応によってMAやTc⁹⁰やI¹²⁹の消滅処理を行うシステムの開発計画(ATWプロジェクト)を推進している。0.8~1.6GeV、50~250mAの陽子ビームを鉛・ビスマスの融体ターゲットに照射し、発生してくる中性子を重水減速して高い熱中性子束($\sim 10^{16} n/cm^2 sec$)を形成する。重水プール中に管を通して溶融塩や水溶液状のMA及びFPを循環させて照射し短寿命核種化する。この方法では、MAなどの装荷量が比較的少くてよい点が特長とされているが、問題は、TRUやFPの溶液化学的な取扱い方法及び材料の開発にある。最新の短期目標計画では、800MeV、140mAの加速器を用いたシステムで、年に70kgの長寿命FPと20kgのTRUが消滅処理可能と算定されている。

ブルックヘブン研究所(BNL)では、陽子サイクロトロン加速器とMA酸化物燃料炉のハイブリッド型消滅処理システムの検討を行った。高エネルギー陽子ビームの入射する消滅処理ターゲット部分は、扇形状のTRU燃料棒が垂直に配列され、入射陽子ビームをスイープさせることによって発熱分布の局所化を避ける工夫がされている。個々の燃料体は、TRU酸化物のペレットがステンレススチール管に納められたものでHeまたはNaで冷却される。配列全体の実効増倍係数は、0.9~0.95で未臨界体系で、1GeV、20~30mAの陽子ビームで駆動する時、年に約260kgのTRU(1GWe PWR 10基分)が消滅処理できる。同時に約100kgの核燃料物質と230~260MWeの電力が得られ加速器電力の自給は可能としているが、工学的成立性の検討が今後の課題であろう。陽子加速器としては、多段型のサイクロトロン加速システム構成になっている。しかし、陽子ビームをサイクロトロンから引出す時の洩れが問題であり、また数十mAへの大電流化の見通しが不透明で

ある。また、BNLから別に提案されているPHOENIXプロジェクトでは、1.6 GeV, 104 mAの陽子ビームを広げて炉心部(MA(Np, Am, Cm)と沃素(I-129, 300 kg/y)で構成される未臨界格子, $k \sim 0.9$, 3600 MWt)に照射して1 ton の消滅処理、約1300 MWeの発電を行うシステムが検討されている。

ウェスティングハウス社でも、1.6 GeV, 150 MMAの陽子ビームをPb/Biターゲットに照射してMA(Np, Am, Cm)とTc, Iを消滅処理しつつ、Puの生産と~600 MWeの発電を行うシステムを検討している。

ロシア共和国では、消滅処理に非常に積極的であり、加速器による消滅処理研究に意欲を示している。MRI (Moscow Radiotechnical Institute) やITEP (Institute of Theoretical and Experimental Physics) を中心に、10~15基の原子炉(WWER)から出る長寿命のアクチナイドや核分裂生成物を1.6 GeV, 300 mA級、CWの陽子線形加速器システム(accelarator with target complex)で処理することを考えている。現在では、具体的な消滅処理システムの検討は進んでいないようであるが、大型陽子加速器を用いたMAなどの照射実験をすすめている。

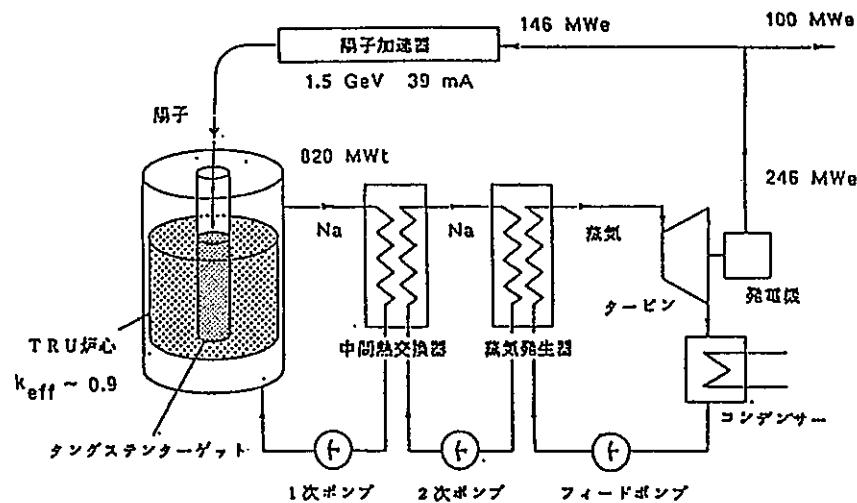
1990年1月には、消滅処理用加速器と考えられる大強度陽子加速器開発に関連して、第2回原子力先端研究国際シンポジウムが、秋には欧州原子力機関OECD/NEAとの国際協定に基いて、第1回の群分離・消滅処理関連研究の技術情報交換国際会議がそれぞれ水戸で開催された。最近では、消滅処理研究に対する関心が高く、原子力学会に消滅処理研究に関する委員会が設けられ、技術情報の交換がなされている。

4・まとめと展望

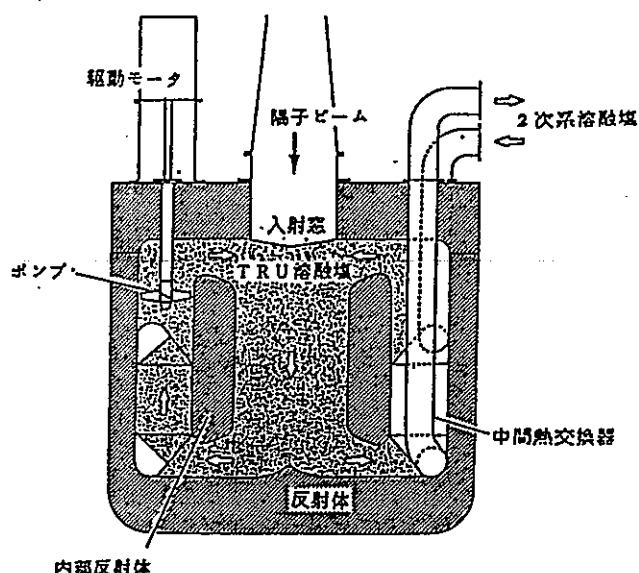
加速器消滅処理の基礎研究として、核破碎反応過程、特に、核破碎中性子の発生に関して、シミュレーションコードの開発、核破碎積分実験及び中高エネルギー核データの整備が着実に進められている。

陽子加速器・炉MA消滅処理システムの設計研究では、高速炉型については、JAERIやBNL, W.H., 熱中性子源型については、LANLでそれぞれ概念検討を進めかなりの成果を得ているが、さらに研究開発が必要である。今後の展望としては、連続処理システムとしての加速器溶融塩消滅処理、長寿命FP(Tc, I)の消滅処理、エネルギー及び核燃料物質生産システムの一部としての消滅処理といった方向への発展が予想される。

国内的にはオメガ計画を中心にするが、OECD/NEAやUSAなどとの国際研究協力も活発しつつある。旧ソ連共和国共同体からの呼び掛けも盛んである。



第1図 加速器消滅処理プラント概念図



第2図 加速器浴融塩炉型消滅処理システム概念図

第1表 TRU金属燃料消滅処理システムの性能

陽子ビーム電流	3.9 mA
エネルギー	1.5 GeV
TRU初期燃料装荷量	3:16 トン
実効増倍係数	0.89
消滅処理量 (1GW _e LWR基数分換算)	250 kg/年 (9.3 基分)
熱出力	820. MWt
発電量	246 MWe
加速器所要電力	146 MWe
冷却材入口温度	330 °C
出口温度(最高)	473 °C
最高温度 燃料 中心	890 °C
表面	548 °C
被覆材 内側	528 °C
外側	484 °C

[5] 加速器による消滅処理(1)

西田 雄彦（原研）の質疑応答

A) KEK でやっていた実験についてですが、中心にいくと 1 柄ぐらい下がっていたんですが、どういう理由か解ってきたんですか？

西田) 第 1 の予想としては、鉛の体系にかなりの燃焼ペレットを入れるわけで、その影響が出てくるんではないかと考えまして、鉛のペレットを入れた体系で実験をやり直すということを考えています。

B) 初めの方に出された絵に 1 個の入射陽子で核変換した全部の数が 150 個というように書いてたんですが、そのうち spallation で直接やっているのが 5 個ぐらいで spallation で出てくる中性子でやっているのが 40 個ぐらいで、total すると 45 個ぐらいで残りの中性子は fission から出ている中性子と理解して良いのでしょうか？ですから陽子が核変換したのが 50 個であると？

西田) 陽子そのものが変換したものは 5 個です。

B) それが spallation でやることより中性子が 40 個あるので、もしそれ全部が核変換に使えるような体系をとれたとすると、最高で 40 個ということです。

西田) そういうことで 150 個になる訳ですか？

B) いやそれは、残りの 100 個は炉の fission からくるわけで要するに、いまは 30mA ぐらいの 1.5GeV ぐらいの陽子でやるとこうやって出来ますよということなんですか？炉に加速器で陽子を入射するというとメリットはいろいろあると思うんですが。炉なしに陽子だけで消すという解は全くないんですか？

西田) それは時間の都合で説明できなかったんですが、そういった場合は電流値が必要でありまして、1.5GeV、300mA の場合に、先のように 1 個の陽子で 5 個壊れるとしまして計算しますと、年に大体 100Kg ぐらいの T R U が消滅処理出来るというようになります。

B) その時のエネルギーバランスはどうなりますか？

西田) エネルギーバランスは、核破碎反応は吸熱反応ですので、完全には自給できませんが、高エネルギー fission の部分がありますから、ある程度熱は出ますけど、外部からエネルギーを補う必要があります。

B) 1 個の陽子がどれだけ核変換したか分かれば入射エネルギーを割り算すれば、1 個あたり何 MeV か出るわけですから、それはどれくらいですか？例えば、先ほどの 1.5GeV の陽子 1 個を入射するときに spallation とかから出てくる中性子も含めますと約 50 個ぐらいになります。1.5GeV を 50 で割るので 1 個あたり 30MeV で核変換できたといえます。そういう

た数字はどのくらいになりますか？

- C) 1.5GeV を 5 で割ればいいんですよ。末臨界を使わないときは5個です。
- B) それは Direct の spallation です。ですがそれが出した中性子は入射陽子が作っているわけですから、そこまでは入れてもいいと思います。
- 西田) その中性子は勘定しないわけですね？消滅処理としては。そうするとどういう風に使うかですよね。使い方としてはハイブリッドの方になってしまふわけです。
- D) 同じような質問ですが、例えば、マイナーアクチノイドを作るのにどれくらい発電炉でエネルギーを得たかということと、それと、それに対してその消滅処理をするために今的方法で使わなければならぬエネルギー、それは加速器のエネルギーですが、加速器の効率は何%なのか知りませんが。

西田) 40%です。

- D) 40%ですか。そうすると40%もあれば見合うわけですね？

西田) fission でやる場合には見合うわけです。Keff が0.9ぐらいだと十分見合います。

- D) 先ほどのウエスティングハウスの場合だと、630MWeに対して入力が500ぐらいですか。ぎりぎりですね。むしろ率は悪いけれども、原子炉をやめた方がいいんじゃないですか？原子炉はやめて、マイナーアクチノイドは作らない。例えば、ビスマスとかを fissionさせている限りアクチノイドはできないわけですね。多分トリウムでもそうです。だからもし、効率がいいんだったらもういは少ないけど原子炉はやめて、加速器原子炉でいけば言い訳です。要するに、中性子原子炉はやめて、そういうのは成り立たないですか？

西田) 鉛ビスマスはfissionしないですから。

- D) 高エネルギーだとしますよね。10MeVぐらいの中性子だと十分ですね。もうちょっと高いかも知れませんが、鉛ビスマスでなくてもいいんです、トリウムでも。

西田) トリウムだと、アクチナイドですからfissionで200MeVぐらいのエネルギーが出てくることが考えられますけど、鉛なんかを高エネルギーでやりますと spallation が主体なのでどちらかといえば吸熱になると思います。それで、エネルギー・システムは成り立たないと思いますが、トリウムの場合はもともと原子炉の場合でも考えられておりましたので、それが成り立つと思いますが、トリウムを使うのは、例えば、ハイヤーアクチナイドを作りたくないという最近の主張もあります。しかしそれは、トリウムサイクルの話になってしまいます。

D) 加速器を使った炉の方が、今の軽水炉的な炉よりいいんじゃないかという意味で私は言っているんですが、もし、本当にエネルギーバランスがプラスになるんだったら。

西田) ここで言っているのは、加速器といつても実際は臨界炉で熱は発生しているわけですね。そういうた發電システムを作ったらいいんじゃないかと言うことですね。それは最後に述べましたように、そういうた傾向もありますが、我々の所では消滅処理第一で、エネルギーバランスとして加速器のエネルギーを自給するのが最低限であると、原子炉で言えば、専焼炉的な考えをしているわけですけれども、エネルギー発生システムの一部と考えるとまた検討の方法が変わってくると思います。プランケットとかパラメータが増えますので、そこまではまだ、検討していません。

E) タングステンの場合、spallation で出る中性子のスペクトルはfissionのスペクトルとどうなんですか？

西田) spallation の中性子のスペクトルは、ほぼ似ています。ほとんど出てくる中性子は蒸発過程から出てくるですから、形は似ています。少し高い方へシフトした格好です。平均エネルギー1MeVより少し上ぐらいです。

[5] 加速器による消滅処理(2)

加速器による ^{137}Cs の消滅処理法の比較

動燃 加瀬 健

1. はじめに

今までにいくつかの加速器を用いた消滅処理法が提案されている。⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾ 本研究では各方法に対して計算条件を統一し、ターゲット体積をパラメータとして消滅速度（実効半減期）と目的核種を1核種消滅させるときに必要なエネルギー（消滅エネルギー）を求め、各々の消滅処理法の比較を行った。

2. 計算

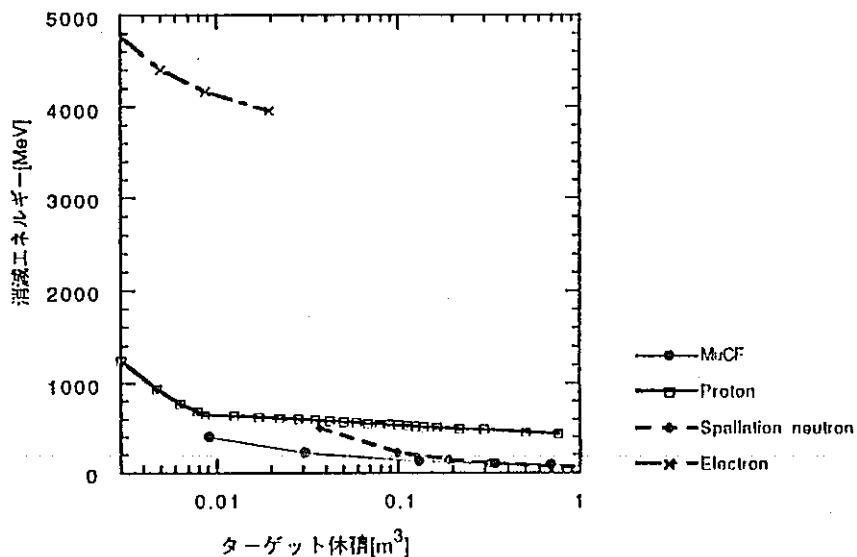
比較の対象とした消滅処理法とその計算条件をまとめてTable 1に示す。電子法は電子を直接ターゲットに入射させ、発生させた制動放射線で消滅させる方法で、主に(γ, n)反応を利用する。 μCF 法はミュオン触媒核融合(μCF)中性子を利用して、主に($n, 2n$)反応で消滅させる法である。陽子を利用する方法としては、直接陽子をターゲットに入射させ、主にスポレーション反応で消滅する方法（陽子法）と陽子を鉛に入射させ発生させた2次中性子を利用する方法（スポレーション中性子法）の2種類の方法について計算を行った。どのケースもできるだけ計算条件を等しくするためモンテカルロ計算コードを使用して計算することにし、対象核種としてここでは ^{137}Cs を取り上げた。

Table 1 計算条件

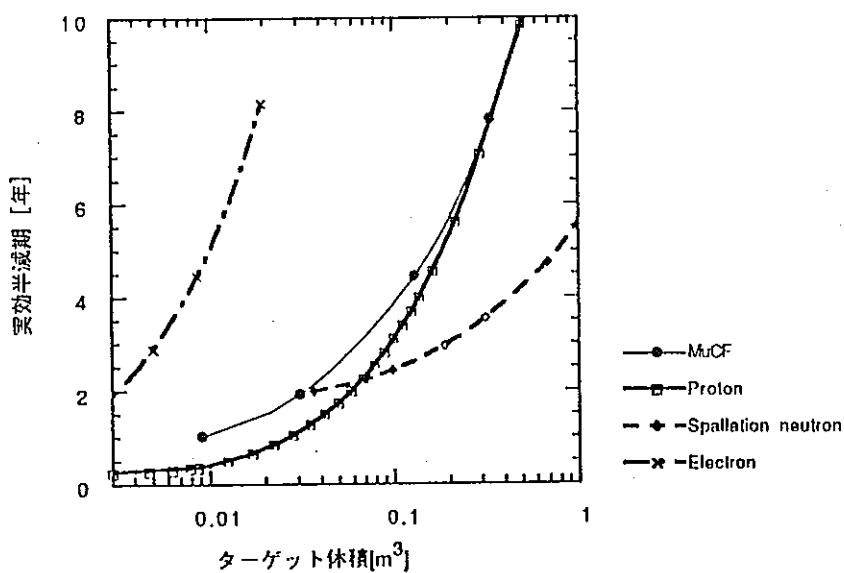
消滅処理方法	加速粒子	エネルギー [MeV]	電流値 [mA]	計算コード
電子法	e^-	100	2000	EGS4 ⁽⁶⁾
陽子法	p	500	900	NMTC ⁽⁷⁾
スポレーション中性子法	p	1500	300	NMTC+MCNP ⁽⁸⁾
μCF 法	d	4000	25	MCNP

3. 結果と考察

計算結果をFig. 1 に示す。Fig. 1 から、どの場合も ^{137}Cs ターゲット体積が増加するに従い、消滅エネルギーは小さくなるが、実効半減期は長くなっていくことがわかる。これは、 ^{137}Cs ターゲットを大きくすることによって体系外にもれ出る粒子は少なくなり、核反応数は増加するため消滅エネルギーは減少するが、核反応増加よりターゲット体積増加のほうが大きいので実効半減期は長くなるためである。



(a) 消滅エネルギー



(b) 実効半減期

Fig. 1 ターゲット面積に対する消滅エネルギーと実効半減期の変化

次に、実効半減期を2年に設定したときの消滅エネルギーを比較したものをTable 2に示す。原子炉で¹³⁷Csが1核種生じるとき得られる電気エネルギーは、核分裂で得られるエネルギーを200MeV、核分裂収率6%、発電効率33%を仮定すると、
 $200 \div 0.06 \times 0.33 = 1100$

より、1100MeVとなる。加速器効率を50%と仮定すると、¹³⁷Csだけを消滅処理の対象と考えても、1核変換あたりに使用できるエネルギーは550MeV以下でないとエネルギー収支は成り立たない。Table 2より、μCF法とスポレーション中性子法の2者が消滅エネルギーが550MeV以下である。しかしながら、この場合消滅処理の対象核種として¹³⁷Cs 1核種しか考慮にいれてないが、実際は他にも消滅処理の対象として考えられている核種、⁹⁰Sr、⁹⁹Tc、¹²⁹I等が存在する。そのため、事実上エネルギー収支を成立させるためには消滅エネルギーは少なくとも100MeV以下である必要があろう。

消滅エネルギーの減少が期待できる未臨界炉と加速器を組み合わせた消滅処理システムも米国のブルックヘブン国立研究所やロスアラモス国立研究所等で研究されている。

Table 2 計算結果

消滅処理方法	消滅エネルギー	実効半減期
	[MeV]	[年]
電子法	4700	2.0
陽子法	570	2.0
スポレーション中性子法	510	2.0
μCF法	195	2.0

4.まとめ

4種類の加速器による¹³⁷Csの消滅処理法を実効半減期と消滅エネルギーの2点で比較した。その結果、実効半減期2年の場合消滅エネルギーの少ない方から、
 $\mu\text{CF法} < \text{スポレーション中性子法} < \text{陽子法} < \text{電子法}$
 の順になった。しかしながら、4者の中で最も消滅エネルギーの少ないμCF法でもエネルギー収支を成立させることは難しいことがわかった。

参考文献

- (1) M. Taube, Nucl. Sci. Eng., 61, 212(1976)
- (2) H. Takahashi et al., BNL-28779(1980)
- (3) T. A. Parish et al., Nucl. Technol., 47, 324(1980)
- (4) T. Matsumoto, Nucl. Instr. Meth., A268, 234(1987)
- (5) T. Kase et al., Proc. Int. Conf. on Muon Catalyzed Fusion μ CF-90,
Vinni, May 27-June 1, 1990.
- (6) W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers, SLAC-265(1985)
- (7) 中原他, JAERI-M 82-198(1982)
- (8) J. F. Briesmeister, LA-7396-M(1986)

[5]加速器による消滅処理(2)

加瀬 健（動燃）の質疑応答

A) 消滅処理の対象核種は、いろいろあると思いますが、その中で ^{137}Cs を選んだ理由は何でしょうか？

加瀬) 加速器による消滅処理の対象核種という事で、原子炉による消滅の難しい核種、すなわち熱中性子の吸収断面積が小さい核種という事で、この断面積が約250 mbと比較的小さい ^{137}Cs を選びました。

もう一つは、数万年、数十万年という期間で考えますと、TRU等がHLWの主要な放射能成分になるんすけれども、千年以下のスケールで見ると、先に発表のあったように ^{90}Sr 、 ^{137}Cs が主成分であります。これが消滅できれば毒性のオーダーが1オーダー、2オーダー簡単に下がりますし、地層処分用地の面からもメリットが大きいという事で ^{137}Cs を選びました。

A) それでは、 ^{99}Tc とか ^{129}I のような超長寿命核種は考えてないのですか？

加瀬) 今回は今上げたような理由でとりあえず ^{137}Cs を選びました。 ^{99}Tc 等も考えていないわけではなく、明日には我々のグループの他の者が ^{99}Tc を対象核種とした発表を行います。

B) ^{137}Cs 以外にも、F. P. としては、 ^{137}Cs 、 ^{135}Cs が同程度の収率で生成しているから、 ^{137}Cs の消滅を考えるとアイソトープセパレーションが必要になると思いますが。

加瀬) 確かにその通りです。

C) セシウムは、消滅ではなく有効利用したらどうなんでしょう。例えば、汚水の消毒ですか。とても扱えないものの消滅は確かに考えねばいけないのですが、むしろ有効利用に目を向けるべきだと思います。

[6] 消滅処理と核データ

(1) 消滅処理への要件

動燃 小無 健司

[1] はじめに

原子炉では、核分裂によって β 射線を発生すると同時に核分裂生成物(Fission Product:FP)及びU, Puの中性子捕獲によって高次の超ウラン元素(Transuranium:TRU)を生成する。これらの生成核種の中には長寿命の放射性核種が含まれており、これらの放射性核種は有効利用(例えばTRUの燃料としての利用)するのでなければなんらかの形で処分する必要がある。処分方法の一つの考え方としては、人間環境より隔離してしまうことが考えられる。

その例としては地層処分が挙げられる。現在では、この方法が最も現実的な方法として最もよく研究されている。その他にも、スペースシャトルによる宇宙投棄や南極の氷の下に投棄すること等のアイデアがある。もう一つの別の考え方とは、長寿命の放射性核種を核変換によって短寿命核種或いは安定核種に変えてしまう、いわゆる「消滅処理」である。ここでは、このFPの消滅処理を例にとってその基礎的な事項をまとめることとする。

[2] 原子炉からの長寿命放射性廃棄物の発生量

UまたはPuの核分裂によって発生する長寿命のFPの主なものを表1に示す。この表1に示す生成率は、累積収率(cumulative yield)であり、核分裂によって直接発生する独立収率(independent yield)から β 崩壊によるdecay chainで累積したものである。消滅処理の対象となる核種はこの生成率が大きく、半減期が長く、かつ(n, γ)反応の断面積が小さいために原子炉では消滅せずに生き残ったものである。また表1には、1トンの燃料(3.3%濃縮ウラン)を原子炉(出力密度30MW/tU, 中性子束 $2.92 \times 10^{13} n/cm^2 s^{-1}$, 燃焼度33000MWh/tU)で使用した後に蓄積される消滅処理対象核種の重量を示している。

[3] 消滅対象核種の優先順位

原子炉から出てくる放射性廃棄物は、多量であるのでこれを全て消滅するのは容易ではない。そこで、どの核種から優先的に消滅すればよいかと言う問題になるが、これについては、幾つかの見方がある。一つの見方は、長寿命核種の中で、原子炉運転中、及び停止後数百年間の放射能の大部分を占める ^{90}Sr , ^{137}Cs を消滅すると言うものである。

これらの核種は、ガラス固化体の発熱源でもある。もう一つの見方は、千年程度はガラス固化体にして閉じこめることができると考え、千年を越えて存在する長寿命核種の消滅が重要であると言うものである。この考えには、さらに2種類あり、一つは、毒性の強い ^{237}Np を消滅対象とする考え方と、もう一つは地層処分から漏洩し人間環境へ出る可能性の高い ^{135}Cs , ^{129}I , ^{90}Tc を消滅対象とするものである。

[4] 消滅処理への要件

原子核を加速器等により核変換できることは、物理学的には自明のことであるが、原子炉から発生する放射性廃棄物を消滅処理するとなると、幾つかの条件を満たさなければならない。

即ち、消滅処理は、

- ①放射能のリスクを低減するという基本的な目的と
- ②エネルギー・システムの中に組み入れられねばならないという要請がある

ために、消滅処理速度と消滅処理エネルギーがその要請を満たしていなければならないことになる。以下にこの2つの主な因子について述べる。

4-1. 消滅処理速度

粒子線場での消滅処理速度は、

$$\lambda_{\text{rem}} = \int \sigma(E) \cdot \phi(E) dE \quad (1)$$

となる。ここで、 $\sigma(E)$ は断面積であり、 $\phi(E)$ はエネルギー-Eを持つ粒子の flux を表す。また、実効半減期は、この核変換による消滅処理速度と自然崩壊速度入_{nuc}を用いて

$$\tau_{\text{eff}} = \ln 2 / \lambda_{\text{rem}} \quad (2)$$

のように表される。ここで $\lambda_{\text{rem}} = \lambda_{nuc} + \lambda_{\text{rem}}$ である。これにより明かなように、速い消滅処理速度を得るためにには、断面積の大きな核反応を用いるかまたは、高強度の粒子線束を用いる必要がある。図1に中性子の場合を例にとり核変換半減期と粒子線束及び核反応断面積の関係を示した。例えば、核反応断面積1バーンを使って1年の核変換半減期を得るには $2.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の粒子線束が必要である。

消滅処理速度を速くすれば処理期間を短縮することができるばかりではなく、以下に示すように原子炉と消滅処理装置からなるエネルギー・システム内の放射性核種の蓄積量を減少できる。例えば、1台の原子炉から発生する放射性核種を1台の消滅処理装置で処理する場合を考えてみる。発電炉の出力、稼働率、熱-電気変換効率をそれぞれ、 $E_R(\text{MWe})$ 、 h 、 η_R とすると、核分裂収率 Y の核種の発生速度 $S(\text{sec}^{-1})$ は、

$$S = \frac{1}{1.6 \times 10^{-19}} \cdot \frac{Y}{E_{\text{fission}}} \cdot \frac{h \cdot E_R}{\eta_R} \quad (3)$$

となる。ここで、 $E_{\text{fission}}(\text{MeV})$ は、一回の核分裂で放出されるエネルギーである。長寿命の放射性核種の蓄積量 W の時間変化が、

$$dW/dt = S - W \cdot \lambda_{\text{rem}} \quad (4)$$

で表されると仮定すると、平衡状態では $W=S/\lambda_{\text{rem}}=S \cdot \tau_{\text{eff}}/\ln 2$ となる。例えば、 $h=0.75$ 、 $\eta_R=0.33$ 、 $Y=0.06$ 、 $E_R=10^3 \text{ MWe}$ 、 $E_{\text{fission}}=200 \text{ MeV}$ として τ_{eff} を1年とすると $W = 320 \text{ mol}$ となる。この量は、 ^{137}Cs では、44kgとなる。これが、1GWeの発電炉1基と消滅処理装置（実効半減期1年）1台のシステムに対応する平衡時の蓄積量である。即ち、消滅処理では文字どうり放射能をゼロにすることはできないが蓄積量を少なくしてゼロと見なせるまで減少させることが必要でありそのためには速い消滅処理速度を達成しなければならないことが分かる。図2に、国内に35基の原子炉が稼働している場合の例を示す。

4-2. 消滅処理エネルギー

消滅処理エネルギーについて、加速器を用いた消滅処理を例にとってが考えてみる。一核種変換に必要な電気エネルギー-E_eは、粒子エネルギー(E_{part})、反応確率 P 及び電気エネルギーからヒートエネルギーへの変換効率 η_{beam}を用いて次のように表される。

$$E_e = \frac{\eta_{beam} \cdot E_{part}}{P} \quad (5)$$

反応確率 P は、ターゲット内で核反応と同時に起こる競争過程によって決まる。

次に、放射性廃棄物を発生する時に核分裂によりどれだけのエネルギーが得られているかを調べる。消滅対象核種の核分裂収率を Y とし、核分裂エネルギーを E_{fission}、熱から電気への発電効率を η_R とすると、1核種が原子炉で生成されるときに得られるエネルギーは、

$$E_u = \eta_R \cdot (E_{fission} / \sum Y) \quad (6)$$

となる。例えば、¹³⁷Csのみを消滅処理対象核種と考えれば、Y=0.06, E_{fission}=200MeV, η_R=0.33 となるので E_u=1100MeV となる。消滅処理過程を取り入れた核燃料サイクルが電力源となるためには、次のエネルギー・バランスの条件を満たす必要がある。

$$E_e < E_u \quad (7)$$

さらに、エネルギー回収を考える場合には、回収可能な電気エネルギー-E_dを含めて

$$E_e - E_d < E_u \quad (8)$$

がエネルギー・バランスに課される条件になる。

以上が消滅処理への要件の概説である。消滅エネルギー、消滅速度とともにその基準には議論がある所であるが、ここでは、上のような見方に立って次のような条件を挙げておく。

消滅処理エネルギー	: 数十 MeV 以下
消滅処理速度	: 一ヶ月以下 (実効半減期)

