

3. 高密プラズマの核融合

一丸節夫,北村 光¹⁾
 (東京大学,¹⁾東京大学物性研究所)

Nuclear Fusion in Dense Plasmas

ICHIMARU Setsuo and KITAMURA Hikaru¹⁾ The University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan ¹⁾ The University of Tokyo, Institute for Solid-State Physics, Tokyo 106-8666, Japan (Received 16 June 1999)

Abstract

Rates of pycnonuclear reactions in ultradense fluids and solids and the associated enhancement factors are evaluated by taking account of recent progress in quantum-statistical formulations of the equations of state and phase transitions in dense matter. On the basis of these theoretical developments, we explore outstanding issues on nuclear reactions in dense astrophysical and terrestrial plasmas, and thereby propose a novel scheme of fusion studies in dense liquid-metallic proton-deuteron mixtures, coupled with renovated experiments in ultrahigh-pressure metal physics.

Keywords:

thermonuclear reaction, pycnonuclear reaction, screening by electron, enhancement factor of reaction rate, supernova, liquid-metallic hydrogen

3.1 はじめに

多くの人々がプラズマと結びつけてまず頭に浮かべる 言葉は「核融合」であろう.これは水素の同位体(重水 素,トリチウム)など,軽い原子核を衝突融合させ,そ の際に開放される核エネルギーを新しいエネルギー源と して利用しようという構想である.核融合を含む原子核 反応過程は,太陽など恒星の進化にかかわる基本的な物 理過程である.太陽は主に水素から成り,その中心部の 温度は約1,500万度,密度は約156 g/cm³である.太陽 全体のエネルギー放出率は約4×10²⁶ Wで,そのエネ ルギーは主に陽子-陽子反応を起点とし⁴He に至る核反 応連鎖過程(p-p chain)により開放される.

'太陽を地上に'を合言葉に、太陽内部での核融合過程

author's e-mail: ichimaru@tt.rim.or.jp kitamura@strider.issp.u-tokyo.ac.jp を地上でも実現しようと、種々の実験装置を用いた研究 が各国で進められている.制御された熱核融合反応の研 究が公開されてから、50年近い歳月がたった.1958年 8月ジュネーヴで開催された「第1回原子力平和利用国 際会議」で、Homi J. Bhaba(インド原子力委員会委員 長)が行った'予言' "The technical problems are formidable, but ... I venture to predict that a method will be found for liberating fusion energy in a controlled manner within the next two decades." からも推測され るように、当初その実現可能性は'楽観的'にみられてい た[1].しかし、熱核融合によりエネルギーを解放し得 るためには、プラズマを約1億度の超高温状態に短時間 保持せねばならない.そして、そのような超高温プラズ プラズマ・核融合学会誌 第75巻第9号 1999年9月

マは静的にも動的にも不安定なものであることが,その 後の研究を通じて明らかになった.

2つの原子核が互いに近づき核反応距離 r_N ($\approx 10^{-13}$ cm)内でその波動関数が重なり合うと、その重なりに比例する確率で核融合反応が起こる.原子核間には電荷による相互斥力が働くので、それにうち勝ち r_N 内の至近距離に近づけるためには、大きな運動量ではずみをつけて互いにぶつかりあわねばならない.したがって、エネルギー利得に十分な核反応率を得るためには、超高温状態を実現し維持することが通常必要とされる.

高密プラズマ物質中で熱核反応(thermonuclear reactions)や高密核反応(pycnonuclear reactions)が 引き起こされる頻度はその物質の状態に強く依存す る[2,3].超高密物質中で予期される莫大な核反応増倍 率は,太陽内部の核反応や'太陽を地上に - a sun on the Earth'をめざす慣性核融合(ICF=inertial-confinement fusion)では効かないが,星の最終進化段階の一 つである超新星過程では肝要である(第1章).最近の 高圧金属物理の展開にレーザー技術の進歩を重ね合わせ ると,超高密金属水素中での高密核反応と莫大な増倍効 果を利用する'超新星を地上に - a supernova on the Earth'ともよぶべき[2,4],魅力に満ち,実現の可能性 さえある新しい核融合研究方式が浮びあがる.

