



解説

定在ホイッスラー波による高速イオン加熱と核融合科学への応用

Ultrafast Heating of Ions by Standing Whistler Waves and its Application to Fusion Science

佐野 孝好

SANO Takayoshi

大阪大学 レーザー科学研究所

(原稿受付：2021年5月14日)

我々はホイッスラー波を活用することで臨界密度を超える高密度プラズマ中でイオンを直接加熱する機構を提案している。このエネルギー変換は、定在ホイッスラー波中で増幅されたイオン音波がレーザー周期程度の極短時間で崩壊することに起因する。定在波中のイオンは、時間的に一定な静電場によって効率的に加速され、ポンドロモティブポテンシャルに匹敵するエネルギーを電磁波から獲得する。最終的なイオン温度はプラズマ密度や外部磁場強度、ホイッスラー波の振幅を用いて見積もられ、100 keVを超える温度にも達することが予測される。本解説では、このイオン加熱機構がレーザー駆動慣性核融合の新たな点火方式の選択肢になりうるかについて、プラズマ粒子シミュレーションを用いて検討した結果を紹介する。

Keywords:

inertial confinement fusion, laser-plasma interaction, whistler wave, ion heating, particle-in-cell simulation

1. はじめに

慣性核融合研究の究極的な目標は、高密度のイオンを如何に効率的に加熱し核融合反応を起こすかである。つまりレーザー駆動慣性核融合では、注入するレーザーエネルギーを、燃料物質であるイオンの熱エネルギーに効率的に変換できなければならない。しかし、通常はレーザー・プラズマ相互作用の最初の段階で、電磁波のエネルギーのほとんどが電子に輸送されてしまうという根本的な課題がある。その場合、電子からイオンへのエネルギー変換は衝突過程を通じてゆっくりと進行し、一般にその効率も非常に悪い。したがって、もし電磁波からイオンに直接エネルギー変換できる物理機構が見つければ、この課題を解決する重要なブレイクスルーになりうる。そして、例えば高速点火方式と呼ばれる圧縮と加熱を分業で行うレーザー核融合方式において、従来方式とは全く異なる新しい加熱デバイスを提供できるかもしれない。

そこで我々は、レーザーからイオンへの直接的かつ効率的なエネルギー変換機構を探索することを目的として研究を進めている。その中で発見した興味深い加熱機構が、定在ホイッスラー波の崩壊現象である。通常、プラズマ中を伝播するレーザー光には臨界密度が存在し、固体密度を超えるような高密度プラズマ中を伝播することはできない。しかし、非常に強い磁場が存在すると、この状況は一変する。もし、電子サイクロトロン振動数がレーザー光の振動数よりも大きくなると、磁力線に沿って進行する低振動数のホイッスラー波が、プラズマ中を伝播できるようにな

る。その場合、臨界密度という制限は存在せず、ホイッスラー波はどのような密度のプラズマに対しても侵入できる。そうすると、電磁波であるホイッスラー波と高密度プラズマが直接相互作用できることになり、従来考えられていなかった新しい物理機構によって、効率的なエネルギー変換や粒子加速現象が期待される[1-3]。また、この特性を利用することで、直線偏光のレーザー光を円偏光に変換するプラズマデバイスを設計することも可能である[4]。面白いことに、この機構が起こるための実効的なプラズマ条件は、高強度レーザープラズマや磁場閉じ込め核融合プラズマ、さらには惑星間プラズマと共通しているため、このプラズマ加熱機構は幅広い分野の応用研究に展開できる。

2. ホイッスラー波の伝播特性

高強度ガラスレーザーなどの波長1ミクロン程度のレーザー光の場合、ホイッスラー波が伝播するための臨界磁場強度は、およそ10キロテスラ（1テスラは1万ガウス）に相当する。すなわち、この10キロテスラがレーザー・プラズマ相互作用に質的な違いをもたらす必要条件となる。近年、大阪大学の激光XII号レーザーなど世界中の大型レーザー実験によって、1キロテスラ程度の強磁場の生成が数多く確認されている[5]。さらに、その1000倍である1メガテスラの発生も、数値シミュレーションによって既に予言されており、その実証実験が計画されている[6]。つまり、10キロテスラを超える極限磁場の実験室利用が目前に迫っており、「高強度レーザーと超臨界高密度プラズマの

直接相互作用」の現実味が急速に高まっている。

電磁波の振動数 ω_0 が与えられたとすると、臨界密度 $n_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ や臨界磁場強度 $B_c = m_e \omega_0 / e$ が計算できる。臨界磁場強度の大きさは、電磁波の振動数に比例するため、レーザー波長には反比例することになる。つまり、波長10ミクロンのレーザーに対してはホイッスラー波伝播に要求される磁場強度は1キロテスラに緩和される。したがって、レーザーを用いた原理実証実験には炭酸ガスレーザーの使用が魅力的かもしれない。また、無衝突近似が成り立つ範囲では、さらに波長の長い電磁波を考えることで、磁場核融合プラズマやさらには惑星磁気圏プラズマ、太陽風プラズマでも全く等価な現象が期待できる。

