

JAERI - M  
84-115

$\mu$ 中間子原子を用いた核融合の調査

1984年6月

永嶺謙忠\*

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。  
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1984

編集兼発行 日本原子力研究所  
印刷 網高野高速印刷

$\mu$ 中間子原子を用いた核融合の調査

永 嶺 謙 忠\*

(1984年5月29日受理)

ミュオン触媒による核融合現象に関する実験及び理論研究の現状について調査を行った。取扱った内容は、1) ドブナ (ソ連), ロスアラモス (米国), スイス国立核物理研究所などにおける中間子分子生成に関する実験結果の最近の情報, 2) 中間子分子生成に関する最近の理論研究, 3) ミュオンの生成や利用の効率, などについてである。

---

この報告書は、昭和58年度に日本原子力研究所より東京大学に委託した調査の報告書を改めてまとめたものである。

\* 東京大学理学部

Review of Studies of the Muon Catalyzed Nuclear Fusion

Kanetada NAGAMINE \*

( Received May 29, 1984 )

The status of experimental and theoretical studies on the muon catalyzed nuclear fusion is reviewed. Subjects covered are 1) the most recent experimental results on the mesomolecule formation done at Dubna, LAMPF, and SIN, 2) recent theoretical works on the mesomolecular formation, and 3) muon production and usage efficiency.

Keywords: Muon Catalyzed Nuclear Fusion, Mesomolecule, Muon,  
Nuclear Fusion, Review

---

This work was supported by a research contract of Japan Atomic Energy Research Institute with University of Tokyo in Fiscal year 1983.

\* Faculty of Science, University of Tokyo

## 目 次

1. はじめに：ミュオン核融合とは何か .....	1
1.1 ミュオンとミュオン原子 .....	1
1.2 ミュオン核融合の概念 .....	3
1.3 ミュオン核融合のための反応式 .....	7
2. ミュオン核融合に関する研究の現状 .....	9
2.1 中間子分子の共鳴的生成 .....	9
2.2 (dt $\mu$ )-Fusionに関する最近の研究 .....	17
2.3 (dt $\mu$ )分子生成における超微細構造効果 .....	25
2.4 問題点と今後の動向 .....	31
3. ミュオンの経済的発生と利用 .....	32
3.1 生成確率と利用確率 .....	32
3.2 ミュオン発生のためのコストと経済性 .....	34
4. おわりに：ミュオン核融合炉の可能性と今後の動向 .....	37
謝 辞 .....	38
参考文献 .....	39
付録 A (dt $\mu$ )系における <sup>3</sup> He不純物の効果 .....	41
付録 B ミュオン触媒核融合ワークショップ報告 .....	42

## Contents

1.	Introduction: Principle of Muon Catalyzed Nuclear Fusion .....	1
1.1	Muon and Muonic Atoms .....	1
1.2	Concepts of Muon Catalyzed Nuclear Fusion .....	3
1.3	Equation of Reaction Kinetics in Muon Catalyzed Nuclear Fusion .....	7
2.	Present Status of Research Activities for Muon Catalyzed Nuclear Fusion .....	9
2.1	Resonant Formation of Mesomolecules .....	9
2.2	Recent Studies on (d $\mu$ )-Fusion .....	17
2.3	Hyperfine Effects in (d $\mu$ )-Mesomolecule Formation .....	25
2.4	Problems and Possible Future Development .....	31
3.	Economical Production and Usage of Muons .....	32
3.1	Production Probability and Usage Probability .....	32
3.2	Cost and Economics in Muon Production .....	34
4.	Summary: Possibility for Muon-Catalytic Fusion Reactor and Possible Future Development .....	37
	Acknowledgments .....	38
	References .....	39
	Appendix A Effect of <sup>3</sup> He impurity in (d $\mu$ ) system .....	41
	Appendix B Report of Muon-Catalyzed Fusion Workshop .....	42

## 1. はじめに：ミュオン核融合とは何か

### 1.1 ミュオンとミュオン原子

ミュオン( $\mu$ -中間子)は質量が陽子の約 $1/9$ (電子の約207倍)の不安定素粒子であって、電荷が正及び負を持つ2種類の粒子があり、 $\mu^+$ (正ミュオン, 正 $\mu$ 中間子)及び $\mu^-$ (負ミュオン, 負 $\mu$ 中間子)と呼ぶ。主要な性質は表1-1にまとめるが、現在の素粒子物理学の理解では、ミュオンは電子(陽電子)やニュートリノ(反ニュートリノ)や $\tau$ 粒子と共に"レプトン"と言う素粒子の族の一つである。事実、現在までの実験事実は、質量が重いことを除けば、物理的性質は電子と全く同じである。従ってミュオンは"中間子"ではないが、これまでの伝統に従って、 $\mu$ -中間子と呼ばれることもあり、この報告書でも、中間子分子などという言葉を使うことにする。

ミュオンは、宇宙線として、地球にふりそそいでいるが、より強度が高く性能の良いミュオンは実験室において大型加速器を利用してビームとして得ることができる。加速器によって300MeV以上(500MeV程度以上が望ましい)のエネルギーを持つ陽子ビームを得て、それを物質にあて陽子-原子核反応を起させ、パイオン(パイ中間子,  $\pi^\pm$ )を発生させる。パイオンは静止している時は、26nsで崩壊してミュオンを生み出す( $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ,  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ )。核反応で発生するパイオンはエネルギーも方向も分布を持っていて、パイオンからミュオンに変換する時間はパイオンのエネルギーに応じて、相対論的効果 $\gamma$ 因子だけ寿命が長くなる。このように、加速器からミュオンを作り出すには $\pi$ の発生と $\pi$ の崩壊という2つの過程があるため、閉じこめ磁場などのビーム光学的な工夫が必要となる。

表1-2には、世界中でミュオンを強力に発生することの出来る実験ファシリティをまとめて列記してある。LAMPF, SIN, TRIUMFはメソンファクトリーと呼ばれ、共に1974~1976年の間に、陽子ビーム強度が数100 $\mu$ Aまで上り、パイオン・ミュオンを強力に作り出すことが出来るようになった。我が国では、1980年になって、筆者等、東京大学中間子科学実験施設グループが、筑波にある高エネルギー物理学研究所内に世界にさきがけてパルス状ミュオンファシリティを完成させ[NA81, NA83], ユニークなミュオン実験を進めている。

加速器やビーム光学系の後に得られるミュオンは数10MeVのエネルギーを持つ高速イオンビームであって、物質をおくとエネルギーを失ない、やがて飛程分だけ進んで止まる。飛程とエネルギーの関係は図1-1に示す通りである。100MeVの $\mu^-$ を液体水素中にとめるには、21.2cmもの厚さが必要になる。さて、数MeVの負のミュオン、 $\mu^-$ が物質中に入るとどうなるであろうか。 $\mu^-$ は物質の原子内電子を電離することによってエネルギーを失ない、やがて物質の価電子と同じエネ

表 1-1 ミュオンの基本的性質

		$\mu^+$	$\mu^-$
質量,	$m_\mu$ (MeV)	105.659 46 (24)	105.659 (1)
スピン		1/2	1/2
碰気能率, (陽子との比)	$\mu_\mu/\mu_p$	3.183 346 1 (11)	
碰気因子/2,	$g/2$	1.001 165 910 (12)	1.001 165 936 (12)
真空中の寿命,	$\tau_\mu^{\text{free}}$ (s)	$2.197 11(8) \times 10^{-6}$ (stopped)	$2.194 8(10) \times 10^{-6}$ (in flight)
崩壊様式, ( $\mu^+$ のみ)	decay	$e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ (100%) $e^+ + \gamma$ ( $< 1.7 \times 10^{-10}$ ) $e^+ + e^- + e^+$ ( $< 1.9 \times 10^{-9}$ ) $e^+ + \gamma + \gamma$ ( $< 1.25 \times 10^{-8}$ )	

表 1-2 ミュオンを作り出す代表的な加速器

	陽子エネ ルギー (MeV)	平均 強度 ( $\mu\text{A}$ )	作動 因子	マイク ロバル ス周期 (MHz)
LAMPF(米, ロスアラモス)	760	530	0.06	200
SIN(スイス, ビリゲン)	560	100	1	50.8
TRIUMF(カ ナダ,バンクーバー)	500	100	1	23.1
KEK-Booster	500	2	$10^{-6}$	6.03

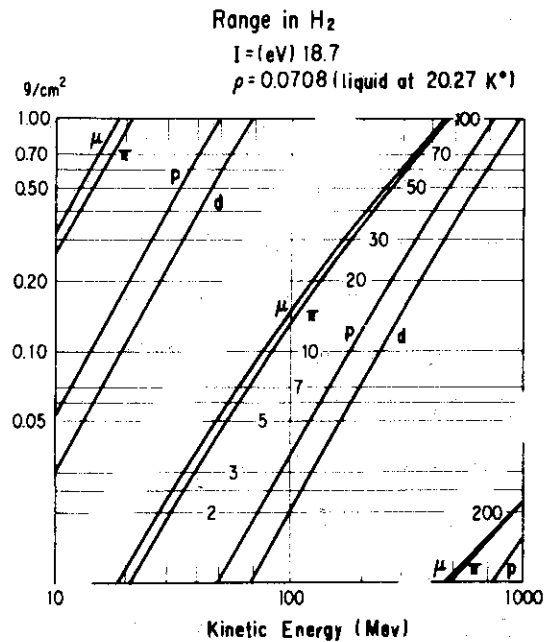


図 1-1 液体水素の中の $\mu, \pi$ の飛程



ルギーとなり、価電子を電離し、原子に捕獲され (Auger 捕獲), 次々と内殻電子と相互作用をして電子殻の内側に入りこみ原子核に近づく。この際に、縮退した電子系の電離現象が起る。この現象の理論的な理解は, Fermi と Teller [ FE56 ] の有名な論文を始めとして, 数々の研究が現在に至るまで盛んに行なわれている [ LE77, DA75, CO83 ]。これから話を進めてゆく, 水素 (H), 重水素 (D), トリチウム (T) などは原子内電子が 1 個であるので問題が簡単になると同時に, 固有の問題も発生する [ CO60, MA81, CO83 ]

H, D, T などに対しては, Auger 捕獲によって中性の  $(\mu p)$ ,  $(\mu d)$ ,  $(\mu t)$  などの, p, d, t を核とし, その周囲を電子の 207 倍の重さの負ミューオンが周るといふ原子状態が形成される。これをミューオン原子 (Muonic Atom) とする。Auger 捕獲後のミューオン原子の状態は主量子数 14 程度の軌道につかまり,  $10^{-9}$  s 以下の時間内で基底状態に落ちつく。 $(\mu p)$ ,  $(\mu d)$ ,  $(\mu t)$  の基底状態は原子半径 260 fm ( $\text{fm} = 10^{-13} \text{cm}$ ) と通常の電子原子の  $1/207$  の大きさである。これ等の原子の特性は表 1-3 にまとめてある。最終的に,  $\mu^-$  の大半は基底状態の原子軌道から真空の中と同じ様に自由崩壊して電子と 2 つのニュートリノになる ( $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ )。自由崩壊の寿命 ( $\tau_\mu$ ) :  $2.2 \mu\text{s}$ , 崩壊率 ( $\lambda_0$ ) :  $4.55 \times 10^5 \text{s}^{-1}$  である。ごくわずかの  $\mu^-$  は p, d, t の原子核に捕獲される ( $\mu^-$  p 核吸収率 : 約  $5 \times 10^2 \text{s}^{-1}$ ,  $\mu^-$  d 核吸収率 : 約  $4 \times 10^2 \text{s}^{-1}$ , など)。この自由崩壊と核吸収とで原子状態の  $\mu^-$  の寿命が決まるが, p, d, t に対しては実用上  $\tau_\mu$ ,  $\lambda_0$  を用いてよい。

## 1.2 ミューオン核融合の概念

$(\mu p)$ ,  $(\mu d)$ ,  $(\mu t)$  などが  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$  などの分子の大きさに比べて 200 倍以上小さいために, 点状中性粒子と考えて原子分子反応を理解することが出来る。従って, 図 1-2 に示すような過程が進行して,  $\mu^-$  が触媒作用をして, 核融合反応が次々と起ると考えられる。

$\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$  など水素同位体の関与する核融合反応は表 1-4 にまとめられている。図 1-2 では主として,  $\mu^-$ -d-t の系を扱っている。

- $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$  などのガス中に  $\mu^-$  原子が作られたとする。 $\mu^-$  は  $(\mu^- d) \rightarrow (\mu^- t)$  のように重い isotope に向って移行する。
- $(\mu^- t)$  などの中間子原子は核の電荷が  $\mu^-$  によって強く遮蔽されているので, d 原子又は  $\text{D}_2$  分子と熱エネルギー状態で反応して,  $\mu^-$  を仲介とする  $(d \mu^- t)$  なる中間子分子 (meso molecule) が生成される。
- 中間子分子内で, 分子の振動エネルギーの助けをかりて, d と t が近ずき  $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17.6 \text{MeV}$  などの核融合反応が起る。

表1-3 ( $\mu p$ ), ( $\mu d$ ), ( $\mu t$ ) 原子の基本的な性質

	$p\mu$	$d\mu$	$t\mu$
IS 状態 速縛エネルギー (eV)	2528	2663	2711
核吸収率 ( $s^{-1}$ )	$\approx 500$	$\approx 400$	
超微細分離 エネルギー (eV)	0.183	0.049	0.241

表1-4 p, d, t が関与する核融合反応

核融合反応	Q 値 (MeV)
$p+p \rightarrow d+e^++\nu$	2.2
$p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma$	5.4
$d+d \rightarrow \begin{cases} t+p (50\%) \\ {}^3\text{He}+n (50\%) \\ {}^4\text{He}+\alpha (\sim 0\%) \end{cases}$	4 3.3 24
$d+t \rightarrow {}^4\text{He}+n$	17.6
$p+t \rightarrow {}^4\text{He}+\gamma$	20
$t+t \rightarrow {}^4\text{He}+n+n$	10

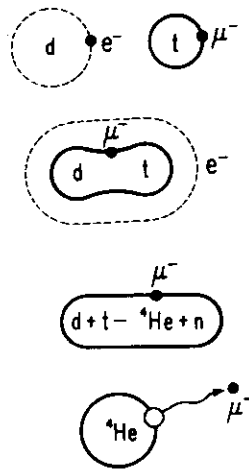


図1-2 ミュオン触媒核融合の原理図。(dt $\mu$ )系の場合。

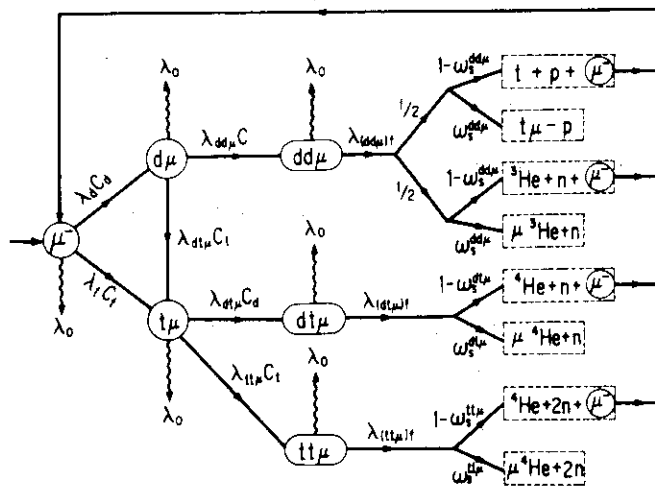


図1-3 ミュオン触媒核融合の反応のプロセス図。各ステップで、自由崩壊確率( $\lambda_0$ )との競争が起る。

d) 反応後  $\mu^-$  は ( $\mu^- \text{ } ^4\text{He}$ ) 原子としてとどまらずに,  $^4\text{He}$  核から離れて, 再び d, t などと中間子原子を生成し, a), b), c) のプロセスを次々とくり返す。

このような巡回的核融合反応が,  $\mu^-$  の寿命  $\tau_\mu$  に比べて十分ひんばんにくり返すことが出来るならば, 大量のエネルギーが生産されることが可能になる。このような過程において問題となる反応速度定数を定義しておく。  $\lambda_a, \lambda_b$ : ( $\mu^- \text{ a}$ ), ( $\mu^- \text{ b}$ ) 原子の生成率。  $\lambda_{ab}$ : ( $\mu^- \text{ a}$ )  $\rightarrow$  ( $\mu^- \text{ b}$ ) なる中間子移行速度定数。  $\lambda_{ab\mu}$ : ( $\text{a } \mu^- \text{ b}$ ) 中間子分子の生成確率。  $\lambda_{(ab\mu)f}$ : 中間子分子内での核融合反応率。  $\omega_s$ : 核融合反応後に  $\mu^-$  が反応生成核に束縛されて分離されない割合, 付着率。  $C_d, C_t$ :  $\text{D}_2, \text{T}_2$  それぞれの混合率 ( $C_d + C_t = 1$ )。図 1-3 には定義された  $\lambda$  と各 step の対応が例示されている。