表1 主な消滅対象核種

核種	半減期 (年)	中性子反応* 断面積 (b)	生成量** (Ci/年) (kg/年)	
FP				
⁸⁵ Kr	11	1.7	3.0×10^5	0.79
⁹⁰ Sr	29	0.014	25×10^6	17.8
⁹³ Zr	1.5×10^6	2.6	61	24.0
⁹⁹ Tc	2.1×10^5	2.0	433	25.5
¹⁰⁷ Pd	6.5×10^6	1.8	3.6	7.0
¹²⁹ I	1.6×10^7	2.7	1.0	5.8
¹³⁵ Cs	2.3×10^6	8.7	13.5	11.7
¹³⁷ Cs	30	0.25	3.5×10^6	39.5
¹⁵¹ Sm	90	15000	1.1×10^4	0.4
TRU				
²³⁷ Np	2.1×10^6	181 (1.6)	11	14.4
²⁴¹ Am	432	603 (1.3)	5.0×10^3	1.46
²⁴³ Am	7380	79 (1.1)	601	3.03
²⁴³ Cm	28.5	720 (2.0)	55	0.01
²⁴⁴ Cm	18	15 (2.0)	5.8×10^4	0.72
²⁴⁵ Cm	8500	2347 (1.6)	4.1×10^3	0.03

* FPについては熱中性子に対する (n, γ) 反応断面積、TRUについては、熱中性子に対する (n, γ) と (n, f) 反応断面積の和、括弧内には1 MeV中性子に対する (n, f) 反応断面積を示した。

**出力 1 GWe の原子炉の年間生成量

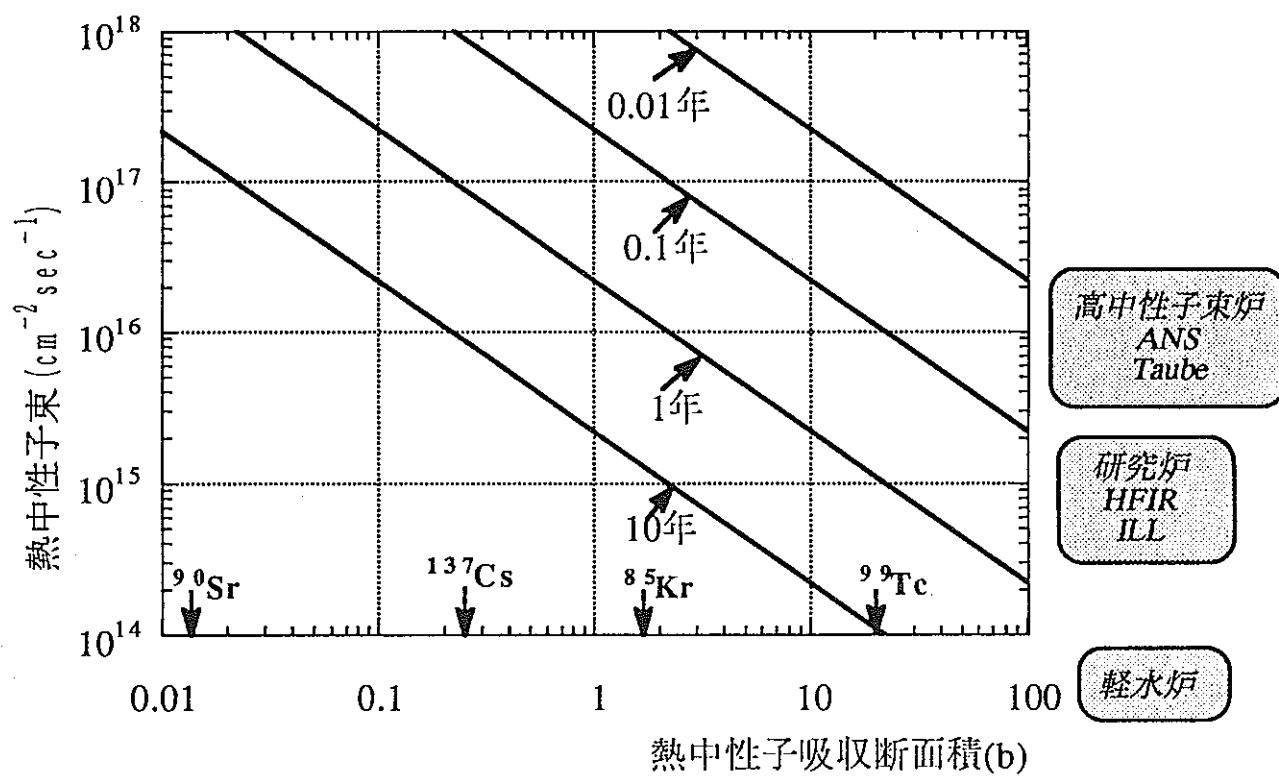
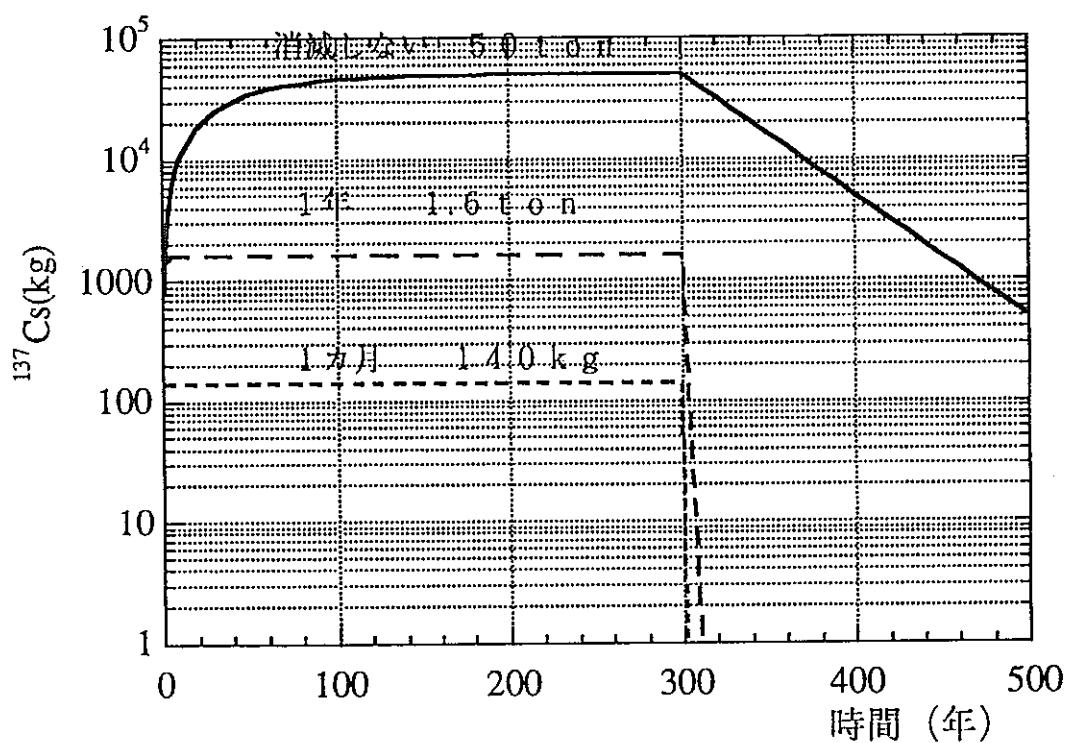


図1 原子炉による消滅速度

図2 35基の原子炉(3,300MWth, 75%) から発生する ^{137}Cs の蓄積量

[6] (1) 消滅処理への要件

小無 健司 (動燃) の質疑応答

コメント) なんですが、加速器による消滅処理では、単なるcross section を使うのではなく、resonance を使うという方向になるのではないですか。rfcotron による消滅法では、bremsstrahlung を使うのではワイドレンジに分散するので効率が悪くなる。electron による monochromatic gamma を使って初めて陽子等の他の加速器法と同じ土俵に立てると思われます。

[6]消滅処理と核データ

(口)核分裂長寿命核種の中性子捕獲断面積の測定

名大 加藤 敏郎

はじめに

核分裂長寿命核種の消滅処理法の一つとして考えられている中性子捕獲核変換法のための基礎データとしてそれらの核種の中性子捕獲断面積の値の現状の調査と測定をおこなつた。この測定は放射化法で行なわれることが多いがこれには次のような問題点がある。

1. 照射試料そのものが放射性であるために照射用ターゲット作りが面倒であり、しかも放射線被爆を避けるために取り扱い得る量に制限がある。
2. したがって照射試料の量（照射される原子核数）の測定が困難である。
3. 捕獲反応の場合は照射される試料と生成された放射核は同じ元素であり、したがって化学分離が困難であるので生成された放射能の量は強いバックグラウンドとともに測定しなければならない。

これらの理由で核分裂長寿命核種の中性子捕獲断面積の測定値は非常に少なく、またあっても精度がよくなく測定値の間で食違いがあつたりする。

この報告では、これらの核種の中性子捕獲断面積の現状と ^{137}Cs と ^{90}Sr の捕獲断面積を新たに測定した結果について述べる。

1. 代表的核種の中性子捕獲断面積の現状

中性子捕獲断面積の測定値に関する調査を行なった核種は ^{85}Kr , ^{90}Sr , ^{93}Zr , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{129}I , ^{135}Cs , ^{137}Cs である。これらのうち、 ^{90}Sr , ^{137}Cs については我々で新たに測定を行なった。その結果は今までの値を訂正する結果となつた。また ^{135}Cs については予備実験を行なつた。調査の結果の概要は次の表に示す。

2. $^{137}\text{Cs} (n, \gamma) ^{138}\text{Cs}$ 反応断面積の測定

^{137}Cs の捕獲断面積の測定は日本原子力研究所（原研）の研究用原子炉 JRR-4 で ^{137}Cs の試料を照射し、生成された ^{138}Cs からのガンマ線の強度を、その時使用した ^{137}Cs からのガンマ線強度と比較して求めた。

原子炉で照射した試料は化学分離を行なって不純物核種を除去した。 ガンマ線測定は高純度ゲルマニウム検出器 (HPGe) で行なわれた。本実験では同一スペクトル中に同時に ^{137}Cs と ^{138}Cs のガンマ線を観測することができたので、ガンマ線強度の比較で捕獲断面積を求めることができ、実験値の精度の向上とともに、 ^{137}Cs と ^{138}Cs の量を別々に測定してから比較した Stupegia の実験に比べて結果の信頼度も向上していると考えられる。

$^{137}\text{Cs}(n, \gamma) ^{138}\text{Cs}$ 反応の断面積は ^{138}Cs からのガンマ線の強度と同じスペクトル図の ^{137}Cs の 662keV のガンマ線の強度とを比較することによって得られる。 ガンマ線強度は検出効率で補正した。 断面積とガンマ線強度との関係は、次の式で表せる。

$$\sigma = \frac{\lambda_1 \cdot f \cdot N_2 \cdot b_1 \cdot \varepsilon_1}{\phi \cdot N_1 \cdot b_2 \cdot \varepsilon_2} \cdot F$$

ここで、Fは次に示す量である。

$$F = \frac{\lambda_2 (t_2 - t_1)}{\{\exp(-\lambda_2 \cdot t_1) - \exp(-\lambda_2 \cdot t_2)\}} \cdot \frac{1}{(1 - \exp(-\lambda_2 T_{th}))}$$

式およびFの中の記号の意味は次の通りである。

ϕ : 热中性子束

N_i : t_1 と t_2 の間の各ガンマ線のピーク計数

b_i : 1崩壊当たりの ^{138}Cs の各ガンマ線の放出率

ε_i : 各ガンマ線の検出効率

f : ^{138}Cs のガンマ線のサムコインシデンスロスに対する補正

λ_i : 崩壊定数

t : 中性子照射終了後からの経過時間

式の中の下つき添字1および2はそれぞれ ^{137}Cs および ^{138}Cs の意味である。 T_{IR} は中性子照射時間であり、 t_1 と t_2 は測定開始および終了の時間である。式では不感時間の補正是分母と分子で打ち消しあうので考慮する必要はない。

実験は4回行なった。 $^{137}\text{Cs}(n, \gamma)^{138}\text{Cs}$ 反応の断面積の平均値は

$$0.250 \pm 0.013 \text{ barn}$$

であった。この値は Stupogia の値の約2.3倍である。

3. $^{90}\text{Sr}(n, \gamma)^{91}\text{Sr}$ 反応断面積の測定

$^{90}\text{Sr}(n, \gamma)^{91}\text{Sr}$ 反応断面積の測定も基本的には ^{137}Cs の場合と同様にして試料核と生成核の放射能比を求める方法で行なった。 ^{90}Sr はガンマ線を放出しないので ^{88}Sr を試料に混ぜてその 514 keV のガンマ線を指標として実験を行なった。照射後に試料の化学分離を行い、ガンマ線の測定を高純度ゲルマニウム検出器で行なった。

得られた断面積の値は

$$15.3 \pm 1.3 \text{ mb}$$

であり、Zeiselの値(0.8 b.)よりも McVeyの値(14.0 mb.)の値を支持する結果となつた。

核種	核分裂収率*	半減期	Data No.	捕獲断面積	測定方法	測定者等(文献)
⁸⁶ Kr	0.27 %	11 年	1	1.66 ± 0.20 b	⁸⁵ Krを埋め込んだ Al 箔を ORNLの原子炉で照射、質量分析で ⁸⁶ Kr/ ⁸⁵ Krを得た。	C. E. Bemis, et al., N. S. E., 47, 371('72)
			2	1.66 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
⁹⁰ Sr	5.9	29	3	0.8 ± 0.5 b	ガンマ線スペクトル測定	G. Zeissel, Acta Phys Austr 23, 223('66)
			4	14.0 ± 2.4 mb	放射化法, ガンマ線測定	L. A., McVey, J. Radioanal Chem 76, 131('83)
			5	15.3 ± 1.3 mb	放射化法, ⁸⁶ Srを指標として ⁸⁶ Srと ⁹¹ Srのガンマ線を比較測定	原田, 関根, 加藤その他 核データ研究会で発表 ('91)
			6	0.9 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
⁹³ Zr	6.39	1.5E6	7	2.25 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
			8	(共鳴パラメータの測定)		R. L. Macklin, N. S. E., 92, 525('86)
⁹⁹ Tc	6.1	2.1E5	9	24 ± 4 b	²³⁹ Pu-Be 線源を用いた放射化法	B. B. Ovechkin et al INIS-mf-1543,
			10	30 ± 2 b	原子炉に設置した結晶スペクトロメーターで測定	N. J. Pattenden, P/11 UK
			11	19.9	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
			12	20 + 186r	原子炉での放射化法 (共鳴パラメータの測定)	M. Lucas, IAEA-TC-119/14 R. L. Macklin, N. S. E. 81 520('82)
¹⁰⁷ Pd	0.14	6.5E6	14	(共鳴パラメータの測定)		U. N. Singh, N. S. E. 67 54('78)
			15	(共鳴パラメータの測定)		R. L. Macklin, N. S. E. 89 79('85)
			16	2.0 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
¹²⁹ I	0.71	1.6E7	17	35 ± 4 b	ORNL fast chopper TOF	R. C. Block et al., N. S. E. 8, 112('60)
			18	(共鳴パラメータの測定)		R. L. Macklin, N. S. E. 85 85, 350('83)
			19	27 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
¹³⁵ Cs	6.5	2.3E6	20	14.5 ± 4 b	放射化法, 吸収, 崩壊曲線	N. Sugarman, Phys Rev 75 1473('49)
			21	8.7 ± 0.5 b	放射化法, ¹³⁵ Cs/ ¹³⁷ Cs の質量分析と ¹³⁶ Cs/ ¹³⁷ Cs の放射能比から	A. P. Baerg, Can J Phys 36, 863('58)
			22	$\alpha \cdot \sigma = 16$ b	放射化法, ¹³⁶ Cs/ ¹³⁷ Cs の放射能比を求めた。 α は ¹³⁵ Cs/ ¹³⁷ Cs の原子核数比	原田, 関根, 加藤その他 未発表
			23	6.5 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)
¹³⁷ Cs	6.27	30.	24	0.11 ± 0.03 b	放射化法, 試料核と生成核は別々に測定	D. C. Stupegia, J. Nucl. Energy, 12, 16('60)
			25	0.250 ± 0.013 b	放射化法, 試料核と生成核の放射能の同時測定	H. Harada, T. Sekine, T. Katoh et al., J. Nucl. Sci. Tech. 27, 577('90)
			26	0.11 b	評価値	JNDC, JAERI 1320('90)

*核分裂収率は " JNDC: JAERI 1320('90)" から引用

[6] (口)核分裂長寿命核種の中性子捕獲断面積の測定 加藤 敏郎（名大）の質疑応答

A) ^{137}Cs の断面積の測定値として 110mb と 250mb の二つの値があるのに評価値として、古い方の値が採用されているのはどのような経緯からですか？

加藤) 250mb は我々が最近測定して得た値で 90 年に発表しましたが、JNDC の 90 年発表の評価値の評価作業のときには評価のデータとして 90 年のデータは含まれていません。このことは、評価者に確かめました。

A) ^{90}Sr のデータはたくさんあって、しかも値が違っているのですが、最近これを測定するような計画はあるんでしょうか？

加藤) ^{90}Sr に関しては、最近の我々のデータ（表の Data NO.5）があります。これは原研の核データ研究会で発表しただけでまだ、paper にはなっていません（執筆中）。この ^{90}Sr は γ 線を出さないので頭を悩ましたのですが、 ^{85}Sr を混ぜればよいということに気が付きましたし、結果が出せました。これから先、この方法で来年度は ^{135}Cs を測定しようと思っています。

[6] 消滅処理と核データ

(1) 消滅処理に関する核データ

原研 中原 康明

はじめに

陽子加速器による長寿命高レベル廃棄物の消滅処理は、中高エネルギーの陽子や中性子による核破碎反応を利用して行われる。核破碎は、次の反応過程を網羅する複合競争過程である。すなわち、核内核子カスケード、多数片核分裂(fragmentation)、粒子蒸発および核分裂。これらの反応を全て網羅する核データベースが存在しなかったせいもあり⁽¹⁾、全ての過程をモンテカルロ法で追跡するシミュレーション法が開発されてきた。なお、多数片核分裂については、そのメカニズムが未だ解明されていないため、この過程を組込んだモンテカルロコードは開発されていない。

核構造および核子データ

モンテカルロ法によるシミュレーション計算で用いられているデータは、次のものである。

核構造データ：核半径、核内核子密度分布、フエルミ・エネルギー分布、核分裂障壁、核分裂および中性子蒸発に対するエネルギー準位密度、核分裂片の電荷分布および質量数分布パラメータ、逆反応断面積、質量公式。

核子データ：核子・核子、パイ中間子・核子断面積。

核半径は幾何形状断面積 $\sigma_g = 2\pi r^2$ を計算するのに用いられ、さらに非弾性散乱断面積は σ_g に等しいとされている。第1図に σ_g の値を中性子全断面積の Pearlsteinによる評価値⁽¹⁾と比較して示す。100MeV以上では、非弾性散乱のみと考えてよいが、NMTCコード等⁽²⁾で用いられている値と測定値との間にかなり大きなずれが見られる。これが第一の問題点である。約100MeV以下では弾性散乱の寄与が増えると同時に、波動性に基づく干渉効果(nuclear Ramsauer効果)による共鳴構造が現れるが、平均的には、 $2\sigma_g$ でかなり良く近似できる。

ここで第二の問題点が生ずる。原子炉核特性解析用の核データライブラリでは、エネルギーの上限は、20MeVとなっている。従って、全エネルギー領域における核子・中性子輸送計算は、20MeVを境界として、20MeV以上の領域における核反応で発生した20MeV以下の中性子を源として中性子輸送コードに接続する方法がとられてきた。一つの解決法は、シミュレーション・コードを改良し、20~100MeV領域での核外核子輸送過程で弾性散乱を扱えるようにすることである。

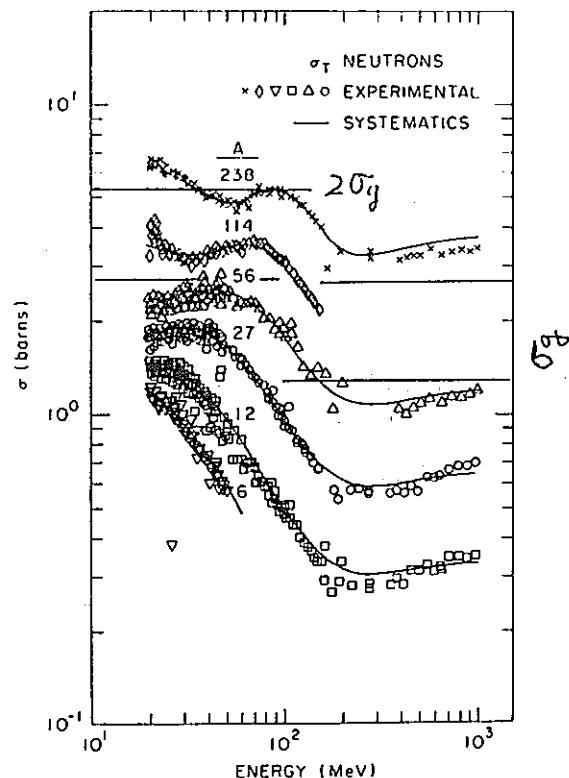
核子データについては、1950年代の測定値に基づいたデータライブラリが現在でも使用されている。この問題は、1990年10月のIAEA諮詢委員会で取上げられ⁽³⁾、さらにその勧告により、NEANDCがこれをうけ、1991年5月、スウェーデンで開催された専門家会議では、核子データもテーマとして取上げられた。⁽⁴⁾

核破碎生成物分布

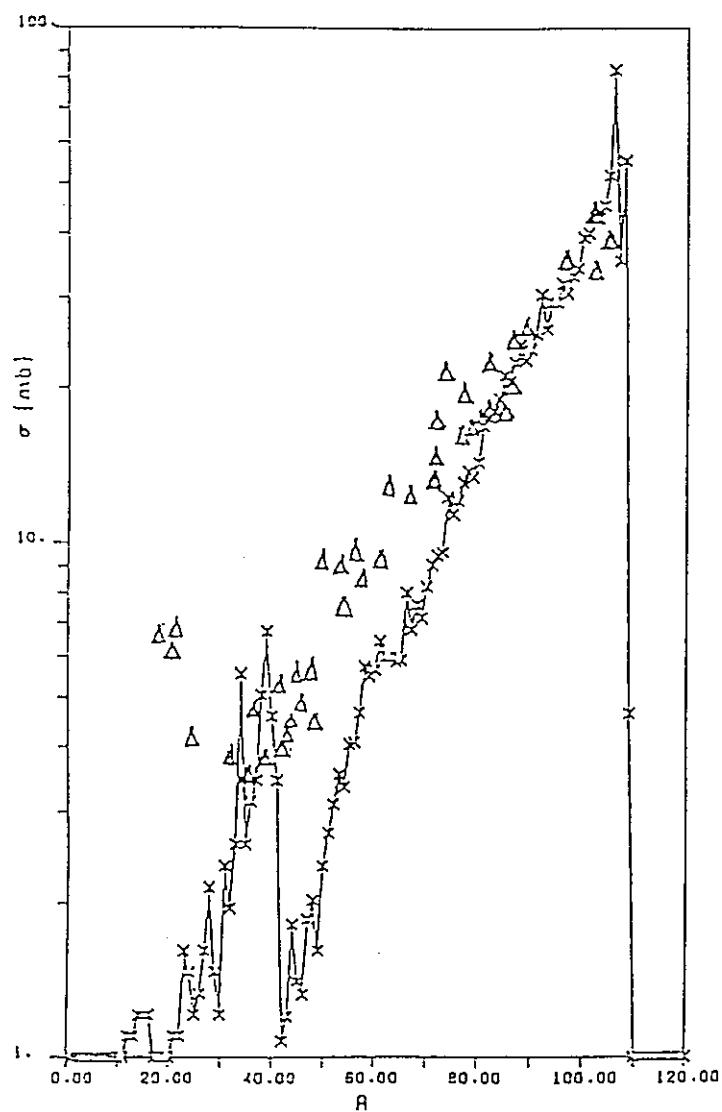
消滅処理の実効性を証明するには、消滅量を算定するだけでは不十分で、核破碎生成物として、たとえ短寿命であっても、管理上厄介な核種の生成量が小さいことを確証する必要がある。問題は、核破碎生成物分布に関するデータとしては、1973年のデータブック⁽⁵⁾が現在でも唯一の資料であるということである。第2図は、3GeV陽子による銀の核破碎生成物分布のデータ⁽⁵⁾を NUCLEUS コードによる計算値と比較したものである。⁽⁷⁾ シミュレーション計算では生成されない核種は、多数片核分裂に対応するものと考えられる。

参考文献

- (1)公開されているのは、1GeVまでのpとnに対するFe-56のものだけである。S. Pearlstein, *Astrophys.J.*, 346, 1049(1989).
- (2)中性子・陽子による核破碎データ(中原康明)、原子力学会誌、32(6), (1990).
- (3)IAEA Advisory Group Meeting on Intermediate Energy Nuclear Data for Applications, Vienna, 9-12 Oct., 1990. Proc. は未完成。
- (4)NEANDC, Proc. Specialists' Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20MeV, 21-23 May, 1991, Uppsala, Sweden.
- (5)R. Silberberg and C. H. Tsao, *Astrophys.J. Suppl. Series*, No.220, Amer. *Astrophys. Soc.*(1973).
- (6)西田雄彦、中原康明、筒井恒夫, JAERI-M86-116(1986).
- (7)T. Nishida and Y. Nakahara, *Kerntechnik*, 50, 193(1987).



第1図 中高エネルギー領域における中性子全断面積と幾何形状断面積の比較($A = 56, 238$ の場合)⁽¹⁾



第2図 3 GeV の陽子による銀の核破碎生成物分布⁽⁷⁾
× NUCLEUS コードによる計算値
△ 実験データ(Katcoff, et al)⁽⁵⁾

[6] (II) 消滅処理に関する核データ

中原 康明（原研）の質疑応答

A) 先生のお考えになっている消滅処理とは、原子炉内で加速器ビームを導入して消滅処理するということですか？

中原) 末臨界体系の炉へ陽子を入射しまして中性子を大量に発生させて、消滅させると言うことです。

A) そうしますと、今の最後に述べられたいろいろな元素に、核データが必要であると言った場合に、やみくもに何か一定のエネルギーで、照射してしまっていいのかどうかと言った問題はでてくるのでしょうか？

中原) そうですね。どのくらいのエネルギーが最適かという optimization をやる必要があると思います。今までの我々の感覚ですと、陽子ビームのエネルギーを上げていった方がうまくいくんで、だいたい 1.5GeV ぐらいがいいじゃないかと思っています。それ以上陽子ビームのエネルギー上げていっても効率は上がらないと思います。今、ブルックヘブンでも核データの整備は 1GeV までしか行っていないので、せめて 1.6GeV ぐらいまでは行って欲しいという要望は出しています。

A) 原子核の分野では、データを取る時には、一般的に、核力とか、また、もっとエネルギーの低いところでは変形についての興味でデーターを取っているんで、消滅処理側からこんなデータが欲しいといってもうまく合ってないようにも思うんですけど。

中原) それはそう思います。

B) いろいろな断面積の図を見せてもらったんですけど、Am の中性子の断面積は GeV までありましたけど、あれはどういう実験からでてきたデータなんでしょうか？

中原) Reference までたどってないので分かりません。

C) 現在の spallation データを、今のような目的で使うのは、容易でないと思うんです。おしゃったように、50年代に、もうああいった形は 2step でいけるんだよということで、実験をしてもあまり良い論文は書けません。一方、特に日本では、こういったデータを取ろうと思うと結構汚い作業をしなければいけないんで、マシンを使わせてもらえない状況にあります。そういう事情もありまして、こういう仕事の価値付けをもう少し、マシンを持っているような所で認識してもらいたいと思います。多分、アメリカでも実際のデータはほとんど無いと思います。例えば、高エネ研ででもできれば非常にいいと思うんですが、何かバックアップ体制でもないと話にならないような気がしますね。実際にこういったデータをきちんと出して、それをもとにいろいろな評価に使うんだと思うんですけど。これは質問でもコメントでもなく私の感想です。

中原) 一つは、nuclear multi- fragmentation に関しては、非平衡状態であるということで統計力学の分野の方々も非常に興味を持ってきています。

D) 我々も重イオンでそういった非常に熱いところの原子核を見て行こうとしているんですが、先ほどの準位密度の問題一つ取り上げても、例えば、フェルミガスモデルのパラメータリゼーションとして、どういうのが正しいかを詰めようとした時になかなかうまくいかない。例えば、極端な例で言いますと、中性子の蒸発過程で見ていくのと、荷電粒子の蒸発過程で見ていくのとでは、非常に違った結果を示すという例があります。まだシミュレーションの方に本当にこれでこの領域はこの準位密度ですよ、という形では、我々の側からもいかない段階にあると思います。multi- fragmentation の問題に関しても、いったい、どの段階からの multi- fragmentation という過程が始まったかという定義の問題— そういった非常に難しい問題もあります。

[6]消滅処理と核データ

(c)核反跳法による $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ 反応断面積の測定

東北大 山寺 亮

The photoneutron cross sections in the giant dipole resonance region obtained with monoenergetic photons have been compiled, but no experimental data presently exist for $^{90}\text{Sr}(\gamma, n)$ and $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ reactions, which are of basic importance for the transmutation study of long-lived fission products in high level radioactive wastes.

It is quite difficult to measure the very weak ^{89}Sr and ^{136}Cs activities produced from $^{90}\text{Sr}(\gamma, n)$ and $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ in ^{90}Sr and ^{137}Cs targets under the very strong ^{90}Sr and ^{137}Cs target activities, respectively, and also impossible to use the chemical separation technique between ^{89}Sr and ^{90}Sr , ^{136}Cs and ^{137}Cs . For the cross section measurement of $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ reaction, we used the recoil separation method of ^{136}Cs atoms from the ^{137}Cs target accompanying with neutron recoil. In order to get the absolute value of the cross section, it is necessary to get the recoil fraction of ^{136}Cs atom from the ^{137}Cs target in good accuracy, but it is quite difficult to get it because of its very low recoil energy. We therefore measured the cross section ratio of $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ and $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)$, $\sigma_{137}/\sigma_{133}$, by using the internal standard method which used natural ^{133}Cs atom as an internal standard.

We made 1 to 10 $\mu\text{m}/\text{cm}^2$ thick targets by evaporating CsCl in a small vacuum chamber onto an aluminum foil. The two kinds of CsCl solution were prepared; undiluted $^{137}\text{CsCl}$ solution, and mixture of undiluted $^{137}\text{CsCl}$ solution and $^{133}\text{CsCl}$ solution. The targets were assembled as a stack consisting of each target backed by an aluminum catcherfoil to collect recoil ^{136}Cs and ^{132}Cs atoms from the target. The target assembly also contained a gold foil to monitor the incident bremsstrahlung fluence by using the $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ reaction.

