• 小特集 _{強磁場中のレーザープラズマ相互作用研究の進展} 5. レーザー駆動ホイッスラー波による新しいプラズマ加熱機構

5. Novel Mechanism of Plasma Heating using Laser-Driven Whistler Waves

佐 野 孝 好 SANO Takayoshi 大阪大学 レーザー科学研究所 (原稿受付: 2023年9月11日)

磁力線方向に伝播する電磁波であるホイッスラー波は臨界密度を持たないという特徴がある.高強度レー ザーを磁場に沿って照射することで、レーザー駆動の大振幅ホイッスラー波を実験室で生成することができれば、 従来のレーザー・プラズマ相互作用とは大きく異なる新しいエネルギー輸送機構を実現できるかもしれない.こ の章では、強磁場の影響によってレーザーからプラズマへのエネルギー変換にどのように変化がもたらされるの かを、プラズマ粒子シミュレーションの結果を中心に紹介する.ホイッスラー波を介したプラズマ加速・加熱機 構は、レーザー核融合の新しいデザインへの応用や、天体現象における磁場・輻射場の相互作用の解明に繋がる ことが期待できる.

Keywords:

laser-plasma interaction, whistler wave, plasma heating, particle-in-cell simulation

5.1 はじめに

大出力レーザーによって生成される高エネルギー密度 プラズマは、慣性核融合研究のみならず、様々な天体プ ラズマの極限状態を実験室に創り出す実験室天文学の貴 重なツールとして活用されている[1]. 近年のホットト ピックの一つとして、レーザー・プラズマ相互作用で生 成される強磁場の存在が注目されている。例えば、固体 表面に高強度レーザーを照射した場合、Biermann効果に よって表面付近に磁場が自己生成される. 自己生成磁場 の強度は、おおよそレーザーの振幅に比例して強くなり、 プラズマの挙動に多大な影響を与え得る.また、キャパ シターコイルと呼ばれる平板と一巻きコイルを組み合わ せた特殊なターゲットを使用して、レーザー駆動磁場を 積極的に生成する方法も盛んに用いられている[2,3]. こ の場合、レーザーパルス長程度の短い時間ではあるが数 千テスラの磁場が発生していることが実験的に確かめら れている[4]. また、ミクロンサイズの極小ターゲットに レーザー駆動の円電流構造を生成させることで、百万テ スラを超える直線状の超強磁場の発現の可能性も、理論 的には示唆されている[5]. これらのレーザー生成強磁場 は、レーザープラズマの閉じ込めや指向性の制御に利用 されたり、相対論的磁気リコネクションの研究などに応 用されたりしている.

さて、レーザープラズマにおいては、レーザー波長に 依存した特徴的な磁場強度が存在する.その値 B_c は、レー ザー振動数 ω_0 と電子サイクロトロン振動数 $\omega_{ce} = eB/m_e$ が 等しくなる磁場強度として以下の式で与えられる.

$$B_{\rm c} = \frac{m_{\rm e}\omega_0}{e} \sim 10^4 \left(\frac{\lambda_0}{1\,\,\mu\rm{m}}\right)^{-1} [\rm{T}] \tag{1}$$

ここで, eは素電荷, m_e は電子質量, λ_0 はレーザー波長で ある.大出力レーザーに用いられる波長1 μ mの場合には, 臨界磁場強度 B_e は約10⁴テスラに相当する.

この強度は実験的にはまだ実現できていないが、もし このような強磁場が存在すると、レーザーと同じ振動数 を持つ電磁波がホイッスラー波としてプラズマ中を伝播 できることになる.外部磁場が存在しない場合,電磁波 がプラズマ中を伝播するためには、電子密度は臨界密 度以下でなければならない. ここで臨界密度は, 電子 プラズマ振動数 ω_{pe}がレーザー振動数と等しくなる密度 $n_{\rm c} = \epsilon_0 m_{\rm e} \omega_0^2 / e^2$ で与えられる.ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率 である.しかし、外部磁場に沿って伝播するホイッスラー 波には臨界密度が存在しないため. 高密度プラズマ中で の電磁波とプラズマの直接相互作用が期待できる.実際, プラズマ粒子シミュレーション (PIC) を用いた解析によっ て、対向ホイッスラー波が作る定在波中で、電子やイオ ンが効率的に加速・加熱されることが明らかになってい る. この章では、レーザー駆動ホイッスラー波からプラ ズマへのエネルギー変換機構について紹介する.

