講座 ピコや相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開 2. ピコ秒・相対論的領域での光子圧ホールボーリングの新理論

2. Theory of the Hole Boring by Light Pressure in the Picosecond Relativistic Regime

岩 田 夏 弥 IWATA Natsumi 大阪大学レーザー科学研究所 (原稿受付:2019年02月20日)

高強度の光とプラズマとの相互作用において、光子圧により光が高密度プラズマを掘り進むホールボーリン グは、エネルギー輸送を決定する重要な基礎過程の1つである。近年実験が開始されているピコ秒領域の相対論 的レーザーとプラズマとの相互作用では、ギガバール級の超高圧に加熱されたプラズマが表面の構造を変化させ ることでホールボーリングを止め、光を押し戻すという、フェムト秒領域では見られない新現象が現れることが 明らかになった、本章では、この新現象を記述する理論を紹介する.

Keywords:

light pressure, laser hole boring, picosecond high intensity laser, relativistic laser-plasma interaction

2.1 はじめに

近年の高出力レーザー技術の発展により、レーザー光を 時空間的に集光することで、光の強度が10¹⁸ W/cm²を超え るレーザー光の生成が可能となっている.この強度の光電 場中での電子の振動エネルギーは相対論的となり、レー ザー周期である数フェムト秒 (fs=10⁻¹⁵ s)の間に瞬時に相 対論的プラズマが生成される.このような相対論的強度の レーザーと物質との相互作用を用いた粒子加速や物質加熱 の基礎研究と物性物理学や宇宙物理学への応用[1]、高エ ネルギー輻射源[2]・中性子源[3]の開発や高速点火レー ザー核融合への応用[4,5]に向けた研究が進められている.

光と高密度プラズマとの相互作用において,プラズマ表 面における光からプラズマへの運動量輸送,エネルギー輸 送は重要な基礎過程である.相対論的強度の光の圧力(光 子圧)はギガバールに及び,光はプラズマ表面を押し込み ながら高密度のプラズマ中へと侵入していく.この過程 は,光がプラズマに穴を掘り進む様子からホールボーリン グと呼ばれ,プラズマの奥深くまで光のエネルギーを輸送 する方法として研究されてきた[6-10].

近年,キロジュール級の大エネルギーレーザーが開発さ れ,相対論的強度をピコ秒 ($ps=10^{-12}s$)の間保持できる レーザー装置を用いた実験がLFEX (Laser for Fast Ignition Experiments),米国 NIF-ARC (National Ignition Facility Advanced Radiographic Capability),OMEGA-EP (Extended Performance),仏国LMJ-PETAL (Le Laser Mégajoule-PETawatt Aquitaine Laser)などで開始されて いる.これらの実験では、パルス長がフェムト秒オーダー のレーザープラズマ相互作用で得られるエネルギーを超え た電子やイオンの生成が観測されている[11,12]. ホール ボーリング過程についても、ピコ秒領域ではホールボーリ ングが停止する、という全く新しい現象が現れることが最 近の研究[13]により明らかになった.

本講座記事では、ピコ秒・相対論的レーザープラズマ相 互作用におけるホールボーリングの新理論について解説す る.

2.2 ホールボーリングとは

はじめに,光子圧と相対論的強度の光によるホールボー リング現象に関する基礎を説明する.

2.2.1 光の圧力(光子圧)

光の強度とは、電磁波のポインティングベクトルの大き さS を電磁波(光)の位相で平均したもので、 $I \equiv \langle S \rangle$ と定 義され、電磁波の電場の振幅E と磁場の振幅B (=E)を 用いて

$$I = \frac{c}{4\pi} \langle |\mathbf{E} \times \mathbf{B}| \rangle = \frac{c}{8\pi} \epsilon^2 E^2$$
(1)

と表される.ここで, c は光速,角括弧は電磁場の位相平均, ϵ は電磁波の偏光因子で直線偏光では $\epsilon = 1$,円偏光では $\epsilon = 2^{1/2}$ である.式(1)より,強度 I は電磁場の規格化振幅 $a_0 \equiv eE/m_ec\omega_L$ を用いて

$$I = n_{\rm c} m_{\rm e} c^3 \epsilon^2 \frac{a_0^2}{2} \tag{2}$$

と書かれることがわかる.ここで, m_e は電子の静止質量, *c* は光速, $n_c = \omega_1^2 m_e / (4\pi e^2)$ は角振動数 ω_L の電磁波に対す

