

小特集

ミュオン触媒核融合の新展開

Developments of Muon Catalyzed Fusion Concept

1. はじめに

1. Introduction

飯吉厚夫

IIYOSHI Atsuo

中部大学

(原稿受付: 2023年2月26日)

1.1 序

2019年11月, 第36回プラズマ・核融合学会年会で, 「ミュオン触媒核融合の特別セッション」を設け, ミュオン触媒核融合の現状を紹介させていただいた。その後, さらに理論の精緻化が進み, また工学的にも, 新しい展開が見られるようになってきた。この小特集では, カーボンゼロエミッションをめざす社会的な要請に応え, Atomic Energyとしてのミュオン触媒核融合について論じたい。

1.2 最新のミュオン触媒核融合研究の概要

図1は, プラズマ磁場閉じ込め核融合, 慣性核融合, 及びミュオン触媒核融合反応を, n - T ダイアグラム上に示したものである。磁場核融合は, 定常・平衡, 高温・希薄媒質中の裸のイオン同士の衝突による核融合反応で, 図中で左上にあり, 慣性核融合は, 非定常・非平衡, 高温・超高密度が必要で, 右上にある。ミュオン触媒核融合は, 非電離の水素同位体中に素粒子ミュオンを入射することで発生する。これまでに, 温度1000 K (約0.09 eV) 以下, 密度 10^{22} cm^{-3} 以下の水素同位体標的 (固体, 液体, 気体) で実験研究の実績がある。この核融合では, 裸のイオン同士の衝突とは異なる物理機構が含まれている。

ミュオン (μ^-) は電子と同じ電荷量を持ち, 質量が207倍の素粒子である。ミュオンは水素同位体標的に入射されると, 標的分子と衝突し, 電子を弾き出して原子の軌道に入り, ミュオン原子を生成する[1-3]。ミュオン原子のボーア半径は水素原子の1/207まで短縮し, この半径まで原子核の静電界が遮蔽されるとともに, 束縛エネルギーは, 通常の水素原子 (13.6 eV) の約200倍となる。つまり, ミュオン原子は解離せず中性を保ち, 核融合反応のクーロン障壁は大きく低減される。

ミュオン触媒核融合プロセスの特色として, ミュオン原子の大きな内部エネルギーに駆動される非平衡系である, という点が挙げられる。すなわち, ミュオン原子は生成時に高励起状態となり, 基底状態へ脱励起する過程で数keVのエネルギーを放出する。このエネルギーの一部はミュオン原子自らを加速し, 周囲の核との衝突によって核融合を起こす。さらに, ミュオン原子が熱エネルギー程度まで減速されると, 周囲の標的分子との衝突によってミュオン水素分子を形成する。これはミュオンによる強力な化学結合によって原子核同士を接近させることを

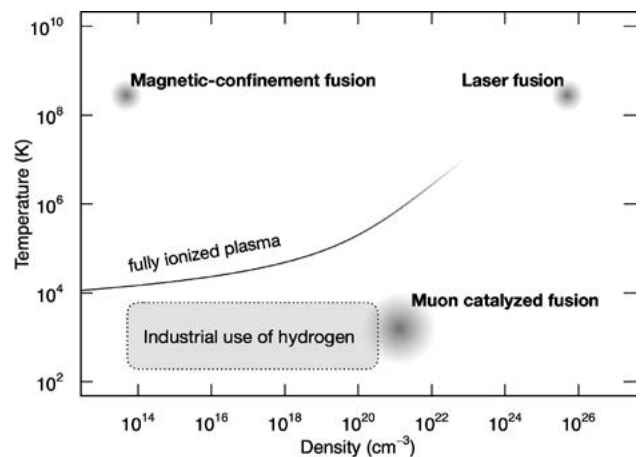


図1 エネルギーおよび密度空間における磁場核融合, 慣性核融合およびミュオン触媒核融合の存在領域。プラズマ領域の境界は Saha の式 (電離度99.9%) に基づき, 液体水素密度 ($4.25 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) 程度まで描画した。縦軸は核融合発生時の標的溫度 (エネルギー) で, 境界線の上側がプラズマである。ミュオン触媒核融合は, 非電離の高圧高温ガス中でミュオン原子と通常の原子分子が衝突することで発生する。ミュオン原子の脱励起エネルギーによって, 非平衡系となっている点にも特色がある。

意味し、分子内核融合を起こして再びミュオンは自由になる。このような“再生”ミュオンは別の標的分子と衝突して次々に核融合反応を誘発する。すなわち、標的は非電離ガスでありながら、ミュオンが関与する原子過程には局所的に大きなエネルギーの移行がある。

このようなミュオン原子の各過程を含めたミュオン触媒核融合物理プロセスの明確化は、ミュオン触媒核融合を工学研究に進めるための基盤となった。今、日本のミュオン触媒核融合研究は、世界に誇るべき大きな物理学上・工学上のエポックを迎えている[4]。

本小特集では、それぞれの専門家に、最新のミュオン物理、ミュオン触媒核融合炉・中性子源の工学概念設計、ラムジェットミュオン触媒核融合炉芯の概念、高効率ミュ

オン源、核融合中性子の応用について、それぞれの専門家に執筆をお願いした。

尚、このミュオンサイクルは、化学反応における触媒とのアナロジーでミュオン触媒核融合と呼ばれてきた。物理学的には別の事象であるが、本小特集でもその歴史的アナロジーを尊重し、ミュオン触媒核融合と呼ぶ。

参考文献

- [1] W.H. Breunlich *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **39**, 311 (1989).
- [2] L.I. Ponomarev, Contemporary Phys. **31**, 219 (1990).
- [3] P. Froelich, Adv. Phys. **41**, 405 (1992).
- [4] A. Iiyoshi *et al.*, AIP Conf. Proc. 2179, 020010 (2019).



小特集 ミュオン触媒核融合の新展開

2. 新しいミュオン触媒核融合の理論の進展

2. Progress in New Muon Catalyzed Fusion Theory

山下 琢磨^{1, 2)}, 木野 康志²⁾

YAMASHITA Takuma^{1, 2)} and KINO Yasushi²⁾

¹⁾ 東北大学高度教養教育・学生支援機構, ²⁾ 東北大学大学院理学研究科

(原稿受付: 2023年1月5日)

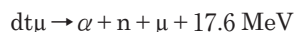
ミュオン触媒核融合 (μ CF) は、負の電荷を持った素粒子ミュオンを介して核融合反応率が增大する現象を指す。1947年から現在まで数多くの実験が行われ、様々な素過程について理論的考察がなされているが、少数多体系の精密理論と非平衡系の物理学が協奏的に作用する系であり、 μ CF サイクルの理解には課題も残る。本章では、重水素・三重水素混合標的での μ CF について、運動論的解析を交えながら、将来の μ CF を見据えた原子物理学の課題を整理する。

Keywords:

muon catalyzed fusion, kinetics, few-body theory

2.1 ミュオン触媒核融合

ミュオンは、寿命 $2.2\ \mu\text{s}$ の素粒子で、高エネルギーの原子核反応で生成される。ミュオンは、電子の 207 倍の質量、 $\pm e$ の電荷をもつ。このうち負電荷ミュオン (μ^-) は、物質中に入射すると原子中の電子と入れ替わりミュオン原子をつくる。ボーアの原子模型によると、水素原子の束縛エネルギーは電子の質量に比例し、ボーア半径は反比例する。このため、ミュオン水素原子の束縛エネルギーは $2.8\ \text{keV}$ 、ボーア半径は $256\ \text{fm}$ となる。ミュオンが重陽子 (d)、三重陽子 (t) とミュオン分子 ($d\mu$) を形成すると、 d - t 間の距離は $500\ \text{fm}$ まで近づき、核間の波動関数の一部は核力が及ぶ範囲まで到達し、分子内で核融合反応



を起こす。 $d\mu$ 内での核融合速度は $10^{12}\ \text{s}^{-1}$ に達し、ミュオンの自然崩壊速度 $10^6\ \text{s}^{-1}$ よりはるかに速い。核融合後のミュオンは再びミュオン分子を形成し核融合を起こす。ミュオンが次々に核融合反応を媒介する一連の反応は、ミュオン触媒核融合 (Muon Catalyzed Fusion, μ CF) と呼ばれる [1-3]。

μ CF の特徴の一つは、非電離標的で核融合反応が起こる点である。これは、原子核間の衝突によって核融合反応が起こるのではなく、ミュオン分子形成という原子過程を利用している点に起因する。通常の核融合炉が要求する高い温度 (1 億度以上) の閉じ込めが不要であるため、炉の小型化などに有利である。また、 μ CF は単色の中性子源としても魅力的である。 $d\mu$ 分子内での核融合反応後、そのエネルギーは α と n で分配される (μ には分配されない) ため、 $14\ \text{MeV}$ の単色中性子を得ることができ

る。これが実現すれば、従来の原子炉での核分裂反応や、加速器による核破砕反応を利用したエネルギーの揃っていない中性子源と比べ、エネルギーの揃った核融合中性子源として新しい研究展開が期待できる。例えば、長寿命放射性廃棄物処理を行う計画も提案されている。

μ CF は、1947 年に理論的に予言され [4, 5]、1957 年に泡箱中で実証された [6]。その後、ミュオン分子形成が遅くエネルギー生産には不向きであるとされたが、1967 年に Vesman によりミュオン分子形成に画期的なアイデアが提案され [7]、1970 年代に入り旧ソ連を中心に研究が続けられた。1980 年代後半から 1990 年代前半にかけて、実験と理論の研究が一気に進み、特に低温の固体・液体重水素標的で両者の良い一致がみられた [8, 9]。エネルギー生産の実用化への期待が高まり、世界的にも研究が大いに盛り上がったが、ミュオン生産コストが高いこともあり、2000 年以降は研究が下火になった。

理論と実験の間の精密な検証はこれまで低温 (数十 K 以下) 標的にて多く行われてきたが、エネルギー生産 (熱効率) の観点では、高温標的が望ましい。重水素 (D_2)、三重水素 (T_2) の混合標的において、いくつかの研究で $800\ \text{K}$ までの範囲で μ CF サイクル率の測定が報告されている [10-13]。これらの実験結果は、温度の上昇にしたがって μ CF サイクル率が増加することを示唆しており、さらに高い温度領域での検証が望まれる。一方で、サイクルにおける $d\mu(1s)$ 分布が理論と実験で食い違う (q_{1s} 問題) [14] など、実験値の解釈には未だいくつかの課題を残している。

本章では、続く 2.2 章で μ CF の基礎過程について概観する。2.3 章では、これまでの研究で何が問題となってい

Institute for Excellence in Higher Education, Tohoku University, Sendai, MIYAGI 980-8576, Japan

corresponding author's e-mail: tyamashita@tohoku.ac.jp

るのか整理し、ミュオン分子共鳴状態の寄与を取り込んだ最近のモデルを紹介する。最後に、2.4章にてこれらの新しい μCF モデルを検証するために今後期待される基礎物理的な課題を整理し、今後の研究の発展に資することとする。

2.2 ミュオン触媒核融合サイクルの基礎

μCF の一つの基本的なサイクルを図1に示す。

D_2/T_2 混合標的に入射されたミュオンは、分子を構成する電子と入れ替わり、ミュオン原子を形成する。生成直後のミュオン原子は、電子の束縛エネルギー（13 eV程度）と同等の内部エネルギーを持って生成するため、主量子数 $n=14$ 付近の高励起状態である。これを $t\mu^*$ 、 $d\mu^*$ などを書くことにする。この反応は速い過程であり、例えば $t\mu^*$ の形成速度は $\lambda_a^{(t)}=4 \times 10^{12} \text{ c}_t \phi \text{ s}^{-1}$ 程度と理論的に見積もられている[10]。ここで、 c_t は系に含まれる T_2 の割合であり、 D_2 の割合 c_d と $\text{c}_t = 1 - \text{c}_d$ の関係にある。 ϕ は液体水素密度（LHD, $4.25 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$ ）で規格化された密度である。

$t\mu^*$ 、 $d\mu^*$ は様々な原子過程を経て脱励起し、やがて基底状態にたどり着くが、この間にミュオン移行反応

$$d\mu(n) + t \rightarrow t\mu(n) + d + 48/n^2 \text{ eV}$$

を起こす。 n はそれぞれのミュオン原子の主量子数を示す。 $n \geq 2$ ではこの移行反応速度は $\lambda_{dt}^{(t)} = 10^{12} \text{ c}_t \phi \text{ s}^{-1}$ 程度である[15]。脱励起ののち基底状態までたどり着く速度はおおよそ $\lambda_a' = 7 \times 10^{10} \phi \text{ s}^{-1}$ であるから、多くの $d\mu^*$ から t へミュオン移行が起きると期待される。一方で、ミュオン移行反応は基底状態間（ $n=1$ ）では遅く、 $\lambda_{dt} = 10^8 \text{ c}_t \phi \text{ s}^{-1}$ である。

基底状態のミュオン原子 $d\mu(1s)$ 、 $t\mu(1s)$ は分子と衝突してミュオン分子 $dd\mu$ 、 $dt\mu$ 、 $tt\mu$ を形成する。分子形成の余剰エネルギーを分子振動に受け渡すことで、共鳴として高い分子形成速度を示すことが知られており、Vesman機構[7]と呼ばれる。 $dt\mu$ 形成の場合について



と書ける。

ここで、 $dt\mu$ は電子雲の広がりに対して非常に小さいため、 $[(dt\mu)e\text{-de}]$ は、 $dt\mu$ を新たな擬似核とみなした水素様分子となっている。ミュオン分子形成速度は過程によって大きく異なり、温度依存性もあるものの、典型的には $\lambda_{dt\mu} \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ 、 $\lambda_{dd\mu} \approx 10^6 \text{ s}^{-1}$ 、 $\lambda_{tt\mu} \approx 10^6 \text{ s}^{-1}$ である。 $dt\mu$ 形成速度が他のミュオン分子形成速度より格段に速い理由は、ミュオン分子の束縛エネルギーの違いに起因する。図2にミュオン分子のエネルギー準位を示したが、 $dt\mu$ （ $J=1$ ， $v=1$ ）の状態は $t\mu + d$ の解離に対して0.66 eVと浅い束縛エネルギーを持ち[16]、分子振動との結合が容易である。一方で、 $d\mu(1s) + \text{T}_2$ の衝突では、 $dt\mu$ （ $J=1$ ， $v=1$ ）の形成に48 eV以上の余剰エネルギーが生じ、分子振動にエネルギー移行できないため、ミュオン分子形成速度は大幅に低下する。 $dd\mu$ （ $J=1$ ， $v=1$ ）は束縛エ

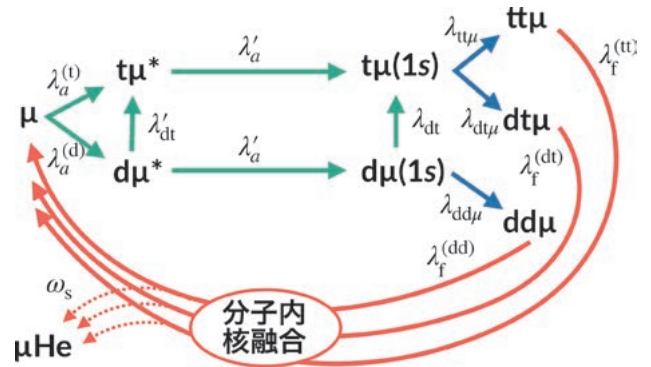


図1 基本的なミュオン触媒核融合サイクル。標的分子の存在は明記されていないが、例えば $d\mu(1s) \rightarrow t\mu(1s)$ は $d\mu(1s) + t \rightarrow t\mu(1s) + d$ を意味する。直線の矢印はミュオン原子過程を、曲線の矢印はミュオン分子内核融合を示す。

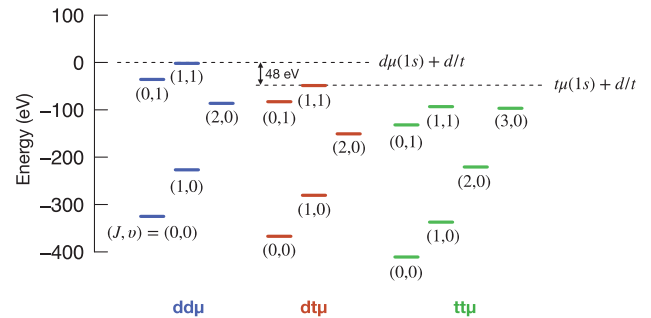


図2 ミュオン分子 $dd\mu$ 、 $dt\mu$ 、 $tt\mu$ のエネルギー準位図（[16]より、 $d\mu(1s) + d$ または t の解離しきい値を0として作成）。 J は回転量子数、 v は振動量子数を表す。