負ミューオンがこのような核融合の触媒をひき起す可能性があることは, 1947 年に Frank が予言した [FR47]。実験的には, Alvarez のグループが宇宙線中の負ミューオンを泡箱中でとらえることにより見いだした [AL56]。その後, いくつかの実験的及び理論的研究がなされた。特に有名なのは Jackson による理論計算であり [JA57], 上記 a)~d) のプロセスの重要な機構を定量的に論じていて, その後の広い研究を推進する役目を演じた。後に述べるように, 中間子分子の生成過程において共鳴機構が存在することなどによって, 70 年代後半に研究が大きく展開することになるが, Jackson の論文の範囲内で, 現在も正しいと考えられる分子内核融合反応率について, 以下に述べておく。

( $\text{a } \mu^- \text{ b}$ ) の中間子分子内での核融合反応は,  $\mu^-$  が核のクーロン障壁を減少させ, さらに分子振動における零点振動のために, 図 1-4 のように 2 つの核が相関距離ゼロに至るまで近づく確率が生じてくる。pd, dd, dt などの低エネルギー核反応断面積の実験結果と, 分子波動関数の理論計算とから,  $\lambda_{(ab\mu)f}$  の値を予測することが出来る。結果は表 1-5 に示すごとく, 波動関数を求めるためのパラメータ  $\alpha_N$  に対して弱い依存性を持っているが, 絶対値は  $\lambda_0$  に比べると圧倒的に大きい。従って, mesomolecule が出来れば, 即核融合反応が起きると考えてよいことになる。従って, 分子生成率を求める実験は, 適当な濃度を持った混合ガス又は液体中に  $\mu$  原子を作り, 中間子分子生成に伴って生ずる核融合反応の生成物を測ればよいことになる。

次章に詳しく述べる 1970 年代後半以後の大きなミューオン核融合の研究の展開は, 分子生成確率  $\lambda_{ab\mu}$  がある条件で非常に大きな値を持つという共鳴現象の発見によってもたらされた。それ以前の時期における, ( $\text{pp}\mu$ ) や ( $\text{pd}\mu$ ) 系における実験 [BL63, CO64, BY76] は Jackson 等の理論が予測したように,  $\lambda_{ab\mu}$  の値が高々  $\lambda_0$  の数倍程度にとどまっていた, ミューオン核融合の現象が実用化と関連づけられるとは誰も思わなかった。

表1-5 p, d, t 中間子分子内における核融合反応率の理論値。  $\alpha_N$  は分子波動函数を計算する際のパラメーターである。(単位は  $s^{-1}$ ) [JA57]

$\alpha_N$	(pd $\mu$ )	(dd $\mu$ )	(dt $\mu$ )
0	$0.18 \times 10^6$	$0.35 \times 10^{11}$	$0.11 \times 10^{13}$
0.02	$0.26 \times 10^6$	$0.70 \times 10^{11}$	$0.23 \times 10^{13}$
0.05	$0.48 \times 10^6$	$1.41 \times 10^{11}$	$0.57 \times 10^{13}$

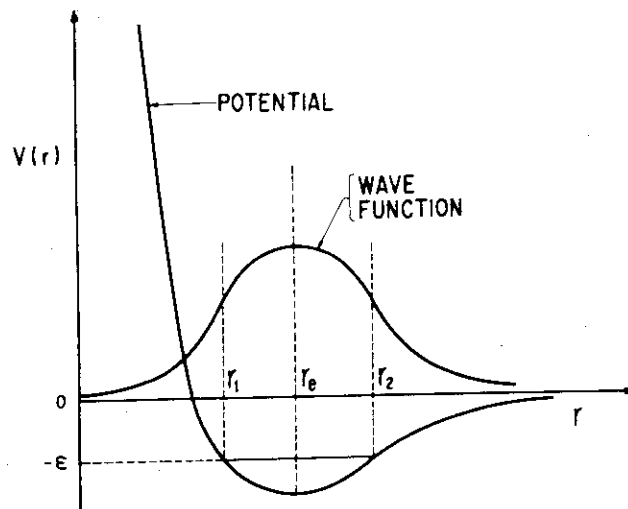


図1-4 (ab $\mu$ ) 型中間子分子の a, b 核に対する核ポテンシャルエネルギーとエネルギー(- $\epsilon$ )を持つ基底状態の分子振動波動函数。 $r_e$  は a, b の平均距離を示す。距離ゼロで有限の波動函数を持つ。

1.3 ミュオン核融合のための反応式

ここで、後の議論のために必要となるミュオン核融合のための反応式をまとめておこう。 $D_2 + T_2$ の混合ガスを考えることにして、図1-3に示した反応プロセスに対応する反応式をたてる。前節に定義した反応率(生成率)の中で、 $\lambda_a, \lambda_b, \lambda_{ab\mu}$ などが混合ガスの濃度に依存するので、慣習的に全ての実験値を液体水素濃度 $\rho_0 (4.55 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3})$ で規格化してとり扱うことが多い。対象とする混合ガスの密度と $\rho_0$ の比を $\varphi$ と書き、 $\rho_0$ に対応するものを $\lambda_a^0, \lambda_{ab\mu}^0, \dots$ などと表わす。さらに、 $N_\mu(t)$ : 時間 $t$ における自由 $\mu^-$ の数;  $N_{a\mu}, N_{ab\mu}, \dots$ : ミュオン原子, 中間子分子の数, 等と定義すると、プロセスの進行を記述する式は次のようになる[GE80]。

$$\begin{aligned} -dN_\mu/dt &= (\lambda_0 + \lambda_d) N_\mu - \lambda_{(dt\mu)f} (1 - \omega_s) N_{dt\mu} \\ &\quad - \lambda_{(dd\mu)f} [1 - \frac{1}{3} (\omega_d + \omega_d')] N_{dd\mu} \\ &\quad - \lambda_{(tt\mu)f} (1 - \omega_t) N_{tt\mu} \\ -dN_{d\mu}/dt &= (\lambda_0 + \lambda_{dt\mu} C_t + \lambda_{dd\mu} C_d) N_{d\mu} - \lambda_d N_\mu \\ -dN_{t\mu}/dt &= (\lambda_0 + \lambda_{dt\mu} C_d + \lambda_{tt\mu} C_t) N_{t\mu} \\ &\quad - \lambda_{dt} C_t N_{d\mu} - \lambda_t C_t N_\mu - \frac{1}{2} \lambda_{td} \omega_d' N_{dd\mu} \\ -dN_{dt\mu}/dt &= (\lambda_0 + \lambda_{(dt\mu)f}) N_{dt\mu} - \lambda_{dt\mu} C_d N_{t\mu} \\ -dN_{dd\mu}/dt &= (\lambda_0 + \lambda_{(dd\mu)f}) N_{dd\mu} - \lambda_{dd\mu} C_d N_{d\mu} \\ -dN_{tt\mu}/dt &= (\lambda_0 + \lambda_{(tt\mu)f}) N_{tt\mu} - \lambda_{tt\mu} C_t N_{t\mu} \end{aligned}$$

これらの連立微分方程式を解くことによって、各時間における原子, 分子の数を求めることが出来る。但し、 $\omega_s, \omega_d', \omega_a', \omega_t$ は $\omega_s^{dt\mu}, \omega_s^{dd\mu}(t), \omega_s^{dd\mu}(^3\text{He}), \omega_s^{tt\mu}$ を表わしている。各中間子分子における核融合反応の結果生ずる中性子数  $N_n^{(ab\mu)}$ は次のようになる(表1-4参照)。

$$\begin{aligned} -dN_n^{(dt\mu)}/dt &= -\lambda_{(dt\mu)f} N_{dt\mu} \\ -dN_n^{(dd\mu)}/dt &= -\frac{1}{2} \lambda_{(dd\mu)f} N_{dd\mu} \\ -dN_n^{(tt\mu)}/dt &= -2 \lambda_{(tt\mu)f} N_{tt\mu} \end{aligned}$$

ここで、 $\lambda_{dt\mu} C_d$ は $D_2$ と $DT$ との混合比に応じて次のように分解される。

$$\lambda_{dt\mu} C_d = \lambda_{dt\mu-d} 2C_{D_2} + \lambda_{dt\mu-t} C_{DT}$$

これらの反応式にはいくつかの前提となる仮定がある。すなわち、1)  $(t\mu), (d\mu)$ などにおけるスピン依存性が考慮されていない(2-2-2参照)。2) 全ての反応は熱平衡化された状態で起ると仮定している。3) 中間子分子中での核融合反応は分子のスピン状態によると予想されるが、その効果は無視している。反応式の解法はGershtein等の文献[GE80]に記述されている。混合ガスが高い密度( $\varphi > 0.1$ )を持つ場合について、 $(dt\mu)$ 分子の核融合による $\mu^-1$ 個当りの中性子の発生総数 $n_t$ は次のようになる。

$$[n_t^{(dt\mu)}]^{-1} \approx \frac{\lambda_0}{\lambda_{dt\mu} C_d} + \frac{\lambda_0 C_d}{\lambda_{dt} C_t} + \omega_s + \frac{\lambda_{tt\mu} C_t}{\lambda_{dt\mu} C_d} \omega_t$$

この式は、 $C_t \approx [1 + (\lambda_{dt} / \lambda_{dt\mu})^{1/2}]^{-1}$  のとき最大値を持つ。即ち、 $\lambda_{dt}$  と  $\lambda_{dt\mu}$  の値が知れると最大の中性子数を与える  $T_2$  濃度が決まる。また、 $\lambda_{dt}$ 、 $\lambda_{dt\mu}$ 、 $\lambda_{tt\mu}$  などの値を知ることが出来れば、 $\mu^{-1}$  個当りの中性子発生量を知ることによって付着率  $\omega_s$  を知ることが出来る。

上式で最終項を無視する近似をとり、次のようにミュオン触媒巡回率  $\lambda_c$  を定義することがある。

$$[\lambda_c]^{-1} = \frac{C_a}{\lambda_{dt\mu} C_t} + \frac{1}{\lambda_{dt\mu} C_a}$$

このとき、 $n_t^{(d+\mu)}$  は次のようになる。

$$n_t^{(dt\mu)} = \lambda_c / \lambda_n$$

$$\lambda_n \approx \lambda_0 + \omega_s \lambda_c$$

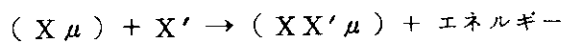
$[\lambda_n]^{-1}$  は巡回サイクル当りの中性子発生数に対応する。

## 2. ミュオン核融合に関する研究の現状

この章では、1984年3月末の時点までのミュオン触媒核融合に関する研究の最前線を概観する。サイエンスフィクションのように考えられていたミュオン核融合の現象が、ここ5年程の間に、にわか活況をおびてきたのは、Dubnaグループによって発見された中間子分子の生成過程における共鳴現象の存在であった。現時点での研究の中心課題もこのような共鳴現象を含む神秘的な中間子分子生成過程のメカニズムを明らかにすることである。最も新しい実験及び理論研究のまとめは2-2節に、それ以前に1970年代後半より盛んに行なわれてきた中間子分子生成の共鳴現象に関する実験及び理論研究のまとめを2-1節に示すことにする。

### 2.1 中間子分子の共鳴的生成

中間子分子は、次のような衝突過程を通じて生成される。



ここでX, X'はp, d, tを表わしている。そのエネルギーがどのように放出されるかに応じて図2-1のような2つの機構が考えられる：1) エネルギーがAuger電子の放出に使われる(Auger生成), 2) そのエネルギーが中間子分子の回転や振動運動を共鳴的に誘起して、電子の放出がない(共鳴生成)。

先に述べた(pp $\mu$ )や(pd $\mu$ )の生成過程はAuger生成であることは実験値をAuger生成の理論値が説明することで明らかである[PO78]。これに対して、(dd $\mu$ )や(dt $\mu$ )などが共鳴生成を通じて行なわれる。以下では、歴史的発展にとらわれず、1982年末頃までに主としてDubnaで行なわれた実験で明らかになった実験事実と、関連する理論研究の内容を簡単にまとめておく。

#### 2.1.1 共鳴生成に関する実験結果

図2-2は、(pd $\mu$ ), (dt $\mu$ )系に関してこれまでになされた実験の混合比及び温度領域を示している。(pp $\mu$ )は(pd $\mu$ )に、(dd $\mu$ )は(dt $\mu$ )に含ませてある。この図は、2-2節に述べる実験に関する内容も含んでいる。実験的に得られた(pp $\mu$ ), (pd $\mu$ )に対する $\lambda_{ab\mu}$ は、理論値とあわせて、表2-1に示した。

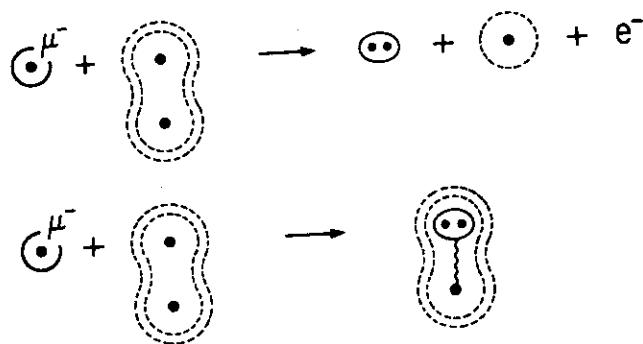


図 2-1 中間分子生成の2つのプロセスである Auger 捕獲生成 a) と共鳴生成 b) の概念図。

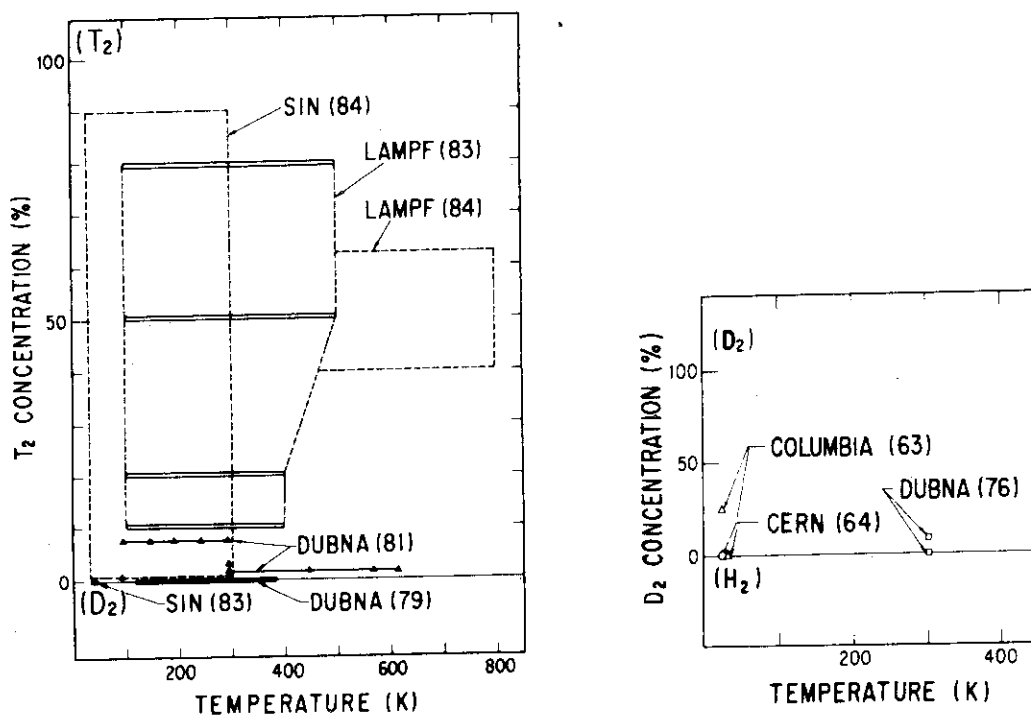


図 2-2 H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, T<sub>2</sub> を用いてこれまでになされたミュオン核融合実験の温度領域と濃度比の範囲。1984年3月までの情報を含んでいる。



a) (dd $\mu$ )の共鳴生成 [BY79]

実験条件は次の通り。ガス密度：0.011  $\rho_0 \sim 0.028 \rho_0$ ，温度領域：120～380 K。Fusion 反応に伴う中性子と  $\mu e$  崩壊に伴う電子の時間分布を測定する。 $\mu^-$  入射後同じ時間域 ( $t_1, t_2$ ) の間でカウントされる  $n$  と  $e$  との比を求め  $\lambda_{dd\mu}$  の温度依存性を知る。 $\lambda_{(dd\mu)f} \gg \lambda_0$  の下では、 $N_n(t) \propto N_\mu \eta_n (\lambda_{dd\mu} \varphi / 2\lambda_0) \times e^{-\lambda_0 t}$  と求まるので、中性子検出効率  $\eta_n$  を知って、中性子強度から  $\lambda_{dd\mu}$  を求める。測定結果が、図 2-3 である。

b) (dt $\mu$ )の共鳴生成 [BY80, BY81]

実験条件は次の通り。ガス密度：0.0068  $\rho_0 \sim 0.021 \rho_0$ ，濃度比：0.081%  $T_2 \sim 3\% T_2$ ，温度領域：93～613 K。Fusion 反応に伴う中性子の時間分布  $N_n(t)$  を測定する。さらに Fusion 反応の最期に死滅する  $\mu^-$  が出す電子の時間分布  $N_e(t)$  を同時にとらえて、中性子のバックグラウンドを落とす。