3.2 核融合断面積と基礎核反応率

多種イオン(電荷数: Z_i , 質量: m_i)を含むプラズマ を一般に取り上げ, 核種"i"と"j"間の s-波クーロン散 乱の波動関数を $\phi_{ij}(r)$ で表す. この波動関数は Schrödinger 方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_{\rm ij}}\frac{{\rm d}^2}{{\rm d}r^2} + W_{\rm ij}(r) - E\right]r\phi_{\rm ij}(r) = 0 \qquad (1)$$

にしたがう. ここで $W_{ij}(r) = Z_i Z_j e^2/r$ は(裸の) クー ロンポテンシャル,

$$\mu_{\rm ij} = \frac{m_{\rm i}m_{\rm j}}{m_{\rm i}+m_{\rm j}}$$

は換算質量である $(m_N = 1.6605 \times 10^{-24} \text{ g}$: the average mass per nucleon).

プラズマ中の二体分布関数 $g_{ij}(r)$ は $|\phi_{ij}(r)|^2$ に比例 し、その振る舞いは物質の統計力学的状態に依存す る[2].核反応率に直接結びつく原子核の接触確率 (contact probability) は、核反応距離 r_N での $g_{ij}(r)$ の 値に比例する.核反応距離は、多種イオン系のイオン球 半径

$$a_{\rm ij} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{3Z_{\rm i}}{4\pi n_{\rm e}} \right)^{1/3} + \left(\frac{3Z_{\rm j}}{4\pi n_{\rm e}} \right)^{1/3} \right]$$
(2)

よりはるかに短いので,接触確率の計算にあたってはこ の r_N をゼロとみなしてよい.相対エネルギー E = $(\mu_{ij}/2)\nu^2$ で衝突する原子核間の接触確率は,Schrödinger 方程式(1)の解から, $E \rightarrow \infty$ で $p(E) \rightarrow 1$ となるよ うに規格化し,

$$p(E) = |\phi_{ij}(0)|^2 = \frac{\pi \sqrt{E_G/E}}{\exp(\pi \sqrt{E_G/E}) - 1}$$
(3)

と計算される. ここで導入される核ボーア長 (nuclear Bohr radius)

$$r_{ij}^* = \frac{\hbar^2}{2\mu_{ij}Z_iZ_je^2} \tag{4}$$

と、それに付随するガモウ (Gamow) エネルギー

$$E_{\rm G} = \frac{Z_{\rm i} Z_{\rm j} e^2}{r_{\rm ij}^*} \approx 49.6 (Z_{\rm i} Z_{\rm j})^2 \frac{2\mu_{\rm ij}}{m_{\rm N}} [\rm keV]$$
(5)

は、短距離クーロン散乱の記述にあたり本質的な役割を もつ長さとエネルギーである.

(5)式の p(E) は原子核がクーロン障壁を貫き接触する確率を意味する.
 核反応断面積 G_{ij}(E) から, クーロン床力に起因するこの貫通因子を分離し,

$$\sigma_{ij}(E) = \frac{S_{ij}(E)}{E[\exp(\pi\sqrt{E_{\rm G}/E}) - 1]} \tag{6}$$

で定義される $S_{ij}(E)$ は,核反応断面積の S-因子 [5,6] と名づけられ、原子核に固有の反応確率を量示する.こ の S-因子を定めるには、高エネルギー領域(MeV 台) で実測された反応断面積を基に、(6)式を用いて天体物 理や地上の核融合研究で問題にする低エネルギー領域へ 外挿する.

非共鳴核反応過程では、 S_{ij} (E) は E についてゆっく りと変化する関数であり、

$$S_{ij}(E) = S(0) \left[1 + \frac{S'(0)}{S(0)} E + \frac{1}{2} \frac{S''(0)}{S(0)} E^2 \right]$$
(7)

と展開することができる.水素とヘリウムの同位体を含 む次の核反応過程について,核反応断面積因子と反応あ たり放出されるエネルギー Q_{ij}の値を,Table1に示す. 小特集

Table 1 Nuclear reaction cross-section factors and the energies Q_{ij} released per reaction, for isotopes of hydrogen and helium [6,7]. 1 barn = 10^{-24} cm².

