



研究最前線

マイクロバブル爆縮による超高場の生成と相対論的プロトン放射

Generation of Ultrahigh Field and Relativistic Proton Emission by Microbubble Implosion

村上 匡且

MURAKAMI Masakatsu

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年8月23日)

何もない空虚な空間、とかつては思われていた真空が、実は粒子・反粒子である電子・陽電子による対生成・消滅が絶え間なく繰り返されている場であることは量子電磁力学 (QED) が説くところであるが、自発的に対生成がおこる臨界とされるシュウィンガー極限電場 ($E_S \sim 1.3 \times 10^{18} \text{ Vm}^{-1}$) を光子衝突のみで達成しようとするれば現在のレーザー強度では未だ6~7桁足りない。このシュウィンガー極限電場を光とプラズマの相互作用を通して達成し得る新たな原理「マイクロバブル爆縮」を提案する。数十 MeV の高速電子をミクロンサイズのバブル内部に満たすことで球対称静電場を作り、バブル表面プロトンを亜光速でナノスケールにまで爆縮させる事で、固体密度の数十万倍、エネルギー密度にして太陽中心の百万倍の超高密度プロトン球が、数十アト秒の極短時間であるがバブル中心に出現する。電磁流体力学はもとより相対論から量子論に至る幅広い要素が内在するマイクロバブル爆縮の物理を概観する。

Keywords:

microbubble implosion, vacuum physics, relativistic proton, intense laser

1. はじめに

チャープパルス増幅 (CPA) 技術の発明によって、わずか四半世紀の間にレーザー強度は1000万倍以上増加するに至った[1]。近年、世界の大型高出力レーザー施設においては、レーザー出力とレーザー照射強度などの更なる性能向上をめざし、しのぎを削った研究が進行している[2-5]。それら高強度レーザーを使って、高速点火研究[6-8]や電子やイオンなどの高エネルギー粒子加速に代表される様々な応用研究が展開されてきた[9-12]。粒子加速と同様に、真空物理[13-19]のような高強度場科学もレーザーを使った高エネルギー密度物理学の重要かつ基本的なトピックである。量子電磁力学 (QED) では、いわゆるシュウィンガー極限 ($E_S \sim 1.3 \times 10^{18} \text{ Vm}^{-1}$) に相当する電磁場中において、電子-陽電子対の自発的な生成が予想されている。このシュウィンガー極限電場は、レーザー強度 $I_L = 2.3 \times 10^{29} \text{ Wcm}^{-2}$ に対応する。電子-陽電子対生成のしきい値は、複数の集束パルスを使えば実質的に上記の E_S よりも低くなる可能性が論じられているが[20, 21]、何れにしてもシュウィンガー極限に到達するには現在のレーザー技術で得られる照射強度と比べると依然として6-7桁程度足りないのが現状である。

我々は最近、「マイクロバブル爆縮」と呼ぶ、超高電場と、その結果として高エネルギープロトンを生成させるための全く新しい物理コンセプトを提案した[22, 23]。図1

Institute of Laser Science, Osaka Univ., Suita, OSAKA 565-0871, Japan

(a)にその概念図を示す。人工的に作られた初期半径 R_0 のミクロンサイズのバブルが内包された固体ターゲット片を考えよう。ここでは簡単のため、ターゲットは水素のみから成っているものとする。この固体ターゲットが $I_L = 10^{20} - 10^{23} \text{ Wcm}^{-2}$ 程の高強度レーザーで照射されるとポンデラモーティブ・スケーリング[7]

$$T_e [\text{MeV}] \simeq 44 (I_{L22} \lambda_{L\mu}^2)^{1/2}, \quad (1)$$

に従って $T_e = 10 - 100 \text{ MeV}$ の温度を持つ高速電子が生成

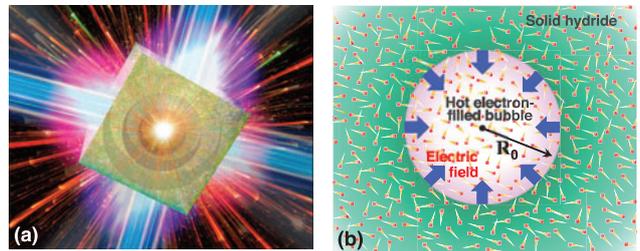


図1 (a) マイクロバブル爆縮の概念全体図。レーザー照射、高速電子の生成と拡散、バブル爆縮、プロトン放射、という一連の重要な物理素過程が描かれている。(b) マイクロバブル爆縮が駆動される原理図。高速電子に満たされたバブル内には球対称内向きの強力な静電場ができる。バブル周辺のプロトンはこの球心静電場によってバブル中心に向かって加速される。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

author's e-mail: murakami-m@ile.osaka-u.ac.jp

される。ただし、 I_{L22} と $\lambda_{1\mu}$ は、各々、 10^{22} Wcm^{-2} と $1 \mu\text{m}$ で規格化されたレーザーの照射強度と波長である。こうして生成される相対論的電子はほぼ光速のスピードであらゆる方向に発散し、バブル内外のターゲット空間を自由自在に飛び回る。例えば、簡単のため 10^{20} Wcm^{-2} の照射強度を持つレーザーを、一様な固体密度を持つ半径 R_0 のプロトン球に照射する場合を考えてみよう。この時のレーザー電場は約 $3 \times 10^{13} \text{ Vm}^{-1}$ であるが、その一方でプロトン球の表面電場は $R_0 = 1 \mu\text{m}$ と $10 \mu\text{m}$ に対し、各々、 10^{13} Vm^{-1} および 10^{14} Vm^{-1} 程度となる。つまりサイズの小さい $R_0 = 1 \mu\text{m}$ のターゲットであれば大部分の高速電子がターゲット本体から飛び出て遠方に飛散してしまうが、サイズの大きな $R_0 = 10 \mu\text{m}$ のターゲットでは、一旦は真空中に飛び出たとしても、ほとんどの電子は強力な静電場で再びターゲットに引き戻されるのである。高速電子の持つこの高分散性と高一樣化特性は、例えば高速点火と呼ばれるレーザー核融合などの応用では決定的に仇となるのであるが、バブル爆縮ではむしろ逆であり、後述するように超高密度爆縮を可能にする鍵ともなる。

初期に全くの空洞であったバブルは、光速に近い速度をもつ光速電子によって fs (フェムト秒 = 10^{-15} 秒) という短時間で一様に満たされる。もちろん、個々の電子はバブル内に侵入しても次の瞬間には再びバブルの外に出ていくのであるが、数十 fs というバブルの爆縮時間のスケールから見ると、準定常的構造を持った電子プロファイルが成立している。

