

JAERI - M  
89-132

低温核融合に関する討論会記録

1989年9月

(編) 鹿園 直基・立川 圓造・竹田 辰興

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。  
入手の問合わせは、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 Division  
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-  
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷機

低温核融合に関する討論会記録

日本原子力研究所

(編) 鹿園 直基・立川 圓造・竹田 辰興

(1989年8月30日受理)

平成元年5月15日、「低温核融合に関する討論会」が日本原子力研究所によって開催された。討論会は、10名の講師によって講演とコメントが為され、これらに続いて活発な討論が行なわれた。本討論会の特徴は、主として、低温核融合の機構の解明に重点を置いた理論的側面からの討論を行なうことにあった。

本報告書は、討論会当日配付された要旨を、各講演者が必要に応じて改訂したものを討論会の記録として纏めたものである。

Record of Forum on Cold Fusion

Naomoto SHIKAZONO, Enzo TACHIKAWA  
and Tatsuoki TAKEDA

Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 30, 1989)

"Forum on Cold Fusion" was held on May 15, 1989 under the sponsorship of Japan Atomic Energy Research Institute. At the forum 10 lectures and comments were given, which were followed by lively discussion. Emphasis of the forum was put on theoretical aspects to clarify the mechanisms of the cold fusion phenomena.

This record of the forum is compilation of revised extended abstracts based on the abstracts which were distributed at the forum.

Keywords: Cold Fusion, Electrolytic Fusion, Theory, Fusion in Solid Matter

## 目 次

|   |                       |
|---|-----------------------|
| 前書き .....   | 1                     |
| 1. 電解核融合研究の概況 .....                                 | 立川圓造 (原研) ..... 2     |
| 2. 電気化学から見た常温核融合 .....                              | 喜多英明 (北大) ..... 4     |
| 3. 金属中水素の基礎的物性 .....                                | 深井 有 (中央大) ..... 6    |
| 4. 分子内核融合反応率の理論 .....                               | 上村正康 (九大) ..... 9     |
| 5. 荷電粒子間強結合効果と常温核融合反応率 ..                           | 一丸節夫 (東大) ..... 18    |
| 6. ミュオン核融合と物質内核融合 .....                             | 永嶺謙忠 (東大/理研) ..... 26 |
| 7. コメント (金属内核融合) .....                              | 近藤 淳 (電総研) ..... 28   |
| 8. コメント (Pycnonuclear Reaction; 低温高密度プラズマ中での核融合反応率) | 鹿園直基 (原研) ..... 31    |
| 9. コメント (三体 (3D), 四体 (4D) 核融合反応の可能性)                | 高橋亮人 (阪大) ..... 37    |
| 10. コメント (金属内核融合) .....                             | 宮沢弘成 (神奈川大) ..... 40  |

## Contents

|  |  |
|--|--|
| Preface .....  | 1  |
| 1. Present Status of the Research of the Electrolytical Fusion       | Enzo TACHIKAWA (JAERI) ..... 2             |
| 2. Cold Fusion from the View-Point of Electrochemistry               | Hideaki KITA (Hokkaido Univ.) ..... 4      |
| 3. Basic Property of Hydrogen in Metal                               | Yuh FUKAI (Chuo Univ.) ..... 6             |
| 4. Theory of Fusion Rate in Molecule                                 | Masayasu KAMIMURA (Kyushu Univ.) ..... 9   |
| 5. Effect of Strongly Coupled Charged Particles and Cold Fusion Rate | Setsuo ICHIMARU (Univ. Tokyo) ..... 18     |
| 6. Muon Catalyzed Fusion and Fusion in Solid Matter                  | Kanetada NAGAMINE (Univ. Tokyo/IPCR) .. 26 |
| 7. Comment: Fusion in Metal  | Jun KONDO (Electrotechnical Lab.) .... 28  |
| 8. Comment: Pycnonuclear Reaction                                    | Naomoto SHIKAZONO (JAERI) ..... 31         |
| 9. Comment: Possibility of 3 Body (3D) and 4 Body (4D) Fusion        | Akito TAKAHASHI (Osaka Univ.) ..... 37     |
| 10. Comment: Fusion in Metal   | Hironari MIYAZAWA (Kanagawa Univ.) ... 40  |

## 前 書 き

「低温核融合に関する討論会」は、日本原子力研究所によって、平成元年5月15日、東京富国生命ビル28階会議室において開催された。本報告書は、討論会当日配付した要旨に、必要に応じて講演者が改訂を加えたものを提出していただき討論会の記録としてまとめたものである。

討論会では、コメントを含んで10件の講演が行なわれ、これらについて活発な討論がなされた。また、討論会出席者は、主催者の予想をはるかに上回って約250名にも達した。

本討論会開催の目的は、本年3月にフライシュマン、ポンズとホーキンス及びジョーンズ等によって発表されて以来科学界の大きな話題となっている低温核融合について、関係ある諸分野の専門家による講演と討論を通じ、その全体像を把握し問題点を整理することにある。特に、低温核融合実験の個々の詳細についての報告の場と言うよりも、低温核融合が存在するならばいかなる機構によるものかと言う理論的側面からの討論会と言う特徴を持っている。

具体的に述べれば、討論会においては、化学研究者の立場から日本原子力研究所の立川圓造、北海道大学の喜多英明、金属内水素研究者の立場から中央大学の深井有、原子核物理研究者の立場から九州大学の上村正康、高密度物性研究者の立場から東京大学の一丸節夫、ミュオン科学研究者の立場から東京大学/理化学研究所の永嶺謙忠の各氏による講演があって、ついで電子技術総合研究所の近藤淳、日本原子力研究所の鹿園直基、大阪大学の高橋亮人、神奈川大学の宮沢弘成の各氏によるコメントがあった。本討論会の講演と討論によって、混迷を極めている低温核融合の存否について結論が出たわけではない。今までに例の無い程、広い範囲の研究分野の専門家が一堂に会し、意見を交換することができ、相互に理解を得て問題点を幾分かでも明らかにできた意義は大きいと考える。

講師、参加者、及び討論会準備と会場運営に当たった関係者各位に深く感謝の意を表したい。

平成元年7月31日

低温核融合に関する討論会世話人  
東海研究所物理部 鹿園 直基  
東海研究所化学部 立川 圓造  
那珂研究所核融合研究部 竹田 辰興

## 1. 電解核融合研究の概況

日本原子力研究所 立川 圓造

未来の核エネルギー利用につながる核融合反応は大きく高温核融合反応と低温核融合反応に大別することが出来るであろう。前者においては JT-60, JET, TFTR 等大型研究施設を用いた研究を始め種々実験装置により臨界条件に向けて精力的な研究が進められているところである。

一方後者についてはミュオン核融合反応および高圧核融合反応がある。ミュオン核融合反応については先に東大永嶺教授らにより反応の確認がみならず Heu の寿命などの研究成果が発表されたところである。

また今回低温核融合反応の一つとして電解核融合反応の成功が Fleischmann-Pons および Jones らにより発表された。これは簡単な電解装置を用いた重水の電解にとまなう核融合反応であり、報道以来国内外の大学・研究機関において広く追試験が行われ、これまでに

- 米国 1 スタンフォード大学：重水を用いて入力電力の 50% 以上の過剰出力を発熱として確認。但し軽水では過剰発熱なし。
  - 2 ユタ大学：質量分析計により<sup>4</sup>Heを確認
- ソ連 1 白ロシア共和国大学：電解核融合の成功を発表
  - 2 モスクワ大学：バックグラウンドの 3-5 倍の中性子を検出。発熱をも確認
- 東独 1 ドレスデン大学：中性子の確認
- 中国 1 北師範代学：中性子の検出 (700 回 / 20 時間)
- 韓国 1 韓国科学技術院ほか：中性子の確認および T の確認
- ブラジル エネルギー原子核研究所：中性子確認

等の成功例が報告されているが、そのほとんどはプレス発表等によるものであり、その詳細は不明である。

さらに、上記電解核融合反応とは別に Pd や Ti 等の水素吸蔵物質中の D 濃度を過剰にすることが核融合反応の開始につながるとの考えから Scaramuzzi (イタリア) らは Ti 粉末に 300 度、40 気圧で D<sub>2</sub> ガスを吸蔵させ 77 度に冷却後、300 度に暖めることにより  $14 \times 10^3$  カウントの中性子を検出したと報じている一方西独マックスプランク研究所では Ti シートにイオンを打ち込み中性子の検出を試みている。

一方電解核融合反応についての討論の場も数多くたもたれており、米国では化学年会、物理学会などで特別セッションが組まれた。とくに物理学会では、エール大学と BNL との共同チームは彼らの実験結果をふまえ Pons らの結果を激しく非難している。また MIT の研究チーム (Prof. R. Parker) およびカリフォルニア工科大学チーム (Prof. C. Barnes) も同様である。これらは今後、電気化学会さらにはロスアラモス主催によりワークショップなどでの討論に引き継がれるものと予想される。

これらの議論とは別に理論的考察もなされている。例えば核間距離や電子の有効質量と核融合

反応速度との関係については

- d-d 核間距離が小さくなる。0.3  $a_0$  で  $10^{-24}$  fusion/d-dpair/s
- 電子の有効質量が大きくなる。約 5 倍で  $10^{-23}$  fusion/d-dpair/s
- 電子の有効電荷が大きくなる。約 2 倍で  $10^{-50}$  fusion/d-dpair/s
- (Jones の結果:  $10^{-23}$  fusion/d-dpair/s)

が報告されている。

この種の条件の達成の可能性については電子と結晶格子との相互作用, さらには電解による水素の注入と言う transient な過程での水素原子の存在状態と mobility 等についてのより深い考察が必要である。

また今回の電解核融合反応が宇宙線ミュオンによるものであるとする可能性についての検討もなされている。宇宙線ミュオン ( $1.3 \times 10^{-5} \mu/g/s$ ) によるとして Jones らの結果 (0.1 fusion/s) を説明するにはミュオンの触媒チェーンは約 700 と計算される。この計算結果の評価には金属固体中での水素によるミュオンの捕獲断面積さらには resonant charge exchange などについての基礎データも必要であろう。

**Fleischmann&Pons 及び Jones らの報告**

(1) 予想される核反応

- a)  $d+D=T+p$              $Q=4.03$  MeV
- b)  $d+D=^3He+n$          $Q=3.27$  MeV
- c)  $d+D=^4He+\gamma$         $Q=23.8$  MeV
- e)  $n+D=T+\gamma$             $Q=6.3$  MeV
- f)  $n+H=D+\gamma$            $Q=2.2$  MeV
- g)  $p+D=^3He+\gamma$          $Q=5.5$  MeV

(2) 実験条件と検出手法

|             | Fleischmann&Pons                          | Jones, et al                     |
|-------------|---|----------------------------------|
| 電解液         | 重水+LiOD                                   | 重水+塩+少量の AuCN                    |
| 電極 材質       | Pd (-) -Pt (+)                            | Ti, Pd (-) -Pt (+)               |
| 形状          | シート, 棒                                    | Foil, ペレット                       |
| 電圧          | (3 - 10) V                                | 3 - 25 V                         |
| 電流          | 8 - 500 mA/cm <sup>2</sup>                | 10 - 500 mA                      |
| 検出 熱量       | 数 W 以上<br>( $10^{11} - 10^{14}$ fusion/s) |                                  |
| 中性子         | $4 \times 10^4$ n/s                       | $10^{-23}$ fusion/d-d/s (0.1 /s) |
| $\gamma$ -線 | 検出  |                                  |
| T           | $\sim 10^4$ T/s                           |                                  |



## 2. 電気化学からみた常温核融合

北大・理 喜多 英明

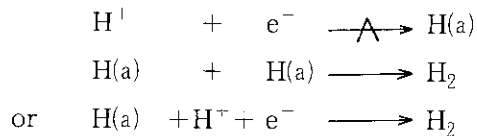
Fleischmann and Pons によって発表された常温核融合は、まさしく電極反応の代表例である水素電極反応を利用したものである。

ここでは水素電極反応の立場から常温核融合と考えてみる。

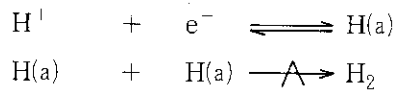
### 2.1 水素電極反応

各金属の触媒活性  
速度論と反応機構

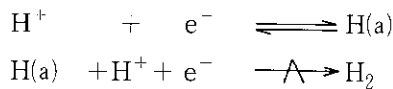
Slow discharge mechanism



Recombination mechanism



Electrochemical mechanism



水素を吸収する金属 (Pd) の特殊性  
吸収された水素

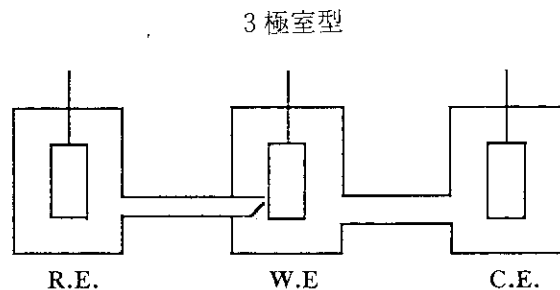
$$-\eta(\text{過電圧}) = \frac{RT}{F} \cdot \ln \frac{a_{\text{H(a)}}}{a_{\text{H(a)}, \eta=0}}$$

H(a) ⇌ H(s) の条件では -1.0 V の過電圧で吸収水素、H(s) の活量は  $10^{16.7}$  倍となる

### 2.2 実験状況の検討

#### 2.2.1 電解槽

陰極 (試験極) ・陽極 (対極) 共存型  
陰極 ・陽極分離型  
参照極を用いた過電圧の測定



## 2.2.2 電解液

## 2.2.3 電極

試験極の前処理

不純物の除去

再結合素反応阻害種の導入

対極の選択

## 2.3 測定量の複合化

過電圧と吸収水素量

反応熱

生成物

中性子，トリチウム， $\gamma$ 線

Fleischmann and Pons によって報告された装置は試験極と対極が共存しており，多くの要素が混在することから解析が極めて難しい。できるだけ水素電極だけを isolate して測定することが望ましい，また，上記は主に測定条件について述べたが最近の動向についても時間があれば触れてみたい。

### 3. 金属中水素の基礎的物性

中大理工 深井 有

#### 3.1 はじめに

金属-水素系に関する研究の歴史は古く、まずは化学的性質が、引続き atomistic な物性が研究されて、今やその基礎的物性はかなりよく理解されているとあってよい。ここでは常温核融合を考えるに当たって知っておくべき事柄を、とくに Pd, Ti を例にとって述べておく。

#### 3.2 平衡状態図

水素 (H, D, T) は多くの遷移金属に固溶して浸入型合金を作る。すなわち、水素分子は表面で解離し、原子となって金属結晶の格子間位置に入り込む。このとき、最隣接金属原子との間に s-d 混成軌道を生ずるが、全体としては金属性を保っているために、金属水素化物 ( $MH_x$ ) は一般に広い非化学量論的組成で存在する。

Pd-H 系と、Ti-H 系の平衡状態図を図 1, 2 に示す。いずれの場合も同位元素による違いは大きくない。注意すべきことは、一般に水素原子は試料表面を通して出入りできるので、試料中にある濃度の水素を固溶させておくには、それと平衡を保ち得る水素雰囲気中におかねばならない、ということである。たとえば 25°C では約 6 Torr, 臨界温度 292°C では約 20 atm ということになる。あるいは、水素の化学ポテンシャルをこれに相当する値にするために、試料を電気分解の陰極として、適当な電解電圧をかけてやってもよい。Ti の場合には表面に水素原子が通過しにくい層ができるために、この考慮はさほど重要でない。

固溶し得る最高濃度は Pd では  $X = 1.0$ , Ti では  $X = 2.0$  であることが知られている。

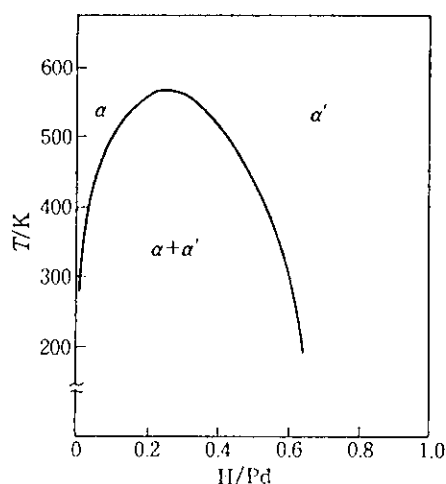


図 1 Pd-H 系の相図

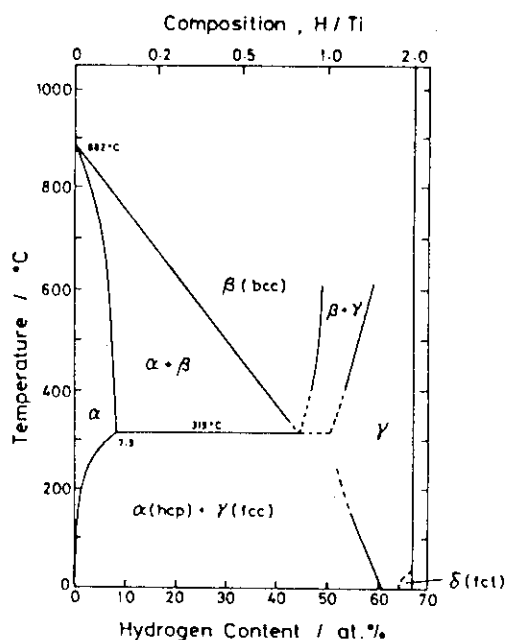


図 2 The titanium-hydrogen phase diagram.