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

author's e-mail: iwata-n@ile.osaka-u.ac.jp

Lecture Note

る臨界密度, e は素電荷である. 規格化振幅 a_0 は電磁波の 電場中での電子の振動の運動量 $p_{os} = eE/\omega_L \ge m_ec \ge ODE$ $p_{os}/(m_ec)$ に等しく, $a_0 > 1$ の電磁波は相対論的であると 言われる. 電磁波の波長 λ_L が 1 µm で直線偏光の場合, $a_0 > 1$ は $I > 1.37 \times 10^{18}$ W/cm² に対応する.

ポインティングベクトルの大きさSは光のエネルギー密度のフラックスの大きさであるから,強度 $I = \langle S \rangle$ を光速 cで割れば,位相平均した光のエネルギー密度,すなわち, 位相平均した光の圧力(光子圧)となる.光が物質の表面 で反射率Rで反射されることを考慮すると,物質の表面を 押す光子圧は

$$P_{\rm L} = (1+R)\frac{I}{c} \tag{3}$$

と記述できる.式(3)より,10¹⁸ W/cm²の光の光子圧は, *R*=1の場合およそ0.1 ギガバールであることがわかる. 2.2.2 光子圧によるホールボーリング現象

臨界密度 nc 以上のプラズマに相対論的強度をもつレー ザー光を照射すると、プラズマ表面はギガバールレベルの 光子圧で押し込まれ、結果として光は臨界密度以上の領域 に穴を掘りながら進んでいく.この光による"穴掘り" の過程をホールボーリングと呼ぶ.図1は、強度 6.25×10²⁰ W/cm² のレーザー光によるホールボーリングを 示す三次元のプラズマ粒子(particle-in-cell、PIC)シミュ レーション結果である[8].図下方の形状を持つレーザー パルスの先端が臨界密度 nc を超える電子密度の領域へと 進んでいる様子がわかる.

図2に、プラズマ中への高強度光の侵入過程をまとめた.初期に点線のようなプラズマ密度分布を仮定し、光の強度は相対論的 $(a_0 > 1)$ であるとする.光は、臨界密度 n_c の位置まで伝播した後、相対論的臨界密度 γn_c までさらにプラズマ中に侵入する.ここで、 γ はプラズマ中の電子の相対論因子である.これは、相対論的効果により電子質



図1 3次元 PIC シミュレーションにおける,照射強度 6.25×10²⁰ W/cm²のレーザーパルスによるホールボーリン グの様子.上方の図は電子密度の空間分布,下方の図は レーザー電場の等高面を示す(文献[8]より転載).

量がγ倍になるために、電子質量に比例する臨界密度もγ 倍に増加するためであり、このような相対論的効果による 光の透過を relativistic transparency と呼ぶ.相対論的臨界 密度までの光の伝播速度は、音速 $C_s = (Z_i T_e/M_i)^{1/2}$ よりも 速く、この領域ではレーザー光のフロントで無衝突衝撃波 の生成が見られる.ここで、 Z_i はイオンの価数、 T_e は電子 温度、 M_i はイオン質量である.相対論的臨界密度以上の領 域へは光は伝播することができず、反射率 Rで反射される が、このとき式(3)の光子圧によってプラズマ表面が押し 込まれる.結果として、光はプラズマを押し込みながら相 対論的臨界密度 γn_e を超える高密度領域に侵入する.この ホールボーリング過程では、プラズマが押し込まれる速度 (ホールボーリング速度) v_f は音速 C_s よりも遅い速度となる.

2.2.3 ホールボーリング現象の理論的記述

ホールボーリング過程では、光はプラズマ中の電子を前 方(図2のxの正の方向)へと押し込む.その結果、プラ ズマ表面に荷電分離によるシース電場が形成される.光の 電場がスキン長ℓ_s程度プラズマ中に浸み込むことを考える と、圧力バランスより荷電分離のスケール長はℓ_s/2 程度と 考えられる.この荷電分離によるシース電場によってプラ ズマ中のイオンが前方に進む.