バブル内にある負電荷である電子によって球対称内向きの電場ができ、この電場によってターゲット内で電離された水素原子核であるプロトンはバブル中心に向かって加速される (バブル爆縮; 図 1 (b) 参照)。プロトンの爆縮は、それらプロトン自身のクーロン反発力によって、爆縮運動が制止されるまで続き、最終的にナノメートルスケールになるまで圧縮は続く。このことは、投入されたレーザーエネルギーが空間的にも時間的にも非常に高密度のイオンコアの形で圧縮されることを意味している。ナノスケールのプロトン球の密度は白色矮星内部に匹敵する固体密度の数十万 - 100 万倍という超高密度であり、ナノスケールという極小空間ではあるが、コア周辺には現在地球上で人工的に生成され得る電場をはるかに凌駕する超高電場が生成される。この電場は爆縮を起こした電場よりも二桁程度強く、中心で圧縮されたイオンの激しい爆発を引き起こし、結果として、爆縮過程で得られるエネルギーより一桁程度高い運動エネルギーを持って飛散する。

バブル爆縮という物理現象は、一見すると求心衝撃波 [24] やソノルミネッセンス [25] として知られる水バブル収縮による発光現象に類似している。ソノルミネッセンスは、100 年も前に Rayleigh が論じた水中気泡の圧壊現象 [26] に振動音響場を組み合わせることで膨張・爆縮を引き起こし、最終的に数 eV (数万度) の黒体放射に近い発光現象が見られるというものである。しかしマイクロバブル爆縮は求心衝撃波やソノルミネッセンスとは全く異なる。というのも、バブルが収縮し崩壊する瞬間に前者では超高密

度 (初期密度の数十万倍)・実質ゼロ温度状態が達成され、後者では超高温・低密度 (高々初期密度の数十倍) 状態が達成され、両者は互いに全く異なる最終状態となるからである。圧縮機構が全く異なるのであるから、最終的な圧縮状態が異なるのは当然のことと言える。

現時点では、マイクロバブル爆縮に関してまだ多くがわかっていない。例えば「バブル爆縮に要求される非常に一様な爆縮は本当に可能か」などはその最たるものである。確かに、高々 40 倍程度 ($\sim 2 \text{ mm}/50 \mu\text{m}$) の半径圧縮率を想定するレーザー核融合研究者からすれば、バブル爆縮で期待される千倍 ($\sim 1 \mu\text{m}/1 \text{ nm}$; 最大圧縮時の密度が初期密度の数十万倍となるケース) という半径圧縮率は途方もなく大きな数字に見えるに違いない。しかし一方で、身近な物質である水の中の気泡が振動音響場に置かれた条件下で膨張・圧壊するソノルミネッセンスのケースでは半径圧縮率が 200 - 300 であるという事実はあまり知られていない。

ここで、マイクロバブル爆縮の場合、バブルを取り巻くイオンは長距離クーロン力によって体積的に駆動されていることを強調しておきたい。つまり、プラズマ中の局所局所に分散して存在する非一様性は積分された形でバブル内面のプロトンに作用するため、それら空間分散した非一様性は均一化されることが期待される。実際、3次元の Particle-in-Cell (PIC) および分子動力学 (Molecular Dynamics: MD) シミュレーション [27] の結果から、超高強度レーザーパルス照射下でプラズマ内部に生成される電磁場乱流振幅が急速に減衰する一方で、バブルとプラズマとの境界面付近には球構造に由来する強力かつ均一な球対称静電場が安定して維持されることがわかっている。

本稿の目的は、上記の爆縮一様性や電磁場乱流を論じるのではなく、むしろ 3次元シミュレーションなどから既に得られている基本特性に立脚し、一定の理想的条件の下でバブル爆縮が達成し得る超高電場やイオンの加速エネルギーの上限に対する比例則を得ることにある。その過程を通じて、マイクロバブル爆縮というこの新たなコンセプトの基本的振る舞いを見通し良くすることである。本稿は主として文献 [22] および [23] を基にマイクロバブル爆縮の物理を解説としてまとめたものである。

2. マイクロバブル爆縮の基本特性

2.1 1次元ハイブリッドシミュレーション

電子温度が十分に高く、半径 R_0 のバブル内外に密度 n_{e0} の電子が一様に満たされている状況を考えよう。 e を電気素量、 r をバブル中心からの半径とすると、バブル内の電場は $E_f(r) = -\frac{4}{3}n_{e0}er$ で与えられる。バブル表面のプロトンが中心方向に加速され中心に到達した瞬間に運動エネルギーは最大値となり、その値は $\mathcal{E}_0 = \int_0^{R_0} e|E_f(r)|dr$ を使うと次式で与えられる。

$$\mathcal{E}_0 = \frac{e^2 N_{e0}}{2R_0} = 30 \text{ MeV} \cdot \left(\frac{n_{e0}}{10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2. \quad (2)$$

ここで、 $N_{e0} = (4\pi/3)R_0^3 n_{e0}$ は初期のバブルに含まれる総

電子数を表す。

詳細な3次元シミュレーションの前に比較的簡単な1次元ハイブリッドシミュレーションの結果を見ておこう。ここでハイブリッドと表現したのは、イオンの運動は粒子としてPIC法で計算し、電子は質量がイオンに比べて無限小として見なせるとしてポアソン-ボルツマン方程式

$$\nabla \cdot \nabla \phi = 4\pi e [n_{ec} \exp(e\phi/T_e) - n_i], \quad (3)$$

を使って場として解いていることによる。ここで $\phi(r, t)$ は静電ポテンシャル, $n_i(r, t)$ はイオン密度, $n_{ec}(t)$ はバブル中心における電子密度であり, $\phi(r, t)$ と $n_{ec}(t)$ は収束計算によってのみ求まる。規格化により(2)式は次の無次元数 Λ にのみ依存する。

$$\Lambda = \frac{R_0}{\lambda_{Di0}} = R_0 \sqrt{\frac{4\pi n_{i0} e^2}{T_e}}. \quad (4)$$