### 3.3 存在状態

最高濃度まで水素が固溶したときを考えると、PdHはNaCl構造、TiH<sub>2</sub>はCaF<sub>2</sub>構造をとる。いずれの場合も金属原子は面心立方格子を形成していて、水素原子はPdH中では8面体位置、TiH<sub>2</sub>中では4面体位置を占めている(図3)。最高濃度ではこれらのサイトは全てみだされ、その時の水素原子間距離は、PdHで2.85 Å、TiH<sub>2</sub>で2.22 Åとなる。一般に金属中の水素原子は2.1 Åより近いサイトを占めることはない、という経験則がある。これは固溶した水素原子間に短距離の反発力が働いていることを意味している。

水素原子は格子間位置でのポテンシャルの谷の中で熱振動していて、その振動エネルギー準位は中性子非弾性散乱実験によって求められている。その波動関数のひろがりも中性子回折実験から求められている。

### 3.4 拡散

拡散係数のアレニウス・プロットを図4、5に示す。いずれの場合も水素原子のジャンプは隣り合ったサイト間で起こり、その機構は熱活性化によってポテンシャルの山をこえるという古典的描像で記述できることが知られている。(体心立方金属中の水素原子拡散には量子論的なトンネル効果が顕著に現われる。)隣接サイト間のポテンシャルの概形を図6に示す。

### 3.5 常温核融合に関連して

核融合(d-d反応)が起こるためには、d-d対は同一のサイトを占めていなくてはならない。ところで、固溶し得る最高濃度が占有格子間位置の数をこえないという実験事実からすると、同一サイトを占めるd-d対はあったとしても極めて少ないはずである。その割合を $r_p$ とすれば、Jonesらの結果は、

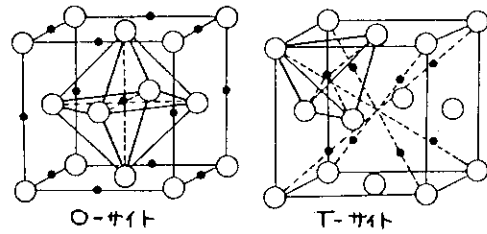


図3 格子間位置(O, Tサイト)

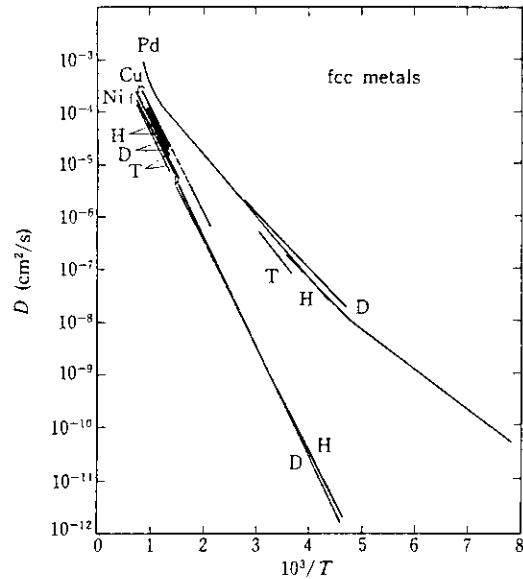


図4 fcc金属中における水素同位体の拡散係数

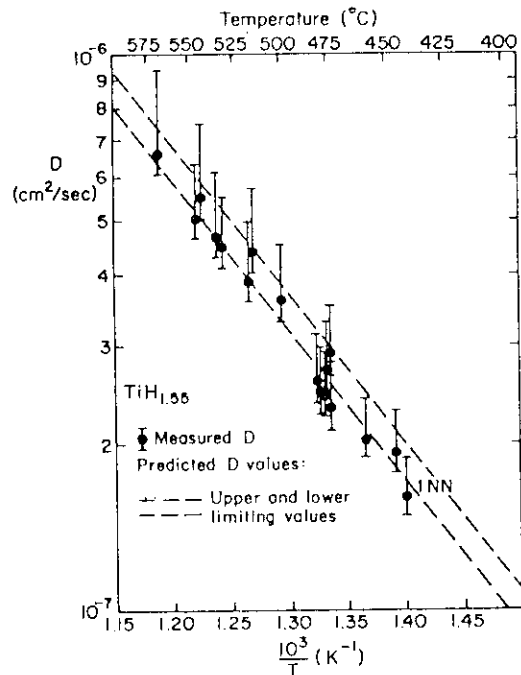


図5 TiH<sub>1.55</sub>中Hの拡散係数

$$\lambda_i r_p \sim 10^{-23} / d\text{-pair} \cdot s$$

とすべきである。 $r_p \sim 10^{-2}$  と仮定すれば  $\lambda_i \sim 10^{-21} / d\text{-pair} \cdot s$  となり、これから d-d 間の距離を見積もると、約  $0.15 \text{ \AA}$  となる。

このような d-d 対が金属中に存在し得るかを考えてみよう。問題はこの d-d 対のエネルギーである。このような短距離では金属中の電子による遮蔽は有効に働かないと思われるので、原子核間のクーロン相互作用を減ずることはむずかしい。大きな「有効質量」を持つ伝導電子が重い電子として遮蔽に効くと考えるのは誤りであり、また遷移金属中の伝導電子がフェルミ・エネルギーで高い状態密度  $N(E_F)$  をもつからといって、それが遮蔽に有効であるとするのも誤りである。 $N(E_F)$  は主として金属原子にほぼ局在した d 電子によるものであって、格子間位置での電子密度（水素原子位置での局所状態密度）は小さいからである。

また、金属格子は局所的な高いエネルギー状態を支えることはできない。かりに核間距離  $0.15 \text{ \AA}$  の d-d 対があったとすると、d-d 間に働く強い反発力が周囲の金属原子を外側に変位させ、その格子緩和の結果として核間距離はひろがるであろう。格子緩和の結果として、仮に d-d 対の形成エネルギー  $2 \text{ eV}$  程度まで低下したとしても、常温での熱平衡濃度は  $r_p \sim 10^{-25}$  という小さなもので、およそ観測には寄与しない。

こうして、常温核融合は熱平衡状態の d-d に対するものではないと結論される。電気分解やガス加圧などの実験で作り出される非平衡状態を考えても、平衡からのずれは小さいので事情は変わらない。

ほぼ唯一の可能性として、常温核融合は何らかの過渡現象--たとえば相転移の進行やクラックの発生、伝播など--に伴って生ずるものという考えが残される。現在までの数多くの実験結果がまちまちであるのも、このように制御されていない因子が現象を支配しているためとして理解されよう。今後はこの可能性を念頭において適当な物質と適当な条件をえらんだ実験を行うことによってまずは常温核融合の生成条件を明らかにし、次いでその機構の解明に向うべきであろう。

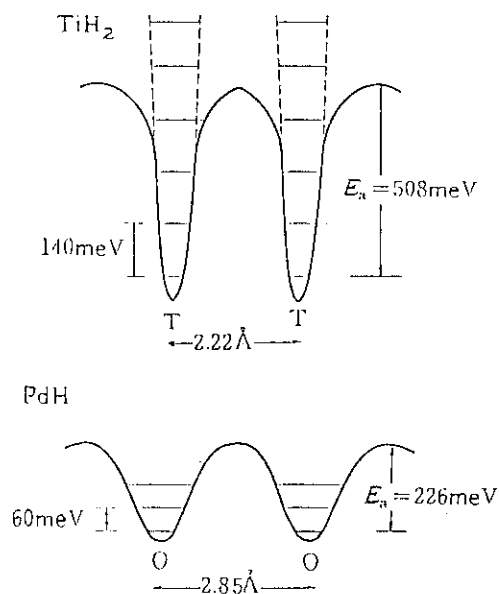


図6 ポテンシャル断面図

## 4. 分子内核融合反応率の理論

九大・理・物理・核理論 上村 正康

### 4.1 要 旨

- (1) 電気化学的低温核融合に関する Brigham Young-Arizona (BY-A) グループの理論論文<sup>1)</sup>を紹介し、コメントする。この理論論文は、ミューオン触媒低温核融合におけるミューオン分子イオン内核融合計算法の応用例になっている。筆者も彼らと同じくミューオン触媒核融合の研究(理論)も行っているので、彼らの計算結果をチェックし、さらに応用問題として、同じ方法を d-t 系や d-p 系、および分子イオンの励起状態からの核融合にも適用してみた。
- (2) BY-A グループの実験 ( $d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$  の 2.5 MeV 中性子の測定) によれば<sup>2)</sup>, 3 g の Ti 電極内での fusion は  $\sim 0.4$  回/sec である (3-25 V, 10-500 mA)。電極内に重陽子が金属イオンと同数だけ入ったとすると、d-d pair 当りの fusion rate ( $\lambda_f$ ) は  $\lambda_f \sim 10^{-23}$  fusion/sec である (10<sup>23</sup> 秒に一回, 宇宙の年齢は 10<sup>18</sup> 秒,  $\lambda_f$  は非常に小さな値であるが, アボガドロ数集まれば 1 秒に一回程度となり測定器の efficiency を入れても観測可能な order となる。)
- (3) もしこの fusion rate を, 溶液内の d が電極内の d に衝突することによって理解しようとする, BY-A グループの理論論文によれば  $d-d$  の電流を 1 A とすると d のエネルギーは  $\sim 400$  eV が必要となるが, 今の実験条件や酸素電子の電離可能性を考えると  $\sim 400$  V もの電位差を生じるメカニズムは有りそうにない。
- (4) 一方, この論文によれば通常の (dde) 分子イオン内では  $\sim 10^{-74}$  fusion/sec であるが, d-d pair 当たりの  $\lambda_f$  が  $\sim 10^{50}$  倍も enhance する理由づけを, 彼らは次のことに求めようとしている。a) 金属内自由電子の質量は格子イオンとの相互作用により増大し (有効質量), 金属によっては 1000 倍になるものもある  $\rightarrow$  b) N 倍に "重くなった" 電子 ( $e^*$ ) が, もし何らかのメカニズムにより電極内で (dde\*) なる分子イオンを形成するなら d-d 間の距離は  $1/N$  に縮まり核融合率は急激に増大する。ミューオン分子イオン ( $dd\mu^-$ ) は  $N=206$  にあたり実に  $\lambda_f \sim 10^{11}$  fusion/sec にもなる  $\rightarrow$  c)  $N=5$  なら (dde\*) 内では  $\lambda_f \sim 10^{-23}$  fusion/sec となるので, もし, 電極内の大部分の重陽子が  $N=5$  の電子と (dde\*) を形成しているなら (この時 d-d pair 間は  $\sim 0.2$  A), 電極内核融合測定値を説明し得る。
- (5) この理論論文では, 三体系 (dde\*) を断熱近似で解いている。まず d-d 間の運動は  $e^*$  の運動に比べて無視できる程遅いと近似して,  $e^*$  による d-d 間の断熱ポテンシャルを求める。次に d-d 間の Schrodinger 方程式を数値的に解き, 核半径領域の確率密度を用いて fusion rate を算出している。この計算法は, ミューオン分子イオン, ( $dd\mu^-$ ), ( $dt\mu^-$ ) など, の fusion rate を計算する方法の最も粗い近似の応用に当たるが,  $N < 10$  程度なら全く問題ない

- ( $N=206$  に相当するミューオンの場合でも  $\lambda_f$  を一桁 overestimate する程度)。
- (6) 筆者は彼らの数値結果をチェックし、さらにに同じ方法で、別の例を調べてみた。
- i)  $N=5$  倍に”重くなった”電子の場合、 $(dte^*)$  の fusion rate は  $(dde^*)$  の  $\sim 100$  倍小さく、逆に  $(dpe^*)$  は  $\sim 20$  倍大きい(巨大なクーロンバリアーの下の低エネルギー現象では透過率が核の質量に強く依存するため) — 三重水素を用いるのは、難しさの割に得る所は少ないであろう、むしろ重水と軽水の混合系で比を変えつつ  $d+p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$  (5.4 MeV) の  $\gamma$  線を精度良く測定するのは意義があるかもしれない。
  - ii) 分子イオン  $(dde^*)$  の高い振動励起状態からの fusion rate は基底状態に比べて、 $N=5$  の時、 $\sim 1000$  倍大きくなるが、あいにく fusion の速さは、基底状態まで電磁的に落ちる速さに比べて桁違いに小さいので、 $(dde^*)$  の fusion の enhance には何の寄与もないと思われる。しかし、電極の通電状態において  $(dde^*)$  系が伝導電子によってどのように励起されるか、あるいは分解されるかを検討しておく必要はあるだろう — BY-A グループの実験論文では、電極内核融合にとって、重陽子を吸収した金属が”非平衡”状態にあることが essential であると主張している。
  - iii) 電子を一つもつ分子イオン  $(dde^*)$  よりも、二つもつ  $(dde^*e^*)$  分子の方が d-d 核間はずっと近くなり fusion rate は非常に増大する。4) の b) を認めるなら  $(dde^*)$  がもう一つの  $e^*$  を捕らえるまでの時間は核融合時間 ( $10^{23}$  sec) より遙かに短いであろうから fusion は  $(dde^*e^*)$  内で起っているのかもしれない。
  - iv) 電極内で一つの d が他の d ( $\sim 10^{23}$  個/cm<sup>3</sup>) と衝突することによって  $\lambda_f \sim 10^{-23}$  fusion/sec を出すためには d のエネルギーは  $\sim 350$  eV が必要である。また、一つの d がどれかの Ti イオン ( $\sim 10^{23}$  個/cm<sup>3</sup>) と核反応を起す rate は  $\sim 1000$  eV のエネルギーがあっても  $10^{-400}$  /sec 程度であり無視できる。
- (7) ミューオン触媒核融合のアナロジーに立つ BY-A グループの理論論文のアイディアは、言われてみればなるほどと思わせるものがあり、計算法は簡単であり、雲をつかむような電気化学的核融合の fusion rate の理解の手がかりとして、コロンブスの卵であるかも知れない — 勿論これが現実となるためには、fusion rate の測定値が真実からそう遠くもないものであり、かつ上記(4) の b), c) の2つのもしが説明されねばならないが。特に、金属イオンに local に束縛された方の電子(自由電子でない)が質量の増加を持たないのに対し、重陽子 pair に local に束縛された電子についてはなぜ有効質量が重くなり得ると考えるのか。
- (8) もし電極内で全ての(かなりの量の)重陽子が小さな  $(dde^*)$  あるいは  $(dde^*e^*)$  を形成しているなら、それを何らかの方法で観測し、数量やサイズを検証することができるはずである(存在しなければ逆証になる?) — 但し、次のことに注意、d-d pair 当りの fusion rate が  $m$  倍になれば d-d pair の数は  $1/m$  になっていること、また、もし重陽子を吸収した金属が”非平衡”状態にあることが essential であるなら通電を止めてこの観測をするのは意味が無いのかも知れないこと。

金属薄膜への重陽子注入を、電気化学的方法でなく、超低エネルギー核実験的方法によって行ない反応粒子を詳細に測定する — という「精密核実験」が今後意義をもつであろう。