測定結果は、中性子カウント総数の温度依存性として示すと図 2-4 のようになり、温度変化に対して変化の弱い生成率を持つ。中性子数の  $Ct$  依存性から  $\lambda_{dt}$  が求まり、中性子数の絶対値から  $\lambda_{dt\mu}$  の下限が求まった。 $\lambda_{dt} = 2.9(4) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ ， $\lambda_{dt\mu} > 10^8 \text{ s}^{-1}$ 。

## 2.1.2 共鳴生成に関する理論

上記の実験結果を生むに当っては、Ponomarev, Vinitiskii 等の強力な理論的研究が重要な貢献をした。特に (dt $\mu$ ) 系の共鳴生成については、理論的予測が先行し実験の発展をうながした [GE77], [VI78]。

共鳴生成、 $d\mu + D_2 \rightarrow [(dd\mu) d 2e]^*$ ， $t\mu + D_2 \rightarrow [(dt\mu) d 2e]^*$  などが実現するためには、中性子分子 (ab $\mu$ ) のエネルギー準位が、電子の電離エネルギー ( $\sim 15 \text{ eV}$ ) 及び  $D_2$  分子の解離エネルギー ( $\sim 4.5 \text{ eV}$ ) よりも低い位置に存在しなければならない。(ab $\mu$ ) 型の中間子分子のエネルギー準位の計算は、Born-Oppenheimer 近似がなりたたないクーロン 3 体系の計算であって、Ponomarev 等のグループの精力的な研究によって 1970 年代後半に実現された [VI77, PO78, PO80]。彼等は、図 2-5 の座標系で示されるような 3 体問題を a, b の相関をゼロにした 2 中心系の波動函数 (離散状態及び連続状態共に) の完全系で展開すること (3 体問題の断熱表示) によって (ab $\mu$ ) 系の固有エネルギーを計算した。その際に登場する連立微積分方程式の解決に当っては、2 準位近似といわれる最低次の近似を用いてよいことも示された [PO78]。表 2-2 は、p, d, t に関する中間子分子の結合エネルギーをまとめたものである。この計算結果から、(dd $\mu$ )、(dt $\mu$ ) 分子の  $J$  (回転角運動量) = 1,  $\nu$  (振動角運動量) = 1 の状態に共鳴生成の原因となり得る弱い束縛状態の準位が存在することが可能であることが判る。また同じ表から明らかのように、(pp $\mu$ )、(pd $\mu$ )、(pt $\mu$ ) には共鳴生成を起こさせるような準位が存在しない。

表 2-1 (ppμ) 及び (pdμ) 中間子分子に対する生成率の実験値と測定値〔PO78〕

文 献	$\lambda_{pp\mu}$ ( $10^6 \text{ s}^{-1}$ )	$\lambda_{pd\mu}$ ( $10^6 \text{ s}^{-1}$ )
DZ62	1.5(6)	
BL63	1.89(20)	5.8(3)
CO64	2.55(18)	6.82(25)
BY76	2.34(17)	5.53(16)
CO60	3.9	3.0
PO76	2.2	5.9

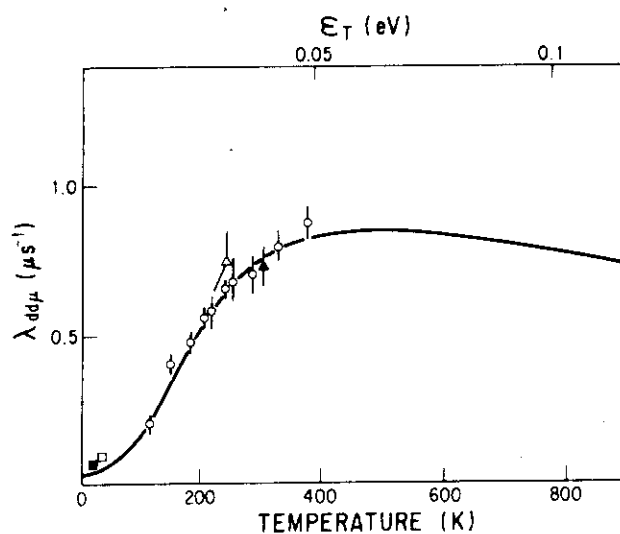


図 2-3 観測された (ddμ) 分子生成率の温度変化と共鳴生成のモデルによる理論曲線〔BY79〕

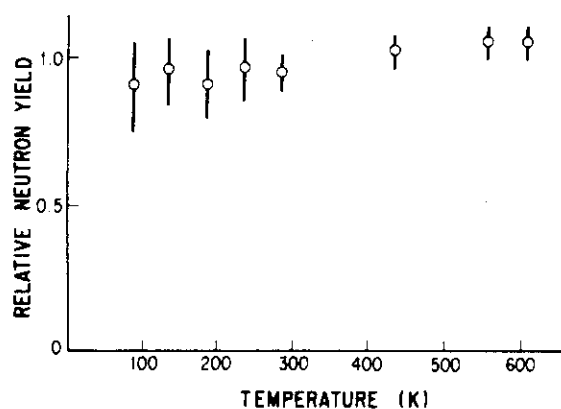


図 2-4 実験で観測された (dtμ) 分子生成に伴う核融合反応の中性子数の温度変化〔BY80〕

さて共鳴生成反応はどのように進行すると理論的に考えられるであろうか。初期状態は、 $(d\mu)$  や  $(t\mu)$  が連続状態にあり  $D_2$  などの分子は  $(K=0, \nu=0)$  の基底状態にある。終状態は、 $[(ab\mu) a \ 2e]$  型の分子が角運動量  $K=1$  を持つ振動状態と考えられる [VI 78]。図 2-6 a, b は  $(dd\mu)$ ,  $(dt\mu)$  について始状態と終状態を示したものである。この図から明らかのように、 $(d\mu)$  や  $(t\mu)$  の運動エネルギー  $\epsilon_0$  が  $\epsilon_0 = \epsilon_{11} + E_\nu - E_0$  となるときに共鳴的な分子生成が起る。始状態、終状態それぞれの波動函数を求め、 $(d\mu)$  や  $(t\mu)$  と  $D_2$  などの分子で作られる双極子モーメントのオペレーターの期待値を求めることにより、分子生成の遷移確率を得ることが出来る。図 2-7 で与えられる座標系を用いて、遷移確率を求め、反応生成率に直すと結果は次のようになる [VI 78]。

$$\lambda = \beta \frac{8\pi^2}{3} (\rho_0 a_0^3) \left(\frac{me}{m\mu}\right)^5 \left(\frac{m\mu}{ma}\right)^3 I_\nu^2 |d_{fi}|^2 \gamma(\epsilon_0, \epsilon_T) \frac{m_e e^4}{(h/2\pi)^3}$$

ここで、 $m_a$  は中間子原子の換算質量、 $\beta$  は統計因子で  $(dd\mu)$  では  $1/3$ 、 $(dt\mu)$  では  $1$  となる。 $I_\nu$  は  $D_2$  などの分子動径波動函数の双極子遷移積分、 $d_{fi}$  は中間子原子波動函数の双極子モーメントの期待値である。 $(dd\mu)$ ,  $(dt\mu)$  に対する  $I_\nu$ ,  $d_{fi}$  の値は表 2-3 に示されている。これ等の理論計算は、表 2-4 に示される分子生成率を示す。特に、 $(dd\mu)$  では図 2-3 における実線で示されたような温度依存性を示し、実験値を良く再現する。 $\lambda_{ab\mu}$  が  $(dd\mu)$  で小さく、 $(dt\mu)$  で大きい理由は図 2-6 と表 2-3 より明らかであって、 $(dd\mu)$  の束縛状態の結合エネルギーが大きい分だけ高い  $\nu$  の状態に分子を励起し、そのために分子波動函数の重なりが悪くなり、 $I_\nu$  の値が小さくなるためである。

これらの理論計算には、 $K=0$  以外の寄与の可能性や  $(d\mu)$ ,  $(t\mu)$  の持つスピンの効果等が考慮されておらず、このことは後に示すように 1983 年以後に問題にされている。

### 2.1.3 ミュオン核融合の他の現象に関連する理論

図 1-2 や図 1-3 で示されるミュオン触媒による核融合現象は、分子生成の他にいくつかの重要なメカニズムによっている。これまでに扱われなかった  $\mu^-$  移行反応  $\lambda_{ab}$ ,  $\mu^-$  付着率  $\omega_s$  について、理論的にどのように予測されているか簡単に以下にまとめておく。

表 1-3 に示されているように、 $(\mu p)$ ,  $(\mu d)$ ,  $(\mu t)$  原子の基底状態のエネルギーは、この順に次第に大きくなる。従って、 $\mu^- d + t \rightarrow \mu^- t + d$  のように、重い核に向ってミュオンが移行する。移行確率は Jackson によって計算され [JA 57]、最近 Dubna グループが 3 体問題の取扱いに従って再計算を行なっている [PO 78]。計算で得られる荷電変換反応の断面積  $\sigma_a$  と相対速度  $v$  とから、液体水素密度に対する反応率  $\lambda_{ab}$  が、 $\lambda_{ab} = \sigma_{21} v N_0$  と求まる。表 2-5 は  $\lambda_{ab}$  についての計算結果のまとめである。実験的に得られた  $\lambda_{dt}$  の値は理論値とよく一致している。

表 2-2 p, d, t に対する中間子分子の結合エネルギー (単位 eV) [PO78]。

角運動量	J = 0		J = 1		J = 2	J = 3
振動状態	$\nu = 0$	$\nu = 1$	$\nu = 0$	$\nu = 1$	$\nu = 0$	$\nu = 0$
pp $\mu$	253.0		105.6			
pd $\mu$	221.5		96.3			
pt $\mu$	213.3		97.5			
dd $\mu$	325.0	35.6	226.3	2.0	85.6	
dt $\mu$	319.1	34.7	232.2	0.9	102.3	
tt $\mu$	362.9	83.7	288.9	44.9	172.0	47.7

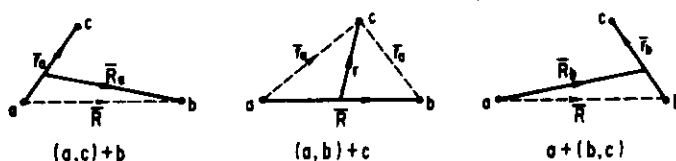


図 2-5 中間子分子のエネルギー準位を求めるための、3体クローン問題の座標系

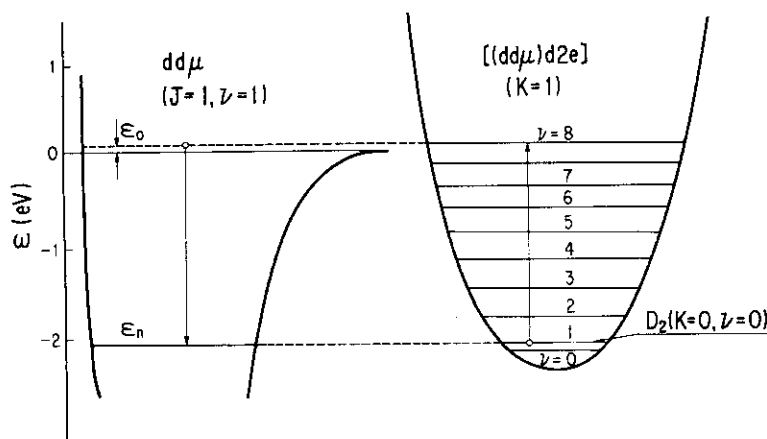


図 2-6a (dd $\mu$ )分子と [(dd $\mu$ )d2e]分子のエネルギー準位。熱エネルギーの ( $\mu$ d) から (dd $\mu$ ) の  $J=1, \nu=1$  の束縛状態が生ずると、分子内遷移で、[(dd $\mu$ )d2e] の  $K=1, \nu=8$  の準位が共鳴的に生成される。

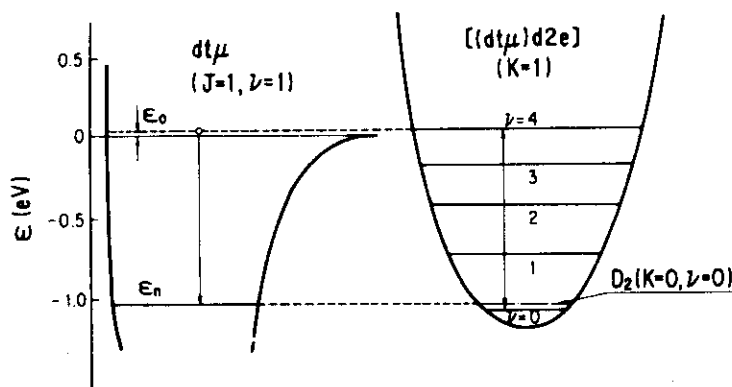


図 2-6b (dt $\mu$ )分子と [(dt $\mu$ )d2e]分子のエネルギー準位。熱エネルギーの ( $\mu$ t) から [(dt $\mu$ )d2e] の  $K=1, \nu=4$  の準位が共鳴的に生成される。

(オリジナル図面使用のこと)

表2-3  $(dd\mu)$  及び  $(dt\mu)$  分子の共鳴生成を決めるパラメーター。角運動量  $K=1$  の分子準位のエネルギーと双極子遷移積分 [VI78]。

$\nu$	[[ $(dd\mu)d2e$ ]]		[[ $(dt\mu)d2e$ ]]	
	$-E_\nu$ eV	$I_\nu$ $\times 10$	$-E_\nu$ eV	$I_\nu$ $\times 10$
0	4.577	5.00	4.582	5.00
1	4.255	0.865	4.270	0.845
2	3.945	0.483	3.968	0.521
3	3.645	0.224	3.676	0.244
4	3.357	0.119	3.395	0.133
5	3.079	0.0663	3.123	0.0757
6	2.811	0.0390	2.862	0.0453
7	2.554	0.0239	2.610	0.0282
8	2.307	0.0152	2.368	0.0182

表2-4  $(dd\mu)$  中間子分子の生成確率の実験値と理論値 [PO78]

文献	$\lambda_{dd\mu}$ ( $10^6 \text{ s}^{-1}$ )	$\epsilon$ (eV)
[DO63]	0.103(4)	0.004
[BY14]	0.73(7)	0.046
[CO60]	0.036	
[VI78]	0.039	0.004
[VI78]	0.124	0.04

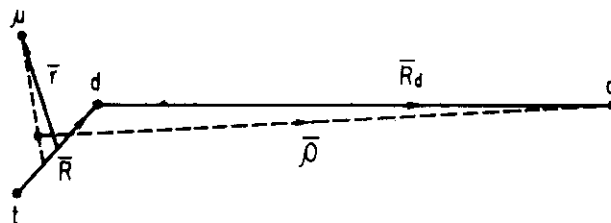


図2-7  $[(dt\mu)d2e]$  分子生成率を計算するための座標系

表2-5  $\mu^-$  移行反応速度  $\lambda_{ab}$  ( $s^{-1}$ ) の実験値と理論値,  $\rho_0$  濃度に対する値に規格化されている。温度は常温。

	$\lambda_{pd}$	$\lambda_{pt}$	$\lambda_{dt}$
[BY81]			$2.9(4) \times 10^8$
[ZE61]	$1.3 \times 10^{10}$	$6.1 \times 10^9$	$5 \times 10^7$
[PO78]	$1.7 \times 10^{10}$	$7.5 \times 10^9$	$1.9 \times 10^8$

表2-6 核融合反応後の  $\mu^-$  付着率  $\omega_s$  の理論値と実験値

	$\omega_s^{dt\mu}$	$\omega_s^{dd\mu}$	$\omega_s^{tt\mu}$
[GE81]	$0.86 \times 10^{-2}$	0.15	$\sim 0.1$
[BR81]	$0.91 \times 10^{-2}$		
[DZ64]		$< 0.13$	
[JO83]	$7.6(5) \times 10^{-3}$		

1-3節で示したように、核融合で発生される中性子数は核融合反応の後に $\mu^-$ が $\text{He}$ のような残留核に付着している確率 $\omega_s$ によっている。例えば、 $(dt\mu)$ 系では、 $\omega_s$ が完全にゼロなら $\lambda_{dt\mu}/\lambda_0$ 回の核融合反応が起り、もし $\omega_s$ が有限であると $1/\omega_s$ 回分の反応が起こる。 $\omega_s$ についていくつかの理論計算が行なわれている[GE81, BR81]。表2-6はそれらの結果のまとめである。これらの $\omega_s$ の計算には、核融合反応の直後に $\mu^-$ が核に束縛されている確率を求めることに加え、束縛された( $\mu^-$ -原子核)の系が減速されている間に $\mu^-$ が分離される確率が考慮されている。 $(dt\mu)$ 系では( $\mu\alpha$ )は3.5 MeVの反跳エネルギーを持つため、生ずる( $\mu\alpha$ )の内約29%から $\mu^-$ が分離され、巡回的核融合反応に再度参加する。

## 2.2 (dt $\mu$ )-Fusionに関する最近の研究

(dt $\mu$ )系における共鳴的分子生成の予測とDubnaにおける実験結果は次の新しい実験の展開をもたらした。1983年になって、LAMPFとSINにおいて、新しい角度から、ミュオン核融合の物理について実験的、理論的アプローチが行なわれた。以下に、やや詳しくその辺の状況を述べる。