ただし λ_{Di0} は初期のイオンデバイ長である。この変数 Λ は、デバイ長に対するバブル半径の比であり、直感的にはバブルの中への電子の“浸透しにくさ”と捉えることができる。後述するように、密度圧縮率やイオン加速率といった指標に対するバブル爆縮の高いパフォーマンスは、おおよそ $\Lambda = 1-3$ という最適範囲で得られる。こうして、1次元のハイブリッドシミュレーションでは一旦 Λ の値が決まれば、各時間ステップ毎のイオン密度分布をもとに $\phi(r, t)$ が求まり、次いで電子密度がボルツマン分布 $n_e = n_{ec} \exp(e\phi/T_e)$ から得られる。図2は、こうして得られた初期の電子分布を、初期バブル半径で規格化された半径を横軸として、異なる Λ の値に対してプロットしたものである。同図から、初期のバブル内平均電子密度 n_{e0} に対して次の近似式が得られる。

$$n_{e0} \approx n_{ec0} = n_{i0} \left[1 + \exp\left(-3 + 0.47 \ln^2 \frac{\Lambda}{0.08}\right) \right]^{-1/3}. \quad (5)$$

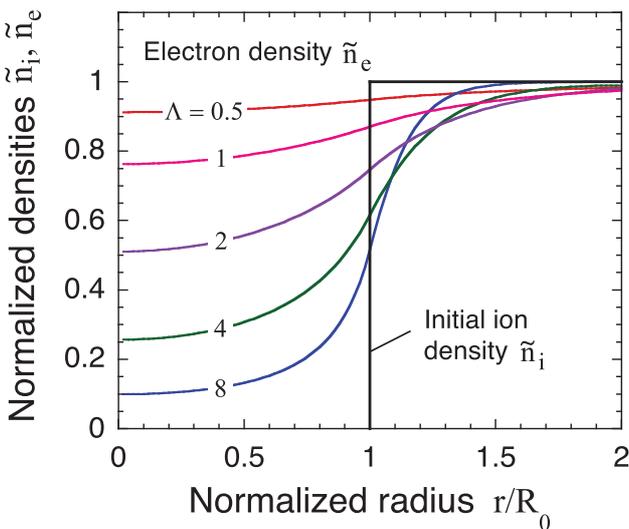


図2 Λ を媒介変数とした、 $t=0$ における電子とイオンの規格化された密度プロファイル。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

ただし n_{ec0} はバブル中心の初期電子密度を表す。

図3(a)は1次元シミュレーションで得られたバブル爆縮に伴うプロトンの軌跡を表したものである。ただし $t=0$ でバブル内には $\Lambda=1$ に対応する電子分布が既に成立していると仮定した。バブルが収縮と膨張を繰り返すのはマイクロバブル爆縮の大きな特徴の一つである。これは系が強い電荷分離状態にあるために起こる現象であり、中性プラズマでは観測され得ない。図3(b)は図3(a)の四角で囲んだ最大圧縮時に対応する小領域を拡大したものである。マイクロバブル爆縮の典型的な初期半径はミクロンのオーダーであり最大圧縮時の高密度コアはナノメートルサイズとなり、爆縮の時間スケールは数十フェムト秒のオーダーであることは既に述べたとおりである。こうしてナノスケールまで収縮しTHz領域に含まれる周波数をもって収縮・膨張を繰り返すその挙動は言わばナノパルサーとも言うべき特異なものである。

ここまでの議論では簡単のため、イオンは一様な密度 n_{i0} でバブルを取り囲んでいるものとしてきた。しかし、その n_{i0} の実際の値、換言すると固体密度 $n_{s0} \approx 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ の中でイオンの占める割合 $\alpha = n_{i0}/n_{s0}$ は照射レーザーとターゲットとの相互作用の結果として決定され、 $0 < \alpha < 1$ という存在域を持つが、近似的には次のように表すことができる。

$$\alpha = \frac{n_{i0}}{n_{s0}} \sim \frac{2E_{La}}{3T_e n_{s0} V_T}. \quad (6)$$

ただし、 E_{La} はレーザーの総吸収エネルギー、 V_T はターゲット体積を表す。後節では、バブル爆縮で達成可能な最大電場のスケーリングをこれら2つの無次元数 Λ と α を自由変数として論じる。

2.2 爆縮ダイナミクス

バブル内の電子温度が空間的に一様且つ時間的に一定と仮定すると、バブル爆縮のダイナミクスはシンプルな解析モデルとして取り扱うことができる。この一種の理想状態

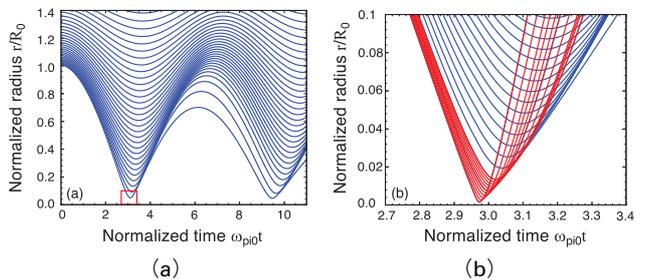


図3 (a) マイクロバブル爆縮の1次元ハイブリッドシミュレーションにより得られたプロトンの軌跡群 ($\Lambda=1$)。 $t=0$ において既に高速電子で満たされた準定常状態の電子密度プロファイルが成立しているものと仮定。(b) 最大圧縮付近の拡大図 (図(a)の赤線枠で囲った領域)。プラズマ最内層を成す少数のプロトン (赤の曲線群) は最大圧縮時に強力な加速を受け一桁近いエネルギー増幅の後、外方に向けて放射される。その余の殆どのプロトンは爆縮・爆発を繰り返す (ナノパルサー)。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

は $\Lambda \ll 1$ に対応し、具体的には高い電子温度、低い電子密度、ないしは小さいバブル半径の極限方向において成立する[(4)式参照]. 既に図3にも見たように、マイクロバブルの爆縮フェーズにおいては、異なるイオンの軌跡は互いに交差することなく層流状態を形成しつつ収縮する. このことは、今考えているバブル爆縮という球対称クーロン系において、個々のイオン粒子に対する運動方程式が劇的に単純化される. いま、軌跡の時間発展が $r(t)$ で記述されるテストイオンの質量を m_i 、初期半径を $r_0 \equiv r(0) (> R_0)$ とすると、同イオンの運動方程式は次式により与えられる.

$$m_i \ddot{r} = -\frac{(4\pi/3)r^3 n_{e0} e^2}{r^2} + \frac{(4\pi/3)(r_0^3 - R_0^3) n_{i0} e^2}{r^2}. \quad (7)$$