The target irradiation was carried out by using the electron linear accelerator of Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University. The 60 MeV and 45 MeV electrons extracted from the Linac were injected on an 1-mm thick

platinum plate to produce bremsstrahlung radiation. The electrons passed through the platinum converter were bended downward with a clearing magnet and only the bremsstrahlung beam hit the target 60 cm downstream from the converter.

After the chemical separation of Cs atoms recoiled into the aluminum catcherfoil, the gamma-ray activities of Cs atoms were measured with a Ge detector. Figure 1 shows an example of the measured gamma-ray spectrum, which indicates the photopeaks of 341, 819 and 1048 keV from the ^{136}Cs nuclei produced by $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ and 668 keV from ^{132}Cs by $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)$, together with the 662 keV photopeak from the ^{137}Cs target nuclei escaped from the target foil.

The ratios of $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ and $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)$ reaction cross sections are 1.10 ± 0.05 and 1.22 ± 0.11 for 45 MeV and 60 MeV bremsstrahlung, respectively. Both results agree well within their statistical errors, since the giant dipole resonance region is between 10 and 25 MeV photon energies. The ratios larger than 1 indicate that the average cross section of $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ is higher than that of $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)$. This work is now submitted for publication.

—59—

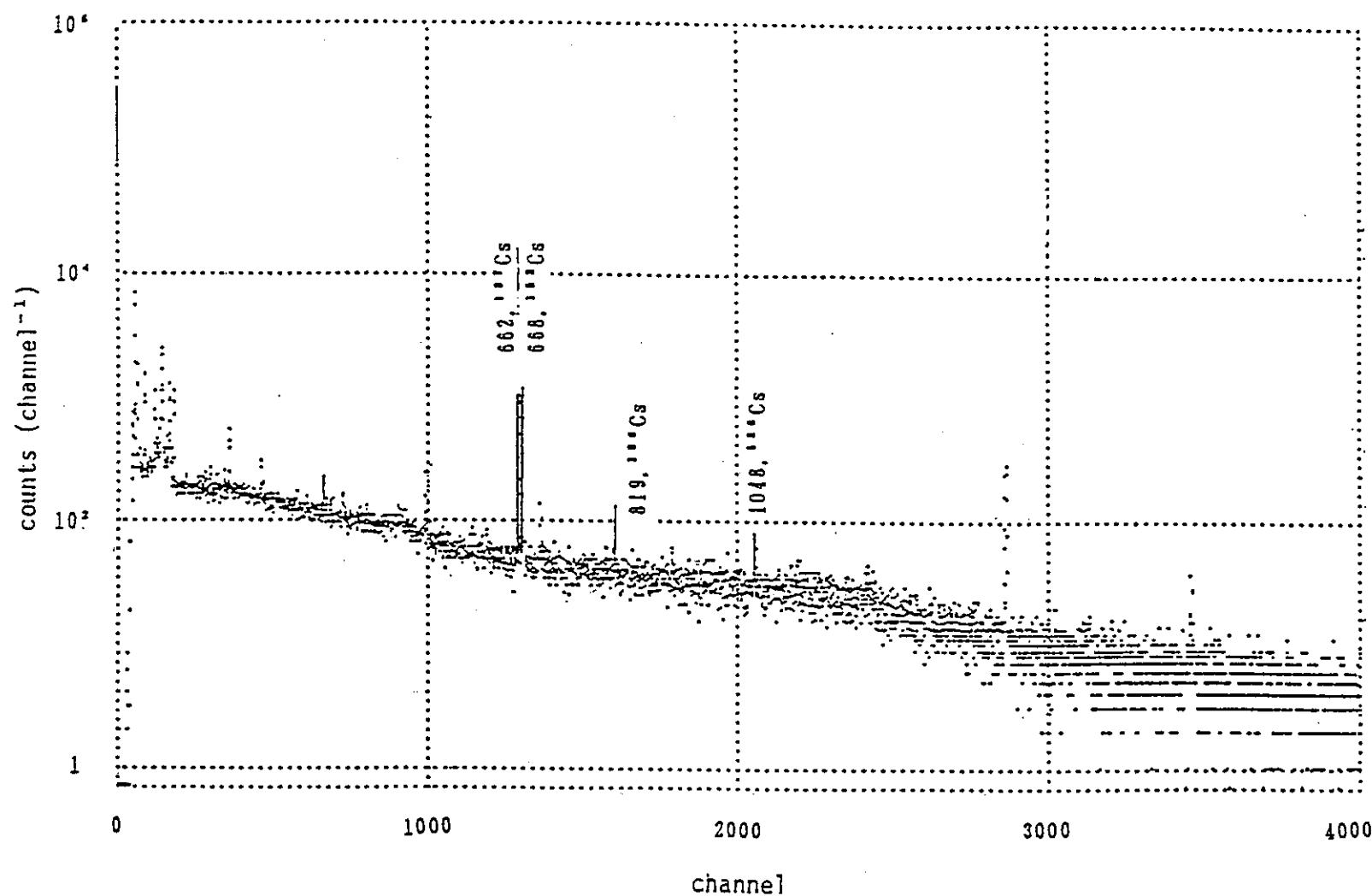


Fig. 1 Gamma-ray spectrum of Cs atoms collected onto a catcherfoil measured with a Ge detector. Several peaks from natural activity can be seen other than ^{137}Cs , ^{136}Cs and ^{132}Cs gamma rays.

[6]消滅処理と核データ

(*)巨大共鳴領域における

光核反応断面積の同位体依存性

東北大 中村 尚司

We further investigated the isotopic dependence of the average (γ, n) cross section for each nuclide around Sr (Z=38) and Cs (Z=55) from our experimental data and the data given in Ref. (1). In Ref. (1), the excitation functions of the (γ, Xn) reactions in giant dipole resonance region are given for stable isotopes of Ge, Se, Zr, Mo near Sr, and Sn, Te, Ce, Nd, Sm near Cs. We also measured the average (γ, n) cross sections for enriched stable isotopes of ^{84}Sr , ^{86}Sr , ^{88}Sr , ^{85}Rb , ^{87}Rb , ^{98}Ru and ^{104}Ru which are lacking in Ref. (1). The sample irradiation was done by using the 60 MeV bremsstrahlung radiation under the same experimental setup as in the $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ cross section measurement.

The cross sections in the giant resonance region from 9 MeV to 25 MeV were averaged by weighting with the bremsstrahlung energy spectrum calculated by the EGS-4 code.⁽²⁾ Figure 1 shows the isotopic dependence of average (γ, n) cross sections thus obtained. The figure reveals the following systematics.

- 1) The average cross sections increase as the neutron number approaches the magic numbers of N=50 and 82, and have highest values for those magic number nuclei of Rb, Sr, Zr, Cs, Ce, Nd and Sm, except for only Mo.
- 2) For Se and Ru which have no neutron magic number nuclei, the average cross section values also increase with approaching the neutron magic number of N=50.
- 3) For Ge, Te and Sn which are separated from the neutron magic number of N=50, the isotopic dependence of the average cross section is rather flat with mass number.

These interesting systematics indicate that once the (γ, n) reaction occurs above its threshold energy which is higher for neutron magic number nuclei than for other nuclei, the neutron emission becomes easier and then the (γ, n) reaction cross section larger for neutron magic number nuclei than for other nuclei, excluding Mo nucleus. There hitherto exist no theoretical and

experimental considerations on this systematics. This work is also to be submitted for publication.

References

- 1) S. S. Dietrich and B. L. Berman, "Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons", UCRL-94820 (1986).
- 2) W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers, SLAC-Report-265, Stanford Linear Accelerator Center (1985).

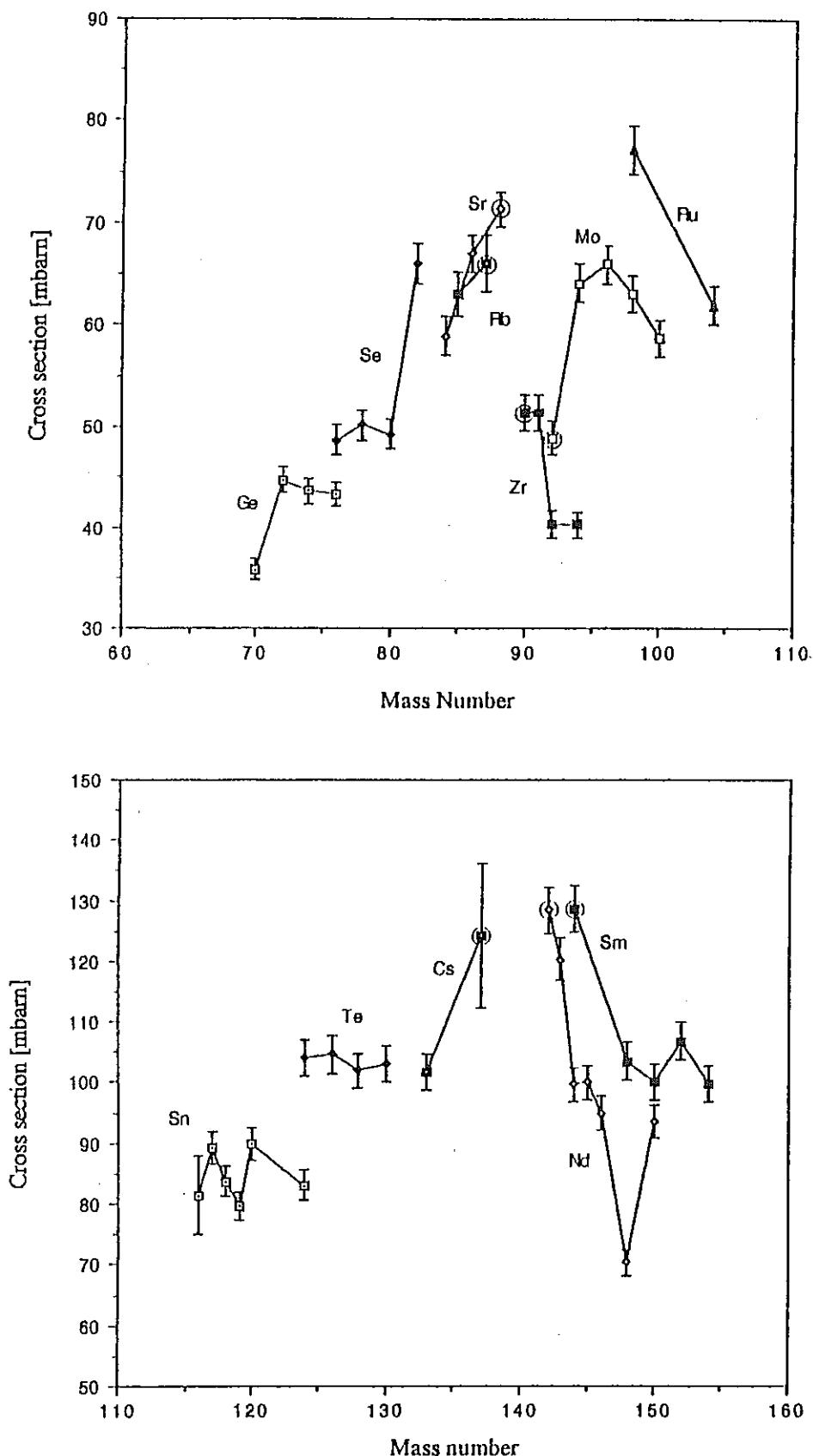


Fig. 1 Isotopic dependence of average photoneutron cross sections in giant dipole resonance region, (a) around Sr, and (b) around Cs. The data surrounded with a circle are those for neutron magic number nuclei, $N = 50$ and 82 .

[6](二)核反跳法による $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ 反応断面積の測定

山寺 亮 (東北大)

(付)巨大共鳴領域における光核反応断面積の同位体依存性

中村 尚司 (東北大)

の質疑応答

A) この実験を使った入射 γ 線fluxはどのくらいですか？

中村) γ 線のfluxは手元にデータを持っていませんが、電子線の強度で言いますとだいたい $80\ \mu\text{A}$ から $100\ \mu\text{A}$ です。それを1mm厚の白金のターゲットにあてて60cmぐらい後方に試料をおいて照射しています。

B) 先ほどC sの断面積のエネルギー依存性を見せていましたが、 γ 線のエネルギーはどうやって求めたんでしょうか？

中村) このデータは、我々の実験ではないんですが、positron annihilationによる単色 γ 線を用いた実験です。

B) 9MeVよりちょっと上の所に"キック"のようなものがあるんですが、それは、何か意味があるんでしょうか？

C) この辺の所はいろいろな議論があると思うんですが、例えば、ピグミー共鳴のピークかも知れません。つまり、余分な中性子と核との振動です。このように核の個性もありますから、多分どういう形で共鳴の強さが分布するかは、大まかには言えるんですが、細かな議論をするには一つ一つの核について実験で決めていかなければならないと思います。それから、話を聞いて思ったことが2つあります。1つはエネルギー領域があまりにも高いとE1以外のプロセスが入ってくるんではないかと、そこでチェックしても良いと思うのは energy weighted sum ruleとの兼ね合いがどうかと、これはE1だけですと最も簡単なモデルでいきますと、60 A/NZという形ですから、ただし、その時に難しいのは中性子のしきい値の関数も聞いてくるだろうと、多分この2つでおおざっぱに断面積は決まると思います。ですから、mass numberが増えていく時、断面積が増えるのは A/NZで.....

中村) 大ざっぱにはそれでいいと思うんですが。このように1つの核に注目して、同位体(中性子数)とともに (γ, n) 反応断面積がどういう風に変化するかは、誰も注目しませんでした。それをやってみると、こういう風に系統だった結果が得られた訳です。

C) そういう所はやはり実験で決めていくしかないんですか？それから、中性子マジックの核でなぜ断面積が大きくなるのかは、むしろ fragmentation がマジックの影響で小さくなっているんじゃないのかと共鳴自体が縮まっているんじゃないのかと言う気がしますが？

中村) 共鳴の幅も見ましたが、幅は中性子数マジックの核で縮まっています。

[6] 消滅処理と核データ

(a) 最大エネルギー1GeVまでの制動放射線による
制動放射線による 中重核光破碎反応のシステムティクス

金沢大 坂本 浩

我々は、東北大核理研 300 MeV LINAC と東大核研 1.3 GeV ES の最大エネルギー (E_0) = 30 - 1050 MeV の制動放射線を用いて周期表の全体にわたる光核反応の放射化学的研究を行っており、その概要については、1988年度動燃委託研究成果報告書 (PNC J621 89-001)¹⁾ の付録で述べたが、先づ、ここで少し復習する。このエネルギー域では、巨大共鳴、準重陽子共鳴、及び (3, 3) 共鳴が原子核による主な光吸収過程であり、100 MeV 位までは前の 2 つの共鳴吸収の結果、比較的小数個の核子放出が起きる。光子エネルギーが π 中間子の静止エネルギー 140 MeV を超えると (3, 3) 共鳴を通じて励起核子 Δ の生成が起こり、 Δ は $\sim 10^{-24}$ sec 内に π と核子に壊変して、核内衝突カスケードを誘起する。光子は核の内部にも容易に入ることができるので、このカスケードは核深部でスタートし得る点でハドロン反応とは様子が異なる可能性がある。 Δ の生成位置と核の透過度によっては Δ の壊変で生成した π や核子の一方又は両方が核外へ飛び出す。その場合は、(γ, π^\pm), ($\gamma, \pi^\pm xn$), (γ, xn), (γ, pxn) のような単純なる反応が期待できる。特に (γ, π^+) や ($\gamma, \pi^- xn$) 型の反応では、 $x=0\sim 9$ のような多数の中性子放出を伴う場合でも、放射化学的に互いに区別して反応断面積を知ることができる。これらの結果については上記報告書の後、若干の論文^{2, 3)} 等でいくつかの詳細を報告してきた。

衝突カスケードの後は、核子蒸発の過程が引き続き⁴⁾、結果として、多数個の粒子放出である ($\gamma, xnyp$) あるいは ($\gamma, \pi^{\pm, 0} xnyp$) 型の核破碎、数個の核子と軽核を放出するフラグメンテーション及び重核では核子放出と共に核分裂も起こる。我々は、これらの反応過程についても、その競合の様相を含めて、光子エネルギー及びターゲット質量 (A_t) 依存性 —systematics— をかなり詳しく調べてきた。ここでは、それらのうちで最も dominant な出口チャンネルである核破碎の我々の最近の結果^{5, 6, 7)} について紹介する。

光核破碎については、⁵¹V, ⁵⁹Co, ⁶³⁺⁶⁵Cu, ⁸⁹Y, ¹²⁷I, ¹³³Cs, ¹³⁹La, ¹⁷⁵Lu, ¹⁹⁷Au 及び ²⁰⁹Bi を $E_0 = 30 - 1050$ MeV の範囲で 100 MeV 以下のステップで照射し、放射化学分離 (¹²⁷I - ²⁰⁹Bi) と γ 線測定から、予備的なものを含めると各々 5~12 元素にわたる総計最大、22, 27, 31, 24, 28, 51, 57, 13, 40 及び 44 の核破碎生成核種の收率データが得られており、Ref. 5 と 7 では V, Co, Y, I, Cs, La 及び Au の結果を報告し、また、38 対の isomer yields について E_0 -、 A_t - 及びスピン- 依存性を調べた。

核破碎のシステムティクスについては、次の Rudstam の荷電及び質量分布 (CDMD) の経験式⁸⁾ が古くから知られている：

$$\sigma(Z, A, E) = \frac{\hat{\sigma} PR^{2/3} \exp[PA - R |Z - SA + TA^2|^{3/2}]}{1.79 \{ \exp(PA_t) - 1 \}}$$

但し、 $\sigma(Z, A)$ はターゲット (Z_t, A_t) からエネルギー E の粒子 (主にハドロン) 照射で生成する核種 (Z, A) の生成断面積、 $\hat{\sigma}$ 、 P 、 R 、 S 及び T はパラメーターで、それぞれ $\hat{\sigma}$ は全非弾性散乱断面積、 P は質量收率曲線の傾き、 R は荷電分布の幅で、 S と T は荷電分布が最大となる原子番号 (Z_p) と $Z_p = SA - TA^2$ で関係づけられ、従って、 $\hat{\sigma}, P$ は E と A_t の関数で反応の入り口、残りは

生成核のAとZで決まり、カスケード・蒸発の2段階過程の経過と終状態を示す。

光(及び電子)誘導核破砕の収率については、1973年にJonssonとLindgrenがこの式と照合し、式に含まれる5つのパラメーターの表式が係数の値を変更することでそのまま使えることを示した⁹⁾。Rudstamの式は単色(E)の陽子や重イオンなどハドロン入射の場合の生成核(Z, A)の生成断面積を与えるものであるが、Jonsson-Lindgrenは最大エネルギーE₀(単色成分光子のエネルギー、k)をもつ連続スペクトルの制動放射線[= $\int_0^{E_0} k \cdot N(k, E_0) dk$]による生成収率、

$$\sigma_q(Z, A, E_0) = \left[\int_0^{E_0} \sigma_k(k) \cdot N(k, E_0) dk \right] / \left[(1/E_0) \int_0^{E_0} k \cdot N(k, E_0) dk \right],$$

(mb/equivalent quantum),

を与える。この両者が同じ表式で示されることは、ちょっとみると奇妙であるが、光子(電子=仮想光子)の核吸収が共鳴的である点を考えれば定性的に納得できる。

ところで、Jonsson-Lindgrenが掲めた頃^{9, 10)}はデータは限られており、かつ再現性はfactor 2(実際かなりの場合 factor 5)であった。Ref. 1では主に⁶³Cuの実験結果について、Rudstamの式へのfittingとそれから得られた5つのパラメーターの光子とハドロン(陽子及び重イオン)の場合比較¹¹⁾を紹介したが、その際もJonsson-Lindgrenの再現性は悪かった。今回は、上記のように広いA_tの範囲の結果を基に最小二乗fitを行って、ほぼ実験誤差1σ内(一部3σ内)で再現できる5つのパラメーターセットを得ることができた。次にこれらのパラメーターのE₀及びA_t依存性を調べた。Pは単純に、E₀≤600 MeVではA_t及びE₀の関数(ln P vs ln A_t及びln P vs ln E₀で直線)として表され、E₀≥600 MeVでE₀依存性がなくなるとされていたが、我々の結果からは、次のように3つのE₀領域に分けて直線(むしろ曲線?)に近似されること、 $\hat{\sigma}$ も詳細には同様の区分がよりよいことが分かった(下記では取りあえずの区分)。また、重核域(¹⁷⁵Lu-¹⁹⁷Au, ²⁰⁹Bi?)と、中重核域(⁵¹V-¹³⁹La)で異なるA_t依存性が現われた。現時点で、A_t=51-139、E₀=100-1000 MeVから導出した5つのパラメーターについての結果⁶⁾は次のようである。

$$\hat{\sigma} = [(-0.87 \pm 0.11) \pm (0.23 \pm 0.02) \ln E_0] A_t^{(1.03 \pm 0.03)} \quad \text{for } E_0 \geq 300 \text{ MeV}$$

and A_t = 51-139,

$$P_1 = (261.1 \pm 24.4) A_t^{(-0.228 \pm 0.004)} E_0^{(-1.038 \pm 0.017)} \quad \text{for } E_0 = 100-300 \text{ MeV}$$

and A_t = 51-139,

$$P_2 = (31.1 \pm 2.5) A_t^{(-0.228 \pm 0.004)} E_0^{(-0.672 \pm 0.013)} \quad \text{for } E_0 = 300-600 \text{ MeV}$$

and A_t = 51-139,

$$P_3 = (0.416 \pm 0.09) A_t^{(-0.228 \pm 0.004)} \quad \text{for } E_0 \geq 600 \text{ MeV}$$

$$R = d' A^{-e'}, \quad d' = 96.5 \pm 9.5 \quad \text{and} \quad e' = 0.95 \pm 0.05$$

$$Z_p = S A - T A^2 = (0.53 \pm 0.02) A - (6.5 \pm 3.5) \times 10^{-4} A^2 \quad \text{for } E_0 \geq 300 \text{ MeV}$$

P, $\hat{\sigma}$ 共にA_t=51-139のデータから導出したためA_t>139に対しては上の式はPを过大、 $\hat{\sigma}$ を過少評価する。即ち、中重核域と較べると重核域での光吸収の断面積及び励起エネルギーが極端に大きくなり、後述のカスケード計算との一致性も悪い。この傾向は α 中間子放出反応断面積のA_t依存性(A_t増大で減少)と符号するが、重核での核破砕実験に再検討の余地が残されている。現在、¹⁷⁵Lu, ¹⁹⁷Au, ²⁰⁹Biの光核破砕の実験的再検討を進めている。

なお、(τ , xn) 及び (τ , pxn) 反応の $x=1 \sim 4$ については Rudstam の表式からは除外される（收率分布は Gauss 分布にならない）。この部分は巨大共鳴が寄与するところであるが、我々はこのうち (τ , xn) の收率 ($Z=Z_t$) は E_0 によらず、次のような経験式で表せることを見い出した。

$$\ln \sigma (Z, A, E_0) = \ln \sigma (Z_t, A) = [(1.01 \pm 0.13) \ln A_t - (6.61 \pm 0.64)] x + (6.78 \pm 0.21)$$

for $A_t = 51-197$ and $E_0 \geq 300 \text{ MeV}$ or possibly threshold

Rep. 7 では、(3, 3) 共鳴を含む光子誘導のカスケード-蒸発モデルの Gabriel-Alsmiller のによる計算 (PICAコード)^{12, 13)}を上述の 7 つの標的核の核破砕について行い、計算と実験との照合を試みた。Ref. 2, 3 では、 π 放出反応についての PICA 計算を行ったが、大まかな様子は再現するものの、詳細は再現できず核内核子相関の取り入れ等の問題が指摘された。核破砕でも PICA は、例えば、 $\hat{\sigma}$ が ^{51}V , ^{59}Co では同位体收率分布は対称性を持つが 2 倍程であり、これらの核破砕收率を全体として過剰に与える。一方、重核では $\hat{\sigma}$ は実験値に近いがやはり全体に收率を数倍過剰に見積り、特にターゲットに近い (τ , 1~3pxn) 反応では中性子過剰核を大きく見積る結果となって分布が非対称化する。更にこの傾向は $^{89}\text{Y} - ^{197}\text{Au}$ と A_t が大きくなるほど顕著になる。これは PICA では重核内カスケード終了後の残留励起エネルギーを A_t が大きい程より過小に見積ることによる。一方、P (励起エネルギー) から見ると、軽核では再現性はよいが、重核では過少 (励起エネルギー過大) の傾向があり、重核での $E_0 = 400 \text{ MeV}$ の計算は実験値よりかなり大きい收率を与えることになる。

以上のことから、核構造と核子相関、 Δ 及び Δ の壊変で生成の π や核子のより dynamical な様相を取り入れたモデルの構築が要請されること、またこれらの状況が終状態のみから見る放射化学的観測にも結構反映し、ハドロン誘起とは異なる情報^{6, 7, 11)}も十分期待できること等が分かってきた。

[文 献]

- 1) 坂本 浩, 藤原一郎, 柴田誠一, 動燃委託研究成果報告書, PNC J621 89-001 (1989.3) (金沢大学理学部).
- 2) K. Sakamoto et al., Nucl. Phys., A501 693 (1989).
- 3) K. Sakamoto et al., Phys. Rev., C42 1545 (1990).
- 4) R. Serber, ibid., 72 1114 (1947).
- 5) S. R. Sarkar et al., Radiochim. Acta, 55 113 (1991).
- 6) S. R. Sarkar et al., ibid., 55 139 (1991).
- 7) S. R. Sarkar et al., ibid., to be submitted (1992).
- 8) G. Rudstam, Z. Naturforsch., 21a 1027 (1966).
- 9) G. G. Jonsson and K. Lindgren, Phys. Scr., 7 49 (1973).
- 10) G. G. Jonsson and K. Lindgren, ibid., 15 308 (1977).
- 11) S. Shibata et al., Phys. Rev., C35 254 (1987).
- 12) T. A. Gabriel and R. G. Alsmiller, Jr., ibid., 182 1035 (1969).
- 13) T. A. Gabriel et al., ORNL-4687 (1971).