### 4.2 分子内核融合率の計算法

分子内核融合の研究が盛んに行われているのは、ミューオン触媒核融合<sup>3)</sup>におけるミューオン分子イオン内核融合についてである。

最も重要な  $(dt\mu) \rightarrow {}^4\text{He} + n + \mu + 17.6 \text{ MeV}$  についてみると、核融合率の算出は、

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\mathbf{R}}^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2} + \frac{e^2}{R} + V_{\text{nucl}}(\mathbf{R}) - E \right] \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0 \quad (1)$$

なる三体系の Shroedinger 方程式を精密に解くことにより行われている (Fig. 1)。(1)を解くための、現在最も高精度・高速な方法は、非断熱的に、ミューオンも核も同等に扱う、組替チャンネル結合変分法 (上村)<sup>4)</sup> によるものである。

$V_{\text{nucl}}(\mathbf{R})$ は d-t 間の複素核ポテンシャルであり、虚部は核反応  $d+t \rightarrow {}^4\text{He} + n$  の放出チャンネルへの波の吸収を表わす。

複素核ポテンシャルの決定は、 $E_{\text{cm}} = 10 \sim 200$  keV 領域 (有名な  $3/2^-$  共鳴を含む) で d+t 系の

ポテンシャル散乱問題を解いたときの吸収断面積が  $d+t \rightarrow {}^4\text{He} + n$  反応断面積  $\sigma(E_{\text{cm}})$  の実験データを克明に再現するように行う。(何通りかの解があり得るが、データを再現する限り最終的な fusion rate には差がない)。

(1)式の束縛状態の固有エネルギーは複素数 ( $\hbar\omega = E - i\Gamma/2$ ) になる。状態の確率密度の時間依存部分は  $|\Psi(t)|^2 \propto |e^{i\omega t}|^2 = e^{-\Gamma t}$  であるから、 $\hbar/\Gamma$  が分子イオン  $(dt\mu)$  が寿命、即ち  ${}^4\text{He} + n + \mu$  チャンネルへ消えて行くまでの時間を表わし、その逆数  $\lambda_f = \Gamma/\hbar$  が fusion rate となる。 $(dt\mu)$  の  $L=0$  状態では  $\lambda_f \sim 10^{12}$  fusion/sec であり、ミューオン自身の崩壊 ( $\lambda_f \sim 0.45 \times 10^6$  / sec) に比べて遙かに速い。

### 4.3 断熱近似計算

ミューオンを電子で置き換えた場合、核の質量が圧倒的に重くなるので、核間の運動は電子の運動に比べて無視できる程遅いとして、断熱近似で(1)式を解くことができるようになる。電子が"重くなった"場合にもこの近似を使う。まず、 $\nabla_{\mathbf{R}}^2$ を無視して

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2} - \varepsilon(\mathbf{R}) \right] \phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0 \quad (2)$$

を解き、 $\varepsilon(\mathbf{R})$ を求める (Fig. 2)。(1)で、 $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \times \chi(\mathbf{R})$  とする。

(2)式と  $\nabla_{\mathbf{R}}^2 \phi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = 0$  の近似を用いると(1)は

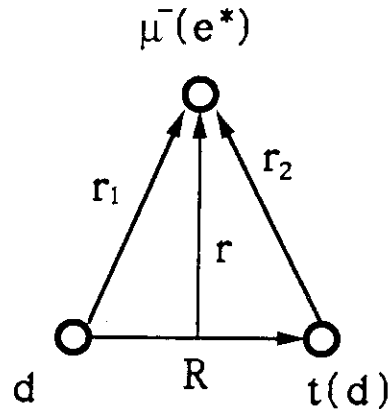


Fig.1



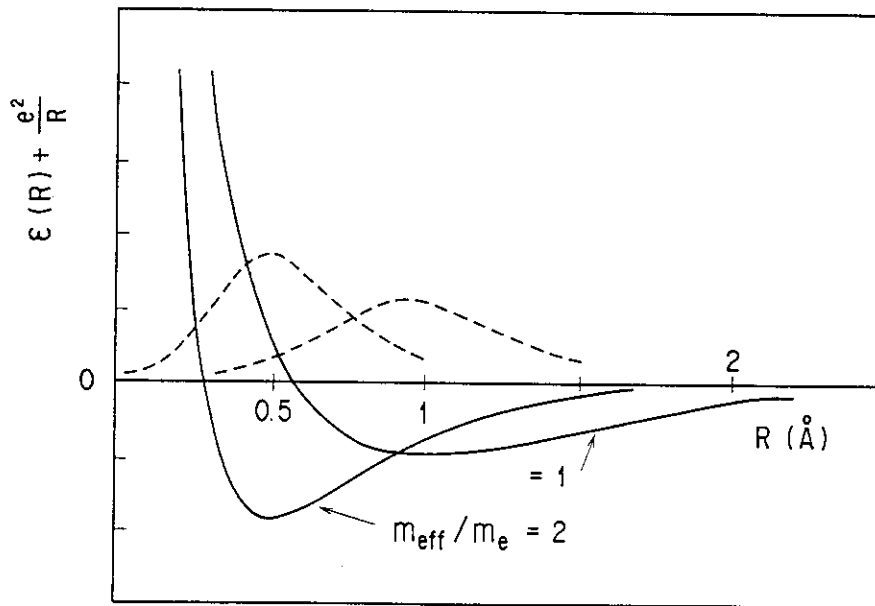


Fig.2 (dde\*) の断熱ポテンシャル,  
 $m_{\text{eff}}/m_e = 1$  と  $2$ .

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 + \epsilon(R) + \frac{e^2}{R} + V_{\text{nucl}}(R) - E \right] \chi(R) = 0 \quad (3)$$

となる。この束縛（基底・励起）状態を差分法で解いて、複素固有エネルギーの虚部から上述のようにして fusion rate  $\lambda_f$  を算出する。

あるいは、次の簡便法で  $\lambda_f$  を求めることもできる（BY-A グループの計算はこの方法による）。即ち、(2)式で核ポテンシャル  $V_{\text{nucl}}(R)$  を外して  $\chi(R)$  を解き、 $|\chi(R \sim 0)|^2$  と実験データ  $\sigma(E_{\text{cm}})$  を用いて、次の関係式で  $\lambda_f$  を求める。

$$\lambda_f = K |\chi(R \sim 0)|^2, K = 2S(E_{\text{cm}} \rightarrow 0) / (\pi \alpha M), \sigma(E_{\text{cm}}) S(E_{\text{cm}}) \exp(-\beta/\sqrt{E_{\text{cm}}}) E_{\text{cm}} \quad (4)$$

ここで  $|\chi(R \sim 0)|^2$  は核同士がクーロン障壁を透過して核領域までやって来る確率であり（ $R \sim 0$  近傍では  $R$  について緩やか）、 $K$  は核領域に入ったあと単位時間当り核反応を起す確率である。fusion はこの 2 つの factor の競合できる。

$\sigma(E_{\text{cm}})$  は  $E_{\text{cm}}$  の減少と共に急減少するが、クーロン障壁透過率（penetrability）を表わす  $\exp(-\beta/\sqrt{E_{\text{cm}}}/E_{\text{cm}})$  という factor を除くと、astrophysical spectroscopic factors ( $E_{\text{cm}}$ ) は  $E_{\text{cm}}$  の keV 領域以下で非常に緩やかになる。

今回の電極内核融合に関連し得る主な核反応の  $K$  の実験値は次のとおりである。

$$\begin{aligned} K(d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n) &= 1.48 \times 10^{-16} \text{cm}^3/\text{sec} \\ K(d+d \rightarrow t+p) &= 1.54 \times 10^{-16} \text{cm}^3/\text{sec} & K(d+d \rightarrow {}^4\text{He}+\gamma) &\sim 10^{-23} \text{cm}^3/\text{sec} \\ K(d+t \rightarrow {}^4\text{He}+n) &= 1.1 \times 10^{-14} \text{cm}^3/\text{sec} & K(d+p \rightarrow {}^3\text{He}+\gamma) &= 2.5 \times 10^{-22} \text{cm}^3/\text{sec} \end{aligned}$$

#### 4.4 Fusion rate の計算結果

BY-A グループによる (dde\*) の基底状態の  $\lambda_f$  および同じ計算法を用いた筆者による (dte\*), (dpe\*) の基底状態, (dde\*) の励起状態への応用を示す。

- i) Fig. 3 は, d-d 間の波動関数  $\chi(R)$  が如何に強く電子の effective mass ( $m_{\text{eff}}$ ) に依存するかを示す。 $m_e$  は電子の mass。
- ii) Fig. 4 は, (dde\*) 系の fusion rate  $\lambda_f$  が  $m_{\text{eff}}$  に強く依存することを示す (BY-A グループによる)。 $m_{\text{eff}} = 5 m_e$  の実測値  $\lambda_f \sim 10^{-23}$  fusion/sec を再現することが見て取れる。
- iii) Fig. 5 は, (dte\*), (dpe\*) 系の fusion rate の  $m_{\text{eff}}$  依存性を示す (筆者による)。 $m_{\text{eff}}/m_e$  の値が十分大きい (分子イオンのサイズが十分小さい) 場合はクーロンバリアーの影響が小さく, fusion rate の大きさの順は(4)式の核反応定数  $K$  の順そのものになっている。逆に,  $m_{\text{eff}}/m_e$  の値が小さい ( $< 7$ ) 場合は, 分子イオンのサイズが大きく, 核領域に近づくまでにクーロンバリアーの影響を強く受ける。核の mass が大きい程動き難いため  $|\chi(R \sim 0)|^2$  の減衰は強く, fusion rate は核の mass の大きさの逆順になる。 $m_{\text{eff}}/m_e = 5$  の近傍では (dte\*) の fusion rate は (dde\*) の  $\sim 1/100$  であるが, (dpe\*) の方は (dde\*) の  $\sim 20$  倍になる。
- iv) (dde\*) 分子イオンの励起状態 ( $L=0$ ) は, 基底状態より運動エネルギーが大きいので fusion rate がより大きくなる。 $m_{\text{eff}}/m_e = 5$  の時, 基底状態の fusion rate より 1000 倍大きい励起状態がある。しかし, 反応時間は  $\sim 10^{20}$  秒であるから, 遙かに速く基底状態に落ちてしまい, fusion rate の増大には寄与しないであろう。

#### 参考文献

- 1) J. Rafelski et al., preprint (AZPH-TH/89-19).
- 2) S. E. Jones et al., Nature, 1989年4月27日号.
- 3) Muon Catalyzed Fusion 1 (1987), 2 (1988), 3 (1988).  
永嶺謙忠, 「ミュオン触媒核融合」(物理学最前線 19), 共立出版 (1988); 物理学会誌, 1985年11月号; 原子力学会誌, 1988年4月号.  
上村正康, パリティ誌 1988年11月号.
- 4) M. Kamimura, Phys. Rev. A 38 (1988) 622; Muon Catalyzed Fusion 3 (1988), 335; Proc. of Int. Workshop on Muon Catalyzed Fusion, Florida, 1988, p. 330.

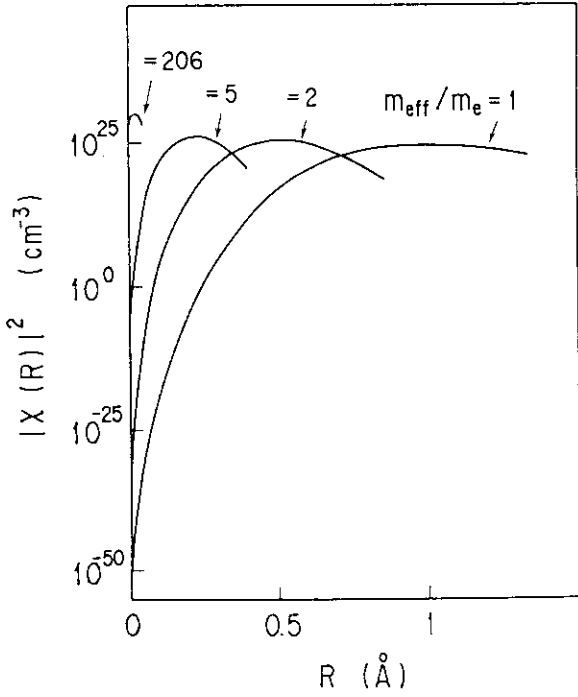


Fig.3 d-dの  $|\chi(R)|^2$  の  $m_{\text{eff}}/m_e$  依存性.

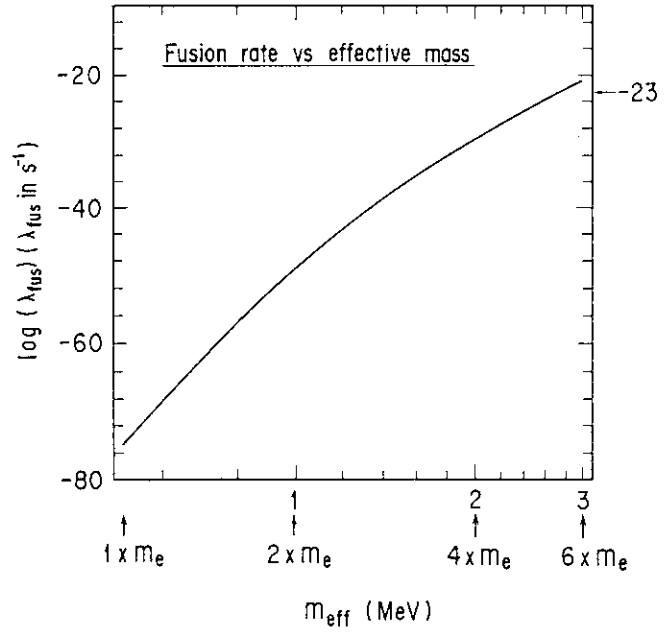


Fig.4 (dde\*) の fusion rate  $\lambda_f$  の  $m_{\text{eff}}/m_e$  依存性<sup>1)</sup>.

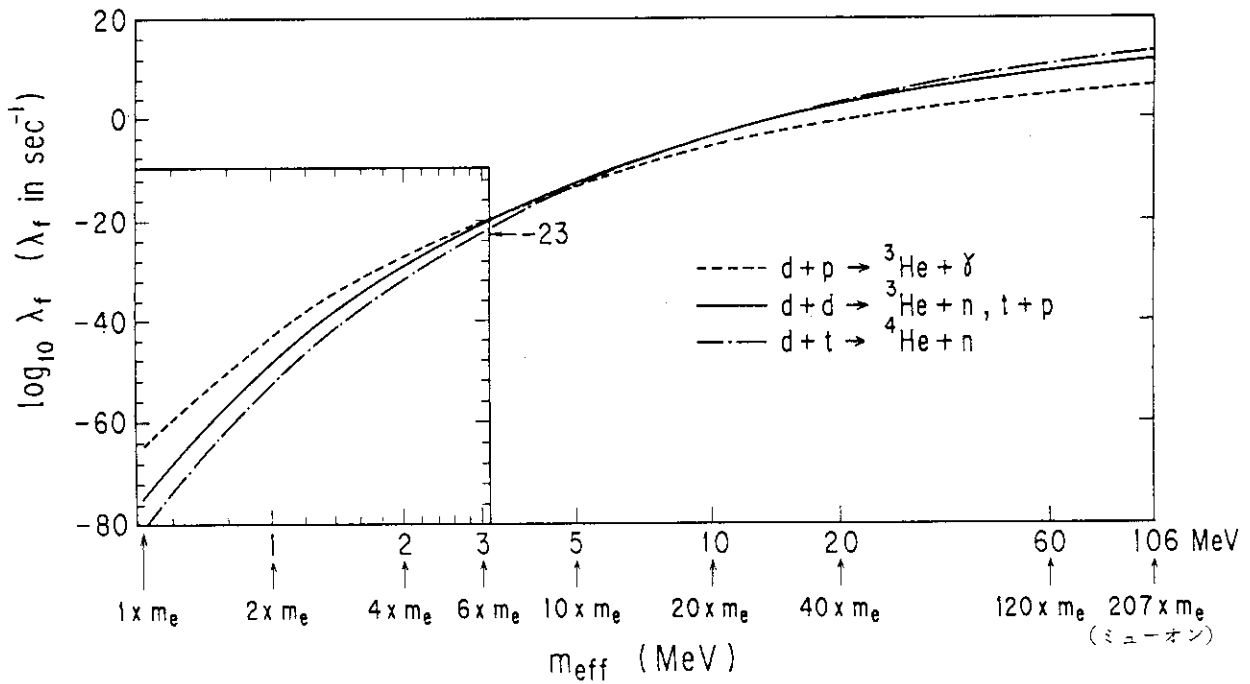


Fig.5 (dte\*), (dpe\*), (dde\*) の fusion rate  $\lambda_f$  の  $m_{\text{eff}}/m_e$  依存性.

