



小特集 キロテスラ級磁場で拓く新しいプラズマ科学

5. 慣性閉じ込め核融合への磁場応用

5. Applications of Magnetic Field to Inertial Confinement Fusion

城崎 知至

JOHZAKI Tomoyuki

広島大学大学院工学研究院

(原稿受付：2016年7月22日)

中心点火レーザー核融合ならびにZ-ピンチによる磁化ライナー慣性核融合(MagLIF)では数十テスラの印加磁場を爆縮により数〜数十キロテスラまで圧縮し、最大圧縮時において高温点火部からの熱伝導損失抑制や α 粒子閉じ込めに利用することで点火条件を緩和させる方法が提案されている。一方、高速点火レーザー核融合では、爆縮コア加熱に用いる相対論的高速電子を外部印加磁場により爆縮コアまでガイドし、加熱効率を向上させる方式が提案されている。本章では、これら慣性閉じ込め核融合に対する磁場応用について述べる。

Keywords:

inertial confinement fusion, central hot spark ignition, liner confinement fusion, fast ignition, magnetic field

5.1 はじめに

慣性閉じ込め核融合とは、爆縮により固体の数千から一万倍まで圧縮した高密度燃料プラズマが慣性により閉じ込められているごく一瞬(数十から100ピコ秒)のうちに核融合燃焼を実現し、入射ドライバーエネルギーの100倍以上のエネルギーを取り出す制御熱核融合方式である。磁場閉じ込め核融合では磁場によりプラズマを閉じ込めるのに対し、慣性閉じ込めでは、磁場は本質的には必要としない。しかし、慣性核融合ターゲットに磁場導入し、磁場による熱伝導損失の抑制と、核反応生成荷電粒子の閉じ込めによって、点火条件を緩和し、燃焼特性を向上させるというコンセプトは50年以上前から提案され、数値計算等によりその特性評価がなされてきた[1-6]。これに対して、近年、実際に磁場を印加した実験が実施され、核融合特性の向上が実証され始めている[7-27]。本章では、Plasma Conference 2014のシンポジウムでの講演内容に近年の進展も加えて、慣性閉じ込め方式における磁場の応用についていくつかの例を紹介する。

5.2 磁化中心点火レーザー核融合

中心点火レーザー核融合では、中空の球殻燃料(シェルターゲット)にMJクラスのレーザーを照射して爆縮し、固体の数千倍の高圧縮状態を作ると同時に、燃料中心部に高温低密度の点火部を形成する。この中心点火部の温度と密度半径積が点火条件を満たすと点火部からの熱伝導や輻射によるエネルギー損失をDT反応生成3.52 MeV α 粒子による自己加熱が上回り、更なる温度上昇を経て爆発的な核燃焼が実現される。レーザー光をターゲットに直接照射して爆縮する直接照射方式と、ターゲットを囲むホーラム内壁

にてレーザー光を輻射に変換し、この輻射により爆縮を行う間接照射方式の2方式がある。エネルギー変換効率の観点からは直接照射方式に利点があるが、有限本数のレーザーパルスによる照射不均一性は避けられない。一方、いったん輻射に変換する間接照射方式では、効率は犠牲にしても照射一様性に優れる点で、原理実証には適していると考えられる。この中心点火方式において磁場を導入し、核融合特性向上を図る実験並びに数値解析が進められている。

米国ロチェスター大のレーザーエネルギー研究所では、OMEGAレーザーを用いて主に直接照射方式の研究が進められている。近年、核融合ターゲットに数十テスラの初期磁場を印加し、爆縮による磁場圧縮と、その結果として核融合特性向上の実証を目的とした実験が行われている。最初に、 D_2 ガスを入れた円筒状のCHターゲットにヘルムホルツ型の2重コイルにより5テスラ以上の磁場を印加し、円筒爆縮することで磁場圧縮実証実験を行った[7,8]。図1に実験配置を示す。圧縮磁場は、 D^3He ガスを入れたシェルターゲットを別途爆縮し、そこから生成される14.7 MeV陽子によるバックライト法(プロトンバックライト法)により計測された。観測された圧縮磁場強度を図2に示す。爆縮燃料中心部で、磁場強度は平均で3〜4キロテスラ(30〜40 MG)で500倍以上の圧縮が実現された。