このようにシース場を介してレーザーとプラズマの境界 面(ホールボーリング面)が速度 v_f で進んでいる状態 を,イオンの時間スケールで記述することを考える.イオ ンの運動は,イオンの圧力を無視すれば以下の運動方程式 で与えられる.

$$n_{i}M_{i}\frac{\mathrm{d}v_{i}}{\mathrm{d}t} = -n_{i}eZ_{i}\nabla\phi \tag{4}$$

 ϕ はシース場のポテンシャル, v_i はイオンの速度, $n_i = n_e/Z_i$ はイオン密度である.電子に対して、シース場、光子圧、電子圧力がバランスしている定常状態を考えると、電子の運動方程式は

$$0 = n_{\rm e} e \,\nabla \phi - \frac{n_{\rm e}}{2\gamma n_{\rm c}} \nabla P_{\rm L} - \nabla \left(n_{\rm e} T_{\rm e} \right) \tag{5}$$



図2 プラズマ中への高強度の光の侵入の模式図.初期に点線の ようなプラズマ密度分布を仮定している.光は、その強度 が相対論的であれば、相対論的臨界密度 γnc まで音速 Cs 以上の速い速度で侵入し、その後ホールボーリング過程に よって、γnc を超える高密度領域に侵入する.

となる. ここで相対論因子γは,

$$\gamma = \left(1 + (1+R)\frac{\epsilon^2 a_0^2}{2}\right)^{1/2}$$
 (6)

と定義する.式(4-6)より,ホールボーリング面における圧 カバランス式[6,8,9]

$$(1+R)\frac{I}{c} = n_{\rm e}T_{\rm e} + 2n_{\rm i}M_{\rm i}v_f^2$$
 (7)

が導出される.式(4-6)から式(7)導出の詳細は,文献[13] の Methods の章を参照されたい.ここで,光の反射位置で は $n_e = \gamma n_c$ であることを用い,また,イオンが初期に静止 している系では,ホールボーリング面(光の反射面)にお いてイオンはホールボーリング速度 v_f の2倍の速度 $v_i = 2v_f$ に反射されることを用いた.式(7)左辺第1項は光子圧, 第2項は電子圧力,右辺はイオンの動的圧力である.式 (7)は,光子圧と電子圧力がイオンの運動量 $M_i v_f$ に変換さ れたと捉えれば,運動量輸送の式と見ることもできる.

式(7)中の電子圧力は、ホールボーリング面での光のエ ネルギーフラックスの吸収を表す式から求めることができ る.反射されなかった光のエネルギー密度フラックスは、 平均エネルギー*T*_e,密度*n*_e,流速*v*_eの電子のエネルギー密 度フラックスに変換されたとすると、

$$(I-R)I = n_{\rm e}T_{\rm e}v_{\rm e} \tag{8}$$

となる. ここでは相対論的領域を考え, *v*e~*c* と近似する. 式(7)と式(8)より,ホールボーリング速度は

$$v_{\rm f} = \sqrt{\frac{R}{M_{\rm i}n_{\rm i}}\frac{I}{c}} \tag{9}$$

と求まる.式(9)から,高密度領域に侵入するほど n_i に反 比例してホールボーリング速度は遅くなることがわかる. 式(9)は、レーザー強度Iおよび反射率Rが有限(I>0かつR>0)であればホールボーリング速度 v_f は有限であ ることを示している.すなわち,高強度光が臨界密度以上 の密度を持つ物質に照射されている間は、ホールボーリン グ面は前方に進み続けることを意味している.

上述の理論は、パルス長が数10フェムト秒から 数100フェムト秒の相対論的レーザー光によるホールボー リングの実験およびシミュレーション結果をよく記述する ことができる.

2.3 ピコ秒・相対論的レーザーによるホール ボーリング

前章で導いたホールボーリングの描像は、ピコ秒を超え る長時間のレーザー照射についても同様なのであろうか. 最近のピコ秒・相対論的レーザープラズマ相互作用に関す る研究により、ホールボーリングには限界密度が存在し、 光は限界密度以上のプラズマを押し進むことはできないこ とがわかった[13].これまでの数100フェムト秒以下のパ ルス長のレーザーとの相互作用において、この限界密度の 存在が発見されなかったのは、ホールボーリング面の速度 が遅いため、レーザー光のフロントが限界密度に到達する 前にレーザーパルスが終了してしまっていたためである. ところが、ピコ秒を超える相互作用では、レーザー照射時 間中にレーザー光のフロントが限界密度に到達し、ホール ボーリングによるプラズマ表面の押し込みが停止し、さら に高圧に加熱されたプラズマが光を押し戻すという新現象 が現れると新理論は予測する.