[6] (b) 最大エネルギー1GeVまでの制動放射線による
中重核光破碎反応のシステムズ

坂本 浩 (金沢大) の質疑応答

A) Rudstamの式で光子について書かれたパラメータとハドロンについて書かれたパラメータ
とではどれくらい違うんですか？

坂本) 質が違うわけですから、全然違います。

A) パラメータの数値だけが違うんですか？

坂本) はい。そうです。

A) それに対して、根拠あるいは意味付けというものがあるんでしょうか？

坂本) あります。当然 initial の相互作用が違いますから、ハドロンとどう違うかと言うことを話すにはもう15分かかりますので、このぐらいにしておきます。結局は励起エネルギーが基本的に違うということです。我々がみているのは33共鳴ですので、最初にお見せしたように $300\text{MeV} \pm 150\text{MeV}$ ぐらいのエネルギーを入射しています。それ以上最大エネルギーを上げてもあまり意味がない。 1GeV でやったとしても平均それぐらいのエネルギーを入れているので、それでRudstamの式が正確であろうと思います。

藤原) 共同研究者なので少し補いたいと思うんですが。初めに中原先生がおっしゃいましたようなボゾンが1つ入って行くような話とは違いまして、この場合には入り口が巨大共鳴とQuasi deuteron(Q.D.)と33共鳴の3つしかありません。このどれかを通らないとエネルギーは入れませんがその結果、核内の複数核のカスケードが始まる段階は多分、2核子だと思います。それが違った角度に分かれしていく核内のカスケードの計算のやり方が違います。つまり、エネルギーの入り方が違い、経由の仕方が違います。今の話も、巨大共鳴だけはRudstamの式でも再現することは出来ません。Rudstamの式が再現できるのは、Q.D.と33共鳴です。しかし、2stepであるということ、2stepの進み方は全く同じですで、Rudstamの式を使っても合うということです。しかし、値は違ってきますと言うことです。それからもう1つ、中原先生もおっしゃっていたことで大事なことが一つあります。先の結果を見ていただければ分かると思うんですが、Rudstamの式に従いましてほとんど完全に0の所まで合ってしまうんです。というのは、fragmentationが光子ではなくない。そこに着目しまして、特にfragmentationをmarkして追いかけてみました。普通原子核が大きくなればなるほどエネルギーが高くなるほどfragmentationの収率は大きくなります。しかし、光子の場合は逆で、原子核が大きくなるほどBeの核は出なくなってしまいます。金とかは全くそういった反応を起こしません。また、エネルギーがあがっても高くはありません。そういうことから光子では、fragmentationがほとんど起こらないというような結果が今のところ得られています。なぜ光ではfragmentationが起こらないのかということは分かっていません。local heatingが光子では起こらないと考えています。それから、ハドロンのlimiting behaviorを起こす所、 3GeV ぐらいから上の所です

けど、どんなものでも factorize をしますと、たとえ重イオンでも発生してくる spallation の products のパターンは全く同じになってしまいます。それは入射エネルギー、入射粒子を変えても変わりません。光子の場合は、limiting のように見えるんですが、本当の limiting なのかどうかは分かりません。原子核の中に光子から取り込めるエネルギーが上がっても一定の値になっているかどうかは分かりません。それからもう一つ、ガブリエルの計算でだいたい100万回入れたといっているんですが、普通陽子で入れますと3万回ぐらいでお金がなくなってしまうんですが、これを平気でやれる理由は90%がそのまま抜けていますから、後の10%だけしかカスケードにかかりていませんので、それでいろいろしているのですから、光子はほとんど原子核から抜けています。それからもう一つの特徴は、大きな原子核の中心部に起こる反応、そこから反応が始まることがあるんですが、ところがハロドンの場合ですと表面で起こった反応からカスケードが出発します。このように、光子とハドロンとでは反応の様子が違っています。

坂本) 言いたい部分の大部分をいってもらったんですが、最後にもう一つだけ、今の私の話は、アイソトープ分布がガウス分布する部分だけを言ったんですが、巨大共鳴を含む部分も抜き出して、今持っている全部の核でやりますと、 $(\gamma, x n)$ $(\gamma, p x n)$ とかいった成分が余分にでてきます。こういった成分を今持っているdataで解析しまして、log-logplot しますと直線部分がでてきます。これを直線近似して、係数を出しました。一応参考までに。

[7]新しい消滅処理方法の可能性

(1)励起状態からの β 崩壊

Coulomb Excitationによる核励起

理研 農 靖之

〔1〕低エネルギー荷電粒子によるクーロン励起

原子炉で生成する放射性核種の核反応による短半減期化の方法として、クーロン励起によって基底状態よりも β 崩壊半減期の短い励起状態を作りその状態から β 崩壊させるという考え方には過去にも検討された。同じことはX線や γ 線レーザーを用いても可能で、X線や γ 線レーザーは未だ実現していないがそれらを用いた方法も検討されている。これらの方法では、強電磁場による β 崩壊の加速の考え方とも共通して新たな放射性核種を生成しないという非常に魅力的な長所を有している。

原子核の励起状態は多数存在するが、ここで議論の対象となるのは適当な半減期を持つ核異性体に限られる。それは、一般に γ 崩壊が β 崩壊よりもはるかに寿命が短く、 γ 崩壊がなんらかの理由で寿命が長くなっていない限り原子核を励起してもまた γ 崩壊で元の基底状態に戻ってしまうからである。

今、この様な状態として

^{85}Kr の核異性体を取り上げる。図1に ^{85}Kr の崩壊様式を示した。過去の検討では、305 keVの半減期4.48時間の核異性体を直接クーロン励起することを考えているが、核異性体は γ 遷移の禁止度が高いために長い寿命を持ち、一方クーロン励起の確率は γ 遷移の確率に比例する。従って、この場合の γ 崩壊の多重極度M4やE5

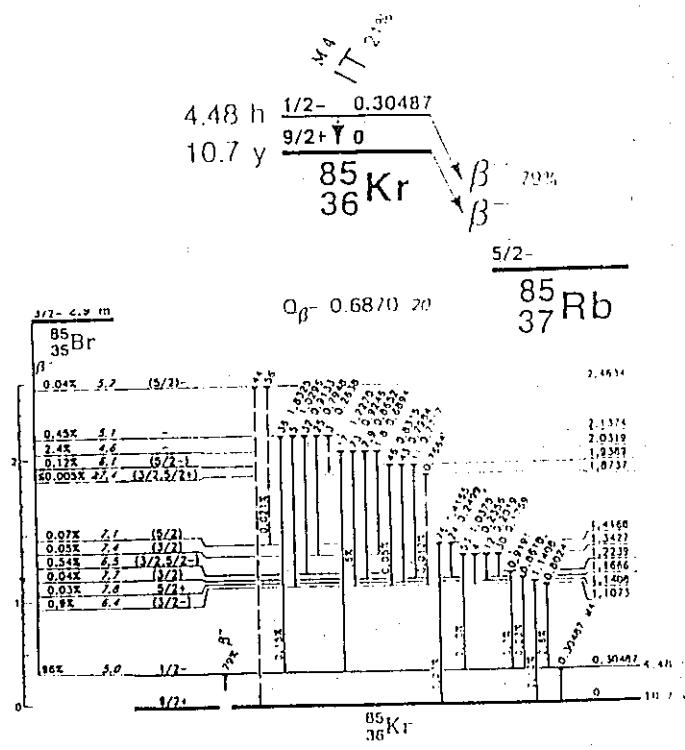


図1

は、図2からも明らかなようにE1やE2に比べてクーロン励起の確率が $10^6 \sim 10^8$ も小さく殆ど意味をなさない。

図1の ^{85}Kr の崩壊図を見ると1417 keVにE2で励起出来そうな状態があり、この状態を励起するとその24%が1167 keVの状態を経由して305 keVの核異性体になることが分かる。

クーロン励起断面積は、電気遷移と磁気遷移について、

$$\sigma_{E\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2\lambda+2} B(E\lambda) f_{E\lambda}(\xi),$$

$$\sigma_{M\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar c} \right)^2 a^{-2\lambda+2} B(M\lambda) f_{M\lambda}(\xi),$$

で表わされるが、その原子番号依存性や入射粒子依存性は単純ではない。実際の計算によれば、入射粒子のエネルギーはなるべく高く、その原子番号は大きい方が適している。ここでは、新たな放射性核種を生成しないために入射粒子のエネルギーとしてはクーロン障壁のエネルギーを、標的として ^{208}Pb を取って試算した。

^{85}Kr のビームエネルギー：564 MeV，有効エネルギー領域：564 → 476 MeV， ^{208}Pb 有効標的厚： 5.34 mg/cm^2 として1個の ^{85}Kr を β 崩壊させるのに要するエネルギーは $6 \times 10^8 \text{ MeV}$ になる。

[2] 高エネルギー荷電粒子によるクーロン励起

高エネルギー荷電粒子では、衝突係数の小さな部分は核反応を起こすが、衝突係数の大きな部分はクーロン励起を起こす。最近の高エネルギー重イオンの研究から幾何学的核反応断面積に加えて、主に巨大共鳴のクーロン励起による中性子放出（電磁分解：EMDと呼ばれている）がかなり大きな反応断面積を持つことが分かってきた。それらのデータから類推すると、 1 GeV/u の ^{85}Kr で ^{208}Pb を照射した時の電磁分解反応断面積は2バーン程度期待出来る。幾何

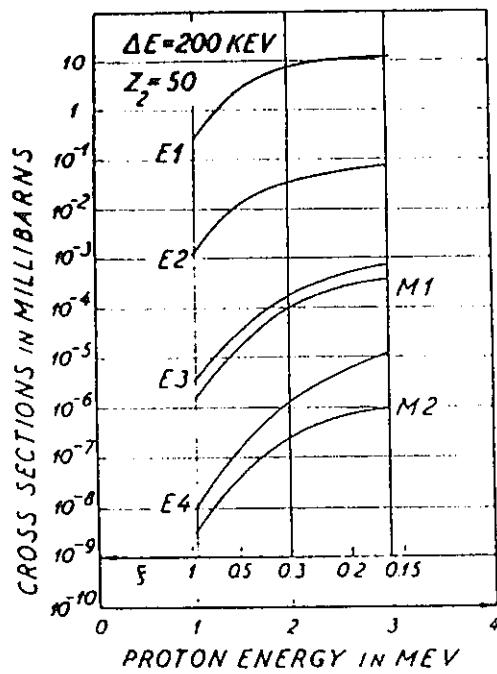


図2

学的断面積が約5.7バーンなので全体で7.7バーンになる。これを用いて1個の ^{85}Kr を核変換するのに要するエネルギーを試算すると $3 \times 10^5 \text{ MeV}$ になる。

[1], [2]で検討した方法は、核廃棄物の核変換の見地からはエネルギー収支が全く成立していない。これは、ビームエネルギーが殆ど全て標的の熱エネルギーに転化するためである。ここで、荷電粒子の物質中のエネルギー損失を見てみると、図3に示す様にエネルギー的には $1 \text{ GeV}/\text{u}$ 以上が適していることが分かる。しかしながら、エネルギー損失を詳しく見ると大部分は原子分子の束縛電子を励起或は電離することによっており、標的中に束縛電子が存在しない、つまり裸のイオンを標的に出来れば、そのエネルギー損失は以下のように非常に小さくなる。

束縛電子の電離励起によるエネルギー損失：

$$S_e = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} N Z_{\text{eff}} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I_{\text{eff}}} \right)$$

原子核の反跳によるエネルギー損失：

$$S_n = N \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma = \frac{2\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4}{m_2 v^2} N \ln \frac{T_{\max}}{T_{\min}}$$

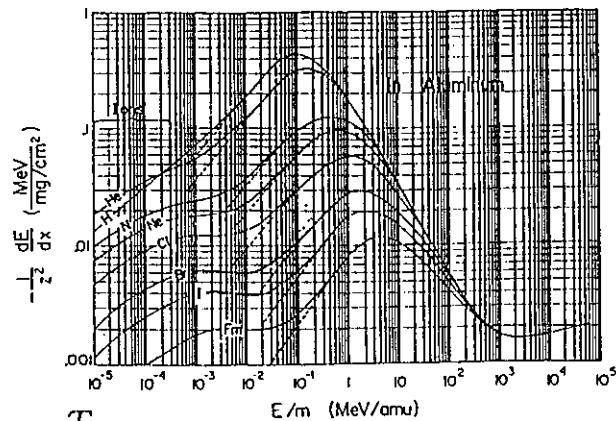


図3

それらの比：

$$\frac{S_n}{S_e} = \frac{m_e Z_2}{2m_2} \frac{\ln(T_{\max}/T_{\min})}{\ln(2m_e v^2/I)}$$

ここで取り上げた $^{85}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ の場合では束縛電子の無い系ではエネルギー損失が約 10^{-4} になり[1], [2]の場合で夫々 6×10^4 , 30 MeVまで小さくなる。

後者の場合、裸のイオン標的が実現出来ればエネルギー収支としては成立しており、更に[2]ではここで考慮していない[1]の過程も当然起こっており仮想光子のエネルギースペクトルを見ると入射エネルギーが非常に低い時に比べて10倍以上大きくなっている可能性がありこの過程の寄与もある程度期待出来る。

[7](1)励起状態からの β 崩壊

Coulomb Excitation による核励起

郷農 靖之（理研）の質疑応答

A) free ion target にして 10^4 を考慮すると良いと言うわけですが、単純に考えてみると、エネルギーを失うまでに変換をする確率を上げるために、free ion target にするわけですね。だけどそれをやる前にもう3割り変換するようになりますので、だからあと 10^4 大きくしても確率は1を越えないですから 10^4 かせぐと言うのは無理なんじゃないでしょうか？

郷農) おっしゃるとおりです、無理ですね。原理的には励起しているエネルギーなどはたかだか知れていて、巨大共鳴といえどもこの辺では18MeV ぐらいです。それぐらいのエネルギーなので、本当に必要なのはそれだけなんです。それあとはリコイルに食われるというものもあるんですが、要するに熱になって捨てられてしまうので、beam エネルギーの失った部分をいかに回収するか、という部分が重要ですね。エネルギー損失でダメなんじゃないかと言われると、仕方がないから、私はどう考えるかといいますと、今度は失ったエネルギーを回収しようと考えるわけです。回収するときに熱にして回収するのはダメで電気エネルギーそのままで回収しようと。核反応では1つ反応に使っているエネルギーはたかだか知れています。数MeV ですからあとはいかに回収するかです。1つは出来れば熱にする部分を小さくする。小さくしてもダメな場合は回収することだと思います。これが、現実的に可能かどうかはたくさんの問題があります。

B) 午後から話すことと関係するんですけど、質問というかコメントしたいんですが、高エネルギー化してやった場合に確かに ^{85}Cr は全く無くなるんですが、いろいろな”アクティヴィティ” ができるてくる。どんな核種が出来てくるかを予想するのは難しくって、簡単にやった限りでは、かなり長寿命の核種もできます。前半の部分は非常に郷農さんのユニークな面で貴重にうかがったんですが、後半の部分は、私と同じような問題に直面しているのだと思います。やはり高エネルギー化するのは得策じゃないんじゃないでしょうか？

郷農) それは原研で中原さんたちが示されているように、実際にどんなものが出来て、出来たものの毒性がどうかということを検討して初めて、最終的に成り立つかどうかを言うことなんんですけど、こういう加速器で核変換しようと言うことを考えた時に、まず第0近似でエネルギー収支が成り立たない場合には、意味が無いということが出発点にあると思うんで、先ずこれを最初に検討してみたということです。

[7]新しい消滅処理方法の可能性

(1)励起状態からの β 崩壊

コメント Can Chaos Enhance Decays ?

高研 湯川 哲之

系にエネルギーを少し与えるだけで崩壊の速さが極端に変わるような例は核物理の分野では多く知られている。特に次の2例は典型的である：

I) α -崩壊

これはクーロン障壁により核内に閉じ込められている α -粒子がトンネル効果により離脱するプロセスと考えられ崩壊の単位時間当たりの確率は良く知られた

$$\exp(-A/\sqrt{E}+B)$$

で与えられる。もし α -粒子のエネルギーEが小さいとき上式はEに強く依存し従って系の励起エネルギーにより大きく変化する。

II) β -崩壊

ある種の核 (^{176}O - ^{176}D 核) の中には基底状態のスピンが大きいため角運動量に対する選択則から寿命が非常に長い核がある。もしそれが励起状態にスピンの小さい状態を持つときはその系を一旦励起状態に持ち上げることにより崩壊が急に進む。例えばランタン ^{176}La では基底状態 (スピン 7マイナス) の寿命が 3.6×10^{10} 年であるのに対し励起エネルギーが 127 keV の第一励起状態 (スピン 1マイナス) の寿命は 3.68 h に過ぎない。このような場合、系を 100 keV 程度励起するだけで崩壊が極端に進む。次に問題となるのはどのような方法で励起するかということである。ここで今回のプログラムの中から拾いだした典型的な励起方法の例を見てみよう。

1) 粒子ビームによる励起

2) 電磁場による励起

3) 超自然力による励起

3) は最も経済的ではあるが信頼性に欠ける。1) は最も確実であり、この会議でも主題となっているが、少しのゴミを消すためにより多くのゴミを作ることにならないか心配である。2) は経済性、清潔性とも申し分ないが可能性は少ないと考えられている。今日はこの2) の方法をカオスによる励起という立場から見直してみたい。

まず、電磁場による励起の可能性を示唆する実験を紹介する。それは1974年、BayfieldとKoch [1] により行なわれたマイクロ波による水素原子のイオン化実験であるが、そこで用いられたマイクロ波は低周波数のものでは 30 MHz であり、これに対し励起された水素原子の最大のギャップエネルギー ($n=60$ 近傍のレベル間隔) は約 30 GHz である。従って摂動論的な考えではこの励起は1千光子吸収に対応し、イオン化には実際に3万光子が吸収されなくてはならない。もちろんこのような場合には摂動論は適用不可能であり、実験でもイオン化率はマイクロ波の振動数よりその振幅に依存する。このような現象は準古典的な抽象が適用できる。

ここでは周期的な外場のもとでの1次元回転子模型を使ってこの現象を分析してみよう。ちなみにこの系はカオス研究にはスタンダードマップとしてよく知られている。

今、外場の強さを F (eV/cm) , 系のサイズ (回転数の大きさ) を L (cm) 、回転子の有効質量を μ (~電子質量) 、外場の周期を T とするとこの系は次の一つのパラメータ

$$K = \frac{FT^2}{\mu L}$$

でコントロールされている。このモデルで K が K_c (1) より大きいと回転子のエネルギーは時間に比例してどんどん大きくなり、 K_c より小さいと準周期的に変化する。 K_c より大きい場合の運動の様子はカオス運動として知られている。すなわちこの系ではカオス運動によりイオン化が進むと考えられる。それでは原子核でも周期的外場のもとで、カオス運動を起こさせることにより、励起することができるのではないだろうかという期待が出てくる。しかし、原子核は量子力学的対象であり、量子効果がカオスにどう反映されるかを知る必要がある。

量子カオスを研究している多数の人々の見解は、量子系には古典カオスのようなエネルギー散逸は存在しないということである。数値計算によると、外場により励起された電子の励起状態の波動関数は十分大きい時間の後、初期状態を中心にして指数関数的に”局在”しその局在長 ξ は一定である。このような場合系は高々

$$\frac{\hbar^2}{mL^2} \frac{1}{\xi^2}$$

しか励起されない。それでは一体どのような条件で古典カオス的ふるまいが期待できるのだろうか？

量子系では、系をコントロールするパラメーターとしてプランク定数に対応して、古典パラメーター K のほかもう一つつけ加わる。今、このパラメーターを

$$\tau = \frac{\hbar T}{mL^2}, \quad q = FL \frac{T}{\hbar}$$

という2つの無次元量で与えておく。（古典力学の場合の K は τq に等しい）。（ τ は系の運動エネルギーによる位相、 q は外場による位相に対応している）。今、古典抽象が成り立つには $\tau \ll 1$, 又カオス運動がおこるためには、 $\tau q > 1$, 系のエネルギーが十分大きいためには $\hbar^2 / mL^2 \xi^2 > E_c$ 等の条件を満たす必要がある。先ず原子系では、これらのパラメーターがどのような値をとっているかを見よう。

$$\tau = 4 \times 10^3 (TC) \quad K = 0.2 F(TC)^2$$

$$q = 2 \times 10^{-1} F(TC)^2$$

$$E_\infty = 8 \times 10^{-4} \xi^{-2} (\text{eV})$$

となっている。一方原子核系では（重い核の α 崩壊を考えている）

$$\tau = 5 \times 10^7 (TC) \quad K = 0.2 F(TC)^2$$

$$q=5 \times 10^{-9} F(TC)$$

となり τ , q の違いにもかかわらず K は全んど変わらない。又

$$E=10^{-3} \xi^{-2} \text{ MeV}$$

となり $e\text{ V}$ を $M\text{ e V}$ に scale up すればこれも又、変わらない。しかし、原子核系の τ は原子系の τ に比べて 10^4 大きいから原子系で十分半古典近似が使える TC でも原子系では良くない可能性はある。しかし問題はどれくらい励起できるかであって、今 $\xi \sim 10^{-1}$ 程度だと 100 KeV の励起を期待できる。この ξ を与える q 及び $K > 1$ となる τ が F や TC をうまく tune することにより与えられるなら EM 波でも（例えばレーザー）原子核を励起することは可能である。

- [1] J.E.Bayfield and P.M.Koch, "Multiphotonic Ionization of Highly Excited Hydrogen Atoms", Phys. Rev. Lett. 33(1974), 258.

[7] (1) 勵起状態からの β 崩壊

Can Chaos Enhance Decays ?

湯川哲之（高研）の質疑応答

A) 今の話は、atom を励起させるのと同じように、原子核も励起することが出来る、という話だと思うんですが、そうすると多分、私がクローン励起で多重極の関係でうまくないだろうということを言ったんですが、これだけたくさんの光子を吸収する場合には関係なくなるんで、非常にうまくいくんだろうと思うんですが、現実にこの数値が良く分からないんですが、原子核を励起したときに何か観測できる量になるんですか？

湯川) 僕が一番いいと思うのは、 α -decay するような核に電場をかけてみて、予測よりももっとたくさん α 粒子が出てくるかを調べればいいんですよ。

A) その時、field としてはなんですか？

湯川) レーザーを考えています。式に数値を入れようとすれば F に V/m 、 T は周期です。

A) 計算したことはないんですか？どれだけのパワーのレーザーをかけた場合 effect が見えるかどうか？

湯川) 今のところ完全な理論が存在しないので、どうして実験しないのか分かりませんね。実験するとおもしろいと思うんですが？ Bayfield and Koch なんていうのは冗談みたいな実験で1000光子吸収なんて言うのは、摂動論では考えられない値です。

B) その場合のレーザーですけどね、Atom の場合よりは波長の短い、つまり、エネルギーの高いレーザーと考えていいんですか？

湯川) 先ほども言いましたように、定義だけを考えてみると、Atom の場合も核の場合も式はうまく相殺されて同じなんで、レーザーとしてはまずは、エネルギーの大きいレーザーを使ってみると言うことです。

C) α 粒子の周期には関係ないんですか？

湯川) これはカオスの場合について考えたんですが、もう一つ resonance excitation というのがあって、きちんと回転周期にチューンした電場をかけるんですが、 α 粒子というのはそんなに決まった軌道はまわってないので、うまく resonance excitation できるかどうか・・・。もちろん resonance excitation すれば α は出てきます。

C) それからもう一つ、不安定核についてなんですが。結晶場に適用しますと、結晶場が振動します。そういうので例えばこういうことが出来るんでしょうか？

湯川) その時には、結晶場の強さが分かって、結晶場の中をどれだけの速さで走った時に、こ

の Critical,K が 1 より大きくなるというような条件を見つけたらいい訳です。

[7]新しい消滅処理方法の可能性

(1) Magnetic Confinement

Fusion ReactorによるTRU消滅処理

東芝 深井 祐造

1. はじめに

現在 トカマク炉として自己点火条件のプラズマ達成のための国際的な協力関係が確立しつつあり、磁気閉込めによるD T反応は かなり実現性が近付いたことが論じられてきている。そこで この協力関係で得られた I T E R のプラズマ知識に基づいて、核融合中性子による T R U 消滅処理炉の概念を述べる。

2. 核融合中性子による T R U 消滅処理炉の特徴

図1に核融合中性子による T R U 消滅体系の概念図を示した。この図では、アウト・ボードに消滅領域を設置してあるが、イン・ボード側にも同様の領域が設置出来る。

この T R U 消滅処理方式の特徴は次のように考えられる。

- 中性子源の形状が面状であるために、他に比較して照射中性子束は低くなるが、T R U の装荷可能量は多くなる。
- 中性子発生のための反応は、略自己維持が可能であるために、消滅処理プラントのエネルギー収支は比較的良好。
- T R U 消滅領域の反応度は、常に1以下の未臨界が保たれている。

3. 核融合消滅処理技術の問題

このシステムは核融合と核分裂反応による複合系である。そこで、反応原理を異にする2反応を統合して、システムとしての最適の条件を求めることが必要である。しかし、従来はこうした観点からの考察は殆どない。このシステムでの最適条件はプランケットでの中性子束 Φ を高くするという点が最優先課題である。 Φ は核融合中性子による ϕ とプランケットで核分裂反応によって発生する中性子束 ψ との和である。 ψ の絶対値は ϕ の値に比例する。そして、その比例係数 ($\propto k_0 / 1 - k_0$: k_0 は反応度) はプランケット領域の構成や装荷 T R U の組成等によって決定される。そこで高い比例係数値が望ましい。但し、この領域の核特性は未臨界性を確保せねばならない。また、中性子照射によって T R U の各核種は当然変化するので、 ϕ の値：即ち Φ は照射時間によって変化する。

単位時間、単位体積の核融合反応率当たり1個の中性子とエネルギーが発生するので、核融合中性子 ϕ は核融合出力 P_f MWによって決定される。

$$\phi \propto 0.8 P_f / A_0 \propto J_w \text{ MW/m}^2$$

0.8はD T反応での中性子発生の割合、 A_0 は第一壁の面積 m^2 を示す。そこで、これは

第一壁中性子負荷 J_w に比例する。即ち J_w を高くする必要がある。一方、 P_f は

$$P_f = 1.6 \times 10^{-13} Q R V_f \text{ MW} \quad R = n_i^2 \langle \sigma v \rangle / 2$$

である。ここで、Qは17.52MeV、 V_f はプラズマ体積、 n_i はイオン密度 個/cc、 $\langle \sigma v \rangle$ はイオン温度 T_i による平均反応断面積である。そこで、 J_w は次のようにプラズマ小半径 a 、 T_i 、 n_i によって決定される。

$$J_w \propto n_i^2 \langle \sigma v \rangle V_f / A_0 = n_i^2 \langle \sigma v \rangle a$$

そして、 T_i 、 n_i 、 a の値は現状の開発研究で経験的に得られている β 制限値 β_{\max} 、
プラズマ安全係数 q_ϕ 、閉込め時間経験則 τ_{III} (Hモード)、 τ_{LM} (Lモード)によって制限される。

(I) β 値の制限

磁場により閉込められるプラズマは、プラズマ内圧力 ($\propto n_i T_i$) がプラズマにかかる磁場の強さ (軸上磁場 B) により生じた圧力 ($\propto B^2$) を超えることはない。

この比を β 値という。トカマク型では経験的に、プラズマ電流を I_p として β_{\max} が

$$\beta_{\max} = g I_p / a B \quad g ; \text{トロヨン係数 } < 3, 0 \sim 3, 5$$

と与えられている。 $\beta < \beta_{\max}$ でなければならぬので、安全を見込んで $g = 3$ とする。

一方、B は超電導コイル上の磁場 B_m が与えられるとコイルからの距離に反比例する。

$$\text{即ち, } n_i T_i \propto I_p B_m^2 f_s (R_0, a)$$

として求められる。ここで この空間因子 f_s はプラズマ大半径 R_0 や a の関数である。

又 現状の超電導技術では、Nb₃Sn で 16 テスラが最高である。

(II) プラズマ内パワー・バランスによるエネルギー閉込め時間 τ_E の決定

$$n_i \tau_E = k T_i / (0.8 Q \langle \sigma v \rangle + (P_{cd} - P_{br} - P_{cy}) / n_i^2)$$

右辺の P_{br} と P_{cy} はプラズマ内電子の制動とサイクロトロン放射損失で、いづれも主として電子温度 ($\sim T_i$) の関数である。 P_{cd} はプラズマ外部から注入される入力で、ここでは NBI 電流駆動方式を採用する。この方式による電流 I_{cd} と自然に生成するブーストラップ電流 I_{bs} によって、プラズマは定常的に維持される。問題は システムの発生出力から変換された電力の一部が電流駆動に用いられる点で、この割合がシステムの所内電力の値 (所内電力消費率 ε) を決定する。そこで、 ε を最小化する必要がある。

ここで、 P_{cd} は $P_{cd} \propto n_e I_p R_0$ で表され、
 n_e はプラズマ内電子密度 ($\sim n_i$) である。

(III) プラズマ安全係数による制限

以上の議論から、 I_p は大きい方が好ましいことが解ったが、 I_p が大きいとプラズマデイスラブションが生ずる。B やアスペクト比 Λ ($= R_0 / a$) の関数としてから実験的に得られた f_I から、 I_p は次のような制限を受ける。

$$I_p \propto f_I (B, \Lambda) / q_\phi \quad q_\phi > 3$$

ここでは、 $q_\phi = 3, 5$ を採用する。

プラズマ特性値 Λ 、 a 、 T_i を与えると、 I_p が、そして β 制限値から n_i が決定される。更に、パワー・バランスより τ_E が得られる。即ち J_w と τ_E が関係付けられ、この τ_E が閉込め時間経験則による τ_{III} と τ_{LM} に比較される。所内電力消費率 ε を含めて TRU 消滅処理用 DT 核融合プラズマの実現性が議論の対象となる。そこで 図2に示した TRU 消滅炉のプラント・システムによって、送電出力 120 万 kW_e でのプラント仕様を検討する。未だ十分に検討された結果ではないが、TRU 消滅処理炉の検討結果の例を表に

示した。表から、所内電力の割合を高めても T R U 消滅のために照射出来る中性子束はそれ程向上させられない事が解った。

4. 今後の課題

- 照射中性子による T R U 消滅計算ルーチンが未完成なので、それを含めて 上記の核融合-核分裂総合評価コードの完成。
- 実現性のある核融合 T R U 消滅処理炉の概念の提案。

表 T R U 消滅処理炉の検討結果の例

項目	優 先 度		
	発 電	中 性 子 束	
イオン温度 T i k e V	1 8	1 2	1 6
M値	5	2	3
所内電力の割合 ε %	1 4	4 0	2 2
中性子束 Φ n / cm ² · s	1. 3 × 1 0 ¹⁴	2. 3 × 1 0 ¹⁴	1. 6 × 1 0 ¹⁴
第一壁負荷 J w MW / m ²	1. 6	3. 8	2. 4
装荷可能体積 m ³	8 0	1 1 0	9 5

装荷領域の巾 (l) を 13 cm とする。

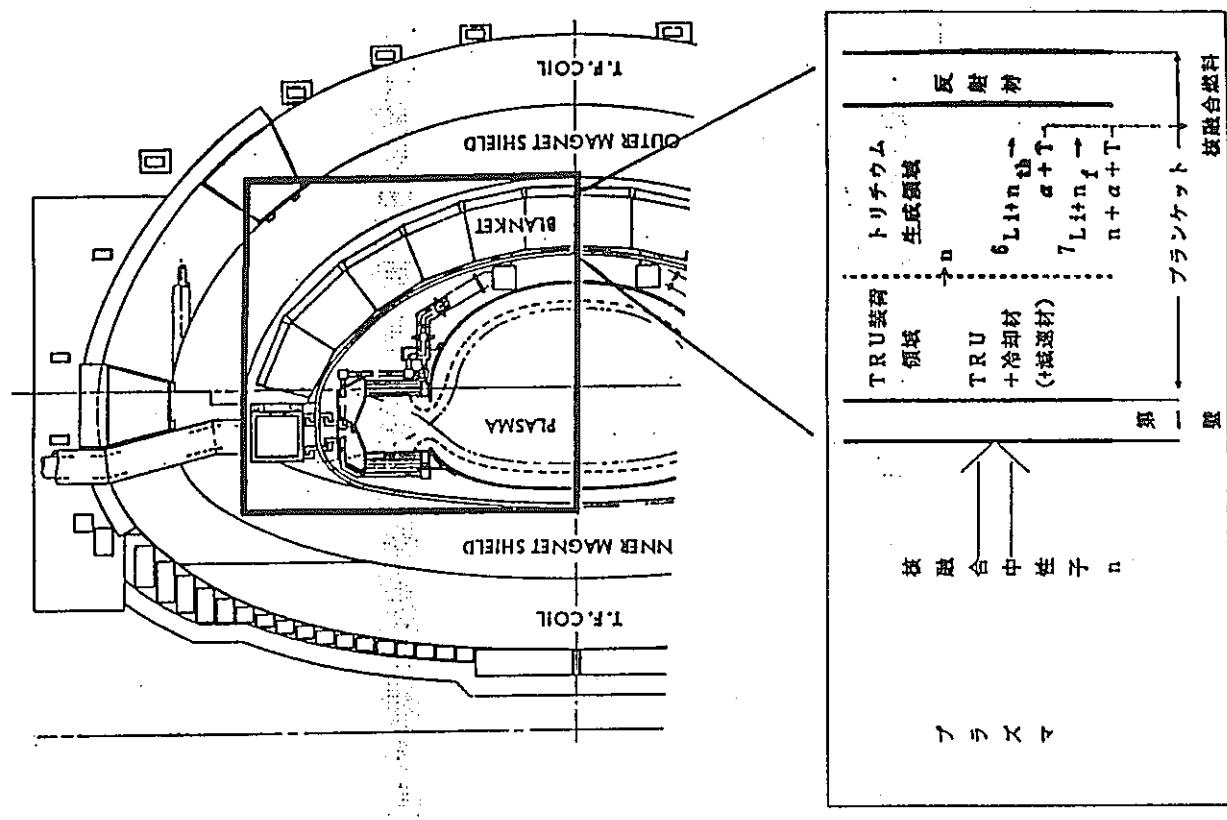


図1 核融合中性子によるTRU消滅体系

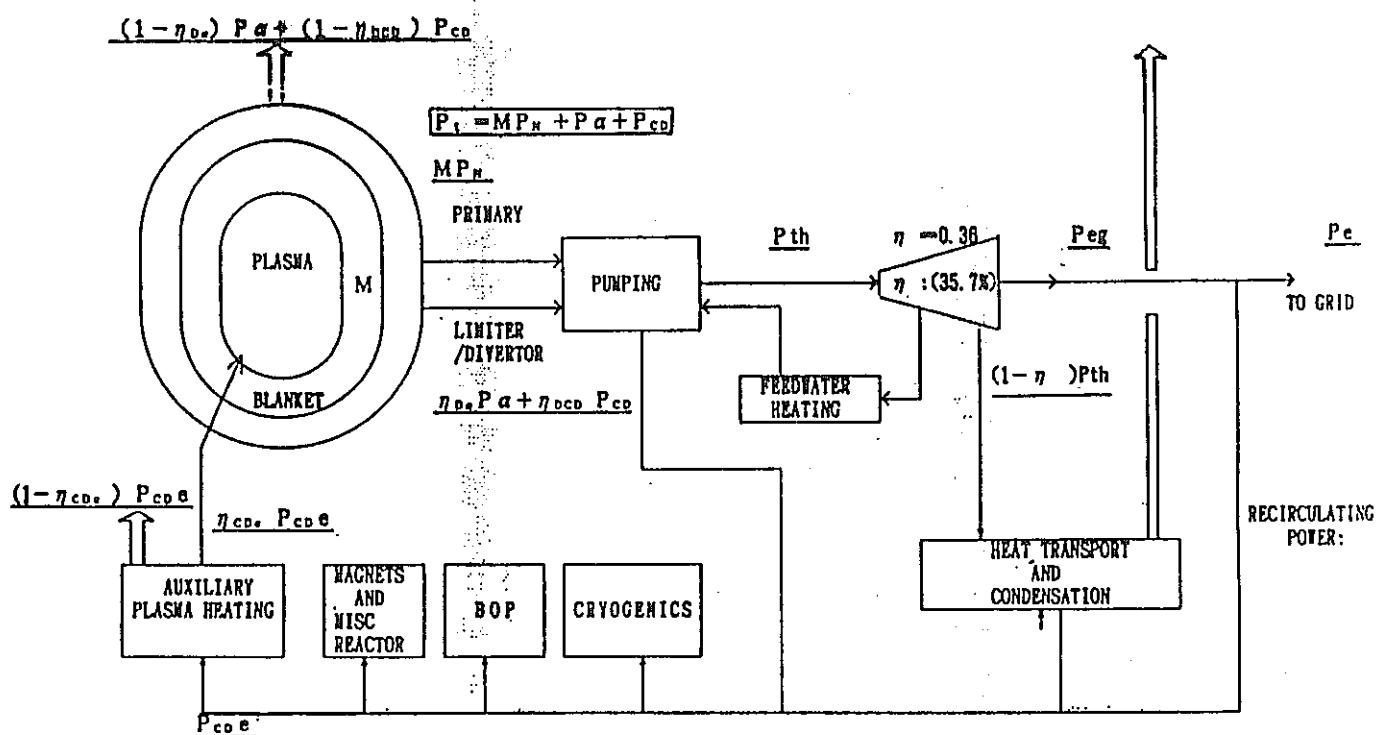


図2 TRU消滅炉のプラント・システム

[7](口)Magnetic Confinement Fusion

ReactorによるTRU消滅処理

深井 祐造（東芝）の質疑応答

A) fusion reactor ができれば fission reactor はいらなくなるわけで、それで、将来消滅対象の核種は減っていくわけで、そうすると、ゆっくりと今まで作った分を消していくべきで余り急がなくていいわけですね。