## 附記1 私の認識

Fleischmann & Pons の言う「大きな余剰発熱と微小な n, t 測定値」を核反応から説明し得る根拠は存在しないと考える。したがって、発熱は化学反応として説明がつくことに違いない。

Jones グループの観測した電極内核融合反応率 $\sim 10^{-23}$  fusion/d-d pair/sec は、エネルギー生産には当面何の contribution もしないが、むしろ重要なことは、この fusion rate は、もし本当なら、物質内での常温核融合としては説明が非常に難しい程に膨大な値であり、これを確認・理解するための実験的・理論的努力が多角度から大いになされる価値がある。その過程から副産物も多数生まれるに違いない。

## 附記2 Astrophysical Spectroscopic Factor

Astrophysical Spectroscopic Factor  $S(E)$  を導入することによって、核融合の反応断面積  $\sigma(E)$  (Fig. A 1) は、次のように表わせる。

$$\sigma(E) = S(E) \frac{1}{E} e^{-\frac{\beta}{\sqrt{E}}},$$

$$\beta = \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar},$$

ここで、 $\sigma(E)$  の 2 番目の因子  $1/E$  は、ドブロイ波の広がり ( $\pi\lambda^2$ )、最後の因子はクーロン・バリア (Fig. A 2) 透過率に対応する。 $S(E)$  は  $E$  に対してゆるやかに変化する (Fig. A 3) ので、実験データの無い超低エネルギーまで容易に外挿できる。また、多くの場合 (非共鳴反応)、 $S(E) = S(0)$  として実用上差支えない。

毎秒当りの核融合反応の数  $\lambda_{\text{fusion}}$  は、核領域での反応の強さ  $K$  とクーロン・バリアによる減衰効果  $|\chi(0)|^2$  の競合できまり (Fig. A 4)、次のように表わせる。

$$\lambda_{\text{fusion}} = K \cdot |\chi(R \approx 0)|^2.$$

$S(E)$  は核領域の反応を特徴づける量で、 $K$  と次の関係で結ばれる。

$$K = \left( \frac{\hbar}{\pi e^2 M} \right) S(E \rightarrow 0).$$

関係ある反応に対して、 $K$  の値は次のとおりである。

|  |   |
|--|---|
| $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$      | $1.48 \times 10^{-16} \text{m}^3/\text{sec}$  |
| $d + d \rightarrow t + p$                  | $1.54 \times 10^{-16} \text{cm}^3/\text{sec}$ |
| $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ | $10^{-23} \text{cm}^3/\text{sec}$             |
| $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ | $2.5 \times 10^{-22} \text{cm}^3/\text{sec}$  |
| $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$      | $1.1 \times 10^{-14} \text{m}^3/\text{sec}$   |

また,  $S(0)$  の値は次のように与えられる (Fig. A 5, A 6)

$$d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n \quad 50\text{keV} \cdot \text{barn}$$

$$d+d \rightarrow t+p \quad 53\text{keV} \cdot \text{barn}$$

$$d+d \rightarrow {}^4\text{He}+\gamma \quad 10^{-5}\text{keV} \cdot \text{barn}$$

上の 3 つの反応の分枝比は,  $1 : 1 : 2 \times 10^{-7}$  である。

References

[A 1] A. Krauss et al., Nucl. Phys. A 465 (1987) 150.

[A 2] C. A. Barnes et al., Phys. Lett. B 197 (1987) 315.

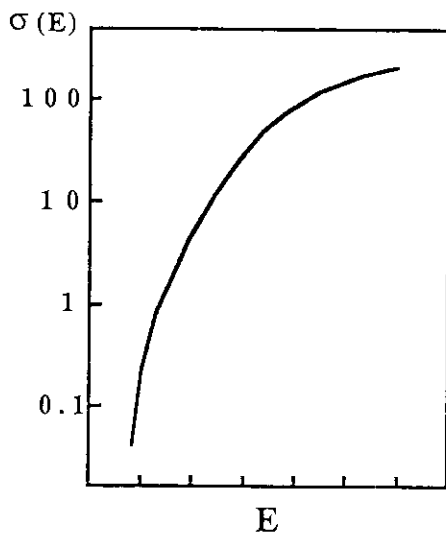


Fig. A.1

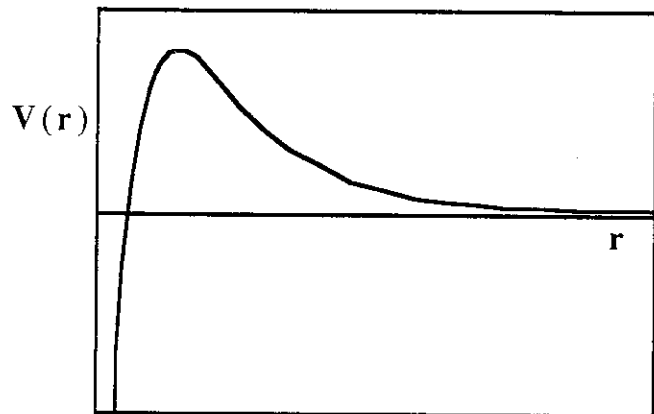


Fig. A.2

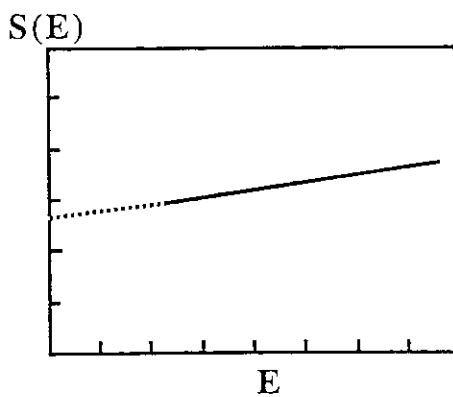


Fig. A.3

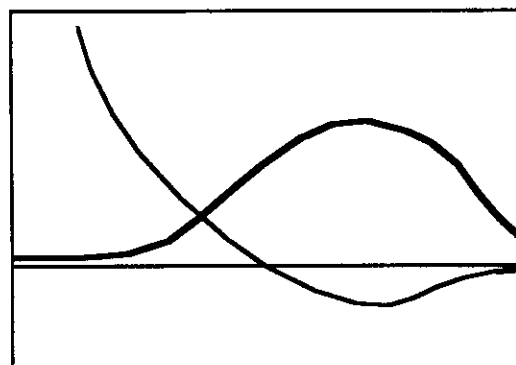


Fig. A.4

Fig. A 5  $d+d \rightarrow t+p$  及び  $d+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$  についての  $S(E)$  factor<sup>(A1)</sup>

Fig. A 6  $d+d \rightarrow {}^4\text{He}+\gamma$  についての  $S(E)$  factor<sup>(A2)</sup>

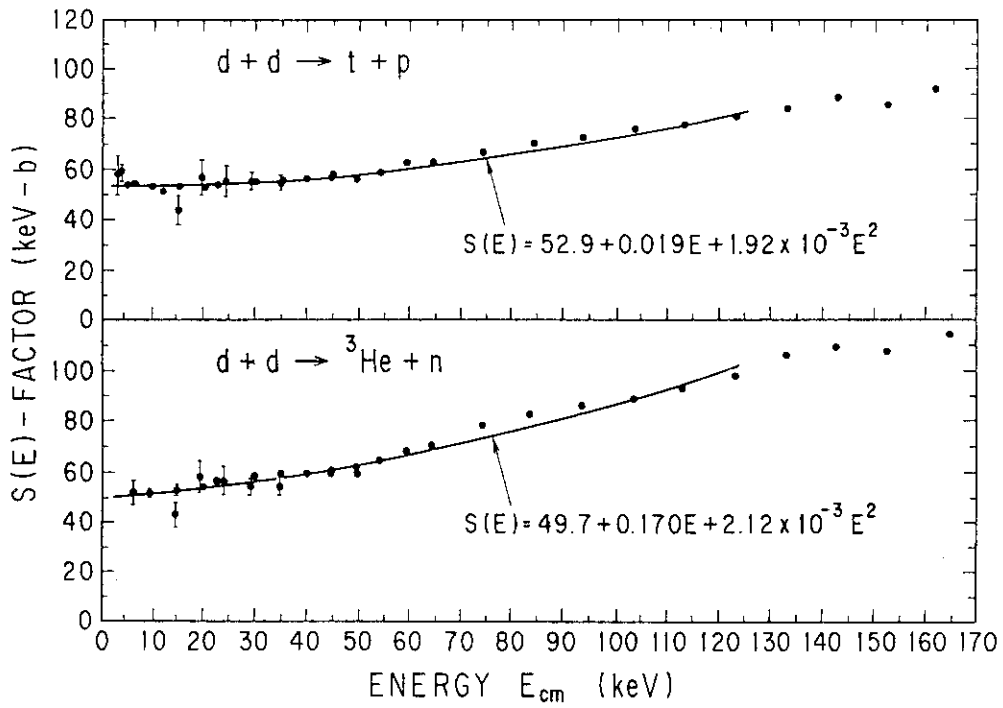


Fig. A.5

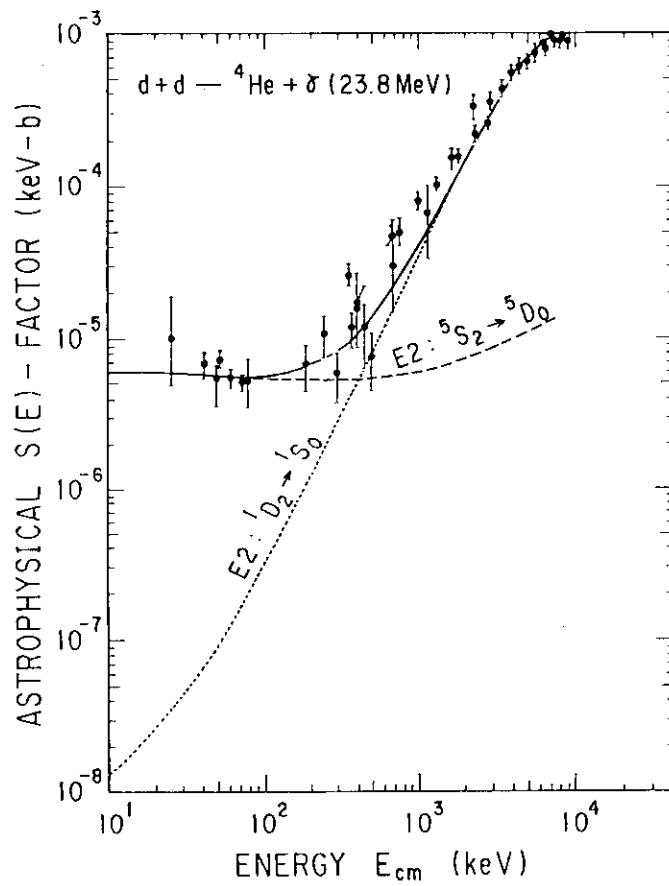


Fig. A.6

## 5. 荷電粒子間強結合効果と常温核融合反応率

東大理物理 一丸 節夫

### 5.1 まえがき

金属中水素が電解条件 [1,2] または吸収/放出過程 [3] で、常温核融合を起こしている可能性が示唆されている。一方似たような設定でおこなわれた他の実験 [4,5] では、核反応が有意の割合で検出されていない。これらは、金属中での常温核反応率が近接 2 粒子の微視的状态に極めて敏感であることを予期させる。金属のような凝縮系の中で、2つの水素同位体核が互いのクーロン斥力を突き破って核反応に至る過程を明らかにすることは、固体物理学の重要な課題です。

核反応の際の透過確率やその増大率を決めるのに中心的な役割を果たすのは、遮蔽ポテンシャル [6,7],

$$H(r) = v(r) + \ln[g(r)] / \beta. \quad (1)$$

ここで、 $\beta$  は温度の逆数、 $v(r)$  は 2 体の相互作用ポテンシャル、 $g(r)$  は 2 体の分布関数です。Fig. 1 は、遮蔽ポテンシャルのダイアグラム表示で、(1) 式の最後の項は (負の) 平均力ポテンシャルを意味する [8]。遮蔽ポテンシャルの原点での値  $H(0)$  は、化学ポテンシャルの相互作用 (クーロン) 分が核反応前後で粒子対あたりどのように変わったか (変分量) を与えるので [6,9], 核反応率は  $\exp\{\beta H(0)\}$  倍だけ増大する [6,7,9]。

本稿では、常温核融合実験によく用いられる  $\text{PdH}_x$  と  $\text{TiH}_x$  を例にとり、これら遮蔽ポテンシャルの効果をできるだけ正確に解析する。水素原子の持ちこむ s 電子は金属の d 電子と混成状態にあり、値電子群と共に水素原子間の実効相互作用を強く左右する。この相互作用はさらに水素原子間の多体相関という統計力学効果を作りだし、上記のクーロン自由エネルギーの変化分により、核反応率を飛躍的に増大させることができる。電子の遮蔽効果と水素原子間の統計力学効果は、その名の示す通り温度・密度の変動に非常に鋭敏であり、さらにその結果として、核反応率が著しい同位体効果を示すことが予見される。これらの効果はすべて実験で検証できる筈です。

以下に述べる効果は、中野愛一郎、尾形修司、田中成典、家富洋 (以上 東大理)、田島俊樹 (テキサス核融合研) との共同研究によるもので、内容の詳細は学術誌に発表の予定です。

### 5.2 電子の遮蔽効果

光電子放出結果 [10,11] によると、Pd/H 系は水素に付随する s 電子のエネルギーレベルが、Pd のもたらす幅 4.4 eV の 4d バンドの底から約 1 eV のところに中心をもち分布している。同様の実験結果 [12] によると、Ti/H 系も水素に付随する s 電子のエネルギーレベルが、Ti のもたら

す幅 1.7 eV の 3d バンドの底から約 3.3 eV のところに中心をもち分布している。フェルミ面から測った s 電子エネルギーレベルの深さ  $E_s$  は、水素サイト (Pd: 八面体 [O] サイト, Ti: 四面体 [T] サイト) を特徴づける量です。

Pd の Kr 閉殻電子群の誘電率  $\epsilon_c$  は、 $n_{Pd} = 6.25 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  を仮定すると 1.25 と計算される。また、Ti の Ar 閉殻電子群の誘電率は、 $n_{Ti} = 4.7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  として 1.36 となる。水素間の実効相互作用は、Pd 中と Ti 中とでは重要な違いがある。Pd の特徴は、最大数 (1 原子あたり 10) の外殻 d 電子をもつことであり、それに対し Ti は、比較的大きな  $x$  の値 (T サイトをすべて占めれば 2) を期待することができる。混成状態にある金属の d 電子の遮蔽効果を、Fermi-Thomas 近似で取り入れ [13], 水素の電荷形状因子を波数  $k$  の関数として

$$\phi(k) = 1 - \zeta_s + \zeta_s k^2 / (k^2 + \kappa^2)$$

と表す。いくつかの  $x$  と  $E_s$  の組み合わせについて、 $\zeta_s$  と  $\kappa^{-1}$  の計算値を Table 1 に例示する。

電荷形状因子をもつ水素原子間 2 体ポテンシャル  $\Phi(r)$  は、値電子群の静電遮蔽関数<sup>[7,14]</sup>  $e_v(k)$  を用いて、 $4\pi [e\phi(k)]^2 / k^2 \epsilon_c \epsilon_v(k)$  のフーリエ逆変換で導くことができる。Fig. 2 に示されているように、 $\Phi(r)$  は遮蔽 s 電子分布の外側に、値電子群との干渉効果により作りだされた引力部分をもつ。

電子群が  $\Phi(r)$  の中に作りだした遮蔽ポテンシャルは、

$$U_e = \lim_{r \rightarrow 0} [e^2 / \epsilon_c r - \Phi(r)]$$

で計算することができる。Table 1 の数値例からわかるように、 $U_e$  の値は十分に大きく、常温での核反応率に影響を与える。Table 1 にはそのほかに、 $\Phi(r)$  がはじめて横軸をよぎる点  $r_c$ 、最初の極小点  $r_m$  と、そこでの  $\Phi(r_m) = -\Phi_m$ 、 $\Phi_m'' = d^2\Phi(r_m) / dr_m^2$  の値が示されている。