我々はプラズマ粒子コード (Particle-In-Cell; PIC) を用いた第一原理シミュレーションによって、高密度プラズマ中の大振幅ホイッスラー波の伝播過程を理論的に明らかにしてきた[1-4, 7]。解析手法の特色としては、できるだけ簡潔な系を用いて現象の本質を抽出することで、複雑なプラズマ基礎過程を一つ一つ丁寧に理解していくことを目的としている。そして、高密度プラズマと電磁波との直接相互作用について広いパラメータ空間を網羅的に調べ上げることで、効率的なエネルギー吸収過程や粒子加速機構の最適化を達成させたいと考えている。

このイオン加熱現象は空間一次元・速度三次元を考慮することで扱うことができる。真空中に一樣密度の高密度プラズマターゲットを初期にセットし、そこに円偏光レーザーを照射する系を考える。レーザー光の伝播方向に臨界磁場強度を超える外部磁場を印加しておく、照射されたレーザー光はホイッスラー波としてプラズマ中にもそのまま侵入できる。さらに定在波を発生させるために、レーザーはターゲットの両側から対向で照射する。ちなみに、直線偏光のレーザーを照射しても、その一部はホイッスラー波としてプラズマ中を伝播することが可能であるが、我々の解析では磁場の向きに対して右回り円偏光のレーザー光を最初から仮定して計算している。その時の電磁場の時間発展の様子を、図1に示す。ガウス波形のレーザー電場 (E_\perp) が高密度プラズマに侵入し、中心部 ($x=0$) 付近で定在波を形成するまでの一連の様子が見て取れる。このシンプルな系を特徴付ける無次元パラメータは、それぞれの臨界値で規格化されたプラズマ密度 $\tilde{n}_0 = n_0/n_c$ 、外部磁場強度 $\tilde{B}_{\text{ext}} = B_{\text{ext}}/B_c$ 、及びレーザー振幅 $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0)$ の3つのみになる。定在波が発生しているターゲット中央部で、縦方向 (レーザー進行方向) の静電場が突如発生しているが、これがイオンを加速する力として働くことになる。イオンへのエネルギー輸送の機構については、次の章で詳しく説明する。

3. ホイッスラー波による電子・イオン加熱

ホイッスラー波は右回り円偏光電磁波であり、電子とサイクロトロン共鳴を起こすことが知られている。電子はこの共鳴によって、効率的に電磁波のエネルギーを受け取ることができる。レーザー強度が高い場合には、レーザー電場によって電子は相対論的速度にまで容易に加速されるた

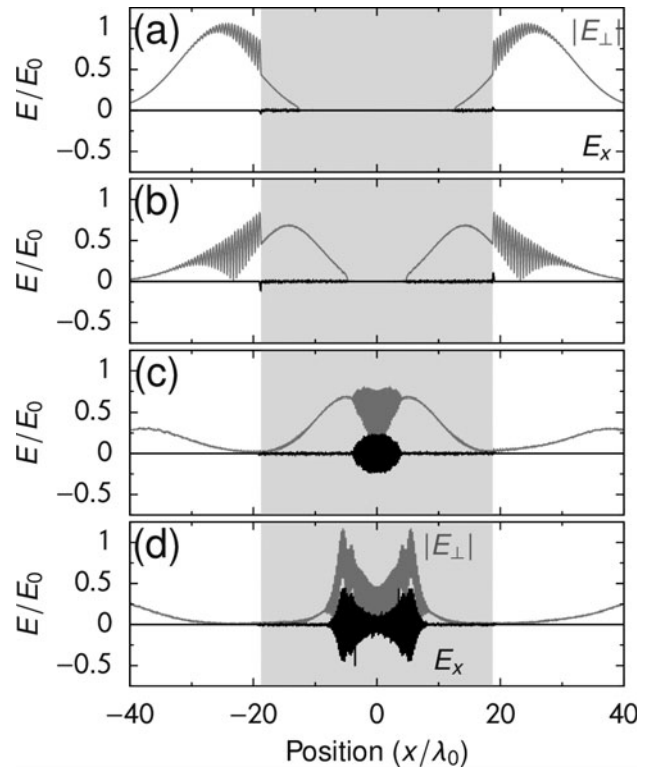


図1 対向ホイッスラー波と高密度プラズマターゲットとの相互作用の時間発展のPICシミュレーション例。(a)から(d)に時間発展をしている。真空中に置かれたターゲットの両側から高強度レーザーを照射すると、その一部がホイッスラー波としてプラズマ中に侵入する(a, b)。ここで、 $|E_\perp| = (E_y^2 + E_z^2)^{1/2}$ は電場の横波成分。プラズマ中心部で定在波が形成されると、縦電場 (E_x) が発生しプラズマ中のイオンの運動に大きな影響を与えることになる(c, d) (参考文献[2]図1を改変)。