### 2.2.1 高密度・高温における(dt $\mu$ )-Fusionの研究

Dubnaの実験からの大きな前進が、米国ロスアラモスにあるLAMPF研究所において得られた。LAMPFは世界3大メソンファクトリーの1つであり、760 MeVの陽子ビームが500  $\mu\text{A}$ 以上の強度で得られ、その陽子ビームから $\pi^-$ を発生させそれが崩壊して得られる $\mu^-$ ビームを利用する。実験は低速の $\pi^-$ を出すのに適している。Biomedicalチャンネルで行なわれた、結果の第1レポートは既に、報告されている[JO83]。以下に、この第1レポートのまとめと、1983年夏に筆者がLAMPFで得た情報及び1984年3月に得たLeon氏よりの私信等を述べる。

実験条件は以下の通りである。混合ガス濃度： $\rho_0$  (液体水素の濃度、 $4.22 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ )の0.45と0.65。ガス比：10%  $T_2$  ~ 80%  $T_2$ 。温度域：100 ~ 540 K。混合ガスは図2-8の写真に示す金の内ばりをしたステンレスの容器の内に入っている。さらにその容器は、図2-9に示す操作系の先におさめられていて、容器全体がミュオンビームにあてられる。

ミュオンビームとカウンター系、ターゲット系の配置図が図2-10であって、ミュオンが入射されたことをミュオンカウンター(1)(2)でとらえ、Fusionの後に生ずる中性子を3つの液体シンチレーターでとらえ、Fusionサイクルの後に最終的に死滅した $\mu^-$ が発生する電子を3つのシンチレーターでとらえる。測定は入射されるミュオン1個づつに続いて起る中性子と電子との時間スペクトル上の相関をとることによって行なわれた。この際放出される14 MeVの中性子の絶対値を求めることに注意を払い、Van de Graafで得られる中性子で検出器の較正を行なった。中性子の平均的効率( $\eta$ )は3.4(3)%であった。

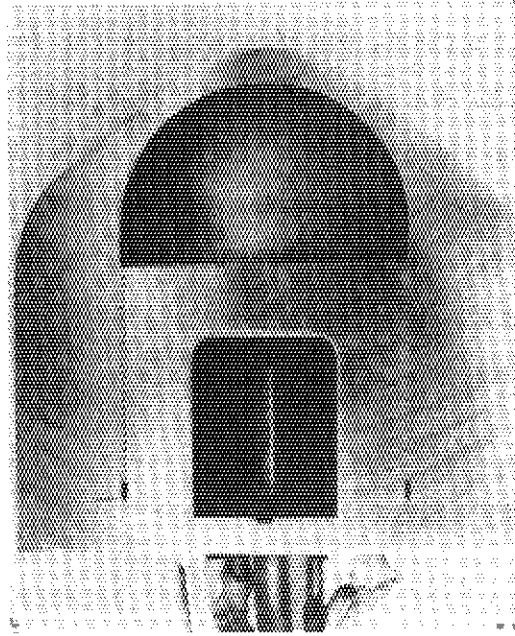


図2-8 LAMPF実験〔J083〕に使われた標的チャンパーの写真。半球部の内面が金メッキされていて、そこに $D_2+T_2$ の混合ガスが導入される。(Leon氏の好意による)

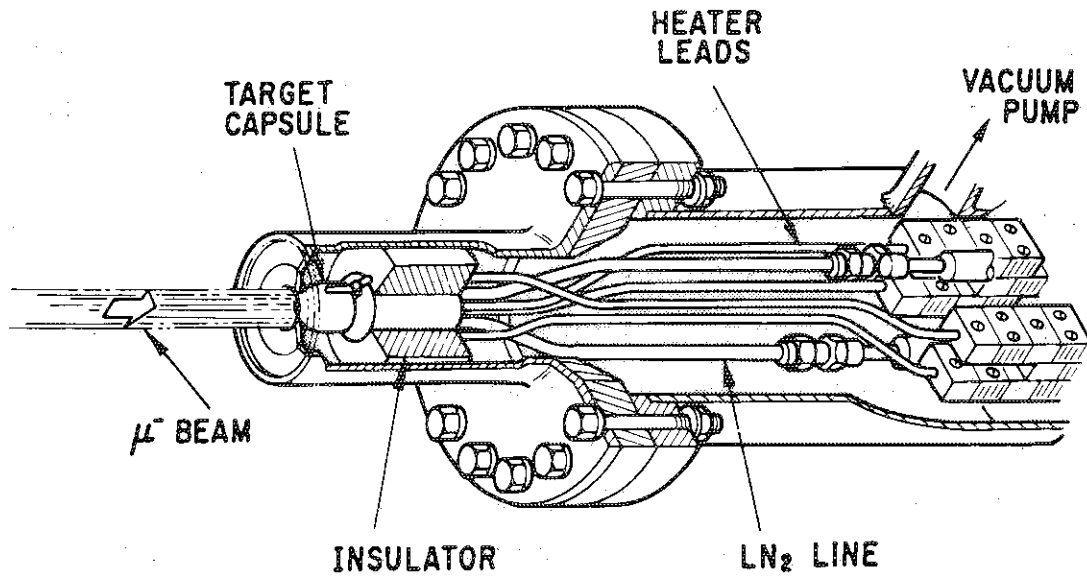


図2-9 LAMPF実験〔J083〕のためのトリチウム操作系の先端部。図2-7の標的が最先端にとりつけられている。



Fusion の後に生ずる中性子数は  $50 \mu\text{s}$  に 20 個以上にも達するため、検出器の死滅時間を正確に補正しないと、放出中性子数を正しく求めることが出来ない。この実験では、続けてやって来る複数個の中性子の相互の時間間隔の分布 ( $P(t)$ ) を知ることによって、Fusion のよって生ずる中性子数を求めている。ミュオン巡回ひん度:  $\lambda_c$ , 中性子発生率:  $\lambda_n$  とすれば,

$$P(t) \simeq \eta \lambda_c \exp [ - (\eta \lambda_c + \lambda_n) t ]$$

となり、ミュオン到着後  $500 \text{ ns}$  から  $1500 \text{ ns}$  までの時間域での  $P(t)$  の実験値へのフィットから  $\lambda_c$ ,  $\lambda_n$  を求める。1-3 節に示したようにミュオン 1 個当りの平均的中性子発生数  $n_t(dt\mu)$  は  $\lambda_c / \lambda_n$  となる。 $\lambda_c$  の実験値は図 2-11 に示されている。低い  $T_2$  濃度では Dubna と同じで、温度依存性がなく、高い  $T_2$  濃度では、高い温度程高い巡回率を示し、 $50\% T_2$  では最高値を持つ  $T_2$  濃度依存性を持つ。前述したように、 $\lambda_c$  は次のように分解される。

$$\lambda_c = \frac{C_d}{\varphi \lambda_{dt} C_t} + \frac{1}{\varphi \lambda_{dt\mu} C_d}$$

さらに  $\lambda_{dt\mu}$  の内容は

$$\lambda_{dt\mu-d} : t\mu + D_2 \rightarrow [ (dt\mu) d 2e^- ] *$$

$$\lambda_{dt\mu-t} : t\mu + DT \rightarrow [ (dt\mu) t 2e^- ] *$$

と分解されるため、

$$\lambda_{dt\mu} = \lambda_{dt\mu-d} C_d + \lambda_{dt\mu-t} C_t$$

とかける。

分子生成確率に関する  $\lambda_{dt\mu-d}$ ,  $\lambda_{dt\mu-t}$  の結果が、図 2-12 にまとめてある。 $\lambda_{dt\mu-t}$  は低温でゼロとなり高温程増加する傾向を持つが、 $\lambda_{dt\mu-d}$  は  $100 \sim 400 \text{ K}$  の温度域で温度依存性がない。

中性子放出率  $\lambda_n$  は次のようにかける。

$$\lambda_n = \lambda_0 + \omega_s \lambda_c + \lambda(^3\text{He})$$

$\lambda(^3\text{He})$  は不純物として混入する  $^3\text{He}$  に吸収されるプロセスを示す、詳しくは Appendix に示される。実験から ~ 付着率  $\omega_s$  が求められ  $0.77(8)\%$  となった。

以上にのべた最終結果が、表 2-7 にまとめてある。低い  $T_2$  濃度で  $\lambda_c$  が温度によらないのは、 $(\lambda_{dt} C_t)^{-1}$  が主要項となり  $\lambda_{dt}$  が温度によらないと考えられるためである。

これ等の文献 [ JO, 83 ] に報告されている結果に続いて、1983 年秋にさらに広い実験条件の下で実験が行なわれた [ LE, 84 ]。混合ガス濃度:  $0.36 \rho_0$  及び  $0.72 \rho_0$ 。ガス混合比:  $50 \pm 10\% T_2$  濃度。温度領域:  $800 \text{ K}$  まで。現在、データ解析が進行中であるが、巡回率あるいは、分子生成率が高い温度でどうなるかが、この実験で最も期待されたことであつたが、実験結果の定性的な理解では著しい増加はみえていないらしい。実験はこの後も 1984 年夏の終りに予定されている。

表2-7 LAMPFの実験〔J083〕によって形定された $D_2+T_2$ におけるミュオン触媒核融合パラメーター

	$\lambda_{dt}$	$\lambda_{dt\mu}$	$\omega_s$ (%)	$\bar{n}$
理論	$2 \times 10^8$ <sup>b)</sup>	$\sim 10^8$ <sup>c)</sup>	0.86 <sup>d)</sup> 0.91 <sup>e)</sup>	$\sim 10^2$ <sup>c)</sup>
これまでの 実験 <sup>a)</sup>	$2.9(4) \times 10^8$	$> 10^8$		
LAMPFの 実験	$2.8(3) \times 10^8$	図2-12	0.77(8)	90(10)

- a) [BY81]      d) [GE81]  
 b) [GE80]      e) [BR82]  
 c) [VI78]

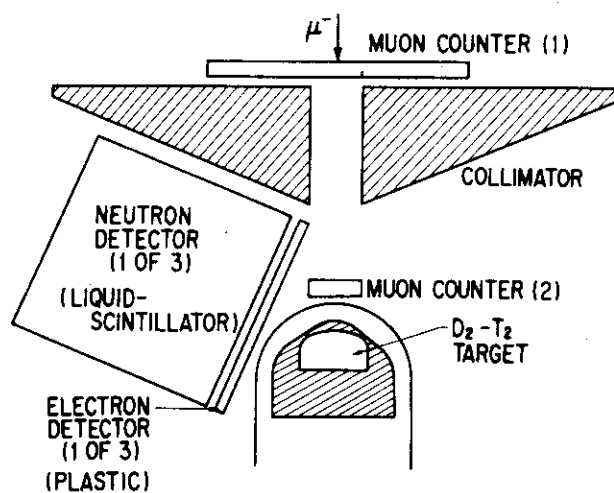


図2-10 LAMPF実験〔J083〕における測定器系などの配置図。  
 中性子と崩壊電子との測定用カウンターの組が、全部で3組ビーム軸のまわりに配置されている。

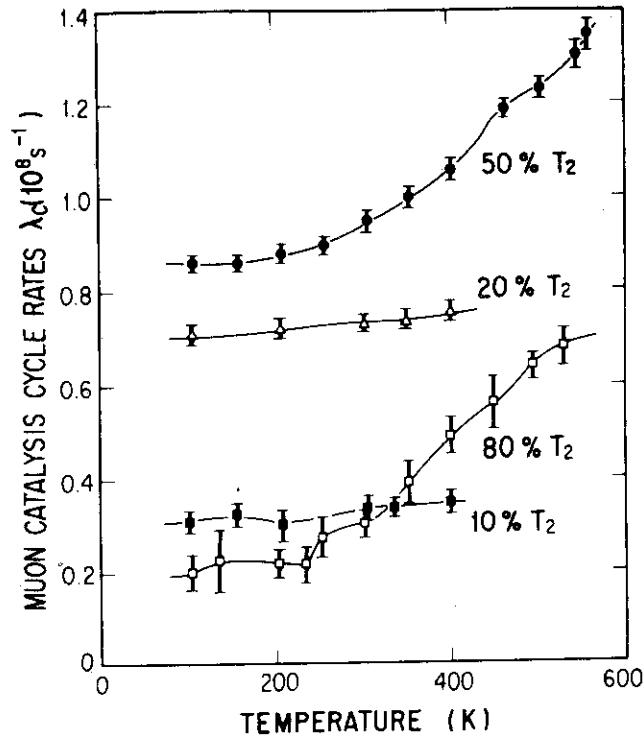


図2-11 LAMPF実験〔JO83〕で得られたミュオン触媒サイクル率の $\text{D}_2/\text{T}_2$ ガス混合比と温度に対する依存性。

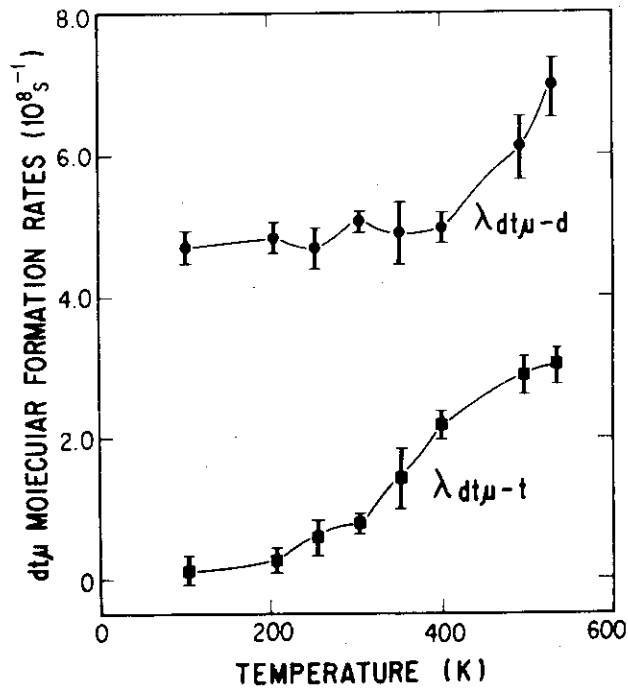


図2-12 LAMPF実験〔JO83〕で得られた $\lambda_{dt\mu-d}$ ,  $\lambda_{dt\mu-t}$ の温度変化。

さてこのように実験的に得られた  $\lambda_{dt\mu-d}$ ,  $\lambda_{dt\mu-t}$  に関する温度依存性は理論的にどのように理解されるであろうか。1984年にLeonが興味ある解釈を与えている [ LE84 ] ので、以下にその内容を述べることにする。

これまでの理論 [ VI 78 ] によれば、共鳴的に  $(dt\mu)$  分子生成が起る理由は、1eV近辺のエネルギーにある  $J$  (回転角運動量) = 1,  $\nu$  (振動角運動量) = 1 の状態から起ると考えられていた。Leonの理論計算では、1)  $(t\mu)-D_2$  (又はDT)の相対運動によって導入される角運動量、2)  $D_2$  (DT)が最初に持つ角運動量( $K_i$ )、等が新しく考慮されている。1)の $(t\mu)$ と $D_2$ との相対運動(図2-13参照)による角運動量 $L$ が考慮されているために、分子生成過程を表わす遷移確率を通じて、 $K_f \rightarrow K_i + L$  という形で、色々な組合わせの( $K_i$ ,  $K_f$ )が寄与することになる。

さらにLeonは、後に詳述する超微細相互作用の効果を次のように考慮した。 $(t\mu)$ はスピン角運動量としては0 (singlet)と1 (triplet)をとり得る。一方、 $d$ はスピン1であるから singlet  $(t\mu)$ からは $S=1$ の分子を、triplet  $(t\mu)$ からは $S=0, 1, 2$ の分子状態が出来る。このエネルギー状態は、Bakalov等によって求められているが(BA, 80)、ここでは簡単化して singlet  $(t\mu)$ から出来る $(dt\mu)$ は38 meV低く、triplet  $(t\mu)$ から出来る $(dt\mu)$ は13 meV高いと考える。簡単な運動学の議論から1)  $L=0$ からの分子生成は高い温度( $>0.27$  eV)でのみ起り、2)  $L>0$ に対しては、 $L=1$ に対して $K_i \rightarrow K_f$ が $1 \rightarrow 3, 2 \rightarrow 4 \dots$ 、 $L=2$ に対して $0 \rightarrow 3, 1 \rightarrow 4$ という形で分子生成が起る。この結果、 $\lambda_{dt\mu-d}$ に関係する $(t\mu)$ と $D_2$ との反応は $(dt\mu)$ の励起エネルギーのボルツマン因子に対応する温度依存性を持つことになる。

図2-14 a, 2-14 bに結果が示されている。後者では、 $(dt\mu)$ の束縛エネルギーを変じたときに、singletの $(t\mu)$ が $D_2$ と反応するときの反応率の温度依存性が示されている。 $\nu=2$ の寄与が大きく、励起状態の束縛エネルギーに対して非常にsensitiveである。これに対して、 $(t\mu)$ とDTとの反応に対しては、換算質量が大きくなるので、 $\nu=3$ の寄与が大きくなる。これ等の計算結果から得られる $\lambda_{dt\mu-d}$ ,  $\lambda_{dt\mu-t}$ を用いて、 $\lambda_c$ の温度依存性を求めると、図2-15のようになり、LAMPFの実験をよく再現している。このように軌道角運動量の影響が大きく、それを考慮することによって、実験値を説明することが出来る。但し、Leonのモデルでは、ボルン近似を用いていることと電子のしゃへの効果を無視しているという欠点がある。

