スピン偏極燃料を用いる慣性核融合ペレット

和久田 義久, 江本 信也, 中島 秀紀*,

中尾 安幸, 本多 琢朗, 本多 義則

(九州大学工学部, *九州大学総合理工学研究科)

(1990年3月19日受理/1990年7月20日改訂原稿受理)

Spin-Polarized Fuel in ICF Pellets

Yoshihisa Wakuta, Nobuya Emoto, Hideki Nakashima*

Yasuyuki Nakao, Takuro Honda and Yoshinori Honda

(Received March 19, 1990/Revised Manuscript Received July 20, 1990)

Abstract

The use of parallel spin-polarized DT or D^3He fuel increases the fusion cross-section by 50%. By implosion-burn simulation for inertially confined fusion (ICF) pellets of the spin-polarized fuels, we found that the input energy requirement could be reduced by nearly a factor of two. These pellets taken up here include large-high-aspect-ratio DT target proposed in ILE Osaka University and DT ignitor/ D^3He fuel pellet proposed by our group. We also found that the polarized state could survive during the implosion-burn phase.

Keywords:

spin-polarization, pellet, DT, D^3He , implosion, ICF,

1. はじめに

1982年プリンストン大学の Kulsrud 等¹⁾によって、磁気閉じ込め炉においてトロイダル磁場と平行に完全にスピン偏極されたDとT(以後偏極燃料と呼ぶ)を用いれば核融合反応断面積が50%増加すると発表された。一方、Meyer-Ter-Vehn²⁾が提唱している等圧モデル(isobaric model)をもとにRosen³⁾等は慣性核融合(ICF)に必要なドライバーエネルギーは、一定のペレット利得(=核融合出力エネルギー/入射エネルギー)に対して、タンパーがない場合 $\delta^{-3.0}$ に比例すると予測している。ここで δ は、スピン偏極による核融合反応の増倍係数である。即ち、100%スピン偏極に対しては $\delta=1.5$ 、また無偏極の場合は $\delta=1.0$ の値をとる。従って、偏極燃料を用いることにより、ICFに必要なドライバーエネルギーは $1/3.4$ に減少すると予測される。(等圧モデルでは、図1.1に示されるように半径 R_H の中心部では高温・低密度、周辺部では低

Department of Nuclear Engineering, Faculty of Engineering, Kyushu University, Fukuoka 812.

* Department of Energy Conversion Engineering, Kyushu University, Kasuga 816.

図1. 1. 等圧モデル (T , P , ρ はそれぞれ温度, 圧力, 密度で添字の H , C はそれぞれ高温・低密度のホット・スパーク領域, 低温・高密度の低温度領域)

温・高密度の等圧状態が実現されると仮定する。))

ドライバーのコストは, そのエネルギーを E とすると $E^{0.7}$ に比例すると見積られている. 日本では核融合点火のための 100KJ 金剛計画, 米国では 10MJ の LMF 計画⁴⁾が進展しているが, 偏極燃料を用いれば, この様にドライバーコストの減少, また結局はシステム全体のコスト削減に役立つことが期待される.

一方偏極 DT 燃料を用いると, 核融合反応生成物である中性子と α 粒子は非等方的に放出される. もし燃料が平行に偏極されていれば, 中性子の放出は $\sin^2 \theta$ 分布に従う. よって, ICF 炉の設計に際しては, 中性子束分布の最小方向に最終段ミラーなどの放射線損傷に弱い部分を置くことが考えられる. これは炉工学的な利点となる.

従来は, スピン偏極が ICF ターゲットの特性にもたらす効果は, ほとんどが適当な解析モデルにもとづくものであった.

例えば, 爆縮の最終段階では, 等圧状態が実現されると仮定するが, 実際はシミュレーションの結果などから予測されるように, 等圧状態の実現は困難である. しかし, 最近ではレーザーペレットに対して Pan⁵⁾が, またイオンビームペレットに対して Goel⁶⁾が, 各々爆縮・燃焼シミュレーションを行い, スピン偏極の効果を調べた. 特に Pan 等は, 核融合反応の際, 非等方 ($\sin^2 \theta$) 的に放出される高エネルギー α 粒子が, ペレットにエネルギーを付与していく様子を, 2次元モンテカルロコードを用いて追跡した. ペレットの燃焼に対しては, この非等方発生の影響は少ないことを示している.