め、サイクロトロン共鳴にも相対論効果を考慮する必要がある。実際、相対論効果で電子質量が実効的に重くなることで、磁場強度に関する共鳴条件範囲が拡大し、電子が加速されやすくなる[1]。つまり、電子は大振幅ホイッスラー波の恩恵を受けて、直接的かつ効率的に電磁波のエネルギーを吸収できる。

その一方で、ホイッスラー波とイオンの直接相互作用に着目した研究は、過去に遡ってもほとんど見当たらなかった。核融合研究では、最終的にイオンを高温に加熱する必要がある。したがって、ホイッスラー波との直接相互作用の恩恵を、電子を媒介することなくイオンのみが直接享受できる状況が理想的である。この課題を解決する鍵となる物理機構として、我々は、ホイッスラー波の定在波が持つ興味深い性質に着目している[2, 3]。ここで、我々の注目する定在ホイッスラー波からイオンへの直接的なエネルギー変換過程を簡単に説明しておく。

もし外部磁場が臨界磁場よりも弱い場合には、そもそもレーザーが高密度プラズマに侵入できない。また、臨界磁場程度の強度になると、サイクロトロン共鳴によって電磁波のエネルギーは電子に吸収されてしまう。そこで、電子による共鳴吸収を避けてイオンへの効率的なエネルギー変換を実現するためには、臨界磁場よりも十分に高い強度の外部磁場を考慮することが不可欠となる。ホイッスラー波

が外部磁場に沿って高密度プラズマ中を伝播する際、ホイッスラー波の電場は外部磁場に対して垂直成分のみを持つ。また、ホイッスラー波の電場強度に応じた速度で、電子も磁力線の周りを旋回運動している。しかし、磁力線に沿った方向には、電子が電磁場から力を受けない。一方、対向照射されたホイッスラー波が重なることで定在波が発生すると、磁力線方向の $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 項によるローレンツ力が有限な値をもつことになる。この力は、ホイッスラー波のちょうど半分の波長で周期的な構造をもち、時間的に定常であるという特徴をもつ。これが最も重要なポイントである。いま超臨界密度プラズマを考えているので、電子プラズマ振動数は電磁波の振動数よりも十分に大きい。さらに、元々のプラズマの温度が低いと仮定すると、定在波が発生した瞬間に、電子は周期的な密度粗密を形成する。そして、磁力線方向の縦電場を発生させて、力の釣り合いを取るようになる (図 2 (a), 図 3 (a))。

次に、この時のイオンの運動を考えてみる (図 3 (b))。速度の遅いイオンにとっては $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 項による力は無視できるため、イオンは磁力線方向の正弦関数的な縦電場による力のみを感じて加速される。これによって、イオンの密度分布はこの縦電場を打ち消す方向に変化するが、すぐにまた電子が移動することで、縦電場の値は一定に保たれる (図 3 (c))。したがって、このプロセスには正のフィードバックが働くことになり、イオンの加速は定在波が存在する限り定常的に続くことになる (図 2 (b), 図 3 (d))。ホイッスラー波の振幅が相対論的な強度に近づいてくると、この加速電場は TV/m に達し、電磁波の振動周期の数倍程度の時間で、イオン波の速度振幅は光速の 1% 程度まで一気に加速される。加速されたイオンの運動エネルギーがプラズマ不安定などによってすべて熱化すれば、その温度は 100 keV にも達する。すなわち、この「定在ホイッスラー波によるイオン疎密波の励起」と「プラズマ不安定による大振幅イオン波の散逸」がレーザー周期程度の十分に短い時間で実現することで、高密度の核融合プラズマが形成されるのである。

ここで到達できるイオン温度について定量的に見積もってみる。定在ホイッスラー波による $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 項から、ポンドロモーティブポテンシャルは

$$\frac{\phi}{m_e c^2} \sim \frac{a_w^+ a_w^-}{\bar{B}_{\text{ext}} - 1} \quad (1)$$

で与えられる。ここで a_w^\pm は対向ホイッスラー波の振幅である。磁場強度が $\bar{B}_{\text{ext}} \sim 10$ 程度の場合、もし相対論的な強度のホイッスラー波をプラズマ中に伝播させられれば、このポテンシャルエネルギーは 50 keV 以上に相当する。