5.2 磁場中でのレーザー吸収率

臨界密度を超える高密度プラズマの場合だけでなく, 低密度プラズマにおけるレーザー・プラズマ相互作用に 対しても,強磁場の影響は無視できない.まず,簡単な

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita, OSAKA 565-0871, Japan

author's e-mail: sano.takayoshi.ile@osaka-u.ac.jp

数値実験の結果を使って,磁場の効果を示してみる.

磁化プラズマ中の電磁波の伝播特性は、しばしば CMA 図で表される.この図は、横軸に密度の大きさを示す無 次元量 ω_{pe}^2/ω_0^2 、縦軸は磁場の大きさに比例する ω_{ce}/ω_0 とし、 それぞれのパラメータでの伝播可能な電磁波モードを示 している.図1は、ホイッスラー波モードを含む磁力線 に平行伝播する右回り円偏光モード(R波)の伝播特性を 示す CMA 図である.カットオフの条件は、R 波のカット オフ振動数 ω_R を用いて $\omega_0 = \omega_R$ で与えられる(図1の実 線).また、共鳴条件は $\omega_0 = \omega_{ce}$ となり、図1の点線の位 置で満たされている.カットオフと共鳴に挟まれた領域 は、R 波が伝播できない領域となり、一方で、 $\omega_{ce}/\omega_0 > 1$ がホイッスラー波モードが伝播できる条件となる.

これと同じ縦軸と横軸の図に、レーザー・プラズマ相 互作用の結果(具体的には電磁波からプラズマへのエネ ルギー変換効率)を示したものが図2である.変換効率 は一次元 PIC シミュレーションを用いて評価している [6]. あるプラズマ密度と外部磁場強度を仮定し、外部磁 場に沿った方向にレーザーを照射する.真空中に置かれ たプラズマがレーザーとの相互作用の結果、照射したレー ザーエネルギーをどの程度吸収したかを定量的に調べて いる.この図2では、円偏光レーザーを仮定し、強度は すべて $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0) = 0.26$ としている.ここで、 E_0 は レーザー電場の振幅、cは光速である.また、タ- f = 0(水素プラズマ)の厚みは30 µmで固定した時の結果であ る.

R波に関するレーザー・プラズマ相互作用版CMA図 (図2)から読み取れる最も大きな特徴としては、磁場 の存在によってプラズマがより多くのエネルギーをレー ザーから受け取ることができるということであろう、磁



図1 磁化プラズマ中の電磁波であるR波モードの伝播特性を示す CMA 図. 横軸はプラズマ密度を意味する ω_{Pe}/ω₀,縦軸は磁場強度 ω_{ce}/ω₀を示している. カットオフ条件(ω₀ = ω_R)を実線,共鳴条件(ω₀ = ω_{ce})を破線で示している. 二つの線に挟まれた領域ではR波は伝播できない.

場なしの場合は*ω*_{ce} = 0, すなわち, CMA図の底辺上に 相当する.まず, 共鳴条件のところで高い吸収率になっ ているのは, 電子がサイクロトロン共鳴によって効率的 に加速を受けるためである.この時, 投入したレーザー エネルギーの80%以上が電子の運動エネルギーに変換さ れる.この有効的なエネルギー変換を実際の実験で実現 させるためには, 臨界磁場強度である10⁴テスラが必要と なる.つまり, 現状の大型レーザー実験でこの効果を利 用することはまだできない.