2.3.1 ホールボーリングの停止

ホールボーリングが停止する様子を、図3のイオンの位 相図の時間発展を用いて説明する.図3(a)-(c)は、空間一 次元の PIC シミュレーションにおいて、直線偏光で規格化 振幅が $a_0 = 1.4$ (強度 $I = 2.7 \times 10^{18}$ W/cm²) のレーザー光を 相対論的臨界密度以上の密度のプラズマに照射し続けた時 のイオンの位相図 *x-p_{xi}* の時間発展である.ここで、 p_{xi} は レーザー進行方向のイオンの運動量である.図の上方に示 すように、初期に電子密度 n_e が 0 から n_{e0} (> γn_c) まで線 形に増加するプラズマ分布を設定している.ここで、相対 論因子 γ は $\gamma = (1+(1+R)\epsilon^2 a_0^2/2)^{1/2}$ とした.

図3(a)は、レーザー光のフロントが相対論的臨界密度 γn_c に到達し、ホールボーリングが始まった直後の時刻で ある.ホールボーリング面のすぐ前方(高密度側)には、無 衝突衝撃波を示唆する構造が見られる.これは、 $n_c < n_e < \gamma n_c$ の領域に音速を超える速度でレーザー光が侵 入した際に形成されたものであり、その衝撃波フロントは 高密度領域へと伝播している.(a)と同時刻におけるホー ルボーリング面の位置でのイオンのx方向の規格化運動量 p_{xf}/M_ic の分布を(d)に示す.これは、ホールボーリング速度 v_f を光速cで規格化したものに相当する.平均として運動量が正($p_{xf} > 0$)のイオンが多いことから、プラズマ表 面全体としてはxの正の方向(高密度側)へと進んでいる、 すなわち、ホールボーリングが進行していることがわかる.

図3(a)から(b)へと時間が進むと、ホールボーリング面 はわずかに前方に移動し、衝撃波面はそれより速い速度で 高密度プラズマ中へと伝播していることがわかる.ホール ボーリング面と衝撃波面の間の領域ではイオンが加熱され ている.イオンは熱速度程度でホールボーリング面に向 かって -x 方向に流れ込み、ホールボーリング面で反射さ れている様子が確認できる.運動量分布(e)を見ると、この 時刻においても p_{xf} は平均として正であるが、(d)の時刻よ りは p_{xf} の平均値は小さく、ホールボーリング速度は遅く なっている.

その後時間が進むと、図3(f)の時刻で *pxf* の平均値がゼ ロになることがわかった.これは、ホールボーリングが停 止したことを表している.このとき位相図(c)では、ホール ボーリング面におけるイオンの分布は *pxi* 軸に対して対称 になっている.ホールボーリング面におけるイオンの反射 は継続して起こっているが、反射前の-x方向の速度と反 射後の+x方向の速度が平均として同じであるために、 レーザーとプラズマの境界面自体は動いていない.これ が、ホールボーリング面の静止状態である.



 図 3 ホールボーリングが停止するまでのレーザー光照射面付近のイオンの位相図の時間発展. 一次元 PIC シミュレーションで相対論的臨 界密度以上 (n_{e0} = 40 n_c > γ n_c) のプラズマを図の上方に示すように初期配置し, a₀ = 1.4 のレーザー光を左から連続的に照射してい る. (a)-(c)はイオンの位相図であり, (d)-(f)は, (a)-(c)のそれぞれの時刻における, ホールボーリング面の位置でのイオンの x 方向の運動量の分布を示す (文献[13]の図 1 を引用).