Reactions	S(0) (MeV barn)	S'(0)/S(0) (MeV ⁻¹)	S"(0)/S(0) (MeV ⁻²)	Q _{ij} (MeV)
$\overline{p(p,e^+\nu_e)d}$	3.36×10^{-25}	8.04		1.442
$d(\mathbf{p}, \gamma)^{3}$ He	2.50×10^{-7}	31.6		5.494
d(d,p)t	5.29×10^{-2}	0.539	72.6	4.033
$d(d,n)^{3}He$	4.97×10^{-2}	3.42	85.3	3.269
t(d,n) ⁴ He	11.0	13.8	1.246×10^{3}	17.590
³ He(d,p) ⁴ He	6.32	0.690	1.06×10^{2}	18.354

$$\begin{split} p+p &\rightarrow d+e^++\nu_e, \\ d+p &\rightarrow {}^3\mathrm{He}+\gamma, \\ d+d &\rightarrow t+p, \\ d+d &\rightarrow {}^3\mathrm{He}+n, \\ t+d &\rightarrow {}^4\mathrm{He}+n, \\ {}^3\mathrm{He}+d &\rightarrow {}^4\mathrm{He}+p. \end{split}$$

ここで, e⁺, n, γ, ν_e は, 陽電子, 中性子, ガンマ線, ニュートリノを表す.

核種 i が相対エネルギー E で j 種の原子核と融合す る頻度,言い換えると'核反応時間の逆数'は,

$$\omega_{ij}(E) = \frac{n_j}{1 + \delta_{ij}} \sigma_{ij}(E) \nu$$
$$= \frac{n_j S_{ij}(E) \nu}{(1 + \delta_{ij}) E[\exp(\pi \sqrt{E_G/E}) - 1]}$$
(8)

で計算される (Kronecker の記号 δ_{ij} は $i \neq j$ と i = j の 場合を区別). この基礎反応率が,低エネルギー極限 ($E \rightarrow 0$) で,指数関数的に急減することに留意しよう.

3.3 高密核融合反応

金属水素など凝縮系では、高密の電子系が原子核間の クーロン斥力を弱め一すなわち一遮蔽し、侵入確率を増 す可能性がある。1959年天体物理学者 A.G.W. Cameron[8]は、電子遮蔽による反応率増大効果を含む核反 応過程を pycnonuclear reactions と名づけた.この命 名は「高密」を意味するギリシャ語 πυχνοσ による.

いま電子系の遮蔽長を D_s とする. この長さは, ウィ グナー・ザイツ半径第1章(5)式と遮蔽パラメータ第2 章(14)式との組み合わせ, $D_s = a_e/K_s$ で与えられる. 電 子遮蔽存在下での核反応断面積 $\sigma_{ij}^{s}(E)$ は, (6)で定義 された $S_{ij}(E)$ を用いて,

$$\sigma_{ij}^{s}(E) = \frac{S_{ij}(E)}{\sqrt{E(E+E_{s})} \{ \exp[\pi\sqrt{E_{G}/(E_{G}/(E+E_{s})}] - 1 \}}$$
(9)

と書き直すことができる. ここで

$$E_{\rm s} = \frac{Z_{\rm i} Z_{\rm j} e^2}{D_{\rm s}} = 0.144 Z_{\rm i} Z_{\rm j} \left(\frac{D_{\rm s}}{10^{-9} [\rm cm]}\right)^{-1} [\rm keV] \quad (10)$$

は、遮蔽エネルギーを意味する.