この実験に続いて、彼らは D_2 ガスを入れたCHシェルターゲットに一重コイルにより磁場を印加し、球状爆縮による磁場圧縮実験を実施した(図3)[11]。この時の初期磁場強度は8テスラで、プロトンバックライト法により観測された爆縮燃料中心領域の高温点火部の平均磁場強度は3キロテスラ以上であった。シミュレーションによる評価で

Hiroshima University, Higashihiroshima, HIROSHIMA 739-8527, Japan

author's e-mail: tjohzaki@hiroshima-u.ac.jp

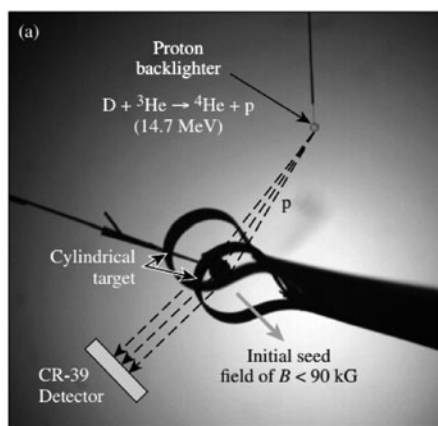


図1 円筒爆縮による磁場圧縮実験のセットアップ (参考文献[8]の Fig.3 (a)).

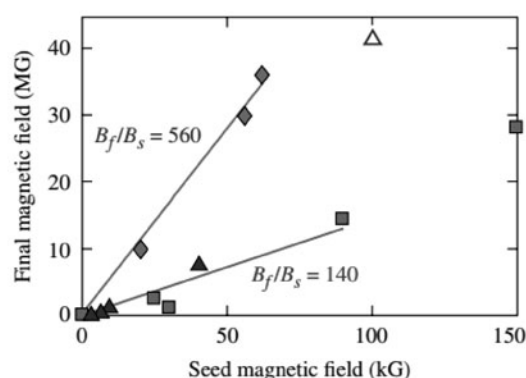


図2 初期磁場強度と圧縮磁場強度の関係 (参考文献[8]の Fig.9). 図中◇が円筒爆縮による結果[8]. 過去に行われた実験結果は■[9]ならびに▲[10]で示す.

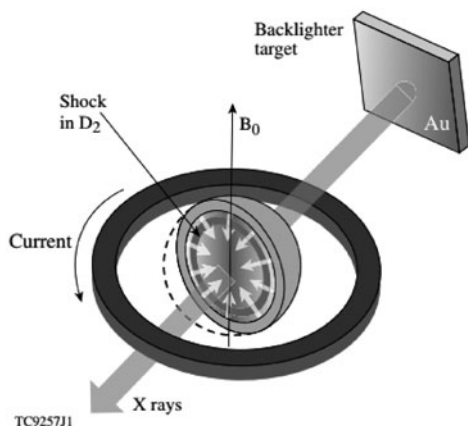


図3 球爆縮による磁場圧縮実験のセットアップ (参考文献[11]の Fig.1).

は局所的には8 kTに達していることが示された。また、電子熱伝導によるエネルギー損失が抑制された結果、磁場印加しない場合に比べて、中心高温部のイオン温度が15%、発生中性子数が30%増加したことが実験的に示され、磁場による核融合特性の向上が初めて実証された。

この結果を経て、間接照射型中心点火方式により核融合点火実証をめざしている米国国立点火施設 NIF (National Ignition Facility) においても、磁場の導入が検討されている[12]。ターゲットの概念図を図4に示す。彼らは2次元

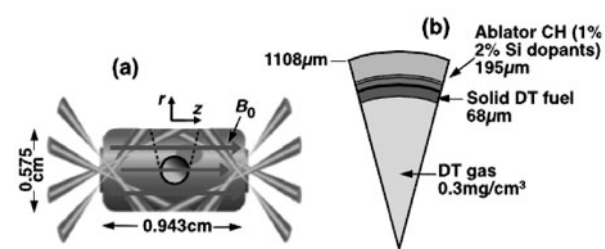


図4 間接照射型中心点火方式の NIF における磁場導入ターゲットの概念図 (参考文献[12]の Fig.1).