(7)式右辺の第1項および第2項は、各々、テストイオンが位置する球面よりも内側の領域に存在する電子とイオンによる寄与を表している. 初期イオンプラズマ周波数 $\omega_{pi0} = \sqrt{4\pi n_{i0} e^2 / m_i}$ を使えば(7)式は積分され次の速度 v と半径 r の関係を得る.

$$\frac{v^2}{\omega_{pi0}^2} = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r} \right) (r_0^3 - R_0^3) + \frac{1}{3} (r_0^2 - r^2). \quad (8)$$

(8)式は、初期位置 $r = r_0$ に関するラグランジアン表記となっていることに注意したい. 同式より直ちに、プラズマ最内面 ($r_0 = R_0$) のイオンの軌跡 $r_{im}(t)$ と爆縮速度 $v_{im}(t)$ が次式で与えられる.

$$r_{im}(t) = R_0 \cos\left(\frac{\omega_{pi0} t}{\sqrt{3}}\right), \quad v_{im}(t) = \frac{\omega_{pi0} R_0}{\sqrt{3}} \sin\left(\frac{\omega_{pi0} t}{\sqrt{3}}\right). \quad (9)$$

かくしてバブル表面の爆縮時間と最大爆縮速度が、各々、 $t_{im} = (\sqrt{3}/2)\pi\omega_{pi0}^{-1}$ と $v_{max} = \omega_{pi0} R_0 / \sqrt{3}$ で与えられることがわかる.

2.3 最大圧縮時の物理量

(8)式において、初期位置 $r = r_0 (> R_0)$ にあったイオンは最大圧縮時の停留点 $r = r_2$ で $v = 0$ を満たすことから

$$r_2 = \left(\sqrt{9 - 8 \left(\frac{R_0}{r_0} \right)^3} - 1 \right) \frac{r_0}{2} \quad (10)$$

を得る. 上式において $r_0 \rightarrow R_0$ とすると $r_2 \rightarrow 0$ となる. このことは、一見すると、バブル表面に最近接のプロトンは厳密に中心 ($r = 0$) に到達することになるが、これは誤りである. というのも現実にはプロトンには有限なスケールがあるからであり、当然、バブルの最大圧縮に対応する最小到達半径 r_{min} が存在する. この r_{min} を決定するには、バブル表面にある原子層の爆縮運動を別途考えてやる必要がある.

一様なイオン密度 n_{i0} の水素プラズマ中に半径 R_0 のバブルがある状態を考える. この場合の平均原子間距離は $d = n_{i0}^{-1/3}$ で与えられる. この時、バブル表面にある単一原子層の厚みに含まれる総イオン数は $N_a = 4\pi R_0^2 / d^2$ と見積もられる. これらバブル最近接面上のプロトンの爆縮運動エネルギーは $\mathcal{E}_{kin} = \frac{1}{2} N_a m_i v_{max}^2$ であり、最大圧縮時に全ての

エネルギーがクーロンポテンシャルエネルギー $\mathcal{E}_{pot} = \frac{1}{2} (N_a e)^2 r_{min}^{-1}$ に変換されると考えると、エネルギー保存条件 $\mathcal{E}_{kin} = \mathcal{E}_{pot}$ から r_{min} を求めることができる. その結果、最小到達半径は

$$r_{min} = \frac{N_a e^2}{m_i v_{max}^2} = \frac{3n_{i0}^{2/3}}{n_{e0}} \quad (11)$$

と求まる. 例えば、平均的な固体密度をとって $n_{i0} = n_{e0} = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ とした場合、 $r_{min} = 0.81 \text{ nm}$ となる.

(10)式の関係を使うと、初期位置が $r_0 = R_0$ 近傍のプロトンに対して近似的に $dr_2/dr_0 \approx 6$ となる. これと質量保存則 $n_2 r_2^2 dr_2 = n_{i0} r_0^2 dr_0$ を併せると、結局、最大圧縮時のバブル中心付近のイオン密度プロファイルは次式により与えられる.

$$n_i(r) = \frac{n_{i0}}{6} \left(\frac{R_0}{r} \right)^2, \quad r \leq r_{min} \quad (12)$$

(11)式と(12)式より、マイクロバブル爆縮で達成される最大圧縮密度 n_{max} は次式により与えられる.

$$\frac{n_{max}}{n_{i0}} = \left(\frac{N_{e0}}{6^{7/2} \pi} \right)^{2/3} \quad (13)$$

こうして、一旦、最大圧縮時の密度分布がわかれば電場の空間分布もガウスの定理から直ちに $E_f = Q(r)/r^2$ により決定される. ただし、 $Q(r) = \int_{r_{min}}^r 4\pi r'^2 e n_i(r') dr'$ は半径 r の内部に含まれるイオン電荷の総量を表し、圧縮コア領域において $n_i \gg n_{e0}$ として電子の効果は無視した. 結果として電場分布は次式で与えられる.

$$E_f(r) = \frac{e N_{e0}}{2R_0 r_{min}} \left(\frac{r_{min}}{r} - \frac{r_{min}^2}{r^2} \right), \quad r \geq r_{min} \quad (14)$$

上式は $r = 2r_{min}$ において次の最大値を持つ.

$$E_{f,max} = \frac{e N_{e0}}{8R_0 r_{min}} \quad (15)$$

(14)式より、静電場のエネルギー密度 $\epsilon_f(r) = E_f^2 / 8\pi$ もまた $r = 2r_{min}$ で最大値

$$\epsilon_{f,max} = \frac{e^2}{32\pi^{1/3}} \left(\left(\frac{g_A}{6} \right)^2 n_{i0} N_{e0} \right)^{4/3} \quad (16)$$

を持つ. この最大静電エネルギー密度は、次のように初期のバブル内面における電場 $E_{f0} = e N_{e0} / R_0^2$ との比を取ること、より直感的に理解されよう.

$$\frac{\epsilon_{f,max}}{\epsilon_{f0}} = \left(\frac{E_{f,max}}{E_{f0}} \right)^2 = \left(\frac{R_0}{8r_{min}} \right)^2. \quad (17)$$

2.4 爆発過程とエネルギー増幅

(12)式の適用可能領域の最大半径は、近似的に $\bar{n}_i \approx n_{i0} = n_i(r)$ を解いて、次式で与えられる.