深井) 問題になるのは先に言いましたように中性子束です。この中性子束が大きくとれないかも知れません。そうするといちばん大きな問題になりますのが、いくらTRUをfusion reactorで燃やしたとしても、耐用年数というのがあると思うのです。ですから、ちゃんと研究しなければならないのは消滅できる量がfusion reactorでどれくらいまでなければいけないかということと関係してくるわけです。それから、問題はもう一つあると考えているのです。プルトニウムをキャンニングしたのを触ったことがあるんですが、温かいですよ。TRUはこれより α -decayの割合が大きいのです。そうしますと、これを装荷するときは多分冷却し続けなければならないと思うのです。それがかなり難しい問題ではないかと思うのです。出来ないことはないのですけれど。一番最初の放射能のないところでやるのは簡単ですけれど、一度放射化した場所で冷却しながら装荷していくのは大変なんだろうと思います。従って、一基作って、ある時間までたつたら、それは終わりなのだろうと思います。それで、TRUが全部なくなってくれるといいのですけれど、そうはいかないという問題もあります。それから、燃料管理という面からも考えて、実現性がかなりあるFBRというのはかなり魅力なのだと思います。昨日もコメントしましたように、TRU自身がやはりfissionしますから、TRU自身が燃料になるという考え方を持ってもいいのではないかと思います。

[7]新しい消滅処理方法の可能性

(1)Free Ion Target の基礎実験

東工大 小川 雅生 関 宏之 岩田 哲希

永沼 正行 中島 充夫

理研 郷農 靖之 河本 進

動燃 須藤 収

[1] はじめに

^{137}Cs のような放射性核分裂生成物を核変換処理する場合のプロセスとして($n, 2n$)反応がある。この吸熱反応を利用して核消滅処理を促進するためにはエネルギーが $10 \sim 20\text{ MeV}$ 、密度が 10^{16} cm^{-3} の高密度中性子源が要求される。この中性子源の候補となるなが $^7\text{Li}(d, n\alpha)\alpha$ 反応であり、反応断面積は 0.8 MeV 以上のdに対して大きくなる。この反応を利用して高エネルギー高密度中性子源を作り出す方法として、低エネルギーの裸 $^7\text{Li}^{3+}$ イオンとMeVオーダーのD+イオンをミラー磁場の中に閉じ込めることができると考えられる。これがFree Ion Targetのコンセプトである。なお、こうした核消滅処理においてはエネルギーバランスが要求される。そこで核分裂エネルギーの代替として核融合エネルギーが登場してもよい。中性子を作る $^7\text{Li}D$ 反応の代わりに、閉じ込めるイオン種を変更して $D^3\text{He}$ 反応を促進すれば、この装置は $D^3\text{He}$ 核融合のデバイスにもなる。

MeVオーダーのD+を閉じ込めるには数Tの磁場すなわち超伝導コイルが必要になる。そこで、Free Ion Targetの基礎実験として、常伝導コイルを用いて 10 keV オーダーのH+を閉じ込めることを試みた。この基礎実験の目的はMeVオーダーのイオンを閉じ込める実スケールの段階に進めることに意義があるかどうかを見きわめることにある。

[2] 装置

実験装置の配置を図1に示す。これはイオン源、ビーム輸送系、反応チャンバー、測定系、ソレノイドコイル、コイル励磁電源から構成される。

FIT SYSTEM

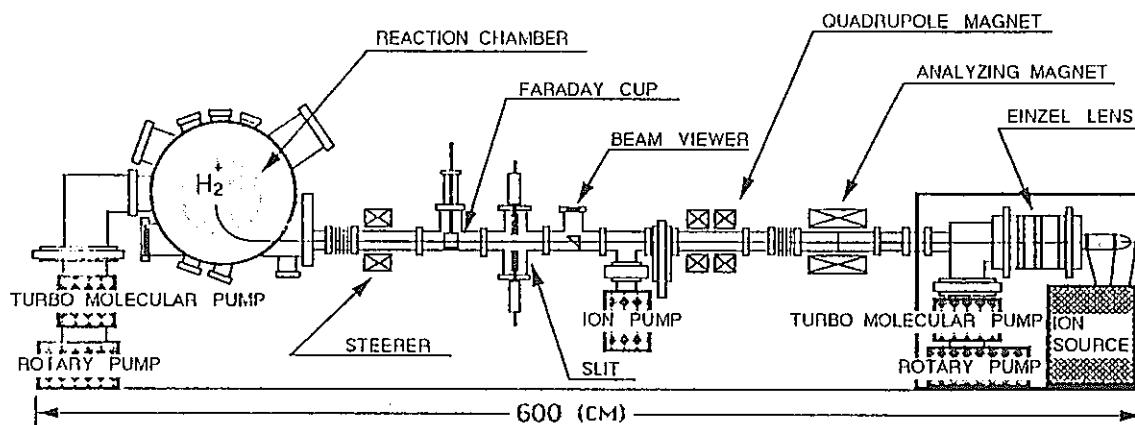


図1 実験装置の配置断面図

空芯ソレノイドコイル：20 keVのD₂⁺を入射し、解離した10 keVのD⁺を閉じ込めるこことを設計目標にした。ミラー磁場は2対の常伝導コイルにより作られ、ギャップ間隔=170 mmの場合に、中心磁場B_z=0.6 T、ミラー比=2.2を得る。この時の電流は750 A、電圧は200 Vである。

反応チャンバー：直径400 mm、高さ170 mmの円筒に各種の入出力ポートを備えた真空容器である。排気速度500 L/sのターボ分子ポンプにより排気され、ビームの無い状態での到達真空度は2×10⁻⁸ Torrである。ビーム入射時にはイオン源からのガスが流れ込み、真空度は10⁻⁷ Torr台になる。

イオン源：RFイオン源により10~20 keVのH₂⁺イオンを発生し、質量分析後に50~60 μAのイオン電流を反応チャンバーに入射する。

励磁電源：既存の500 V、500 Aの電源を利用した。これには電流安定化回路は付属していないが、負荷がコイルであり、入射ビームが数mmのスポットサイズを持っているために、今回の実験に障害はなかった。

【3】結果

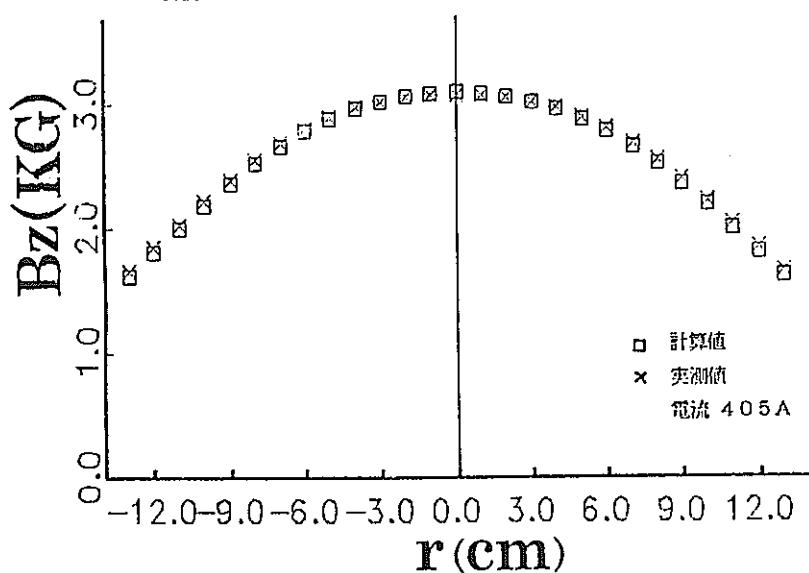
4個のコイルの共通中心軸をz軸とし、ギャップ間の中心点をz=0と定義する。励磁電流が400 Aの場合に、磁場のz方向成分B_zの半径r方向の変化B_z(z=0, r)を測定し、設計値と比較する(図2)。測定値の方が少し小さな値となっている。この差は設計計算においてはコイル導体間の絶縁テープの存在やホローコンダクターの中空部の存在を考慮していないことによる。製作したコイルは設計とうりの磁場分布を発生していることが確認された。

磁場B_zとr座標の関係(Z=0 cm)

図2

磁場分布の測定値と計算値の比較。

I = 400 A

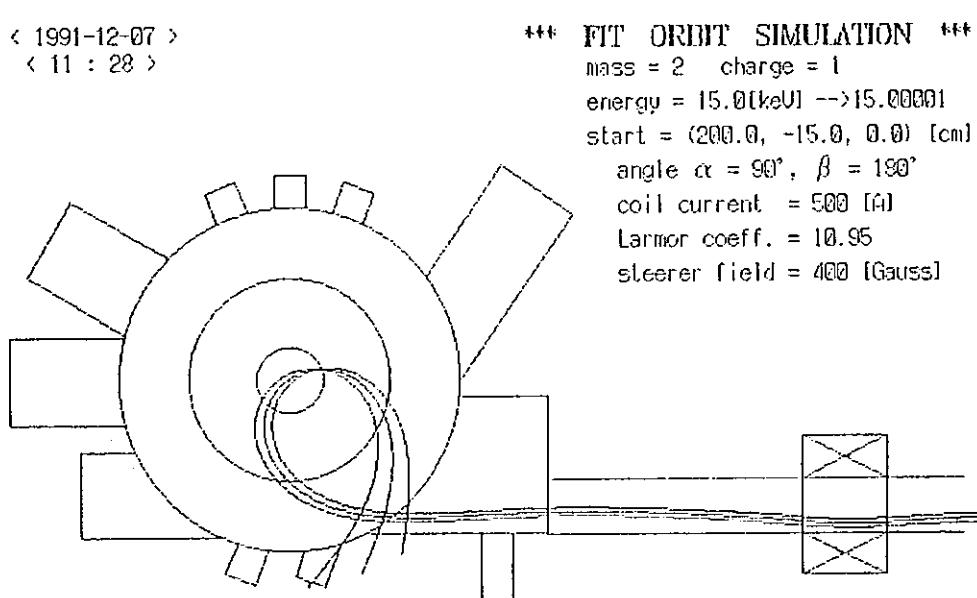


H₂⁺ビームの入射の条件は反応チャンバー中心において最小のスポット(約5 φ)になる様に四重極電磁石やステアラーを調節する。反応チャンバーの外側にも弱く存在する磁場を補完するために、入射ビームをステアラーで少し上向きに振ることが必要である。図3にステアラーを変化させた時の入射ビームの軌道変化の計算を示す。以下の測定では入射H₂⁺ビームが反応チャンバーの中心に収束

する条件で行なった。

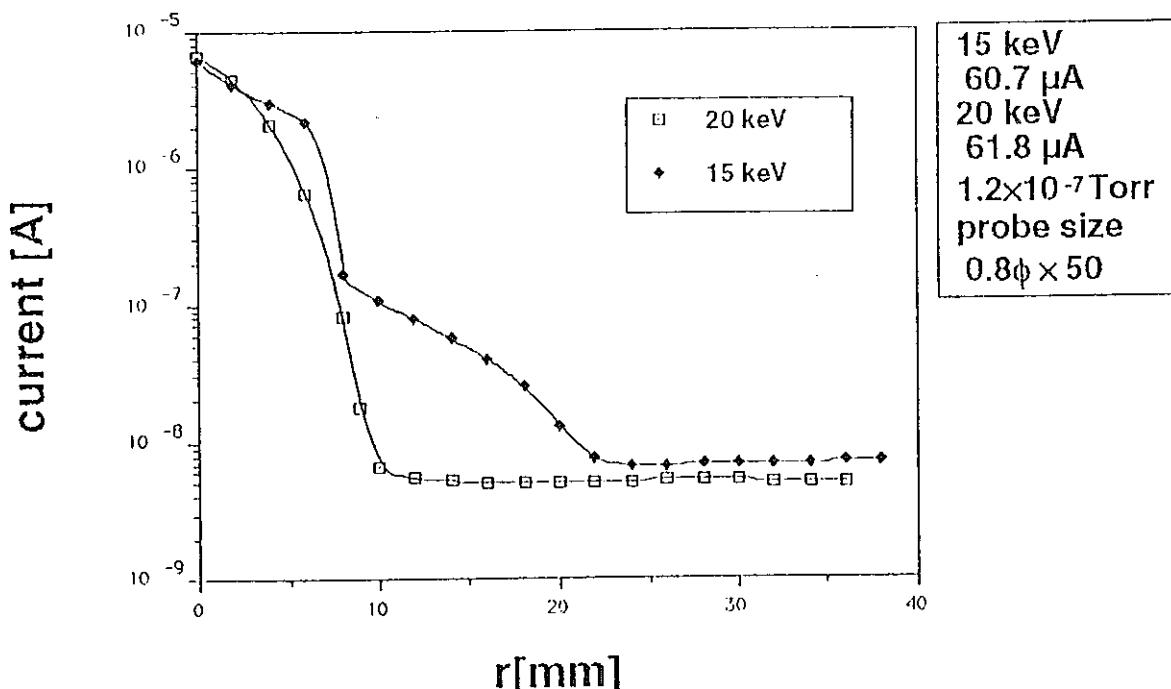
図 3

入射分子ビーム軌道のステアラーによる変化。

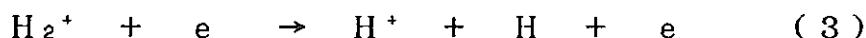
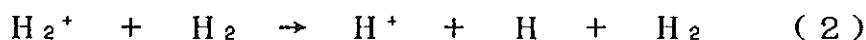
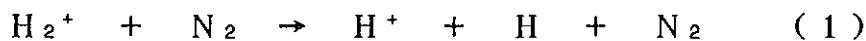


入射分子ビームの $z = 0$ 面内の半径 r 方向の分布を直径 0.8ϕ 、長さ 50 mm の針プローブを用いて測定した(図4)。入射電流は $50\text{ }\mu\text{A}$ であり、ビームスポットの半値巾は約 10 mm である。 $r > 30\text{ mm}$ 領域の平らな部分は数 $n\text{ A}$ のレベルにあり、これは解離した H^+ イオンまたは荷電変換した N_2^+ イオン等の2次イオンによるものである。

Probe(v) Current Distribution

図4 $z = 0$ 面内の電流分布の r 依存性

分子イオンの解離のプロセスは



などの反応に支配される。(1)と(2)の反応は残留ガスとの衝突であり、その断面積は $\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$ である。残留ガスの分圧を $1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ 、入射分子ビーム電流を $50 \mu\text{A}$ 、分子ビームの軌道長を 60 cm とすると、原子イオンの生成率は 5 nA となる。観測された2次イオン電流はほぼ残留ガスによる解離と解釈できる。

図5は $z = 0$ 面内の電流分布を針プローブ($0.2 \phi \times 73$)で測定した結果を示す。 H^+ イオンが $r \leq 10$ の領域に存在することが分かり、計算から予想される軌道分布と一致する。なお、 $r < 30$ の鋭い立ち上がりは入射分子ビームによるものである。図6は2次イオンの z 軸方向の分布を $r = 50$ の位置で測定したものである。これ

proton distribution

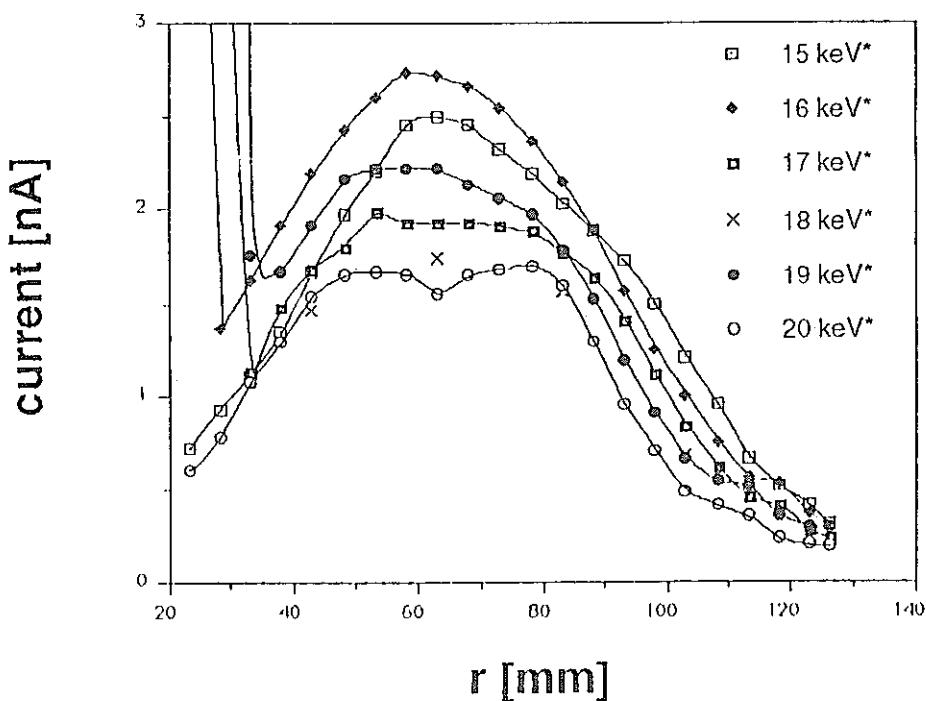
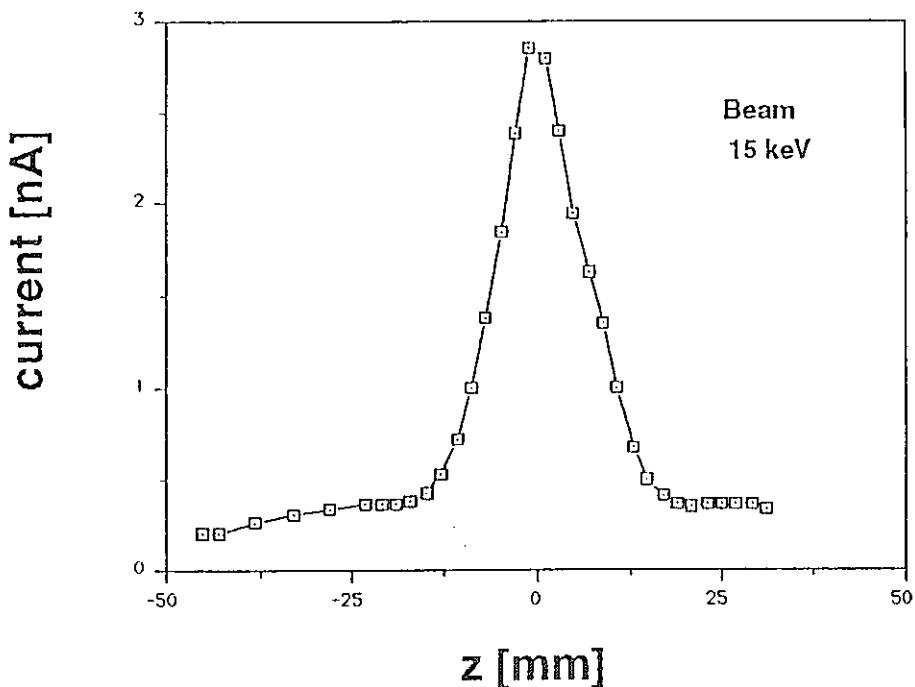


図5 解離イオン電流分布の r 依存性

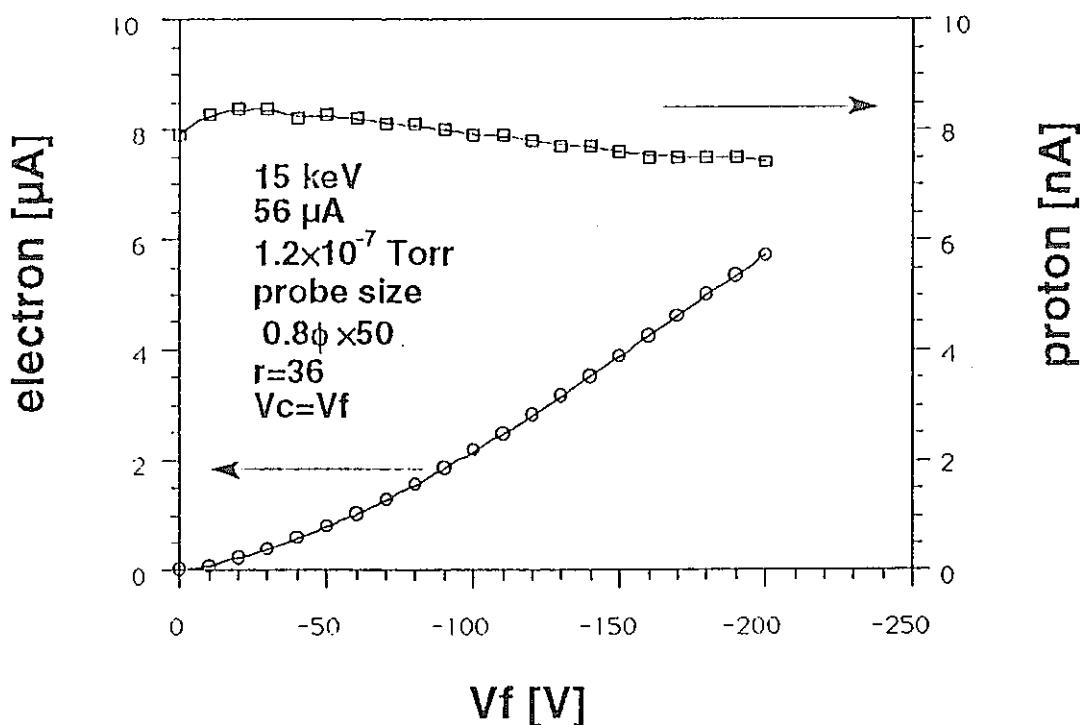
は解離した原子イオンが $z = 0$ を中心として半径 $\pm 20 \text{ mm}$ の範囲に集中し、その一方で磁気ミラーからイオンが流出していることを示している。

z 軸近傍に $10 \sim 100 \text{ eV}$ オーダーの低エネルギー電子を流すことにより電子衝突による上記の反応(3)を利用して、水素分子の強制解離の効果を調べるための実験を行なった。図7にはフィラメントに印加するバイアス電圧の関数としてプローブ電流の変化を測定した結果を示す。電子の流れによりかすかにイオン電流が増加するよう見えるけれども、強制解離の効果が観測されたとはまだ断言できない。

Probe Current Distribution

図 6 2次イオンの z 方向分布。 $r = 50$ 。

Probe(v) and Electron Current

図 7 z 軸沿いに電子を流した場合の 2 次イオン電流。 $r = 36$ 、 $z = 0$ 。
横軸はフィラメントに印加した電圧。

[7] (1)Free Ion Target の基礎実験

小川 雅生（東工大）の質疑応答

A) それはミグマとはどう違うんですか？

小川) ミグマとはほとんど同じです。ミグマもこういう軌道を描いています。我々がやろうとしているのは積極的な解離をしまして、それをどの辺まで上げられるのかを見たいと思っています。

B) こういう絵を見せるといつもミグマと言われるんですが、私はミグマをやっているつもりはないんですが、ミグマというアイデアはセルフコライドさせるアイデアですので、ターゲットを閉じ込めようとするのではありません。それから、先ほど小川さんのお話の中で電子が 10^5 しかないので雑留ガスと 5 衍も違うので当たり前だとおっしゃっていのですが、私は中の電子の軌道を考えるとそんなことはなくって、フィラメントから出た電子がどういう軌道をとっているのかというと、大体は横向きに出てくる。そうするとスパイラルに出ているんで、密度はもっと高いはずだと思っています。前に 11 月に小川さんの所で一緒に実験したときは確かにその効果は見えたと思ったんですけど。

小川) それは、私はもう少し保守的に言ってまして、まだ積極的な意味での効果が見えていると言うには証拠が足りないと。

A) カスプ磁場についてはどういう風にお考えですか？あれは中心の方に集まっていると思うんですが。

B) カスプ磁場もどうかと考えたんですが、ミラー磁場の場合はロスコーンが大きいですから、しかしこの磁場だと真ん中に穴があいてまして、中性子 flux を高めるのには、まわりで作って真ん中に高い中性子 flux の領域を作るのが、高い flux 領域を均等に大きく作れます。普通に中で作って外で中性子をと考えるとどうしても密度が下がります。それを上げるには flux としてはたくさん作らなければいけないんですが、flux が高いという意味では真ん中で取るのがいいと思います。それで真ん中にターゲットを置こうとする発想です。ですから、これまで fusion 用に考えられた磁場とその辺が違います。

C) ちょっと良く分からんんですが、電子はなぜ入れるんですか？

小川) 電子を入れるのには 2 つの狙いがあります。1 つは強制解離です。

C) それは energetic な電子で強制解離をするという意味ですか？

小川) energy はそれほど要りません。数 100 eV です。もう一つはまだたまっている密度は低いんですが、高くなるに従って space charge の問題が出てきますので、それを緩和するときに使います。

C) 今でも、space charge limit 近いところまでいっているんですか？

小川) それはまだまだです。強制解離を見ようとしているんですが、この辺りでは少し増えているんですが、この辺では減っています。これが本当に電子の流れによるものなのかどうかは判別しがたいといった所です。いずれにせよ電子を入れる目的は強制解離とspace charge の緩和です。

D) 電流はプローブで測るんですか？

小川) 今はプローブで測っています。

D) プローブでやるというと、ディストラクティブにやっているというわけですね。そうすると定常的な流れというのは非常に測りにくいと思うんですが？

小川) はい。そう言うことです。これは電流分布をZ軸方向に動かしたときの図です。そうすると、中央の値のところでたまって、横のところで逃げているという感じです。

E) 実験室の実験としては非常におもしろいんですが、産業廃棄物を扱うものとして考えた時に、このシステムの大きさはどんなものなのですか？断面積が数バーンですから、中性子flux としては 10^{16} ぐらいだと思うんですが。

小川) これは、 $^3\text{He} - \text{d}$ の核融合システムで考えたときに約10m四方の大きさです。

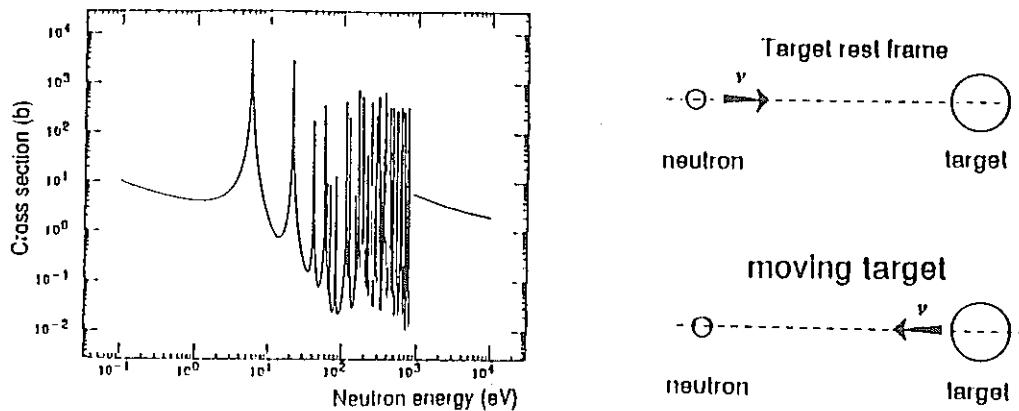
[7]新しい消滅処理方法の可能性

(c) Enhancement of Neutron Reaction

Moving Targetによる消滅処理

動燃 野村 昌弘

【序】 熱中性子捕獲反応を利用した消滅処理では、反応断面積が小さい核種については通常の中性子源では消滅処理速度が遅すぎると言う欠点がある。しかし共鳴領域の中性子断面積には鋭い大きなピークが存在する。この大きな値を利用できれば、速い消滅処理速度を達成する事ができる。しかし原子炉から得られる中性子のエネルギーは連続分布しており共鳴エネルギーに一致した中性子束を効率良く得ることは困難である。そこで中性子エネルギーを制御する代わりに原子核を一定のエネルギーに加速し、実質上共鳴ピークのエネルギーに相当する中性子束を利用する方法(moving target 法)を考えた。 ^{99}Tc の中性子捕獲断面積及びmoving target 法の概念を以下に示す。