ネルギーが1.98 eVであり、 $d\mu(1s) + \text{D}_2$ の衝突では分子振動と結合可能である。

ミュオン分子内では核融合反応が引き続いて起こるが、その速度は $dt\mu$ で $\lambda_f^{(dt)} = 10^{12} \text{ s}^{-1}$ 、 $dd\mu$ で $\lambda_f^{(dd)} = 4 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 、 $tt\mu$ で $\lambda_f^{(tt)} \approx 1.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ となっている。核反応後に生じたヘリウム核にミュオンが付着すると、 μCF サイクルから外れ、不活性化される。この割合は核反応によって異なり、 $dt\mu$ で0.004、 $dd\mu$ で0.12、 $tt\mu$ で0.14と見積もられている。 $dt\mu$ でミュオン-ヘリウム付着率が小さいのは、核融合で放出されるエネルギーが大きく、ヘリウム核が高速で飛び出すためである。ミュオン分子形成速度、分子内核融合速度、核融合後のミュオン付着率から、 μCF の主たるサイクルは $dt\mu$ 形成を経て起こる。一つのミュオンが媒介する核融合回数 X_c は、 $dt\mu$ の分子内核融合後のミュオン付着率を ω_s 、サイクル率を λ_c として

$$X_c \approx (\omega_s + \lambda_0/\lambda_c \phi)^{-1}$$

と表せる[1]。 $\lambda_0 = 0.46 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ [17]はミュオンの自然崩壊率であり、サイクル率が十分に速い時、最大の核融合回数はミュオン付着率の逆数によって決まり、 $\omega_s = 0.004$ であれば $X_c = 250$ となる。

図3(a)に液体水素密度、 $\text{c}_t = \text{c}_d = 0.5$ の条件で計算した μCF の時間発展を示す[18]。時刻 $t=0$ で入射されたミュオンは、数psの間にそのほとんどがミュオン原子を形成する。サイクルの最初期は $t\mu^*$ と $d\mu^*$ が等量生成するものの、やがてミュオン移行反応により $t\mu(1s)$ の割合が増え

ていき、 10^{-9} s 経過後にはほとんどのミュオンが $t\mu(1s)$ として停留するようになる。これは $dt\mu$ 形成速度がサイクル全体の律速となっているためである。図 3 (b) に核融合回数の積算値を示した。支配的な寄与はこれまでの議論で期待される通り $dt\mu$ の分子内核融合で、ミュオンの自然崩壊寿命数程度（数 μ s）の間は増え続ける。核融合反応の速度は $dd\mu$ が $tt\mu$ より速いが、多くのミュオンが $t\mu(1s)$ として存在するため、核融合反応への寄与は $tt\mu$ が $dd\mu$ を上回る。

2.3 新しいミュオン触媒核融合

2.2 章で示した Vesman 機構を主軸としたモデルは特に低温の D_2 , HD 系で精密に検証され[8, 9], 理論と実験の間で良い一致を示しているが、 D_2/T_2 混合系では必ずしも十分な理解であるとは言えない。例えば、ミュオンが $d\mu(1s)$ にたどり着く割合を q_{1s} と書くが、この値が理論と実験の間で食い違っていることが指摘されている[14]。理論的には q_{1s} は c_t の増加に伴い急速に減少するものの、実験結果からは q_{1s} は c_t に対してより緩やかな変化が示唆されている[10]。

サイクル率の温度依存性についても議論がある。Jones らの実験[12]や Bom らの実験[13]では、800 K までの範囲で温度の上昇とともにサイクル率が上昇する結果が得られているが、 D_2 , HD 系に比べると実験値は少なく、理論との対応には課題も残る。Bom らは 1000–2000 K での実験によって新しい知見が得られることを指摘している。また、低温固体標的においても、Kawamura らの実験[11]で顕著な温度依存性が報告されている。

ラムザウア・タウンゼント効果を利用したミュオン原子ビーム実験[19]により、0.4 eV 程度での衝突によって $dt\mu$ 形成速度が低温での形成速度を 1 桁以上上回るという実験結果が報告されている。対応する理論計算[20]と比

較してもなお高い反応速度であり、詳細な理解には未だ課題を残している。

エネルギー変換効率の観点では、高温（ 10^3 K 前後）での μCF 機構の解明が必要不可欠である。我々は近年、ミュオン分子共鳴状態の形成・解離過程に着目し、 μCF モデルの拡張を試みている。ミュオン分子共鳴状態を経由する過程はサイドパスと呼ばれ、Froelich らによって検討された[21]が、近年の少数多体系理論の進展や、高エネルギー分解能検出器の登場などにより、格段に詳細な情報が得られる機会が整いつつある。

2.3.1 ミュオン分子共鳴状態

ミュオン原子 $d\mu$ や $t\mu$ は水素様原子であり、クーロン相互作用の下で $2s$, $2p$ 準位は縮退している。実際には真空分極効果などにより $2s$, $2p$ 準位の縮退は解けているが、その分裂幅は 0.1 eV のオーダーである。

励起ミュオン原子は荷電粒子の電場のもとで $2s/2p$ 混合を起こし、永久双極子モーメントを獲得する。これにより、例えば $d\mu(n=2)$ と d の間には距離の逆二乗に比例する双極子-イオン相互作用が働き、多数の共鳴準位を生じる[16, 22]。図 4 にミュオン分子 $dd\mu$ のボルン・オッペンハイマーポテンシャルを示す。ミュオン分子共鳴状態 $dd\mu^*$ は $d\mu(n=2) + d$ に収束する系列となって現れる。これらの共鳴状態は一定の寿命で $d\mu(1s) + d$ へ解離するが、最近の精密な少数多体計算[23]により、 $dd\mu^*$, $dt\mu^*$, $tt\mu^*$ の主たる解離過程は X 線を放出する輻射解離過程：

$$dd\mu^* \rightarrow d\mu(1s) + d + h\nu$$

であることが知られている。一方、X 線を放出しない無輻射解離過程：

$$dd\mu^* \rightarrow d\mu(1s) + d$$

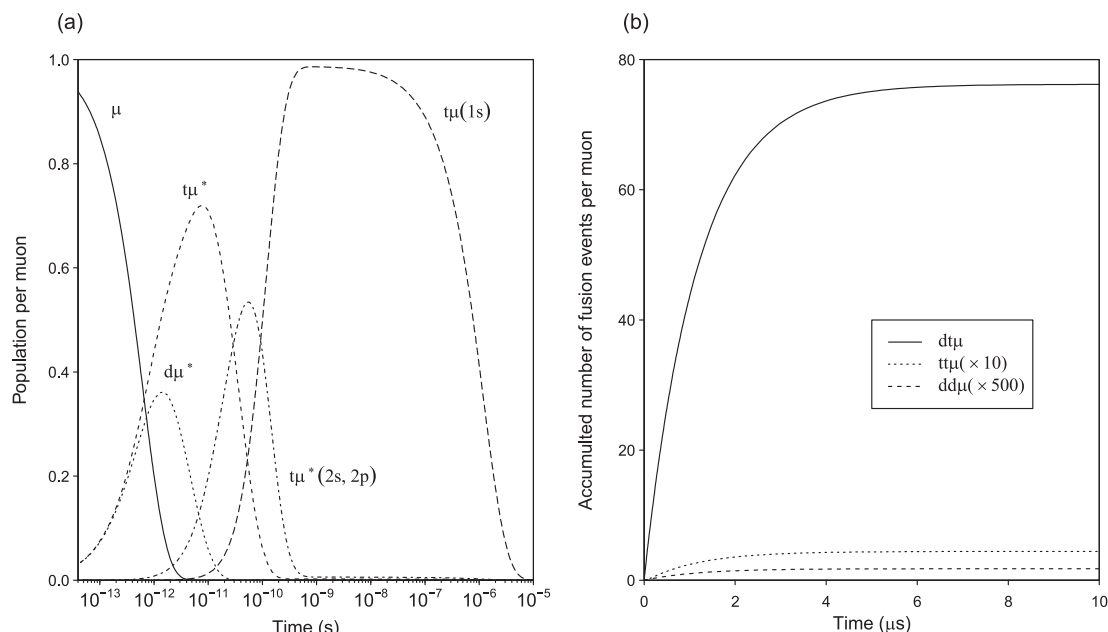


図 3 液体水素密度 ($\phi = 1$) における (a) 基本的なミュオン触媒核融合サイクル (図 1) の各成分の時間発展, (b) 各ミュオン分子を経由する核融合積算回数の時間発展。各成分は入射したミュオン数で規格化した。

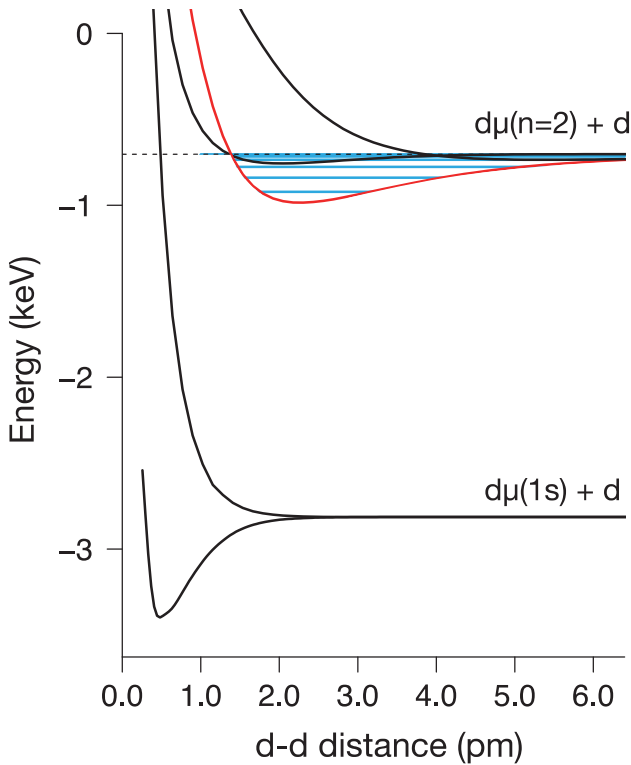


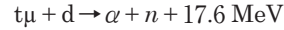
図4 ミュオン分子 $dd\mu$ のボルン・オッペンハイマーポテンシャル。水色の線は赤いポテンシャル内に形成される双極子共鳴系列を模式的に表している。

も存在する。前者の輻射解離過程において、放出されるX線は概ね1.7–2.0 keVのエネルギーに渡って特徴的なスペクトル形状[23]を示し、共鳴状態における核間波動関数形状を反映していると考えられる。無輻射解離過程の場合には脱励起のエネルギーは相対運動に分配されるため、1 keV程度の $d\mu(1s)$ を生成することになる。 $tt\mu^*$ の場合にも同様の機構で共鳴状態が存在し、無輻射解離によって1 keV程度の $t\mu(1s)$ が生じる。 $dt\mu^*$ の場合にも同様であるが、 $t\mu(1s) + d$ に至る分岐と $d\mu(1s) + t$ に至る分岐がある。輻射解離後の分岐比については精密計算を待つ段階にあるが、無輻射解離の場合の分岐比は $d\mu(1s) + t$ に至る割合が約9割と見積もられている[24]。したがって、ミュオン分子共鳴状態の形成・崩壊過程は μCF における $d\mu(1s)$ 分布を大きく変化させる可能性があり、 q_{1s} 問題の解決の糸口になると期待される。

ミュオン分子共鳴状態は、第一励起状態 ($n=2$) のミュオン原子と標的分子が衝突した際、Vesman機構と同様に、共鳴状態の形成に伴う余剰エネルギーを分子の振動回転励起に渡すことによって効率的に起こると期待される[21]。束縛状態のミュオン分子との大きな違いは、(i) Vesman機構が働くエネルギー範囲内に多数の共鳴単位が存在する点、(ii) 励起ミュオン原子の半径が基底状態のミュオン原子径に比べて大きく、幾何学的に大きな断面積が期待できる点にある。どちらもミュオン分子共鳴状態の形成速度を大きくする要因であり、先行研究の見積もりでは 10^{11} s^{-1} 程度であると考えられている[21]。これは、 $dt\mu$ の形成速度 10^8 s^{-1} に比べても速い過程であることがわかる。

2.3.2 飛翔中ミュオン触媒核融合

ミュオン分子の形成を経ず、ミュオン原子と原子核の衝突によって核融合反応が起きる過程



を飛翔中ミュオン触媒核融合 (fusion in-flight) と呼ぶ。ミュオンは原子核電荷を強く遮蔽するため、裸の核間の衝突に比べクーロン障壁が緩和される。また、ミュオンが原子核を“振り回す”非断熱効果も働き、核融合に必要な衝突のエネルギーは大きく低減される。Froelichらの計算[25]によると、1 keVの衝突エネルギーで $10^7 - 10^8 \text{ s}^{-1}$ 程度の核融合率が見込めるが、計算の数値的な不定性が大きく、今後より精密な計算が望まれる。

非電離ガス温度において、このような高エネルギーでの衝突は起こりにくい。先述のミュオン分子共鳴状態が無輻射解離した場合に生成するミュオン原子は1 keV程度の運動エネルギーを持つため、飛翔中核融合を起こす可能性がある。

2.3.3 ミュオン分子共鳴状態を取り入れた新しいモデル

我々は最近、上述のミュオン分子共鳴状態の形成およびその崩壊に続く飛翔中核融合過程を運動論的に解析した。図5に示す反応経路図のように、ミュオン原子の第一励起状態をあらわに扱い、ミュオン分子共鳴状態の形成・解離の寄与を取り込んだ。それぞれの反応経路について既知の値を用いる一方、完全熱化近似のもとで導かれた反応速度には定数倍の変化を許容した。また、これまで考慮されていなかった $dd\mu^*$ 、 $tt\mu^*$ 形成を取り入れ、飛翔中核融合の寄与を考慮した。時刻0でのミュオン量を1とし、各成分の時間発展を4次のRunge-Kutta法を用いて時間間隔 10^{-14} s 以下で時刻 10^{-5} s まで解いた[18] (計算法については[26]も参照されたい)。

図6に、新しいミュオン触媒核融合モデルでのサイクル率の計算結果を、これまでに知られている実験値、および2.2章で示した基本的なモデル (VM) での計算値と比較して示した。サイクル率はミュオン一つが媒介する核融合反応の数 X_c と

$$X_c^{-1} = W + \lambda_0 / \lambda_c \phi$$

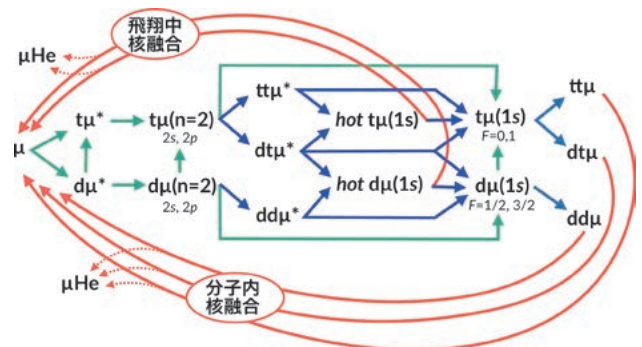


図5 ミュオン分子共鳴状態の形成・解離を含めて拡張したミュオン触媒核融合サイクル。上側の矢印はミュオン分子共鳴状態の無輻射解離によって生じた1 keV程度のミュオン原子が標的分子と衝突して進行する飛翔中核融合を示す。

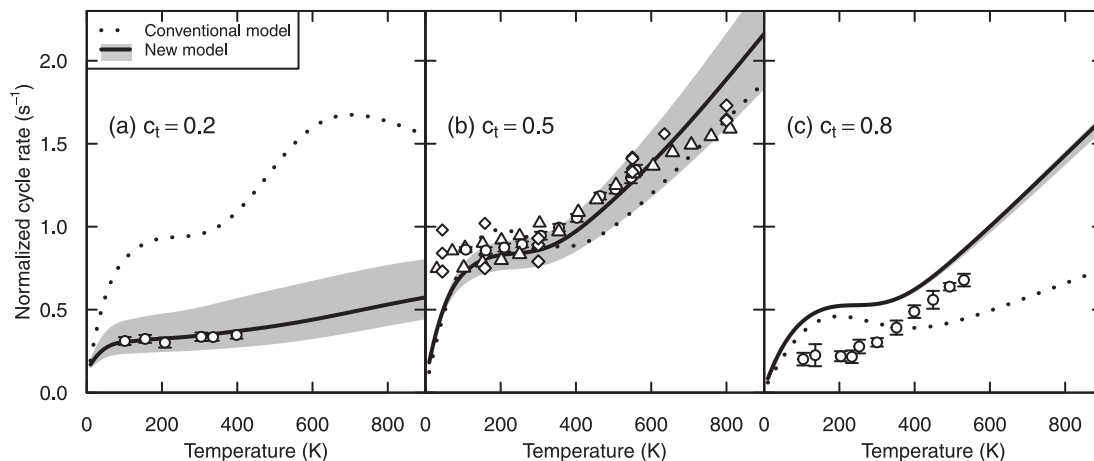
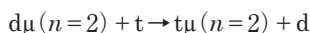