この理論が正しいとすれば、分子生成率などが温度や混合比などについて、ある程度の予測が出来るはずである。現在の実験値を説明するように束縛エネルギーなどのパラメータを定めると、800 K程度で、最大値を持つようになるという理論的予測が得られている [ LE84 ]。

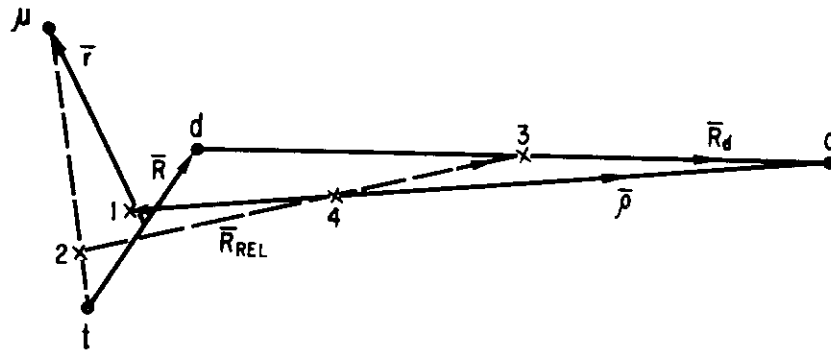


図 2-13 Leon が理論計算に用いた分子生成率計算のための座標系 [LE84]

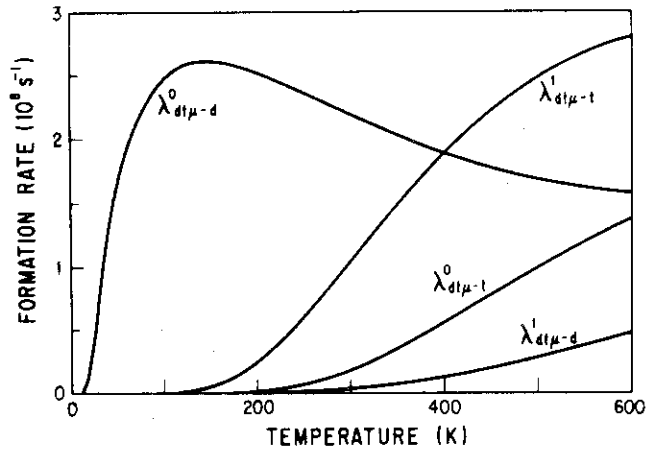


図 2-14a Leon による, singlet の  $(\mu t)$  の  $\lambda_{dt\mu-d}$  と  $\lambda_{dt\mu-t}$ , 及び triplet  $(\mu t)$  の  $\lambda_{dt\mu-d}$  と  $\lambda_{dt\mu-t}$  の温度依存性の計算値 [LE84]。

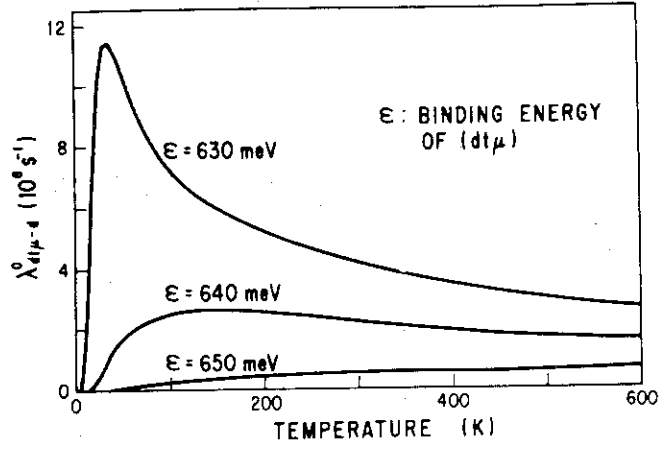


図 2-14b aの結果の内, singlet( $t\mu$ )による $\lambda_{dt\mu-d}$ の温度依存性が, 束縛状態のエネルギーによって変化するようす。

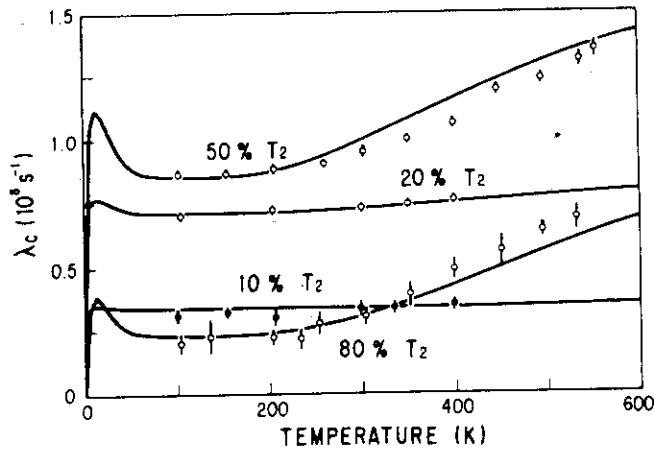


図 2-15 Leonの理論計算によって得られるミュオン触媒サイクル率 $\lambda_c$ とLAMPF実験の結果との比較〔LE84〕。

2.3 (dtμ)分子生成における超微細構造効果

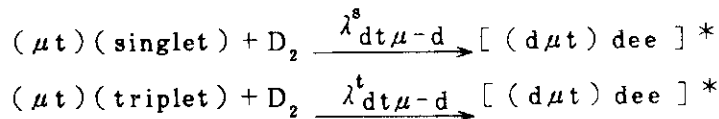
これまでのμ-Fusionの議論は一部を除いて、反応のときに関与するスピンの影響は一切考えていなかった。実際は、図2-16のように、(tμ)がsingletかtripletかに応じて、異なる反応率を示すことが予想される。さらには、singlet → triplet間のスピン交換(超微細交換)反応も重要となるであろう。

中間子分子生成における超微細効果は、(ddμ)系について、世界3大メソンファクトリーの1つであるSIN研究所においてオーストリア科学アカデミーのグループによって発見された[KA82, KA83]。実験は、100mg/cm<sup>2</sup>の飛程幅を持つμ<sup>-</sup>ビームを用いて行なわれた。実験条件は以下の通りである。D<sub>2</sub>ガス濃度：0.024ρ<sub>0</sub>~0.095ρ<sub>0</sub>。温定温度：32~35K。

超微細構造効果が出ると、図2-17のような2つのルートで(ddμ)分子の生成が起る。μ<sup>-</sup>入射時を起点として、dμ<sup>-</sup>d → <sup>3</sup>He + μ + n (E<sub>n</sub> = 2.45 MeV)の反応の結果生ずるfusionの中性子の時間スペクトルを測定すると、図2-18aのような2成分の時間スペクトルが得られた。これは、図2-18bのように、F=3/2とF=1/2の重ね合わせと考えることにより理解することができる。この2つのF状態が共存していて、それが非常に異なる分子生成率を持つことになる：F=3/2では分子生成が盛んに起り、F=1/2では起りにくく、時間スペクトルの早い成分は、F=3/2からF=1/2への遷移(λ<sub>hf</sub>)を表わす。このような考え方で、rate equationを解き実験値を再現させるとλ<sup>3/2</sup><sub>ddμ</sub>/λ<sup>1/2</sup><sub>ddμ</sub> = 79.5(80)、となり非常に強いスピン依存性を持つ。λ<sub>hf</sub>はρ<sub>0</sub>に規格して37.0(17) × 10<sup>6</sup> s<sup>-1</sup>と得られている。

このような分子生成における超微細構造効果が、(dtμ)系にあったらどうなるであろうか。同じオーストリア科学アカデミーのグループにより、理論的予測がなされた[KA, 83]。

(μt) + D<sub>2</sub>について、次の2つの超微細効果を考える：



(μt)と(dμt)の超微細構造レベルは図2-19のようになるので、(dμd)系との類推からλ<sup>F</sup><sub>dtμ-d</sub>は次のように書けることが予想される。

$$\lambda^F_{dt\mu-d} = \lambda_1 + \lambda_2 \epsilon_T + \lambda_3 \sum_{n=1}^4 W^n(F) \sqrt{\frac{\epsilon_0^n(F)}{\epsilon_T^3}} \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{\epsilon_0^n(F)}{\epsilon_T}\right)$$

ε<sub>T</sub>は(μt)の熱エネルギー、ε<sub>0</sub><sup>n</sup>(F)はF → nの遷移エネルギー、W<sup>n</sup>(F)はn状態の分子のF=0,1の存在比である。λ<sub>i</sub>はν=iへの遷移行列要素である。ここでは、D<sub>2</sub>分子の熱励起の効果は考えていない。図2-20は、λ<sub>dtμ-d</sub>の温度依存性について、dtμ分子のε<sub>11</sub>のエネルギーをかえたときの値を求めたものである。このように(dtμ)分子束縛エネルギーの値によって、2つのF状態で異なる温度依存性を

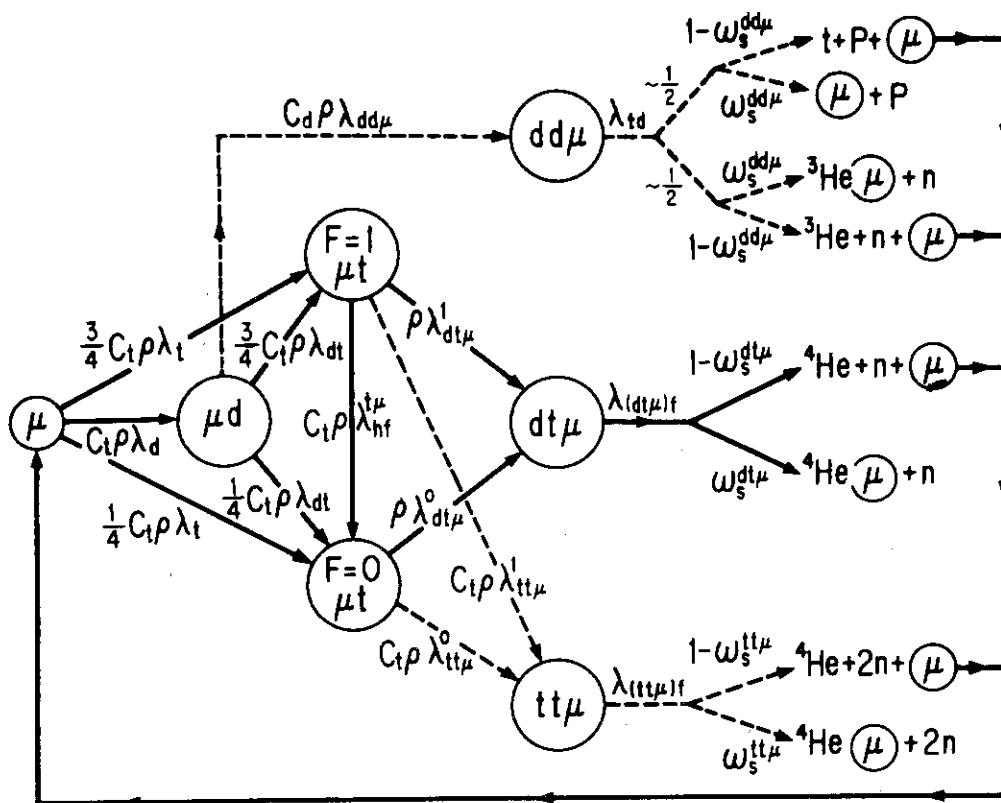


図 2-16  $(\mu t)$  のスピン状態を分けたときの、 $(dt\mu)$  系の核融合プロセス図。

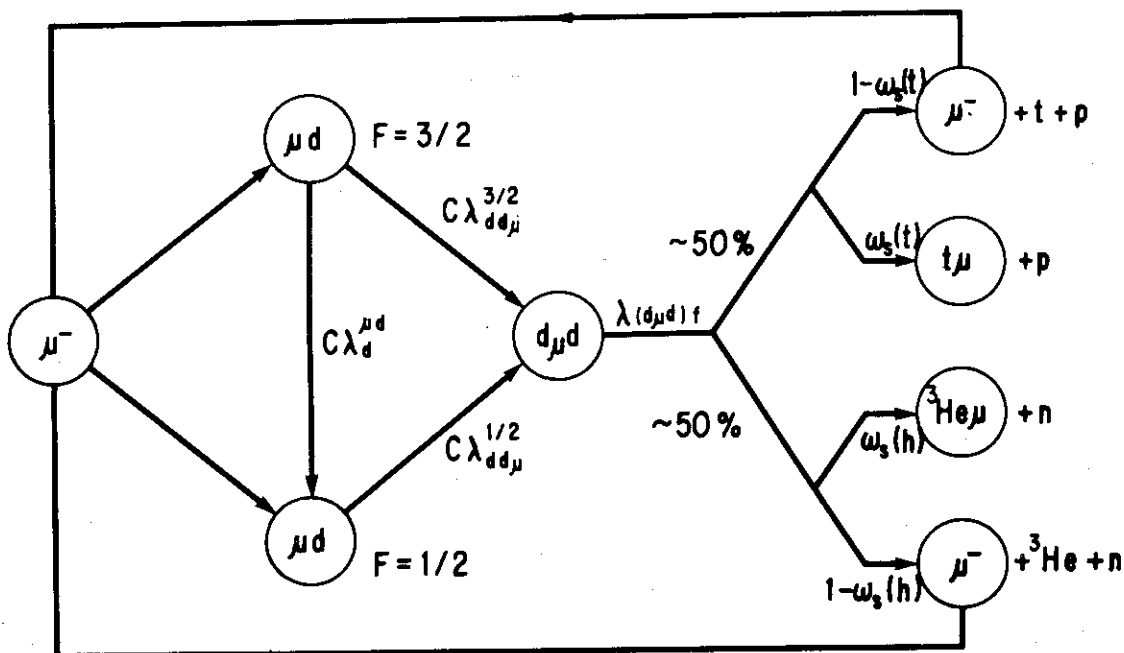


図 2-17  $(\mu d)$  のスピン状態を分けたときの  $(dd\mu)$  系の核融合プロセス図。



持つことが予想される。この他に図 2-12 に示すように、 $D_2 + T_2 \rightleftharpoons 2DT$  の平衡関係を考える必要がある

$$\lambda_{dt\mu}^F = C_{DT} \lambda_{dt\mu-t}^F + 2C_{D_2} \lambda_{dt\mu-d}^F$$

の関係で、 $\lambda_{dt\mu-t}^F$  と  $\lambda_{dt\mu-d}^F$  を結合させてやるが必要になる。このモデルからいくつかの新しい結論を導びくことが出来る。単純に考えると、 $F=0$  と  $F=1$  の存在比は、濃度や温度が高くなると、 $F=1$  が早く消えることが予想されるが、実際の計算結果は 2 つの  $F$  状態の結合が強くなり、 $F=0$  と  $F=1$  の存在比はある平衡値に対する。

さてこの  $(dt\mu)$  系の分子生成における超微細効果の実験が 1983 年秋から、SIN 研究所において開始された。実験チームはオーストリア科学アカデミーのグループにローレンスバークレー研究所の Crowe 教授のグループが加わり、さらにトリチウムターゲットはロスアラモス国立研究所の Scherman 博士が担当して行なわれた。

筆者はたまたま同じ時期に SIN 研究所で実験する幸運に恵まれ、実験装置特にトリチウムターゲット部を見ることが出来た。

図 2-21 ~ 22 はトリチウムターゲット系の写真を示している。使用したトリチウムの総量は約 7 g であり、トリチウムの放射能レベルは 70 K キュリーに達した。トリチウム及びトリチウム操作系は全て米国エネルギー省とロスアラモス国立研究所により持ち込まれた。測定は  $(dd\mu)$  の場合と同じくミュオン到着時を時間の原点とする中性子強度の時間スペクトルを測定することによって行なわれた。

約一ヶ月に亘る測定の結果は現在解析中であるが、測定結果の一部を Crowe 教授より入手することが出来た [ CR84 ]。実験条件は次のとおりである。混合ガス濃度： $0.005\rho_0$ ,  $0.01\rho_0$ ,  $\rho_0$  (24K)。混合ガス比：数%  $T_2 \sim 99\% T_2$ 。測定温度域：30K ~ 300K。現在、 $1\% \rho_0$  のデータに対する解析が終っている。 $(dd\mu)$  系の実験結果と同じように、2成分に分離出来る中性子強度の時間スペクトルが得られ、それを解析することによって、各  $F=0$ ,  $F=1$  に対応する  $(\mu t)$  状態からの  $(dt\mu)$  分子の生成率を求めることが出来る。11%  $D_2$ , 88%  $T_2$ , 1%  $H_2$  に関する定性的な結果のまとめは以下の通りである。1)  $F=0$ ,  $F=1$  共に分子生成率は、300K で 30K の約 2 倍程になる。2) この際に  $F=0$  と  $F=1$  とのちがいは、温度に関係なく  $F=1$  の方が約 2 倍大きい。3)  $F=1$  から  $F=0$  への遷移は約  $10^8/s$  程度である。