$$r_{max} = \sqrt{\frac{g_A}{6}} R_0 \quad (18)$$

ただし $g_A \equiv n_{e0}/n_{i0}$ は(5)式に示す通り無次元数 A の関数である。最大圧縮時に放射されるプロトンの最大運動エネルギーは、 $r = 0$ と $r = r_{\max}$ の間のクーロンポテンシャルエネルギーの差として $\mathcal{E}_{\max} \approx \int_0^{r_{\max}} eE_I(r) dr$ で評価され、最終的に次式により与えられる。

$$\frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_0} \approx \frac{1}{3} \ln \left(\left(\frac{g_A}{6} \right)^{7/2} \frac{N_{e0}}{\pi} \right). \quad (19)$$

例えば、 $R_0 = 0.3 - 3 \mu\text{m}$, $g_A \approx 1$, $n_{e0} = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ の場合、 $\mathcal{E}_{\max}/\mathcal{E}_0 \approx 4.5 - 6.8$ となる。

バブルが爆縮し、爆縮の運動エネルギーが(19)式で表される増倍率で増幅され放射されるプロトンは極めて少数である。では一体どれだけの割合が高エネルギープロトンとして放射されるのか、簡単に見積もっておこう。ここでは簡単のため、 $\mathcal{E} \geq \frac{1}{2} \mathcal{E}_{\max}$, すなわち「高エネルギープロトン」とは最大エネルギー \mathcal{E}_{\max} の半分以上のエネルギーを持って放射されるプロトン、と定義し、その総数を $N_{1/2}$ とすると、(12), (13), (19)式より次式を得る。

$$\frac{N_{1/2}}{N_{e0}} = \left(\frac{\pi \sqrt{6/g_A}}{64 N_{e0}} \right)^{1/6}. \quad (20)$$

例えば、 $R_0 = 2 \mu\text{m}$, $n_{e0} = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, $g_A \approx 1$ の場合、 $N_{1/2}/N_{e0} = 0.9\%$ となり、シミュレーション結果とも良く符合している。

2.5 バブル爆縮の熱力学特性

本小節では、密度、温度、エネルギー密度といった熱力学観点から他のプラズマ機構との比較を見ながらマイクロバブル爆縮の位置付けを概観したい。まず、バブル内面のプロトンが中心部に加速される間にどの程度の乱雑さ、つまり熱を得るのかについて考える。これは半径方向とは垂直の φ 方向にどれだけ加速されるかを粗く評価すると

$$\frac{T_i}{T_e} \sim \frac{2\pi\nu_{ei}}{\omega_{pi}} \frac{m_e}{m_i} \quad (21)$$

となる。ただし、 ν_{ei} と ω_{pi} は、各々、電子・イオン衝突周波数とプラズマイオン周波数を表す。バブル爆縮の特性時間は、 $2\pi\omega_{pi}^{-1}$ のオーダーであり、おおよそ数十~百 fs である。したがって $2\pi\nu_{ei}/\omega_{pi}$ は r 方向と φ 方向のプロトンの加速比を表す。一方、 m_e/m_i は、単一の衝突で電子からプロトンへのエネルギー付与率を表している。プラズマ密度 $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ および電子温度 $10 - 100 \text{ MeV}$ を使うと、結局、 $T_i/T_e \sim 10^{-8} - 10^{-7}$ と見積もることができる。

図4(a)は異なるプラズマ機構に関して温度を数密度の関数としてプロットしたものである。同図中の“ $k_B T = E_F$ ”はフェルミ縮退に、“ $n\lambda_D^3 = 1$ ”は強結合プラズマに対応している。このダイアグラムから窺えるように、マイクロバブル爆縮では「超高温低密度の高速電子を使って超高密度・極低温の正電荷の塊であるプロトン球を作る」という意味で一種パラドックス的原理と言える。

図4(b)に示したダイアグラムは、図4(a)と同様に、エネルギー密度を数密度の関数としてプロットしたものである。(16)式で与えられるバブル爆縮生成による超高電場

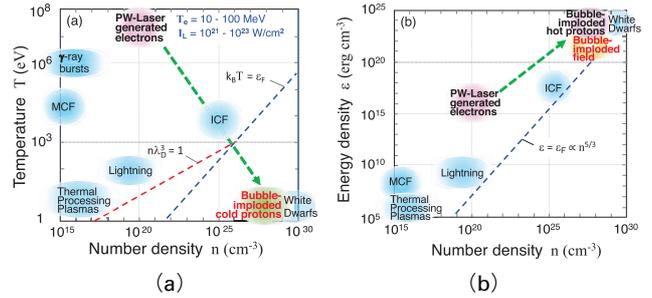


図4 (a) 様々なプラズマ機構の位置付けを表す数密度 vs 温度ダイアグラム。“ $n\lambda_D^3 = 1$ ”と“ $k_B T = E_F$ ”のラベルは、各々、強結合プラズマとフェルミ縮退に与る境界線を表す。マイクロバブル爆縮では、超高温の電子が超高密度・極低温のプロトン球を生成する。(b) 数密度 vs エネルギー密度ダイアグラム。最大圧縮時のナノメートルサイズのバブルコア内部では固体密度の数十万倍に圧縮されたプロトンが百 MeV 級のエネルギーで運動している。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

"Bubble imploded field"は例えばレーザー核融合(ICF: Inertial Confinement Fusion)で想定されるエネルギー密度よりも3~4桁高いところに位置している。ここで注意しておきたいのは、白色矮星の持つエネルギーは電子による縮退フェルミエネルギーを表し、他のプラズマ機構では熱エネルギーを表していることである。バブル爆縮で生成される静電場のエネルギーよりもさらに高いエネルギー密度を持つのが"Bubble-imploded hot proton"と示されているもので、これは1次元考察から得られる最小到達半径よりもさらに内部領域に押し込まれ、依然として数十~百 MeV の余剰運動エネルギーを持つ超高密度プロトンを指している。それらホットプロトンはICFコアとして想定される点火プラズマの持つ0.2-0.4 Tbar (1 Tbar = 1兆気圧)というエネルギー密度のさらに百万倍程度高いエネルギー密度を持つ。

3. 3D PIC シミュレーション

図5に、オープンソースコードであるEPOCH[28]を使ったマイクロバブル爆縮のシミュレーション結果を示す。ここでは、十分な広がりを持つ空間内に一辺1200 nmの立方体単位が3次元方向に規則正しく配列されている周期境界条件を使っている。立方体の中心には半径300 nmの真空バブルを置き、最小メッシュサイズは6 nmを取った。簡単のためレーザーとプラズマの相互作用は考慮せず、代わりに、バブルを取り囲むプラズマは空間的に均一な水素プラズマから構成され、初期条件として $T_i = 0$, $T_e = 10 \text{ MeV}$, $n_{e0} = n_{i0} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ を仮定した。