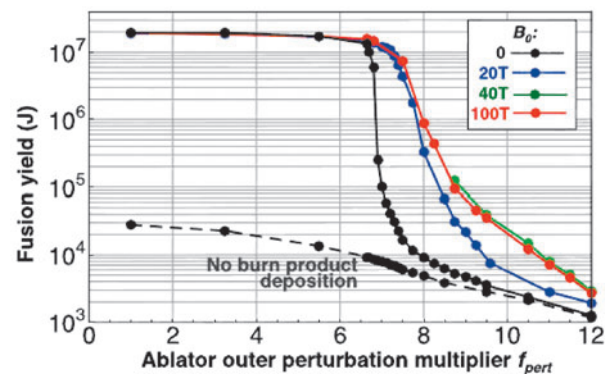


図5 ターゲット表面の標準的な擾乱振幅に対する増倍係数 f_{pert} に対する核融合出力 (参考文献[12]の Fig.2). 磁場を印加しない場合に対して、数十～100 テスラの磁場を印加した場合の方が、より大きな擾乱に対しても点火可能となっている。

シミュレーションにより NIF ターゲットに磁場を印加した場合の効果について評価した。初期印加磁場強度を0～100 テスラとし、ターゲット初期擾乱に対する磁場の効果を評価した。爆縮によりプラズマ化されたターゲット(燃料・アブレータ)に凍結して磁場は圧縮される。このため、流体不安定性により擾乱が成長すると磁力線も大きく曲げられる。100 キロテスラクラスに圧縮された磁場が大きく曲げられると、磁気張力が働き、更なる擾乱の成長を抑える効果があることが示された(図5)。先に述べた磁場に垂直方向の熱流抑制効果と α 粒子閉じ込め効果とともに、最大圧縮時の磁場配位がミラー配位(ミラー比～4)となり、磁場に平行方向についても熱電子や3.52 MeV α 粒子などの荷電粒子に対するミラー閉じ込め効果が期待されることも示された。これらの効果により、磁場印加した場合は点火に要する中心点火部の面密度 ρR や圧力が大幅に低減される可能性が指摘された。その後、さらに研究が進められ、NIF に導入するためのターゲット設計(最初は室温のDTガスを封入したシェルターゲットから始め、最終的にはクライオターゲットまで)や、磁場を印加した場合のホーラム内のダイナミクスのシミュレーションによる評価、ホーラムコイルによる磁場生成実験等が進められている[13, 14]。

5.3 MagLIF

MagLIF (Magnetized Liner Inertial Fusion; 磁化ライナー慣性核融合)[15]は、サンディア国立研究所 (SNL)

のZ-マシンを中心に研究が進められている方式で、その概念図を図6[16]に示す。MagLIFは、円筒管内に密度 $1\sim 5\text{ mg/cm}^3$ の核融合燃料ガスを閉じ込め、最初に10 T程度の縦磁場を印加して磁化させる(Magnetization)。この磁場印加は前節の中心点火の場合と同様に熱伝導損失抑制と α 粒子閉じ込め効果による点火条件緩和を期待するものである。次に、kJクラスのナノ秒レーザーを軸方向に照射して燃料を100 eV程度に先行加熱する(Laser Heating)。この先行加熱により磁場をプラズマに凍結させる。また、爆縮により点火温度まで断熱圧縮するのだが、初期温度が低いと点火温度まで加熱するのに高圧縮(高半径収縮率)が必要となる。これを緩和するためにも先行加熱を行う。最後にMJクラスのパルスパワー(数十MA, パルス長 $\sim 100\text{ ns}$)で、燃料容器であるライナーを円筒中心に向かって加速させ、このライナーにより、先行加熱された燃料プラズマとプラズマに凍結した磁場を圧縮することで、燃料を点火温度($\sim 10\text{ keV}$)まで加熱し、核燃焼を実現する方法である。先行加熱することにより半径収縮比(初期燃料半径/最大圧縮時燃料半径) $C_R = 20$ 程度で、点火温度まで加熱でき、密度は $1\sim 5\text{ g/cm}^3$ に達する。また、プラズマに凍結された磁場は円筒爆縮においては C_R の2乗に比例してその強度が増加する。初期印加磁場強度が $B_0 = 20$ テスラで、 $C_R = 20$ の場合、最大圧縮時には $B = 20 \times 20^2 = 8$ キロテスラに達する。この強度になると、バルク電子の磁場に垂直方向の運動は強く制限され、磁場に垂直方向、つまりは円筒半径方向の電子熱伝導が抑制される。また、DT反応で生成される 3.52 MeV α 粒子のジャイロ半径は $30\text{ }\mu\text{m}$ 程度となる。爆縮時の燃料半径は $100\text{ }\mu\text{m}$ 程度が想定されており、燃料半径に比べ α 粒子のジャイロ半径は小さくなり、 α 粒子の円筒半径方向の損失も無視できるようになる。このため、点火条件は円筒軸方向(z 方向)への α 粒子の損失で決まる。軸方向のサイズ Δz と密度 ρ の積が α 粒子の点火温度における飛程($\sim 0.5\text{ g/cm}^2$)より大きくなること($\rho\Delta z > 0.5\text{ g/cm}^2$)が要求される。 r 方向のサイズについては、 α 粒子のジャイロ半径より十分大きければ、生成 α 粒子の径方向への損失は無視できるようになる。結果として、径方向に対するサイズの要請は $\rho r = 0.001\sim 0.01\text{ g/cm}^2$ となり、通常の点火条件(磁場がな