イオン温度予測について、もう少し詳しく述べておく。波数 k_w と振動数 ω_0 の対向ホイッスラー波の固有関数は以下のように与えられる。

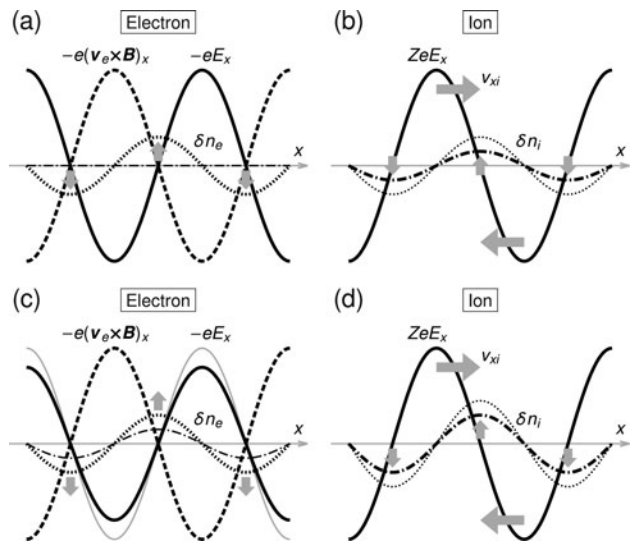


図 3 定在ホイッスラー波によるイオンの加速機構を模式的に示している。(a)まず、電子密度の疎密ができることで定常的な縦電場 E_x が発生し、(b)その電場でイオンが加速され、イオンの疎密波が励起される。(c)この縦電場は正のフィードバック機構によって維持されるため、イオン波の速度振幅は時間に比例して増大し続ける (参考文献[3] 図 1 を改変)。

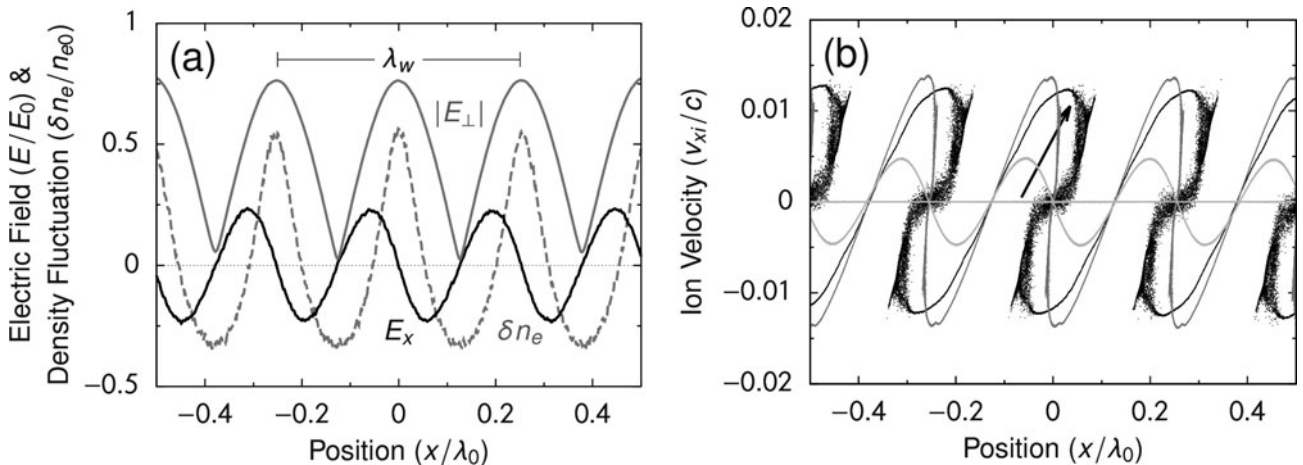


図 2 (a) ターゲット中央部におけるホイッスラー波長スケールでの電場と電子密度分布。図 1 (c) と同じ時刻でのスナップショット。定在波中で正弦波的な縦電場の構造がはっきりと見て取れる。(b) 同じ場所における x 方向のイオン速度の時間発展。矢印は時間進化の向きを示している。イオン音波的な速度構造の振幅が時間と共に増幅し、最終的には波の急峻化が起こっている。ホイッスラー波長の半分程度小さな領域で、イオンが光速の 1% にまで加速されている (参考文献[2] 図 3 を改変)。

$$E_w^\pm = E_w^\pm \exp[i(\pm k_w x - \omega_0 t)](\hat{y} + i\hat{z}) \quad (2)$$

$$B_w^\pm = \mp B_w^\pm \exp[i(\pm k_w x - \omega_0 t)](i\hat{y} - \hat{z}) \quad (3)$$

$$v_w^\pm = v_w^\pm \exp[i(\pm k_w x - \omega_0 t)](i\hat{y} - \hat{z}) \quad (4)$$

ここで、磁場と電子速度の振幅はそれぞれ $B_w^\pm = (k_w/\omega_0)E_w^\pm$ と

$$v_w^\pm = \frac{1}{\bar{B}_{\text{ext}} - 1} \frac{e}{m_e \omega_0} E_w^\pm. \quad (5)$$

と書ける。真空中の円偏光レーザーが高密度プラズマに侵入した場合を考えると、プラズマ中でのホイッスラー波の波数は $k_w = Nk_0$ となり、プラズマ中の電磁波の波長は短くなる。ここで、

$$N = \left(1 + \frac{\tilde{n}_0}{\bar{B}_{\text{ext}} - 1}\right)^{1/2} \quad (6)$$