この電子遮蔽効果を含めると,(8)式に対応する基礎 核反応率は

a (m

$$\omega_{ij}^{s}(E) = \frac{n_{j}S_{ij}(E)\nu}{(1+\delta_{ij})\sqrt{E(E+E_{s})} \{\exp[\pi\sqrt{E_{G}/(E+E_{s})}] - 1\}}$$
$$\rightarrow \frac{n_{j}S_{ij}(0)}{1+\delta_{ij}}\sqrt{\frac{2}{\mu_{ij}E_{s}}} \exp(-\pi\sqrt{E_{G}/E_{s}}) \quad (E\rightarrow 0)$$
(11)

となる.この計算から明らかなように、基礎反応率の値 は、低エネルギー極限 ($E \rightarrow 0$) でも '有限' に留まる. (5)式と(10)式の比較から $E_s \ll E_G$ が成りたつので、 反応率は一般に非常に小さな値をとり、その値は換算質 量と遮蔽長に強く依存する.

二三の水素同位体系の核反応率について、(8)式と (11)式との相違を Fig.1 に示す.すべての場合で $\rho_m = 60 \text{ g/cm}^3$ ととり、混合系 (p-d, d-t) では等モル分率 を仮定している. 遮蔽長 D_s は、それぞれ 2.6×10⁻⁹ cm (p-d), 2.7×10⁻⁹ cm (d-d), 2.8×10⁻⁹ cm (d-t) であり、電子密度によるわずかの差しかない.しかし換 算質量が有意に異なるので、 E_G/E_s のはたらきにより、 基礎反応率の値は低エネルギー領域で歴然たる違いを示 す.高密核融合の本質がこの振る舞いに集約されている。

20 d-t (S) 10 0 log {reaction probability (s -1)} d-d (S) -10 -20 p-d (S) -30 d-t (0) -40 d-d (0) -50 -d (0) -60 3 5 9 1 7 log E_{CM} (K)

Fig. 1 Probabilities for nuclear reactions in a proton-deuteron and in a deuterium-tritium mixture with equal molar fractions at ρ_m =60 g/cm³ as well as for those in a deuterium matter at the same mass density as functions of the center-of-mass energy in temperature units, $E_{CM}(K)$. The plots - p-d(S), d-d(S), d-t(S) refer to Eq.(11) with election screening; p-d(0), d-d (0), d-t(0) correspond to Eq. (8) neglecting electron screening.

核反応断面積と相対速度 νの積をボルツマン分布で 平均することにより,原子核間2体衝突による直接の核 反応率(単位体積あたりのパワー出力)を,次のように 計算することができる[3].

$$P_{s}(\rho_{m}, T) = Q_{ij} \frac{n_{i}n_{j}}{1 + \delta_{ij}} \langle \sigma_{ij}^{s} \nu \rangle$$

$$= Q_{ij} \frac{2 n_{i}n_{j}}{1 + \delta_{ij}} S_{ij}(E_{eff}) \sqrt{\frac{2}{\pi \mu_{ij} k_{B} T}}$$

$$\times [w_{ij}^{T}(\rho_{m}, T) R_{ij}^{T}(\rho_{m}, T) + w_{ij}^{P}(\rho_{m}, T) R_{ij}^{P}(\rho_{m}, T)]$$
(12)

ここで,

$$R_{ij}^{T}(\rho_{m}, T) = \frac{2\sqrt{\pi\tau_{ij}}}{3} \exp\left\{-\tau_{ij} + \frac{E_{s}}{k_{B}T} \frac{\tanh\left(\tau_{ij}^{2}/9s_{ij}^{2}\right)}{\tau_{ij}^{2}/9s_{ij}^{2}} \times \left[1 - \tanh\left(\frac{3}{2\tau_{ij}} - \frac{\tau_{ij}^{2}}{12s_{ij}^{2}}\right)\right]\right\}$$
(13a)

$$K_{ij}(\rho_{\rm m}, T) = \sqrt{\frac{4E_{\rm s} + \pi k_{\rm B}T}{4E_{\rm s} + \pi k_{\rm B}T}}$$
$$\times \exp\left[-\pi \sqrt{\frac{D_{\rm s}}{r_{ij}^*(1 + \pi k_{\rm B}T/E_{\rm s})}}\right]$$
(13b)