D^3He 反応においても DT 反応とスピン構造が同じなので, 核融合反応断面積の増加が見込まれる. 月表面で D^3He が大量に発見され, 採取の経済性が確認されて以来, D^3He 反応は大きく注目されるようになってきた. D^3He 反応では, 良く知られているように, 核融合反応生成物は, p と α 粒子の荷電粒子であり, これらのもつエネルギーは, 高効率で直接エネルギー変換が可能であり, また中性子放出がないので放射線損傷, 誘導放射能などの問題がないなどの利点を持っている. しかし, DT 反応に比べ核融合反応断面積は 1 桁小さく, 核融合点火に必要なドライバーエネルギーは強力なものが要求される.

本論文では, DT ペレット及び D^3He ペレットに対してシミュレーションを行い, 偏極燃料がどのような効果を示すかを調べた. DT ペレットにおいては大阪大学レーザー核融合研究センターで提案されている LHART (Large High Aspect Ratio Target)⁷⁾に対して爆縮・燃焼シミュレーションを行い, D^3He ペレットにおいては DT 点火材付き D^3He ペレット⁸⁾に対して燃焼シミュレーションを行った. D^3He ペレットに対しては今までこのようなシミュレーションは行われていない. DT ペレットでは Pan⁵⁾が高利得ペレットを対象としているが, ここで取り上げた LHART では実際に大阪大学で使用されているレーザーエネルギー (~10KJ) 付近で

の効果に注目している.

尚, 核スピンを揃える方法は, (1) 原子線法, (2) ラムシフト法, (3) レーザーによる光学ポンピング法および (4) 超低温, 超高磁場併用による動的偏極方法等が実用化されている. 偏極核融合反応に必要な大量の偏極ビームを作る方法としては, (1), (2) および (4) の方法が考えられる. このうち (1) と (2) は磁気閉じ込め型の核融合炉に, (4) は慣性核融合用ペレットの作製に特に適しているものと考えられる.

2. 減偏極

主な減偏極の原因としては,

- (1) 原子効果
- (2) 不均一磁場
- (3) 衝突

等がある. この中で重要なものは (3) の衝突によるものである.

減偏極の原因となる衝突相互作用としては,

- (1) スピン-軌道相互作用
- (2) スピン-スピン相互作用

がある. D の場合は四極相互作用も減偏極の原因となる. 衝突による減偏極は, 電子との相互作用と他のイオンと相互作用によって起こる. イオン-イオン相互作用による減偏極断面積は, 電子-イオン相互作用による減偏極断面積より小さい. また, イオン-イオンの衝突率は電子-イオンの衝突率より小さい. よって, 電子-イオンの衝突だけに着目してみる.

2. 1 スピン-軌道相互作用

スピン-軌道相互作用による減偏極断面積¹⁾は次のように表される.

$$\sigma_{so} = \frac{4 \pi \mu^2 r_p^2}{3} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (2.1)$$

μ : 磁気モーメント (2.98 for T, -2.13 for ^3He)

r_p : 古典陽子半径 $e^2/m_p c^2$

$b_{\max}$: 最大電磁気カットオフ c/ω_p

$b_{\min}$: 最小衝突パラメータ $= D \cdot \text{プロイ波長} \hbar/m_e v$

ω_p : 電子プラズマ振動数 $(4 \pi n_e e^2/m_e)^{0.5}$

n_e : 電子数密度

v : 平均電子速度 $(3kT_e/m_e)^{0.5}$

DT 燃料の場合, DT 燃料の密度を ρ_{DT} (g/cc) とすると,

$$n_e = (\rho_{DT}/2.5) \times N_A \quad (2.2)$$

ここで, N_A はアボガドロ定数である. よって, 電子-T イオン衝突によるスピン-軌道相互作用の断面積は,

$$\sigma_{so} = 8.75 \times 10^{-31} \times \ln \{ 67.9 \times (T_e \text{ (eV)} / \rho_{DT} \text{ (g/cc)}) \} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (2.3)$$

D³He 燃料の場合, D³He 燃料の密度を ρ_{D^3He} (g/cc) とすると,

$$n_e = (\rho_{D^3He}/2.5) \times N_A \times 1.5 \quad (2.4)$$

よって, 電子-³He イオン衝突によるスピン-軌道相互作用の断面積は,

$$\sigma_{so} = 4.46 \times 10^{-31} \times \ln \{ 55.5 \times (T_e \text{ (eV)} / \rho_{D^3He} \text{ (g/cc)}) \} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (2.5)$$

以上の様にスピン-軌道相互作用による減偏極断面積は, クーロン対数中で電子温度 T_e と密度 ρ に依存する.