しかし、もっと弱い磁場が存在している場合にも、磁 場の影響を大きく受けることがこのレーザー・プラズマ 相互作用版CMA図から見て取れる。例えば、図2の領域 Aで示された三日月状の領域では、主に電子がレーザーエ ネルギーの大部分を吸収している。この要因となってい るのは誘導ラマン散乱で、プラズマに入射されたレーザー が低いエネルギーの電磁波と電子プラズマ波に減衰して いる。もし減衰した先の電磁波が、ω_{pe}よりも振動数のか なり低いホイッスラー波になる場合、プラズマが受け取 るエネルギー分配量は相対的に大きくなる(図3参照). この条件は、

$$\omega_{\rm R} \le \omega_0 \le \omega_{\rm pe} + \omega_{\rm ce} \tag{2}$$

のように簡単に示され、ちょうど領域Aがこれに相当す る(領域Aを区切る点線).ちなみに、もう一つの筋状の 領域Bが高いエネルギー吸収率を示しているが、これは 二段階の誘導ラマン散乱でホイッスラー波モードに落ち てくる場合で、以下の条件式を満たす場合に起こる現象 である.

$$\omega_{\rm R} \le \omega_0 + \omega_{\rm pe} \le \omega_{\rm pe} + \omega_{\rm ce} \tag{(3)}$$

この条件も図2の点線で示しているが、PICの結果と非



図2 R 波とプラズマとの相互作用の結果として得られた図で、 レーザーからプラズマへのエネルギー変換効率 Δε_{kin}/ε₀ε, CMA 図上にプロットしている.ここで、ε₀は入射したレー ザーエネルギーの大きさである.それぞれのパラメータ(プ ラズマ密度と磁場強度)を仮定した一次元 PIC シミュレー ションを用いて変換効率を評価している.プラズマへの高 い変換効率を示している領域は、共鳴条件(破線)付近と 点線で囲まれた低密度領域 A および B になっている.



図3 図2の領域 A で起こっている誘導ラマン散乱の模式図. R 波の高振動数ブランチにあった親波ω₀が,二つの子波で ある電子プラズマ波ω_{pe}とホイッスラー波ブランチの電磁 波ω₁に減衰している.ホイッスラー波のもつ低振動数の 特性のため,親波からプラズマ波が受け取るエネルギーの 割合が大きくなっている.

常に良い一致を示している.このようにホイッスラー波 を含む誘導ラマン散乱現象が、磁場中のレーザー・プラ ズマ相互作用において支配的に効いていることがわかる. こうした結果から、高強度レーザーを用いて生成される 準定常的な自己生成磁場を積極的に有効活用して、高い エネルギー変換効率をデザインすることも今後重要に なってくるのかもしれない.

5.3 レーザー駆動ホイッスラー波

さて、ここからは高密度プラズマ中を伝播するレーザー 駆動ホイッスラー波に着目してみる.ホイッスラー波は 臨界密度が存在しないため、原理的にどのような密度の プラズマ中も伝播できる.例えば、外部磁場に貫かれた プラズマの塊(ターゲット)が真空中に置かれている場 合を考えてみよう.相対論的強度のレーザー光を、この ターゲットに向かって外部磁場と平行に照射すると、真 空中を伝播してきたレーザー光は大振幅のホイッスラー 波としてプラズマ中に侵入することができる.プラズマ と真空の境界では、屈折率の違いから入射光が透過と反 射に分かれることになる.しかし、ホイッスラー波の屈 折率は

$$N = \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2 / \omega_0^2}{1 - \omega_{\rm ce} / \omega_0}\right)^{1/2} \tag{4}$$

で与えられることから,磁場が強くなるほど透過しやす くなる.したがって、もし $\omega_{ce} > \omega_0$ となる強磁場が実験 室で生成できれば、高密度プラズマと大振幅ホイッスラー 波の直接相互作用が起こり得る.