図6 新しいミュオン触媒核融合サイクルによって計算されたサイクル率の温度依存性を実線で示した。影領域は $dt\mu^*$ の輻射解離後の分岐比 ($t\mu(1s)+d$ へ至る割合) を0.1-0.9の範囲で変化させた時の範囲である。点線で図1の簡単なモデルによる計算値を比較した。各点は実験値であり、丸：[12]，上向三角：[10]，下向三角：[11]，菱形[13]による。

の関係にある。 W は実効的なミュオンの付着確率であり、 $\mu\alpha$ の再活性化確率 R およびミュオン付着率 ω_s によって $W = (1-R)\omega_s$ と近似できる。(a) $c_t=0.1$ のように、 T_2 割合が小さい条件では、VMは大きく実験結果を過大評価するが、新しいモデルでは非常によい一致を示し、(b) $c_t=0.5$ の条件でも実験結果の再現性がよい。これは、ミュオン分子共鳴状態の形成・解離が第一励起ミュオン原子間のミュオン移行反応



と競合し、 $dt\mu^*$ 、 $dd\mu^*$ を経由して $t\mu(1s)$ 量が抑制されたためであると考えられる。(c) $c_t=0.8$ では、低温領域で一致が悪いが、高温領域での一致はある程度よい。

今回のモデルを高温側へ外挿すると、2000 K程度まではサイクル率が上昇することが示唆される。これより高温では水素分子の解離が始まり、ミュオン分子・ミュオン分子共鳴状態ともに形成速度が落ちるため、サイクル率は急激に低下する。

2.4 今後の展望

高温領域でのミュオン触媒核融合は、実験値が少なく、今後の研究に期待する部分も大きい。核融合炉への実用的な展開のために重要な役割を果たす。本章で紹介したような、ミュオン分子共鳴状態を新たな要素として、より精緻な機構の確立が急がれる。

このためには、最新の理論と実験の両面から、いくつか基礎的な研究が必要である。例えば、ミュオン原子はミュオン移行反応に伴って、熱温度に対して非常に大きな運動エネルギーを持って生成する。これまでの多くの理論計算ではミュオン原子が完全に熱化するという仮定を用いることが多かったが、非熱化ミュオン原子過程の重要性は古くから認識されている[27,28]。加えて、本章で紹介したミュオン分子共鳴状態の解離によっても大きな運動エネルギーが解放されることとなり、その理解を一層複雑なものにしている。

少数多体系理論の観点では、ミュオン分子共鳴状態と

電子の相互作用が大きな課題である。通常のミュオン分子は径が小さく、擬似核として取り扱うことができるが、ミュオン分子共鳴状態はこれに比べて格段に大きな構造を持ち、その形成過程・解離過程の予言には電子との相互作用を厳密な形で取り込んだ大規模な精密理論解析が不可欠である[29]。

一方で、ミュオン分子共鳴状態の輻射解離過程は、1.7-2.0 keVのX線として観測可能であり、ミュオン原子の $2p \rightarrow 1s$ 遷移の単色X線(2 keV)と区別できれば、新しいミュオン触媒核融合モデルの検証に大きな前進をもたらす。そのためには、超伝導遷移端検出器のような高エネルギー分解能の検出器が必要となる[30]。

本章では、ミュオン触媒核融合の基礎を概観し、エネルギー源としての利用に向けた高温領域での運動論的解析について紹介した。ミュオン分子共鳴状態を中心に取入れた、これまでの観測結果を広い範囲で説明する新しいモデルを提案し、今後の研究の課題を整理した。

参考文献

- [1] L.I. Ponomarev, *Contemp. Phys.* **31**, 219 (1990).
- [2] P. Froelich, *Adv. Phys.* **41**, 405 (1992).
- [3] N. Nagamine and M. Kamimura, *Adv. Nucl. Phys.* **24**, 151 (1998).
- [4] F.C. Frank, *Nature* **160**, 525 (1947).
- [5] A.D. Sakharov, *Nucl. Phys. MESONS* (1948).
- [6] L.W. Alvarez *et al.*, *Phys. Rev.* **105**, 1127 (1957).
- [7] E.A. Vesman, *ZhETF Pisma Redaktsiui* **5**, 113 (1967).
- [8] C. Petitjean *et al.*, *Hyperfine Interact.* **118**, 127 (1999).
- [9] D.V. Balin *et al.*, *Phys. Part. Nucl.* **42**, 185 (2011).
- [10] W.H. Breunlich *et al.*, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **39**, 311 (1989).
- [11] N. Kawamura *et al.*, *Prog. Theo. Phys. Suppl.* **154**, 233 (2004).
- [12] S.E. Jones *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1757 (1983).
- [13] V.R. Bom *et al.*, *J. Exp. Theo. Phys.* **100**, 663 (2005).
- [14] L.I. Menshikov and L.I. Ponomarev, *Pis'ma Zh. Eksp.*

- Teor. Fiz. **39**, 542 (1984) [JETP Lett. **39**, 663 (1984)].
- [15] W. Czapliński *et al.*, Phys. Rev. A **50**, 525 (1994).
 - [16] S. Hara and T. Ishihara, Phys. Rev. A **40**, 4232 (1989).
 - [17] Particle Data Group, Prog. Theo. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
 - [18] T. Yamashita *et al.*, Sci. Rep. **12**, 6393 (2022).
 - [19] M.C. Fujiwara *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1642 (2000).
 - [20] M.P. Faifman *et al.*, Hyperfine Interact. **101**, 179 (1996).
 - [21] P. Froelich and J. Wallenius, Phys. Rev. Lett. **75**, 2108 (1995).
 - [22] I. Shimamura, Phys. Rev. A **40**, 4863 (1989).
 - [23] S. Kilic *et al.*, Phys. Rev. A **70**, 042506 (2004).
 - [24] Y. Kino and M. Kamimura, Hyperfine Interact. **101**, 191 (1996).
 - [25] P. Froelich *et al.*, Phys. Lett. A **189**, 307 (1994).
 - [26] T. Yamashita *et al.*, Fus. Eng. Des. **169**, 112580 (2021).
 - [27] M. Jeitler *et al.*, Phys. Rev. A **51**, 2881 (1995).
 - [28] M. Filipowicz *et al.*, Il Nuovo Cimento D **20**, 155 (1998).
 - [29] M. Niiyama *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **1412**, 222013 (2020).
 - [30] S. Okada *et al.*, J. Low Temp. Phys. **200**, 445 (2020).

小特集 ミュオン触媒核融合の新展開

3. 粒子およびエネルギー拡散長と定常ミュオン触媒核融合炉の寸法

3. Dimensions of Steady-State Muon-Catalyzed Nuclear Fusion Reactor through Particle and Energy Diffusion Ranges

佐藤 元泰, 小林 直人, 中谷 伸, 藤田 明希¹⁾

SATO Motoyasu, KOBAYASHI Naoto, NAKATANI Shin and FUJITA Aki¹⁾

中部大学, ¹⁾ 科学技術研究所(株)

(原稿受付: 2023年 2 月 26 日)

本章では, ミュオン触媒核融合炉のプロトタイプ概念設計を示す. ミュオン触媒核融合炉は, プラズマを用いないため, 閉じ込め磁場や, レーザー照射による爆縮も不要である. 非電離のミュオン原子が, 高密度, 通常の高電離のミュオン三重水素 $d\mu$ と重水 d の二体衝突, 或いは, $dt\mu$ 分子を形成, 分子内振動によって核融合反応に至る. $dt\mu$ 炉の設計事例を示す. 炉心は, 高密度 ($\sim 4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) の重水素と三重水素の混合気体, ここに毎秒 3×10^{16} 個のミュオンが入射される. 毎秒 10^{19} s^{-1} 回の核融合が発生, 熱出力 28 MW, 電気出力 10 MW (カルノー効率 35%) が生み出される. 核融合で発生するアルファ粒子のエネルギーは, 反応炉内のガスによって熱に変わり, 中性子とそのエネルギーは炉の周囲を囲む遮へい材と冷却水によって回収される. 燃料の補給, アルファ粒子の回収及び冷却のため, 炉心には, dt ガスが超音速で流入・流出する. このガスの温度は, 通常空燃比 15 程度の内燃機関と同等の 500 K 程度である.

Keywords:

muonic fusion, ramjet nuclear fusion, magnetic field free, supersonic circulating closed wind tunnel

3.1 ミュオン触媒核融合炉心の設計

3.1.1 ミュオン触媒核融合の粒子衝突

前章で, 木野・山下等が述べているように, ミュオン触媒核融合は, 複雑な衝突過程で成り立っている.

ミュオン入射→励起ミュオン原子形成過程→脱励起・移行過程→ミュオン触媒核融合・ミュオン再放出過程→励起ミュオン原子形成…を繰り返す. 各過程の間では, ミュオン原子と周囲の d , t 原子の衝突によるエネルギーと運動量の授受・変換が行われる. 山下・木野は, 図 1 に示すような計算結果を示している. 図 1 の上の図は, 各々の衝突によって生じる粒子数の時間変化, 下の図は粒子のエネルギーの時間変化をそれぞれ, ミュオン数で規格化して示している[1].

複雑な物理過程であるが, 巨視的, すなわち工学応用の見地からは, その衝突頻度 (反応率) Γ を,

$$\Gamma = n_{\mu} n_{d+t} \langle \sigma_i v \rangle N_c \quad (1)$$

で表記することができる. ここで, n_{μ} , n_{d+t} , σ_i , v は, それぞれ, ミュオン原子密度, 標的ガス密度, 粒子間の各種の衝突断面積, 及び粒子間の相対速度である. この衝突断面積は, 非電離状態の原子間のさまざまな衝突である. $\langle \sigma_i v \rangle$ には図 1 をデータベース化したものを適用する. この理論を工学的に活用するには, ミュオン数は,

統計力学的にエルゴード仮説が成立する以下でなければならない. つまり, n_{d+t} の高密度非電離気体原子・分子とミュオン原子の衝突確率に比べて, ミュオン同士またはミュオン原子同士の衝突頻度が十分に低くなければならない.

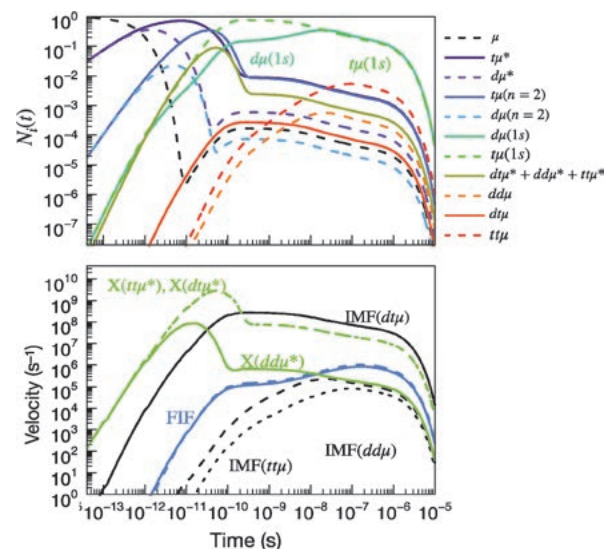


図 1 ミュオン触媒核融合過程の時間解析.

corresponding author's e-mail: satomoto@isc.chubu.ac.jp

Chubu University, Kasugai, AICHI 487-0027, Japan

3.1.2 ミュオンの拡散範囲

図1に示す様に、ミュオンは、高密度D/T混合気体の標的の中を蛇行し、その寿命2.2 μs で崩壊するまで、ミュオン触媒サイクルを繰り返す。

サイクル中には、2つの基本的なステップ長がある。第一は、ミュオンが標的ガス中でd又はt原子の電子と交換しミュオン原子を形成するまでのミュオン平均自由行程(飛程)で、

$$r_{\text{stop}} \sim 0.01/\Phi \quad (\text{mm}) \quad (2)$$

ここで、 $\Phi = 1$ は、液体水素密度(LHD = $4.25 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$)で正規化した標的密度である。

二つ目は、高エネルギー($\sim 1.4 \text{ keV}$)のミュオン原子が、移行過程を経て核融合を引き起こすまでの時間と飛程が重要になる。飛翔型が最も短く 10^{-9} s のオーダーで対応する飛距離 r_k は

$$r_k \sim 1/\langle \sigma n_{d+t} \rangle \sim 0.012/\Phi \text{ mm} \quad (3)$$

と試算されている。分子形成型の移行過程は数倍長い。

再生ミュオンが10.5 keVで放出され、次のミュオンサイクルが始まる。ミュオンサイクルは、半径 r_c

$$r_c = \sqrt{r_{\text{stop}}^2 + r_k^2} \sim 0.0156/\Phi \text{ mm} \quad (4)$$

の球内に収まる。

ミュオンの放射は、立体角 4π に対し等方的であり、一個のミュオンによる N_{cycle} 回の核融合は、半径 R

$$R_0 \sim (N_{\text{cycle}})^{1/2} r_c \quad (5)$$

の球内に収まる。

外部から入射された新鮮なミュオンは半径 r_{scatter} の円錐の内部に散乱する。核融合反応部の半径 R_{reactor} は

$$R_{\text{reactor}} = R_0 + r_{\text{scatter}} \quad (6)$$

になる。ミュオンの散乱範囲は、ミュオン源の法式に大きく依存する。本項では、 $r_{\text{scatter}} = 5 \text{ mm}$ を仮定する。

核融合で発生する3.5 MeVのアルファ粒子の飛程 δ を

SRIMコードで推算、 $\Phi \sim 0.2$ に対し $\delta \sim 1 \text{ mm}$ 、 $\Phi \sim 1.0$ に対し、 $\delta \sim 0.2 \text{ mm}$ 程度になる。したがって、

$$R_0 > \delta \quad (7)$$

即ち、アルファ線は、炉芯の内部で、非弾性・弾性衝突により、標的ガス中にエネルギーを供給し、冷却される。

また中性子線はすべて、反応領域の外側に散逸する。

表1から、密度 $n_0 > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ において、反応部に必要な高密度ガスの範囲は、直径 $D \sim 10 \text{ mm}$ 、体積約 4 cm^3 である。この 0.3 m^3 の球内全部を高圧のd, tガスで満たす必要は全くない。ミュオン触媒核融合は、Projectile (エネルギーが、Inflight型1.4 keV, サイドパス型48 eVおよび分子形成型1 eV以下)と、Target (熱力学的温度が300~800 Kの重水素・三重水素混合気)は、エネルギーが強い非平衡にある。密度に関しても、Targetは高密度 $4.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ 、Projectileは 10^{19} cm^{-3} のオーダーであり、

表1 ミュオン触媒核融合反応の飛程 (単位 mm)。

飛程	式, 単位 (mm)	標的密 Φ	
		0.2	1.0
再生ミュオン	$r_{\text{stop}} \approx 0.01/\Phi$	0.05	0.01
飛翔型反応	$r_k = 1/\langle \sigma n_{d+t} \rangle \approx 0.012/\Phi$	0.06	0.012
ミュオン1サイクルの飛程	$r_c = \sqrt{r_{\text{stop}}^2 + r_k^2} / \Phi$	0.39	0.1
N_{cycle} 飛程合計	$R_0 \approx \sqrt{N_{\text{cycle}}} r_c$	4.7	1.2
n_μ 個ミュオン拡散範囲	$R_{\text{reactor}} \approx R_0 + r_{\text{scatter}}$	9.7	6.2
アルファ粒子飛程	δ	1	0.2
反応部直径	D	< 10	< 6.5

圧力としても、ProjectileとTargetは非平衡である。この巨大な非平衡下で、核融合を起こすと云うことは、大きなチャレンジである。

3.2.1 ミュオン触媒核融合炉の基礎設計

3.2.1.1 必要なミュオン数の推算

低温で高密度の衝突系であるから、古典拡散としてミュオン触媒核融合の炉心を扱うことができる。磁場閉じ込め熱平衡プラズマ核融合がプラズマの異常拡散に支配されることに対し、ミュオン触媒核融合がもつ基本的メリットである。

以下に、熱出力28MW (発電効率約30%として、電気出力10MW)で、連続運転するミュオン触媒核融合炉を事例として、主要なパラメータと構造を示していく。

ミュオン触媒核融合炉心は、負ミュオンが、液体密度 ($4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ オーダー)に近い高密度の重水素dとd又はdと三重水素tの気体に入射される。

1回のdt核融合では、14.1 MeVの中性子と3.5 MeVのアルファ粒子が発生し、ジュールに換算すると $2.8 \times 10^{-12} \text{ J}$ のエネルギーが発生する。したがって、28 MW出力を得るには、核融合回数は、

$$2.8 \times 10^7 (\text{J/s}) / 2.8 \times 10^{-12} (\text{J}) = 10^{19} \text{ s}^{-1} \quad (8)$$

150~100回のミュオン触媒サイクルを仮定すれば、 $n_\mu = 0.7 \sim 1 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}$ の新鮮ミュオンも供給が必要である。(ここで、新鮮ミュオン (fresh muon) とは、ミュオン触媒核融合後にフリーとなったミュオンに対して、新たに導入したミュオンのことを指す。)