図5(a)はプロトン密度に対する時間発展を示したものである。1次元のシミュレーションにも見られたようにイオンプラズマ周波数と同調して爆縮・爆発を繰り返す様子がうかがえる。特に強調すべき点は、同図の第5ないし第9コマに見られるように中心部まで爆縮しているバブルは四角に大きく変形しているにも関わらず、爆縮爆発を繰り返していることである。この歪な四角形はPICコードがxyzカーテジアンメッシュを採用していることに起因する「ノ

イズ」である。ノイズが大きく観測されるにも関わらず球収縮を繰り返すほどに安定性が高い現象であるということでもある。

図5 (b)はプロトンのエネルギースペクトルの時間発展を示したものである。与えられた初期条件から計算される周期は $T_{\text{cyc}} = 2\pi/\omega_{\text{pi}0} \approx 150$ fsであり、第1回目と第2回目の爆縮時間の差と一致していることがわかる。さらに、最初の爆縮の運動エネルギーが230 keVであるのに対し爆発の結果1.4 MeVにまでエネルギーが増大し、その増幅率 ≈ 6 は上記の理論モデルを使った評価値とも符合している。

4. 3D MD シミュレーション

現在、レーザープラズマに対するシミュレーション研究の殆どがPICコードを使ったものと言ってよい。しかるにPICシミュレーションでは扱うプラズマのサイズはデバイ長より十分大きいことが前提となる。考えているプラズマがデバイ長と同等ないしはそれ以下の場合にはPICとしては「適用外」である。流体シミュレーションでもオイラーメッシュかラグランジュメッシュか、という似た議論があるが、何れにしてもどのようなプラズマパラメータを扱うのか、どこまでの精度を求めるのか、といった条件に大きく依存する。本稿で議論しているマイクロバブル爆縮は、空間的には0.1 nm~10 μm 、時間的には10 as (atto second = 10^{-18} 秒) ~100 fs まで時空共に4桁という非常にダイナミックレンジの広い物理現象であり、例えば0.1 nmと10 asという時空の最小値をメッシュサイズとして切った場合、

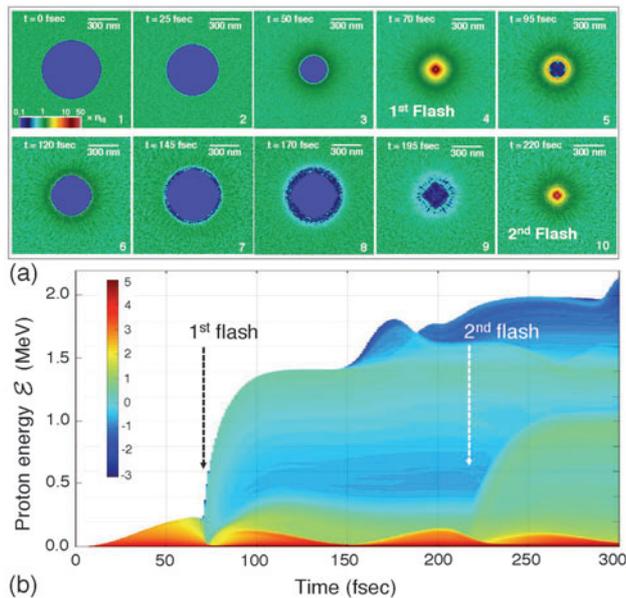


図5 マイクロバブル爆縮の3次元粒子シミュレーション (PIC)。一辺1200 nmの立方体空間の中心に初期半径 $R_0 = 300$ nmの真空バブルを想定し、バブルを取り囲む中性水素プラズマに対しては、 $n_{e0} = n_{i0} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ MeV}$, $T_i = 0$ を使った。周期境界条件を仮定し、レーザーとプラズマの相互作用は考慮してない。(a)プロトンの密度分布の時間発展を表すスナップショット (b)プロトンの運動エネルギースペクトルの時間発展。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

膨大なメモリと計算時間を食ってしまい現実的ではなくなる。そこで、マイクロバブル爆縮の最大圧縮時のコアの振る舞いを詳細に観測する必要から、PICシミュレーションとは別に、分子動力学法 (MD) に基づき系全体における全ての二体相互作用を厳密に解く3次元MDシミュレーションを行った。

図6 (a)は、単一プロトン層の爆縮に対する3次元MDシミュレーションを示したものである (表示は半球分のみ)。初期半径1 μm のバブルが最終的に、1次元理論モデルの予測通り1 nmにまで収縮していることが確認できる。ここで特に留意したいのは、統計的な性質としてよく知られている性質として、乱雑さに起因する非一様性の積分効果はサンプル数 N に対し $1/\sqrt{N}$ で減少していくという事実である[29]。換言すると、実際には1億個の系の運動をわずかに千個の粒子でシミュレートしようとした時、初期の乱雑さの効果は実際の $10^8/10^3 \approx 300$ 倍程度に過大評価されてしまう、ということである。しかるに、現実には約 10^8 個の水素原子が半径1 μm のバブル表面上に配列していることになるが、これをわずかに1000個の仮想プロトンで代表させ、いかに単一球面状に配列させるかというのは実は簡単ではない。我々は荷電粒子の自己組織化という特性を利用して1000個の仮想粒子を可能な限り単一球面状に配列させた[30]。

図6 (b)は、図6 (a)に対応して、プロトン半径と運動エネルギーに対する時間発展をプロットしたものである。最大圧縮のタイミングを新たな時間基準 ($t = 0$) として再設定した。バブルは最小半径1 nm付近にまで収縮した後、クーロン相互作用によりランダムに爆発することがわかる。かくしてマイクロバブル爆縮の核心物理はわずかに1 nmの空間スケールと10 asという時間スケールで起こっている