は屈折率である。ホイッスラー波の振幅も、真空中での電磁波の振幅 a_0 を用いて $a_w^\pm = 2a_0/(N+1)$ と記述できる。定在波中での電子の運動方程式としては、 $E_x + (v_e \times B)_x \approx 0$ という力の釣り合いが成り立つので、結果として発生する縦電場を式(2)-(6)を使って求めることができる。

$$E_x \approx - \left[\frac{8Na_0^2}{(N+1)^2(\bar{B}_{\text{ext}} - 1)} \frac{m_e c \omega_0}{e} \right] \sin(2Nk_0 x) \quad (7)$$

この電場は同じ周波数の対向波の場合に限り、時間に依存しないという特徴を持つ。この時間的に一定な静電場によって加速される電荷数 Z のイオン速度は、初期速度が無視できれば、

$$v_{xi} \approx \frac{ZeE_x}{m_i}(t - t_s), \quad (8)$$

と近似できる。すなわち、イオン波の速度振幅は時間に比例して増加することになる。この加速は、最終的に波の急峻化によって飽和すると考えると、その飽和時刻と最大速度はそれぞれ次のように見積もることができる。

$$\omega_0 \tau_{\text{sat}} \sim \left[\frac{\pi}{16} \frac{(N+1)^2 (\bar{B}_{\text{ext}} - 1)}{N^2 a_0^2} \frac{m_i}{Zm_e} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

$$\frac{v_{xi, \text{max}}}{c} \sim \left[\frac{4\pi a_0^2}{(N+1)^2 (\bar{B}_{\text{ext}} - 1)} \frac{Zm_e}{m_i} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

この時にイオンが持っている運動エネルギーがすべて熱化すると仮定すると、最終的なイオン温度の予測は以下の式で表される。

$$\frac{k_B T_i}{m_e c^2} \sim \frac{2\pi}{3} \frac{a_0^2 Z}{(N+1)^2 (\bar{B}_{\text{ext}} - 1)} \quad (11)$$

したがって、イオン温度はプラズマ密度 \tilde{n}_0 、外部磁場強度 \bar{B}_{ext} 、照射するレーザーの振幅 a_0 の関数として決まる。この式から、高密度の極限では、到達できるイオン温度がレーザー強度に比例し、プラズマ密度に反比例することがわかる。図4は密度と磁場強度をパラメータとした時の加

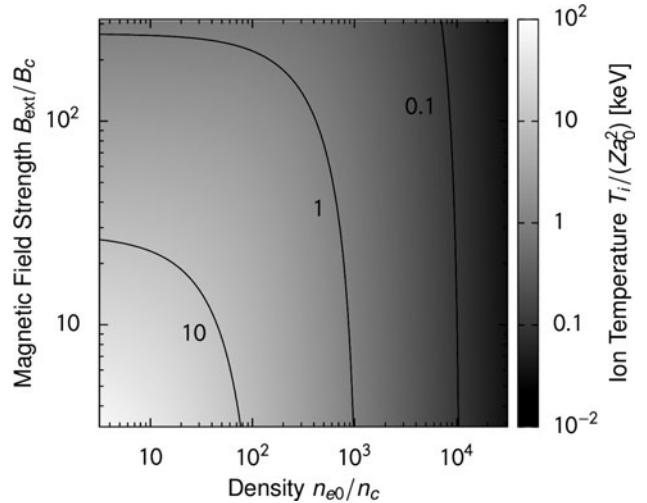


図4 定在ホイッスラー波加熱によって達成できるイオン温度のパラメータ依存性。最終的な温度は、3つの無次元パラメータ ($\tilde{n}_0 = n_0/n_c$, $\bar{B}_{\text{ext}} = B_{\text{ext}}/B_c$, a_0) で予測可能である。プラズマ密度と外部磁場強度が与えられた時の最大イオン温度をグレイスケールで示しているが、温度はレーザー強度で規格化した値で示していることに注意して欲しい(参考文献[3]図9を改変)。

熱されたイオン温度を示している。相対論的レーザー強度 ($a_0 > 1$) になると、イオンは 100 keV を超えるような核融合プラズマ温度にまで達することがわかる。この見積もりはPICシミュレーションの結果とも非常に良い一致を示している[2]。しかし実際には、ホイッスラー波の伝播が定在波を形成するよりも前に、誘導プリルアン散乱や衝突の効果によって妨げられることも考えられるため[3,7]、次の章では具体的な核融合プラズマのパラメータを用いて到達イオン温度を検証してみる。

4. 慣性核融合プラズマへの応用と加熱効率

定在ホイッスラー波加熱のレーザー核融合への応用を考えてみる。近年、レーザー核融合の点火デザインの中に外部磁場によるプラズマ制御の効果を取り入れる例は多く[8,9]、新しい研究展開の鍵となっている。例えば、磁場による界面流体不安定や熱伝導の抑制が検討されているが、我々の方法は、これらとは全く別の視点からの磁場の活用と言える。