これらの結果は、Kammel 等の計算の  $\epsilon_{11} = -740 \text{ meV}$  の場合に割に近い。いっぽう Kammel 等のモデルでは、 $\epsilon_{11} = -860 \text{ meV}$ ,  $-890 \text{ meV}$  などで、 $\lambda_{dt\mu-d}^0$  のチャンネルに低い温度で共鳴的に分子生成率が増加しているが、実験ではそのような傾向はみられていない。同じようなことは、前に述べた LAMPF のデータをうまく説明している Leon の理論計算についても云えていて、図 2-14 に示すように  $\lambda_{dt\mu-d}^0$  が 50 K 近くで鋭どく立ち上ることを予想させている。しか

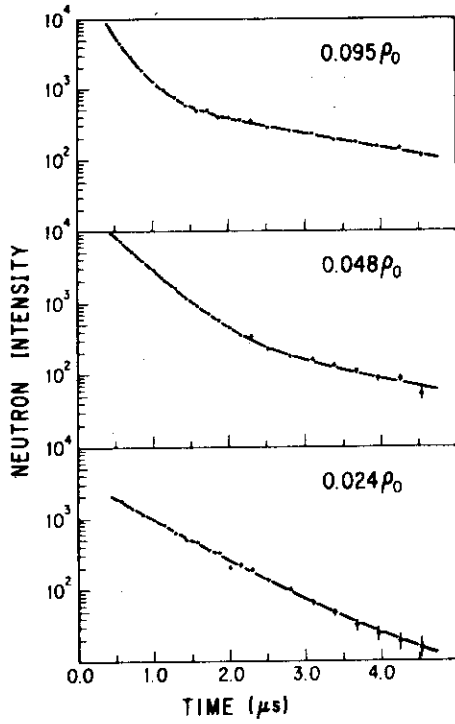


図 2-18a (ddμ) 分子から放出される核融合反応中性子の時間スペクトル。D<sub>2</sub> 濃度 95%, 4.8%, 2.4% (×ρ<sub>0</sub>) の場合 [KA83]。

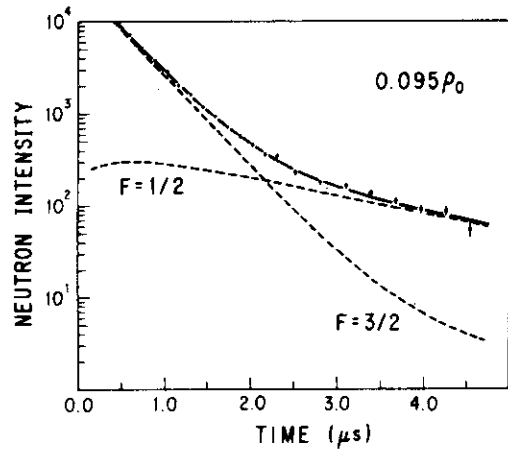


図 2-18b 図 2-18a を 2 つの成分に分解したもの。

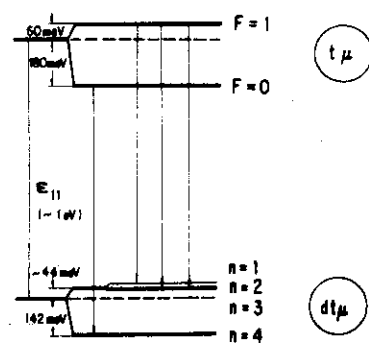


図 2-19 超微細分離を考慮した (dtμ) 系のエネルギー準位 [KA83]。

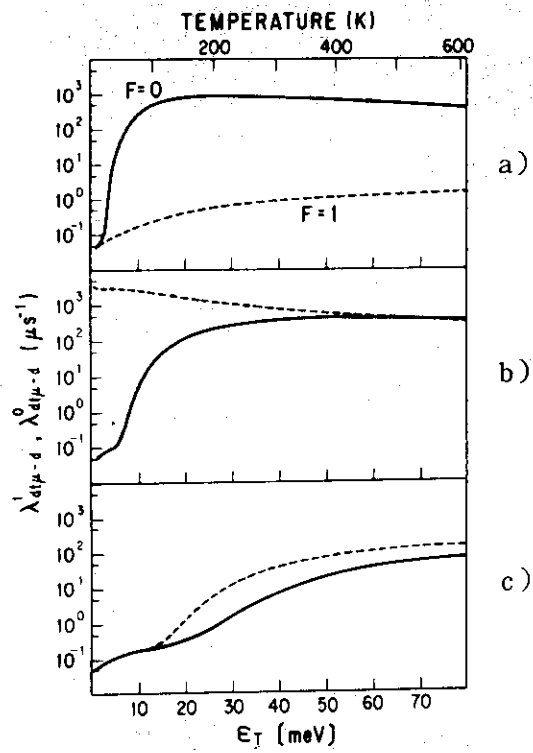


図2-20  $\lambda_{dip-d}$  の温度依存性が  $\epsilon_{11}$  の束縛エネルギーの値によって変化する様子。a)  $\epsilon_{11}:-890\text{meV}$ , b)  $\epsilon_{11}:-860\text{meV}$ , c)  $\epsilon_{11}:-740\text{meV}$ 。F=0が実線, F=1が点線。Kamme1等の計算による[KA83]。

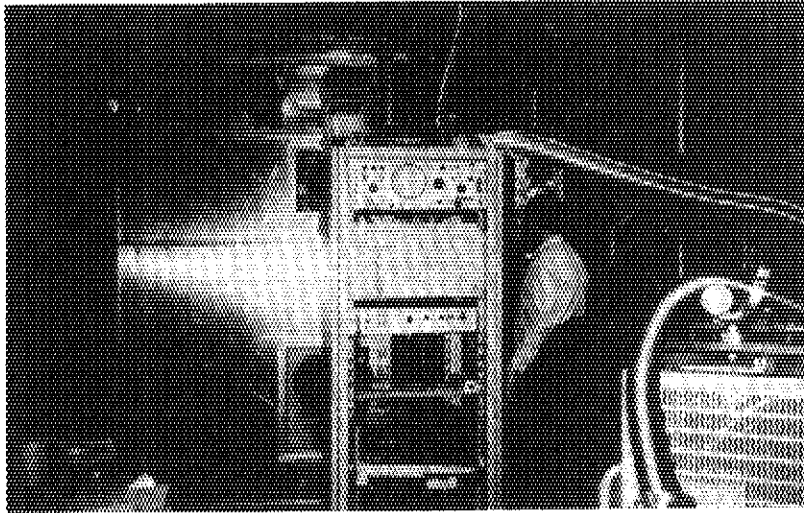


図2-21 SINにおける( $dt\mu$ )生成の実験装置の全景。ビームが右からやってきて、左側が自閉型トリチウム操作系である。

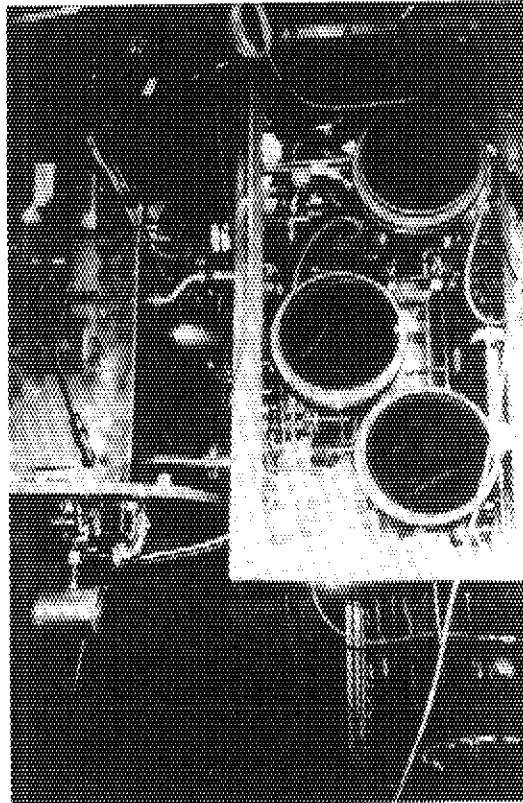


図2-22 同じ図を裏側からみたもの。トリチウム標的チェンバーが左下にみえる。ビームは左側から入射される。トリチウム操作系の弁操作は全てシールされた窓から手袋を介して行なわれる。

し、実験ではこれに反して、温度を下降させると共にゆるやかに減少してゆく分子生成率が得られていて、矛盾している。

#### 2.4 問題点と今後の動向

ミュオン核融合の実験は、1970年代後半の共鳴的中間子分子生成の発見に続いて、1983年（昨年）から開始された本格的な $(dt\mu)$ 系に関する実験によってまた新しい展開をむかえようとしている。前節で述べた新しい動向をまとめると次のようになる。

- 1)  $D_2/T_2$  混合比50%程度での触媒サイクル率の最適化と高温(600K~800K)での分子生成率の増加などの発見
- 2)  $(dt\mu)$  分子生成における $(t\mu)$  原子のスピン状態への依存性の発見
- 3) これ等の新しい実事に対する理論的解釈の試みの発展。特に初期状態( $D_2$ , DT)及び最終分子状態の軌道角運動量の効果の重要性の確認。

これ等の新しい実験的及び理論的研究のいくつかは問題点や不明な点などを含んでいる。

$\mu$ -Fusionの原子・分子物理学的な問題は解決されたというよりも、むしろ新しい問題が提供されたと考える方が適当であろう。筆者の理解するところによると、次のことがらを解決することが急務であると考えられる。

- 1)  $\lambda_{dt\mu-d}$  チャネルにおける分子生成率の低温での測定。 $L=0$ の $(dt\mu)$ 系の共鳴的分子状態の存在は今だに観測されていない。これまでの実験の温度範囲はLAMPFは100Kまで、SINは30Kまでであり、もっと低温に共鳴状態があるかも知れない(図2-14参照)。
- 2)  $(dt\mu)$ 系の実験における、不純物混入の効果、 $(\mu t)$ 、 $(\mu d)$ などの試料中の拡散と容器壁での吸収・散乱などの効果、等の慎重な検討。
- 3) ミュオンサイクル率のより低温での測定、 $\omega_s$ (付着確率)の温度依存性は測られていない。
- 4) 超微細効果の実験の精密化と分子生成過程の理論的解釈の改良。
- 5)  $\mu^- - T_2$ の実験データの収積、現在の所殆んどきちんとした実験がなされていない。

尚Muon-Fusionに関する初めての国際会議が来る6月に米国のWyomingで計画されていて、各実験グループや理論研究者はその会議に合わせてデータ解析や理論研究を行なっているので、その会議を中心にさらに大きな発展が始まる可能性があることをつけくわえておく。

### 3. ミュオンの経済的発生と利用

核融合を触媒する作用があると判ったミュオンを効率よく発生し利用する方法を考え、さらにエネルギー生産の可能性を定量的に議論することがこの章の目的である。ミュオンの発生の機構と効果的な核融合反応への利用法を3-1節に議論する。

#### 3.1 生成確率と利用確率

##### 3.1.1 パイオンの生成

$\mu^-$ は $\pi^-$ の自然崩壊のみによって得られる。粒子加速器を用いて、 $\pi^-$ を最も効果的に発生する方法を考えてみよう。これまで、メソンファクトリーなどにおける $\pi^-$ の発生は、高強度の陽子(p)と原子核(A)との核反応によっている。

高エネルギーp-A反応による $\pi^-$ 発生の素過程は、 $p p \rightarrow p p \pi^+ \pi^-$ ,  $p n \rightarrow p p \pi^-$ , などの反応である。陽子以外にd, tなどの加速を考えれば、さらに $nn \rightarrow p n \pi^-$ などの素過程も加わる。

1 GeV領域の核反応による $\pi^-$ 発生を考える限り、p, d, t-A反応がこれらの素過程の重ね合わせであると考えて発生のメカニズムを理解することが出来る(impulse近似)。これらの素過程の基礎となるp-p, p-n, n-n反応の全断面積及び全反応(非弾性)断面積のエネルギー依存性及びこれらの過程での $\pi^-$ 発生強度の比較が3-1a, 3-1bに示されている。[PE79]。図からわかるように、1 GeVのエネルギーでの各素過程の全反応断面積における $\pi^-$ 発生の割合は次の通りである：

$$W_{pp} = 0, \quad W_{pn} = 0.23, \quad W_{nn} = 0.83$$

次にPetrovに従ってp, d, tをビーム及び標的とするような核反応における $\pi^-$ 発生を考えよう。 $\pi^-$ 発生量 $N_\pi$ は次の式で与えられる。

$$N_\pi = C_{pp} V_{pp} W_{pp} + C_{pn} V_{pn} W_{pn} + C_{nn} V_n W_{nn}$$

ここで、 $V_{pp}$ などは各素過程での全断面積に対する反応断面積との比である。C-係数は、各素過程への分岐比で、 $Z_A$ 粒子が $Z_B$ 粒子に入射される場合に一般化すると次のようになる。

$$C_{pp} = Z_A Z_B \frac{\sigma_{tot}^{pp}}{\sigma_{tot}^{AB}}$$

$$C_{pn} = [Z_A (B - Z_B) + Z_B (A - Z_A)] \frac{\sigma_{tot}^{pn}}{\sigma_{tot}^{AB}}$$

$$C_{nn} = (A - Z_A) (B - Z_B) \frac{\sigma_{tot}^{nn}}{\sigma_{tot}^{AB}}$$

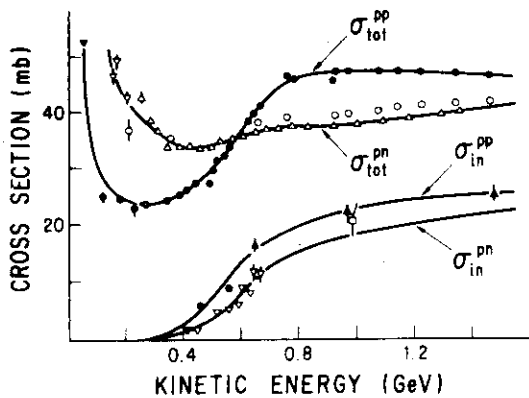


図3-1a pp, nn, pn反応における全断面積と、全反応（非弾性）断面積のエネルギー依存性〔PE79〕

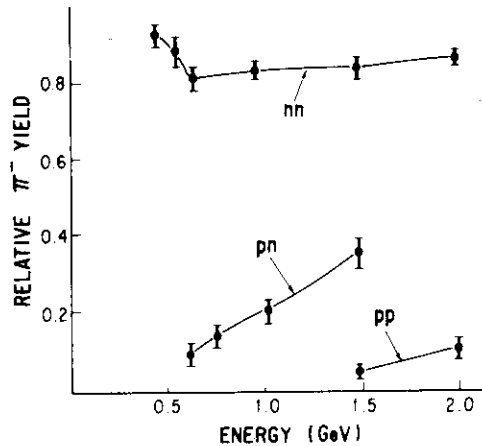


図3-1b pp, pn, nn反応による全反応（非弾性）衝突の中で、 $\pi^-$ を発生させる割合〔PE79〕。

表3-1 水素同位核同士の1回の反応（非弾性）衝突当りの $\pi^-$ の発生量。入射エネルギーは核子当り1GeV。  
（単位：個数/GeV）〔PE79〕より引用。

標的	ビーム		
	p	d	t
p	0	0.10	0.14
d	0.10	0.33	0.41
t	0.14	0.41	0.50

図3-1より,  $\sigma_{tot}^{pn} = 0.8 \sigma_{tot}^{pp}$ ,  $V_{pp} \approx V_{pn} \approx 0.49$ であるので(p, d, t)と(p, d, t)との間の反応(非弾性)衝突当りの $\pi^-$ 発生は表3-1のようになる。これに標的内での反応(非弾性)衝突の回数( $V_{pp}$ とする)をかけると $N_{\pi^-}/\text{GeV}$ が求まる。1 GeV程度のn-n反応で $\pi^-$ が発生されると, 反応後のnがさらに2次的, 3次的に $\pi^-$ 多量発生させることが期待される。半定量的に評価すると[PE79], 多重発生によって $\pi^-$ の量は約倍になると考えられる。

高エネルギー原子核ビームによる核反応によって $\pi^-$ を発生するメカニズムは, 実験によって簡単な規則性が成り立つことがわかっている[PA75]。図3-2は核子当たり2.1 GeVのp, d,  $\alpha$ ビームとCarbon核による前方への $\pi^-$ 発生の断面積を示したものである。断面積は $\alpha, d, p$ に対して10:5:1になっている。また $^{12}\text{C}$ と $\alpha$ とは3:1になっていることも知られていて,  $\pi^-$ の発生が入射ビームの中性子数でスケールされていることを示している。一方, 高エネルギー原子核ビームを用いることによって,  $\pi^-$ をimpulse近似の値より大きく発生させる可能性があるであろうか。これは, 入射核及び標的核の核子群がある物理条件のもとで, 干渉的に相互作用をして $\pi^\pm$ を多量に発生するかも知れないというものである。しかしながら, 現在のところ実験的には確かめられていない。

### 3.1.2 ミュオンの生成と利用

得られた $\pi^-$ から $\mu^-$ を得るには, 真空中を長い時間( $\gamma \times \tau_\pi$ )だけ飛行させる必要がある。そのためには,  $\pi^-$ を磁場中に閉じ込める必要がある。実験用に良質の $\mu^-$ を得るには, 長いソレノイド磁場が[VE78, NA81]有効であるが, 発生する $\pi^-$ の全てを利用しようとする目的には適当ではない。図3-3 a, bに示すような, 磁気ボトルという方法[LO76]が有効であろう。磁気ボトルの考え方は, 低エネルギーニュートリノ源として提案されたものであったが, そのまま $\pi^-$ の閉じこめ及び $\mu^-$ の発生の目的に使うことが出来よう。 $\pi^-$ 発生用の標的位置を最適化して60%近い $\pi^-$ をトラップすることは可能である。