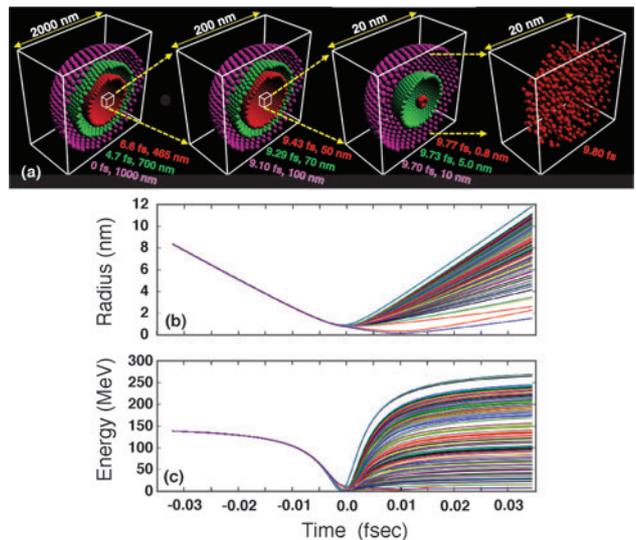


図6 単一プロトン層の爆縮に対する3次元MDシミュレーション。初期半径 $R_0 = 1000$ nm、バブル電子は一様密度 $n_{e0} = 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ を持つと仮定。(a)爆縮開始から最大圧縮直後に至るスナップショット。(b)プロトン半径と運動エネルギーに対する時間発展。バブルは最小半径1 nm付近にまで収縮した後、クーロン相互作用によりランダムに爆発する。Reproduced from Sci. Rep. **8**, 7537 (2018); <https://www.nature.com/articles/s41598-018-25594-3> }

ることが図6 (a)と(b)からわかる。ここで強調しておくべきこととして、図6のシミュレーションでは計算時間の制約からバブル表面上の単一原子層しか取り扱わなかったが、実際のターゲットにおいてはバブルは数 μm のスケールの固体で取り囲まれている。そのため、バブルが最大圧縮に達した後のプロトンの振る舞いは図6とは異なったものになることが予想される。次の例では、シミュレーションで扱う厚みを4原子層に増やし、最大圧縮におけるコア近傍の振る舞いをより詳細に観察した。

図7 (a)は圧縮密度に関して3次元MDシミュレーションと理論モデル [(12)式] を比較したものである。ただし $R_0 = 1\mu\text{m}$, $n_{i0} = n_{e0} = 5 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$ を使った。図7 (a)の内挿図は、実際に3D MDシミュレーションで使った $t = 0$ におけるバブル最内4原子層の配置を表している。このMDシミュレーションでは、初期状態として各原子層に1000個の仮想プロトン粒子が連続的に配置された4層の球面上に均一に配置された[30]。層と層との間隔は固体密度に対応した平均原子間距離 $d = 0.27\text{nm}$ を採用した。図6の場合と同様に、これら仮想粒子は一個あたり、実際のプロトン約10万個に相当する。一方で、電子は一様な背景場として取り扱われている。

驚くべきことに、これら4原子層はわずか数nmの半径にまで爆縮することが3次元シミュレーションからわかった。中心核の半径は $r_{\text{min}} \approx 1\text{nm}$ ほどであり、ほぼ1次元の理論モデルの結果に等しい。しかし一方で、1次元の理論モデルでは予測し得なかった最小半径 r_{min} よりもさらに内部へと凝集することを3D MDの結果は示している。図7 (a)から読み取れるように、最大圧縮時の最内核平均密度は 10^{28}cm^{-3} 程度であり、これは固体密度の20万倍に相当すると同時に白色矮星内部の密度にも匹敵するほどの超高密度状態である。また同図には理論曲線も示されており、シミュレーション結果を良く再現していることがわかる。

図7 (b)は、図7 (a)と同じシミュレーション結果に対し、電場強度の空間プロファイルを表したものである。これより、 $R_0 = 1\mu\text{m}$, $n_{i0} = n_{e0} = 5 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$, $\Lambda \ll 1$ という条件のもとで得られる電場の最大値はSchwinger極限電場

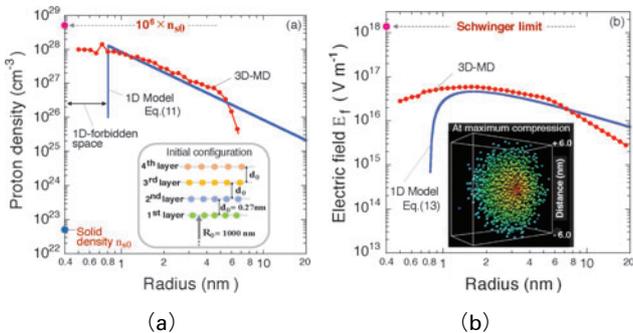


図7 最大圧縮時に対する3DMDシミュレーションと1次元理論モデルとの比較。初期条件は、 $R_0 = 1\mu\text{m}$, $n_{i0} = n_{e0} = 5 \times 10^{22}\text{cm}^{-3}$ 。3D MDシミュレーションでは連続した4原子層の各面上に1000個の仮想プロトンを均一に配置した。(a)半径 vs プロトン密度 (b)半径 vs 静電場。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

のわずか一桁低だけであることがわかる。また、 $r > 6\text{nm}$ の領域ではシミュレーション値が突如減少を始めているが、これはシミュレーションで使った4原子層が最大圧縮時に半径6nm内の空間にほぼ全て凝集したため、その外部領域では孤立電荷の電場に対する r^{-2} 則に従い減少しているのである。

5. 最大電場に対するスケーリング

(1), (4), (5), (6), (11), (15)式を使うと、マイクロバブル爆縮で到達し得る最大電場 $E_{f,\text{max}}$ のスケーリングを、レーザー照射強度 $I_L \lambda_L^2$ と固体内電離率 α の関数として得ることができる。図8は、こうして求めた曲線群を横軸 $I_L \lambda_L^2$ とし、 R_0 と α を媒介変数に選んでプロットしたものである。これら曲線群の一般的性質として、レーザー強度が高くなると、勾配が小さくなる点が挙げられる。これは、レーザー強度の増加とともに生成される電子温度も上昇するため、 $\Lambda \ll 1$ となり[(4)参照]、結局、ある程度以上にレーザー強度を上げてもバブル内の電子密度は増加しないためである[図2参照]。図8には比較のため、レーザー電場 E_{Lf} も併せてプロットした。

図8の曲線群において、 α を一旦固定すると、異なる R_0 値の曲線群が成す包絡線が存在することがわかる。この包絡線こそが、特定のレーザー照射強度に対して様々な R_0 を変えた中で得られる最適の R_0 と最大の $E_{f,\text{max}}$ を与える。こうして得られる最適のスケーリングをまとめておく。

$$E_{f,\text{max}}^* [\text{Vm}^{-1}] \approx 2.5 \times 10^{15} (I_{L22} \lambda_{L\mu}^2)^{1/2} \alpha^{1/3}, \tag{22}$$

$$R_0^* [\mu\text{m}] \approx 0.55 (I_{L22} \lambda_{L\mu}^2)^{1/4} \alpha^{-1/2}, \tag{23}$$

$$\Lambda^* \approx 2.5. \tag{24}$$

特に(23)式に与えられる Λ に関する最適値が定数となるのは興味深い。今後、実験設計の際の指針とすることができる。図8からわかるように、 $E_{f,\text{max}}^*$ と E_{Lf} は双方ともにレーザー照射強度の1/2乗に比例し、前者は後者よりも一桁高