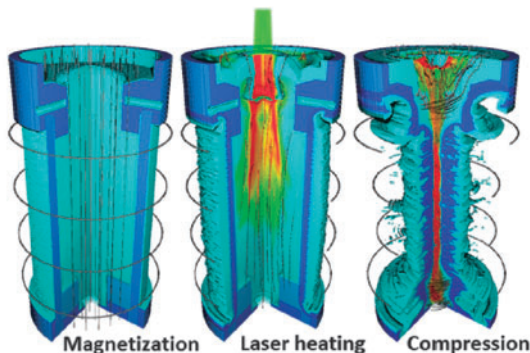


図6 MagLIFの概念図(参考文献[16]のFig.1)。まず縦磁場を印加し、燃料をkJレーザーで先行加熱し、MJクラスのパルスパワーで爆縮し、核燃焼を実現する方式である。

いときの α 粒子の飛程 $\sim 0.5\text{ g/cm}^2$ 程度)に比べて径方向のサイズを大幅に低減できる点がこの方式の特徴である。

SNLのZ-マシンにおける2014年の実験[16]では、10 Tの初期磁場を印加し、4 kJのレーザーにより先行加熱し、19 MAのパルスパワーで重水素ガスを爆縮した。実験に用いたターゲットの模式図とパルス波形等を図7に示す。この時の達成パラメータは、 $\rho = 0.3\text{ g/cm}^3$, $\rho r = 1.5\text{ mg/cm}^2$, $Br = 0.4\text{ MG}\cdot\text{cm}$, $T = 3\text{ keV}$ であった。磁場強度を概算すると $80\text{ MG} = 8\text{ kT}$ となり、点火に要する磁場強度領域に達している。この結果、熱伝導のみでなく 3.52 MeV α 粒子の径方向に対する閉じ込め効果が表れ、一次DD反応による中性子数 2×10^{12} 、二次DT反応による中性子数 5×10^{10} が観測されている(図8)。ちなみに磁場印加とレーザーによる先行加熱を行わなかった場合は、イオン温度は検出不可で、一次DD反応中性子数も 10^{10} を超えてない。これらの結果は、磁場印加とレーザーによる先行加熱が有効に働いていることを示したものである。この結果を2014年のAPSDPP会議にて初めて聞いたときは、NIFが停滞している傍らで、かなり派手な結果を出してきたものだと、感動を受けた。その後は、2015年のAPS-DPP会議報告[17]にも

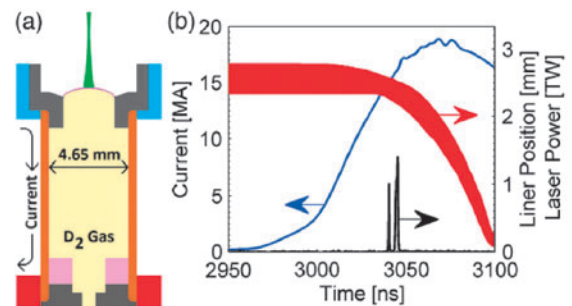


図7 (a) SNLにおける実験で用いたターゲットの模式図と(b)パルスパワーの印加電流、先行加熱レーザーパワー、ならびにシミュレーションで得られたライナーの軌跡(参考文献[16]のFig.2)。