ホイッスラー波を活用することで、磁場閉じ込めとレーザー加熱を複合した、新しい「磁場閉じ込めレーザー核融合」という新展開が期待できるかもしれない。密度を固体密度以上に上げるためにレーザー爆縮をすることで、同時に外部印加磁場も増幅させることもできる。この時、磁気圧はガス圧よりも高くなっているため、磁場閉じ込めプラズマの状態に近い。その場面で、定在ホイッスラー波加熱を起こすことができれば、全く新しいデザインの核融合点火方式となりうる。また、この加熱機構では 100 keV を超える温度も実現可能なため、ターゲットとして水素・ホウ素反応を期待したアンモニアボラン(化学式は H_6BN) を使うことも面白いだろう。このような多種イオンを含むターゲットで定在ホイッスラー波加熱がどのように進行するのか、エネルギー利得が1を超える実験デザインは果た

して可能か、などの疑問について整理してみたい。

核融合応用を考える際には、エネルギー利得が最も重要な指標となる。高利得のためにはプラズマの密度をできるだけ高くする必要がある。定在ホイッスラー加熱で達成されるイオン温度は図4に示されている。この図からは、もしレーザー強度が高ければ、たとえプラズマ密度が固体水素密度よりも高くても10 keVを超えるような核融合プラズマが形成されることが示唆されている。そこで、別のレーザーによって爆縮された状態の重水素-三重水素(DT)プラズマをターゲットとして考えてみる。我々の考える系では一様な強磁場が不可欠な要素のため、磁場に直交する方向への円柱形状の爆縮と相性がいいだろう。例えば、30倍の圧縮を想定して $\bar{n}_0 = 1500$ ($n_0 = 1.67 \times 10^{30} \text{ m}^{-3}$) を仮定してみる。図5(a)は爆縮DTターゲットに、ホイッスラー波を対向で照射した時の一次元PICシミュレーションの結果である。この場合、イオン温度40 keVにするために必要なレーザー強度は $a_0 = 20$ ($I_0 = 1.09 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$) 程度となった。また、高いエネルギー変換効率の実現のためには、屈折率 N はできるだけ1に近い必要があるため、外部磁場としては $\bar{B}_{\text{ext}} = 200$ ($B_{\text{ext}} = 2.14 \text{ メガテスラ}$) を仮定している。加熱領域はホイッスラー波のパルス長 τ_0 で決まるが、ここではレーザー周期の200倍 ($\bar{\tau}_0 = 200$, すなわち $\tau_0 = 106 \text{ fs}$) としている。この場合のイオン温度の理論予測値は約140 keVである。このシミュレーションでは、爆縮されたDTコアプラズマのイオン温度を40 keVまで加熱することに成功している。

この時のエネルギー利得を概算してみると、

$$G \approx 2.5 \left(\frac{\bar{n}_0}{1500} \right)^2 \left(\frac{a_0}{20} \right)^{-2} \left(\frac{\bar{\tau}_0}{200} \right) \left(\frac{F}{10} \right). \quad (12)$$

となる。定在ホイッスラー波加熱は高密度コアプラズマの中心部でのみ起こすことができるため、膨張速度が抑制され核融合反応をより長い時間持続させることができる[3]。ここでは、その効果を幾何学的効果 F として考慮している。もちろん $G \sim 1$ は、まだ発電炉としては不十分で

ある。高密度の極限で、エネルギー利得は $\bar{n}_0 \bar{\tau}_0$ に比例するため、さらなる高利得のためには、高密度圧縮が不可欠という結論になる。また、この利得計算には爆縮レーザーの寄与は考慮されていない。もし爆縮レーザーのエネルギーが加熱レーザーと比べて無視できれば、上の見積もりは妥当となる。しかし、仮定した2メガテスラは圧力にして 10^{18} Pa にも匹敵し、これに対抗して爆縮を実現するには相当のエネルギーを要することになる。これは大きな課題になることは間違いないが、自己生成磁場を理想的な構造に制御しながら爆縮・加熱を進めるデザイン設計が可能かどうか、さらに検討することは興味深いと感じている。

安全で安心な未来のエネルギー源として、放射性物質を一切生成しない核融合エネルギーの開発は、国民の多くが関心を持ちうる重要な研究課題であろう。定在ホイッスラー波加熱というレーザーと磁場とプラズマの新奇な相互作用を活用することで、従来困難であると考えられていた水素とホウ素を燃料とした中性子を発生しないクリーンな核融合反応の実現も視野に入れてみる。



熱的なpB核融合反応のピークは470 keV付近にあり、DT反応の67 keVに対して一桁近く高い。pB核融合については、レーザー加速陽子ビームを利用した方法なども提案されているが、ここでは熱的な反応率だけを使って大雑把に評価してみる。