プラズマ・核融合学会誌 第75巻第9号 1999年9月

$$\begin{split} &i_{j} = 3 \left(\frac{\pi^2 E_{\rm G}}{4k_{\rm B}T} \right)^{1/3} \\ &\approx 33.72 \left(Z_{\rm i} Z_{\rm j} \right)^{2/3} \left(\frac{2\mu_{\rm ij}}{m_{\rm N}} \right)^{1/3} \left(\frac{T}{10^6 \, [\rm K]} \right)^{1/3} \quad (14a) \end{split}$$

$$s_{\rm ij} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{D_{\rm s}}{r_{\rm ij}^*}} \tag{14b}$$

また,

τ

$$w_{\rm ij}^{\rm T}(\rho_{\rm m}, T) = \frac{\exp\left(-T_{\rm s}^{2/3}/2T^{2/3}\right)}{1 + \exp\left[-2\left(\tau_{\rm ij}^2 - 30\right)\right]}$$
(15a)

$$w_{ij}^{P}(\rho_{m}, T) = 1 - w_{ij}^{T}(\rho_{m}, T)$$
 (15b)

$$T_{\rm s} = \frac{27E_{\rm s}}{4\pi k_{\rm B}} \sqrt{\frac{r_{\rm ij}^{*}}{D_{\rm s}}}$$

= 1.97 × 10⁵ $\sqrt{Z_{\rm i}Z_{\rm j}}$
× $\left(\frac{2\mu_{\rm ij}}{m_{\rm N}}\right)^{-1/2} \left(\frac{D_{\rm s}}{10^{-9} [\rm cm]}\right)^{-3/2} [\rm K]$ (16)

この(16)式で定義される温度を遮蔽温度とよび,それ は $\tau_{ij} = 2s_{ij}$ の条件から決められた.これより高い温度 では分配関数(15a)式が(15b)式を凌駕し,核反応率は (13a)式を主成分とする. $T \gg T_s$ は熱核融合反応が有効 な温度領域であり,この場合,核反応率(12)式は周知の ガモウの熱核融合反応率[9]に等しい.

一方,遮蔽温度より低い高密核融合領域(*T≪T*_s)では,(13b)式が核反応率(12)式の主要項となり,

$$P_{\rm s}(\rho_{\rm m}, T) = \frac{2Q_{\rm ij}S_{\rm ij}(0) r_{\rm ij}^{*}}{(1+\delta_{\rm ij})\hbar} n_{\rm i}n_{\rm j}$$
$$\times \sqrt{\frac{D_{\rm s}}{r_{\rm ij}^{*}}} \exp\left(-\pi\sqrt{\frac{D_{\rm s}}{r_{\rm ij}^{*}}}\right)$$
(17)

と表される.核反応率は温度に無関係で,密度とともに 増大,換算質量 μ_{ij}の減少とともに急増する.p-d 反応 が金属水素中の高密核融合の検証に最適なのはこの理由 による.

3.4 高密プラズマ中の核反応増倍効果

ここまでは核融合の素過程として原子核間の二体衝突 のみを考えてきた.しかし反応に関与する原子核は同時 にプラズマ中の他の原子核ともクーロン力などで相互作 用し合っている.この粒子間多体相関効果は凝縮体物理 の根底をなし,固化転移など相転移現象を引き起こす"凝 集力"の源であると同時に,以下に示す核反応率の莫大

1048

小特集

3. 高密プラズマの核融合

一丸,北村

な増倍をもたらす要因ともなる.

高密物質中で、電荷 Z_{ie} , Z_{je} をもつ2つの原子核が電 荷 $(Z_i + Z_j)e$ の原子核に融合する過程を考える. 粒子 "i" の相互作用化学ポテンシャルを $\mu_{int}(Z_i)$ と書くと、反 応前後での相互作用自由エネルギーの変化分は、

$$\Delta F_{ij}^{s} = \mu_{int}(Z_{i} + Z_{j}) - \mu_{int}(Z_{i}) - \mu_{int}(Z_{j}).$$

$$(18)$$

で表され,高密プラズマ物質の状態式が変化分の評価に 関与する.第1章第4節の OCP イオン球模型第1章 (9)式によると, $\Delta F_{ij}^{s} = -1.057(Ze)2/a$ と計算される. このように,高密物質中では ΔF_{ij}^{s} は'負'の値をとる. これは凝集効果のあらわれである.そして, ΔF_{ij}^{s} の絶 対値は典型的に密度の 1/3 乗に比例して大きくなる.