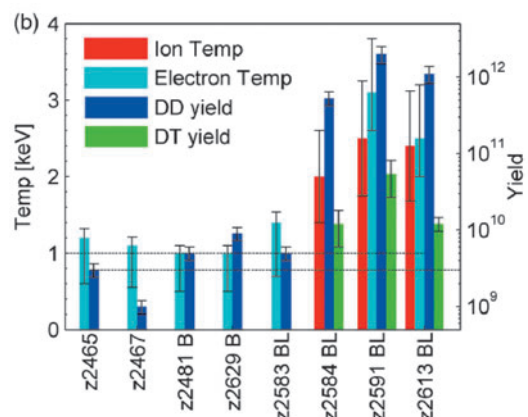


図8 SNLの実験で得られたイオン温度、電子温度、一次DD反応中性子数および二次DT反応中性子数のショット依存性(参考文献[16]のFig.3(b))。BLが付いたショットは磁場印加とレーザー先行加熱を行ったショット、Bのみが付いたショットは磁場印加のみ、BLと付いていないショットは磁場印加・レーザー先行加熱の両方を行っていないショット。

書いたように、ロチェスター大の OMEGA EP システムとその計測システムを用いた先行加熱実験や、レーザーによる円筒爆縮を用いた磁場圧縮実験が行われ、より精度を上げた実験による物理現象の理解・最適化が進められている。先に述べた NIF による間接照射中心点火方式や、ロチェスター大における直接照射方式とともに、MagLIF についても2020年に米国内の慣性核融合研究に関するレビューが行われるとのことで、今後の進展が注視されるところである。

5.4 磁化高速点火レーザー核融合

高速点火レーザー核融合は、予め爆縮により高密度に圧縮した核融合燃料に、相対論的高強度短パルスレーザーを照射し、数十 ps の極短時間に燃料端を点火温度まで加熱し、核融合燃焼を実現する方式である。中心点火方式と異なり、爆縮による高温点火部を形成する必要がないため、爆縮に対する球対称性の要請が緩和される。また、燃料中心の高温点火部を必要としないため、圧縮燃料の体積が小さくなり、比較的コンパクトで高効率な核融合が実現可能という点から日本を中心に研究が進められている。

高速点火レーザー核融合では外部加熱を行うため、爆縮によって燃料中心に高温点火部を形成する必要はない。このため、原理実証実験 FIREX-I[18]では、シェルターゲットの代わりに、より流体力学的に安定な中実燃料球を用いることで、高密度コアの安定した形成が可能となった[19, 20]。一方、コア加熱過程において、レーザー生成相対論電子ビーム (REB) による高効率コア加熱の実証が最大の課題となっている。これまでの統合シミュレーションや実験解析から得られた加熱効率は1%に満たない。この要因は、(1)生成される高速電子のエネルギーが高すぎ、その飛程がコアサイズに比べて大きいため、エネルギー付与率が低いことと、(2)REB の発散角が大きく (半角で40度程度)、伝播に伴いビーム径が大きくなるため、一部の電子しかコアに当たらないことにある。

レーザー導波路確保用金コーン内に、加熱レーザーの主パルスが到達する前に低密度プラズマが生成され、この低密度プラズマと高強度レーザーとの相互作用で、エネルギーの高い電子が生成することがシミュレーションにより示された[21]。この低密度プラズマは、加熱レーザー主パルス前に存在する低強度プレパルスにより生成されることがわかり、プレパルス強度をさらに下げて、コントラスト比を高めることで、プラズマ生成を抑制し、電子の低エネルギー化に成功した[19]。

一方、発散角については、縦磁場を印加することで電子を磁力線に捕捉し、REB をコアまでガイドする方法が提案された[22]。相対論電磁粒子シミュレーション (PIC シミュレーション) により、ガイディングに要する磁場強度が評価され、FIREX-I に用いる加熱レーザーの強度領域 ($\sim 10^{19} \text{W/cm}^2$) では、数キロテスラの磁場が必要であることが示された[23]。このような高強度磁場の生成がキャパシターコイルターゲットとキロジュールクラスのハイパワーレーザーによって実験的に実証された[24]。このキャ

パシターコイルにより生成した磁場による REB ガイディング実験がフランスにて行われた[25]。キャパシターコイルで生成した磁場を平板ターゲットに印加し、そこに高強度レーザーを照射して REB を生成し、ターゲット裏面からのコヒーレント遷移放射光 (CTR 光) を計測した。この発光は裏面に到達した REB によるもので、発光スポットサイズが REB のサイズと相関する。CTR 光の計測結果から、磁場印加した場合の方が発光のスポットサイズが小さく、発光強度も強くなっており、磁場による REB ガイディングが実証された。