燃料物質としてはアンモニアボランを考えてみる。この物質は水素密度が固体水素よりも高いために、水素貯蔵物質として注目されている。常温で固体であるため、レーザー核融合実験のターゲットとしては非常に魅力的である。この物質に大振幅ホイッスラー波を対向照射した場合のプラズマ加熱を一次元PICシミュレーションで調べてみた。アンモニアボランターゲットの初期電子密度は $n_0 = 2.79 \times 10^{29} \text{ m}^{-3}$ ($\bar{n}_0 = 250$) として、厚みは30 μm とした。照射するレーザーの強度は $I_0 = 3.94 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ($a_0 = 12$)、パルス長は $\tau_0 = 106 \text{ fs}$ (200レーザー周期)、そ

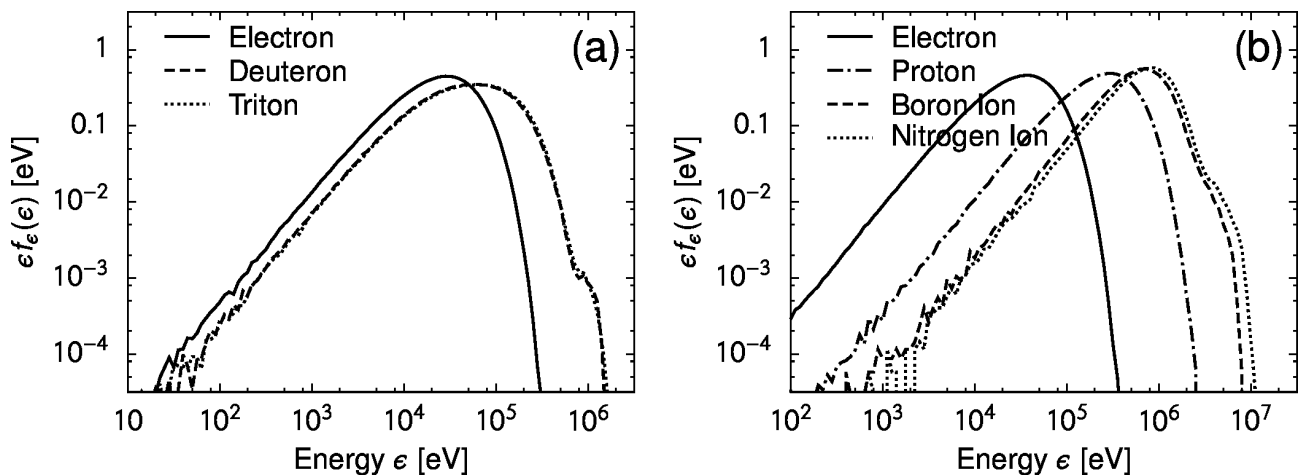


図5 定在ホイッスラー波加熱によって生成された核融合プラズマのエネルギースペクトル。(a)30倍圧縮された重水素-三重水素(DT)プラズマに、相対論的強度のフェムト秒レーザー ($a_0 = 20$) を対向照射した結果。外部磁場としては2メガテスラを仮定している。(b) 常温で固体のアンモニアボラン (H_6BN) ターゲットに、外部磁場(1メガテスラ)に沿って高強度レーザー ($a_0 = 10$) を照射した結果。どちらの場合も、電子温度よりもイオン温度の方が高くなっている(参考文献[3]図10を改変)。

して外部磁場は 1.07 メガテスラ ($\bar{B}_{\text{ext}} = 100$) としている。これよりも磁場が弱い場合には、相対論的電子によるサイクロトロン共鳴で、電磁波のエネルギーが電子に一方的に輸送されてしまう。図 5 (b) に最終的なプラズマ粒子のエネルギースペクトルを示している。電子温度が 2.4 keV 程度なのに対し、陽子、ボロンイオンはそれぞれ 190 keV, 450 keV にまで達している。したがって、この場合もホイッスラー波を活用して pB 核融合プラズマの生成は原理的には可能であることを示すことができた。

典型的なプラズマ体積 \mathcal{V} と持続時間 \mathcal{T} を用いて α 粒子の発生率を概算してみると

$$Y_{\alpha} = 3n_p n_B \langle \sigma v \rangle_{pB} \mathcal{V} \mathcal{T} \quad (14)$$

$$\sim 1.1 \times 10^{10} \left(\frac{\bar{n}_{e0}}{250} \right)^2 \left(\frac{\bar{t}_0}{200} \right)^2 \left(\frac{\bar{d}_0}{10} \right)^2, \quad (15)$$