室温付近で水素同位体 a, b (=p, d, t) 間の透過因子は、電子遮蔽も考えに入れて、

$$P_{ab} = \exp \left\{ - (2/\hbar) \int_0^{r_c} dr [2M_{ab}\Phi(r)]^{1/2} \right\} \quad (2)$$

で与えられる。同位体効果は換算質量  $M_{ab}$  を通じてこの式に入り、ab 間の核反応率は、

$$\lambda_{ab}^{(0)} = 10^{10} S_{ab} (\text{keV} \cdot \text{b}) P_{ab} / [M_{ab} (\text{amu}) T(\text{K})]^{1/2} (\text{s}^{-1}) \quad (3)$$

となる。この式では、 $n_a$  と  $n_b$  の大きい方を  $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  と仮定し、 $S_{dd} = 106$  (Ref. 15),  $S_{dt} = 1.7 \times 10^4$  (Ref. 16),  $S_{pb} = 2.5 \times 10^{-4}$  (Ref. 17),  $S_{pp} = 4 \times 10^{-22}$  (Ref. 17) をとる。

Pd 中では電子と混成している d 電子の数が多く、電子遮蔽が強い。そのため  $U_e$  や  $r_c$  の値に違いが生じ、Fig. 3 に示されているように、 $\lambda_{ab}^{(0)}$  の値は Pd 中の方が Ti より大きくなる。

### 5.3 水素の多体相関効果

(3)式で表される核反応率は、 $\Phi(r)$  が作り出す水素原子間の多体相関効果を、まだ取り入れていない。Fig. 1 で  $v(r) = \Phi(r)$  と置いて得られる化学ポテンシャルの変分値  $\beta H(0)$  を評価するために、



$\Phi(r) = \Phi_R(r) + \Phi_A(r)$ のように斥力部分と引力部分の和に分ける。ここで、

$$\begin{aligned}\Phi_R(r) &= (e^2/\epsilon_c r) \exp(-r/D_R), \\ \Phi_A(r) &= -(e^2/\epsilon_c \rho) \exp\{-(r/D_A)^q\}.\end{aligned}\quad (4)$$

(4)式中のパラメータは  $U_0$ ,  $r_c$ ,  $\Phi_m$ , および  $2 \text{ \AA}$  付近での  $\Phi(r)$  のふくらみを正確に再現するように定められる。Pd については,  $q = 0.915$  ( $x = 1$ ),  $0.865$  ( $x = 0.75$ ), Ti については,  $q = 1.035$  となり, 他のパラメータ値は Table 1 に記されている。

水素原子間の統計力学効果を表す遮蔽ポテンシャルも同様に  $H(0) = H_R(0) + H_A(0)$  と分けて書く。斥力成分  $H_R(0)$  は, Fig. 1 でそのボンドがすべて  $f_R(r) = \exp[-\beta\Phi_R(r)] - 1$  のダイアグラムから成り, また引力成分  $H_A(0)$  は残りすべてのダイアグラムの和で, 少なくともひとつのボンドは  $f_A(r) = \exp[-\beta\Phi_A(r)] - 1$  をとる。このことは, (1)式の 2 体分布関数を  $g(r) = g_R(r) \cdot g_A(r)$  と因子にわけ,  $g_R(r) = \exp\{-\beta[\Phi_R(r) - H_R(r)]\}$ ,  $g_A(r) = \exp\{-\beta[\Phi_A(r) - H_A(r)]\}$  と計算することに相当する。

引力部分の取り扱いには, 量子効果が特に重要です。まず  $r_m$  付近でのポテンシャル間で, 水素原子が調和振動子型の準束縛状態を作る可能性について考える。この場合,  $\exp[\beta H_A(0)]$  は  $1 + \exp[-(M_{ab}\Phi_m)^{1/2} r_m^2/\hbar + \beta[\Phi_m - (\hbar/2)(\Phi_m/M_{ab})^{1/2}]]$  で与えられる。調べた  $E_S$  と  $x$  の組み合わせのすべて (25 の場合) について,  $\exp[\beta H_A(0)] \approx 1$  に留まり, 準束縛状態は殆ど反応率の増大をもたらさないことがわかる。理由は金属中で  $r_m$  が小さくなり得ないからです。

次に井戸型の引力ポテンシャル  $\Phi_A(r)$  が, ab 間の非共鳴弾性散乱を通じて, どのような  $H_A(0)$  を作り出すかを調べる。量子力学によると, この場合の散乱長は  $2D_A$  と  $\Lambda_{ab} = (2\pi\hbar\beta/M_{ab})^{1/2}$  (= de Broglie 波長の熱的平均値) のいずれか小さい方をとり, したがって井戸型引力ポテンシャルのもたらす実効的な“充填率”の上限値 ( $= \Lambda_{ab}^3 x n_M$ ) は, すべての計算例について 0.1 を超えない。この充填率に等価な剛体球系の状態方程式 [8] から判断すると, 引力部分の散乱効果も反応率増大には効かないことがわかる。

上記をまとめると, 引力部分は水素間の 2 体ポテンシャル  $\Phi(r)$  を押し下げ, 電子の遮蔽ポテンシャル  $U_0$  を大きくするのにすでに有効に使われており, 統計力学効果は特に重要ではない。水素の分子結合を仮定した金属内核反応率の計算もいくつか行われているようですが, この場合にも同様のことがあてはまる。しかし, これら計算の前提として金属の内部状態で分子結合の仮定が妥当だという根拠を示すことが, まず必要でしょう。

最後に, 斥力部分  $\Phi_R(r)$  による弾性散乱が, どのように統計力学的増大因子  $\exp[\beta H_R(0)]$  と関わり合うかを解析する。そのためにまず, 水素原子間の熱的な接触距離  $d_0$  を  $(2\beta e^2/\epsilon_c d_0) \exp(-d_0/D_R) = 1$  から定める。すべての計算例について,  $d_0$  は Pd の O サイト間の距離 ( $\sim 2.8 \text{ \AA}$ ) や Ti の T サイト間の距離 ( $\sim 2.2 \text{ \AA}$ ) より大きな値をとることがわかる。例えば,  $E_S = 5 \text{ eV}$ ,  $T = 300 \text{ K}$  の場合, PdH で  $d_0 = 3.6 \text{ \AA}$  また,  $\text{TiH}_2$  で  $4.0 \text{ \AA}$  となる。したがって, 電子遮蔽を表す  $D_R$  の存在にもかかわらず, 金属中で個々のサイトを占める水素原子間には十分な強さの相互作用が残っており,  $D_R > D_A$  であるから, 斥力による多体効果が重要になる。

斥力ポテンシャルの多体効果を, クーロン系でその精度が確立されている HNC (hypernetted-chain) 方程式 [7,8,18] により解析する。その際, ab 間 S 波散乱による量子効果を  $D_R$  に繰りこ

む。また HNC 近似で無視されているブリッジ項の補正も行なう [19]。結果は、強結合領域  $\beta H_R(0) > 8$  で、

$$\beta H_R(0) = (1.057\beta e^2/\epsilon_c a) \exp(-0.97a/D_R) \quad (5)$$

と表わすことができる。ここで、 $a = (3/4\pi x n_M)^{1/3}$ 、遮蔽のない極限 ( $D_R \rightarrow \infty$ ) で、(5)式はイオン球模型による Salpeter-Van Horn [6] の評価と一致する。 $D_R$  が有限で遮蔽がきく場合、(5)式中の指数関数が原子間相互作用を制御し、反応増大率を引き下げる。

#### 5.4 常温核融合反応率

$x$  と  $E_S$  のいろいろな組み合わせで  $\text{PdH}_x$  における核反応率、 $\lambda_{ab} = \lambda_{ab}^{(0)} \exp[\beta H_R(0)]$  を  $T$  (K) = 300, 600, 1200 の 3 例で計算した。 $\lambda_{dd}$  についての結果を、Fig. 3 に示す。(5)式で明かなように、統計力学効果による増大率は温度が上がると急激に減少する。

Fig. 3 によると、実験 [2,3] の示唆する反応率は、 $T \approx 300$  K,  $E_S \approx 4$  eV のサイト付近での反応で説明できるように見える。しかし、この解釈には気をつけねばならない点がいくつかある。まず、 $E_S \approx 4$  eV という浅い束縛準位の状態密度が比較的小さい [10,12] ことに留意しなければならない。さらに上述の計算には取り入れられていない格子場の影響がある。温度が低い場合、水素原子は Pd 格子場の O サイトや Ti 格子場の T サイトの平衡位置付近に安住し、核反応に必要な  $r_c$  あたりでの近接衝突の確率が小さくなる。非平衡で過渡的な実験条件 [2,3] では、これらの制約が多少解消され、浅い  $E_S$  サイトのまわりでの近接衝突が増えるかもしれない。いずれにせよ、格子場とその欠陥の効果は今後の研究課題の一つです。

この理論結果でとくに注目したいのは、Fig. 4 に示す同位体効果である。(5)式からも明らかのように、クーロン相互作用による自由エネルギーの成分は換算質量に依らず、したがって、同位体効果は  $S_{ab}$  と  $P_{ab}$  を通じて(3)式に入る。その結果、p-d 反応率は d-d 反応率を大きく上回り、また p-p が d-t に追い付くようになる。これらの特性はある意味で水素間多体相関効果の帰結であり、大きな  $x$  値がとれ、より広がった斥力領域を残す  $\text{TiH}_x$  で、より著しく現われる。

#### 5.5 あとがき

5月15日の討論会では、私どもの理論研究予定の3分の1の段階とお断りして、話させていた。それは本稿では5.2節の内容に相当し、 $\lambda_{ab}^{(0)}$  という低い反応率をお見せして、一部の方々の誤解を招いたように思われる。その後、さらに3分の1の研究が進み、本稿にはその内容も加えさせていただいた。そこでは、 $\text{PdH}_x$  のみならず  $\text{TiH}_x$  についても電子状態を比較解析し、統計力学効果による核反応増大率を含めて、常温核融合反応率の基礎理論を提起した。理論は、いわゆる“任意パラメーター”を含まず、その予知する温度・密度効果や同位体効果は、実験により検証可能です。金属中の常温核融合が物理過程としての意味をもつならば、これらは本質的な効果として残るべきものと考えている。その後の3分の1では、格子場やその欠陥の効果を微視的に解明する計画であり、現在この研究が進行中です。

討論会では、電子の“実効質量”がしばしば話題になり、私の講演でもこのことに触れた。実効質量とはいうまでもなく、凝縮体中などで粒子間相互作用によりある状態の電子がある現象（状態密度、輸送現象、動的効果など）について示す効果の一つの表現法で、その意味で限られた概念です。討論会で実効質量の話をした多くの方々はこのことを正しく把握しておられ、誤解の余地がなかった。しかし、その後で討論会の様子を報じた新聞・雑誌に“質量”についての不正確な記述が見られたのは仕方がないにしても、一部専門家にも真の質量との混同がみうけられた。本稿では、このような誤解を避けるために、実効質量という言葉を使わず、電子状態とその作用を区別して述べるようにした。

#### References

- 1) M. Fleischmann, S. Pons, and M. Hawkins, *J. Electroanalytical Chem.* 261, 301 (1989).
- 2) E.S. Jones, E.P. Palmer, J.B. Czirr, D.L. Decker, G.L. Jensen, J.M. Thorne, S.F. Taylor and J. Rafelski, *Nature* 338, 737 (1989).
- 3) A. De Ninno, A. Frattolillo, G. Lollobattista, L. Martins, L. Mori, S. Podda, and F. Scaramuzzi, submitted to *Europhys. Lett.*
- 4) J.F. Ziegler, T.H. Zabel, J.J. Cuomo, V.A. Brusica, G.S. Cargill, III, E.J. O'Sullivan, and A.D. Marwick, *Phys. Rev. Lett.* 62, 2929 (1989).
- 5) M. Gai, S.L. Rugari, R.H. France, B.J. Lund, Z. Zhao, A.J. Davenport, H.S. Isaacs, and K.G. Lynn, submitted to *Nature*.
- 6) E.E. Salpeter, *Aust. J. Phys.* 7, 373 (1954); E.E. Salpeter and H.M. Van Horn, *Astrophys. J.* 155, 183 (1969); H.E. DeWitt, H.C. Graboske, and M.S. Cooper, *Astrophys. J.* 181, 439 (1973).
- 7) For a review, see S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* 54, 1017 (1982).
- 8) For a general reference, see J.P. Hansen and I.R. MacDonald, Theory of Simple Liquids, 2nd Ed. (Academic, London, 1986).
- 9) W.G. Hoover and J.C. Poirer, *J. Chem. Phys.* 37, 1041 (1962); Widom, *J. Chem. Phys.* 39, 2803 (1963); B. Jancovici, *J. Stat. Phys.* 17, 357 (1977); Y. Rosenfeld and N.W. Ashcroft, *Phys. Rev. A* 20, 1208 (1979).
- 10) D.E. Eastman, J.K. Cashion, and A.C. Switendick, *Phys. Rev. Lett.* 27, 35 (1971).
- 11) See also F.E. Wagner and G. Wortmann, in Hydrogen in Metals I: Basic Properties, edited by G. Alefeld and J. Volkl (Springer, Berlin, 1978), 131.

- 12) S.A. Nemmonov and K.M. Kolobova, *Fiz. Metal Metalloved* 22, 680 (1966); D.E. Eastman, *Solid State Commun.* 10, 933 (1972); A.C. Switendick, *J. Less-Common Metals* 49, 283 (1976).
- 13) D. Pines, *Elementary Excitations in Solids* (Benjamin, N.Y., 1963), Sec. 3-3; S. Ichimaru, A. Nakano, S. Ogata, and S. Tanaka, to be published.
- 14) J. Hafner, *From Hamiltonian to Phase Diagrams* (Springer, Berlin, 1987), pp. 34-66; for a specific formula for  $\epsilon_V(k)$ , see S. Ichimaru and K. Utsumi, *Phys. Rev. B* 24, 7385 (1981).
- 15) N. Jarnie and R.E. Brown, *Nuc. Inst. Meth. B10/11*, 405 (1985); J. Rafelski, M. Gajta, D. Harley, and S.E. Jones, to be published.
- 16) J.D. Jackson, *Phys. Rev.* 106, 330 (1957).
- 17) J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, *Rev. Mod. Phys.* 60, 297 (1988).
- 18) K.C. Ng, *J. Chem. Phys.* 61, 2680 (1974); S. Tanaka and S. Ichimaru, *J. Phys. Soc. Jpn.* 53, 2039 (1984).
- 19) H. Iyetomi and S. Ichimaru, *Phys. Rev. A* 27, 3241 (1983).



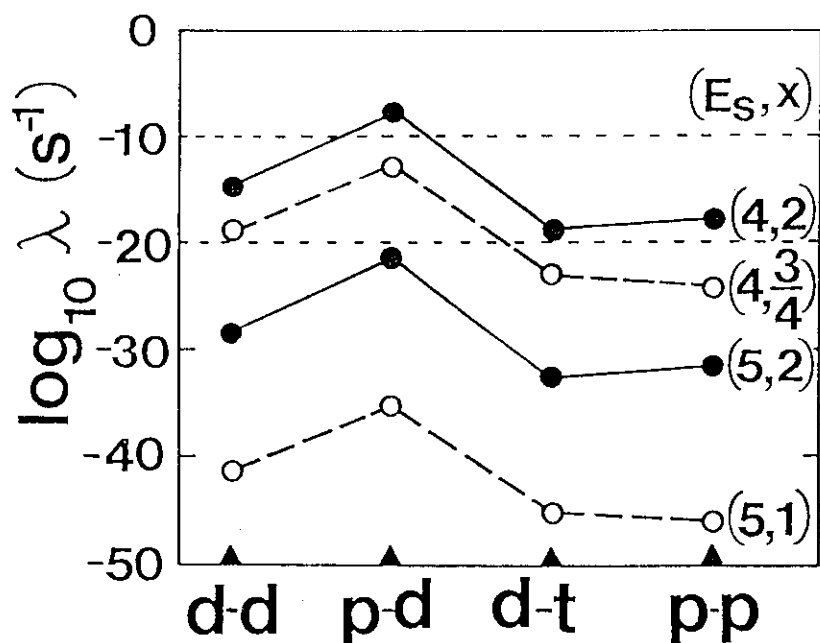


Fig. 3 d-d reaction rates in metal hydrides.  $\lambda_{dd}^{(o)}$  refer to the rates without the statistical-mechanical enhancement;  $E_s$  are in units of eV; connecting lines are to guide the eye.