2.3.2 ホールボーリングの理論的限界密度

ホールボーリング面の静止状態を記述する圧力バランス 式を考える.図4(a)に静止状態のホールボーリング面付 近での電子電荷密度 n_e (破線),イオン電荷密度 $Z_i n_i$ (実 線), x 方向の電場 E_x (破点線)の分布の模式図を示す.静 止状態では,光子圧によってプラズマ中の電子がスキン長 の半分 $\ell_s/2$ 程度のスケール長で高密度側に押し込まれてお り,一方イオンは平均的にフラックスがゼロであるため $0 < x < \ell_s/2$ の領域に留まっている.表面における荷電分離 により,シース電場 E_s が形成されている.ホールボーリン グ中に押し込まれたイオンは,高密度側に進み圧縮され, 密度のピークを持つ.周辺の電子は高温であるため,この イオンピークを完全には中性化できず,(a)のように負の 電場が形成される.この負の電場によりイオンは負のフ ラックスを持ってホールボーリング面に流れ込む.(b)に 静電ポテンシャル構造を示す.

このようなホールボーリングの静止状態では,式(7)右 辺のイオン運動に起因する圧力項はゼロとなるが,その代 わりに,表面に発生するシース電場*E*_sの持つエネルギー密 度が圧力バランスに寄与することになり,

$$(1+R)\frac{1}{c} = n_{\rm e}T_{\rm e} + \frac{E_{\rm s}^2}{8\pi}$$
(10)

の関係が成り立つ.式(10)第3項のシース電場のエネル ギー密度は、ホールボーリング面の静止状態を支えるプラ



図4 ホールボーリングの停止状態におけるレーザーとプラズマ の境界面(ホールボーリング面)付近のプラズマと電場の 分布の模式図.(a)の破線は電子電荷密度,実線はイオン 電荷密度,破点線はx方向の電場,(b)の実線は(a)の電場 による静電ポテンシャルの構造を表す.x軸の原点は、ホー ルボーリング面の位置に取る.

ズマの表面張力とみなすこともできる.シース電場の大き さ E_s は、Gaussの法則より

$$E_{\rm s} = 2\pi e n_{\rm s} \ell_{\rm s} \tag{11}$$

と求まる. ここで,ホールボーリングが停止したときの表面の電子密度を n_s とした. また,スキン長は $\ell_s = (m_e c^2 / (4\pi n_s e^2))^{1/2}$ である.

式(10)の圧力バランス式を用いると,ホールボーリング が停止する表面電子密度*n*sを求めることができる.ここで は式(10),式(11)に加えて,エネルギー密度フラックスの 輸送の式として

$$(1-R)I = \alpha n_{\rm e} T_{\rm e} v_{\rm e} \tag{12}$$

を用いる.これは式(8)と係数aを除いて同じである.こ こでも式(8)と同様に $v_e \sim c$ と近似する.係数aは、レー ザープラズマ相互作用の多次元性を考慮するために取り入 れた、運動量分布の次元を表す因子である.エネルギーフ ラックス輸送に寄与する電子が運動量空間で一次元、二次 元、三次元の相対論的マクスウェル分布をとる場合に、aはそれぞれa = 1, 2, 3の値をとる.次元が上がってaが大き くなれば、エネルギーフラックスは多次元的に拡散してい くため、同じエネルギーフラックス入力に対してプラズマ 圧力 $n_e T_e$ は実効的に小さくなることを表している.式(10)-(12)より、ホールボーリング面の静止状態におけるプラズ マ表面密度 n_s は

$$n_{\rm s} = 8\epsilon^2 a_0^2 \frac{1 + R - (1 - R)\alpha^{-1}}{2} \tag{13}$$

と求まる. この n_s がホールボーリングの限界密度であり, 光は密度 n_sを超えてホールボーリングでプラズマを押 し進むことはできない.

レーザープラズマ相互作用が準一次元的な場合, α = 1 とおくことができ,式(13)は

$$n_{\rm s} = 8R\epsilon^2 a_0^2 n_c \tag{14}$$

となる.準一次元という仮定は、LFEX、NIF-ARC などに 代表されるレーザースポット径が 50 μ m を超えるような レーザーとの数ピコ秒の相互作用について成り立つと考え られる.反射率 R は最大で1 であることを考えると、式 (14)より、直線偏光 $\epsilon = 1$ の場合、ホールボーリングは最大 で臨界密度 n_c の $8a_0^2$ 倍の密度の位置まで進むと言える.