次に得られた高エネルギーの $\mu^-$ を失なうことなく,  $\text{D}_2 + \text{T}_2$ の混合ガスに導びき, 全てをガス中に止めて, 核融合反応に使用することが必要である。 $\text{D}_2$ ガス中に $\mu^-$ の飛程-エネルギー曲線は図1-1のようであり, 非常に厚いガスの層が要る。このような目的には図3-4に示すサイクロトロントラップ[SI82]という方法が有効であり, 高エネルギー $\mu^-$ を失なうことなく減速させ, 中心領域で, 核融合反応を起させることが出来る。

## 3.2 ミュオン発生のためのコストと経済性

これまでの議論から1 GeVの(d, t)から何個の $\mu^-$ が生ずるか( $N_{\mu^-}$ )を考えてみよう。次式のように書き表わされる。



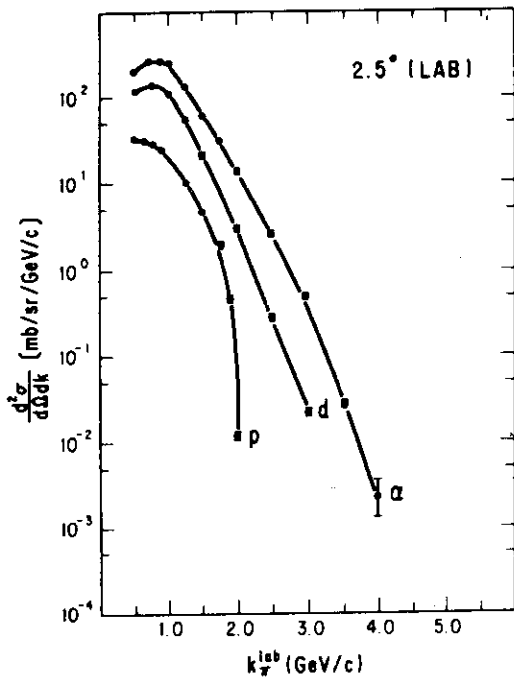


図3-2  $^{12}\text{C}$ の標的に対して、 $p, d, \alpha$ を入射させ $\pi^-$ が発生する断面積 [PA75]。

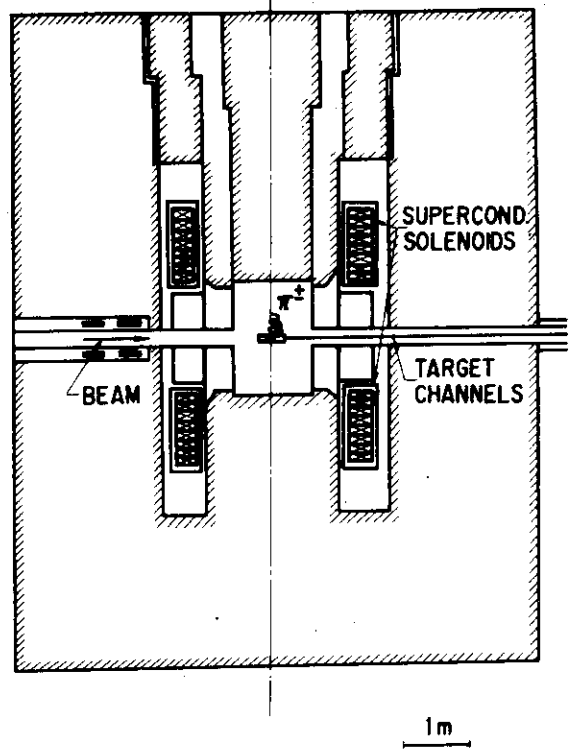


図3-3a Lobashev ボトルの概念図。上下軸のまわりに2つの超電導ソレノイドがまかれ、ギャップに向って入射された陽子がターゲットにあたって発生する $\pi$ が磁場によってトラップされる [LO76]。

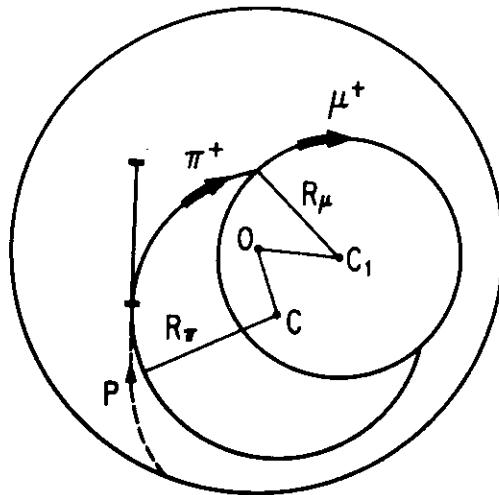


図3-3b Lobashev ボトルによる、 $\pi, \mu$ のとじこめ効果の例 [LO76]。

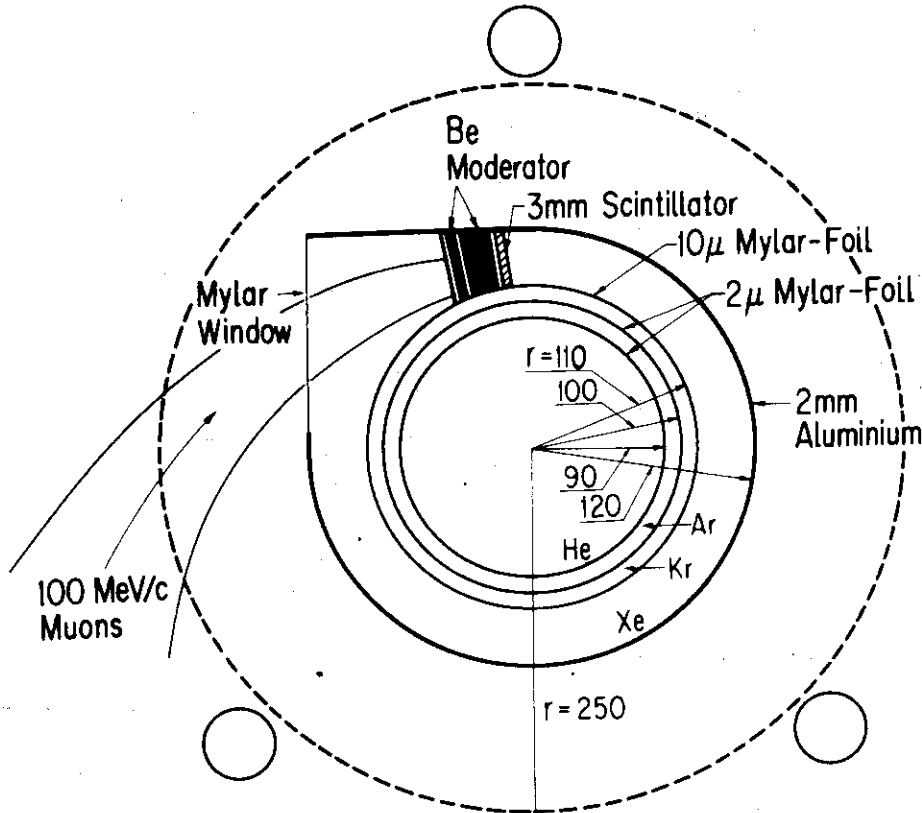


図3-4 サイクロトロン・トラップにおける高速ビームを低速化するメカニズムの概念図 [SI81]。

$$N_{\mu^-} = N_{\pi^-} \times \eta_{\pi^-} \times \epsilon(\pi^- \rightarrow \mu^-) \times \eta_{\mu^-}$$

ここで、 $\eta_{\pi^-}$  は発生した  $\pi^-$  を捕獲する確率で、 $\epsilon(\pi^- \rightarrow \mu^-)$  は  $\pi\mu$  崩壊における  $\mu$  の発生の効率で、 $\eta_{\mu^-}$  は得られた  $\mu^-$  の利用効率である。これまでの議論の結果次のようになる。

$$N_{\pi^-} \approx 0.5 \times 0.5 \times 2 / \text{GeV} \quad (t-t)$$

$$0.33 \times 0.5 \times 2 / \text{GeV} \quad (d-d)$$

$$\eta_{\pi^-} \approx 0.6$$

$$\epsilon \approx 1.0$$

$$\eta_{\mu^-} \approx 1.0$$

よって1個の  $\mu^-$  を生ずるに、約 3.3 GeV ~ 5 GeV のエネルギーが必要になる。これは、第2章で述べた実験結果から得られる  $\mu^-$  1個当りのエネルギー生産率 2 GeV に比べると大きい値となる。

以上の議論では、d, t を加速するのに損失はないと考えたが、これはあきらかに現実的ではない。

1) 加速高周波電場の空洞壁やビームエネルギー負荷による損失, 2) 加速器の種々の電磁石での電力損失などを個々の加速器の場合について考えなければならない。

#### 4. おわりに：ミュオン核融合炉の可能性と今後の動向

ミュオン触媒核融合に対する基礎的な研究の成果(第1, 第2)と, ミュオン生成及び利用の効率(第3章)とから得られる結論は現在の知識によれば, ミュオン触媒核融合を行なってエネルギーを生産することは不可能であるということであった。この非観的な結論に対して, Petrov [PE 80], Gerstein等, Takahashi ;等 [TA 80] はミュオン核融合のサイクルと加速器による核分裂増殖炉とをハイブリットにしたシステムを考え, エネルギー生産効率をあげることがを提案している。この問題の評価は筆者の能力を越えているので, 立ち入ることはさげたいと思うが, 本質的には使わずにすててしまう多量の $\pi^-$ の余剰利用であり, 大いに利用することを考えるべきであろう。

ミュオン触媒核融合の物理について行なうべきことは既に § 2-3 に示してある。現在の所, 共鳴生成確率, 付着率等の実験値は理論的予測と良く一致し, その限りでは, 大きな展開は今後期待出来ないかもしれない。しかしながら, 既に述べたように, 理論的に予測される $\lambda_{dt\mu-d}^0$ の共鳴は, 現在までの実験では見い出されていない。超微細遷移の効果, 不純物の効果, 容器壁の効果など十分に考慮された実験が必要である。いずれにせよ実験研究及び理論研究共にやっと端緒に到達したと考えるべきであって, 今後さらに驚くべき事実の発見が待ちうけていることが期待される。

ミュオンの効率的な生成及び利用に関しても同じことが言える。重イオン反応による $\pi^-$ の干渉性多重発生の可能性などは今後大いに進歩が期待される実験研究の領域である。 $n-n$ 相互作用の詳細の研究などもさらに追求されなければならない。発生する $\pi^-$ のとじこめの方法や低速の $\mu^-$ の効率よい発生法などは今後飛躍的に技術的進歩が期待される。また効率の良い重陽子, 3重陽子の加速法なども, 技術的には未開の分野であって, 大きな進歩を期待したい。

## 謝 辞

拙文を終るにあたり、受託研究の機会を与えて下さった日本原子力研究所の関係各位の方々、特に核融合研究部竹田辰興氏に感謝致します。

筆者のバックグラウンドは、日頃親しんでいるミュオン物理学にあり、その面で、日夜議論を絶やしたことの無い、東京大学理学部山崎敏光教授及び中間子科学実験施設のスタッフ諸兄に感謝致します。

この報告書の中で書かれている最新データは、次の方々からの私信に基づいています。M. Leon 教授(米国ロスアラモス研究所)、K. M. Crowe 教授(米国カルホルニア大学)、W. H. Breunlich 教授(オーストリア科学アカデミー)。これらの方々にも深く感謝致します。

この報告書は、急速に進歩している実験・理論研究を、その途上でとらえているため、すぐに古く意味のないものになると云う宿命を負っています。その意味で、新しい進歩に基づく“続編”を何時の日か書きたいと思っております。

## 参 考 文 献

- AL56 L.W. Alvarez et al, Phys. Rev. 105(1957)1127
- BA80 D.D. Bakalov et al, Sov. Phys. JETP 52(1980)820
- BL63 E.J. Bleser et al, Phys. Rev. 132(1963)2679
- BR81 L. Bracci et al, Nucl. Phys. A364(1981)383
- BY74 V.M. Bystritskii et al, Sov. Phys. JETP 39(1974)27
- BY76 V.M. Bystritskii et al, Sov. Phys. JETP 43(1976)606
- BY79 V.M. Bystritskii et al, Sov. Phys. JETP 49(1979)232
- BY80 V.M. Bystritskii et al, Phys. Lett. 94B(1980)476
- BY81 V.M. Bystritskii et al, Sov. Phys. JETP 53(1981)877
- CO60 S. Cohen et al, Phys. Rev. 119(1960)384
- CO64 G. Conforto et al, Nuovo Cimento 33(1964)1001
- CO83 J.S. Cohen, Phys. Rev. A27(1983)167
- CR84 K.M. Crowe, private communication (1984)
- DA75 H. Daniel, Phys. Rev. Lett. 35(1975)1649
- DO63 J.H. Doede, Phys. Rev. 132(1963)1782
- DZ62 V.P. Dzhelepov, Sov. Phys. JETP 15(1962)306
- FE56 E. Fermi and E. Teller, Phys. Rev. 72(1947)399
- FR47 F.C. Frank, Nature 160(1947)525
- GE77 S.S. Gerstein and L.I. Ponomarev, Phys. Lett. 72B(1977)80
- GE80 S.S. Gerstein et al, Sov. Phys. JETP 51(1980)1053
- GE81 S.S. Gerstein et al, Sov. Phys. JETP 53(1981)872
- JA57 J.D. Jackson, Phys. Rev. 106(1957)330
- JO83 S.E. Jones et al, Phys. Rev. Lett. 51(1983)1757
- KA82 P. Kammel et al, Phys. Lett. 112B (1982)319
- KA83 P. Kammel et al, 3rd Int. Conf. Emerging Nucl. Energy Systems (Helsinki, 1983)
- KA83 P. Kammel et al, Phys. Rev. A28(1983)2611
- LE77 M. Leon and J. H. Miller, Nucl. Phys. A282(1977)461
- LE84 M. Leon, Phys. Rev. Lett. 52(1984)605

- LE84 M. Leon, private communication (1984)
- LO76 V.M. Loboshev et al, Nucl. Instr. 136(1976)61
- MA81 V.E. Markushin, Sov. Phys. JETP 53(1981)16
- NA81 K. Nagamine, Hyperfine Interactions 8(1981)787
- NA82 K. Nagamine and T. Yamazaki, Buturi 37(1982)33 (in Japanese)
- PA75 J. Papp et al, Phys. Rev. Lett. 34(1975)601
- PE79 Yu. V. Petrov, et al, Sov. J. Nucl. Phys. 30(1979)66
- PE80 Yu. V. Petrov, Nature. 285(1980)466
- PO76 L.I. Ponomarev, Sov. Phys. JETP 44(1976)1689
- PO78 L.I. Ponomarev, Atomic Physics 6 (Plenum, 1978)182
- PO78 L.I. Ponomarev et al, J. Phys. B12(1978)567
- PO80 L.I. Ponomarev et al, J. Phys. B13(1980)847
- SI81 L.M. Simons et al, SIN Proposal (1981)
- TA80 H. Takahashi et al, 2nd Emerging Nucl. Energy Systems (Lausanne, 1980)
- VE78 G. Vecsey, SIN Report, PR-75-002
- VI78 S.I. Vinitsky et al, Sov. Phys. JETP 47(1978)444
- ZE61 Y.B. Zeldovich and S.S. Gerstein, Sov. Phys. Uspekki 3(1961)593

付録 A (dtμ) 系における  $^3\text{He}$  不純物の効果

2-2-2節で省略した、トリチウムの崩壊によって不純物として混入する可能性のある  $^3\text{He}$  の効果について記す。少量の  $^3\text{He}$  が  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$  混合ガス中に混入していると、中性放出率  $\lambda_n$  に次のような補正項が加わる。

$$C_{^3\text{He}} \lambda_c \left( \omega_{\text{He}} + \frac{C_d}{C_t} \frac{\lambda_{\text{dHe}}}{\lambda_{\text{dt}}} + \frac{\lambda_{\text{tHe}}}{C_d \lambda_{\text{dt}\mu}} \right)$$

ここで、 $\omega_{\text{He}}$  は  $\mu^-$  の減速過程で  $\text{He}$  に捉えられる確率を表わし、 $\lambda_{\text{dHe}}$  と  $\lambda_{\text{tHe}}$  はミュオン原子からの移行反応率を示している。

Jones等は、中性子放出率の  $\lambda_c$  と  $\lambda_t$  に対する依存性から、 $\omega_{\text{He}}$ ,  $\lambda_{\text{dHe}}$ ,  $\lambda_{\text{tHe}}$  に対する、次のようなおよその値を得た [JO83]。

$$\omega_{\text{He}} : 1 \pm 1$$

$$\lambda_{\text{dHe}} : (2 \pm 1) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda_{\text{tHe}} : (7 \pm 2) \times 10^8 \text{ s}^{-1}$$