高密クーロン液体中での原子核接触確率が二体分布関 数 g_{ij}(r) の r=0での値に比例することは,すでに述べ た.二体分布関数を通じて接触確率を正確に計算するに は,モンテカルロ法(第2章第2節参照)を組み合わせ た量子統計力学の手法が不可欠である[2,10,11].これ らの結果を総合すると[3],高密核融合反応増倍率 A^s_{ij} は,

$$A_{ij}^{s}(\rho_{m}, T) = \exp(\xi_{ij}^{s}).$$
 (19)

ここで

$$\xi_{ij}^{s} = H_{ij}^{s}(0) \exp\left\{-\frac{5\Gamma_{ij}^{s}}{32H_{ij}^{s}} \left(\frac{r_{\rm TP}}{a_{ij}}\right)^{2} \times \left[1 - 0.0348 \frac{r_{\rm TP}}{a_{ij}} - 0.0696 \left(\frac{r_{\rm TP}}{a_{ij}}\right)^{2}\right]\right\}$$
(20)

また

$$\Gamma^{\rm s}_{\rm ij} = \frac{Z_{\rm i} Z_{\rm j} e^2}{k_{\rm B} T a_{\rm ij}} \exp\left(-0.85 \frac{a_{\rm ij}}{D_{\rm s}}\right),\tag{21}$$

$$\frac{1}{r_{\rm TP}} = \frac{k_{\rm B} T \tau_{\rm ij} w_{\rm ij}^{\rm T}(\rho_{\rm m}, T)}{3 Z_{\rm i} Z_{\rm j} e^2} + \frac{w_{\rm ij}^{\rm P}(\rho_{\rm m}, T)}{D_{\rm s}}.$$
 (22)

自由エネルギー変化分(18)式は,これらの式を通じて, 高密物質中での核反応増倍率と密接に関係している.こ の(21)式で導入されたクーロン結合係数は,第1章(3) 式や第2章(10)式を電子遮蔽や多種イオンを含む系に拡 張したものである.(22)式の $r_{\rm TP}$ は,古典力学が許す 原子核間衝突の平均近接距離を意味する.この距離内に 侵透するには波動力学的なトンネル効果によらねばなら なず,そのためには換算質量の小さい方が有利である.

高密核融合反応増倍率の値は、密度の増大あるいは温 度の減少とともに急激に増大する. OCP イオン球模型 によると、 $A_{ij}^{s} = \exp(1.057\Gamma)$ となる. したがって、超 新星のさきがけとなる白色矮星中心部のように Γ の大 きな($50 \leq \Gamma < 180$)高密(強結合)物質では、20~30 桁あるいはそれ以上の核反応率の増倍が予知される. Γ は 1/Tに比例するので、温度の上昇とともに増倍率は 急減する.

3.5 宇宙と地上の高密プラズマ中核融合

以上(12)式と(19)式の結果を総合すると、プラズマ中 の核融合反応率は

$$P_{ij}(\rho_{m}, T) = A_{ij}^{s}(\rho_{m}, T) P_{s}(\rho_{m}, T)$$
(23)

で与えられる.天体や実験室における核融合過程をいく つか例にとり、各々の特徴を比較して Table 2 に示 す[3]. *A*_{ij} は多成分プラズマの熱運動に関するドゥブ ロイ波長をイオン球半径(2)式で割った無次元量で、 OCP の第1章(2)式に対応する.

表中に例示されているように、太陽中心部や ICF の プラズマは、古典論的 ($\Lambda_{ij} \ll 1$) な弱結合 ($\Gamma_{ij}^{s} \ll 1$) 状態にあり、核反応増倍効果は望めない ($\Lambda_{ij}^{s} \ll 1$).

Table 2 Thermonuclear (Solar Core, ICF) and pycnonuclear (White Dwarf, LMH) reactions.