平板実験では REB ガイドは実証されたものの、実際に高速点火レーザー核融合にキロテスラクラスの磁場を導入する場合、磁場が爆縮に及ぼす影響、爆縮を通じて形成される磁場配位、並びにその磁場配位での REB 輸送過程が重要となる。これらの影響を評価するために統合シミュレーションが行われた[26]。金コーン付 CD 中実球ターゲットに強磁場を印加した爆縮シミュレーション (2次元球座標系) で得られた爆縮コアの密度プロファイルと磁場構造を図9に示す。磁力線垂直方向の電子熱伝導が抑制されるため、アブレーション圧に非球対称性が生じ、磁力線垂直方向での圧力が高くなることが示された。この結果、磁場を印加しない場合に比べて、爆縮が早くなり、また燃料コアは磁場を印加しない場合に比べ、細長い形状となることが分かった[27]。この中実球爆縮では、磁気レイノルズ数が ~ 1 と小さく[19]、磁場の拡散が大きい。このため爆縮に伴う磁場の圧縮率は小さく、コーン内の磁場強度 (プラズマが動かないので初期磁場強度を維持) と燃料中心部 (爆縮により磁場は圧縮されている) での磁場強度の比は ~ 3

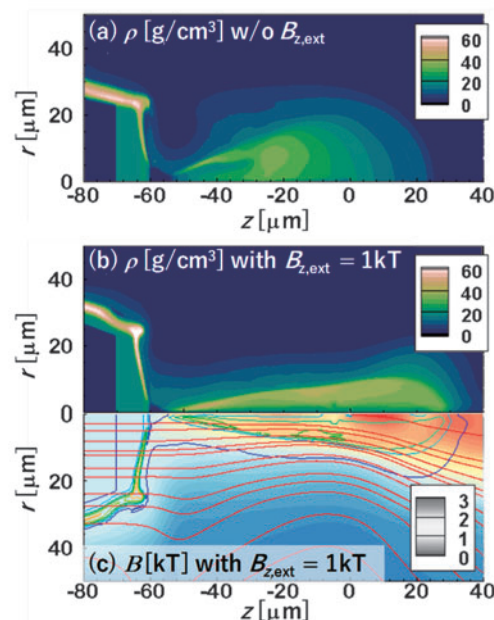


図9 コーン付 CD 中実球ターゲットに対する爆縮シミュレーション結果。(a), (b)は最大圧縮時の密度 $[\text{g/cm}^3]$ プロファイルで、(a)は外部磁場なしの場合で(b)は1キロテスラの平行磁場 z 方向に一樣に印加した場合の結果。(c)は(b)の条件での磁場強度[キロテスラ]をカラーで、磁力線を曲線で示している。

と小さく、磁力線構造は滑らかなものとなり、REB ガイディングに適した磁場配位が形成されることがわかった。

更に、爆縮計算より得られた高密度燃料コアと磁場プロファイルを用いた加熱計算では、磁場印加により REB が磁力線にトラップされ、燃料コアまでガイドされることが示された。この計算でも磁場によるガイディング効果を顕著にするためには、キロテスラクラスの磁場を印加する必要があることが示された。図10には REB による爆縮コア加熱エネルギーの印加磁場強度依存性を示す。1~2 キロテスラの初期磁場を印加することで、加熱効率が2倍程度向上すること示された。

以上の結果を踏まえ、FIREX-I において、加熱レーザーの高コントラスト化による REB の低エネルギー化と併せて、外部磁場を印加することで、コーン付中実燃料を用いた高効率な爆縮コア加熱の実証実験が2016年度に予定されている。また、中心点火や MagLIF の場合と同様に、高速点火においても印加磁場による点火・燃焼期における熱伝導損失の低減や α 粒子閉じ込め効果が期待される。今後、磁場による REB ガイドだけでなく、点火・燃焼の核融合特性への効果の評価が必要であろう。