2.3.3 粒子シミュレーションによるホールボーリング停止の検証

前節で求めたホールボーリング限界密度を PIC シミュ レーションにより検証した結果を図5に示す.図5の縦軸 は限界密度 n_s ,横軸は偏光因子 ϵ をかけたレーザー規格化 振幅 a_0 である.準一次元的な相互作用 ($\alpha = 1$)を仮定し, 式(14)を黒の実線および点線で様々な反射率Rに対してプ ロットした.灰色の領域は,理論的にホールボーリングで は進むことのできない密度領域を表す.印は PIC シミュ レーション結果であり、シミュレーションにおいてホール ボーリング面が停止した位置でのプラズマ密度を示してい る. それぞれの点に付記された R の値は,シミュレーショ ンで観測したホールボーリング停止時の反射率である. 三 角は空間一次元 (1D) で直線 P 偏光,ひし形は空間一次元 で円偏光,丸は空間二次元 (2D) で直線 P 偏光,四角は空 間二次元で円偏光のシミュレーション結果である. ここ で,二次元のシミュレーションではレーザースポット径 60 μm を用いており,前述の通り準一次元的な相互作用と 見なすことができる.

図5のシミュレーション結果は、いずれもホールボーリ ング限界密度の最大値を表す*R*=1の曲線よりも低密度側 に分布しており、限界密度を超えることは無い.また、空 間二次元で円偏光の場合(四角)を除き、停止密度はシ ミュレーションで観測した反射率*R*に対応する理論曲線と よく一致していることがわかる.二次元シミュレーション での停止密度は一次元シミュレーションでの停止密度より も全体として低密度側に分布しているが、これは、二次元 の相互作用ではレーザーの反射率が低く吸収率が高いため に、プラズマ圧力が一次元の場合よりも大きくなり、結果 としてホールボーリングが比較的低密度で止まってしまう ことを意味している.二次元円偏光の場合は、円偏光を構



図5 ホールボーリング限界密度nsのレーザー規格化振幅anへの 依存性. ϵ は偏光因子で、直線偏光で ϵ = 1、円偏光で ϵ = 21/2である.黒の実線および点線は、準一次元的な相互作用 (α=1)を仮定した場合の様々な反射率Rに対する限界密度 であり、灰色の領域は理論的にホールボーリングでは進む ことのできない密度領域を表す. 三角とひし形は空間一次 元(1D),四角と丸は空間二次元(2D)のPICシミュレー ション結果であり、ホールボーリング面が到達した最大の プラズマ密度を示している.二次元シミュレーションで は、準一次元的な相互作用を模擬するため大レーザース ポット径 60 μm を用いている. それぞれの点に付記された R の値は、シミュレーションにおけるホールボーリング停 止時の反射率である.三角と丸は直線 P 偏光,ひし形と四 角は円偏光(図中にC-polと記載),白色丸は空間二次 元,小レーザースポット径 1.5 µm で直線 P 偏光のシミュ レーション結果である(文献[13]の図3を引用).

成している P 偏光成分と S 偏光成分のうち P 偏光成分が大 きな吸収率を持つため、相互作用中に円偏光ではなくなっ てしまい、本理論では記述できなくなっていると考えられ る.また、多次元効果の検証として行った空間二次元で小 スポット径1.5 µmのシミュレーションで得られた停止密度 は、式(13)で運動量分布二次元に対応する α = 2 を用いた 計算結果とおよそ一致することも確認している(図5 白 丸).

ホールボーリングが停止するまでにかかる時間 t_s につい ても理論式が得られており,図5に示した $1 < \epsilon a_0 \le 6$ の範 囲では、この領域で典型的な数 µm のプリプラズマスケー ル長を仮定すると、 t_s は1ピコ秒から数ピコ秒と得られる [13]. つまり、数10フェムト秒から数100フェムト秒のパ ルス長のレーザーは、レーザー光のフロントがホールボー リング限界密度 n_s まで到達することができず、ホールボー リングの停止という現象は現れないことになる.

ここで、ピコ秒という時間スケールについて考察してみ る. ホールボーリングの停止は、図3(c)のようにイオンが 平均ゼロのフラックスを形成することによって起こる現象 であった. イオンが電磁場に反応する時間スケールは、イ オンのプラズマ周波数 $\omega_{pi} = (4\pi n_i Z_i^2 e^2 / M_i)^{1/2}$ の逆数 $2\pi \omega_{pi}^{-1}$ である.臨界密度では、 $2\pi \omega_{pi}^{-1}$ は100フェムト秒程度 である.ホールボーリングの停止状態への変化はこのイオ ンの反応速度の時定数で起こり、これより早く停止状態に 至ることは無い.