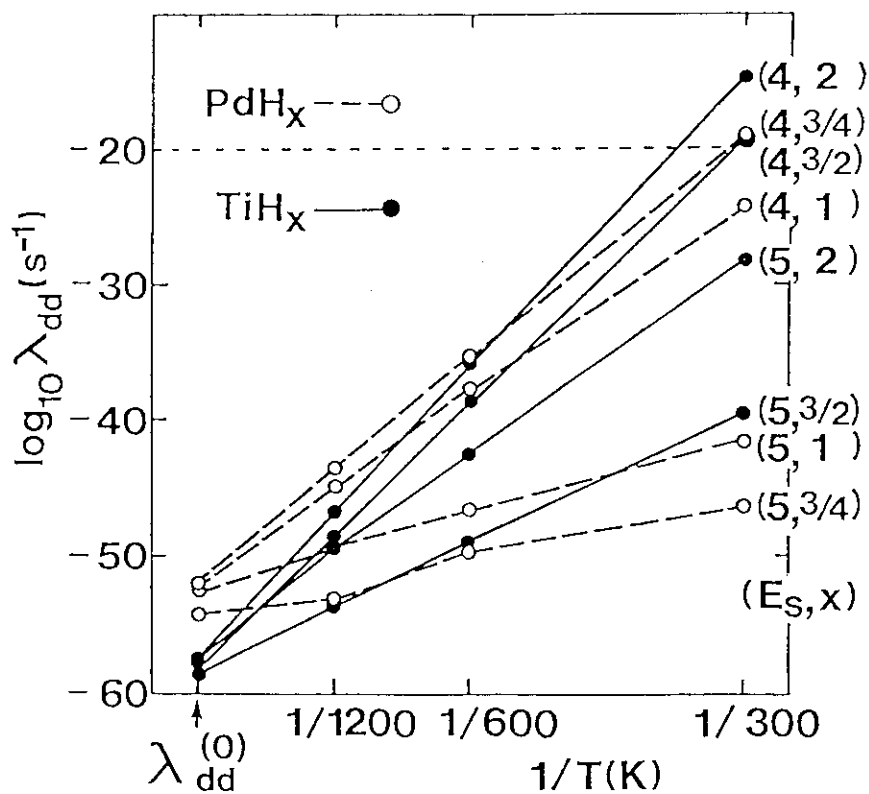


Fig. 4 Isotopic effects of nuclear reaction rates in  $PdH_x$  (open circles) and  $TiH_x$  (solid circles). Connecting lines indicate the same  $(E_s(eV), x)$ .

## 6. ミュオン核融合と物質的内核融合

東京大学理学部中間子科学研究センター  
理化学研究所 金属物理研究室

永嶺 謙忠

### 6.1 はじめに

ミュオン核融合 (Muon Catalyzed Fusion,  $\mu$ CF) などのミュオンに関する実験研究を行っている者として、“低温核融合 (Cold Fusion, CF)” の名でこの3月から話題を集めている電気分解や加圧法による核融合現象について考察を加えてみたい。

### 6.2 低温核融合とは何であるか

Fleischmann and Pons (F&P) と Jones (J) とによって報告された CF の現象として、数々の解釈が与えられ、それに関する検証・反証実験が行われている。このうち、ミュオン物理からの寄与は次の通りである。

a) CF は Pd, Ti の伝導電子の性質による説に対して

$\mu$ CF での核融合率の算出法を適用すると裸の電子質量に比べて7～10倍の有効質量を持つ電子が Pd や Ti 中の d 核を遮蔽することを許せば、CF を説明することが出来る。そのようなことを可能にする理論を組み立てることも数多くの研究者によって行われている。遷移金属中の水素状不純物の遮蔽効果について、これまでの正ミュオンを用いた  $\mu$ SR 実験から、次のことを言うことが出来る。

PdD, TiD<sub>2</sub> 中にもう1つ D が入ると D がどのような位置をとるか? この問題を PdH<sub>1.0</sub> の試料に陽子の1/9の質量を持ち軽い陽子と考えられる正ミュオン ( $\mu^+$ ) を入れ、 $\mu$ CF 法でその  $\mu^+$  のとる位置を調べた (Fiory 他, 1975, 私信)。結果は D と  $\mu^+$  の入れ替えが起こるのみで、D と  $\mu^+$  が対をなす事実は得られていない。

また、Pd 中や PdH 中の陽子や  $\mu^+$  の Knight shift の測定結果は、PdD<sub>1.0</sub> では Fermi 面の電子状態密度は小さく、とって有効質量7～10倍を持つことにはなっていない

b) CF は宇宙線のミュオンによる  $\mu$ CF である説に対して

宇宙線の負ミュオン ( $\mu^-$ ) は Pd, Ti 電極中に  $10^{-4}$ /s 程度止まるので、PdD に対し、 $\mu^-$  が選択的に D に止まり ( $\mu$ D) となった  $\mu$  は Pd に移行せず、また、物質内で (dd $\mu$ ) -  $\mu$ CF が  $\mu^-$  一個当たり 700 回も起こる、等のやや非常識な仮定を正しいとすると、J による CF は説明出来ると論じている人達がいる。

筆者ら、東大・理研-KEK グループは D<sub>2</sub>O 中での電気分解中の Pd 電極に、加速器からの強力なミュオンビームを注入し、崩壊電子の時定数 (寿命) の測定により、Pd と D との原子捕

獲率の測定や、融合中性子発生等のチェックを行った。結果は、宇宙線のミュオンでは、 $10^{-6}$  /s 以下でしか  $\mu\text{CF}$  が起こらない事を示している。J の  $10^{-1}$  /s に比べると 5 桁も小さい。

### 6.3 CF の将来展望

CF の現象の解明が進むにつれ、CF の持つ将来への展望がより明確になってくるであろう。これまでのところ、CF をエネルギー生産に利用する可能性は全くなさそうである。J では 10 桁以上 Break-Even より小さい。F&P では新しい化学反応ではあるが核融合である可能性は少なく、その化学反応による発熱が確かで、反応の本質が何であるかが判らないとエネルギー生産への実用化は語る事が出来ない。最終的には、石炭や石油を燃やした場合と Pd を燃やすとのコストの比較に帰することになる。

### 6.4 $\mu\text{CF}$ の最近の発展

さて一方、“低温核融合”の失墜格である  $\mu\text{CF}$  については、 $\text{D}_2/\text{T}_2$  混合系における  $\mu\text{CF}$  に関して、最近新しい発展があった。筆者ら東大・理研・原研グループが、昨年末に高エネルギー物理学研究所内で行った実験に於て、 $\mu\text{CF}$  によるエネルギー生産の限界を決定するアルファ付着率の直接測定に成功した。この実験は、液体水素の 1.2 倍の密度を持ち、 $\text{T}_2$  濃度 30% の液体  $\text{D}_2/\text{T}_2$  に対して、ミュオン一個当たり 100 回以上の核融合中性子を観測した上で、 $\mu\text{CF}$  後に発生する  $\alpha$  粒子に  $\mu^-$  がつかまる確率を、 $(\mu\alpha)$  原子からの X 線を捕らえることによって得たものである。X 線の中心エネルギー、ドップラー幅、強度の時間変化、K/K 比などからアルファ付着現象が初めて直接観測されたことが示された。アルファ付着率の値については、現在も解析や校正実験が続いているが、0.2% ~ 0.5% の間に値が落ち着くもようである。

この  $\mu\text{CF}$  実験の新しい展開から、次の事が結論づけられる。

- イ)  $\mu\text{CF}$  からのエネルギー生産は、ミュオン一個当たり 4 ~ 5 GeV となり得て、ミュオンを作るに要するエネルギーとほぼ等しい。
- ロ)  $\mu\text{CF}$  をエネルギー生産の為に実用するには、大電流加速器の建設と、加速器やエネルギー変換器など諸々のコンポーネントでのエネルギー損失を補ってやる必要がある。従って、経済的な Break Even を達成するには、より大きな (2 倍から 3 倍) 生産性向上につながる新しい物理化学現象の発見を必要としている。

### 6.5 結 論

CF と  $\mu\text{CF}$  を含めた高温を必要としない核融合 (本来はこれを総称して低温核融合と言うべきである) について大きな注目が集まっている。CF は全く新しい現象の発見と解釈への興味であり、 $\mu\text{CF}$  へは基礎理解と共にエネルギー生産への実用化への期待も含まれている。これまでの高温核融合研究と併せて、今後の大きな発展を見守りたいと同時に、ミュオン研究者として、 $\mu\text{CF}$  に対して大いに頑張っけてゆきたいと考えている。



## 7. コメント（金属内核融合）

電総研 近藤 淳

金属内では電子の遮蔽効果によってクーロン反発力が R の大きい所で弱くなる。このことが金属内核融合の割合をどの位増大させるかを、最も簡単な考え方に基づいて見積ってみた。<sup>1)</sup>

金属電子の jellium の中に多くの deuteron が浮んで熱運動しており、deuteron 間のクーロン・ポテンシャルはトマス・フェルミ型の遮蔽を受けるとする： $(e^2/R) e^{-R/\lambda}$ 。deuteron の密度を n とすると deuteron 間の平均距離は  $n^{-1/3}$  の程度であり、deuteron 対を半径  $n^{-1/3}$  の球の中に閉じこめて考える。この球の中での対の相対運動の波動関数を  $\Psi(R)$  とすると、これは Fig. 1 のように見えるだろう。このとき核融合の起る単位時間当りの確率は<sup>2)</sup>

$$\Lambda = A |\Psi(0)|^2 \tag{1}$$

$$A = 2 \times 10^{-16} \frac{\text{cm}^3}{\text{sec}}$$

となる。

$n^{-1/3}$  は  $\lambda$  より十分大きいとしよう。相対運動の運動エネルギーは殆んど 0 とみてよいが、 $R > \lambda$  ではクーロン力は働かず、 $R = \lambda$  までは  $\Psi(R)$  は一定とみてよい。 $R = \lambda$  より 0 までの間に  $\Psi(R)$  がトンネル効果によって減少する割合は、ポテンシャルが遮蔽されておらず、相対運動の運動エネルギーが  $e^2/\lambda$  に等しい場合の波動関数の減少の割合にほぼ等しいとみてよいであろう。なぜならこの場合にもトンネル効果は  $R = \lambda$  から 0 の間で起るからである。（この点は後にもう一度議論する。）従って、波数 k が

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M^*} = \frac{e^2}{\lambda} \tag{2}$$

で与えられるような  $M^*$  粒子がクーロン障壁に入射したとすると<sup>3)</sup>

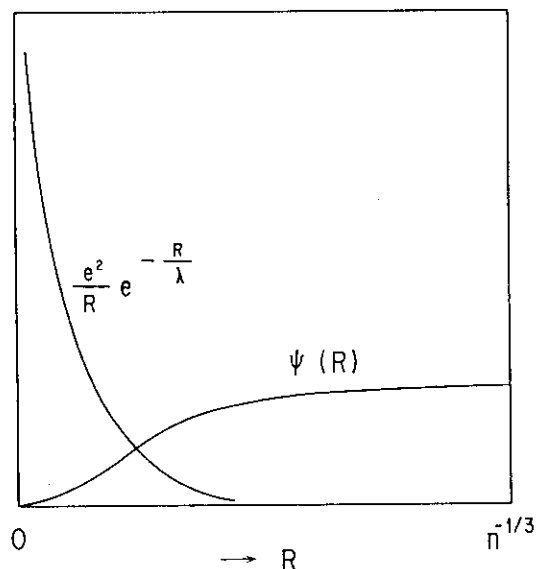
$$\frac{|\Psi(0)|^2}{|\Psi(\infty)|^2} = \mu e^{-\mu} \tag{3}$$

$$\mu = \frac{2\pi M^* e^2}{\hbar^2 k} \tag{4}$$

によって  $|\Psi(0)|$  が求められるが、(2)を用いると

$$\mu = \sqrt{2\pi^2 \frac{M^*}{m} \cdot \frac{\lambda}{a_B}} \tag{5}$$

となる。m は電子質量。また、 $\Psi(R)$  の規格化から



$$\int |\Psi(R)|^2 dv \simeq |\Psi(\infty)|^2 \int dv \simeq |\Psi(\infty)|^2 n^{-1} = 1$$

$$\therefore |\Psi(\infty)|^2 = n \quad (6)$$

これから

$$\Lambda = An\mu e^{-\mu} \quad (7)$$

が得られる。

トマス・フェルミの遮蔽距離  $\lambda$  は、電子系のフェルミ面での状態密度  $N(0)$  によって

$$\lambda^{-2} = 4\pi e^2 N(0) \quad (8)$$

と与えられる<sup>4)</sup>。一方電子比熱も  $N(0)$  によって

$$C = \gamma T$$

$$\gamma = \frac{\pi^2}{3} k_B^2 N(0) \quad (9)$$

と与えられるから<sup>5)</sup>、 $\lambda$  と  $\gamma$  には

$$\lambda^{-2} = 4.6 \times 10^{20} \gamma \quad (10)$$

という関係がある。ただし、単位は  $\gamma$ : J/deg<sup>2</sup> · cm<sup>3</sup>,  $\lambda$ : cm。Pd について  $\gamma = 3 \times 10^{-3}$  cal/deg<sup>2</sup> · mole という値を用いると、 $\lambda = 0.12 \text{ \AA}$  となり、 $M^* = \text{proton mass}$  とすると  $\mu = 90$  となる。deuteron の密度を Pd の密度と同じとし、 $n \simeq 7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  とすれば(7)式より  $\lambda = 10^{-30} \text{ sec}^{-1}$  となる。

上の議論では(2)式のようにおいたが、もう少し尤もらしい取扱いを試みよう。先の図において、遮蔽クーロン・ポテンシャルの代わりに、 $R \leq \lambda$  のとき  $e^2/R$ ,  $R > \lambda$  のとき 0 というポテンシャルを考えよう。このときは厳密な計算が出来る。 $R \leq \lambda$  の所で軌道角運動量  $l = 0$  で原点で正則な解は

$$F(1+in, 2, -2ikR) \quad (11)$$

$$n = \frac{M^*}{m} \cdot \frac{1}{kq_B}$$

で与えられる。<sup>3)</sup> ここに  $k$  は実際の  $M^*$  粒子の入射時の波数で非常に小さいと考えられるから  $n \gg 1$ 。このとき

$$(11) \simeq \frac{1}{\sqrt{x}} I_1(2\sqrt{x}) \quad (12)$$

$$x = 2nkR = \frac{2e^2 M^*}{\hbar^2} R。$$

$x$  が  $k$  を含まないことに注意 ( $k$  が小さいとした)。 $I_1$  は変形ベッセル関数で、引数が大きいき

$$(12) \simeq \frac{e^{2\sqrt{x}}}{\sqrt{4\pi x^{3/2}}}$$

R = 0 のとき F = 1 であるから

$$\frac{|F(0)|^2}{|F(\lambda)|^2} = 4\pi x^{\frac{3}{2}} e^{-4\sqrt{x}} = \frac{\pi}{16} \tilde{\mu}^3 e^{-\tilde{\mu}} \quad (13)$$

$$\tilde{\mu} = 4\sqrt{x} = \sqrt{32 \frac{M^*}{m} \cdot \frac{\lambda}{a_B}} \quad (14)$$

R =  $\lambda$  で外側の解（入射波と反射波の和）とつなぎ、入射波と F(0)との比をとらなくてはならないが、(13)をもって  $|\Psi(0)|^2 / |\Psi(\infty)|^2$  の値としても大差なかろう。(5)式と(14)式から  $\tilde{\mu} = 1.27\mu$  となり、前述の方法でも  $\mu$  のオーダーは正しく与えることがわかる。しかし  $\mu = 90$  のとき(13)/(3) =  $10^{-7}$  となるから、このように改良した方法では  $\Lambda = 10^{37} \text{ sec}^{-1}$  となる。

このように jellium モデルとトマス・フェルミ遮蔽という最も簡単な假定に基づいては、Fleiskmann-Pons は勿論、Jones の結果も説明することはむずかしい。