3.2.1.2 ラムジェット型ミュオン触媒核融合反応炉の炉心

表1から、密度 $n_0 > 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ において、反応部に必要な高密度ガスは、直径10 mm、体積約 4 cm^3 である。

1980~90年代には、図2(a)に示すように容器に高圧ガスを封入し、ミュオンは厚い耐圧壁を貫通させて入射された。経済性が必要な核融合炉としては、ミュオンを効率良く導入するため容器の壁を、薄くする必要がある。共著者のA. Fujitaは、パスカルの原理が働かない超音速流れを利用する方法を提案した。図2(b)に示すように、高圧タンクからラバールノズルを通して、マッハ1の流速でガスを噴出させる。圧力と熱エネルギーが運動エネルギーに換わり、ノズル壁面の圧力が降下する。炉心は

高いガス密度が必要であるから、流れの中に選択的に流速を下げて、圧力が局部的に高くなる特異点を作る。超音速流れの中にラム（衝角）と呼ばれる鋭い楔を設置する。超音速流れでは、楔によって流れ（流線）の方向が屈折し、斜め衝撃波と呼ばれる不連続な面が生じる。この衝撃波の前面（上流側）と後面（下流側）の間は不連続で速度差が生じ、その結果、衝撃波の後面では、圧力と密度が上昇する。2箇所以上のラムから二つの斜め衝撃波を発生させると、軸上にマッハ反射と呼ばれる特異点を形成する。マッハ反射の背面は亜音速になっており、ガス密度が元のタンク圧の70%程度にまで回復したからガス塊ができる。このガス塊は、中心から軸および半径方向に拡散する。このガス塊にミュオンを入射し、核融合炉心とする。この高密度面で生じた核融合による温度上昇と圧力は音速で伝播する。このため、マッハ反射面には、上流から超音速で流れ込んできているので、この背面にできた擾乱は遡行できない。ゆえに、マッハ反射は、核融合反応の有無に関わらず、定常・安定に発生する。（磁場による核融合や慣性核融合のような、電磁場の効果が支配的な系では、プラズマの擾乱は電磁的に広がる。）図2(b)に示すように、薄い三角翼を対面に重ね合せに設置するBusemann Biplane型を示している。同軸型のラムジェットもある。これらは、高速飛翔体の推進器など、航空工学でよく知られている。

3.3 ミュオン触媒核融合の炉工学

3.3.1 核融合炉のシステム

図3はラムジェットを炉心とする閉鎖型のdまたはd/tガス循環・定常・小型ミュオン触媒核融合炉システム例である。

循環する密閉形超音速風洞の流路に、ラム圧発生部を設け炉心を形成する。前節で示したラムジェットエンジンの化学燃焼を核融合反応に置き換えたコジェネレーション機関である。

循環流は、核融合で生じるアルファ粒子のエネルギーと未使用の重水素と三重水素の回収、炉壁の強制冷却、核融合中性子を使ったトリチウム増殖、中性子からの熱

回収と発電等、核融合炉として必要な機能のパッケージである。

最初に開発するミュオン触媒核融合炉として、一万馬力級（熱出力28MW、電気出力10MW程度）を事例とする。

- ・炉心部から中性子とアルファ粒子が等角（ 4π ）方向に飛び出す。
- ・中性子は、炉心を取り囲む軽水および中性子減速・吸収材で吸収遮蔽、熱回収する。このエネルギーは加圧型軽水炉の形式で回収し発電に用いられる。
- ・循環ガスで吸収したアルファ粒子のエネルギーは、高効率熱電変換素子で回収、循環ガスコンプレッサーを駆動する。
- ・この全システムの概算寸法は、 $10 \times 5 \times 5$ m、中性子遮蔽壁をふくめて、遮蔽冷却水タンクは 50 m^3 以上と試算している。

3.3.2 ミュオン触媒核融合のスケーリング

表1に示す、標的のガス密度 n_{target} に比べて新鮮ミュオン数密度が十分に小さい場合について考察する。

ミュオンが一生を終える範囲 R_0 の数密度は十分に低くミュオンの間に相互干渉はない

$$(n_{\text{fresh muon}} \ll n_{\text{target}}) \quad (9).$$

核融合反応式は、

$$d + t + \mu \rightarrow n (14.1 \text{ MeV}) + {}^4\text{He} (3.5 \text{ MeV}) \quad (10)$$

$$d + d + \mu \rightarrow n (2.45 \text{ MeV}) + {}^3\text{He} (0.82 \text{ MeV}) \quad (11)$$

$$p (3.03 \text{ MeV}) + t (1.01 \text{ MeV}) \quad (12).$$

ddの反応(11)と(12)の割合は1:1であるが、(12)の反応からは中性子は得られない。

$n_{\text{fresh muon}}$ 個のミュオンが N_{cycle} 回核融合して放出するエネルギー W は、 $d-t\mu$ で

$$W_{dt} = 17.1 \text{ MeV} \times N_{\text{cycle}} \times n_{\text{fresh muon}} \quad (13)$$

d-d μ 核融合で

$$W_{dd} = 3.27 \text{ MeV} \times 1/2 N_{\text{cycle}} \times n_{\text{fresh muon}} \quad (14).$$

ここで、 N_c は山下・木野の報告から、ミュオン触媒核融合の一世代に必要な時間 τ_f を求め、ミュオンの寿命 τ_μ の間に発生する核融合反応回数で、

$$N_c = \tau_\mu / \tau_f \quad (15)$$

である。

核融合で発生するエネルギーは、中性子エネルギー E_n とアルファ粒子など生成ガスのエネルギー E_α 、ミュオン1つの生成エネルギーを E_μ とし、エネルギーバランス式は、

$$\begin{aligned} P_{\text{out}} &= P_{\text{in}} + P_f \\ &= E_\mu \times n_{\text{fresh muon}} + (E_n + E_\alpha) \times n_{\text{fresh muon}} \end{aligned} \quad (16)$$

である。粒子輸送過程では古典拡散が支配的である。

3.3.3 ミュオン触媒核融合のゲイン

デシベル表現は、電圧、電力、音圧などの物理量を、基準レベルを0 dbとし、その基準値に対してどれほど大

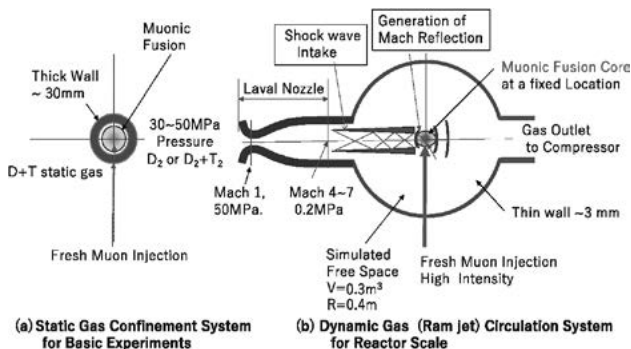


図2 (a)封止（静圧）球モデル。高い内圧に耐える厚い半径の小さい同心球。厚い殻壁でミュオンが減衰。(b)ラバールノズ・ラムジェットモデル：超音速流れ場中に斜め衝撃波を立て、そのラム厚の集積で超小密度の淀み（特異点）を作る。この淀み点にミュオンを入射し核融合を起こす。

きいか、または小さいかを表現したものである。異なるシステムがカスケードにつながっている場合に、全体性能を各システムのゲインの和として計算できる。一方、核融合研究で一般的に用いられるQ値は、各段の効率の積である。

ミュオン触媒核融合のゲイン G は、ミュオン発生に必要なエネルギー P_{in} を基準として、

$$G = 10 \log(P_f/P_{in}) \\ = 10 \log((E_n + E_\alpha) \times N_{cycle}/E_\mu) \text{ (db)}. \quad (17)$$

である。

$dt\mu$ と $dd\mu$ 核融合ゲインの計算例を表2に示す。

$dt\mu$ は、表2に太字の部分で、核融合出力が入力を上まわる。 $N_{cycle} = 300$ のとき、ゲイン5.45 dbが得られ、ミュオン触媒核融合が単独でエネルギー源として使える可能性を示している。

これに対し、 $dd\mu$ は、ゲインがほとんど $-30 \sim -40$ dBである。 $dd\mu$ は、システムに供給したエネルギーの1/1,000から1/10,000のエネルギーしか得られない。 dd 核融合はエネルギー源として単独では活用できない。しかし、トリチウムを用いないなどの使いやすさに優れており、さまざまな中性子源としての用途は広い。特に、小型のパルス加速器が実用化したならば、医療用や工業用機器としての用途が広がる。エネルギー源としても、酸化トリウム固体炉を $dd\mu$ 核融合で制御する提案をしている。この固体炉を未臨界として、必要な中性子を $dd\mu$ によって補給する。トリウム炉の中性子エネルギーゲインは60 dB

表2 ミュオン触媒核融合ゲインの計算例。

	E_μ (GeV)	$dt\mu \ E_n + E_\alpha = 17.6$ (MeV)			$dd\mu \ E_n + E_\alpha = 3.03$ (MeV)		
N_{cycle}		300	100	10	1	0.5	0.1
G (db)	1.5	5.45	0.68	-7.3	-27	-30	-37
	3.0	2.44	-2.3		-30	-33	-40
	5.28	0			-32	-36	-42
	5.5	-0.18					

あるから、 $dd\mu$ 核融合の後段増幅器とすれば、総合電力ゲインは20~30 dB、すなわち $Q = 100 \sim 1000$ が得られる。ミュオンの高い制御性と、2.45 MeV中性子は、PuやMAを出さないクリーンな核分裂系列を持つ。未臨界という原理的な安全性、クリーン性を兼ね備えた核融合の中小型発電などのへ利用も開けるのではと考えられる。

謝 辞

本研究は、内閣府ImPACT：核変換による高レベル放射性廃棄物の大幅な低減・資源化「核融合中性子のLLFPの分離・核変換への応用」及び文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究「宇宙観測計測器と量子ビームの出会い：計画研究B02マッハ衝撃波緩衝領域での飛行中ミュオン触媒核融合の創生[1]」の支援を受けている。

参考文献

- [1] 科学研究費補助金 新学術領域研究「宇宙観測計測器と量子ビームの出会い」計画研究B02(2018~2022年度)。

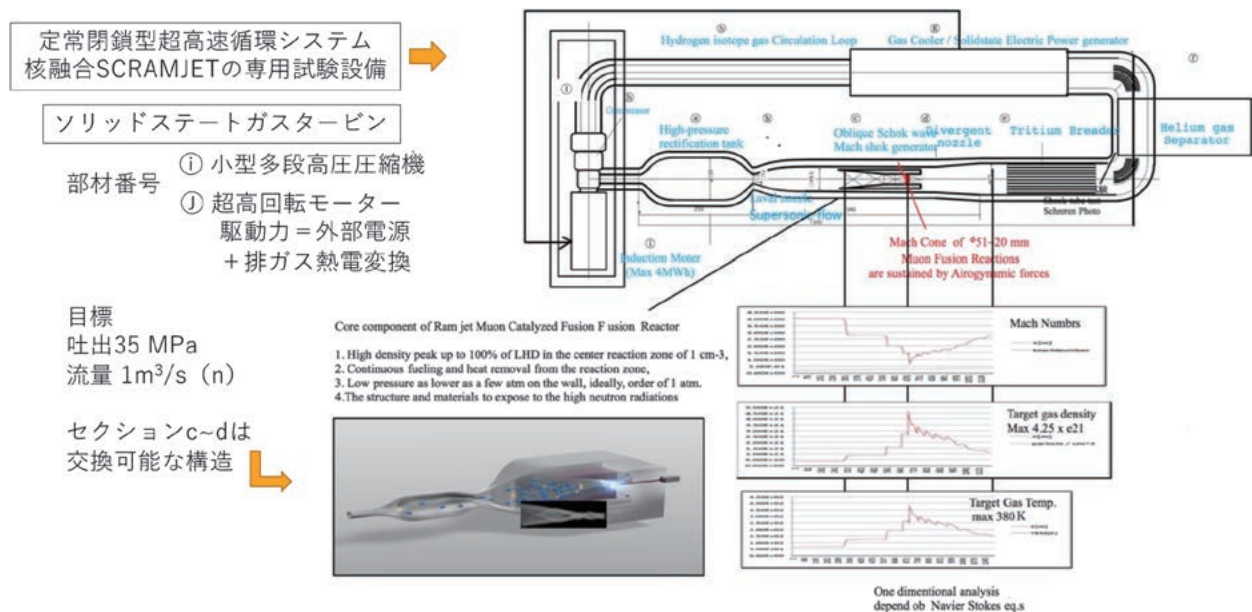


図3 ミュオン触媒核融合炉のシステム概念図。

小特集 ミュオン触媒核融合の新展開

4. 圧縮性超音速流体のラム圧により μ CF 炉芯部を閉じ込める新しい概念

4. New Concept of Confining μ CF Nuclear Reactor by Ram Pressure of Compressible Supersonic Fluid

棚橋 美治

TANAHASHI Yoshiharu

中部大学 理工学部宇宙航空学科

(原稿受付：2022年12月27日)

ミュオン触媒核融合炉・中性子源の炉芯部は、磁場も慣性力も必要としない。超音速気流中にラム圧により高圧流れ場環境を生成することにより、炉壁から非接触に保持・隔離されるものである。本章では、核融合中性子による長寿命核廃棄物 (LLFP) の分離・核変換への応用に用いる新しい核融合中性子源の開発をめざし、ミュオンを高密度の重水素標的に入射する新しい小型の実験装置として、超音速風洞を用いてラム圧により高密度高圧流れ場環境を生成するという核融合炉芯に関する空力構造の工学概念を説明し、設計例を提示する。核融合と超音速流体力学の新しい学際研究を拓くものと期待される。

Keywords:

ramjet intake, supersonic fluid, shock wave, compressibility, LLFP, DMCF, nuclear reactor

4.1 緒言

中性子照射 LLFP 短寿命化用ミュオン原子/プラズマ核融合中性子源の基礎研究として、ラムジェット衝撃波圧縮方式により標的を保持する以下の概念を創出した。

- 1) 粒子・エネルギー平衡系として、ラムジェット衝撃波圧縮方式による高圧領域にミュオン粒子を補給し、レーザー照射で熱を補給する。
- 2) 力学的平衡系として、この高密度・高温領域は、常に膨張し拡散していくが、衝撃波反射の繰返しによる亜音速域での高圧域、レーザーによる高温域を形成する。これにより熱力学的平衡状態となり、閉じ込め磁場等の電磁力が不要となる。

ラムジェット衝撃波圧縮方式は、図1のラムジェットの概念図[1]や図2の超音速航空機のエンジン空気取入口模式図[2]に示す様に、戦後本格的に進められてきたラム

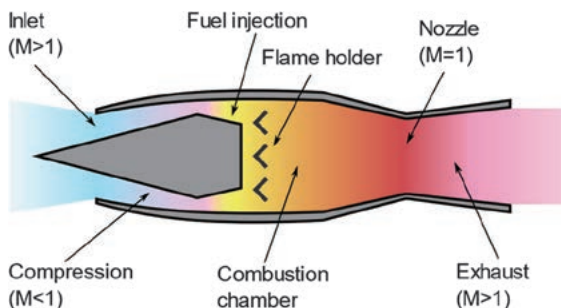


図1 ラムジェットの概念図[1].

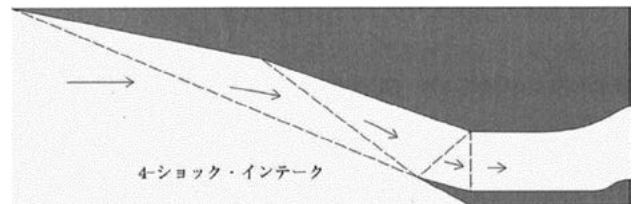


図2 超音速航空機のエンジン空気取入口模式図[2].

ジェットエンジンの研究開発に於いて、JAXA等国内外で実績のある手法[3]であり、今回、核融合実現に効果的な手法として活用が期待されている。

4.2 ラバールノズル及びラムジェット超音速空気取入口を活用した高圧域の生成方法

ミュオンを 1 cm^3 程の核融合領域で捉え、 3 MPa 程の高圧で 10^{21} cm^{-3} 規模の高密度ガス層を空間的に保持し、定期的に反応ガスを交換し、さらに発生した熱を取り除く。この実証実験には、 1 s 以上の気流持続時間で、高速の高圧領域が生成できることが必要である。

そのため、図3の高速高圧流れ場生成の模式図に示す様に、超音速流を模擬できる風洞の気流中に、ラムジェットエンジン研究で実績のある楔型空気取入口を用いて斜め衝撃波を発生させ、複数回反射させることにより、静圧が上昇して音速以下の状態まで減速し、高圧の連続的な流れ場が形成される。図4にラムジェット衝撃波圧縮

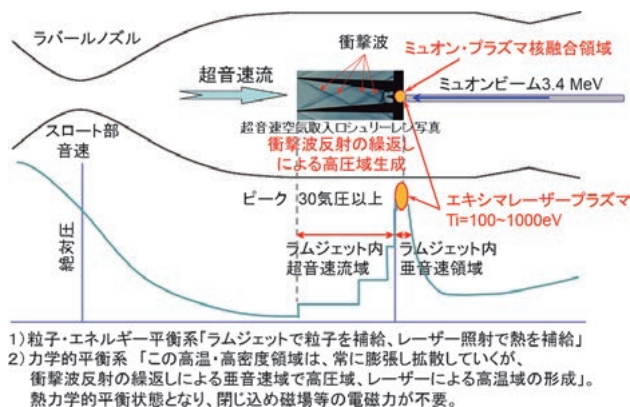


図3 高速高圧流れ場生成の模式図 [3].