【原理】 先ず初めに複合核共鳴を起こす為に必要な原子核のエネルギーを計算する。原子核を固定した系(実験室系)で複合核共鳴を起こす中性子のエネルギーを E_n とすると、中性子を固定した系で、原子核を加速し複合核共鳴を起こす為に必要なエネルギー E は、

$$E = \frac{M}{m} E_n$$

となる。ここで M, m はそれぞれ原子核、中性子の質量である。次に消滅処理速度 $\lambda_{\text{tra}} (\text{sec}^{-1})$ の計算を行なう。消滅処理速度 λ_{tra} は、

$$\lambda_{\text{tra}} = \int v_r \rho(E_n) \sigma(v_r) dE_n$$

で表される。ここで v_r は原子核と中性子の相対速度であり、 $\rho(E_n)$ は、エネルギー E_n を持つ中性子の密度である。又 $\sigma(v_r)$ は複合核共鳴反応の断面積である。ここではBreit - Wigner の1準位共鳴公式を使用した。

$$\alpha(Vr) = \frac{\pi g \lambda^2 \Gamma_n \Gamma_r}{\left[(E_c E_{cres})^2 + (\Gamma/2)^2 \right]} \quad E_c = \frac{1}{2} \mu Vr^2 \quad g = \frac{2I+1}{2(2J+1)}$$

λ はドブロイ波長、 μ は換算質量、 E_c, E_{cres} はそれぞれ重心系での中性子と共に鳴エネルギーである。これらのパラメータを以下に示す。

	E_{res} (eV)	Γ_n (MeV)	Γ_γ (MeV)	Γ (MeV)	I	J
^{99}Tc	5.6	5.00	134.0	139.0	4.5	4.0
^{129}I	14.8	67.0	100.0	167.0	3.5	3.5
^{107}Pd	44.46	35.3 *	125.0	160.3	—	—

* $2g\Gamma$

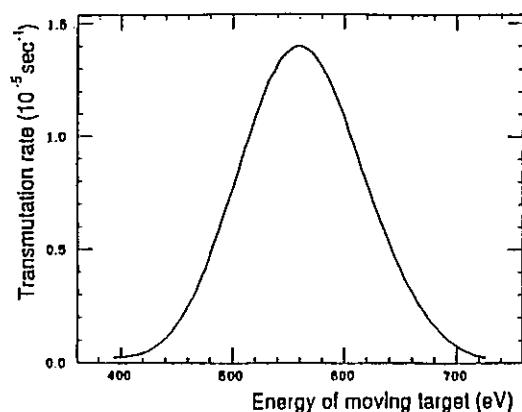
熱中性子の密度はボルツマン分布に従うものとした。

$$\rho(E_n) = \frac{\phi_n}{\int \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{(kT)^{3/2}}{(kT)^{1/2}} E_n^{1/2} \exp(-E_n/kT) dE_n}$$

ϕ_n は中性子束を表す。ここでは中性子束として $10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ を考えた。以上の値を使用し実効消滅処理速度 λ_{eff} 及び実行半減期 T_{eff} を計算する。ここで λ_{eff} は消滅処理速度 λ_{tra} と自然崩壊速度 λ_{nat} の和、 $\lambda_{eff} = \lambda_{tra} + \lambda_{nat}$ を表し、 T_{eff} は $\log 2 / (\lambda_{eff})$ を表す。

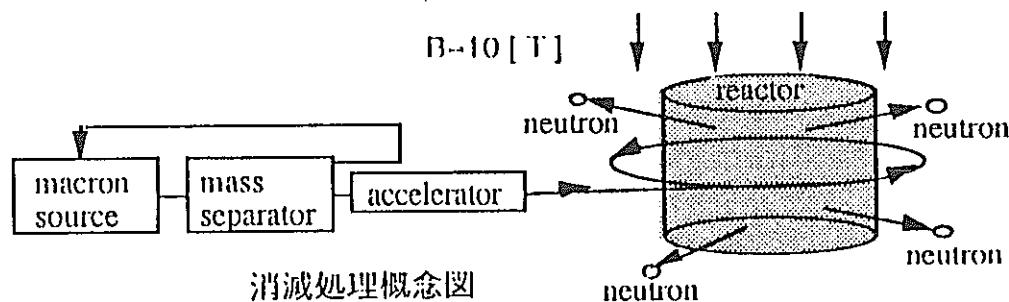
	Moving Target		Rest Target	
	λ_{eff} (sec)	T_{eff} (hr)	λ_{eff} (sec)	T_{eff} (year)
^{99}Tc	1.4×10^{-5}	14	1.8×10^{-8}	1.3
^{129}I	5.3×10^{-6}	37	2.4×10^{-8}	0.93
^{107}Pd	1.2×10^{-5}	16	1.6×10^{-9}	14

となる。例として ^{99}Tc の消滅処理速度をエネルギーの関数として以下に示す。



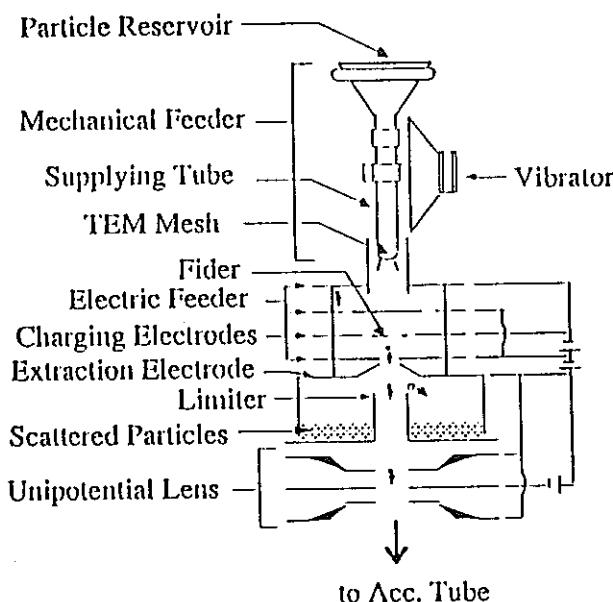
この様に原子核を中性子共鳴ピークに相当するエネルギーまで加速する事により高い消滅処理速度が得られる。

【装置】 消滅処理装置の概念を以下に示す。



ここでは消滅処理核種として加速しやすさを考慮し、比較的質量が軽く、共鳴ピークのエネルギーが低い、つまり加速に必要なエネルギーが小さい ^{99}Tc を考えた。中性子源としては、中性子束 $10^{16} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ の原子炉を考えた。 ^{99}Tc を加速する際はできるだけ多量に処理できるように ^{99}Tc を先ずパウダ状（半径 $0.01\mu\text{m}$, ^{99}Tc 原子 2.93×10^5 個から成る。今後これをmacronと呼ぶ。）にする。

次にこのmacronを加速及び制御しやすいようになるだけ多価のイオンにする。破壊強度から考えて293価つまり1000個に1個の割合でイオン価が可能である。左の図がこのmacronを作る装置(macron source)の図である。加速器ではこのmacronを ^{99}Tc の共鳴ピークに相当するエネルギーまで加速し貯蔵リングに入射する。貯蔵リングは真空中 10^{-10} Torr 、半径 3.4m (磁場 10 テスラ) のリングを考えた。



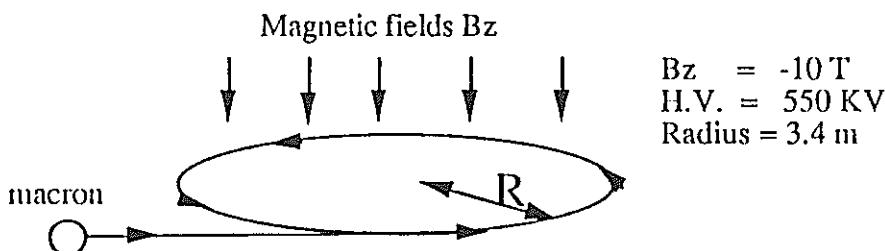
【検討】 先ず初めに上に述べた装置を使用した時の消滅処理装置の蓄積量Wを求める。但し蓄積量Wは以下の式に従うとする。

$$\frac{dW}{dt} = S - W \lambda_{\text{eff}}$$

ここで λ_{eff} は先に示した実効消滅処理速度を表し、Sは核分裂収率Yの核種の発生速度を表す。又このSは、

$$S = \frac{h}{\eta_R} \frac{YE_R}{1.6019 \times 10^{-19} E_{\text{fiss}}} \frac{1}{E_{\text{fiss}}}$$

で表される。ここで E_R (MW)、h、 η_R はそれぞれ発電炉の出力、稼働率、熱一電気変換効率をそれぞれ表し、 E_{fiss} (MeV)は一回の核分裂で放出されるエネルギーを表す。上の2つの式を使用すると、1GWeの原子炉から出てくる ^{99}Tc を消滅させようとした時の消滅処理装置の蓄積量Wは平衡状態 ($dW/dt = 0$)で0.5mol(実効半減期14時間)と求まる。この様にmoving target法では多量の原子核を長時間一定のエネルギーで運動させなければならない。そこで消滅処理装置に対して”原子核の運動を維持する時間(Life Time)=14時間”と”運動させる原子核の量=0.5mol”と言う条件で検討を行なった。まず初めに以下のような簡単な状態を考えLife Timeについて考察する。



Life Timeに影響を及ぼすものとしてシンクロトロン放射によるエネルギー損失、残留ガスとの相互作用を考える。

1) シンクロトロン放射

質量m、エネルギーEの粒子が曲率ρの円を一周する際にシンクロトロン放射により失うエネルギーU₀は、

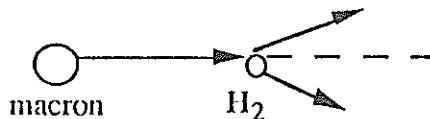
$$U_0 = \frac{2}{3} \frac{r}{(mc^2)^3} \beta^4 E^4 \int \frac{ds}{\rho^2} \quad , \quad r = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}$$

で表される。macronを加速電圧550KVで加速し半径3.4mの円を14時間回ったときのエネルギー損失Uは、

$$U \approx 10^{-14} [\text{MeV}]$$

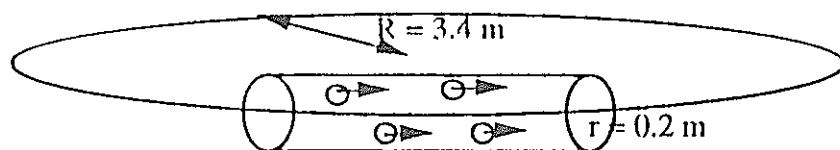
となり、シンクロトロン放射によるエネルギー損失は無視できる。

2) 残留ガスとの相互作用



残留ガスとの相互作用は、macron と残留ガス (H_2 を仮定) との弾性散乱で近似計算を行なった。macron は H_2 と一回の衝突で約 $\Delta E/E = 2.8 \times 10^{-7}$ の割合でエネルギーを失う。この割合で衝突を繰り返し ^{99}Tc 中性子捕獲断面積の小さくなる 500 eV までエネルギーを失う時間は、真空度 10^{-10} torr の条件で約 2 時間である。この値は実行半減期 14 時間から考えて特に問題となる値ではない。非弾性散乱による影響については今後の課題である。

次に運動させる原子核の量の影響つまり空間電荷の効果について考察する。空間電荷効果を以下の条件で考える。



上に示したリングに 0.5 mol の ^{99}Tc を閉じ込めようすると macron source の密度 ρ は、

$$\rho = 3 \times 10^{17} [\text{m}^{-3}]$$

となる。この時 リングの表面での磁場 B と電場 E は以下の様になる。

$$B = 6.6 \times 10^{-2} [\text{T}], \quad E = 1.8 \times 10^{11} [\text{V/m}]$$

磁場 B は macron source を収束させる方向に働き、電場 E は発散させる方向に働く。発散力の方が約 10^8 倍大きいので収束させるためには外部磁場 B_{ext} が必要である。外部磁場 B_{ext} の大きさは、

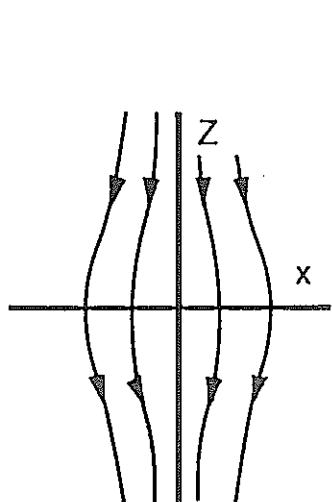
$$B_{\text{ext}} = 5.5 \times 10^6 [\text{T}]$$

となり現実には不可能な値となる。そこで空間電荷効果を和らげる為に電子による中性化が必要になってくる。 ^{99}Tc の電荷を完全に中性化する量の電子を約 100 KeV のエネルギーで加速し入射するとその電流 I_e は、

$$I_e = 3.3 \times 10^8 [\text{A}]$$

と非常に大きな値となる。そこでこの中性化用電子を閉じ込める必要がある。つまり

^{99}Tc は一定エネルギーで半径 R の円運動を行ない、中性化用電子はその近傍に閉じ込められるような磁場を作らなければならない。そこで以下のようなミラー磁場を考えた。



$$B_r = -B_0 2k \frac{rz}{R^2}$$

$$B_z = B_0 \left(1 - k \frac{r^2}{R^2} + 2k \frac{z^2}{R^2} \right)$$

$$B_0 = -36 \text{ [T]}$$

$$k = 1, R = 4.0 \text{ [m]}$$

このミラー磁場中では、 ^{99}Tc を x-y 平面上で半径 3.4m の円運動させ且つ電子をある程度 ^{99}Tc の軌道上に閉じ込めることができる。この磁場により閉じ込められる電子については、以下の式で定義されるロスコーンアングルを使って表すことができる。

$$\frac{B_0}{B_M} = \frac{v_{\perp 0}^2}{v^2} = \sin^2 \theta$$

ここで v は電子の速度、 $B_0, v_{\perp 0}$ は電子が入射された位置での磁場の値及び磁場に垂直な速度成分を表し、 B_M は電子が反射された場所での磁場の値を表す。例えば中心から 1m (z 方向) の範囲に電子を閉じ込めようとした時、ロスコーンアングルは $\theta = 72^\circ$ となり、以下の関係を満たす電子を閉じ込めることができる。

$$\frac{v_{\perp 0}}{v} \geq \sin 72 = 0.95$$

【まとめ】 原子核を加速する事により中性子のエネルギーを制御し複合核共鳴を利用する消滅処理方法、moving target 法を考えた。計算の結果 moving target 法では大きな断面積を利用してるので速い消滅処理速度が得られることが分かった。そこでこの方法の装置化の検討を行なった。消滅処理装置としては加速器、貯蔵リング、中性子源である原子炉からなる。Life Time に関しては残留ガスとの相互作用及びシンクロトロン放射によるエネルギー損失、又蓄積量に関しては空間電化効果についての検討を行なった。その結果 Life Time は残留ガスとの相互作用の影響を弾性散乱で近似すると約 2 時間であり、実行半減期 1.4 時間から考えて特に問題となる値ではない。非弾性散乱による影響については今後の課題である。又、シンクロトロン放射によるエネルギー損失に関しては全く問題が無かった。空間電化効果については、電子による中性化が必要であり、必要な電子の量を考えた場合その電子を閉じ込める必要があることが分かった。そこで数種類の形状の磁場を検討したところ強力なミラー磁場がこの条件を満たす可能性がある事が分かった。

[7] (ニ) Enhancement of Neutron Reaction

Moving Targetによる消滅処理

野村 昌弘（動燃）の質疑応答

A) 磁場ですけども、70 テスラという値は、超電導を使っても 40 テスラぐらいまでですので、現実には不可能だという事だと思うんですけど、ただ他の方法がまだあると言う訳ですね？

野村) そうですね。アイディアは良いと思うのですが、その後具体化する際にどうするかという問題は、また別だと思います。

A) 別の方法でどのような方法があるのかが問題ですよね。

B) この方法だと target 側からみれば熱中性子のスペクトルをエネルギーの高い方へシフトさせたような感じに見えるわけですよね。だけど、初めから熱中性子ではなくて高いエネルギーの中性子を使った場合はどうなんですか？

野村) それはもうそちらが出来ればそれでいいわけです。非常にエネルギーのそろった中性子があり共鳴のピークが使えれば良いわけです。

B) 热中性子の場合でもエネルギー分布を持っているわけですので、共鳴のピークにぴったりと合うとは限らないわけですね。

野村) はい、その通りです。消滅処理速度を求める際は、熱中性子のエネルギー分布を考慮し、共鳴ピークの広がりと熱中性子のエネルギー分布とを掛け合わせた形で求めています。ですからエネルギーのそろった中性子を使用すると消滅処理速度は速くなります。

C) ^{99}Tc を14時間で消滅させようと言う時間はどこから出てきたのですか？

野村) 14時間という値は、計算した消滅処理速度のピークの値を使って求めた実効半減期の値です。少なくともこれくらいの時間は装置を維持しなければならないと思いますので、この値を使用しました。

C) 長くなると条件はどうなるのですか？

野村) 短ければ短いほど、装置にとっては楽になりますが、より速い消滅処理速度が必要になり、こちらの面から困難になります。

D) ウルトラ・コールド・ニュートロンを使った場合は、中性子のエネルギーが非常にシャープなわけですので、ものすごく良くなると言う事はないんでしょうか？

野村) はい、その通りです。

- E) コールド・ニュートロンを使った場合、同じfluxですと約100倍くらい良くなります。それは中性子束のエネルギー分布がシャープになると言う事と、中性子密度が高くなる事によります。fluxは密度に速度がかかりますので、同じ flux だと温度が低いほど密度が高くなるからです。
- B) 原子炉を使っていますから、高いエネルギーの中性子の flux もあるわけです。この高いエネルギーの中性子の flux による消滅もあるはずです。ですから、この効果を差し引かなければなりません。この効果は大きくないという前提ですか？つまり、targetを回しますと、スペクトルはエネルギーの高い方へいくわけですけれど、もともと高いエネルギーの中性子はもっと高いところへ行き、共鳴ピークからはずれるわけですけど、その効果は差し引いてあるんでしょうか？

野村) はい、引いてあります。

[7]新しい消滅処理方法の可能性
 (一)Enhancement of Neutron Reaction
 Inertial Targetによる消滅処理

動燃 高下 浩文

1. はじめに

原子炉内で多量に発生する核分裂生成物（FP）のうち、 ^{137}Cs 及び ^{90}Sr は熱中性子吸収断面積が非常に小さいので、 (n, γ) 反応によって効率的に消滅処理を行うには、高中性子束が必要である。 ^{137}Cs 及び ^{90}Sr の熱中性子吸収断面積はそれぞれ 0.25 b , 1.5 mb であるので、例えば、実効半減期を 2 年にするためには、 ^{137}Cs に対しては $4.1 \times 10^{16}\text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$, ^{90}Sr に対しては $6.8 \times 10^{17}\text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$ の熱中性子束が必要である。これらの熱中性子束を原子炉で達成するのはかなり難しい。

一方、高速中性子による $(n, 2n)$ 反応断面積は共に数バーンのオーダーである。従って、 ^{137}Cs , ^{90}Sr の消滅処理に $(n, 2n)$ 反応を利用すれば、 (n, γ) 反応より ^{137}Cs に関しては約 10 倍, ^{90}Sr に関しては約 100 倍有利になる。ここでは慣性核融合を利用して $(n, 2n)$ 反応による FP 消滅処理について述べる。

一般に、単位体積あたりの核反応数は $n \sigma \phi$ (n : 原子個数密度, σ : 反応断面積, ϕ : flux) に比例するので、消滅処理は FP の密度, FP と中性子等の反応断面積, 中性子等の flux が大きい程、効果的になる。慣性核融合で発生する中性子は 1.4 MeV の高速中性子であるので、FP は主に $(n, 2n)$ 反応によって消滅される。

慣性核融合においては、重水素 (D) 及び三重水素 (T) でできた燃料ペレットを強力なレーザーや粒子ビーム等を用いて超高密度に圧縮し、核融合反応を起こさせる^{1, 2)}が、このとき DT 核の回りに FP を巻き、DT 核と一緒に FP を圧縮すれば FP の密度が増える分、反応率が増加することが期待できる。

以上により、DT 核の回りに FP 領域を持つペレットを使用した慣性核融合を利用することにより、FP は圧縮された状態で $(n, 2n)$ 反応を起こすことになるので、通常の状態における熱中性子照射による消滅処理よりも速い消滅速度を達成できる。

本研究では消滅対象核種として ^{90}Sr を選び、慣性核融合を利用したときの中性子と ^{90}Sr の核反応率、消滅速度、消滅エネルギー、1 ペレット中の ^{90}Sr を全て消滅させるためのペレットの精製、加工のサイクル数等を計算したので報告する。

2. 核反応率の計算

ペレットとして図 1 に示すような形状を考えた³⁾。即ち、重水素 (D) と三重水素 (T) の入った DT 核の回りに ^{90}Sr の層 (Sr 領域) を持つ形状である。

D T 核の半径 r は $500 \mu\text{m}$ とした。この値は現在、慣性核融合実験で用いられているペレット半径と同程度である¹⁾。S r 領域の厚さはパラメータとして変化させた。

図1の体系で中心から 1.4 MeV の中性子が発生すると仮定すると、その中性子が S r 領域で ^{80}Sr と核反応を起こす確率 P_0 は次式で表される。

$$P_0 = 1 - e^{-n_{sr} \sigma d} \quad \dots \quad (1)$$

但し、 n_{sr} : ^{80}Sr の原子個数密度

σ : ^{80}Sr の ($n, 2n$) 反応断面積

d : S r 領域の厚さ

このペレットを圧縮率1000で圧縮すると、原子個数密度は1000倍、S r 領域の厚さは $1/10$ になるので、核反応率は

$$P = 1 - e^{-100 n_{sr} \sigma d} \quad \dots \quad (2)$$

となる。今、 $d = 500 \mu\text{m}$ とすると、 $n_{sr} = 1.74 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$, $\sigma = 1.7 \text{ b}$ を使って、圧縮後と圧縮前の核反応率の比は

$$\frac{P}{P_0} \approx 93 \quad \dots \quad (3)$$

となり、圧縮した方が93倍核反応が起こりやすくなる。

(1)～(3)式においては、中性子のS r 領域における多重散乱及び熱化された中性子の効果は含まれていない。しかし、S r 領域の厚さは十分薄く、これらの効果は無視できることをモンテカルロコードMCNPを使用して確認した。

3. 消滅速度の計算

本消滅処理方法における ^{80}Sr の消滅速度を計算する。

崩壊定数は単位時間あたりの崩壊確率であるから、(単位時間の消滅量)/(装荷量)で求まる。[$dN/dt = -\lambda N$ より $\lambda = -(1/N)(dN/dt)$ を参照。] 1ショットで発生する中性子数を Y_N 、単位時間あたりのショット数を n_s 、FPと中性子の核反応率を P 、FPの自然崩壊定数を λ 、FP装荷量を N_{FP} とすると、実効崩壊定数 λ_{eff} は

$$\lambda_{eff} = \lambda + \frac{n_s Y_N P}{N_{FP}} \quad \dots \quad (4)$$

と表される。

$$N_{FP} = n_s \times (\text{1ペレット中のFP量}) \quad \dots \quad (5)$$

なので、(4), (5)式より λ_{eff} はショット数に依らない。

発生中性子数 Y_N は、 D T 核内の D T pair の数に D T の燃焼率をかけば求まる。燃焼率は理論的に導かれている⁵⁾。

実効半減期 T_{eff} は

$$T_{eff} = \ln 2 / \lambda_{eff} \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

となる。

ペレットの S r 領域の厚さを変化させたときの実効半減期 T_{eff} を図 2 に示す。この方法における ^{90}Sr の消滅速度は自然崩壊の100万～1000万倍になり、極めて速い消滅速度が得られる。その結果、 ^{90}Sr の半減期 28.8 年が実効半減期数分のオーダーになる。

図 3 は S r 領域の厚さと ^{90}Sr 消滅数の関係である。消滅速度は S r 領域の厚さが薄いほど速くなるが、 ^{90}Sr 消滅数は減少する。これは核反応率が悪くなるからである。従って、1 ショットあたりの消滅数に関しては、 S r 領域の厚さが厚いほど有利になる。

4. 消滅エネルギーの計算

本消滅処理方法において、 ^{90}Sr を 1 個消滅するのに必要な消滅エネルギーを計算した。消滅エネルギーは、圧縮後のペレットの内部エネルギーを発生中性子数と核反応率の積で割って求めた。即ち、

$$E_{tr} = U / (Y_N P) \quad \dots \dots \dots \quad (7)$$

E_{tr} : 消滅エネルギー

U : ペレット (D T 核 + S r 領域) の内部エネルギー

Y_N : 発生中性子数

P : 中性子と ^{90}Sr の核反応率

である。

ペレットの内部エネルギーを正確に求めるには、レーザーとプラズマの相互作用を考慮した電磁流体の微分方程式を解かなければならぬ⁶⁾。X線、電子、 α 粒子、中性子による効果も考慮する必要がある。しかし、今回は簡単な統計力学的手法を用いて内部エネルギーを計算した。

圧縮後のペレットの内部エネルギー U は

$$U = U_{DT} + U_{Sr} = (U_{DT}^i + U_{DT}^e) + (U_{Sr}^i + U_{Sr}^e) \quad \dots \dots \quad (8)$$

で表される。ここで、 U_{DT} 、 U_{Sr} はそれぞれ D T 核、S r 領域の内部エネルギーであり、添字 i 、 e はイオン、電子の寄与を表す。イオンはマックスウェル-ボルツマン統計に、電子はフェルミ-ディラック統計に従うものとした。

D T 核の温度 (kT) はブレークイーブンに必要とされる 10 keV を選んだ。S r 領域の温度は 10 keV と 5 keV の場合を計算した。圧縮率は 1000 とした。そして、D T は完全にイオン化しているものとした。S r 領域においては、 ^{90}S

r 原子の 38 個の軌道電子のうち、与えられた温度が電離エネルギーより大きい電子は電離するものとした。水素様イオン電子モデルにより、温度が 10 keV 及び 5 keV のときは、 ^{80}Sr の s 軌道電子のみ束縛されており、残り 36 個は全て電離することが判った。

表 1 に DT 核と Sr 領域のイオンと電子の内部エネルギーを示す。表 1 よりペレットの内部エネルギーへの寄与は、Sr 領域の電子が一番大きいことが判る。これは Sr 領域の自由電子数が多いことによる。図 4 は Sr 領域の温度が 10 keV と 5 keV の場合の ^{80}Sr を 1 個消滅するのに必要なエネルギーを Sr 領域の厚さの関数として示したものである。実際に必要なエネルギーは (7) 式の E_{tr} をビーム効率 η_b (= ビームエネルギー / 入力エネルギー) 及び変換効率 η_t (= 内部エネルギー / ビームエネルギー) で割ることにより得られる。 η_b , η_t を考慮しない段階ではエネルギーバランスは十分成立している。¹⁾

*) ^{80}Sr 1 個を 1000 MeV より小さい電気エネルギーで消滅すれば、エネルギーバランスは成立する。

5. サイクル数の計算

慣性核融合の 1 回のショットによりペレット内の ^{80}Sr を全て消すことができればよいが、通常は反応を起こさない ^{80}Sr もあるので、それらは回収され、またペレットとして加工され、何回かのサイクルの後、消滅されることになる。1 つのペレット内の ^{80}Sr を全て消すためのペレットの精製、加工のサイクル数を計算した。

サイクル数は

$$\text{サイクル数} = \frac{1 \text{ ペレット中の } ^{80}\text{Sr} \text{ 装荷数}}{1 \text{ ショットでの } ^{80}\text{Sr} \text{ 消滅数}} \quad \dots \quad (9)$$

より求まる。(9) 式よりサイクル数 x , DT 核半径 r , Sr 領域の厚さ d に関する方程式が導かれる。

図 5 に DT 核の半径 $r = 500 \mu\text{m}$, Sr 領域の厚さ $d = 100 \sim 1000 \mu\text{m}$, 圧縮率を 1000 としたときのサイクル数を示す。今、DT 核半径及び圧縮率は一定であるから発生する中性子数も一定である。Sr 領域の厚さが厚くなると反応率 P は増加するが、それ以上に 1 ペレット内の ^{80}Sr 装荷数が増えるので、サイクル数を増やさないと全て消滅できなくなる。サイクル数は 100 ~ 500 回という値が得られたが、1 ペレット内の ^{80}Sr を全て消すためにペレットを 100 回以上精製、加工することは現実的とは言えない。

次に、(9) 式を用いてサイクル数 x を指定したときの DT 核半径 r 及び Sr 領域の厚さ d を求めた。未知数は r と d の 2 つだが、方程式は 1 つであるので、このままでは解けない。そこで、 d と r の比を a とおく。即ち、

$$d = a r \quad (a : \text{const.}) \quad \dots \dots \dots \quad (10)$$

図6に a が 0.5 の場合のサイクル数とペレット半径の関係を示す。 a を指定したとき、サイクル数の最小値が存在することが判った。それより小さいサイクル数では解は存在しない。サイクル数を少なくするためには、ペレットサイズを大きくしなければならないことが判る。

ペレットサイズが大きくなると圧縮するために必要なレーザーエネルギーも大きくなる。図6の体系で圧縮率を1000、圧縮後のDT核及びSr領域の温度を10keVとすると、圧縮後のペレットの内部エネルギーは、 a やサイズ（サイクル数）にもよるが、数10MJ～数1000MJとなる。これは核融合炉用のレーザー出力より1～3オーダー大きな値である。

6. まとめと今後の課題

DT核の回りにFPの層を持つペレットを用いた慣性核融合を利用したFP消滅処理を検討した。消滅速度、消滅エネルギー等をSr領域の厚さの関数として求めた。その結果、極めて速い消滅速度を得られることが判った。消滅エネルギーは圧縮後のペレットの内部エネルギーを計算することにより求めた。変換効率やビーム効率は現段階では不確定なので、計算には考慮しなかった。それらの効率を考慮しない段階では、本消滅処理方法は十分エネルギーバランスを満足することが判った。

内部エネルギーはSr領域の自由電子からの寄与が一番大きいことが判ったが、その大きさはSr領域の温度に依存した。もし、Sr領域の温度をあまり上げずに高圧縮が達成できれば、消滅速度を変えずに消滅エネルギーを更に小さくすることができる。

1ペレット内の ^{80}Sr を全て消滅するのに必要なペレットの精製、加工のサイクル数を計算した。その結果、サイクル数を少なくするほどペレットサイズを大きくしなければならないことが判った。サイクル数を10回とするとペレットサイズは現在の慣性核融合実験で使われているペレットサイズより1オーダー大きくなつた。このようなサイズのペレットが圧縮可能かどうか検討する必要がある。