## 文 献

- 1) J. Kondo, J. Phys. Soc. Jpn. (to be published)
- 2) C. De W. Van Siclen and S. E. Jones, J. Phys. G 12(1986) 213
- 3) L. I. Schiff "Quantum mechanics" (1949) § 20
- 4) J. M. Ziman "Theory of Solids" (1965) § 5.2
- 5) J. M. Ziman "Theory of Solids" (1965) § 4.7

## 8. コメント (Pycnonuclear Reaction; 低温高密度プラズマ中での核融合反応率)

日本原子力研究所 鹿園 直基

Jones 達は常温核融合の可能性を説明するのに、フリーな  $D_2$  分子での核融合反応率から出発する。C. DeW. Van Sicien と Jones は  $D_2$  分子の反応率  $\Lambda$  の値を  $10^{-70}/D$  ペア・秒と与え<sup>1)</sup>、Koonin は最近より正確な計算で  $10^{-64}/D$  ペア・秒と与えた。 $D_2$  分子の電子を 3-5 倍の質量をもつ仮想的粒子で置き換えれば、Jones 達の見出した反応率  $10^{-23}/D$  ペア秒<sup>2)</sup>を再現することができる。

ここでは出発点として、D 核と電子との二成分系プラズマを考える。トカマクなど熱核融合装置でつくる高温低密度プラズマでは、核融合反応は自由な裸の核同志の衝突とみなすことができる(弱遮蔽領域)が、プラズマの温度が下がり密度が増えてくるに従って、核と核との間にある電子の遮蔽効果がきいてきて実効的なクーロン障壁が下がる(強遮蔽領域)。更に温度が下がり密度が増すと核はクーロン格子を組むようになり、核融合反応は格子のゼロ点振動による波動関数の重なりによって生ずる。この低温高密度プラズマにおける核反応は Pycnonuclear Reaction (PNR と略)として知られている。第1図にプラズマの状態を温度と密度の関数として示す。PNR は熱核反応ではないので反応率は温度には殆どよらない。Salpeter 達の与えた式<sup>3)</sup>に基づき核融合反応率を密度の関数として求めたものを第2図に示す。重水素とパラジウムとの原子数の比が 1:1 である PdD 内での重水素の密度は  $\sim 10^{23} \text{ cm}^3$  であり、この密度での核融合反応率は  $\sim 10^{-140}/D$  ペア・秒と極めて小さい。Jones 達の報告<sup>2)</sup>で与えられている  $\sim 10^{-23} D$  ペア・秒の反応率になるためには、重水素の密度は  $10^{26} \sim 10^{27}/\text{cm}^3$  が必要であの D 核間の距離は約  $0.2 \text{ \AA}$  となる。この距離は前述の 3-5 倍重い電子で形成された仮想的  $D_2$  分子の核間距離にほぼ等しい。 $D_2$  分子、低温高密度プラズマいずれの場合でも核間距離が  $0.2 \text{ \AA}$  程度にまで近づかないと Jones 達の見出した反応率とはならない。

上述の PNR の計算は、クーロン格子を組んでいる D 核のうち隣接する D ペアを動かしたときのエネルギーを D ペア核間距離の関数として有効ポテンシャルで表し、D 核の透過率を求めるものであるが、殆ど同じ結果を簡単なイオン球モデルで出すことができる。

第3図で示すように Wigner Seitz 球 (W-S 球; 半径  $a_s$ ) を考え、有効ポテンシャルとして核間距離  $r$  が  $r \geq a_s$  では 0,  $r < a_s$  ではクーロンポテンシャルを  $r = a_s$  で 0 になるように平行移動したものとする。W-S 球の半径は、 $a_s = (\frac{3}{4\pi})^{1/3} n_e^{-1/3}$  で与えられる。ここで  $n_e$  は電子密度であり、二成分系プラズマの場合には D 核の密度に等しい。反応率は Kondo の与えた式<sup>4)</sup>

$$\Lambda = A \frac{6}{\pi} \frac{1}{R^3} \mu e^{-\mu} \quad (1)$$

$$\mu = \sqrt{2\pi^2 \frac{M^* \lambda}{m a_B}}$$

を用いる。ここで  $A$  は定数 ( $1.48 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sec}$ ),  $M^*$  は reduced mass,  $m$  は電子の質量,  $a_B$  はボーア半径である。  $R$  は  $D$  核間の距離であるが, ここでは  $R = 2 a_B$ , 即ち  $R = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{1/3} n_e^{-1/3}$  にとる。また,  $\lambda$  は  $D$  核同志がクーロン力を感じずに近づき得る最近接距離である。イオン球モデルでは  $\lambda = a_B$  とする。(第3図参照) 結果は第2図に示すように Salpeter 達の与えた, より厳密な式を用いた場合にほぼ一致する。即ち, このような簡単なモデルで PNR を再現することが可能である。

上述の PNR の計算では原子核と電子との二成分系が考えられており, 核の密度と電子の密度とは 1: 1 の対応がある。また, 電子密度は一樣であると仮定されている。物質内の重水素のまわりの電子密度は宿主物質の影響をうけ, 二成分系プラズマにおける電子密度とは異なるであろう。また, 核はまわりの電子をひきつけて電子密度の一樣性も成り立たないであろう。そこで物質内での核融合反応を記述するのに, 上述の簡単なイオン球モデルを拡張する。即ち, 物質内の  $D$  ペアが反発力を受けずに近づける距離  $\lambda$  (必ずしも  $D$  核間の平衡間隔では決らない) を電子密度のみで決る  $W$ - $S$  球の半径  $a_B$  か, または Thomas-Fermi 遮蔽長  $\lambda_{TF}$  かのどちらか小さい方にとる。(後者は近藤モデル<sup>4)</sup>と同等である。) このようにして電子の遮蔽効果をとりいれることにする。 $\lambda_{TF}$  は電子のフェルミ面での状態密度  $N(0)$  で表され,

$$\lambda_{TF} = [4\pi e^2 N(0)]^{-2} \quad (2)$$

である。また, 有効質量を  $\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} [3\pi^2 n_e]^{2/3}$  で定義すれば ( $\epsilon_F$  はフェルミエネルギー), 状態密度は  $n_e$  と  $m^*$  とで表すことができる。即ち,

$$N(0) = \frac{3}{2} n_e \frac{1}{\epsilon_F} \quad (3)$$

$$\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} [3\pi^2 n_e]^{2/3}$$

である。

(1)式及び(2)式を用い, 電子の密度  $n_e$  と状態密度  $N(0)$  をフリーパラメータとして反応率を計算したのが第4図である。この図ではパラメータを  $n_e$  と  $N(0)$  でなく, (3)式を用いて  $n_e$  と  $\beta = \frac{m^*}{m}$  とで表してある。ここで用いる有効質量は状態密度の代りに用いたパラメータであり, 分子モデルでの仮想的粒子の質量  $m'$  とは異なる。事実, 透過率の質量依存性は, 分子の場合  $(m')^{-1/2}$  であるのに対して, この場合は  $(m^*)^{-1/4}$  である。

$n_e$  と  $N(0)$  は物質によっていろいろ変り得る量であるが, この場合には  $D$  核のまわりの値を用いる必要がある。宿主物質の中の重水素の状態がフリーの原子に近いものだとし, ボーア半径をもつ原子の  $n_e$  と  $N(0)$  を用いると反応率は  $\sim 10^{55} / D$  ペア・秒となる。また, 宿主物質の  $N(0)$  は電子比熱から求めることができる<sup>4)</sup>。この値をそのまま用いることができるかどうかは問題あるところだが, 仮に  $D$  核のまわりの電子の状態密度  $N(0)$  が宿主と同じとし, 電子密度  $n_e$

はフリーの D 原子の値を用いて幾つかのホスト物質について反応率を求めると以下のようなになる (第1表)。

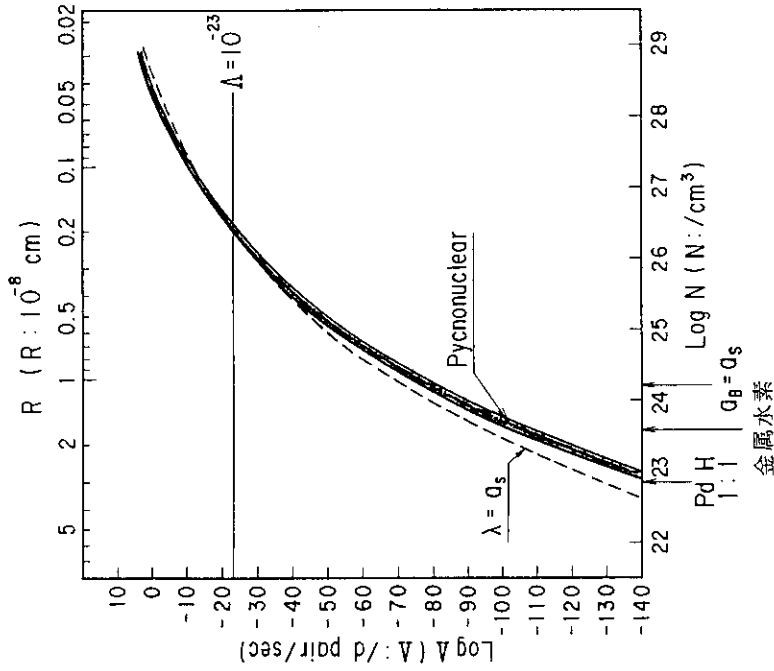
第1表

| ホスト物質 | 電子比熱 ( $\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{k}^{-2}$ ) | $\beta = m^*/m$ | $\log \Lambda$ ( $\Lambda$ : /D ペア・秒) |
|-------|--|-----------------|---------------------------------------|
| Mn    | $1.701 \times 10^4$  | 9.05            | - 27.7                                |
| Pd    | $1.077 \times 10^4$  | 5.71            | - 31.7                                |
| Nb    | $0.719 \times 10^4$  | 3.81            | - 36.7                                |
| Ti    | $0.316 \times 10^4$  | 1.67            | - 47.4                                |
| Zr    | $0.196 \times 10^4$  | 1.04            | - 54.8                                |

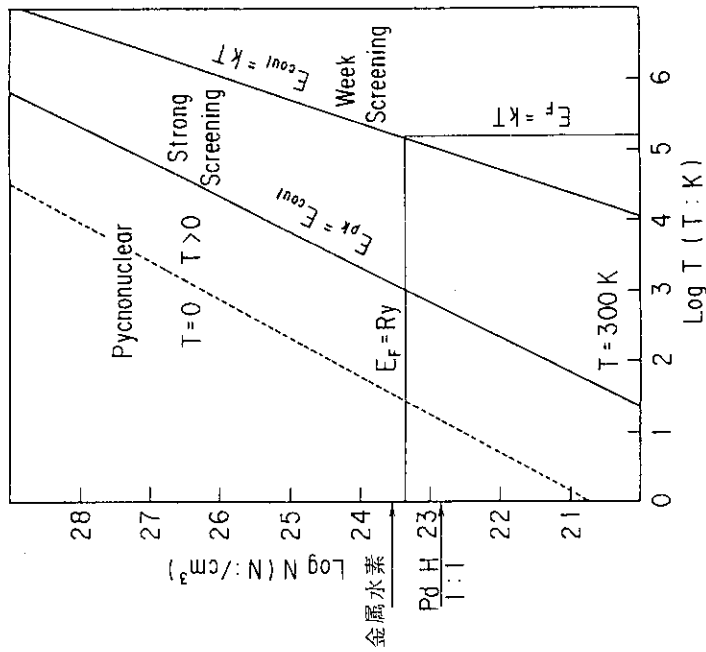
低温での核融合反応率は主としてクーロン障壁の透過率できまり、透過率は反応粒子の質量が小さいほど大きい。従って、反応率が小さい範囲では D-T, D-D, P-T, P-D の順で反応率は大きくなる。高温になって (反応率が大きい範囲) クーロン障壁透過率よりも核構造 (S 因子) が主になると、この順は逆転する。D-D 反応を基準にとり、P-D, D-T 反応との反応率の比を第5図に示す。図に見られるように、反応率が  $10^{-10} - 10^{-20}$  あたりを境にして順序の逆転がおこる。

## References

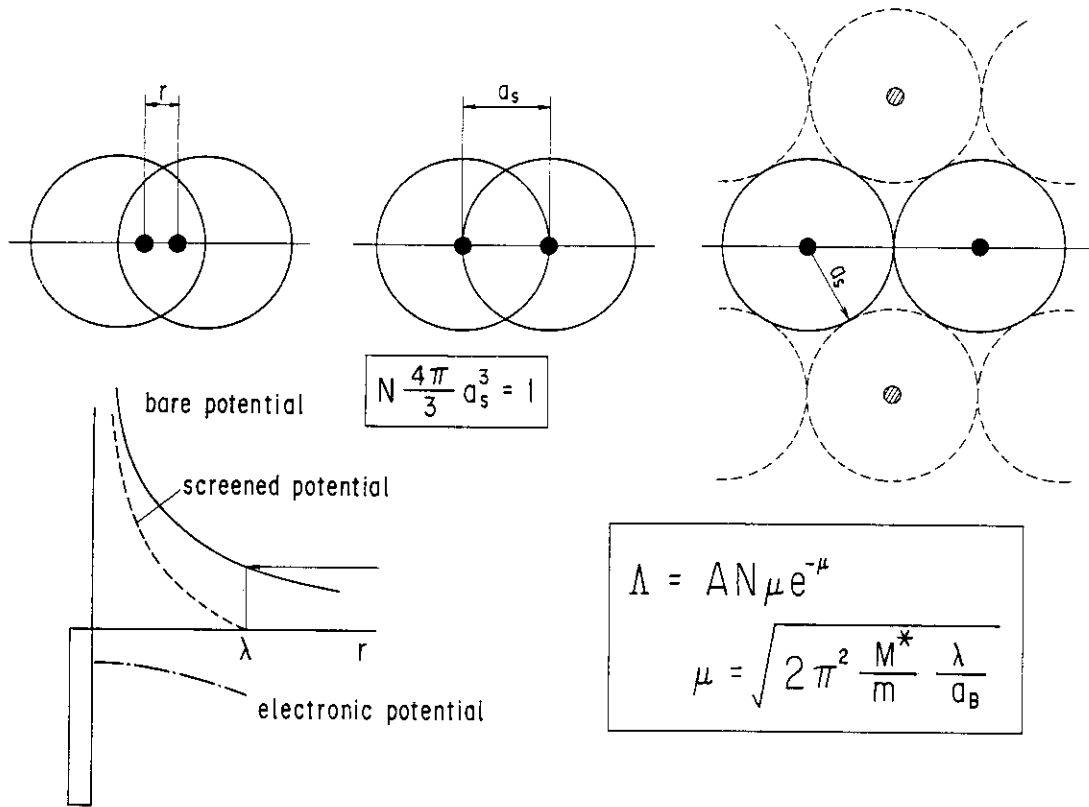
- 1) C. Dew, Van Siclen and S.E. Jones; J. Phys. G. 12, 213 (1986)
- 2) S.E. Jones, E.P. Palmer, J.B. Czirr, D.L. Decker, G.L. Jensen, J.M. Thorne, S.E. Taylor and J. Refelski; Nature, 338, 737 (1989)
- 3) E.E. Salpeter and H.M. Van Horn; The Astrophysical Journal, 155, 183 (1969)
- 4) Jun Kondo; to be published in J. Phys. Soc. Japan



第2図 Pycnonuclear ReactionによるD-D核融合反応率。横軸(下)は密度Nの対数、横軸(上)はD核間の平均距離R(10<sup>-8</sup> cm), 縦軸は反応率Aの対数である。(A;/Dペア・秒) PNR反応率を与える太い実線の巾は近似法の違いによるものである(文献3参照)。簡単なイオン球モデルによる反応率(本文及び第3図参照)は点線で表してある。Jones達の報告(文献2)した値A~10<sup>23</sup>は直線で示してある。