しかし,実際には伝播するホイッスラー波の安定性を 考慮しなければならない.前章で示されたように,高密 度プラズマ中を伝播するホイッスラー波は,誘導ブリル アン散乱によって反射してしまう場合も見られる[7].プ ラズマに侵入できるホイッスラー波のパルス長は、ブリ ルアン散乱の成長率の逆数で見積もることができる. 電 磁波強度の1/3乗に比例して不安定成長率は大きくなるた め、伝播できる時間は短くなる. 典型的な相対論的レー ザー強度(*a*₀~1)の場合,ホイッスラー波の持続時間は およそ10振動周期程度になる.

短い時間とはいえ,臨界密度を超える高密度プラズマ 中に大振幅の電磁波が伝播できるため,この状況で実現 する新奇な波動粒子相互作用とその応用を考えてみる. 特に,対向伝播するホイッスラー波がすれ違う際に形成 する定在波が,プラズマ加熱に有効であることが明らか になってきている.興味深いことに,この定在ホイッス ラー波によるプラズマ加熱は,外部磁場の強度に依存し て,プラズマ中の電子を選択的に加速する場合と,イオ ンのみを直接加熱する場合とに綺麗に区別される.以下 では,大振幅電磁波から電子・イオンそれぞれにエネル ギーが輸送される物理機構について紹介していく.

5.4 定在ホイッスラー波による電子加速

ホイッスラー波は右回り円偏光の特性を持つため、電 子とサイクロトロン共鳴を起こす.定在ホイッスラー波 による電子加速に関しても、基本的にサイクロトロン共 鳴が鍵となる[6].相対論的速度を持つ電子は、対向伝 播する二つの波と同時に共鳴条件を満たすことができる. さらに重要な性質としては、ホイッスラー波の磁場振幅 が外部磁場よりも大きくなると、非相対論的な速度を持 つ電子も含め全ての電子が相対論的速度にまで加速され る(詳しい説明は参考文献[8,9]).これはいわゆるイン ジェクション問題とは無縁の加速機構であり、平均速度 を相対論的速度にまで一気に上昇させることができる.

同じ振幅*a*wを持つ二つの対向ホイッスラー波が作る定 在波中で,電子が受け取ることのできる最大運動量*p*max は,定在波中の電子の軌道解析から解析的に導出できる. その値は,

$$\frac{p_{\max}}{m_{\rm e}c} \approx 4a_{\rm w} + \left[\frac{\omega_{\rm ce}}{\omega_0} \left(\frac{\omega_{\rm ce}}{\omega_0} - 2\right)\right]^{1/2} \tag{5}$$

となり,図4で示す通り,振幅と磁場強度の関数となる. ホイッスラー波の振幅や磁場強度を大きくすることに よって,最大運動量はより高い値を取ることができる.

磁場強度 ω_{ce}/ω₀を固定して考えると,相対論的電子共 鳴加速が起こるためには,ホイッスラー波の振幅に対し て制限が存在する.この条件は

$$a_{\rm w} \gtrsim \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega_{\rm ce}}{\omega_0} \right)^{2/3} - 1 \right]^{3/2} \tag{6}$$

となり、定在波の振幅が外部磁場強度よりも大きくなる ことにほぼ一致する.

実験室でこの電子加速を実現するためには、10⁴テスラ を超える強磁場が必要となるため、実験的にはこの臨界 磁場生成が課題となる。一方で、このような強磁場は天 体プラズマには存在するため、定在ホイッスラー波によ



図4 定在ホイッスラー波による二波共鳴加速の結果として得られる電子運動量の最大値のパラメータ(ホイッスラー波振幅と外部磁場強度)依存性.実線より右下の領域では、外部磁場が強すぎて電子共鳴加速が起こらない.このような場合には、ホイッスラー波からイオンへの選択的エネルギー輸送が行われる.

る電子加速が起こっているかもしれない. その候補天体 の一つが,マグネターとよばれる強磁場をもつ中性子星 である. この天体は非常に強い電波放射の起源としても 考えられており,強磁場中を伝播する電磁波が実在して いるのかもしれない. その場合,ホイッスラー波によっ て図4で示される相対論的電子が大量に生成され,ガン マ線の放出やさらにはペアプラズマの生成などに寄与し ている可能性もある. その意味でも,強磁場中での相対 論的波動粒子相互作用の理解を深めていくことは,天体 プラズマ物理的に重要な意義を持つと考えている.