5.5 本章のまとめ

本章では慣性閉じ込め核融合に対する強磁場の応用例をいくつか紹介した。磁場を導入することで核融合特性を向上させるアイデアは古くからあるが、それらが実験にて実証され始めている。これらの成果が慣性核融合による自己点火実証につながることを期待する。一方で、磁場閉じ込め核融合では、磁場とプラズマの相互作用が長年研究されてきたのに対し、慣性閉じ込めで本格的に取り組み始めたのはこの10年くらいではなかろうか。磁場閉じ込め核融合での知見も用いつつ、更なる進展を期待したい。ただし、慣性核融合炉は基本、パルス運転であり、将来的な核融合炉において、ショットごとに磁場を印加することは現実的でないようにも思われる。原理実証において磁場の助力を受けるのはよいとしても、将来的炉設計においては、磁場なしでも点火・燃焼が実現できる炉心設計が必須であると考える。

参考文献

- [1] J.N. Olsen *et al.*, J. Appl. Phys. **50**, 3224 (1979).
- [2] I.R. Lindemuth and M.M. Widner, Phys. Fluids **24**, 746 (1981).
- [3] M.A. Sweeney and A. Farnsworth, Nucl. Fusion **21**, 41 (1981).
- [4] I.R. Lindemuth and R.C. Kirkpatrick, Nucl. Fusion **23**, 263 (1983).
- [5] R.D. Jones and W.C. Mead, Nucl. Fusion **26**, 127 (1986).
- [6] R.C. Kirkpatrick *et al.*, Fusion Technol. **27**, 201 (1995).

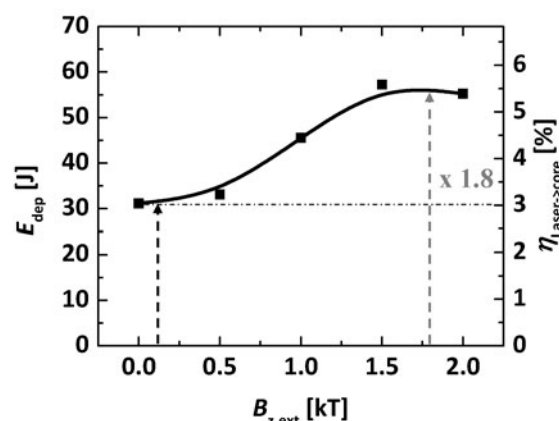


図10 REB によるコア加熱エネルギーの印加した外部磁場強度 $B_{z,ext}$ 依存性 (参考文献[26]の Fig.7) . 右軸にはレーザーから REB へのエネルギー変換効率31% (実験による実測値) を用いてレーザーから爆縮コアへのエネルギー変換効率に換算した値を示す。キロテスラクラスの磁場を印加することで、加熱効率が1.8倍向上することが統合シミュレーションにより示された。

- [7] O.V. Gotchev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 215004 (2009).
- [8] J.P. Knauer, *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 056318 (2010).
- [9] D. Sakharov, Sov. Phys. Usp. **9**, 294 (1966).
- [10] F.S. Felber *et al.*, Phys. Fluids **31**, 2053 (1988).
- [11] P.Y. Chang, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 035006 (2011).
- [12] L.J. Perkins *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 072708 (2013).
- [13] D.J. Strozzi *et al.*, LLNL-CONF-672979, LLNL, (2015). (2015 Anomalous Absorption Conf., Ventura Beach, CA, USA, June 2015 における発表資料)
- [14] D.J. Strozzi *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 475810603 (2015).
- [15] S.A. Slutz *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 056303 (2010).
- [16] M.R. Gomez *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 155003 (2014).
- [17] 長谷川 裕記 他: プラズマ・核融合学会誌 **92**, 240 (2016).
- [18] H. Azechi and FIREX project, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, B267 (2006).
- [19] S. Fujioka *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 056308 (2016).
- [20] H. Sawada, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **108**, 254101 (2016).
- [21] T. Johzaki *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073022 (2011).
- [22] D.J. Strozzi *et al.*, Phys. Plasmas **19**, 072711 (2012).
- [23] T. Johzaki *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **688**, 012041 (2016).
- [24] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170 (2013).
- [25] M. Bailly-Grandvaux, "Collimation of Relativistic Electron Beams in Dense Matter by Externally Imposed Magnetic Field" Invited talk at 14th international Workshop on Fast Ignition and High Field Physics with High Power Laser, May 17-20, 2016, PACIFICO Yokohama, Japan, submitted to Nature Commun.
- [26] T. Johzaki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 014045 (2016).
- [27] H. Nagatomo *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **717**, 012041 (2016).