## 付録 B ミュオン触媒核融合ワークショップ報告\*

実用化の可能性も含めて、基礎研究が急速な勢いで進行しつつあるミュオン触媒核融合に関する初めての国際会議が、“Muon-Catalyzed Fusion Workshop” という名で1984年6月7日から8日まで、米国ワイオミング州の景勝地ジャクソンホール市において行われた。会議はLAMPFにおいて基礎実験を行っているグループのリーダーであるJones (INEL, Idaho National Engineering Laboratory)の呼びかけで企画され、10数か国から約65名が参加した。日本からは、筆者のみであったが、BNLよりH. Takahashi が参加した。残念ながら、これまでこの分野でいくつかの重要な貢献をして来たソ連からの参加者はいなかったが、この会議に8篇もの論文がかわって届けられた。

会議は、1) SINおよびLAMPFからの最も新しい実験の発表、2) ミュオン触媒核融合についての原子・分子物理学的理論の新しい展開、3) ミュオン核融合を実用化するためのシステム工学的議論を含むミュオンの経済的発生法の新しいアイデア、4) ソ連の研究の最新情報を含むその他のトピックス、という4つの部分からなっていた。新しい実験事実や効率化のアイデアが実用化に向けてポジティブな方向を示していることもあって、大変感銘を受けた会議であった。以下に、重要と思われるトピックスについてやや詳しく記す。

会議の最初のセッションでは、INEL-LAMPFグループによるLAMPFでの実験と、オーストリア科学アカデミー-SIN-LBL-LANLグループのSINでの実験とにおけるD-T系における最も新しくかつ驚くべき結果が発表された。これら2つのグループは、Dubnaのグループにより予測されかつ実験的にある程度確められた共鳴的中間子分子形成の本格的実験を1983年から広範な物理条件下で詳細に進めている。実験の報告に先立ち、Watts (INEL) と Sherman (LANL) とによってLAMPFおよびSINにおける高濃度トリチウムを含んだ $D_2+T_2$ ガス・ターゲットがいかにして実現されているかについて詳しい報告があった。LAMPFでは、高温・高密度のガス・ターゲットを実現するために、 $5 \times 10^4$ キュリーの $T_2$ を含むガスを、内面が金メッキされたステンレス容器に入れている。既に、文献J083に報告されている実験には、107気圧で540Kまで昇温できるものを使用しているが、今回報告された実験では800Kまで昇温できる2重壁のターゲット系を開発・使用した。次の実験用には、何と260気圧で700Kまでの実験ができるターゲットを製作中である。一方、SINで使用したLANL製作による $D_2+T_2$ ガス・ターゲットは、高純度(不純物濃度0.1ppm以下)で低圧(5.3気圧以下)であるが、10g( $10^5$ キュリー)もの $T_2$ を扱え、30Kの低温まで実現できるものである。特に実験中のターゲットの不純物濃度を $\mu^-$ 核吸収後に放出される連続エネルギーの中性子を測定しモニターしていることが印象的であった。

さて、INEL-LAMPFグループの実験は、高温高密度で1つの $\mu^-$ から実際に核融合反応を複数回起させ、融合反応後に発生する14 MeV 中性子の多重度及び時間分布の測定から、融合反応の巡回率を求めるものである。文献J083に発表されている実験結果は50%  $T_2$ 濃度で540Kまで温度と共に巡回率が增大していた(図2-11)。その先が一体どうなるのか興味を持たれてい

\* 本文の調査報告書完成後、開かれた国際会議で得た最新情報をとりまとめた。



たが、次のような驚くべき実験結果が報告された(図B-1)：1) 融合反応の巡回率は50%  $T_2$  濃度で、液体水素密度の36%のガス密度の場合に、540 Kから800 Kに温度が上昇するに従い  $130 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  から  $160 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  へと更に増加する。(注：これら反応率は全て液体水素密度  $4.55 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  に規格化して表現してある。以下も同じ。)；2) 300 K以下の測定で、ガス密度を36%から72%に増大すると巡回率は約17%増大する。これらの実験結果に  $T_2$  濃度比依存性の結果と  $^3\text{He}$  不純物混入効果の結果とを組み合わせると、巡回率を支配している融合反応の後の ( $\mu^- \text{He}$ ) 原子への  $\mu^-$  の付着率  $\omega_s$  を求めることができる。これまでは、この値は0.77(8)% (表2-7)とされていたが、今回報告された新データを総合すると0.4%まで低下する。高温に向かって巡回率が増大する傾向は、これまでの理論の多少の修正で説明される可能性があるが、観測された密度依存性を説明する理論はない。

一方、SINにおける実験は、液体水素密度の1%のガス密度で行われた結果がKammel(オーストリア科学アカデミー)によって報告された。彼らの関心は、( $dt\mu$ )なる中間子分子を形成する際に、( $\mu t$ )原子がスピン1の場合と0の場合とでどの程度の差異があるかを明らかにすることで、また( $\mu t$ )のスピン状態の1から0へ遷移する確率を求めることであった。そのために低密度ガスを用い、融合反応の巡回率を落して中性子の時間スペクトルを測定した。また、( $\mu d$ )  $\rightarrow$  ( $\mu t$ )のルートによる複雑さを避ける意味で、 $T_2$ 濃度が90%以上の場合について重点的に測定を行った。次の結果が得られている：1) スピン1の状態からの( $dt\mu$ )分子の生成確率はスピン0からの場合に比べて20倍近く大きく、 $900 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ にも達する。30~300 Kの範囲で温度依存性は弱い；2) ( $\mu t$ )のスピン1から0への遷移には強い温度依存性があり、 $642(72) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  (30 K)から $317(13) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  (300 K)へと変化する。得られたスピン1の( $\mu t$ )からの分子生成率( $\lambda^1_{dt\mu-t}$ )はLAMPFの540 Kまでのデータを説明するために提案されたLeonの理論[LE84]に比べ4~10倍大きい。また1 $\rightarrow$ 0への超微細遷移確率の温度依存性は、( $\mu t$ )状態が何らかの形で、 $T_2$ 又はDTなる分子状態の中で存在していることを示唆している。

これら2つのグループの新しい実験事実は、いずれも現存する分子生成率や( $\mu^- \text{He}$ )付着率などの理論的予測とずれている。このことは理論研究の新しい発展をうながすものであるが、非常に興味深いことは、ずれが全て核融合によるエネルギー生産の目的のためにはポジティブの方向にでていることである。

第2のセッションは、ミュオン触媒核融合に関する理論についてであった。前述した実験事実が事前に全く伝わっていなかったためか、殆んどのスピーカーがわずかなコメントしか出来なかったことは残念であった。セッション・リーダーであるCohen(LANL)は、クラシカル・トラジェクトリー・モンテ・カルロ法という彼自身が考案した計算手法に従って、 $\mu^-$ をH原子、H/D/T混合系、H/He系、 $\text{H}_2$ 分子などのガス系に入射した場合の電離現象やミュオン原子生成などを計算した結果を示した。特に筆者に興味深かったのは、 $\mu^-$ を $\text{H}_2$ に入れると $\mu^-$ は殆んど分子軌道から $\text{H}_2$ にとりこまれ、その後分解して( $\mu t$ )原子になるという計算結果であった。

Leon(LANL)は、( $dt\mu$ )分子生成確率の理論に関して、Ponomarev等の考え方を一般化したモデルについて説明を行った。大筋は既に発表されている前記の論文のとおりであったが、SINの新しい実験結果、 $\lambda^1_{dt\mu-t} \approx 10^9 \text{ s}^{-1}$ は説明が非常にむずかしく、( $\mu t$ )のスピン1、0のエネルギー準位差がこれまで信じていた値より異常に小さいか、逆転でもしていないと説明出来ないと報告した。

Drachman (Goddard Space Flight Center) は、最も進んで変分法による中間子分子のエネルギー準位の計算結果を報告し、Rafelski (Capetown大), Morgan (LLNL) 及びTakahashi (BNL) 等はそれぞれの立場から ( $\mu$  He) 付着率  $\omega_s$  の計算結果を示した。特に、Takahashiは電場をかけることによって、 $\omega_s$  をさらに減少出来るかという問題を定量的に扱い、そのためには  $40 \text{ MV/cm}$  もの非現実的な強い電場が必要であることを示した。

第3のセッションは、これまで得られている $\mu$ 触媒核融合の物理を足がかりにして、エネルギー生産を実用化することへの展望を議論するセッションであった。数々のシステム・デザインのアイデアが披露された。セッション・リーダーであるMiley (Illinois大) はこの会議以前に何らかの形で報告されている提案についてまとめを行った。Petrov等の提案〔PE80〕にはじまる加速ビームによる核分裂増殖炉とハイブリッドを組むやり方と、何がなんでもミュオン核融合の効率を上げようとするやり方と2つの考え方があり、それぞれに進展が見られている。きわめつけは、INELとAlvarezとの合体案であって、強磁場中におかれた $D_2+T_2$ 中に加速ビームを通し $\pi^-$ 生成、 $\mu^-$ への変換および核融合を同時にやってしまっ、さらに $\pi^-$ 生成をしなかった陽子ビームは巡回させて再度使用しようというものであった。但し、具体的な検討は行われていない。

続いてHarms (McMaster大) はシステムの効率をやゝ厳密に論じ、その上で、 $d+t$ のみでなく $d+d$ ,  $d+^3\text{He}$ ,  $p+^{11}\text{B}$ に至るまで可能性を考えるべきであると言及した。Young (TRW社) は、ハイブリッド型の場合の効率を非常に厳密に論じ、やゝきわどいながらミュオン核融合のサブサイクルは希望がもてると結論した。

次にChapline (LLR) は効率よくミュオンを作る新しい考え方として、衝突ビーム (Colliding beam) による方法を提案した。一つの具体案は $t$ ビームの交叉型貯蔵リングを作る方法で、現在技術的に可能なビーム光学で十分リングへの蓄積が可能であるとしている。他の案は、磁気ミラーの中へ $t$ ビームを打ち込み、生ずるミュオンを閉込めるやり方で、いくつかの可能なスキームを述べた。いずれにせよ固定ターゲットに比べて衝突ビーム型にすることによってミュオン生成の効率は4.7倍上がるとしている。Daniel (TU Munchen) は、 $t$ ビーム貯蔵リング中に固定ターゲットを置き、ビーム・クーリングとrf加速とを組み合わせることによって効率よくミュオンが生成できると述べた。

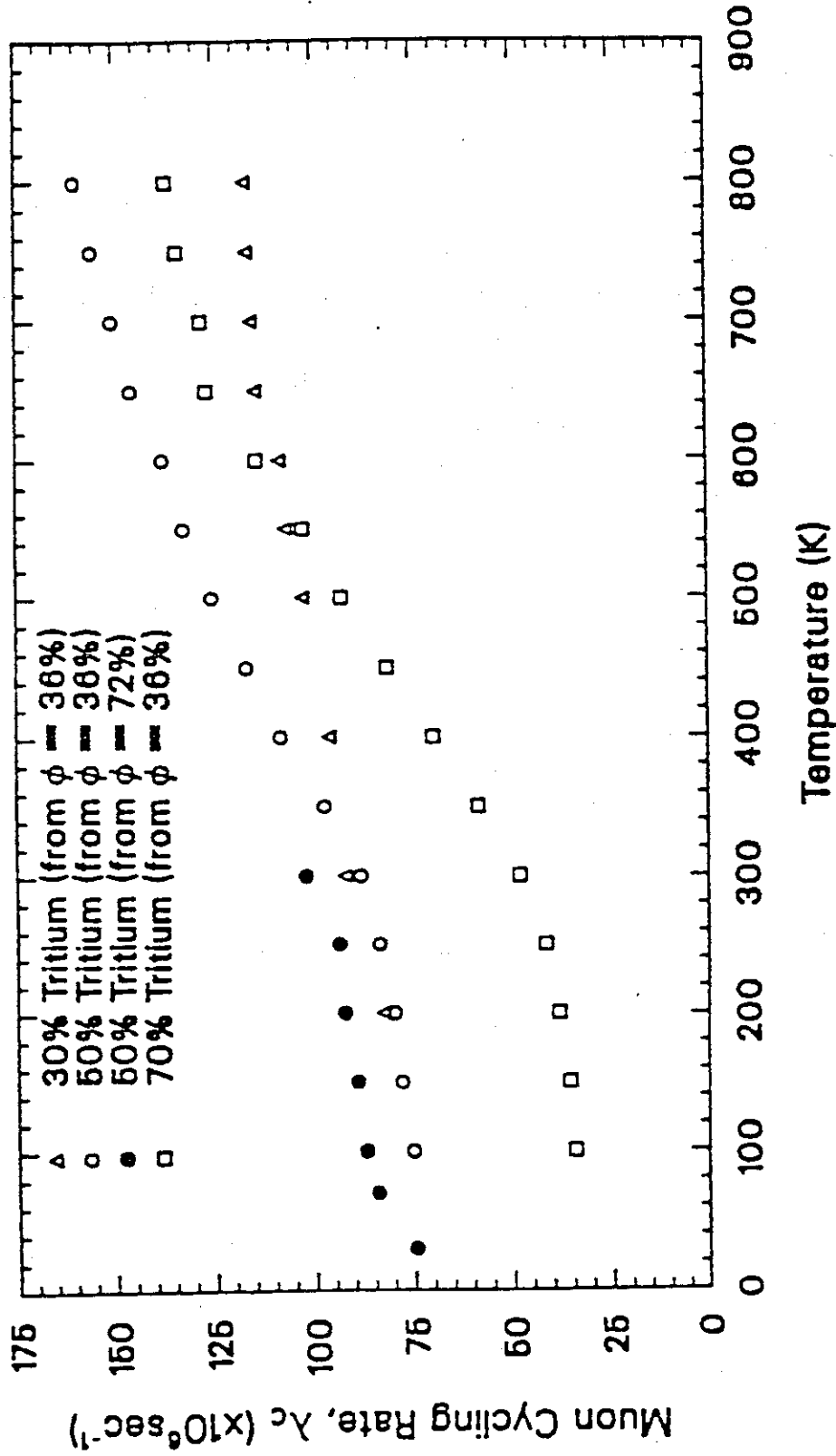
最後のセッションは、新しいトピックスに関するセッションで、Daniel は、 $dd\mu$ 系で触媒核融合反応の結果生ずる ( $\mu^3\text{He}$ ) の形に $\mu^-$ が付着している状態からのミュオン原子X線を測定した結果を発表した。1回の融合反応当りのX線数から付着率が求まり、 $K\alpha$ 線の分岐比やドップラー・ブロードニングから ( $\mu^3\text{He}$ ) の生成機構が判るなど、将来性が期待される実験方法と考えられる。

参加がなかったソ連でのこゝ一年間のアクティビティのまとめをFiorentini (Pisa大) が行った。Fiorentini は付着率などの計算を行っている理論家で、Ponomarev等との間にホットラインがあり情報が早く入手できるらしい。中間子分子生成における共鳴現象の発見などで輝かしい成果をあげたDubnaの加速器は現在陽子強度をあげるべく改造中であり、来年秋まで新しい実験結果は期待できない。改造後すぐはじめる実験は純粋なガス・ターゲットを用意して $tt\mu$ 分子生成確率を調べることである。一方、理論研究は、Kurchatov原子力研究所に移ったPonomarevのグループを中心に精力的に行われていて、次のような成果が得られている：a) ( $\mu d$ )原子の励起状態から( $\mu t$ )へ変換するプロセスの融合反応全系への効果、b)  $\mu p$ ,  $\mu d$ ,  $\mu t$ などの $p, d, t$ への原子散乱過程の詳細な計算、c) 中間子分子エネルギー準位の相対論的効果などの計算。一方、Petrov (Leningrad核物理研) 等は、ミュオン核融合の効率向上について、次のようなアイデアを示した：a)  $10 \text{ T}$ 長さ $40 \text{ m}$ のソレノイドと $16 \text{ T}$ のミラー磁場で

$\pi^-$  及び  $\mu^-$  を閉込め、7 MV/m の電場で  $\mu^-$  を加速するなどして、 $\pi \rightarrow \mu$  の変換効率を 84% まであげる；b) その  $\mu^-$  ビームを 10 T 長さ 20 m 内径 2.5 cm のソレノイド磁場中に置かれた 1000 気圧の  $D_2 + T_2$  ガス系に導き、その内の 85% を融合反応がおこるようにする。かくして、核反応で生じた  $\pi^-$  の  $3/4$  を融合反応に結びつけることが可能であると結論している。

会議の最後の飛び入りの講演では、ミュオン触媒核融合の草分けとして有名な論文を著した Jackson (UC, Berkeley) が付着率の計算について、Born-Oppenheimer 近似を仮定しない場合にどのように変わるかを示した。

わずかに 2 日間の会議であったが、これまでの考えでは説明できない新しい基礎的な実験事実や、ミュオンの発生の様々なアイデアの交換など非常に実りのあった会議であった。我国のこの分野への貢献は、昔のわずかな理論の論文を除けば皆無である。一方、筆者等東京大学理学部中間子科学実験施設では高エ研ブースター利用施設内に世界最強のパルス状ミュオン・ファシリティを完成し先駆的なミュオン実験を行っている。ここに報告したミュオン核融合の基礎実験へのパルス状ミュオンの寄与は多大であることが期待され、現在、実験の可能性を色々な角度から検討している。



図B-1 ミュオン巡回率の温度、密度 ( $\phi$ : 液体水素規格化), トリチウム濃度依存性