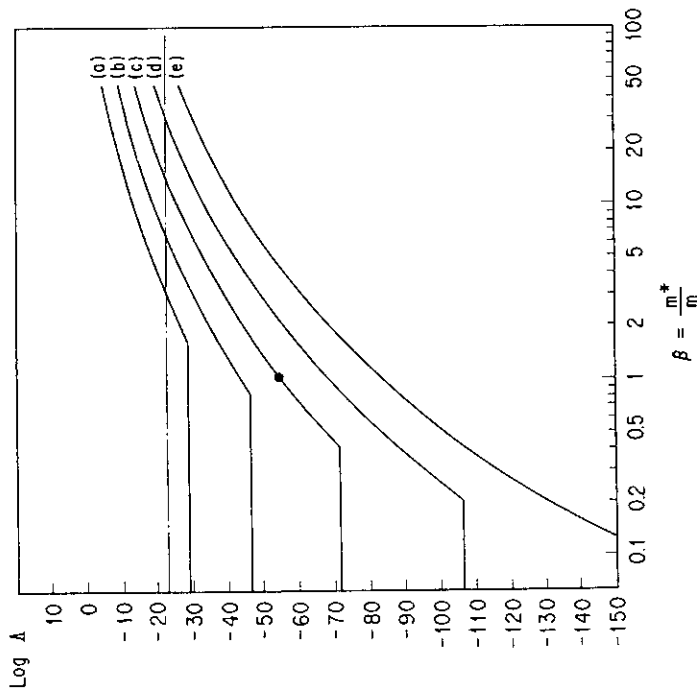


第1図 D核と電子の二成分系プラズマの状態図。横軸は温度T(絶対温度K)の対数、縦軸は密度Nの対数である。E<sub>F</sub>=R<sub>y</sub>(E<sub>F</sub>はフェルミエネルギー、R<sub>y</sub>はリュードベリエネルギー)とE<sub>F</sub>=kT(kはボルツマン定数)の線でかこまれた範囲は電離が不完全な範囲である<sup>3)</sup>。

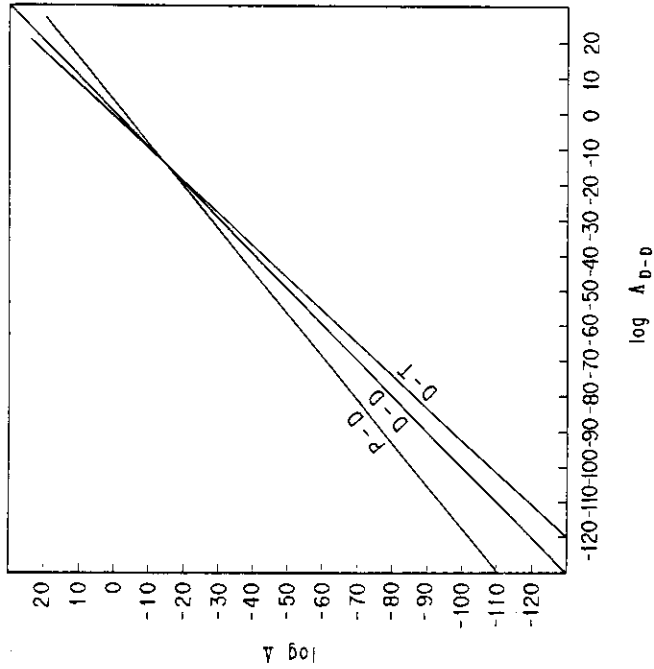


第3図 イオン球モデルを示す図。黒丸はD核を示し、 $a_s$ はWigner-Seitz球の半径を表す。イオン球モデルでは、D核は距離  $r$  が  $a_s$  まではW-S球の電子の衣を着たまま近づき、それより更に近づくときは電子の衣を置いて核だけが近づく。そのときのポテンシャルは裸のクーロンポテンシャルを平行移動したもので近似する（電子による遮蔽）。





第4図 物質内のD-D核融合反応率を電子密度とフェルミ面での状態密度(有効質量)との関数で表した図。横軸は有効質量と電子質量との比 $\beta (=m^*/m)$ 、縦軸は反応率 $A$ の対数である。(a), (b), (c), (d), (e)は電子密度の違いを示す。(a);  $64n_0$ , (b);  $8n_0$ , (c);  $n_0$ , (d);  $(1/8)n_0$ , (e);  $(1/64)n_0$ 。 $n_0$ はボア半径 $a_B$ をもつフリーな重水素原子密度( $1.6 \times 10^{24}/\text{cm}^3$ )である。黒丸はフリーな重水素原子の値を示す。---点鎖線はJones達の報告した反応率の値( $10^{-23}$ )である。



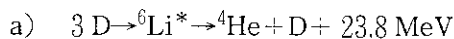
第5図 D-D核融合反応率に対するP-D及びD-T反応率の比。横軸はD-D反応率 $A_{D-D}$ の対数、縦軸はD-D反応率に対するそれぞれの反応率の対数である。

## 9. コメント (三体 (3D), 四体 (4D) 核融合反応の可能性)

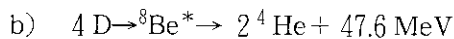
大阪大学工学部原子力工学科 高橋 亮人

### 9.1 仮説の背景

Fleischmann-Pons の実験結果の発表が正しいとすると、説明可能な核反応としては次のような三体 (3D), 四体 (4D), …多体の核融合反応以外にはむつかしいのではなからうか。



(これ以外のブランチも後で考慮すべきである。)



二体 (D-D) 核融合反応の Condensed matter (例 PdD) 中での核融合反応率は、安定格子状態 (fcc, bcc の 0, t 位置) では、有意の大きさ ( $\lambda_f \gg 10^{-20} \text{ f/s/D}$ ) になるとは考えにくい。そこで、何か外力により異常な非定常状態をつくることができたとして、a) や b) のような反応が起こる可能性があるかどうかを“第0近似”的手法でサーベイしてみた。

仮定した“異常な状態”は次の二つである。

① Condensed matter (非定常) の中で電子雲による重陽子電荷のスクリーニング効果を非常に大きくする。

② PdD や TiD 中の重水素が高い励起状態となり、古典的調和振動子として振舞う。

これ以外にも計算の途中でデータの無いものについては直観的見積りを行っているが、これらの値が  $10^{\pm 2 \sim 3}$  程度変化しても、結果は定性的に変わらない。それはバリア因子  $e^{-G_{\text{eff}}}$  (トンネル効果による透過率;  $G_{\text{eff}} = (2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v)_{\text{eff}}$ ) の変化が天文学的に急激であり、スクリーニング効果の少しの変化で激的な断面積変化 (増大) をもたらすからである。

### 9.2 サーベイ計算の過程

核融合反応断面積としては、次の形を用いた。

$$\sigma = (S/Ed) \cdot \exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 \eta / \hbar v) \quad (1)$$

ここで計算の簡略化のため、電子雲による電荷スクリーニング効果の扱いは、反応粒子 ( $D^+$ ,  $\text{He}^{++} \dots$ ) の実効的電荷が変化する (パラメータ,  $\eta = (Z_1 Z_2 e^2)_{\text{eff}} / e^2$ ) として、すべてパラメータ  $\eta$  に押し込めることにした。

出発点として、D-D ペアが非常に多数生成された (または、調和振動子的自由な振舞いのためと大きな電荷スクリーニングで二体の D-D 反応が多数生じた。) として、二体核融合反応率  $\lambda_{\text{DD}} \doteq \sigma_{\text{DD}} \cdot v_d$  を計算した。

次に三体 (3D) 反応率を近似的に求めるために、次のようなカスケードモデルを考えた。

- 1)  $D+D \rightarrow {}^4\text{He}^*$
- 2)  ${}^4\text{He}^* + D \rightarrow {}^6\text{Li}^* \rightarrow {}^4\text{He} + D + 23.8 \text{ MeV}$

カスケード反応率  $\lambda_{D^*}$  は、次のように書ける。

$$\lambda_{D^*} = \sigma_{\text{cas}} \cdot N_d \cdot v_d \quad (2)$$

$$\sigma_{\text{cas}} = M \cdot \lambda_{DD} \cdot \tau^* \cdot \sigma_{D^*} \quad (3)$$

また、二体反応率と三体反応率の比は、

$$(\lambda_{D^*}/\lambda_{DD}) = M \cdot \tau^* \cdot \sigma_{D^*} \cdot N_d \cdot v_d \quad (4)$$

ここで  $M$  は調和振動子による重陽子束倍率 ( $M \sim \omega \cdot \text{sec}$ ),  $\tau^*$  は  ${}^4\text{He}^*$  の寿命,  $N_d$  は重陽子数密度,  $v_d$  は重陽子速度であり,  $\sigma_{D^*}$  は反応 2) の断面積である。

$\eta$  をパラメータとして扱い、他の物理の大体の値として;  $E_d = \hbar\omega = 1 \text{ eV}$ ,  $S_{DD} = 113 \text{ keV} \cdot b$ ,  $S_{DT} = 12 \text{ MeV} \cdot b$ ,  $N_d \sim 10^{22} (1/\text{cm}^3)$ ,  $\tau^* \sim 10^{20} \text{ s}$ ,  $M \sim 10^{14}$  を用いた。 $\sigma_{D^*}$  は(1)式の表現を用いたが、電子雲の動ける時間 ( $r_d/v_{el} \sim 10^{-16} \text{ s}$ ) が  ${}^4\text{He}^*$  の寿命に比べて充分長いので、電荷スクリーニング効果は、親の D-D ペアと同じであるとした。S 値としては  $S_{D^*} \sim S_{DT}$  とした。

四体 (4D) 反応についても同様なカスケードモデルを用い、

- 1)  $D+D \rightarrow {}^4\text{He}^*$
- 2)  ${}^4\text{He}^* + D \rightarrow {}^6\text{Li}^*$
- 3)  ${}^6\text{Li}^* + D \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow 2 {}^4\text{He} + 47.6 \text{ MeV}$

のカスケード反応率を取り扱った。反応 2)  $\rightarrow$  3) のカスケード反応率  $\lambda_{**}$  は、

$$(\lambda_{**}/\lambda_{D^*}) = M \cdot \tau^{**} \cdot \sigma_{**} \cdot N_d \cdot v_d \quad (5)$$

${}^6\text{Li}^*$  の寿命  $\tau^{**} \sim 10^{-22} \text{ s}$ ,  $S_{**} \sim S_{D^*}$  として見積った。

### 9.3 結 果

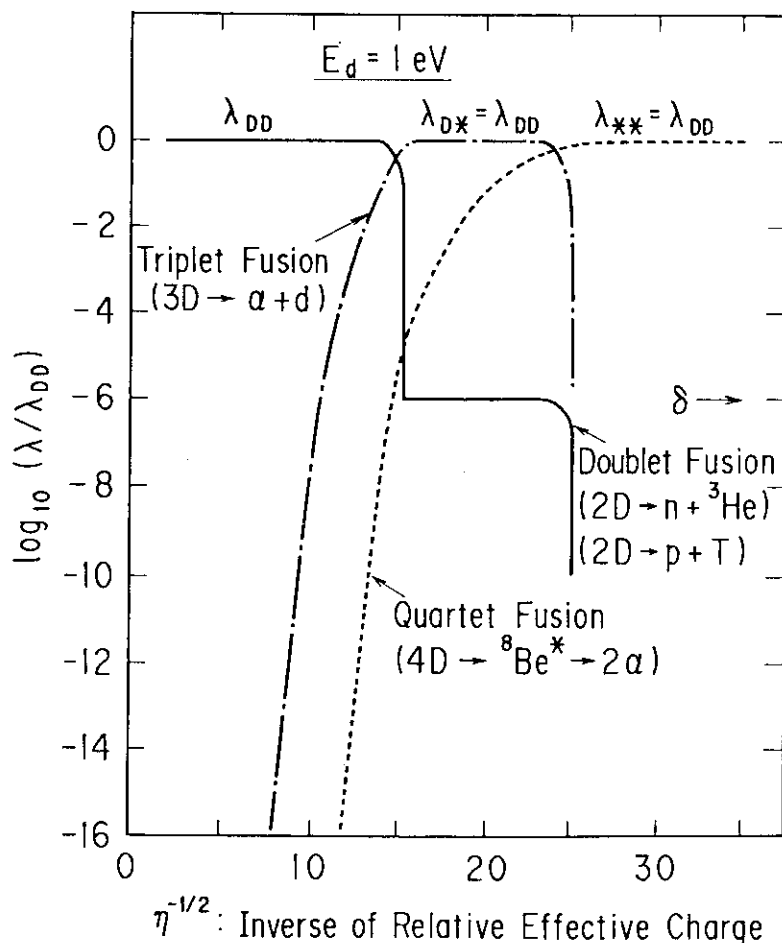
a) 通常の二体 (D-D) 反応率は,  $\eta^{-1/2} \sim 15$  で  $10^{-16} (f/s/D)$  程度あり,  $\eta^{-1/2} \sim 35$  で  $\sim 10^{-13} (f/s/D)$  となる。Fusion Yield は  $\eta^{-1/2} \sim 20$  で  $\sim 10^9 (f/cc/s)$  となる。bound-D—D pair では  $\lambda_{DD} \sim 10^{-13} (f/s/D)$  に飽和する。

b) 二体 (doublet), 三体 (triplet), 四体 (quartet) 反応の競合の様子を図に示す。

$\eta^{-1/2} < 15$  では二体反応のみである。  $15 < \eta^{-1/2} < 25$  で三体反応が支配的となる。この時、反応過程 2) による生成  $D^+$  (15.9 MeV) の自由粒子反応により,  $D+D \rightarrow n+{}^3\text{He}$  の中性子及び  $D+D \rightarrow P+T$  反応のトリトンが生ずる (比は  $\delta$ )。

$\delta \sim 10^{-6} (n/f, \text{ または } t/f)$  であり, F-P の実験結果と一致する。発熱は  $N_d \sim 10^{22}$  の場合, 10 mW/cc となるが,  $N_d \sim 10^{25}$  であれば 10 W/cc となれる。 $\eta^{-1/2} > 25$  では四体反応が主となり,  $n$  と  $t$  の生成は  $10^{-6}$  より更に極端に少なくなり得る。

三体反応が、高温プラズマ (D-D 炉の条件) で生ずる割合は、 $10^{-20}$  程度であり、レーザー等によるペレット爆縮の場合でも  $10^{-10}$  程度となるから、三体、四体核融合反応は、異常な状態の condensed-matter 内のみで起こりうる現象といえる。



#### 9.4 実現性

要は、最初の2つの仮定の状態が、どのような異常なことをすれば実現できるかにかかっている。重水電気分解のしかも非常識に多い電流下でこのような条件になれるかどうか（正確な解析手段を持つには時間がかかるであろうが）今後考えてみる価値がある。また、“crazy”な実験のアイデアが望まれる。

#### 参考文献

- 1) A. Takahashi; J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 26, No. 5, pp. 558(1989), be published.
- 2) A. Takahashi; OKTAVIAN Rep. D-89-02, Osaka Univ.(1989), (internal report)

## 10. コメント（金属内核融合）

神奈川大理 宮沢 弘成

パラジウムなどの金属内で重水素同士の核融合が起こったという報告が本当であるとすれば、どのような可能性が考えられるか。

核融合が起こるためには二個の d が互いに近づかねばならないが、正常な結晶の格子間位置でポテンシャルの谷が浅く、二個の d 原子核を受け入れることができないようである。そこで可能性として格子欠陥が考えられる。例えば原子の空席位置である。そこでは d に対し eV 程度の深さの谷があり、複数個の d が受け入れられる。d-d 間の距離がどうなるかであるが、外の空間では  $0.74 \text{ \AA}$  にポテンシャルの極小があり、そこに固定される。金属内では原子核のクーロン場がバンド電子により遮蔽され、その程度は近藤によれば  $0.12 \text{ \AA}$ 、一丸によれば  $0.16 \text{ \AA}$  である。やや遮蔽の程度が強過ぎるように思われるが、もしそうであれば欠陥点の谷底に上記程度の大きさの (dd) ができるはずである。ただし谷底が浅く、平らなときは不可欠で、小さい (dd) ができるためには深い谷底が必要であろう。

格子欠陥は急冷により容易に生じ、最大全原子数の  $10^{-3} \sim 10^{-4}$  になる。この各点に  $0.15 \text{ \AA}$  の平均距離の (dd) ができれば、Jones らの言う程度の核融合は説明できる。

もしこれが本当ならば将来は有望である。Pd 内での融合率は微小であるが、他の合金でもっと深い谷底を持つものを見つければ、さらに小さい (dd) をつくるのが可能である。融合率は d 間の距離の減少と共に急増するので、実用になるものがあるかも知れない。Jones らの実験の追試をやるのに純粹の Pd では駄目で、欠陥の沢山ある汚いものがよい。あるいはセラミックスなどの酸化物でもためしてみてもどうだろうか。