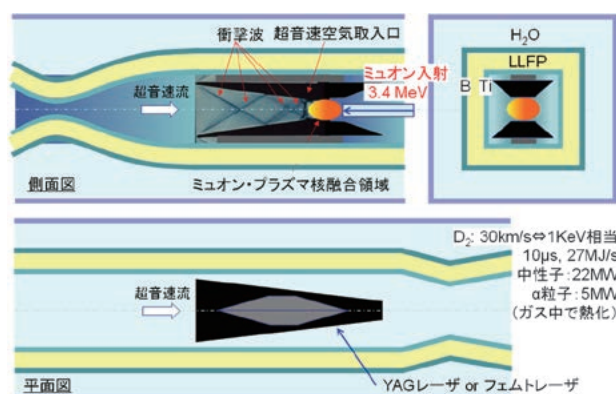


図4 ラムジェット衝撃波圧縮方式により標的を保持する概念図[3].

方式により標的を保持する概念図を示す.

気流の持続時間は、上流側の貯気槽の圧力と容積により調整可能である。1～数sレベルの気流持続時間であれば、He或いはD₂のボンベと貯気槽を用いて比較的経済的に貯気システムが構築できる。空気取入口のスロート部は境界層厚の影響を考慮して10～20 mmの高さとし、1 cm³程の核融合領域を設ける。高密度及び高温の流れ場は、ミュオン粒子の入射及びエキシマレーザーによるプラズマ生成により実現させる。ミュオン入射及びエキシマレーザーの投入方向は設備計画の中で調整する。空気取入口の後流側は、亜音速流として気体を回収する。

図5にスケールモデルによる基礎実験の全体計画（スケジュールとマイルストーン）の概要を示す。

また、図6に高密度高圧生成領域のサイズ及び流量の規模を示す。

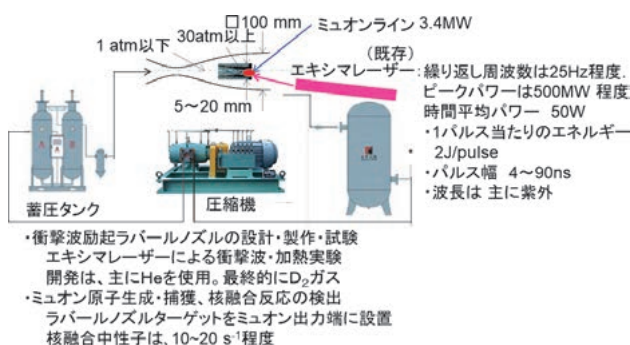


図5 スケールモデルによる基礎実験の全体計画（スケジュールとマイルストーン）。

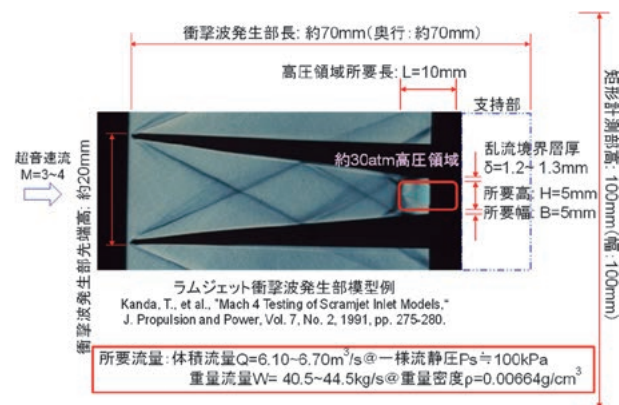


図6 高密度高圧領域のサイズ及び流量[3].

ここで、核融合領域において音速に近い流れ場が必要な理由は、以下の通りである。

- 1) 上流側は超音速流であるため、核融合生成域の流れが上流に殆ど遡及しない。
- 2) 生成流は瞬時に後流に移動するため、原料ガスの置換が速やかに行われる。
- 3) DT核融合で発生したヘリウム原子（アルファ粒子）を分離し、ミュオンがアルファ粒子に捉えられ、損失する割合が減少する。
- 4) 核融合反応が継続すると、アルファ粒子が発生し、高エネルギーの熱が標的の中に発生する。これを除去しないと標的の形状が維持できない。
- 5) 音速付近で流出すれば、このアルファ粒子からの発熱は、高速流によって後流遠方に運ばれるため、標的は安定に更新、保持され続ける。

4.3 高圧領域生成用衝撃風洞設備概要

本格設備の建設に先立ち、予め、超音速流生成用のラバールノズルを設計製作し、小型衝撃波管に接続して、衝撃風洞とした。図7に検証用衝撃風洞の主要形状寸法を示す。また、図8に、ラバールノズル形状の計算結果($M=4$, Air)を示す。ノズル形状の設定には、汎用実績のあるFoelschの設計手法[4]を用いた。

高圧領域の生成については、ラムジェット方式の楔形空気取入口をスロート部が約3 MPaほどになるように設計・製作した。

図9にラム圧発生装置（衝撃波発生装置）の設計結果を示す。楔形空気取入口では、上流からの超音速流が流

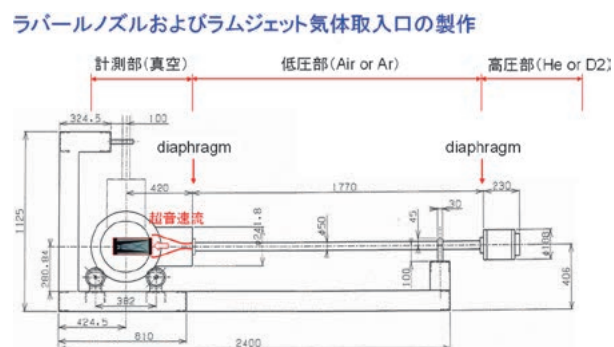
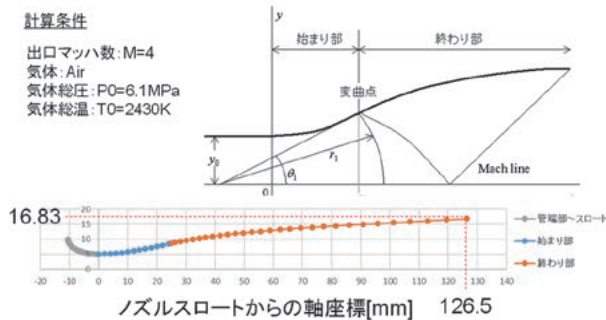


図7 検証用衝撃風洞

Foelschの方法による軸対称ノズル設計

計算条件

出口マッハ数: $M=4$
 気体: Air
 気体総圧: $P_0=6.1\text{MPa}$
 気体総温: $T_0=2430\text{K}$

図8 ラバールノズル形状計算結果 ($M=4$, Air) [4].

計算条件

一様流マッハ数: $M=4$ 楔形状: 楔角 $\theta=7\text{deg}$
 気体: Air
 気体総圧: $P_0=6.1\text{MPa}$
 気体総温: $T_0=2430\text{K}$

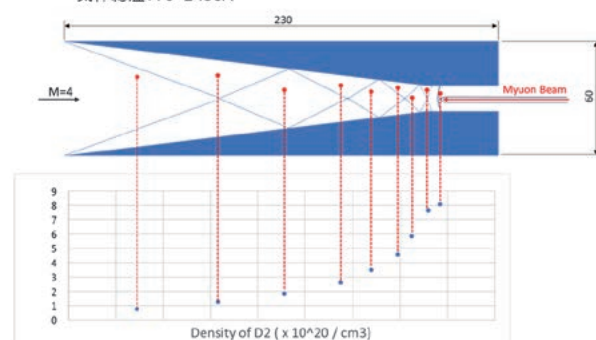


図9 ラム圧発生装置の設計結果.

入る際、斜め衝撃波を生成して、ステップ的に圧力上昇が生じ、スロート部で音速付近に減速する。

図10にラバールノズルおよび楔形のラム圧発生装置を製作し、設置した衝撃風洞の写真を示す。

4.4 衝撃風洞試験概要

空気取入れ口における斜め衝撃波の発生状況を調べるため、手始めに圧力レベルを低くして以下の条件で実施した。

- (1) 初期条件: $P_4/P_1 = (\text{He}) 2\text{MPa} / (\text{Air}) 0.01\text{MPa}$ (圧力比: 200)
- (2) サンプルングレート: 16 frames per ms (62.5 μs 毎)
- (3) サンプルング数 (時間): 462 frames (28.875 ms)
- (4) 気流持続時間: 約 8 msec (約 2 msec: 気流安定時間 [読取り値])
- (5) 動画再生速度 (時間): 30 fps (15.4 s)

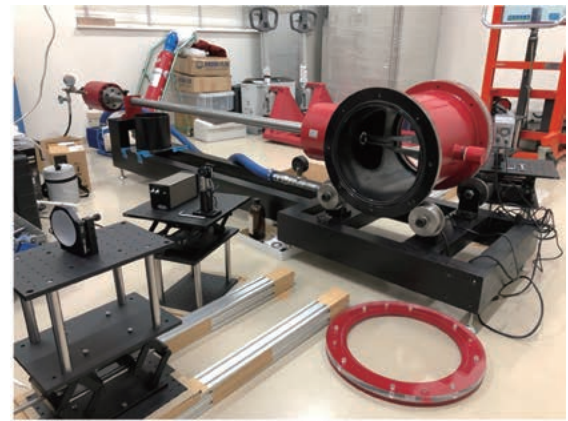
図11に試験で用いた高速度ビデオカメラで撮影された衝撃風洞斜め衝撃波の画像を示す。

また、図12に衝撃風洞斜め衝撃波の予測値との比較結果を示す。

準定常状態における斜め衝撃波の発生状況は、事前の設計結果と概ね良い一致を示した。

4.5 結論

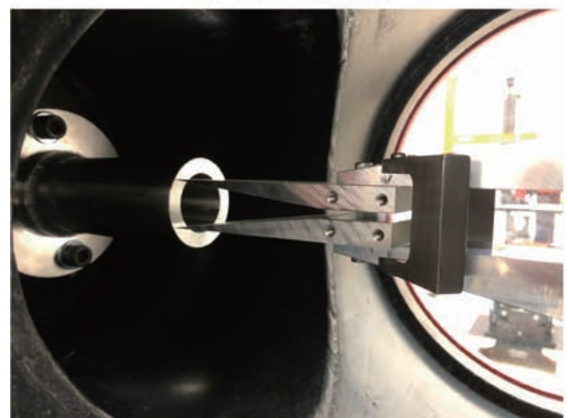
以上の構想を以て、超音速流中でラム圧による高密度



全体概観



衝撃波発生装置全体



衝撃波発生装置拡大

図10 衝撃風洞写真.

初期条件: $P_4/P_1=(\text{He})2\text{MPa}/(\text{Air})0.01\text{MPa}$ (圧力比: 200)
 サンプルングレート: 16 frames per msec (62.5 μsec 毎)
 サンプルング数 (時間): 462 frames (28.875 msec)
 気流持続時間: 約 8 msec (約 2 msec: 気流安定時間 [読取り値])
 動画再生速度 (時間): 30 fps (15.4 sec)

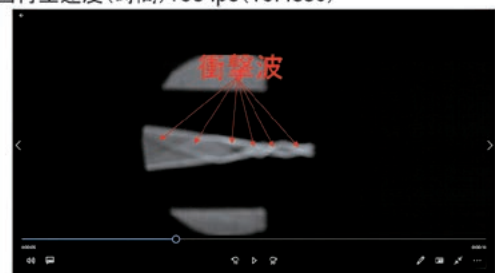


図11 衝撃風洞斜め衝撃波画像.

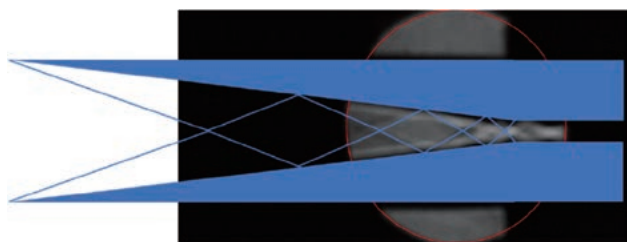


図12 衝撃風洞斜め衝撃波の予測値との比較.

高圧の流れ場を生成することにより、標的が安定的に更新、保持される環境条件が整う目処を得た。

主な成果および課題を以下に示す。

- ・超音速流の代表的可視化手法であるシュリーレン法により、高速度ビデオカメラによる msec オーダーの短時間衝撃波発生状況を撮影し、斜め衝撃波面を実測できた。
- ・斜め衝撃波の位置と形状、干渉波面は設計と定性的に一致した。
- ・ミュオン触媒核融合反応を効率的に起こすためのマッハ衝撃波面を設計可能であることが示された。
- ・今後、高速圧力センサーによるスロート部圧力分布の定量化を実施の予定である。
- ・スロート部がマッハ衝撃波面に近い位置にある。強い中性子束による楔材料の放射脆性化を避けるため、楔材質及び寸法形状を最適化する必要がある。
- ・核融合に由来するアルファ粒子の短距離吸収によるマッハ衝撃波面の加熱に伴う衝撃波面の揺らぎ、不安定性に関する理論シミュレーションと模擬実験を行う必要がある。

これらの成果を踏まえ、今後、以下の計画を進めていく予定である。

飛翔型超音速衝撃風洞設備計画及び基礎実験の推進

- ・これまで、実験と理論により楔型 2 次元衝撃波型標的の動的安定性の検証を進めてきたが、ミュオン源が大型のため、核融合領域の外部にミュオン発生源を置くレイアウトであった。このレイアウトにおいて、衝撃波の高密度領域にエキシマレーザー及び YAG レーザーを照射し、発生する高温部における圧力波による衝撃波面の揺らぎの影響を実験的に調査する。
- ・さらに、ミュオン源と核融合部を一体化した 3 次元配置に発展させ、入射ミュオンの捕獲向上をめざすレイアウトを検討する。
- ・高応答センサーによる非定常圧力分布の測定を実施し、非定常流れ場解析結果との比較検討により、核融合領域の安定性の詳細検討を行う。

(付記) 本研究の一部は、総合科学技術・イノベーション会議が主導する革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) の一環として実施したものである。

参考文献

- [1] Wikipedia, the free encyclopedia, <https://en.wikipedia.org/wiki/Ramjet>
- [2] 麻生 茂 他：圧縮性流体力学（航空宇宙工学テキストシリーズ）（丸善出版、2015）p.92.
- [3] T. Kanda *et al.*, J.Propuls. Power **7**, 275 (1991).
- [4] J.C. Crown, Supersonic Nozzle Design (NACA TN-1651, 1948).

小特集 ミュオン触媒核融合の新展開

5. 小型高強度負ミュオン生成法とエネルギー効率

5. Development of Intense Negative Muon Source with Energy Recovery

森 義治

MORI Yoshiharu

京都大学複合原子力科学研究所

(原稿受付：2021年1月10日)

高強度の負ミュオン生成のために提案されたエネルギー回復を用いた内部標的法 (Multiplex Energy Recovery Internal Target: MERIT) について解説する. この方式では, 従来の固定標的方式に較べてその生成効率を10倍以上に増加させることができる. これを実現することにより将来のミュオンコライダー, ミュオン触媒核融合 (μCF) 等への道を拓くと期待される. さらに, μCF のブレークイーブンの律速条件である μCF によるエネルギー生成の律速条件であるアルファ粒子への負ミュオン付着の克服について述べる.

Keywords:

muon, accelerator, MERIT, FFA, μCF

5.1 はじめに

負ミュオン生成にはいくつかの方法があるが, 高エネルギーハドロン (陽子/重陽子等) による核子-核子衝突反応における $N\Delta$ 共鳴 (π 生成) を用いるのが一般的である.

$$p(n) + n \rightarrow p(n) + p + \pi^- : \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu \quad (1)$$

この反応により負パイオン (負ミュオン) 生成を効率良く行うためにはいくつかの課題がある.