	Solar Core	ICF	White Dwarf	LMH
reactions	p-p chain	d-t	¹² C- ¹² C	p-d
$\rho_{\rm m}$ (g/cm ³)	156	5	9.0×10^{9}	20
$T(\mathbf{K})$	1.55×10^{7}	5.0×10^{7}	1.1×10^{8}	9.7×10^{2}
$arLambda_{ m ij}$	0.02	0.002	0.594	1.28
Γ_{ij}^{s}	0.05	0.005	51.8	242
$\log_{10}A_{ij}^{s}$	0.03	0.001	23.1	43.8
$P_{\rm ij}/\rho_{\rm m}({\rm W/g})$	$1. \times 10^{-6}$	$1.5 imes 10^{18}$	1.6×10^{-6}	$1.7 imes 10^{10}$

A. 白色矮星中の核融合反応

白色矮星中心部の密度・温度条件で、核反応(¹²C +¹²C→²⁴Mg+13.931 MeV)の進行による発熱が外へ 輸送される(主にニュートリノ過程による)エネルギー 量を超えると、超新星爆発の"ひきがね"-核暴走がお こる. Fig.2 [3]は、高密炭素物質の固液相間転移を描 写する相図上に、P_{ii}/ρ_m≈10⁻⁵ W/g を表す曲線を描い たもので、この曲線が上記の条件を概略表現する. 点 A では $T \approx T_s$ が満足されるので、それ以下の温度(太 い破線上)では、超高密相対論的電子の遮蔽効果による 高密核反応が主要になる.

Table 2 の"White Dwarf"例は、Fig. 2 上の"2"に 対応する (D_s≈2.6×10⁻¹¹ cm, T_s≈8.2×10⁷ K). 基本 過程は熱核融合であるが、その炭素プラズマは、準古典 論的(A_{ij}≈0.6)強結合(Γ^s_{ii}≈52)状態にあり、約23 桁の反応率増倍がみこまれている. この莫大な増倍効果 がなければ、核暴走による"ひきがね"が引けないこと は,明らかである.

B. 超高密金属水素の核融合

9

8.5

7.5

7

log T (K) 8

超 高 密 液 体 金 属 水 素 (LMH = liquid-metallic hydrogen)中の核融合研究には、陽子・重陽子系にお ける反応過程

 $p+d \rightarrow {}^{3}\text{He}(5.40 \text{ keV}) + \gamma(5.489 \text{ MeV})$

を用いる.核反応生成物が放射能の見地から '清潔 (clean)'であること、換算質量が小さいこと、基礎反応 断面積が十分に大きいこと(Fig.1参照),そして固化 点附近の液体金属は熱流体力学的に安定であることが, この核融合方式の長所である.

高密液体金属水素中の核融合は,超新星過程と同様に, 増倍された高密核融合反応を用いる新しい核融合方式で ある.固化点近傍の液体金属水素では、低温高密度のた め強い電子遮蔽の条件 T ≪ T_s が満足され,陽子系の 量子効果のため固化温度が下がり *Г*^sii が200を超える大 きな値をとり(第2章第4節A),これらの結果40桁に もおよぶ核反応増倍率が予期される.

Fig.3は、水素・重水素混合高密物質の固液相間転移 を描写する相図上に、P_{ij}/ρ_m≈10⁻³, 10³, 10⁹ W/g を表 す曲線を描いたものである[3]. Table 2 の "LMH"例 $(D_{\rm s}\approx 3.2\times 10^{-9}$ cm, $T_{\rm s}\approx 3.0\times 10^{4}$ K) は, Fig. 3上の "2"に対応する. 高密核融合条件 $T \ll T_s$ が成りたつ ので基本反応率 Ps は温度に無関係であるが、高密増倍 効果は温度が低いほど急増する.しかし、固相に転移す ると格子振動の振幅が狭まり核反応率が減少する.した がって、有意な核融合出力が期待される領域は、比較的 低温の固化転移曲線近傍 $(P_{ij}/\rho_m \ge 10^3 \text{ W/g})$ にある



Fig. 3 The phase boundaries of dense hydrogen-deuterium matter with equal molar fractions for both metalinsulator and metallic fluid-solid transitions and the lines at $P_{ij}(\rho_m, T)/\rho_m = 10^{-3}, 10^3, 10^9$ W/g. The isentrope starts from the white circle "a" in the insert, ends at "b", makes an insulator-to-metal transition with $\Delta S_{MI} > 0$ and $\Delta T_{MI} = 0$ to "c", and resumes the isentrope in the metallic regime. Initial (in the inset) and final paths of compression-and-metallization evolution are depicted by the dashed curves, with the final state designated by the open circle.