2.2 スピンスピン相互作用

電子-イオン衝突のスピンスピン相互作用による減偏極断面積¹⁾は次式で与えられる.

$$\sigma_{ss} = (11/9) \pi \mu_p^2 r_p^2 \quad (2.6)$$

よって, 電子-T イオン衝突によるスピンスピン相互作用の断面積は,

$$\sigma_{ss} = 8.02 \times 10^{-31} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (2.7)$$

また, 電子-³He イオン衝突によるスピンスピン相互作用の断面積は,

$$\sigma_{ss} = 4.09 \times 10^{-31} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (2.8)$$

図2.1に(a)DT燃料を用いた場合のTイオン(b)D³He燃料を用いた場合の³Heイオンのスピン-軌道相互作用とスピンスピン相互作用による減偏極断面積を示す.

2.3 減偏極率

2.1, 2.2の減偏極断面積より, 減偏極率は,

$$\begin{aligned} \phi/dt &= n_e n_i \sigma v / n_i \\ &= n_e \sigma v \end{aligned} \quad (2.9)$$

DT 燃料の場合, 電子-T イオン衝突のスピン-軌道相互作用による減偏極断面積だけを考慮すると, 減偏極率は,

$$\begin{aligned} \phi/dt &= 15.3 \times \rho_{DT} T_e^{0.5} \\ &\ln \{ 67.9 \times (T_e / \rho_{DT})^{0.5} \} \text{ (s}^{-1}\text{)} \end{aligned} \quad (2.10)$$

図2.1. 電子-イオン衝突のスピン-軌道相互作用 (σ_{so}) とスピンスピン相互作用 (σ_{ss}) による減偏極断面積
(a)DT 燃料中のTイオン
(b)D³He 燃料中の³Heイオン

D^3He 燃料の場合, 電子- ^3He イオン衝突のスピン-軌道相互作用による減偏極断面面積だけを考慮すると, 減偏極率は,

$$dp/dt = 11.7 \times \rho_{D^3He} T_e^{0.5} \ln \{ 55.5 \times (T_e / \rho_{D^3He})^{0.5} \} \quad (s^{-1}) \quad (2.11)$$

となる.

3. DT ペレット

3. 1 計算モデルと諸仮定

大阪大学レーザー核融合研究センターの高部英明氏により開発された 1 次元ラグランジアンコード ILESTA-1D⁷⁾を用いて, 爆縮・燃焼シミュレーションを行った.

計算モデルを図 3. 1 に示す. このペレットはスタグネーションフリー爆縮を実現する様に設計されている. 即ち爆縮の最終時には, ほとんどのプッシャーがアブレートされ燃料のみが残っている. 従ってタンパーの効果は期待していない. レーリー・テラー不安定性による燃料とプッシャーの混合によって, 爆縮効率低下の恐れがあるスタグネーション相はない. ペレットは固体燃料 DT をアブレーターの CH でコーティングしてある. 中心は中空である. ペレットの各パラメーターは入射エネルギー E (kJ) に対する依存性を考慮すると次式で決定される.⁷⁾

$$\text{ペレット半径} \quad R_0 = (E/100)^{1/3} \times 1 \quad (\text{mm})$$

$$\text{DT の厚さ} \quad \Delta R_F = (E/100)^{1/3} \times 9.4 \quad (\mu\text{m})$$

$$\text{CH の厚さ} \quad \Delta R_P = (E/100)^{0.28} \times 12 \quad (\mu\text{m})$$

$$\text{DT 燃料の質量} \quad M_F = (E/100) \times 25 \quad (\mu\text{g})$$

$$\text{初期温度} \quad 0.1 \quad (\text{eV})$$

入射レーザーの各パラメーターは, 次の様においた.

パルスの形状   ガウス分布

$$\text{パルスの半値幅} \quad \tau_L = (E/100)^{1/3} \times 2 \quad (\text{nsec})$$

$$\text{波長} \quad 0.35 \quad (\mu\text{m})$$

輻射輸送及び D-T 反応で生成される α 粒子の輸送を考慮して計算を行った. DT 領域は 40 メッシュ, CH 領域は 100 メッシュに切っている. 偏極については, 偏極燃料を用いることによって DT の核融合反応断面面積が 1.5 倍になるとしている.