- ① 閾値エネルギー: パイオンをつくるには入射粒子エネルギーは閾値 ($\sim 270 \text{ MeV/u}$) 以上でなければならない (図1).
- ② 阻止能: 陽子或いは重陽子の1次ビームが標的を通過する際に標的原子のイオン化によりエネルギーを失う.
- ③ 変換: 生成された負パイオンは中性パイオンに変換する確率 ($\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$) がある.

核子-核子衝突反応においてパイオンを十分に生成するには, 衝突の重心系においてパイオン質量に相当するエネルギー ($m\pi = 130 \text{ MeV}$) 以上の十分な実験室系でのビームエネルギーが必要である. パイオン生成効率は, この閾値エネルギー以下では零であり, それ以上では1次ビームエネルギーにほぼ比例して反応断面積が増加する. したがって, 1次ビームが標的を通過する間のエネルギー損失が大きい (標的厚が大) と生成効率は急速に低下する. また, 負パイオンの場合, 生成された負パイオンは標的核子と再衝突し中性パイオンに変換される. したがって, この点からも標的はできるだけ薄いことが望まれる. しかし, 標的が薄いと反応数が低下し負パイオンひいては

負ミュオンの生成効率が低下することになる.

このジレンマを解決する方法として提案されたのが, エネルギー回復内部標的法 (Energy Recovery Internal Target: ERIT) である. この方式はもともとは中性子を効率良く生成する手法として考案されたもので, 低エネルギー (11 MeV) 陽子ビームを貯蔵するリング中に薄い標的 (Be) を置き, そこをビームが通過する毎に中性子を発生させると同時に, 標的で損失するビームエネルギーを高周波加速で周回毎に回復させる手法である. 京都大学複合原子力科学研究所において2005年にその原理実証がなされた[1].

さらに, 高エネルギー1次ビームによる負パイオン (負ミュオン) 等の2次粒子生成一般に拡張したものが, MERIT (Multiplex Energy Recovery Internal Target) である. これは, 1次ビーム加速も同一のリング内で行うようにビーム加速・貯蔵の両方の機能を持たせる工夫が

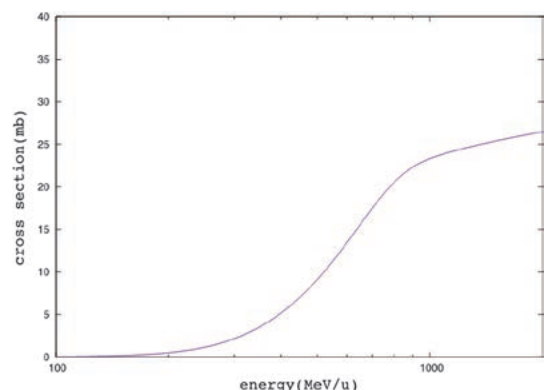


図1 陽子による全パイオン (π^+ , π^- , π^0) 生成断面積のエネルギー依存性[5].

Institute for Integrated Radiation and Nuclear Science, Kyoto University, OSAKA 590-0494, Japan

author's e-mail: mori.yoshiharu.4w@kyoto-u.ac.jp

なされたものである。この新しいMERIT方式の原理実証に最近成功した。本章では、これらの開発研究について紹介する。

5.2 エネルギー回復方式内部標的リング

固定標的(厚さ: L)を用いたパイオン生成での反応率は、パイオン生成断面積はエネルギーに依存するので、入射ビームエネルギーを E_i とすると、

$$R = 1 - \exp\left[-\int_0^{E_i} \frac{N\sigma}{S} dx\right] \quad (2)$$

で与えられる。ここで σ はパイオン生成断面積、 N は標的の核子密度である。 $S(E) = -(dE/dx)$ は阻止能(Stopping power)である。 $S(E)$ は粒子密度に比例するので、 R は粒子密度によらず一定となる。

例として、1次ビームが重陽子で $E_i = 400$ MeV/u、標的がリチウムでは $R \sim 0.05$ となる。固定標的での反応率[生成率]はこれが限界である。

もし、実行的にエネルギー損失を零にする(すなわち $S(E) \sim 0$)ことができるならば反応率の低下は生ぜず($R \sim 1$)、リチウム標的ではパイオン生成効率は20倍近く増加する。これに基づき考案されたのがエネルギー回復内部標的法(Energy Recovery Internal Target: ERIT)である。具体的には図2に示すように、ビーム貯蔵リングのビーム軌道上に薄い標的を置く。周回する1次ビーム(陽子、重陽子等)は標的を通過する際に2次粒子(この場合パイオン)を生成する。一方、標的でのエネルギー損失はリング内に置かれた高周波加速装置で周回毎に回復させる。これにより実行的なエネルギー損失が零となる。

標的との衝突での多重散乱(ラザフォード散乱)及びエネルギーストラグリングによるビームサイズ・エネルギー分布の増大は、「イオン化ビーム冷却」の効果で抑えられる。イオン化ビーム冷却では、進行方向の運動量損失を高周波加速で補うことで横方向運動量の増大を相対

的に小さくし、かつ、ビーム分散効果(エネルギー変化に応じて変わるビーム位置の効果)を利用して、標的の厚さを場所により変えることでエネルギー拡がりも低下させる。この方式な技術的な課題は、ビーム拡がりをカバーする大きなアクセプタンスを有する貯蔵リングの開発である。このためには粒子エネルギーが変化してもビーム集束力が一定(色収差零)の固定磁場強集束(Fixed Field Alternating-gradient: FFA)方式[3]のリングが有効である。

最初のERITリングは、低エネルギー・高強度中性子源として京都大学で開発された。図3はその装置である。陽子ビーム(11 MeV)を貯蔵するFFAリング内に厚さ数 μm のベリリウム標的を置き、18.1 MHzの高周波空洞によりエネルギー回復させることで連続的に中性子を発生させる。この装置により、陽子ビーム強度100 μA で毎秒 10^{12} 個の中性子を発生させ、固定標的の場合の10倍以上の生成効率が可能であることを実証した。

負パイオン(負ミュオン)生成では、1次ビームエネルギーが高い($E > 500$ MeV/u)ことから多重散乱による横方向のビームエミッタンス増大は緩やかであるのに比し、進行方向のストラグリングによるエネルギー拡がりが大きくなる。ストラグリングは主に標的中の電子との散乱から生じ、その効果はビームエネルギー増大とともに増加する。したがって、リングのビーム光学(分散)を利用してビームエネルギー(ビーム半径方向位置)に応じて厚さをかえるウェッジ標的を用いる必要がある。

さらに、リングにおいて単一ビームエネルギーを回復・貯蔵するだけでなく、ビームエネルギーそのものを大きく増加できる加速機能を付与することができるならば、低い入射ビームエネルギーによる入射器コストの大幅な低減が可能となる。負ミュオン生成のためにビーム貯蔵機能に加速とエネルギー分散冷却機能が付与された新方式MERIT (Multiplex Energy Recovery Internal Target)を考案した[3]。図4にMERITの概念図を示す。

MERIT方式を実現するには解決すべき大きな課題がある。ビーム加速と貯蔵を両立させるためには、磁場が一定(静磁場)で強集束であると共に、ビーム加速のため

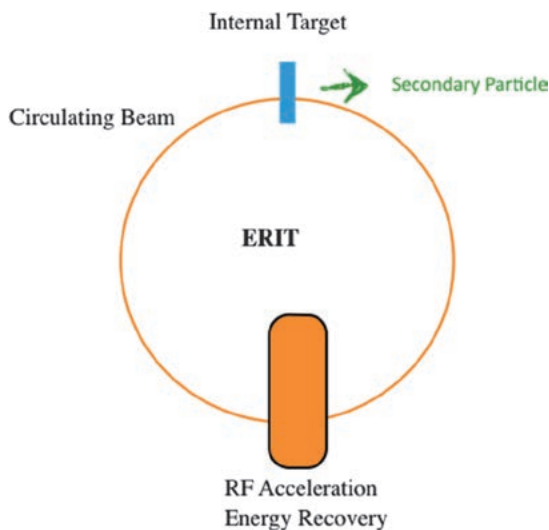


図2 エネルギー回復内部標的(ERIT: Energy Recovery Internal Target)方式。

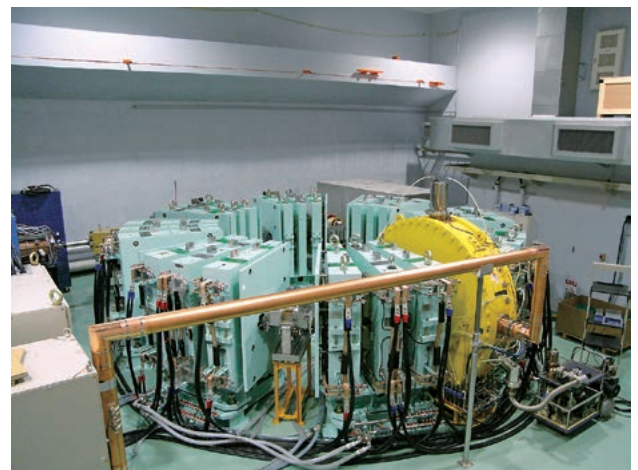


図3 ERIT方式を用いた中性子生成リング。

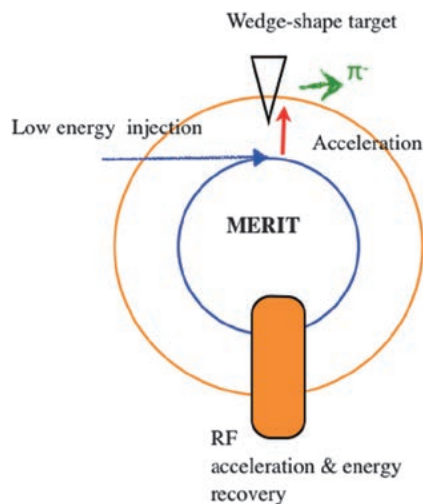


図4 加速・貯蔵機能を有するエネルギー回復内部標的リング (MERIT: Multiplex Energy Recovery Internal Target Ring)。

の高周波周波数も一定でなければならない。非相対論的エネルギー（速度<光速）の粒子加速では速度が大きく変化するので、円型軌道を有する加速器でのビーム力学において、加速周波数を一定にする手法が必要となる。

MERITでは、FFAG加速器において「蛇行加速: Serpentine Acceleration」、あるいは「一定RFバケツ加速: Static Bucket Acceleration」法を用いることによりこれらの課題を克服する。これらはいずれも、FFAG加速器を特徴づける磁場パラメータである幾何学的磁場係数 (k) が、加速ビームエネルギー領域 (γ) で次のような関係を持つようにすることで実現される。

$$k \sim \frac{1}{\gamma^2} - 1$$

エネルギー加速と回復が可能なMERIT方式の原理実証が京都大学複合原子力科学研究所で最近行われた[3, 6]。実証実験は図2のERITリングを改造して行われ、ビーム加速とエネルギー回復によるビーム貯蔵が実証された。

このように、MERIT方式は従来のERIT方式に較べて高エネルギー領域まで拡張可能であり、その応用可能性をさらに広げる。特に、パイオンなどの質量の大きな2次ハドロン粒子生成には有効である。

1次粒子が陽子の場合に、負パイオン生成エネルギーを800 MeVとすると、 $\gamma = 1.85$ であるので磁気係数は、 $k \sim 2.4$ 付近となる。リングは8回対称性で、一つのセルはFDF（集束-散散-集束）3重対光学系（トリプレットラティス）からなる。リング直径は約11 mで、最大磁場強度は約2.4 Tである。ベータトロン振動チューンは1セル当たり、0.21（水平方向）、0.18（垂直方向）であり、ビーム光学の分散係数は約1.5 mである。

このMERITリングの基本構成を図5に示す。標的は液体リチウムである。これを、最高ビームエネルギー ($E = 800$ MeV) の軌道上、 $R \sim 5.55$ mのところに置く。 $R = 5.55$ mのところでの標的厚さは1.35 g/cm²で、厚みの増加が $\rho' = 0.27$ g/cm²/cmとなるウェッジ型標的とする。

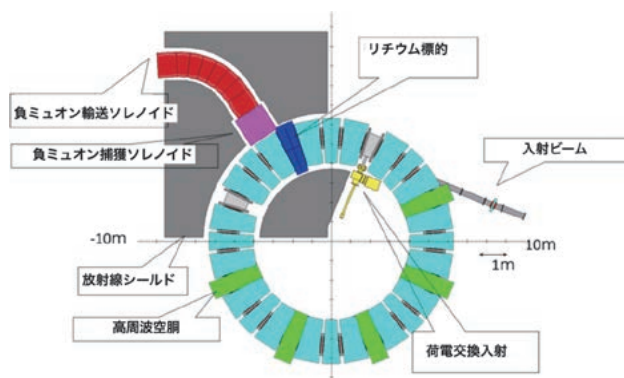


図5 π/μ 生成 MERIT リングの構成。

この標的でのエネルギー損失は平均で約2.5 MeVであり、これは高周波加速により充分回復される。ビームエネルギーの増加と共にビーム半径が大きくなる一方、標的厚も増えるので損失エネルギーも増し一定の軌道半径を保つ。また、イオン化ビーム冷却効果により、ビームエミッタンス増大（横方向、進行方向ともに）が抑えられ、必要な負パイオン（負ミュオン）生成に十分なビーム周回数が確保される。

陽子エネルギーが800 MeVの場合の $N\Delta$ （核子共鳴）負パイオン生成断面積は約5 mbである。したがって、厚さ1.35 g/cm²のリチウム標的の場合にリング中に貯蔵される1次陽子ビーム数が $N_p = 1.2 \times 10^{13}$ の時、毎秒 10^{17} 個の負パイオン（負ミュオン）が生成される。この陽子ビーム数はリングへの入射陽子ビーム電流が20 mAとするとリング中に約600ターン分に相当する。したがって、このターン数分のビーム貯蔵におけるビームエミッタンス増大に対して十分なアクセプタンスが必要である。

ビーム周回に対するエミッタンス増大は、イオン化冷却効果を入れたビームシミュレーションで評価される。図6には、横方向（垂直方向位相空間）のビームターンに対するエミッタンス増大 (a, b)、ならびに進行方向のエミッタンス (c) を評価したものである。

横方向のビームエミッタンスはターン数は約400ターン近くではほぼ一定となる。これから、横方向のアクセプタンスが 7×10^{-4} m.rad以上であれば十分であることがわかる。

図6(d)には、ビーム入射（入射エネルギー：500 MeV）から加速され約600ターン貯蔵されるまでの進行方向（高周波位相 vs. エネルギー空間）のビームの振る舞いを示す。これからわかるように、加速後800 MeVのところでビームエネルギーが安定して周回していることがわかる。

図7には粒子トラッキングシミュレーションで求めた横方向のアクセプタンスを示す。これからわかるように水平・垂直両方におけるビームアクセプタンスは必要な値の100倍程度有り十分に余裕がある設計となっている。また、進行方向についてはビームエミッタンスの大幅な増加は見られずビーム冷却効果が十分に効いていることがわかる。

一方、リングの横方向アクセプタンスは水平・垂直ともに 7×10^{-2} m.rad以上であり、必要とされる値に対して

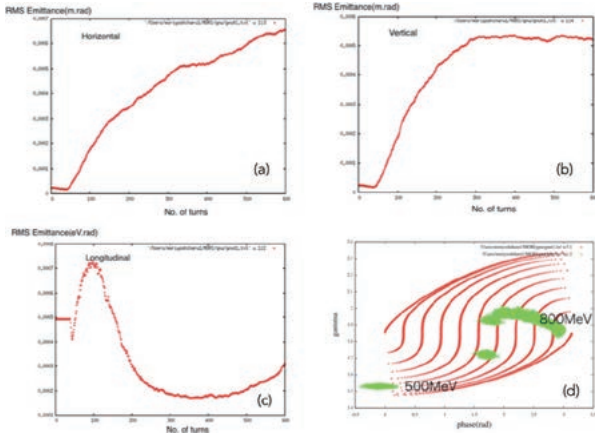


図6 ビーム周回数に対する横方向及び進行方向エミッタンス増大 (a-c) 及び時間 (位相)-エネルギー位相空間でのビーム運動。

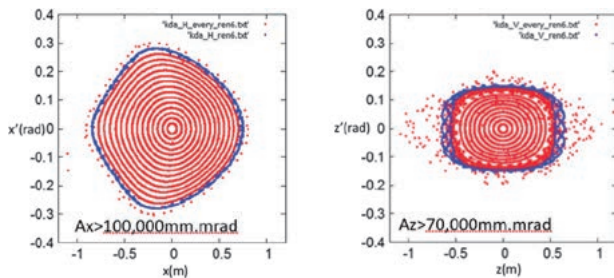


図7 MERIT リングの水平・垂直方向アクセプタンス。

100倍の余裕がある。

図8は、このリングで生成される負パイオンの運動量分布をGeant4BL[5]で評価したものである。これからわかるように、生成された負パイオンは、200 MeV/cを中心として ± 100 MeV/cの運動量拡がりをもっている。