~10-5 W/g

fluid-solid transitions and the lines at P_{ii} (ρ_m , T) $/\rho_{\rm m} \approx 10^{-5}$ W/g, an approximate condition for the nuclear runaway. The thick lines account for electron screening; the thin lines neglect electron screening.

1050

小特集

3. 高密プラズマの核融合

液体金属相に限られる.

Fig. 3 には、予圧された極低温固相状態 "a" (T = 10 K, P = 10 bar, $\rho_m = 0.135$ g/cm³) から出発し "b" に達 する等エントロピー曲線, "c" への等温絶縁体金属転移, さらに金属固相領域にのびる等エントロピー曲線が描か れている。断熱圧縮により高密核融合が実証されるため の必要条件は「核融合出力の期待される領域が相図上で 等エントロピー曲線よりも高温側に位置すること」であ る。図上の点 "1~3" は、これらの条件をやっと満足 するが、断熱条件をこえて温度・エントロピーを付加す る余裕度は極めて小さい. したがって、初期状態 "a" から水素物質の圧縮をはかる際には、圧縮速度を初期音 速 (~1.2 km/s) より十分小さな値に抑え、衝撃波の 生成とそれに伴う加熱を極力避けることが必須である.

Fig. 3 上の破線は、この条件に近い断熱圧縮実験過程 についての数値解析結果を例示する[3]. 質量60 kg,初 速0.095 km/s の圧縮素子で、状態 "a" にある H₂-D₂ 混合物質 (10.6 mg)を圧縮する. 図の破線に沿って発 展し、時間10.3 ms 後,図中の白丸で表された最高圧縮 状態 (P=1.5 Gbar, T=1,260 K, ρ_m =37 g/cm³) に達 する. この場合期待される p-d 核融合エネルギー出力 は 0.83 MJ である.

超高圧金属水素物理における実験理論両面での最近の 進歩により,超新星過程で想定された超高密物質中の莫 大な核反応率増大効果が,地上の実験室で初めて検証さ れる可能性が生まれた.高密核融合は、核反応物理と凝 縮系物理の両方を結びつける最先端の研究課題である. そして、この検証実験をさらに発展させることにより、 「超新星を地上に」と名づけた新しい核融合方式が、も はや夢物語ではなく、科学技術の発展の"さきがけ"と なる新しい核融合方式として、浮び上がってくる.

本稿を閉じるにあたり,核融合の諸問題について永年 ご指導を賜った伏見康治先生に,心からなる感謝を捧げ る.

参考文献

- [1] 例えば, J.L. Bromberg, Fusion: Science, Politics, and the Invention of New Energy Source (The MIT Press, Cambridge, MA, 1982).
- [2] 例えば, S. Ichimaru, Rev. Mod. Phys. 65, 255 (1993).
- [3] 例えば, S. Ichimaru and H. Kitamura, Phys. Plasmas 6, 2649 (1999).
- [4] S. Ichimaru, J. Phys. Soc. Jpn 60, 1437 (1991).
- [5] G. Gamow, Z. Physik 51, 204 (1928).
- [6] 例えば, W.A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 56, 149 (1984).
- [7] 例えば, W.A. Fowler, G.R. Caughlan and B.A. Zimmerman, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 5, 525 (1967).
- [8] A.G.W. Cameron, Astrophys. J. 130, 916 (1959).
- [9] G. Gamow and E. Teller, Phys. Rev. 53, 608 (1938).
- [10] S. Ogata, H. Iyetomi and S. Ichimaru, Astrophys. J. 372, 259 (1991).
- [11] S. Ogata, Astrophys. J. 481, 883 (1997).