Driver Energy (kJ)	30	50	100	300	500	1000	3000
Pellet Radius R_0 (mm)	0.67	0.79	1.00	1.44	1.71	2.15	3.11
Fuel Thickness ΔR_F (μm)	8.57	9.88	12.0	16.3	18.8	22.8	31.1
Ablator Thickness ΔR_P (μm)	6.29	7.46	9.4	13.6	16.1	20.3	29.2

図 3. 1. DT ペレットの形状及び入射エネルギーとペレットの大きさの関係

3. 2 計算結果および考察

(i) 燃焼特性

入射エネルギー100kJ の場合のシミュレーション結果を示す。

図3. 2に、メッシュ位置の時間変化(R-T線図)をレーザーパルス波形とともに示す。

図3. 3は、最大圧縮時前後の図3. 2の拡大図(燃料層のみ)及び中性子生成率と全中性子数の時間変化を比較して示す。(a)無偏極燃料 (b)偏極燃料

図3. 4は最大圧縮時前後のイオン温度、密度、密度・半径積(ρR)の時間変化を示す。(a)無偏極燃料 (b)偏極燃料

図3. 5は、(A)レーザーパワーピーク時(B)ボイド(中空部分)が閉じた時(C)最大圧縮時(a)無偏極燃料 (b)偏極燃料の密度、温度、圧力の空間分布を示す。

まず無偏極燃料の図をもちいてスタグネーション・フリー爆縮を定性的に説明する。

図3. 2は爆縮現象をよく表している。入射したレーザーはペレットにエネルギーを与えアブレーター層をプラズマ化させる。その反作用によって燃料層は内向きに加速される。レーザーパワーの増大と共に衝撃波が生じる。図3. 3より、4.19nsecに衝撃波が中心に到達し、反射している。そして再び4.23nsecに中心に到達し、燃料が点火温度に達し燃焼し始める。4.26nsecの最大圧縮時には、図3. 5(C)の密度の空間分布より分かるようにメッシュ番号40~50にプッシュャーがわずかに残っているだけでほとんどがアブレートされている。よって、スタグネーション相は存在しない。図3. 4より、衝撃波が中心に到達する度に中心温度が上昇し、同時に燃料層半径が減少するので中心密度も増加する。

つぎに、無偏極燃料と偏極燃料を用いたときの比較をする。レーザーパワーピーク時およびボイドが閉じた時では、無偏極燃料を用いた場

図3.2. メッシュ位置の時間変化(R-半径)-T(時間)線図)及びレーザーパルス波形(入射エネルギー100kJ)

図3. 3. 爆縮・燃焼時詳細図(入射エネルギー100kJ)
燃料層 R-T 線図, 中性子生成率, 中性子生成数
(a) 無偏極燃料 (b) 偏極燃料

図3. 4. 爆縮・燃焼時詳細図
(入射エネルギー
100kJ)
イオン温度, 密度,
密度・半径積 (ρR)
の時間変化
(a) 無偏極燃料
(b) 偏極燃料

図3. 5. 密度, 温度, 圧力の空間分布 (メッシュ番号 0~40
: DT, 41~140: CH) (入射エネルギー100kJ)
(A) レーザーパワーピーク時 (B) ボイドが閉じた時
(C) 最大圧縮時 (a) 無偏極燃料 (b) 偏極燃料

合と偏極燃料を用いた場合では変化がなかった。違いが顕著に現れるのは、燃料が燃焼し始める最大圧縮時からである。

図3. 3のR-T線図より、偏極燃料を用いた方が、中性子発生数が多くなっていることから分かるように、核融合出力が増大するので、燃焼が終了した後の燃料部の膨脹が無偏極燃料に比べ急である。図3. 4より、4.26nsecで偏極燃料のイオン温度が無偏極燃料のそれを上回る。4.27nsecには温度が最高に達し、偏極燃料を用いた場合、無偏極燃焼を用いた場合に比べ中心イオン温度は約1.4倍、平均イオン温度は約1.5倍になる。平均イオン温度の増倍度が大きくなるのは、図3. 5 (C)より、偏極燃料を用いた場合全体的に温度が高いが、それに対し無偏極燃料を用いた場合は中心に比べ外側の温度が低いからである。密度に関しては、図3. 4より、中心密度は変わらないが、平均密度は偏極燃料を用いた場合、無偏極燃料に比べ約0.7倍になる。なぜなら、図3. 5 (c)より偏極燃料の時は密度は全体的に一樣だが、無偏極燃料の場合は中心に比べ外側の密度が高いからである。しかし密度・半径積に関しては殆ど違いはない。いずれにしても爆縮の最終段階