となる。ここでは、イオン温度は 400 keV, 核融合反応率を $\langle \sigma v \rangle_{pB} \sim 3.9 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ として評価している。実際には核融合反応で発生した α 粒子による連鎖的な反応促進などで反応率は上がることが見込まれる。しかし、エネルギー利得としては残念ながら非常に低い値になるため、核融合デザインとしてはまだまだ解決すべき課題が多いと言わざるを得ない。爆縮や自己生成磁場の効果を絡めたデザインの最適化が今後の検討課題になるであろう。まずは、固体のアンモニアボランと高強度レーザーを用いた α 粒子のコンパクトな発生機構として期待してもいいかもしれない。

5. まとめと今後の課題

レーザープラズマを用いてキロテスラを超える強磁場を発生・制御することができるようになってきた。このような強磁場を応用した実験を検討するためには、強磁場中におけるレーザー・プラズマ相互作用という基礎過程を理解する必要がある。もちろん磁化プラズマ中の電磁波の特性は数多く研究されてきているが、相対論的強度のレーザーとの相互作用など、まだまだ面白い問題が残されている状況である。我々は対向ホイッスラー波のつくる定在波を活用した、臨界密度を超える高密度プラズマ中での効率的なイオン加熱過程を発見した。この機構の最も重要な特徴は、電磁波のエネルギーが電子を介することなく直接イオンに輸送されることである。この利点を生かして、レーザー駆動慣性核融合の新しいプラズマ加熱機構としての有用性を検討している。簡単な数値シミュレーションの結果から、爆縮された高密度 DT 燃料プラズマにホイッスラー波を照射することで数 10 keV を超えるようなイオン温度の実現が確認されている。さらに、水素とボロンを含むターゲットを熱的な pB 核融合反応が可能な数 100 keV に加熱することも原理的に可能であることも示した。今後は、将来的に実験可能なより現実的なシステムデザインの構築や、実験を模擬するような多次元幾何学構造の元での加熱実現性などを調べるのが理論シミュレーションの課題になるであろう。

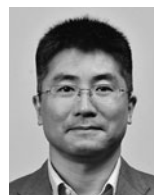
また、もう一つ重要な研究アプローチとして、レーザー

実験による原理実証が考えられる。将来的なレーザーイオン加熱実験では、大阪大学レーザー科学研究所の激光 XII 号レーザーシステムを利用することを検討している。キャパシターコイルとよばれる特殊ターゲットにレーザーを照射して、電流駆動の強磁場を発生させる。ただし、現状で 10 キロテスラ以上を実現するのは不可能なため、実績のある数キロテスラの磁場を想定している。波長 10 ミクロンの炭酸ガスレーザーを持ち込むことで、この磁場強度でもホイッスラー波を作り出すことが可能である。おそらく、最初の実験目標としては、ホイッスラー波の伝播過程を確認することになる。磁場強度が 1 キロテスラの場合には、ホイッスラー波と固体中の電子との相互作用の結果、サイクロトロン共鳴加熱が起こる。その場合、電子がレーザーエネルギーのほとんどを吸収し、電子のみが高温に加熱される。そして、固体表面に強い電場が発生することでイオンが加速される。この時の電子温度や加速イオンのエネルギーを計測することで、ホイッスラー波とプラズマとの相互作用の検証になると考えている。

我々のイオン加熱機構に必要な実効的な磁場の強度は、ホイッスラー波の波長に依存する。高強度レーザーを想定した波長 1 ミクロンで 100 キロテスラに相当する磁場は、波長 1 センチメートルでは 1 テスラとなる。ITER などのトカマクプラズマで使われる 5 テスラの磁場を利用して、磁力線に沿った方向にホイッスラー波を励起できれば、磁場閉じ込め核融合プラズマのイオンを加熱できるかもしれない。また、惑星磁気圏で観測される波長 100 km を超えるホイッスラー波と、ナノテスラの惑星間磁場でも相似的な現象が十分に起こりうる。これらの例だけに留まらず、パルサーなどのコンパクト天体周辺における輻射とプラズマの相互作用への応用なども可能であると考えており、「強磁場中での波動粒子相互作用」をキーワードにした学際的な展開を積極的に進めていきたい。

参考文献

- [1] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **96**, 043209 (2017).
- [2] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **100**, 053205 (2019).
- [3] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **101**, 013206 (2020).
- [4] T. Sano *et al.*, Phys. Rev. E **102**, 053214 (2020).
- [5] S. Fujioka *et al.*, Sci. Rep. **3**, 1170 (2013).
- [6] M. Murakami *et al.*, Sci. Rep. **10**, 1 (2020).
- [7] M. Hata *et al.*, *submitted to Phys. Rev. E*.
- [8] S. Fujioka *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 056308 (2016).
- [9] S. Sakata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 3937 (2018).



さ の たか よし
佐野孝好

大阪大学レーザーエネルギー学研究中心
ター助教。博士(理学)。1998東京大学大学院理学系研究科天文学専攻博士課程修了。
その後、国立天文台、メリーランド大学、ケンブリッジ大学でのポストドク研究員を経て、2003年より現職。最近の主な研究分野は、強磁場中のレーザー・プラズマ相互作用や界面不安定の数値実験。