本消滅処理方法がFP消滅処理の有効な手段と成り得るか否かを知るために、圧縮がどこまで可能か、FP温度をどこまで下げて圧縮できるかを調べ、更に、詳細な内部エネルギーの計算を行い、変換効率を考慮した消滅エネルギーを計算する必要がある。

(謝辞)

本消滅処理方法に対し、レーザー核融合の立場からコメントして頂いた大阪大学レーザー核融合研究センターの宮永憲明氏に感謝致します。

参考文献

- 1) 中井貞夫, 三間國興, 日本原子力学会誌, Vol.31, No10(1989)1076
- 2) 中井貞夫, 原子力工業, 第33巻 第6号(1987)67
- 3) K. Konashi et al., Fusion Technology, Vol.20(1991)664
- 4) C. Yamanaka, Proceedinds of the 5th ICENES(1989)125
- 5) F. L. Ribe, Rev. Mod. Phys. 47(1975)7
- 6) K. A. Brueckner and S. Jorna, Rev. Mod. Phys. 46(1974)325

表 1. D T 核と S r 領域の内部エネルギー

			内部エネルギー (kJ)	
			イ オ ン	電 子
D T 核 (kT=10keV)	半径 (μ m)	5 0 0	5 9 . 1	5 9 . 2
S r 領域 (kT=10keV)	厚さ (μ m)	3 0 0	6 7 . 8	2 4 8 4 . 6
		5 0 0	1 5 3 . 2	5 6 1 7 . 7
		1 0 0 0	5 6 9 . 2	2 0 8 6 5 . 8
S r 領域 (kT=5keV)	厚さ (μ m)	3 0 0	3 3 . 9	1 2 8 2 . 9
		5 0 0	7 6 . 6	2 9 0 0 . 7
		1 0 0 0	2 8 4 . 6	1 0 7 7 3 . 9

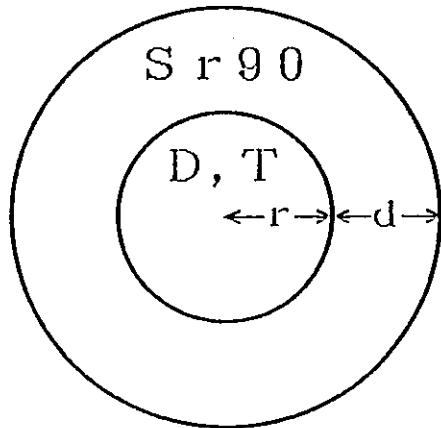


図1. ペレットの形状

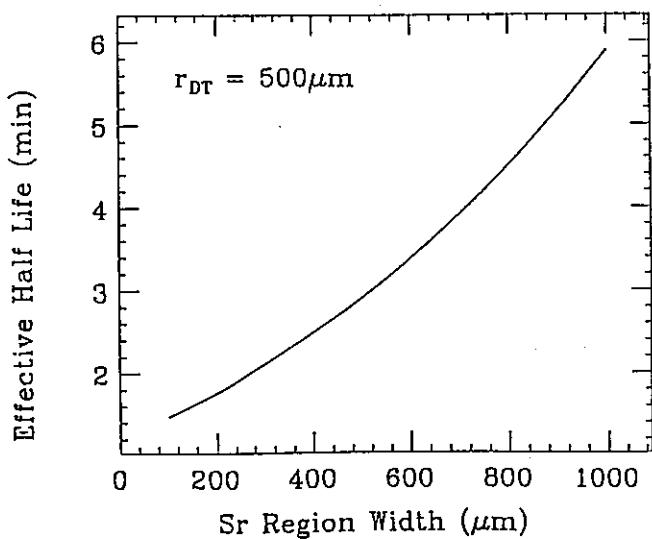


図2. Sr領域の厚さと実効半減期の関係 (DT核半径=500 μm)

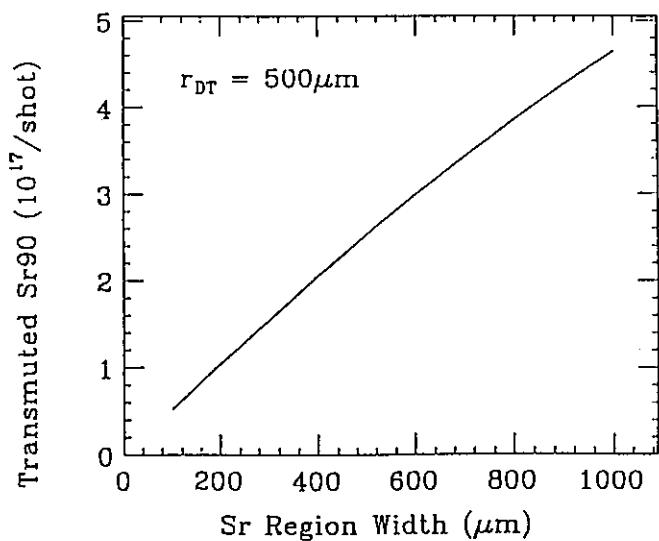


図3. Sr領域の厚さと⁹⁰Sr消滅数の関係 (DT核半径=500 μm)

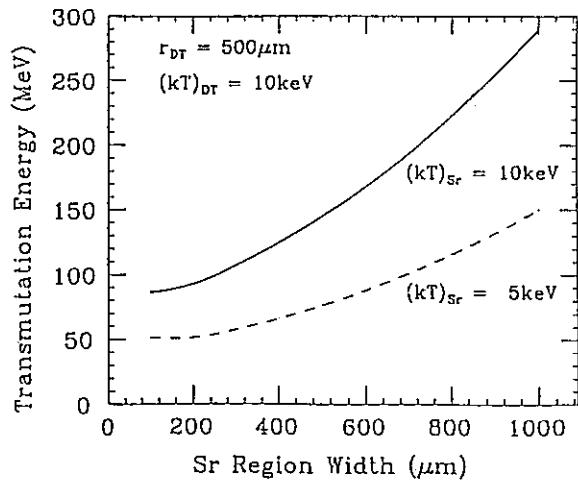


図4. Sr領域の厚さと消滅エネルギーの関係

(DT核半径=500 μm, DT核温度=10keV, Sr領域温度:実線→10keV, 破線→5keV)

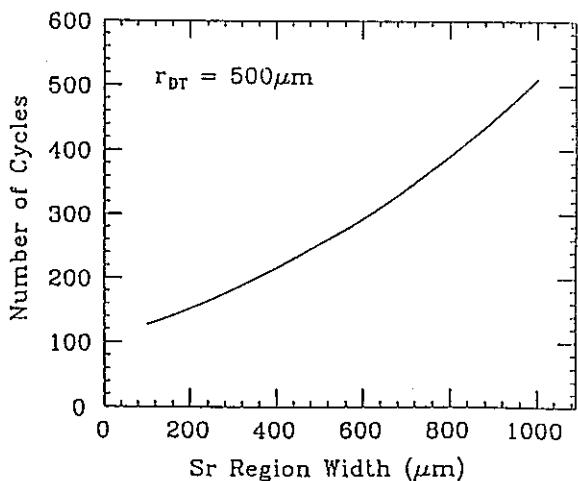


図5. Sr領域の厚さとサイクル数の関係 (DT核半径=500 μm)

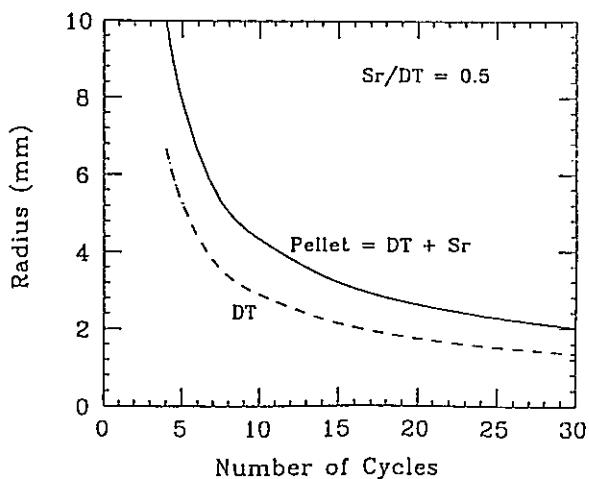


図6. サイクル数とペレット半径の関係 (a = 0.5の場合)

[実線→ペレット半径, 破線→DT核半径, a=(Sr領域の厚さ)/(DT核半径)]

[7] (2) Enhancement of Neutron Reaction

Inertial Targetによる消滅処理

高下 浩文 (動燃) の質疑応答

A) この方法ですと非常に処理速度が速いということですけれども、確かにこの方法が熱中性照射の方法に比べ cross section は大きいし圧縮効果もあると思うのですが、もう一つは neutron flux の問題、結局、消滅には $\sigma \phi$ のかけ算で効いてきますから、この neutron flux はどれくらいと考えられますか？

高下) flux の定義は $1/(cm^2.s)$ で時間が入ってきます。従って、実際 flux は 1 秒間に何回ショットするかによってくるわけです。もし、1 秒間に 1 回ショットすると仮定すると非常に大きいです。 10^{23} とか $10^{24} n/(cm^2.s)$ 位になります。

A) あ、そんなに大きいんですか？

高下) 大きいです。それで、実効半減期は数分くらいのオーダーになります。

B) 圧縮しますと DT のところで p_r が大きいですから slow down が起きているわけです。ですから、中性子のエネルギーは 14MeV から少し下がるわけです。そこで、核反応確率 P の計算には cross section は 14MeV の値ではなくもう少し低いところのものを使わないといけないと思いますが、その辺はどうなんでしょうか？

高下) 式の上では、14MeV の cross section で示しましたが、実際の消滅速度を使って計算するときにはモンテカルロコードを使って計算しましたので、(n, 2n) 反応及び (n, γ) 反応、即ち、熱中性子で消している分もいれた計算をしています。

[7]新しい消滅処理方法の可能性

コメント Inertial targetによる消滅処理

阪大 宮永 憲明

中井 貞雄

1. はじめに

レーザー核融合は、DT燃料を含むペレットターゲットを固体密度($0.21\text{g}/\text{cm}^3$)の 10^3 倍以上に圧縮し、高温・高密度のプラズマが慣性力で保持されている間に燃焼させて、エネルギーを取り出そうとするものである。圧縮プラズマは、中心部のホットスパークと周囲の主燃料から構成される。スパークの自己点火条件は、密度・半径積 $\rho R \geq 0.3\text{g}/\text{cm}^2$ 、イオン温度 $kT_i \geq 5\text{keV}$ であり、 α 粒子加熱の伝播により主燃料の大部分を燃焼させる。レーザー核融合ターゲットを原子炉で生成した放射性廃棄物の消滅処理に利用するというアイデアは、中性子束密度が高いことと、圧縮により中性子反応の確率が増大することに基づいている。ここでは、このような消滅処理の原理的可能について、 ^{90}Sr を例にとり簡単なモデル計算により検討を加えることにする。

2. レーザー核融合の概念

レーザー核融合の概念を図1に示す。電気エネルギーからレーザーエネルギーへの変換効率(レーザー効率)を η_L 、レーザーから圧縮プラズマ(密度 ρ_{DT} 、半径 R)の内部エネルギーへの結合効率を η_c とする。イオン温度 $T_i (= T_e)$ を得るために必要なレーザーエネルギー E_L は、

$$E_L = \frac{4}{3} \pi \frac{\rho_{DT} R^3}{\eta_c} \frac{6kT_i}{m_D + m_T} = 1.1 \times 10^{10} \frac{(\rho_{DT} R)^3}{(\rho_{DT} / \rho_s)^2} \frac{T_i}{\eta_c} \quad (\text{J}) \quad (1)$$

である。ここで、 ρ_s は固体DT密度、 m_D (m_T)はD(T)のイオン質量である。一方、熱核融合で発生するエネルギー E_{TN} は、

$$E_{TN} = \frac{4}{3} \pi \rho_{DT} R^3 \frac{f_b E_{DT}}{m_D + m_T} = 3.1 \times 10^{13} \frac{(\rho_{DT} R)^3}{(\rho_{DT} / \rho_s)^2} f_b \quad (\text{J}) \quad (2)$$

であり、 $E_{DT}=17.6\text{MeV}$ 、 f_b は燃料の燃焼率である。発電効率を30%とすると、

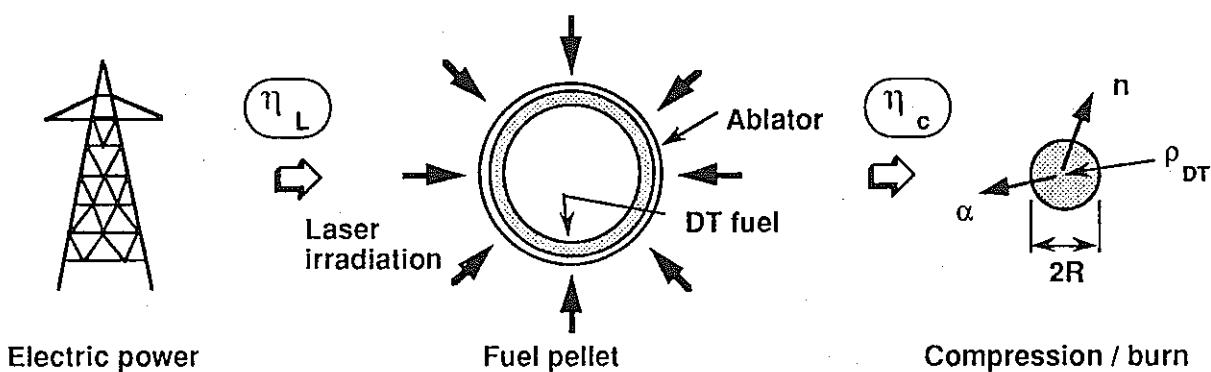


図1. レーザー核融合の概念図。

電気出力の30%を $\eta_L \approx 0.1$ の効率でレーザードライバーにフィードバックするには、 E_{TN} と E_L の比、即ちペレット利得が、

$$Q = E_{TN} / E_L \geq 100$$

程度でなければならない。このような高利得を達成するためには、圧縮燃料に次のような条件が課せられる。 $Q \geq 100$ の条件は、(1)、(2)式より

$$\frac{29\eta_c}{kT_i} f_b \geq 1 \quad (3)$$

となる。 η_c には上限が存在し、主燃料の T_i は圧縮時の運動エネルギーによって決定される。主燃料がピストンとなって中心部を圧縮するために、ホットスパークは高温となる。中心部で $kT_i \approx 5\text{keV}$ を得るには、圧縮速度は $v_{imp} \approx 3 \times 10^7 \text{cm/sec}$ であることが必要とされており¹⁾、そのとき主燃料では $kT_i \approx 0.5 \sim 1\text{keV}$ である。

また、燃料の燃焼率 f_b は、燃料原子の数密度 n_{DT} に関するレート方程式、

$$\frac{dn_{DT}}{dt} = -\frac{1}{2} n_{DT}^2 \langle \sigma v \rangle \quad (4)$$

より、次式のように ρR の関数となることがよく知られている¹⁾。

$$f_b = \frac{\langle \sigma v \rangle \rho_{DT} \tau / (m_D + m_T)}{1 + \langle \sigma v \rangle \rho_{DT} \tau / (m_D + m_T)} = \frac{(\rho_{DT} R)}{\beta + (\rho_{DT} R)} \quad (5)$$

$$\tau = \frac{R}{4C_s}, \quad \beta = \frac{4(m_D + m_T)C_s}{\langle \sigma v \rangle} \approx 6.3 \quad (kT_i = 20\text{keV})$$

このように、 ρR はレーザー核融合にとって重要なパラメータであり、磁場閉じ込め核融合の $n\tau$ に対応するものである。 $\langle \sigma v \rangle$ は温度 kT_i のマックスウェル分布で平均した反応係数であり、 α 粒子加熱による燃焼領域では $kT_i \approx 20\text{keV}$ と評価できる。従って、(3)式を満足するには、 $f_b \geq 0.25$ (即ち $\rho_{DT} R \geq 2\text{g/cm}^2$)、 $\eta_c \geq 7\%$ が必要条件となる。尚、(1)式から明かなように、高利得(高 ρR)のためには大出力のレーザーが必要であるが、所要レーザーエネルギーは圧縮密度の増大によって大幅に緩和($E_L \propto \rho_{DT}^2$)される。

3. ^{90}Sr を含む高利得ターゲット

通常のターゲットは固体DT燃料をCHアブレータで取り囲んだ構造をしており、CHはレーザー照射により真空中に膨張し、そのロケット作用により燃料を中心部に向て加速・圧縮する。ロケットモデルによるとターゲット質量の約80%を噴出させたときに最大の流体力学的効率を得ることができる¹⁾。ここでは、SrをDTとCHの間に配置し、レーザーによりCHは殆どアブレートし、DTとSrが圧縮されるようにする。

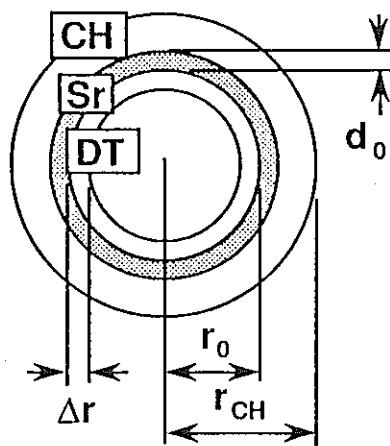


図2 Srを含むターゲット構造。

典型的なターゲットサイズとしてDT燃料半径と厚さを $r_0 (=2\text{mm})$ および Δr 、Srの厚さを d_0 、全体の半径を r_{CH} とする。またレーザーエネルギーは10MJとする。この場合、圧縮されたDTとSrへの結合効率は $\eta_c \approx 10\%$ 、圧縮速度 $v_{\text{imp}} \approx 3 \times 10^7 \text{cm/sec}$ とならなければならない。十分な消滅処理が可能な圧縮プラズマを想定したときに、上記の条件が満足されるかは後ほど検討する。

4. 圧縮プラズマの状態

圧縮プラズマの構造は図3のようなものとする。高温・低密度のホットスパークの周囲を低温・高密度の主燃料が取り囲み、さらにその外側にSrがある。消滅エネルギーを評価するために以下のような仮定をする。

- 1) プラズマはフェルミ縮退に近い低エントロピーの状態で圧縮され、内部エネルギーは次式で与えられる。

$$\epsilon = \alpha \times \epsilon_F \quad (\epsilon_F: \text{Fermi energy})$$

- 2) 各層の内部では温度、密度が一定であり、互いに圧力バランスが成り立っている。

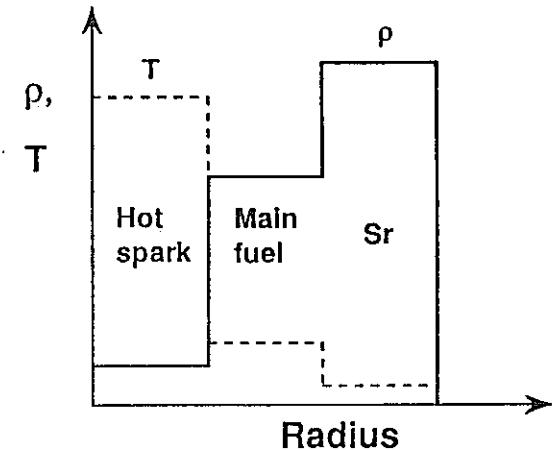
以下に典型的な初期ターゲット寸法を想定し、各層の内部エネルギーを評価する。初期条件は、 $r_0=2\text{mm}$ 、 $\Delta r=300\mu\text{m}$ 、 $\rho_{\text{DT},0}=0.213\text{g/cm}^3$ 、 $d_0=200\mu\text{m}$ 、 $\rho_{\text{Sr},0}=2.6\text{g/cm}^3$ とする。中性子発生数 Y_N はレーザーエネルギーとペレット利得から求められる。燃料の総質量 M_{DT} が既知のときは、次式のように中性子発生数より燃焼率 f_b と $\rho_{\text{DT}}R$ が求まり、さらに圧縮密度 ρ_{DT} を評価できる。

$$f_b = Y_N(m_D + m_T) / M_{\text{DT}} = (QE_L / E_{\text{DT}})(m_D + m_T) / M_{\text{DT}}$$

$$M_{\text{DT}} = (4/3)\pi[(\rho_{\text{DT}}R)^3 / \rho_{\text{DT}}^2]$$

いま、Srを付加したことによりペレット利得が低下し $Q=50$ となると仮定すると、 $E_L=10\text{MJ}$ より、 $Y_N=1.77 \times 10^{20}$ である。また、 $M_{\text{DT}}=2.75\text{mg}$ であるから、燃焼率は $f_b=0.538$ となる。この燃焼率に対応する面密度は $\rho_{\text{DT}}R=7.33\text{g/cm}^2$ である。従って、圧縮燃料の密度と半径は、各々 $\rho_{\text{DT}}=774\text{g/cm}^3$ 、 $R=95\mu\text{m}$ となる。ちなみに、このときのターゲット半径圧縮率は $r_0/R=21$ となり、ホットスパークについても30程度に抑えることが可能となり、レーリー-テーラー不安定性を考慮しても実現可能な圧縮率である。

上記燃料密度(数密度で $n_{\text{DT}}=1.85 \times 10^{26}$)に相当するフェルミエネルギーは $\epsilon_{F,\text{DT}}=1.2\text{keV}$ であり、これから圧縮プラズマ全体の内部エネルギーを評価できる。尚、ここでは、質量の軽いホットスパークがもつエネルギーを無視する。圧縮密度が最大となった時は、プラズマがほぼ静止状態であり、主燃料の圧力 p_{mf} は Sr領域の圧力 p_{Sr} と



Hot spark for ignition

$$(\rho R)_{hs} \approx 0.3 \text{ g/cm}^2$$

$$T_1 \approx 5 \text{ keV}$$

図3 圧縮プラズマの構造.

バランスがとれていると考えられる。従って、

$$P_{\text{Sr}} = P_{\text{mf}}, \quad \alpha_{\text{Sr}} \epsilon_{\text{F,Sr}} Z_{\text{Sr}} n_{\text{Sr}} = \alpha_{\text{mf}} \epsilon_{\text{F,mf}} n_{\text{DT}}$$

であり、計算機シミュレーションによると、 $\alpha_{\text{mf}} \approx 5$ 、 $\alpha_{\text{Sr}} \approx 3$ （添字mfとSrは主燃料とSr領域を示す）である。ここでSr領域のイオン化を Z_{Sr} とする。断熱圧縮、フェルミ縮退とともに、圧力は電子密度($n_{\text{e, DT}} = n_{\text{DT}}$, $n_{\text{e, Sr}} = Z_{\text{Sr}} n_{\text{Sr}}$)の5/3乗に比例するので、

$$(n_{\text{DT}} / Z_{\text{Sr}} n_{\text{Sr}})^{5/3} = \alpha_{\text{Sr}} / \alpha_{\text{mf}}$$

となり、 $n_{\text{Sr}} = 2.52 \times 10^{25}$ と見積もれる。 Z_{Sr} の評価は電子縮退を考慮した非局所熱平衡モデル等でなされねばならないが、 $v_{\text{imp}} \approx 3 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ の運動エネルギーが熱化されたとすると、温度は数100eVとなり $Z_{\text{Sr}} \approx 10$ 程度である。

5. ^{90}Sr の消滅と圧縮におけるエネルギーバランスの妥当性

以下に、14MeV中性子による $^{90}\text{Sr}(n,2n)^{89}\text{Sr}$ 反応を利用した消滅処理について考える。圧縮されたSrにおける(n,2n)反応の確率 P は、 $\sigma = 1.7\text{b}$ と質量保存から求めた圧縮Srの厚さ d (=44μm)から、

$$P = 1 - \exp(-\sigma n_{\text{Sr}} d) \approx 0.172 \quad (4)$$

と求められる。従って、圧縮前の値の約290倍に増大させることが可能となる。但し、実際は $\rho_{\text{DT}} R = 7.33 \text{ g/cm}^2$ であるから、中性子のエネルギー損失を考慮する必要があり、上記の反応確率は過大評価である。

次に、消滅エネルギーを求める。圧縮プラズマの全内部エネルギー U は、

$$U = U_{\text{mf}} + U_{\text{Sr}} \approx \alpha_{\text{mf}} \epsilon_{\text{F,mf}} N_{\text{DT}} + \alpha_{\text{Sr}} \epsilon_{\text{F,Sr}} Z_{\text{Sr}} N_{\text{Sr}} \quad (5)$$

である。DTとSrの原子総数 $N_{\text{DT}} = 6.6 \times 10^{20}$ 、 $N_{\text{Sr}} = 1.93 \times 10^{20}$ より、 $U_{\text{DT}} = 0.63 \text{ MJ}$ 、 $U_{\text{Sr}} = 1.35 \text{ MJ}$ であり、 $U = 1.97 \text{ MJ}$ となる。このとき、消滅 ^{90}Sr 原子の総数は 3.05×10^{19} であり、1個の ^{90}Sr 原子を消滅させるのに必要なエネルギーは、約0.4MeVである。レーザー効率、圧縮プラズマへの結合効率は各々 $\eta_L \approx 10\%$ 、 $\eta_c \approx 10\%$ であるから、システム全体としては ^{90}Sr 原子1個の消滅当たり約40MeVの電気エネルギーが必要であることになる。この値は、一般的な目標値1000MeVに比べて十分に小さい値である。

次に、上記計算の妥当性について述べる。所要圧縮速度 $v_{\text{imp}} \approx 3 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ に対応する運動エネルギーは1.42MJであり、これは $E_L \times \eta_c \approx 1 \text{ MJ}$ とほぼ一致する。しかしながら、先に求めた内部エネルギーは約2MJであり、レーザー入力は10MJでは不足していることが分かる。従って、 $E_L \approx 20 \text{ MJ}$ が必要であり $Q \approx 25$ 程度となるが、エネルギー収支のみを考えた場合は、レーザー核融合ターゲットを利用した消滅処理は採算がとれる可能性がある。ちなみに、その場合の圧縮速度は $\sim 3.5 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ である。また、図2におけるCHアブレータは噴出質量が初期質量の80%であるから、厚さは1.2mmである。

6. まとめと今後の課題

以上述べたように簡単な評価では、Srの原子1個の消滅当たりに必要な電気エネルギーは数10MeVのオーダーであり、またペレット利得も $Q \approx 25$ 程度が見込めるので、消滅処理の専焼炉としては十分に実現性があるものと考えられる。但し、この計算ではペレット利得を予め仮定したが、図2のターゲットで $Q=25$ を得るには、質量が大きいSr領域の運動エネルギーが、圧縮の最終段階で燃料の内部エネルギーに有効に変換されることが必要である。もしも、Sr領域の運動エネルギーがSr領域に残ってしまうとすれば、その分だけ所要レーザーエネルギーが大きくなることになる。エネルギーの有効な変換を妨げるのは流体力学的不安定性であり、特にDTとSrの境界面は密度ジャンプのためにターゲット圧縮の最終段階(減速相)では不安定となる。また、最適ターゲット寸法の設計等のパラメータサーベイは流体コードを用いた計算機ミュレーションが必要である。さらに、プラズマの面密度が14MeV中性子の平均自由行程と同程度以上となるので、3次元中性子輸送の計算が必要であろう。

また、ここではエネルギー収支のみに着目したが、実際の消滅処理にあたっては、ペレットの高精度加工(Srは加工性が悪い)やレーザー照射後の未消滅Srの回収と分離方法などが工学的課題として残っている。

参考文献

- 1) 三間闇興、核融合研究、51, 400 (1984),
西原功修、核融合研究、48, 157 (1982),
J. J. Duderstadt and G. A. Moses, *Inertial Confinement Fusion*, Wiley-Interscience (1982). など

Inertial target による消滅処理に関するコメント

宮永 憲明（阪大）

A) コメントなんですが、一般にこう言ったfusionによる発電が成立すると余った中性子の一部を使ってF PにしろT R Uにしろ消滅させるというのはかなり数値的に有望なように考えられているんですけど、その時、考えなければならぬのは、今言っているfusionというのが、D-T fusionなのでトリチウムを使っているわけで、トリチウムは12年の半減期ですから30年の半減期の物を消した時に使われないで残ったトリチウムがそれよりもたくさんあるとそれをどう評価するか、それらは繰り返し使うんでしょうが、その時のリスクの評価ですね。その所に問題があるんじゃないかと思います。D-T fusionで核変換する場合には、我々がfree ion targetといっているときは、Li-dといっているのはトリチウムを使いたくないから言っているのです。

宮永) トリチウムにはそれなりのメリットがありますから、今のところ回収するしかないですね。それから、Srを巻いて良くなるかも知れないと言うことですが、このSrの領域ではfusionによりエネルギーがたまります。

そうしますと燃料のまわりに更にものすごい圧力が発生し、更に燃料が圧縮されて反応率が高くなる可能性があります。そう言った計算をもう少し詳しく行う必要があります。

B) ベレットにつめるときのSrの消滅率はどれくらいなんですか？

高下) Srの厚さにもよりますけれど、だいたい $500\mu\text{m}$ で13%です。

C) 聞きもらしたのかも知れませんが、Sr1つ壊すのに250MeV、fissionでは1つ起きますと200MeVですね。 ^{90}Sr は3つできるんですね。そうするとエネルギーが全然おかしいと思うんですけど。

宮永) 先ほど、申し上げましたように、周りに廃棄物をまいてレーザー核融合の特性が良くなるような領域が生まれればそれは解決できる可能性があると思います。

D) レーザーの効率は入っているんですか？

宮永) 一応10%で入れてます。

D) 10%でも難しいんじゃないですか？

宮永) 最近ではいろいろと努力してまして、例えばこのレーザーダイオードなどによる方法もあります。

[7]新しい消滅処理方法の可能性
(*)不安定核加速と消滅処理

阪大 板橋 隆久

ABSTRACT

Transmutation and implantation of radioactive ions with an accelerator complex is investigated for a disposition of nuclear wastes. An acceleration of radioactive ions selected in nuclear charge and/or mass has made it possible to treat the various radiotoxic elements by different ways. Many reactions such as projectile fragmentation, charged particle induced reaction, fission or fusion reaction, neutron induced reaction and Coulomb excitation reaction would be applicable for the disposition of these elements. A source of elements to be accelerated and a means of raising their energy by one or more stages to a level appropriate for such method are discussed.

INTRODUCTION

There are several options for disposition of high-level wastes produced in nuclear fusion power or fuel reprocessing plants. In a nuclear technological field, many techniques have been developed to safely place these wastes in sealed form where the waste can decay to safe levels of radioactivity (1, 2, 3).

In this study, mass separated ion acceleration and implantation for each radiotoxic nuclei by using various nuclear reactions and ion implantation technique are discussed.