では、ほぼ等圧状態が達成されているが、図1. 1に示したような理想的なホットスパーク領域は実現されていない。

(ii) 減偏極

減偏極は、2. 3で示した減偏極率の式を用い各メッシュの質量で重み付け平均し、時間積分して求めた。図3. 6に入射エネルギーが、(a) 100kJと(b) 1000kJの場合のTイオンの減偏極を示す。この減偏極は、電子-Tイオンのスピン軌道相互作用によるものである。同時に空間平均した電子温度と密度の時間変化も示してある。電子温度、密度が急激に増加しているところが見られる。それは、この時点で爆縮が終了し燃焼が始まっているからである。また減偏極率の式(2. 10)から分かるように、減偏極は電子温度の0.5乗と密度に比例しているので、この時点で減偏極も増加する。即ち、減偏極は最大圧縮時の電子温度、密度、また燃焼時間に依存する。Tイオンの減偏極は、100kJの場合 $1.2 \times 10^{-2}\%$ 、1000kJの場合 $1.7 \times 10^{-2}\%$ である。いずれの場合も $10^{-2}\%$ の非常に低いオーダーなので偏極核融合に影響することはない。

(iii) ペレット利得 (核融合出力エネルギー/入射エネルギー)

図3. 7にペレット利得と入射レーザーエネルギーの関係を示す。ペレット利得が100を越えないのは最大圧縮時の温度が燃料全体で高いからである(体積点火)。高い利得を得るには中心のみ温度が高いホットスパーク領域が形成されなければならない(中心点火)。

図3. 8に偏極燃料を用いた場合の利得と無偏極燃料を用いた場合の利得の比を示す。同時に最大圧縮時の平均イオン温度及び密度・半径積の比も示す。レーザーエネルギーが小さくなるほど、偏極の効果が現れている。レーザーエネルギーが大きくなれば、圧縮コアが十分なエネルギーを受けるので、偏極をするしないに関わらず燃焼が可能となる。ちなみに10kJでは、ペレット利得には3.5倍の差がある。実験で観測される中性子発

図3. 6. 減偏極, 電子温度, 密度の時間変化 (a) 100kJ (b) 1000kJ

図3. 7. ペレット利得と入射エネルギーの関係 偏極燃料を用いた場合 (○), 無偏極燃料を用いた場合 (●)

生量もペレット利得に比例しているのであるから、現実の実験設備（～10kJ）で、スピン偏極の効果の検証ができるためには、実験データの再現性をこのファクター内に抑える必要があるが、現実には困難であろう。

表3. 1に一定のペレット利得を得るのに、偏極燃料を用いた場合と無偏極燃料を用いた場合の入射エネルギーの比を示す。ある一定の利得を得るのに偏極燃料を用いれば無偏極燃料を用いる場合に比べ入射エネルギーが約1/2.3に減少した。図1. 1の等圧モデルを用いた理論的予測では入射エネルギーは1/3.4に減少するが、シミュレーションを行った結果では図1. 1

に示された様な理想的なホットスパーク領域が実現されず、またその領域も大きくなり偏極燃料の効果が小さくなった。

今までの議論は、100%スピ
ン偏極にもとづいたものである
が、90%偏極の場合は、増倍係
数 δ は

$$\delta = 1 + 0.5 \times 0.9 \times 0.9 \div 1.41$$

となる。100kJ用ペレットに対
して、 δ を変化させて爆縮シ
ミュレーションを行いペレット

利得を計算した。その結果、一定のペレット利得に対して、必要なレーザーエネルギーはほぼ $\delta^{-2.0}$ にすることが見出されている。すなわち、90%スピン偏極に対しては、約1/2となる。

4. DT/D³He ペレット

4. 1 計算モデルと諸仮定

1次元ラグランジアンコードMEDUSA-Qを用いて燃焼シミュレーションを行った。本コードはMEDUSAコードに時間依存中性子輸送なども考慮できるように改良してある。⁸⁾

爆縮終了時の計算モデルを図4. 1⁸⁾に示す。このモデルは準等圧状態になるように設定してある。密度は、液体密度の10000倍に設定している。D³He燃料の液体密度は0.16g/ccを仮定した。DT点火材のホット

図3. 8. ペレット利得 (○), 温度 (●), 密度・半径積 (ρR) (△) の増倍度と入射エネルギーの関係

表3. 1 一定のペレット利得に対する入射エネルギーの減少度

Pellet Gain	Driver Energy (kJ)		Eunpol/Epol
	unpolarized	polarized	
10	80	34	2.35
20	200	89	2.25
30	500	211	2.37
40	2176	711	3.06