5.5 定在ホイッスラー波によるイオン加熱

図4の右下の領域のように、電子共鳴加速が起こらな いようなさらに強い磁場中での相互作用はどのようにな るのだろうか.そのような条件下でも定在ホイッスラー 波が本質的な役割を果たし、今度はイオンを選択的に加 熱することができることがわかってきた[10,11].この 物理機構に関しては、既に参考文献[12]でも解説されて いるので、ここでは詳細は省略する.簡単に説明すると、 定在波の中でイオンの粗密波が励起され、その縦波の振 幅が指数関数的に成長する.そしてその波が急峻化し、 最終的に崩壊することで、イオンの熱化が起こる.その 時のイオン温度はホイッスラー波の強度に比例する.相 対論的な強度の場合には、100 keVを超えるようなイオン 温度に達することもできる.

電磁波からイオンへの直接的なエネルギー変換は、レー ザー核融合プラズマとしては非常に重要な意味を持つ. 高密度プラズマにレーザーを照射した時、磁場が存在し ない場合には、レーザーエネルギーのほとんどが表面付 近の電子に吸収されてしまう.そのため、高密度プラズ マ内部のイオンを効率的に加熱することが困難とされて いる.しかし、定在ホイッスラー波によるイオン加熱では、 ホイッスラー波の伝播特性を利用して,高密度プラズマ の奥深くまで電磁波のエネルギーを輸送できる.イオン 加熱のためには,電子加熱で要求される磁場強度よりも さらに強い磁場 (*B*_{ext}≥10⁶ T) が必要となる.したがって, 現時点では実用的な手段ではないかもしれないが,興味 深い物理現象であることは間違いないと言える.

定在ホイッスラー波によるイオン加熱のもう一つの特 徴は、100 keVを超える非常に高いイオン温度の可能性で ある.そのため、通常の重水素-三重水素(DT)反応で はなく、プロトン-ボロン(pB)核融合反応が期待でき るプラズマ状態を、高密度ターゲットの中心部分に生成 できるかもしれない[11].pB反応の生成物はα粒子のみ で、中性子を発生させないクリーンな核融合反応である ことが最大の特色である.安全安心なエネルギー源をめ ざす試みの一つとして、この強磁場を介したpB核融合プ ラズマの生成を探求していくことは非常に魅力的である と考えている.

5.6 まとめと今後

我々は、強磁場中でのレーザー・プラズマ相互作用に 着目し、ホイッスラー波からプラズマへのエネルギー輸 送過程を調べている.レーザー駆動ホイッスラー波発生 に必要な高強度磁場が、現時点では実験室で達成できて いないため、数値シミュレーションを中心とした解析を 行っている.その結果として、臨界密度を超えるような 高密度プラズマ中に定在ホイッスラー波を発生させるこ とで、(1)全電子を根こそぎ相対論的速度にまで加速さ せたり[6,8],(2)電子を介さず電磁波からイオンに直接 エネルギー変換させたりできることがわかってきた[10, 11].

当然ながら、今後の展開としては実験的検証が不可欠 であろう.そのためには、まずは現状の10倍以上強い10⁴ テスラ超えの磁場を作り出す方法に取り組む必要がある. ターゲットの形状やレーザー条件を工夫して、より小さ な空間に円電流を発生させ、より強い直線磁場構造を実 現させてみたい.また、波長の長いレーザー駆動ホイッ スラー波を考えた場合、必要となる磁場強度は波長に反 比例して小さくできる.したがって、例えば波長10 μm のCO₂ レーザーを使う方向性も面白いかもしれない.