MERIT方式においては、生成された大きな運動量分布を有する負パイオンならびにその崩壊で生ずる負ミュオンをいかに効率良く輸送するかが大きな課題である。そのために、リチウム標的で生成した負パイオンをリングを構成するF磁石の磁場によりリング外に曲げて取り出す方法が考案された。

リチウム標的で生成される負パイオンの運動量は、約250 MeV/cを中心として、最大値で約600 MeV/cの幅広い分布をもっている。一方、リング内を周回する1次陽子

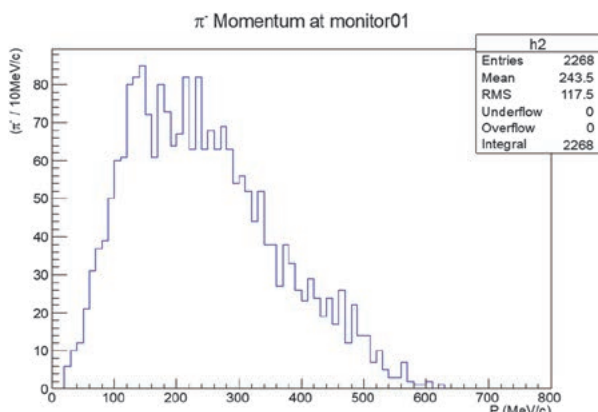


図8 生成された π^- 中間子の運動量分布。

ビームエネルギーは800 MeVでその運動量は1460 MeV/cである。したがって、リングを構成する電磁石磁場によるビーム曲率は負パイオンの方が陽子に比し、運動量の平均値(~ 250 MeV/c)のところで5倍程度大きく、また電荷の極性も逆であるので、リング集束(図10中Fで表示)磁石により容易にリング外に蹴り出されると期待される。リング外に取り出された負パイオンは口径の大きな超伝導ソレノイド磁石(直径 ~ 1 m)により、目的とする場所に捕獲・輸送する。およそ約50%の負パイオンがリング外のソレノイド電磁石に入射できると評価されている。

以上のようにMERIT方式を用いることで、負ミュオンの生成量($> 10^{16}$ μ /sec)を得ることが可能である。

実機実現のためには、さらにいくつかの技術的課題を克服する必要がある。なかでも、数MWのビームパワーに耐える液体リチウム標的の開発は重要である。平均の厚さで約 ~ 1 cmの液体リチウムを真空中で高速(~ 10 l/sec)で循環・冷却するシステムが必要となる。また、2次粒子として大量の発生する中性子による放射損傷・放射化の問題等、大強度加速器・標的に特有の多くの技術的問題を克服する必要がある。

最近、負パイオン(負ミュオン)の捕獲・輸送が50%であること、ならびに、標的冷却の困難に起因するビーム強度の制限を原理的に克服できる可能性をもつ手法も提案されている[4]。これは、リング中に局在した標的を用いるのではなく、リング全体に充填したガス標的を用いる方法である。重陽子ビームと1気圧程度の重水素ガスをリング全体に充填して標的として用いることにより、 10^{16} μ /secの負ミュオンを得ることができる。この方式の魅力なのは、生成した負ミュオンを、核変換処理物質をビームダクトの周りを取り囲んで配置することで効率良く処理できることである(図10参照)。さらに、標的が気体で体積が飛躍的に大きい(数 m^3)ので冷却が容易であるため[6]、さらに大強度化($> 10^{17}$ μ /sec)が可能となる。

5.3 μ CF ブレークイーブンの実現

μ CFによるエネルギー生産実現(ブレークイーブン)には、大きな原理的問題がある。それは、核融合反応で生じるアルファ粒子への負ミュオン付着確率のために、本来の連鎖反応数の十分の一である100回程度にとどまることである。この問題を、負ミュオンが付着した μHe^+

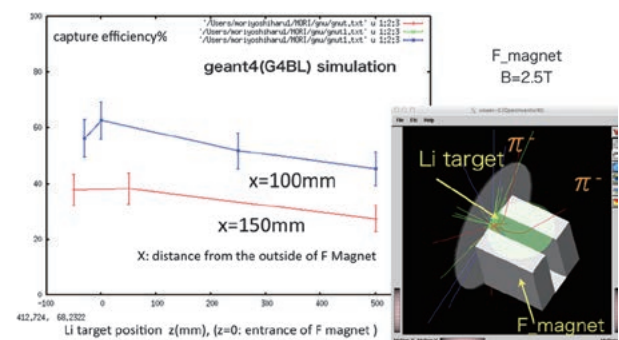


図9 MERIT リングで生成された π^-/μ^- の捕獲・輸送効率。

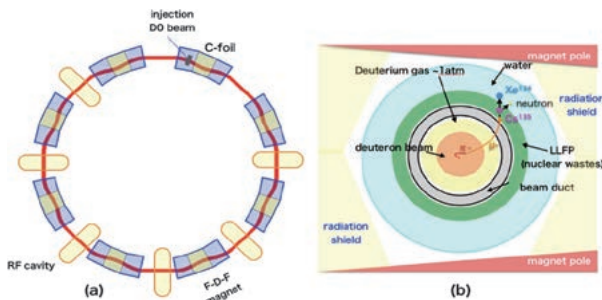


図10 π^-/μ^- 生成のためのガス標的 ERIT リング概念図。

イオンを高周波電場によるサイクロトロン共鳴加速すること、局在化D/Tガス標的を用いることで原理的に解決出来ることを、筆者は最近明らかにした。詳細は論文[7]によるとして、図11は、高周波電場強度に対するアルファ粒子への負ミュオン付着確率の計算結果の一例である。これからわかるように、 μ CFの物理的ブレイクイーブンが、10 – 20 MV/mの実現可能な電場強度で達成できる。また、円偏向回転電場を用いると工学的ブレイクイーブンも同様の電場強度で達成できることがわかった。

5.4 まとめ

これまでに無い高強度負ミュオンを生成する新方式MERIT (Multiplex Energy Recovery Internal Target) について、その原理と特長について述べた。この方式は、従来の固定外部標的による生成法に較べて2桁以上効率がが高く、ビームパワー数MWの陽子/重陽子ビームにより毎秒 10^{16} 個以上の負ミュオン生成が可能である。このレベルの負ミュオン強度が得られると、ミュオン触媒核融合究分野への応用も期待される。MERIT方式により十分な強度が得られることがわかったが、ミュオン触媒核融合において実質的なエネルギー生産を行うには、ミュオン生成のエネルギー収支が重要である。このMERIT方式においても負ミュオン1個を生成にするに必要なエネルギーは5 GeV/ μ^- 以上であり、ミュオン触媒核融合でのエネルギー生産には数倍程度大きい。

一方、筆者の最近の研究により局在D/Tガス標的と高

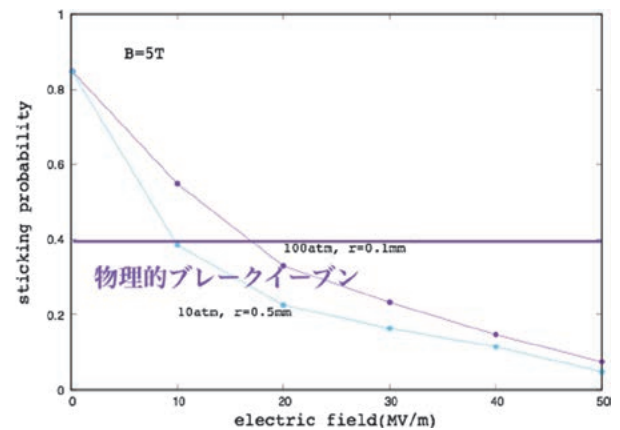


図11 サイクロトロン共鳴加速による負ミュオン付着の低減。横軸は高周波電場強度、縦軸はアルファ粒子への負ミュオン付着率である。図中横線は物理的ブレイクイーブン条件であり、これ以下の付着率で物理的ブレイクイーブンが実現される。

周波電場によるサイクロトロン共鳴加速を用いることで、エネルギー生産のためのブレイクイーブン条件を十分達成できることがわかった。

*本研究の一部は、内閣府革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) 「核変換による高レベル放射性廃棄物の大幅な低減・資源化」により行われた。

参考文献

- [1] Y. Mori, Nucl. Instrum. Meth. PRS, A **562**, 591 (2006).
- [2] Y. Mori *et al.*, Proc. PAC09, Vancouver, 3145 (2009).
- [3] Y. Mori *et al.*, JPS Conf. Proc. **21**, 011063 (2018).
- [4] Y. Mori *et al.*, Mem. Eng. Kyushu Univ. **77**, No1 (2017).
- [5] K. Niita *et al.*, JAERI-Tech Report 99-065 (1999).
- [6] H. Okita *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **982**, 164565 (2020).
- [7] Y. Mori, Prog. Theor. Exp. Phys., 2021, 093G01, <https://doi.org/10.1093/ptep/ptab111>



小特集 ミュオン触媒核融合の新展開

6. μ CF 中性子による LLFP の核変換

6. Transmutation of LLFP (Long Lived Fission Products) by Neutron Derived from the Inflight-Muon Catalyzed Fusion (μ CF)

山本則正, 佐藤元泰, 高野廣久, 飯吉厚夫

YAMAMOTO Norimasa, SATO Motoyasu, TAKANO Hirohisa and IYOSHI Atsuo

中部大学

(原稿受付: 2022年2月1日)

ミュオン触媒核融合 (μ CF) による DT 核融合中性子を中性子源とした長寿命核分裂物質 (LLFP) 核種の核変換について、核反応・核データを含む放射線の輸送計算コードである PHITS を用いた基礎計算を示す。対象の LLFP 核種としては 10^5 年以上の半減期を持つ 4 つの核種とし、計算では同位体分離されていると仮定している。 μ CF による中性子源が局所的であると想定されることから、コード計算でのモデル体系を球モデルで単純化している。PHITS で計算される核変換の収量を用いて中性子量と有効半減期の関係などを示す。

Keywords:

Transmutation, LLFP, Muon catalyzed fusion, DT, neutron, effective half-life

6.1 緒言

本章では 14.1 MeV の核融合中性子による長寿命核分裂物質 (LLFP) 核種の核変換に関する基礎的な計算結果を示す。14.1 MeV の核融合中性子は、DT 核融合反応によって生成される。ITER[1] の様なプラズマ核融合装置が候補のひとつとして挙げられ、中性子を用いた LLFP 核種の核変換については、様々な検討がなされている [2-5]。

本章では核融合として、ミュオン触媒核融合 (μ CF)、特に本小特集で取り上げられている衝撃波中でのミュオン触媒核融合 [6-11] に焦点を絞り、その DT 核融合反応による 14.1 MeV の中性子で、どの程度の LLFP 核種を核変換できるかを、同位体分離済みなどの理想的な条件を仮定して行った基礎計算の結果を示す [12]。この内容は、革新的研究開発推進プログラム ImPACT のひとつの LLFP の低減・資源化プロジェクトでの核融合中性子による LLFP 核種量の低減におけるフィージビリティスタディの結果の一部でもある [11]。

DT 中性子照射における核変換の計算を行う LLFP 核種は、 ^{79}Se , ^{93}Zr , ^{107}Pd そして ^{135}Cs の 4 核種である。この 4 核種は、自然半減期が 3.27×10^5 年 (^{79}Se)、 1.61×10^6 年 (^{93}Zr)、 6.5×10^6 年 (^{107}Pd)、 1.3×10^6 年 (^{135}Cs) といずれも 10^5 年以上と長く、能動的に低減する意義が見込まれる。

本章では、 μ CF 中性子源の形状を簡易化し、さらに中性子源に対して理想的に LLFP 核種の理想的な配置を仮定することで、核反応・核データを含む放射線の輸送シミュレーションから核変換の収量を求める。その収量から初期配置した LLFP 核種の個数が半減する中性子の照

射時間 (有効半減期) を計算し、その有効半減期と中性子量の関係を示す。また年間の低減質量および初期配置質量に対する年間の低減率を示す。

6.2 計算

中性子照射による LLFP 核種の核変換の収量の計算は、PHITS (particle and Heavy Ion Transport code system) [13] を用いて行う。任意の体系における物質中の様々な粒子・放射線の挙動を、核反応モデル・核データを用いてシミュレーションできる 3 次元モンテカルロ計算コードである。核データとしては、核データベース JENDL [14] が利用されている。

6.2.1 核反応断面積

14.1 MeV の核融合中性子による核変換では、主に (n, 2n) 反応、非弾性散乱、弾性散乱、中性子捕獲の反応が重要となる。14.1 MeV 以下のエネルギーでは、主に (n, 2n) 反応と中性子捕獲によって核種の核変換がおこるためである。(n, 2n) 反応は、6~8 MeV に閾値があり、閾値以下の中性子エネルギーでは中性子捕獲による核変換が主となる。中性子捕獲以外の 3 つのプロセスは競合するが、閾値以上のエネルギー領域では各断面積は核種によって大きくは変わらない。一方で中性子捕獲断面積は核種毎で大きく異なる。

6.2.2 モデル体系

一般的な核融合プラズマ装置としてはトーラス型とミラー型が考えられ、どちらも円柱のような形状が近似として考えられる。その円柱の側面に LLFP を設置するような構造になると考えられるが、本小特集の μ CF の核融合

Chubu University, Kasugai, AICHI 487-0027, Japan

corresponding author's e-mail: yamamoto-no@isc.chubu.ac.jp

反応領域は局所的と考えられ、中性子は反応領域からほぼ等方的に放出されると考えられるため、 μ CF中性子源を単純化し、さらに最大効率で中性子をLLFP核種に照射させられる、図1のような球状モデルで計算を行う。中性子源は球内部、中心に点源として配置し、球殻外周にLLFP核種を覆うように配置する。球殻がLLFPとなるので、その厚さを変化させることで、LLFPの質量が変化する。このモデルはもっとも簡潔で、中性子が全方位に広がり点源から離れるに従ってフラックスが減衰することも模擬できる。ここで、初期配置するLLFP核種は、同位体分離されていると仮定する。これらの仮定によって計算されるLLFP核種の核変換の収量と核変換率は、同位体分離しない場合と比べて過大評価することになり、次節で述べる有効半減期は実際の値に比べて大幅に短縮されたものとなる。今回の結果は、 μ CF中性子の応用の一つとしてのLLFPの核変換に最低限必要な核融合中性子量を明確にする位置付けである。

今回の計算では、LLFP核種を配置する球殻内側の直径は0.5 mとした。内表面積は0.785 m²程度で、中性子数が10¹⁸個s⁻¹の場合、内表面での中性子はおおよそ10¹⁸個m²s⁻¹と換算される。球殻内外は真空としている。また計算に用いたLLFP核種の密度は、⁷⁹Se, ⁹³Zr, ¹⁰⁷Pdそして¹³⁵Csに対して各々、4.6 g/cm³, 6.5 g/cm³, 11.0 g/cm³, そして1.86 g/cm³としている。

6.2.3 有効半減期 (effective half-life)

中性子を照射する初期配置したLLFP核種が半減するまでの時間を有効半減期 $T_{1/2}$ といい、今回、核変換の効率を示す指標として利用する。有効半減期は、PHITSで計算される核変換の収量 h を用いて、次の様に求められる。

中性子照射における標的のLLFP核種数 N の時間微分は、

$$\frac{dN}{dt} = -\varphi\sigma N \quad (1)$$

で表される。ここで φ は標的内での中性子フラックス、そして σ は核変換の有効断面積である。式(1)ではLLFP核種の自然崩壊の崩壊定数は非常に小さいとして無視している。式(1)の解は、

$$N(t) = N_0 \exp(-\varphi\sigma t) \quad (2)$$

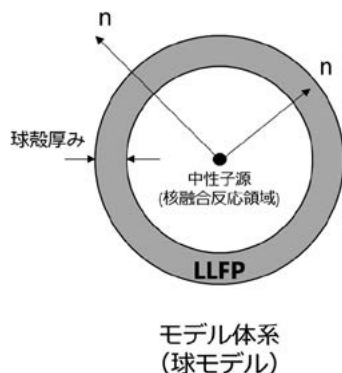


図1 PHITSにおけるモデル体系。

となる。 N_0 は中性子照射前の原子核数（初期値）である。式(2)が $N(T_{1/2}) = N_0/2$ となる中性子照射によるLLFP核種の有効半減期は、