スパーク領域の密度・半径積は $0.5\text{g}/\text{cm}^2$ に設定している。

D^3He 燃料のみでは核融合点火が容易でないため、DT に点火のためのいわばマッチの役目をもたせている。イオンの状態方程式は理想気体として取扱い、電子についてはフェルミ縮退を考慮した。輻射は、ここでは制動輻射のみを考えるが、それは再吸収されることなくプラズマから透過するものと仮定した。中性子及び D^3He 反応で生成される 14.7MeV 陽子の輸送を考慮し、その他の核融合生成荷電粒子については即時局所エネルギー付与を仮定した。この仮定が妥当であることは調べてある⁸⁾。偏極については、偏極燃料を用いることによってDT 及び D^3He の核融合反応断面積が1.5倍に増加するとしている。DD の核融合反応断面積については偏極燃料を用いても変化しないとしている。また後で分かるようにこの反応の寄与は小さい(表4.1参照)。

図4.1. 爆縮終了時のDT/ D^3He ペレットモデル T_i, T_e はそれぞれイオン温度、電子温度、 N_{10} は液体状態でのイオン数密度

4.2 計算結果および考察

(i) D^3He 燃料点火に必要なDT の密度・半径積 (ρR_{DT})

図4.1の計算モデルを燃焼計算の初期条件とし ρR_{DT} を変化させてシミュレーションを行いDの燃焼率の ρR_{DT} に対する依存性を調べた。正し $\rho R_{\text{D}^3\text{He}}$ は $15\text{g}/\text{cm}^2$ に固定している。結果を図4.2に示す。

D^3He 燃料の点火に必要なDT 点火材の ρR_{DT} 値(臨界 ρR_{DT})は、無偏極燃料の場合 $3\text{g}/\text{cm}^2$ 、またDの燃焼率は32%であるが、偏極されたDT および D^3He 燃料を用いると臨界 ρR_{DT} は $2\text{g}/\text{cm}^2$ に減少し、燃焼率は41%に増加する。またDT 点火材のみまたは D^3He 燃料のみを偏極した場合の臨界 ρR_{DT} は、それぞれ $2.8\text{g}/\text{cm}^2$ 、 $2.2\text{g}/\text{cm}^2$ 、燃焼率はそれぞれ35%、39%である。

D^3He 燃料の点火条件はDT 燃料に比べ非常に厳しく、偏極燃料を用いることによってそれを緩和する事ができる。従って D^3He 燃料を偏極させると臨界 ρR_{DT} は減少する。

(ii) 燃焼特性

図4.3にDT 点火領域と D^3He 燃料領域の空間平均イオン温度と密度の時間変化を示す。最初

図4.2. 重水素の燃焼率のDTの密度・半径積 (ρR_{DT}) 依存性 DT 及び D^3He を偏極した場合(○), D^3He のみを偏極した場合(▲), DT のみを偏極した場合(△), 無偏極燃料の場合(●)

図 4. 3. (a) 平均イオン温度と (b) 密度の時間変化
偏極燃料を用いた時の DT (○), D^3He (△) 領域
無偏極燃料を用いた時の DT (●), D^3He (▲) 領域

に DT 点火領域が燃焼しその燃焼波で D^3He 燃料が燃焼しているのがわかる。 D^3He 燃料が燃焼すると DT 燃料が更に燃焼し DT のイオン温度、密度が上昇する。これは D^3He 燃料がタンパーの役目を果たし再爆縮が起こっているのである。偏極燃料を用いると反応断面積が1.5倍になるので燃焼し易くなり無偏極燃料に比べ早く燃焼し始め、またイオン温度も高くなる。

D^3He 反応の大きな利点は、反応生成物が荷電粒子のみであり直接エネルギー変換できることである。図

4. 4 に核融合出力に対するプラズマ、輻射、中性子として放出されるエネルギーの割合を示す。但し、横軸には ρR 値から計算できる初期内部エネルギーをとった。 D^3He 燃料を偏極することによってプラズマとして放出されるエネルギーの割合が7~10%増加する。逆に、輻射として放出されるエネルギーの割合については、 D^3He 燃料を偏極すると7~10%減少する。これは D^3He 燃料を偏極することによって、 D^3He の温度が上

図4.4. 核融合出力に対する (a) プラズマ, (b) 輻射, (c) 中性子として放出されるエネルギーの割合と初期内部エネルギーの関係
DT 及び D^3He を偏極した場合 (○), D^3He のみを偏極した場合 (▲), DT のみを偏極した場合 (△), 無偏極燃料の場合 (●)

昇し、核融合出力の内プラズマへいく割合が増加するためである。この割合は radiation parameter $\phi_R^{(9)}$ と呼ばれているものであり、核融合出力密度を P_f 、制動放射の出力密度を P_b とし、また D^3He 反応では荷電粒子のみ生成されると考えれば

$$\phi_R \equiv 1 - (P_b/P_f) = 1 - (T_e^{0.5}/\langle\sigma v\rangle) \times (\text{定数})$$