一方,宇宙空間には磁場が普遍的に存在し,磁場のエ ネルギーが支配的な天体現象も数多く見られる.さらに, 強い輻射を伴う場合には,磁化プラズマと輻射の波動粒 子相互作用が本質的になることも多い.高速電波バース ト(Fast Radio Burst; FRB)と呼ばれる天体現象では, 強磁場中性子星の磁気圏プラズマにおける電磁波伝播特 性が放射源理解の鍵となっている.天体プラズマシミュ レーションでは輻射磁気流体コードが利用されることが 多く,運動論的なPICコードによる解析例はまだそれ程 多くはない.レーザープラズマ研究で蓄積された知識を, さらに強磁場・相対論的に拡張していくことで,天体プ ラズマ現象理解に貢献していくこともできるであろう. ホイッスラー波をキーワードに,「実験とシミュレーショ Special Topic Article

ン」、「実験室プラズマと天体プラズマ」などが連携した 研究展開を積極的に進めていきたい.

参考文献

- [1] 坂和洋一他:プラズマ・核融合学会誌 92,73 (2016).
- [2] H. Daido et al., Phys. Rev. Lett. 56, 846 (1986).
- [3] S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013).
- [4] K.F.F. Law et al., Phys. Rev. E 102, 033202 (2020).

- [5] M. Murakami et al., Sci. Rep. 10, 16653 (2020).
- [6] T. Sano et al., Phys. Rev. E 96, 043209 (2017).
- [7] M. Hata et al., Phys. Rev. E 104, 035205 (2021).
- [8] S. Isayama et al., Astrophys. J. 946, 68 (2023).
- [9] 諫山翔伍 他: プラズマ·核融合学会誌 99, 151 (2023).
- [10] T. Sano et al., Phys. Rev. E 100, 053205 (2019).
- [11] T. Sano et al., Phys. Rev. E 101, 013206 (2020).
- [12] 佐野孝好:プラズマ・核融合学会誌 97,427 (2021).

小特集執筆者紹介 \sim 20



畑

量子科学技術研究開発機構 関西光量子科学研 究所 レーザー駆動イオン加速器開発 Prj.・主 任研究員. 専門はレーザープラズマ物理.

最近,趣味のバレーで親指を脱臼しました. 見ていられなくて自分で戻したのですが悪化する場合がある ので良くないそうです (そう言われても……). しばらくバ レーはできないので職場のフットサルで我慢しています. 写 真はコロナ禍で生やしたお髭の写真です.珍しいショットな ので世に出すことにしました.



もり た ひろ き森 田 大 樹

宇都宮大学工学部 基盤工学科 情報電子オプ ティクスコース 助教. 2021年に大阪大学大 学院 理学研究科 博士後期課程を修了. 博士 (理学). 高強度レーザーによる強磁場生成や,

強磁場下での高エネルギー密度プラズマに関する研究に従 事.現在は,環境の変化と1歳の息子に翻弄されながら,レー ザー生成極端紫外光源や超広帯域ファイバーレーザーなどの 光源開発・応用に関する研究を進めている. プライベートで は資産形成に尽力中.



かみまさかつ上国

大阪大学レーザー科学研究所 教授(理論・計 算科学研究部門). 1998年, 大阪大学大学院 工学研究科博士後期課程修了,工学博士.西 独 Max-Planck 量子光学研究所, レーザー 技術総合研究所大阪大学准教授などを経て2010年より現職. レーザー核融合、極超高電磁場の生成、レーザーイオン加速 など高エネルギー密度物理研究に従事. 仕事以外の空いた時 間には学生時代からのテニス,十年前に始めた二胡演奏(老 人ホーム, バンケット etc) そして 2 年前に始めた社交ダン



* の たか よし

ス(特にワルツ,タンゴ)などを楽しんでいます.

大阪大学レーザー科学研究所准教授.博士(理 学). 1998年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

スドク研究員、大阪大学助教を経て、2023年より現職.レー ザープラズマを用いた実験室天文学を展開中. 最近の主な 研究テーマは、強磁場中の波動相互作用やプラズマ不安定の レーザー実験及び数値実験.