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\varphi\sigma} \quad (3)$$

となる。一方で、PHITSで計算される中性子照射による核変換の収量 h は、 $h = \varphi\sigma N_0/n$ と書けるので、

$$T_{1/2} = \ln 2 \frac{N_0}{nh} \quad (4)$$

と書くことができる。 n は、単位時間当たりの中性子数である。

6.3 結果

6.3.1 核変換の収量

6.2.2節で述べた球モデルでの計算では、初期のLLFP核種の量は、球殻の厚みと対応する。球殻の厚みは0.5 cmから200 cm程度まで変化させて核変換の収量の計算を行った。14.1 MeVの中性子では、殻厚が薄い場合、図2(a)のように減速することなくLLFP標的の内に入射し、核反応としては(n, 2n)反応が起こる。ただし中性子のほとんどは核変換することなくLLFP標的を突き抜ける。この場合、例えば¹⁰⁷PdのLLFP核種は、¹⁰⁶Pd (安定核) + nのような核反応する。実際には、LLFP核種の内側に衝撃波中 μ CFのための高密度D/Tガスがあり、また外側に減速・冷却材などが配置されるため、それらで減速された低速中性子がLLFP標的に入射し中性子捕獲により核変換する可能性がある。今回の計算では、 μ CFの装置などの形状が明確ではないので、LLFP標的の内側・外側には何も配置させていない計算結果を示している。殻厚が厚い場合、LLFP標的内部で中性子が減速する可能性があり、図2(b)の様にLLFP核種は(n, 2n)反応だけでなく中性子捕獲でも核変換する。また入射中性子だけでなく、(n, 2n)反応で放出された中性子も中性子捕獲を起こす。中性子捕獲では、例えば¹⁰⁷PdのLLFP核種は、¹⁰⁸Pd (安定核)となる。有効半減期の計算に用いている核変換の収量は、(n, 2n)反応と中性子捕獲による収量の合計値を用いている。殻厚が厚くなると収量は1を超えることがあるが、14.1 MeVの中性子では、3を超えることはない。

6.3.2 有効半減期と中性子

図3に各LLFP核種をそれぞれLLFP標的とした場合の

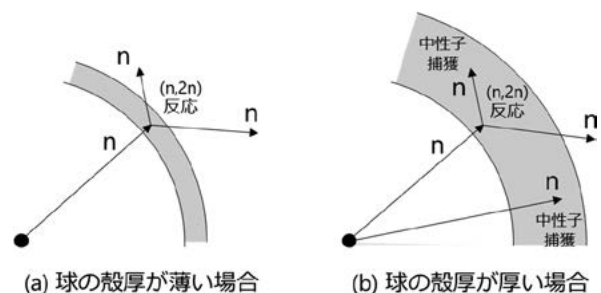


図2 球モデルにおける殻厚と核反応。

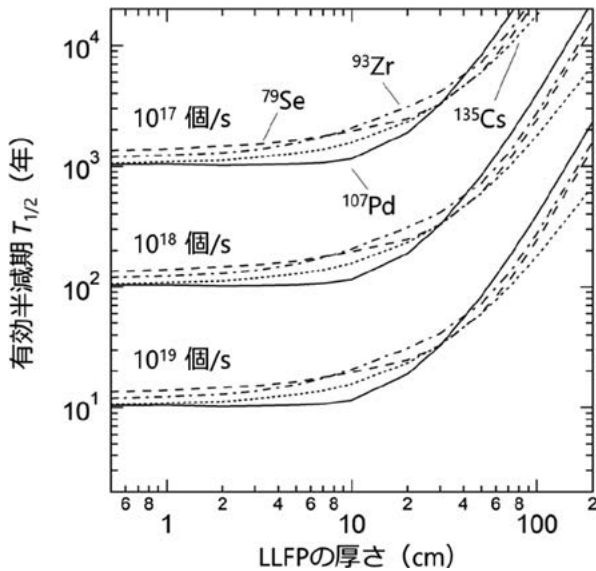


図3 有効半減期と中性子量の関係[12].

式(4)の有効半減期の計算結果を示す。LLFP核種の球殻の厚みを0.5 cmから200 cm程度まで変化させてPHITSで計算した核変換の収量を用いた。中性子量は 10^{17} 、 10^{18} 、 10^{19} 個/sの場合を示している。4核種の有効半減期は各々大きくは異ならないことがわかる。また4核種とも、殻厚が10 cm以下で有効半減期は殻厚に大きく依存しないこともわかる。 10^{17} 個/sの中性子量で4核種の有効半減期は1000–2000年ほど、 10^{18} 個/sの中性子量で4核種の有効半減期は100–200年ほど、 10^{19} 個/sの中性子量で4核種の有効半減期は10–20年ほどになることがわかった。殻厚が10 cmを超えると有効半減期が長くなるが、これは、殻厚が厚くなるに従って球殻体積が増加し標的LLFP核種数が増加するため、半減するのに時間がかかるためである。

6.3.2 核変換速度

前節では有効半減期について示したが、ここでは中性子量が 10^{19} 個/sの場合に1年に核変換できるLLFP核種の量を示す。その量を、

$$\text{核変換の速度}[\text{kg/年}] = \frac{\text{初期LLFP核種質量}}{2 \times \text{有効半減期}} \quad (5)$$

とし、図4に示す。モデル体系における球殻の厚さが10 cm程度で、 ^{79}Se 、 ^{93}Zr 、 ^{107}Pd そして ^{135}Cs に対して各々、おおよそ10 kg/年、20 kg/年、50 kg/年そして6 kg/年となった。

6.3.3 核変換率

ここまでの計算をもとに、初期のLLFP量を年間何%程度核変換できているかを見積もる。中性子量を 10^{19} 個/s($\sim 10^{19}$ 個 $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$)、球殻の殻厚を10 cmとした場合、 ^{107}Pd の変換率は約4%/年となる。これは、Pdの初期条件として同位体分離したという仮定の下での数値である。同位体分離していない場合、この変換率は数倍以上小さくなると考えられる。

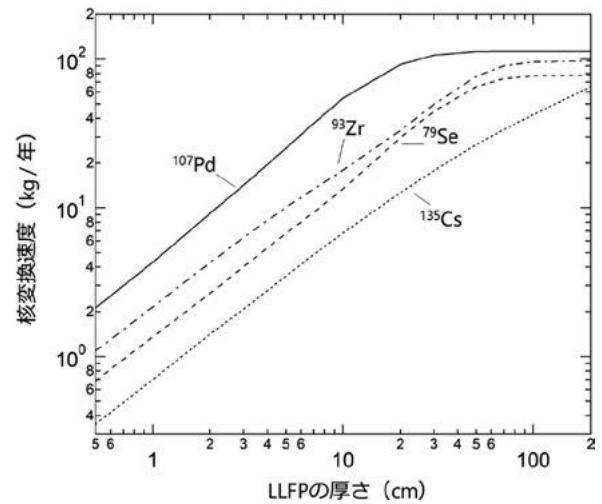


図4 中性子照射によるLLFP核種の核変換速度。

6.4 まとめ

本章で、ミュオン触媒核融合によるDT中性子の応用の一つとして、LLFP核種の核変換の効率に関する基礎計算を行い、示した。ただし、本章の結果は様々な理想的条件の仮定の上で行ったものである。

まず衝撃波中での μCF が 10^{19} 個/s程度以上のDT中性子を生成できるか、次に同位体分離が現実的か、一定時間中性子照射し核変換が進んだのち再度同位体分離が現実的か、さらに局所的な中性子源が及ぼす生成熟の問題もあり、それらに対応するLLFPの配置、標的デザインなど、多くの課題がある。衝撃波中での μCF がブレイクイーブンを達成し、発電が現実的なものとなれば、副次的効果のひとつとしてLLFPの低減が挙げられる可能性を期待する。

謝辞

本研究の一部は、総合科学技術・イノベーション会議が主導する革新的研究開発推進プログラム(ImPACT)の一環として実施したものである。PHITSを用いた中性子によるLLFP核種の核変換の計算について多くのご助言いただきました仁井田浩二氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] M. Shimada *et al.*, Progress in the ITER Physics Basis, Chapter 1: Overview and summary, Nucl. Fusion **47**, S1 (2007).
- [2] H. Sagara *et al.*, Proc. ICONS **10**, 22753 (2002).
- [3] A. Takibayev *et al.*, Prog. Nucl. Energy **47**, 354 (2005).
- [4] S. Chiba *et al.*, Sci. Rep. **7**, 13961 (2017).
- [5] H. Sagara *et al.*, Proc. 10th International Conference on Nuclear Engineering; 2002 April 14–18; Arlington, Virginia, USA: Nuclear Engineering Division 4, 22753 (2002).
- [6] Y.B. Zeldovich and S. S. Gerstein, Sov. Phys. Uspekki **3**, 593 (1961).
- [7] K. Nagamine, *Introductory Muon Science* (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).

- [8] Y. Kino and M. Kamimura, *Hyperfine Interact.* **82**, 45 (1993).
- [9] P. Froelich *et al.*, *Phys. Lett. A* **189**, 307 (1994).
- [10] A. Iiyoshi *et al.*, *AIP Conf. Proc.* **2179**, 020010 (2019).
- [11] M. Sato *et al.*, *Proc. 2018 Fall Meeting Atomic Society of Japan, Okayama, Japan*, 2N03 (2018).
- [12] N.Yamamoto *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **16**, 1405074 (2021).
- [13] T. Sato *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **55**, 684 (2018).
- [14] K. Shibata *et al.*, *J. Nucl. Sci. Technol.* **48**, 1 (2011).



小特集 ミュオン触媒核融合の新展開

7. まとめと今後の展望

7. Summary and Perspective

岡田 信二

OKADA Shinji

中部大学 理工学部 数理・物理サイエンス学科

(原稿受付：2023年2月24日)

1980年代から2000年にかけて世界的な盛り上がりを見せたミュオン触媒核融合 (μ CF) 研究は、2016年、革新的研究開発推進プログラム (ImPACT) [1]に於いて μ CFの新たな応用の可能性が見いだされたことを契機に見直され始めている。 μ CFからの単色中性子を、高レベル放射性廃棄物の低減 (長寿命核分裂物質 (LLFP) 核種の核変換) に利用するというもので、ブレークイーブンに達していなくても成立する応用先の存在は、 μ CF再考の大きな動機付けとなった。これまで基礎物理学研究として行われてきた μ CF研究に、工学的な見地からの検討が加わることで、具体的な「ミュオン触媒核融合炉」のコンセプトが誕生し、新たな小型高強度負ミュオン生成法が創案された。これを受け、2018年、科研費 新学術領域研究 (量子ビーム応用) [2]が採択された。木野が世界をリードして発展させた少数多体計算法を駆使することで「新たな μ CF素過程」の存在を示すと同時に、最先端の精密分光技術を用いた実証実験が本格化している。 μ CF研究は今、新たな局面を迎えている。

本小特集では、これらの μ CF研究の現状をレビューすると共に、今後の展開についてまとめた。

第1章では、本小特集の焦点であるミュオン触媒核融合炉が、代表的な核融合炉 (磁場核融合・慣性核融合) との比較において、どのような位置にあるかを提示すると共に、低温且つ既存の工学技術で実用化可能な核融合システムであることを示した。

第2章では、これまでの μ CF研究を概観すると共に、基礎物理学的な観点からの問題点を整理した。ミュオン分子共鳴状態の寄与を取り込んだ最近の理論計算結果と「飛翔中ミュオン触媒核融合」という新たな μ CF素過程を紹介し、新しい μ CFモデルを検証するために今後期待される基礎物理的な課題をまとめた。

第3章では、ミュオン触媒核融合炉の概念設計を提示した。 μ CF過程におけるミュオンの拡散範囲の見積を述べた後、我々が提案している「ラムジェット型ミュオン触媒核融合反応炉」を紹介した。炉工学の観点から、核融合炉システム設計、必要なミュオン数、炉心構造、得られる核融合ゲインの推算を行った。

第4章では、「ラムジェット型ミュオン触媒核融合反応炉」の炉心、すなわち、ミュオン標的としての高密度高圧流れ場環境を、どのように中空に定常的に生成するか、近年実施した衝撃風洞試験結果を交えて、空力構造の工学概念を解説し、その設計例を提示した。

第5章では、高強度負ミュオンを生成する新方式 MERIT (Multiplex Energy Recovery Internal Target) を紹介した。エネルギー回復を用いた内部標的法で、従来手法に比べて2桁以上の生成効率で、数MWの陽子/重陽子ビームを用いると毎秒 10^{16} 個以上の負ミュオン生成を可能とする。さらに、 μ CFサイクル率を律速する「アルファ粒子への負ミュオン付着問題」を克服するためのアイデア (局在D/Tガス標的と高周波電場によるサイクロトロン共鳴加速法) を紹介した。

第6章では、冒頭に述べた μ CFの新たな応用の可能性として期待される、 μ CF中性子を用いたLLFP核種の核変換について、核反応・核データを含む放射線の輸送計算コード (PHITS) による基礎計算結果についてまとめた。有効半減期と中性子量の関係や、中性子照射によるLLFP核種の核変換速度などを示した。

μ CF研究は、長い歴史があるにも関わらず、一般にどこまで、核融合科学コミュニティに於いても、認知度は高くないのが現状である。脱炭素社会に向け、核融合研究に社会的関心が高まっている昨今、分野間連携による学際的发展を期待しつつ、本小特集が、プラズマ科学・核融合科学研究者の方々に μ CF研究について興味をもって頂く一助となれば幸いである。

参考文献

- [1] 革新的研究開発推進プログラム ImPACT 「核変換による高レベル放射性廃棄物の大幅な低減・資源化」 (PM: 藤田玲子)
<https://www.jst.go.jp/impact/report/08.html#3>
- (a) 「高温プラズマ中でのミュオン触媒核融合反応の素過程の理論計算」 (木野康志)
- (b) 「核融合中性子の LLFP の分離・核変換への応用」 (佐藤元泰)
- (c) 「核変換処理のための高効率負ミュオン生成法の

Chubu University, Kasugai, AICHI 487-0027, Japan

author's e-mail: sokada@isc.chubu.ac.jp

研究－加速／貯蔵 ERIT リングの開発」(森義治)
 [2] 文部科学省 科学研究費助成事業 新学術領域研究
 (2018-2022)「宇宙観測検出器と量子ビームの出会い、

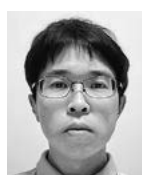
新たな応用への架け橋。」
 計画研究 B02「マッハ衝撃波緩衝領域での飛行中ミュオン触媒核融合の創生」(木野康志)

小特集執筆者紹介



いい よし あつ お
飯 吉 厚 夫

学校法人中部大学名誉総長。京都大学名誉教授。核融合科学研究所初代所長。工学博士(慶應義塾大学)。専門分野：プラズマ理工学。核融合科学。



やま した たく ま
山 下 琢 磨

東北大学高度教養教育・学生支援機構 助教。主な研究分野は、原子分子理論、放射化学。ミュオン触媒核融合のほか、陽電子や反陽子、反水素原子といった反粒子・反物質の化学にも取り組んでいます。



き の やす し
木 野 康 志

東北大学大学院理学研究科化学専攻教授。博士(理学)(九州大学)。ミュオン、陽電子、反陽子などを含む原子分子系の理論研究を行っています。福島第一原子力発電所事故以降は環境放射能、生物の放射線影響の研究にも取り組んでいます。



さ と う も と やす
佐 藤 元 泰

1947年生まれ。1988年、28 GHz・200 kW ジャイロトロンによるヘリオトロンEにおける無電流プラズマ実験、LHDのECRH。2002年から、大電力マイクロ波によるセラミックス加熱。2012年より中部大学で、核融合中性子による核廃棄物の短寿命化、減容化。さらにミュオン触媒核融合と未臨界トリウム固体炉の実現をめざす。



たな はし よし はる
棚 橋 美 治

中部大学理工学部宇宙航空学科教授。博士(工学)(名古屋大)。1988年から三菱重工にて主に航空機開発の風洞試験・空力研究に従事。2017年から現職。超音速流中のラムジェット衝撃波圧縮技術をミュオン触媒核融合に活用する手法の確立をめざし、プラズマ・核融合の有識者の指導の下、実証を模索中。年配の先生方の眼の黒い内に成果を出すことが目標。



もり よし はる
森 義 治

京都大学複合原子力科学研究所特任教授。東京大学原子核研究所教授。高エネルギー加速器研究機構教授。京都大学原子炉実験所教授を経て2016年3月定年退職(名誉教授)後現職。加速器物理、特に陽子シンクロトロン(J-PARC)、FFAG陽子加速器(京大・九大)の研究開発に従事。現在は、新加速方式とその応用(長寿命核変換、ミュオンコライダー・触媒核融合)等「意識された衝動」を以て研究を進めている。

やま もと のり まさ
山 本 則 正

中部大学 工学部 准教授 総合研究大学院大学・博士(理学)。プラズマ分光・素過程の分野で衝突輻射モデルの構築・分光スペクトル解析を中心に研究を行っている。



おか だ しん じ
岡 田 信 二

中部大学 理工学部 数理・物理サイエンス学科教授。博士(理学)(2004年東京工業大学)。専門は「エキゾチック原子」の実験的研究。加速器施設において「超伝導転移端マイクロカロリメータ」と呼ばれる高分解能X線検出器を駆使した基礎物理学実験を展開。近年は「ミュオン触媒核融合」を含む、素粒子・原子核・原子分子物理学の分野を跨ぐ学際的なミュオン科学研究を推進している。