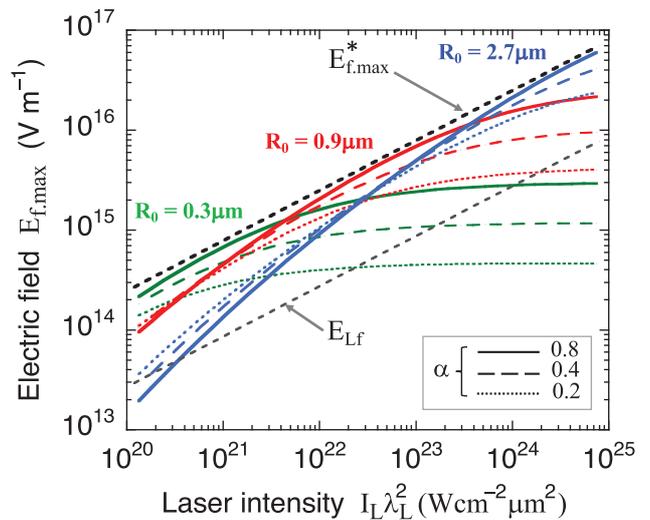


図8 マイクロバブル爆縮によって得られる最大電場曲線群。 E_{Lf} はレーザー電場を表す。Reproduced from Phys. Plasmas **26**, 043112 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5093043>, with the permission of AIP Publishing.

いレベルに位置している。このことは、マイクロバブル爆縮が実質的にレーザー強度を2桁増幅させるプラズマデバイスとして使える可能性も示唆している。

6. おわりに

「マイクロバブル爆縮」という、これまでにない超高静電場、超高数密度、超高エネルギー密度、そして相対論的プロトンを生成することのできる全く新たな物理コンセプトを提案した。

1次元ハイブリッド、3次元PIC、3次元MDといった各種のシミュレーションを通じてバブル爆縮の基本特性を明らかにした。中でも特筆すべきユニークな点としては、強い電荷分離が実現される超高温電子の影響下では爆縮と爆発が繰り返し起こり、ナノメートルのスケールにまでバブルが収縮した瞬間に高エネルギープロトンが放射されるというナノパルサーとも呼ぶべき新奇な現象が観測されること、そして最大圧縮時にはプロトンの爆縮運動エネルギーが5~7倍程度にまで増幅されて放射されることなどが挙げられる。

3次元MDシミュレーションの結果から、バブルの最大圧縮時の密度は、原理的に、固体密度の数十万~百万倍にまで増大すると共にシュウィンガー極限電場近傍に到達し得ることがわかった。ナノメートルという極小空間にほぼプロトンのみが球状に超高密圧縮されたこの状態は、角砂糖大で数百キログラムの重さに相当し、バブル中心でのエネルギー密度は太陽中心に比べ百万倍程度高い。これまで提案されてきた多くのイオン加速方式と決定的に異なるのは、球中心という数学的特異点に粒子群を全収束させる3次元幾何学効果を利用している点にある。筆者の知る限り、こうした前人未到の極限パラメータを地上で達成し得る原理はマイクロバブル爆縮において他には無い。マイクロバブル爆縮という新たな物理コンセプトは、今後、これまで未踏であった超高エネルギー密度領域における光と物質の根源的振る舞いを一層明らかにし、様々な応用に発展する可能性[31]を有している。

参考文献

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **55**, 447 (1985).
- [2] G. Korn, *WhiteBook on ELI Science and Technology with Ultra-Intense Lasers* (CNRS, Cedex, 2011).
- [3] B.L. Garrec *et al.*, *Proc. SPIE* **8962** (2014).
- [4] S. Kühn *et al.*, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **50**, 132002 (2017).
- [5] S. Gales *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **81**, 094301 (2018).
- [6] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
- [7] S.C. Wilks *et al.*, *Phys. Plasmas* **8**, 542 (2001).
- [8] M. Roth *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 436 (2001).
- [9] H. Daido *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 056401 (2012).
- [10] T. Tajima and J.M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267(1979).
- [11] S.V. Bulanov and V.S. Khoroshkov, *Plasma Phys. Rep.* **28**, 453 (2002).
- [12] A.J. Gonsalves *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 084801 (2019).
- [13] F. Sauter, *Z. Phys.* **69**, 742 (1931).
- [14] W. Heisenberg and H. Euler, *Z. Phys.* **98**, 714 (1936).
- [15] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **82**, 664 (1951).
- [16] V.S. Popov, *Phys. Lett. A* **298**, 83 (2002).
- [17] N.B. Narozhny *et al.*, *Phys. Lett. A* **330**, 1 (2004).
- [18] A. DiPiazza *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 170403 (2009).
- [19] C.K. Dumlu and G. V. Dunne, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 250402 (2010).
- [20] S.S. Bulanov *et al.*, *Rhys. Rev. Lett.* **104**, 220404 (2010).
- [21] S.S. Bulanov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 220407 (2010).
- [22] M. Murakami *et al.*, *Sci. Rep.* **8**, 7537 (2018).
- [23] M. Murakami *et al.*, *Phys. Plasmas* **26**, 043112 (2019).
- [24] G. Guderley, *Luftfahrtforschung* **19**, 302 (1942).
- [25] B.P. Barber and S.J. Putterman, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3839 (1992).
- [26] Lord Rayleigh, *Phil. Mag.* **34**, 94 (1917).
- [27] M. Tanaka and M. Murakami, *Comput. Phys. Commun.* **241**, 56 (2019).
- [28] T.D. Arber *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **57**, 113001 (2015).
- [29] M. Murakami *et al.*, *J. Appl. Phys.* **74**, 802 (1993).
- [30] M. Murakami *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 082702 (2010).
- [31] J.K. Koga *et al.*, *Matter Radiat. Extremes* **4**, 034401 (2019).



むら しみ まさ かつ
村上 匡 且

1988年、大阪大学大学院工学研究科電気工学博士課程修了、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を経て現在大阪大学レーザー科学研究教授。レーザー核融合、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。趣味はテニス、二胡演奏。