と表わされる。ここで $\langle\sigma v\rangle$ は、 D^3He 反応に対する核融合反応率パラメーターである。図4.3に示されている温度範囲では $\langle\sigma v\rangle$ は温度の上昇に伴い急激に増大するのでこのパラメーター ϕ_R も大きくなる。このシミュレーションでは輻射輸送を考慮していないが、輻射輸送を考慮すればベレットに吸収される部分があり輻射として放出されるエネルギーの割合は更に減少し、プラズマとして放出されるエネルギーの割合は増加する。

中性子として放出されるエネルギーの割合においては、 D^3He 燃料のみを偏極した場合が一番小さく、DT 点火材のみを偏極した場合に比べ $1/2$ に減少する。これは、DT 点火材を偏極すると DT 反応で生成される高エネルギー中性子の生成数が偏極しない場合に比べ増加するからである。

(iii) 減偏極

3.2(ii)と同様に+イオンと ^3He イオンのスピン-軌道相互作用による減偏極のみを考慮する。DT 点火材および D^3He 燃料を偏極した場合の減偏極を図4.5に示す。平均電子温度、密度も図示している。これは $\rho R_{DT} = 2.5g/cm^2$ 、 $\rho R_{D^3He} = 15g/cm^2$ の場合のものである。Tイオン及び ^3He イオンの減偏極はそれぞれ0.15%、0.05%である。

入射エネルギー1000kJのDTベレットの場合(図3.6(b))と比較すると、DT点火材領域では電子温度が約3倍、密度が約5倍になっているので式(2.10)から分かるようにTイオンの減偏極は $3^{0.5} \times 5 = 9$ 倍になっている。また D^3He 燃料領域では電子温度が約2倍、密度が約4倍になっているので ^3He イオンの減偏極は $2^{0.5} \times 4 \times (11.7/15.3) = 4$ 倍になっている。しかし、この程度の減偏極は無視できるほど小さいものである。よって、DT/ D^3He ベレットにおいてもスピン偏極は存続するものと考えてよい。

(iv) 燃料利得(核融合出力エネルギー/初期内部エネルギー)

DT 点火材および D^3He 燃料を偏極させた場合の臨界 $\rho R_{DT} = 2g/cm^2$ を得たので、次に $\rho R_{DT} = 2g/cm^2$ に固定して ρR_{D^3He} の値を変化させてシミュレーションを行った。その結果を図4.6に示す。比較のため $\rho R_{D^3He} = 15g/cm^2$ で固定し、 ρR_{DT} を変化させたときの偏極及び無偏極燃料の値も示してある。(図中の○と●印のもの。

これは図4.2の結果をパラメーターを変えて表示したもの。) この

図4.5. (a)減偏極率,
(b)電子温度,
(c)密度の時間
変化 ($\rho R_{DT} =$
 $2.5g/cm^2$, ρ
 $R_{D^3He} = 15g/cm^2$)

図4. 6. 燃料利得と初期内部エネルギーの関係
 偏極燃料を用い, $\rho_{RDT}=2.0\text{g}/\text{cm}^2$ に
 固定し $\rho_{RD^3\text{He}}$ を変化させた場合 (□)
 偏極燃料を用い, $\rho_{RD^3\text{He}}=15\text{g}/\text{cm}^2$
 に固定し ρ_{RDT} を変化させた場合 (○)
 無偏極燃料を用い, $\rho_{RD^3\text{He}}=15\text{g}/\text{cm}^2$
 に固定し ρ_{RDT} を変化させた場合 (●)

パークを初期条件と仮定しているのに, 入射エネルギーの減少が $1/3.4$ より小さかったのは, ρR 値が大きいため外側の燃料がタンパーの役割を果たしているためと思われる. Rosen 等³⁾は, タンパーがある場合は, $\delta^{2.5} = 1/2.8$ に減少すると予測している.