RADIOACTIVE ELEMENTS IN WASTES

For instance, if a 3000 MWe atomic power plant is operated in one year, ^{85}Kr which should be treated, would be $5 \times 10^5 \text{ Ci}$ in total; the fission yield of ^{85}Kr is assumed to be 0.3%. Further, a nuclear fuel reprocessing plant having a scale of 5 ton/d would produce $5 \times 10^4 \text{ Ci}$ of ^{85}Kr per day. It should be emphasized that this number would be extremely larger amount than that of nuclear power plant. Among these disposals listed in Table 1, a technical treatment for several elements, such as tritium, and inert gas has been seriously behind that developed for other disposals.

In this sense, as shown in Fig. 1, it is serious fact that the concentration of ^{85}Kr has increased in environmental air in the northern hemisphere by explosions of the nuclear weapons and by the commission of nuclear power plants.

We should introduce the several ways to reduce or eliminate and to safely store the radiotoxic nuclei for a disposition of nuclear wastes as follows.

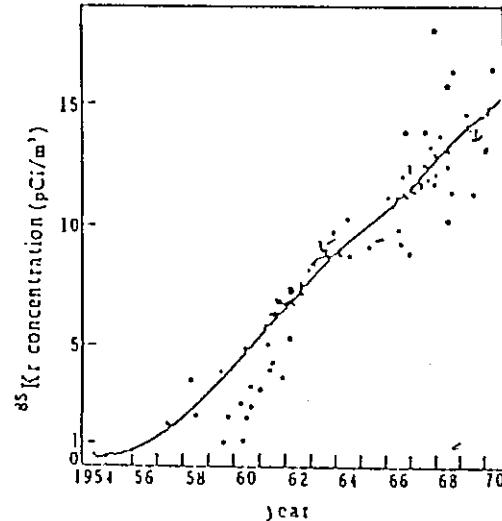


Fig. 1. Concentration of ^{85}Kr in the northern hemisphere.

KRYPTON-85

Since high energy heavy ion beams became available for nuclear physics, the projectile fragmentation reaction has been studied extensively and applied to produce various unstable nuclei which can not be attained so far. Thus, it is suggested that through the projectile fragmentation reaction, the radiotoxic nuclei such as ^{85}Kr could be transmuted or annihilated into other elements.

For this purpose, there is useful estimation on the cross section of this reaction, as shown in Fig. 2(5). From this estimation, the interaction cross section would be more than 0.5 barn. Therefore, if ^{85}Kr nuclei are accelerated up to the energy of 100 MeV/u, they would transmute into another nuclei. If we assume the total transmutation cross section of ^{85}Kr as $\sigma \geq 0.5 \text{ barn}$ and the target number (n) as $n = 10^{25} \text{ atoms/cm}^2$ the reaction rate would be as nearly as 100%.

However, as shown in Fig. 2, this projectile fragmentation reaction would simultaneously or additionally produce 23 radioactive nuclei having comparable or longer life time than ^{85}Kr . Thus, reduction factor in radioactivity is nearly 10^{-3} in total; 10^4 Ci of ^{85}Kr is transmuted to other 23 ra-

dionuclei having about 100 mCi respectively. Therefore, we should decrease the projectile energy to the level at which a suitable reaction for its transmutation would be more favorable and would have considerably larger cross section than that of the other formation for radiotoxic nuclei. In this sense, we need more reaction data with various projectile energies.

As an alternative treatment, we can consider the Coulomb excitation between the ground state ($9/2^+$) of ^{85}Kr and the 1st excited state ($1/2^-$) which decays to $^{85}\text{Rh}(\text{g})$. However, the M1 excitation has little probabilities to transmute ^{85}Kr into ^{85}Rh nuclei via β decay from the 1st excited state to the ground state of ^{85}Rb .

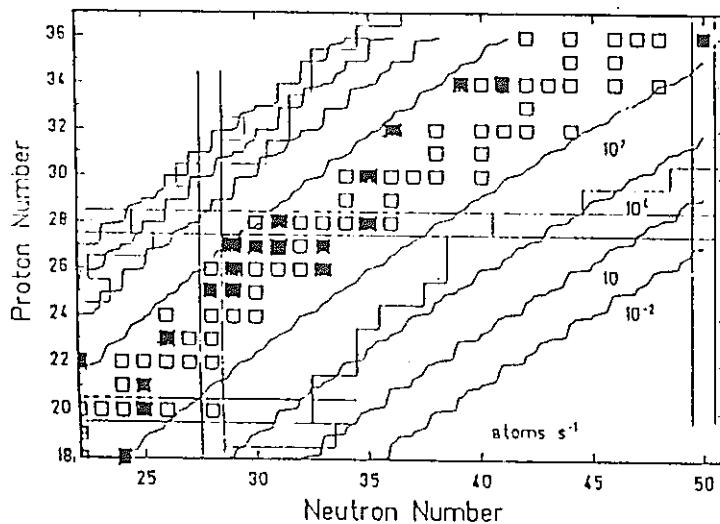


Fig.2 Contour plot of the production cross section (in mb) for ^{85}Kr on ^{12}C (5). Squares indicate stable nuclei, dark squares show radioactive nuclei having comparable or longer lifetime than ^{85}Kr .

IMPLANTATION AND MASS SEPARATION

High Current Implantation

Ion implantation would be more useful for storage of radiotoxic nuclei into very compact space. Accelerated and selected ions in nuclear charge and/or mass can be implanted into a suitable solid substrates such as silicon or carbon. High current and medium energy ion implanter would be very useful to treat these radioactive nuclei. Generally, the saturation density for various ions into silicon is about $10^{17} \sim 10^{18}$ ions/ cm^2 . To increase the specific activity for an implanted nuclei more is quite favorable for the safe storage of the radiotoxic nuclei. By this method, if the target implanted solely with one radiotoxic element can be formed, the transmutation by neutron irradiation can be much easier, since it may overcome the by-product problems which are caused by such irradiation.

ACCELERATOR SCHEME

There are several stages of accelerated ion energy between several hundred keV/u and hundred MeV/u, in order to secure the above treatments of radiotoxic nuclei. Recently, in Louvain the radioactive beam of ^{13}N is successfully produced and accelerated by using two neighboring cyclotrons (7). In this case, they should treat 326.5 Ci in total at an ion source as well as accelerators. Several ISOL projects and unstable nuclear beam facilities aim to treat very high radioactivities in ion sources and inside the accelerator itself. According to the accelerator scheme for these isol projects and existing accelerator facilities having nearly the same energy stages, it is suggested that the accelerator complex composed of heavy ion linac for low energy section and a few types of AVF cyclotron for further acceleration section would be most promising(8). In a final accelerator among the various choices which can afford the particles up to the required energy, the cost performance to operate such machine, should be taken into account as an important factor. The proposed accelerator scheme for transmutation, implantation, and mass separation is shown in Fig. 3.

Inert gas separated from other radiotoxic gas are stored in a reservoir with a special care like the developed case at München(9). It is introduced into an ion source, for example, ECR ionizer. At this part, as stated Louvain project, 75% of introduced gas is evacuated with a vacuum system; only 25% of input gas goes out from the ECR ionizer as ions to the second accelerator. Therefore, to get the highest efficiency of the ionizer for the introduced neutral gas, parallel operation of such ionizers more than ten would be the most promising method and series and/or parallel circulation of gas in these ionizers are indispensable condition of operation.

Outgoing ions with relatively lower charge state typically 1^+ state, are accelerated with (heavy ion) linear accelerators, for instance, RFQ or Wideröe type. In this section, two or four parallels of such accelerator would be necessary for solving the space charge problems due to the ion beams with a very high current at low energy.

After this, we should install the charge stripper and charge focuser. Final accelerator would be superconducting cyclotron.

Efficiency in various stages of accelerators and ion source of production and acceleration would be estimated by using various data of existing machines:

- i) Ion source efficiency (ϵ_{ion}) at ECR source for 1^+ state would be

$$\epsilon_{ion} = 0.65 \sim 0.75.$$

- ii) Stripping efficiency or fraction of equilibrium charge state (ϵ_{frac}) at the energy of a few MeV/u is estimated as

$$\epsilon_{frac} = F(\bar{q}) = 0.1 \sim 0.2.$$

- iii) Acceleration efficiency (ϵ_{acc}) from injector linac to final accelerator, would be

IMPLANTATION AND MASS SEPARATION

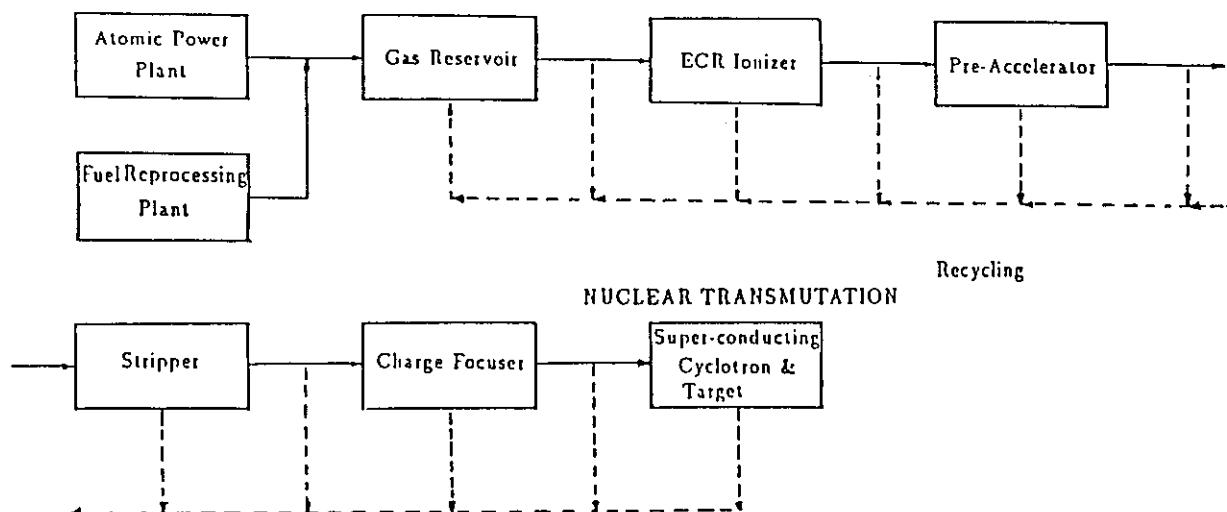


Fig. 3. Accelerator scheme.

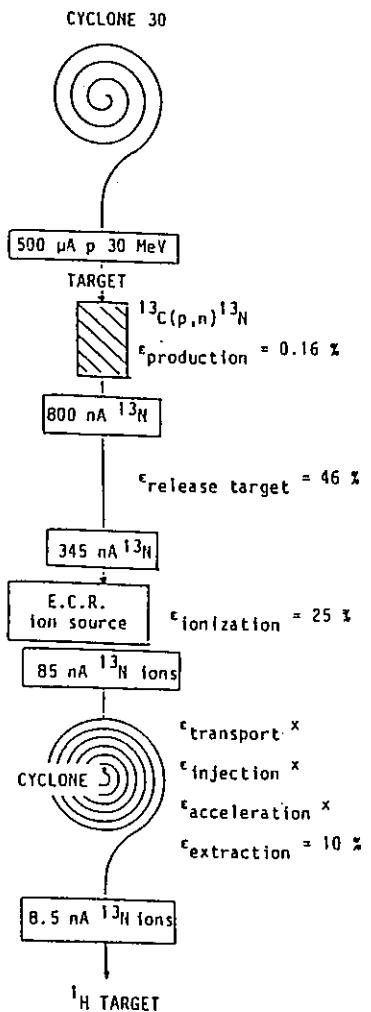
$$\epsilon_{acc} = 0.05 \sim 0.15.$$

SCOPE

Implantation or transmutation with mass separated and accelerated radioactive ions would be a possible way to realize the elimination of radiotoxic nuclei of high level wastes. Nuclear physics would play important role not only to cope the technical problems but also to make the more efficient and safer approach for many problems.

REFERENCES

- (1) The Journal of Nuclear Engineers and Scientists or Nuclear Technology.
- (2) Management of radioactive wastes from US atomic energy commission's fuel reprocessing operations, Experience and Planning.
- (3) Van Nostrand's Scientific Encyclopedia (6th edition).
- (4) Radioactive Materials ed. by the Chemical Society of Japan, Maruzen.
- (5) K. Sümmerer, GSI Nachrichten 7-87 (1987).
- (6) Table of Isotopes, ed. by C. Lederer and V.S. Shirley, p.308.
- (7) M. Arnould et al., Proc. of Intnl. Symp. on Heavy Ion Physics and Nuclear Astrophysical Problems, pp.287-293. ed. by S. Kubono et al., Tokyo, 1988.
- (8) Numatron, p. 83, INS NUMA-5 ed. Y. Hirao, 1977.
- (9) E. Huenges, H. Muthig, H. Morinaga, 9th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, 1981 Caen p.111.



General scheme and estimate of the ^{13}N beam intensity.
Project at Louvain-la-Neuve.

[7](e) 不安定核加速と消滅処理

板橋 隆久（阪大）の質疑応答

A) クリプトンを壊すとどんな核種が出来るんですか？

板橋) 例えば、これはどれくらいの量かと言いますと、全断面積が5バーン程度です。それぞれ入射粒子から離れれば離れるほど、断面積としては下がります。核種としては、例えば、Arとかですと、これは非常に変なものなんですけど⁴²Arとか、その他⁵⁵Fe、⁶⁰Coその他数年ぐらいの長寿命の核まで対象としては考えられます。ただし、生成率としては相当減ると思います。

B) 先程の¹³Nの話しなんですけど、実際の加速器のメドはたっているんでしょうか？

板橋) 実際に不安定核用のサイクロトロンとして使用しています。ですからアクティブな系のclosed systemは完成していると考えられます。

B) そのことは¹³N以外の核も、かなり多量に取り扱う事が可能と考えていいんでしょうか？

板橋) 可能です。

C) 全体的に見て、いろいろな不必要なものが出来ないようにしなければいけないと言う話しだと思うんですけどもそれは、"ミサイル打法"と言うか、狙った核に誘導しなければいけないという意味なんですか？

板橋) そうですね。狙った核というか、やはり危険度をちゃんと分類してそれがどれくらいの範囲に収まっているかと言う事を、現在の核データからちゃんとシミュレートしなければいけないと言う事だと思います。

[7]新しい消滅処理方法の可能性
(^)常温核融合による消滅処理

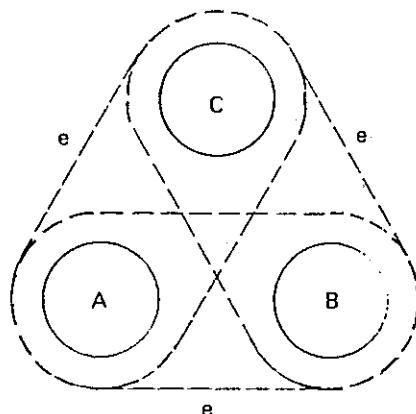
北大 松本 高明

1. はじめに

1989年3月 Pons & Fleischman 及び Jones 等 のグループにより発表された常温核融合（文献1及び2）は、世界各国の研究機関においてその真偽の程が吟味されてきた。徐々にではあるが、実験データは収束しつつある。常温核融合では、化学反応では説明できない多量の熱の発生がある。この熱の異常発生に相当する程度の中性子およびトリチウムが放出されないこと、ヘリウム-4が多量に生成されること、など従来の高温核融合反応では説明できないことが明瞭になってきている。

筆者は、はじめより常温核融合の異常性に着目し、1989年5月 Nattohモデルとして発表した。Nattohモデルを作業仮説として研究を進めるうちに、常温核融合は、宇宙の遙か彼方において生起している物理の小規模な simulation であることが分かつてきた。まさに宇宙のロマンを地球上において再現することになる。実用面では、エネルギー生産もさることながら、種々の応用が考えられる。

ここでは、常温核融合において生じている反応を用いた長寿命放射性核種の消滅処理法を提案する。



Semiclassical explanation of deuteron compression.

第1図

2. Nattohモデル(文献3-5)

Nattohモデルに基づいた解析により次のような種々の事柄が明らかになっている。

- a. 新核融合反応：水素触媒核融合反応
- b. 新粒子イトンの放出
- c. 四重中性子の生成と重力崩壊
- d. 多重中性子の生成と重力崩壊
- e. 金属Pdの核変換
- f. ブラックホールの生成と蒸発 など。

3. 消滅処理への応用

常温核融合において生起している反応を用いて、次の2つ消滅処理方法を考えられる。

- a. 核変換法
- b. 重力崩壊法

いずれの方法も常温核融合における水素群の自己圧縮効果を利用する。前者は、Pd金属が自己の軌道電子または、周辺の水素原子核を吸収して核変換する。後者は、前者の反応がより徹底して進んだもので、多重中性子原子核を生成し重力崩壊する。

1. M. Fleischmann and S. Pons, "Electrochemically induced nuclear fusion of deuterium",
J. Electroanal. Chem., 261, 301(1989).
2. S. E. Jones et al., "Observation of cold nuclear fusion in condensed matter", Nature, 388, 27, 737(1989).
3. T. Matsumoto, "'NATTOH' model for cold fusion",
Fusion Technology, Vol 16, p532 (1989)
4. T. Matsumoto, "Progresses of the NATTOH model and new particles emitted during cold fusion"
Proc. Int. Conf. on Cold Fusion, Provo (1990)
5. T. Matsumoto, "Observation of quad-neutron and those gravity decay during cold fusion"
Fusion Technology, submitted. (1990)

[7](^)常温核融合による消滅処理法

松本 高明（北大）の質疑応答

A) 自己圧縮の力は何なんですか？つまり、強い力の引力まで核子を近づける力は何なんですか？

松本) それは、電子ではないかとは思っているんですが、これはなぜ、自己圧縮が起きるかと言う、古典的な説明で申し訳ないんですが、AとBという原子の回りを電子が廻っている所へ、Cという分子がやってくると、AとBをつないでいるベルトを押さえます。ですから、AとBは近づきます。生半可な力ですとCははじき飛ばされますが、非常に大きな力でCを押さえつけますと、AとBは近づきます。BがAに近づきますと、こんどはBがAとCを近づける事になります。通常はこんな事は起こり得ないと思うんですが、非常に狭い所へ水素を詰め込むとこういった事が起こるという仮説だったんですが、実際縮小しまして核融合が4ヶ所並列に同時に起こっているのが写真に撮れていますので、この効果には自信を持っています。次回の原子力学会で写真で説明したいと思います。

B) その結果DとDが反応して中性子が4個残ってイトンが出る。そうすると電荷2個に相当するものが出てなければならないわけなんですが。

松本) この仮説から、あとは正直にやればいいんですが、この縮まって核融合が起こる前に電子がはさまれるわけですが、はさまれると原子核は分極を起こします。表面にプラスがくるわけです。だから、この中の陽子が中性子と陽電子とニュートリノになって正電荷が表面にきて、その陽電子と電子のダイポールの層が出来ます。それが量子力学的に揺らいでいるわけなんですけれども、核融合が起こってエネルギーが解き放されると、先ほどの20MeV程度のエネルギーが出ますので実粒子となって飛び出すわけです。それがイトンです。

B) そういう実粒子が従来の素粒子なわけですか？

松本) fundamentalな粒子ではないんです。原子と陽電子とひょっとしたらニュートリノも入って非常に伸びますので、写真で撮ったところは五角形で伸びたところだとか、四角形で伸びたところです。それがちぎれていまして、3本になったり2本になったりしていくわけです。電子一つと陽電子一つといったそういう対ではなくて、陽電子が中心になってたくさんの電子からできているのではないかと思います。非常によく伸びます。

[8]総合討論

放医研 平尾 泰男

1.はじめに

消滅処理研究というのは、効率的な方法で核変換を行なうと同時に、放射性廃棄物を何もしないで置いておく場合よりも、リスクが減少するということではなければならない。また、産業廃棄物を消すというような観点に立つとするならば、消滅処理工エネルギーを相当低くすることが必要である。処理速度の目標をどのあたりに置くかということも、大事な観点である。また、何か消滅処理のシナリオを考案した場合の feasibility を検証するにはどのような装置が必要かを検討しておくことも重要であり、その際に、近未来の技術でどの程度リアリティーがあるかということが一つの判断基準と考えられる。

2.核データについて

現状では、消滅処理を検討する上で必要ないろんな核データが十分そろっていなかったり、あっても極めて古いデータであったりしており、必要なデータは新たに測定する必要がある。その際、既に国内に利用できる可能性のある加速器が幾つか考えられる。例えば、高工研の500MeVのプロトンを使って、実際に関連する研究が既におこなわれている。また、放研医で建設中の加速器では、重イオンとしてはXeくらいまで加速可能なので、今後これらの加速器の利用も考えられる。

3.シナリオについて

これまでに研究されたTRUとFPの消滅処理シナリオの比較を表1、表2に示す。この数値に関しては1例であって今後議論をして行く必要がある。これらの表から言える特徴的なこととしては、加速器を使った場合のエネルギーバランスが非常に重要な問題であることと、原子炉の場合は速度が速くならないということである。

これまでにあまり研究された事のない新しい方法について、今回の研究会で

幾つか発表があった（表3）。この中で、(n,2n)反応を使う消滅処理として、レーザーを用いる慣性核融合の検討がなされていたが、ドライバとしては重イオンを使うということも十分考えられる。また、(n,2n)反応を使う消滅処理の別の方法として、Free Ion Targetについての研究が紹介されたが、興味のあるトライアルをもうすでに実験的に始めたということは評価される。カオス変換の可能性が、 α 崩壊の加速について指摘され、実験してはどうかとの提案があった。また、常温核融合を用いる消滅処理についての夢も語られた。強電磁場中の β 崩壊の加速のことでのフィジックスを聞かせていただけるはずだった森田先生がご都合で来られなかつたということは残念であった。別途お話を聞く機会を設けられればと思っている。

更にその他の方法ということでは、核変換をせずに、地中等にそっと置いておけという姿勢、それからどこか水力等のクリーンな電力が余っているところへ行って、エネルギーバランスなどを考えずに消したらどうだというような話。絶対落ちないロケットを作つて重力圈外へ飛ばせということとか、消滅するのではなく、利用すること、例えばむしろ核廃棄物からの放射線をもっと普通の廃棄物を処理するのに使いなさいというような話もあった。

4. おわりに

最後に今回のシンポジウムはいろんな分野の方々、またいろんなインセンティブの方々が集まって、日頃お互いにこういう議論をしたことがない議論ができたという意味では、この分野での珍しい研究会の第一回目だったろうと思う。

表1 TRUの消滅処理

(a)原子炉による消滅処理

炉型	専焼炉		発電炉	
	金属燃料	粒子燃料	軽水炉	高速炉
熱出力 (MW)	170	1200	3410	2600
中性子束 ($10^{15}n/cm^2S$)	3.6	8.4	0.37	3.3
有効半減期 (年)	9.5	4.0	1.4	1.8
装荷量 (kg)	666	2065	180	1450
処理量 (kg/年)	61	335	9	55
発生量 (kg/年)	-	-	24	35

注：核分裂のみを考慮

(b)陽子加速器による消滅処理

方式	直接照射	ハイブリッド	
		高速中性子	熱中性子
加速エネルギー (GeV)	1.5	1.5	1.6
加速電流 (mA)	300	39	125
有効半減期 (年)	1	8.8	0.2
消滅エネルギー(MeV)	350	18	45
装荷量 (kg)	150	3160	100
処理量 (kg/年)	100	250	350

(c)核融合炉による消滅処理

方式	トカマク、D-T fusion 第一壁直後に装荷、高速中性子
熱出力 (MW)	2600
第一壁中性子負荷	$10\text{ MW}/m^2$
中性子束 ($10^{15}n/cm^2S$)	4.1
有効半減期 (年)	4.7
装荷量 (kg)	140000
処理量 (kg/年)	19000

表2 FP (^{137}Cs) の消滅処理

(a)原子炉による消滅処理

炉型	溶融塩燃料炉 T a u b e (1976)	金属燃料炉 P N C (1991)
熱出力 (MW)	7 0 0 0	3 5 0 0
中性子束 ($10^{15}\text{n/cm}^2\text{s}$)	2 0 .	3
有効半減期 (年)	9	1 5
装荷量 (kg)	5 3 6 0	5 7 5 0
処理速度 (kg/年)	4 1 6	2 2 0
発生量 (kg/年)	1 0 0	5 0

(b)加速器による消滅処理

加速粒子	電子	陽子		重陽子
	制動輻射 (γ, n)	核破碎 (p,sp)	核破碎-2次中性子 (γ, n)	μ 触媒核融合 (n,2n)
ビーム出力(MW)	4 0 0	9 0 0	9 0 0	2 0 0
加速エネルギー (MeV)	1 0 0	5 0 0	1 5 0 0	4 0 0 0
ビーム電流(mA)	4 0 0 0	1 8 0 0	6 0 0	5 0
消滅エネルギー (MeV)	4 7 0 0	5 7 0	5 1 0	2 0 0
有効半減期(年)	1	1	1	1
装荷量(kg)	5.9	1 1 0	1 1 9	6 2
処理速度(Kg/年)	4.1	7 6	8	4 3

表3 新しい消滅処理方法

消滅方式	慣性核融合 (n,2n)	Free Ion Target法 (n,2n)	Moving Target法 (n, γ)
装置	レーザー 重イオン加速器	重陽子静電加速器 磁場閉じ込め装置	微粒子静電加速器 磁場閉じ込め装置 中性子源(原子炉)
対象核種	^{90}Sr	^{137}Cs	^{99}Tc
装置仕様	(出力) 1.4GWth (中性子発生数) $6.33 \cdot 10^{20}$ 個/s	(D ₂ ⁺ 入射器) 2.3A, 10MeV (イオン密度) 10^{15} 個/cm ³	(微粒子入射器) 0.7A (電荷密度) $3 \cdot 10^{14}$ 個/cm ³
消滅エネルギー (MeV)	6.3	4 0	$5 \cdot 10^{-4}$
有効半減期(年)	—	1.4	$1.6 \cdot 10^{-3}$
装荷量(kg)	—	6 3	0.05
処理速度(kg/年)	5 7 0	3 2	2 2

「核変換研究会」プログラム

[1]開会挨拶

[2]廃棄物地層処分と消滅処理

[3]核分裂過程と廃棄物生成核種

[4]原子炉による消滅処理(1)

原子炉による消滅処理(2)

[5]加速器による消滅処理(1)

加速器による消滅処理(2)

[6]消滅処理と核データ

(i)消滅処理への要件

(ii)核分裂長寿命核種の中性子捕獲断面積の測定

(iii)消滅処理に関する核データ

(iv)核反跳法による $^{137}\text{Cs}(\gamma, n)$ 反応断面積の測定

(v)巨大共鳴領域における光核反応断面積の同位体依存性

(vi)最大エネルギー1GeVまでの制動放射線による中重核

光破碎反応のシステム

[7]新しい消滅処理方法の可能性

(i)励起状態からの β 崩壊

Coulomb Excitationによる核励起

Can Chaos Enhance Decays?

(ii)Magnetic Confinement Fusion ReactorによるTRU消滅処理

(iii)Free Ion Targetの基礎実験

(iv)Enhancement of Neutron Reaction

Moving Targetによる消滅処理

Inertial Targetによる消滅処理

コメント

(v)不安定核加速と消滅処理

(vi)常温核融合による消滅処理法

座長 坪谷隆夫 (動燃)

金子 義彦 (原研)

坪谷隆夫 (動燃)

梅木 博之 (動燃)

大澤 孝明 (近大)

座長 平尾 泰男 (放医研)

関本 博 (東工大)

向山 武彦 (原研)

西田 雄彦 (原研)

加瀬 健 (動燃)

座長 笠木 治朗太 (東北大)

小無 健司 (動燃)

加藤 敏郎 (名大)

中原 康明 (原研)

山寺 亮 (東北大)

中村 尚司 (東北大)

坂本 浩 (金沢大)

座長 旭 耕一郎 (東工大)

郷農 靖之 (理研)

湯川 哲之 (高研)

座長 佐藤 勇 (高研)

深井 祐造 (東芝)

小川 雅生 (東工大)

野村 昌弘 (動燃)

高下 浩文 (動燃)

宮永 憲明 (阪大)

板橋 隆久 (阪大)

松本 高明 (北大)

平尾 泰男 (放医研)

[8]総合討論

参加者名簿

氏名	所属
1 旭耕一郎	東京工業大学理学部応用物理学科
2 飯田正明	(株) 東芝原子力研
3 五十棲泰人	京都大学化学研究所
4 板橋隆久	大阪大学核物理研究センター
5 今西一文	(株) C.S.K.
6 今西信嗣	京都大学工学部原子核工学教室
7 梅木博之	動燃本社 環境技術開発推進本部 処分研究グループ
8 榎本収志	高エネルギー物理学研究所放射光入射器研究系
9 江本 隆	動燃大洗 技術開発部 フロンティア技術開発部
10 大澤孝明	近畿大学原子力研究所
11 小川雅生	東京工業大学大学院総合理工学研究所
12 笠木治郎太	東北大学理学部付属原子核理学研究施設
13 加瀬 健	動燃東海 核燃料技術開発部 先端技術開発室
14 加藤敏郎	名古屋大学工学部原子核工学
15 金子義彦	日本原子力研究所 企画室
16 古賀要一郎	(株) C.S.K.
17 小無健司	動燃東海 核燃料技術開発部 先端技術開発室
18 郷農靖之	理化学研究所放射線研究室
19 坂本 浩	金沢大学理学部
20 佐藤 勇	高エネルギー物理学研究所放射光入射器研究系
21 関本 博	東京工業大学原子炉工学研究所

- 22 高下浩文 動燃東海 核燃料技術開発部 先端技術開発室
- 23 塚谷隆夫 動燃東海 環境技術開発部
- 24 遠山伸一 動燃大洗 技術開発部 フロンティア技術開発部
- 25 中島充夫 東京工業大学大学院総合理工学研究所
- 26 中原弘道 東京都立大学理学部化学
- 27 中原康明 日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部
- 28 中村尚司 東北大学サイクロトロン・RIセンター
- 29 中村裕治 (株) C.S.K.
- 30 西田雄彦 日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部
- 31 野村昌弘 動燃東海 核燃料技術開発部 先端技術開発室
- 32 平尾泰男 放射線医学総合研究所 医用重粒子線研究部
- 33 深井祐造 (株) 東芝原子力事業部技術顧問
- 34 藤原一郎 追手門学院 経済学部
- 35 松本高明 北海道大学工学部原子工学科
- 36 南園忠則 大阪大学理学部物理
- 37 宮永憲明 大阪大学レーザー核融合研究センター
- 38 向山武彦 日本原子力研究所 東海研究所 原子炉工学部
- 39 山寺 亮 東北大学サイクロトロン・RIセンター
- 40 湯川哲之 高エネルギー物理学研究所物理研究部