2.4 まとめと展望

本章では、ピコ秒領域の相対論的レーザープラズマ相互 作用で新しく現れるホールボーリングの停止という現象に ついて紹介した.相対論的強度の光は、ギガバールに及ぶ 光子圧でプラズマ表面を押し込み、高密度プラズマ中へと 侵入するが、ピコ秒にわたる光の照射下では、超高圧に加 熱されたプラズマ表面が構造を変化させ、レーザー光の侵 入を止める.ホールボーリングの停止状態では、プラズマ 表面に形成されたシース電場が、プラズマの表面張力とし て、静止したホールボーリング面を支えている.

ホールボーリングが停止することで、レーザープラズマ 相互作用にどのような影響があるのだろうか.詳細は本講 座第3章「ピコ秒レーザー照射におけるプラズマ構造変化

に伴う超熱的電子加速|で解説するが、ホールボーリング 面が静止状態に至った後もレーザー光を照射し続けると, プラズマ圧力がさらに上昇し、プラズマがレーザー側に噴 き出し始めることがわかっている. プラズマが光を押し戻 し、ホールボーリングモードから噴出(ブローアウト) モードへと遷移するのである.このとき、噴出した電子は レーザー場と直接相互作用して強い加速を受けるため、ブ ローアウトモードに入ると相対論的電子が従来のスケーリ ング則[6]を超えて増加する.この"超熱的な"高エネル ギー電子の増加は、イオン加速やガンマ線輻射、陽電子生 成などに影響する.実際,大阪大学 LFEX レーザーや米国 NIF-ARC レーザーを用いたイオン加速実験[12,14,15]で は、ピコ秒を超えるパルス長を用いると、超熱的電子の増 加とともに、イオンの最大エネルギーがフェムト秒レー ザーに対して用いられてきたスケーリング則[16,17]を超 えて増加する結果が得られている.

今回紹介したホールボーリングの停止状態の確立に見ら れるように、ピコ秒領域では、光とプラズマの相互作用が 新しいフェーズへと遷移する.この領域のレーザープラズ マ相互作用の理解を通して、高エネルギー密度プラズマ物 理の新展開に繋げたい.

参考文献

- [1] S.V. Bulanov et al., Eur. Phys. J. D 55, 483 (2009).
- [2] N.D. Powers et al., Nat. Photonics 8, 28 (2014).
- [3] 西村博明 他:プラズマ・核融合学会誌 95,3 (2019).
- [4] R. Kodama et al., Nature 412, 798 (2001).
- [5] S. Sakata *et al.*, Nat. Commun. 9, 3937 (2018).
- [6] S. C. Wilks et al., Phys. Rev. Lett. 69, 1383 (1992).
- [7] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. 79, 2686 (1997).
- [8] Y. Sentoku et al., Fusion Sci. Technol. 49, 278 (2006).
- [9] Y. Ping *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 145006 (2012).
- [10] N. Naumova et al., Phys. Rev. Lett. 102, 025002 (2009).
- [11] S. Kojima et al., J. Phys. Conf. Ser. 717, 012102 (2016).
- [12] A. Yogo et al., Sci. Rep. 7, 42451 (2017).
- [13] N. Iwata et al., Nat. Commun. 9, 623 (2018).
- [14] D. Mariscal et al., BI3.00003, Bull. Am. Phys. Soc. (2018).
- [15] J. Kim et al., Phys. Plasmas 25, 083109 (2018).
- [16] P. Mora Phys. Rev. Lett. 90, 185002 (2003).
- [17] J. Fuchs et al., Nat. Phys. 2, 48 (2006).



岩田夏弥

大阪大学レーザー科学研究所特任講 師.2014年京都大学大学院エネルギー科学 研究科博士課程修了.研究分野はプラズマ 物理.特に高強度レーザー生成プラズマ中

での粒子加速・加熱の基礎物理に興味があり,理論研究を通 して自然界の非線形・非平衡現象の解明に寄与することが目 標.趣味は絵を描くこと,ダイビングなど.光や色,波を感 じることが好きです.