表4. 1 燃料利得約460の時の燃料特性の比較

	unpolarized	polarized
Total ρR (g/cm^2)	18.0	13.0
Ignitor ρR (g/cm^2)	3.0	2.0
Initial Internal Energy (MJ)	1.830	0.722
Output Energy (MJ)	839	336
D-T (%)	10.6	7.8
D-D-p (%)	1.6	1.2
D-D-n (%)	1.2	0.8
D- ^3He (%)	86.7	90.2
Plasma (%)	70.3	77.7
Radiation (%)	26.0	19.1
Neutron (%)	3.7	3.3
Number of escape neutrons (10^{16} neutrons/MJ)	2.20	1.98
Burnup of Deuterium (%)	32.1	30.5
Internal TBR	3.82	2.41
Fuel Gain	458	466

図で燃料利得が約460の時の偏極及び無偏極燃料の主要なパラメーターを表4. 1に示す. 偏極燃料の場合 $\rho_{RDT} = 2\text{g}/\text{cm}^2$, $\rho_{RD^3\text{He}} = 11\text{g}/\text{cm}^2$ でその利得が得られる. 一方, 無偏極燃料の場合は $\rho_{RDT} = 3\text{g}/\text{cm}^2$, $\rho_{RD^3\text{He}} = 15\text{g}/\text{cm}^2$ が必要である. すなわち, ρ_{RDT} の値は D^3He 燃料点火により決まり, $\rho_{RD^3\text{He}}$ の値はその利得を得るために決まる. これより, 同程度の燃料利得を得るのに偏極燃料を用いると, 無偏極燃料を用いるのに比べ初期内部エネルギーが $1/2.5$ に減少することがわかる. 即ち最初にペレットに入射するエネルギーは $1/2.5$ で良いことになる. 結合効率を10%とすると入射エネルギーが18MJ から7MJ に減少する.

図4. 1に示すように, 理想的なホット・ス

また, 偏極燃料を用いることにより核融合出力エネルギーに対するプラズマの割合が増加し, 輻射の割合が減少するので, エネルギー変換の点で有利でもある.

5. 結論

DT ペレットおよびDT/ D^3He ペレットにおいて, 偏極燃料を用いると無偏極燃料を用いる場合に比べ, 入射エネル

ギーが約1/2.5で同じ利得を得ることができた。DT ペレットの場合、Rosen 等³⁾の計算に比べ偏極燃料の効果小さいのは、彼らのモデルのような理想的なホットスパーク領域が形成できなかったからである。

爆縮・燃焼中での減偏極は、一番重要であると考えられる電子-イオン衝突によるスピン-軌道相互作用のみを考慮したが、 $10^{-1} \sim 10^{-2}\%$ という非常に小さい値なので偏極核融合には影響を及ぼさないと考えられる。

DT/ D^3He ペレットにおいては D^3He 燃料のみを偏極させた方が中性子の発生量を抑えることができ両方を偏極させるより有利である。

以上の様にスピン偏極燃料を用いることの有利性が明らかである。スピン偏極は、今後の核融合開発に必須のものであろう。しかし、いずれにしても、スピン偏極の有利性を実現化するには、今後ペレットの作製方法の確立等が求められている。

尚、慣性核融合用の偏極ペレットの作製法については、静的方法即ち超低温 (mK) および超高磁場 ($\sim 15T$) を併用する方法と、動的方法即ち前者より比較的高温 (4 K) で低磁場 ($\sim 8T$) の併用により、いわゆる solid effect を利用して偏極させる方法とがある。前者の方法は現在の冷凍機の冷凍能力が超低温では充分ではないので、高い偏極率を得ることは困難である。一方、後者の方法によれば、マイクロ波の照射により電子偏極を核偏極に移行させることが可能であり、かなり偏極度の大きいペレットの製作が期待される。現在、この方法の実施について検討中である。シラキウス大学の Alexander 等¹⁰⁾は、この方法で、38%偏極した重陽子の製作に成功している。

参 考 文 献

- 1) R. M. Kulsrud, H. P. Furth, E. J. Valeo, M. Goldhaber : Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1248.
- 2) J. Meyer-Ter-Vehn : Nucl. Fusion **22** (1982) 561.
- 3) M. D. Rosen, et al. : 1983 Laser Program Annual Report, UCRL-50021-83, Lawrence Livermore National Laboratory, 3-5 to 3-9 (1984).
- 4) LMF Laboratory Microfusion Capability Study Phase I Summary, DOE/DP-0069 (1989).
- 5) Y. Pan, S. P. Hatchett : Nucl. Fusion **27** (1987) 815.
- 6) B. Goel, W. Heeringa : Nucl. Fusion **28** (1988) 355.
- 7) H. Takabe, K. Mima : ILE 8713P (1987).
- 8) T. Shiba, H. Nakashima, Y. Yoshioka, Y. Kanda : Nucl. Fusion **28** (1988) 699.
- 9) G. H. Miley : Fusion Energy Conversion (American Nuclear Society, Illinois, 1976) P. 35.
- 10) N. Alexander, et al. : Bull. Ame. Phys. Soc. **35** (1990) 925.