



解説

パルスパワー技術による Warm Dense Matter 実験

堀岡一彦¹⁾, 佐々木 徹²⁾, 高山 健^{1,3)}, 長谷川 純⁴⁾

¹⁾東京工業大学総合理工学研究科創造エネルギー専攻, ²⁾長岡技術科学大学電気系,

³⁾高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設, ⁴⁾東京工業大学原子炉工学研究所

(原稿受付: 2009年11月2日)

固体密度付近で数千度の状態にある物質は Warm Dense Matter (WDM) と呼ばれる。相変化や電離を伴う上に構成粒子間の相互作用が複雑であり、固体物理や従来のプラズマ物理学では取り扱いができない。WDM 科学の確立には精度の高い実験データの収集が不可欠である。パルスパワー技術を用いると、大体積の試料に衝撃波条件に束縛されない制御されたエネルギー入力が可能で、精度の高い状態方程式や導電率のデータを得ることができる。

Keywords:

warm dense matter, pulse power, particle beams, equation of state, planetary science

1. はじめに

1.1 Warm Dense Matter の科学

パルスのエネルギー投入された物質は、溶融、蒸発、解離・電離し、高温プラズマへと時間発展していく過程で状態方程式 (Equation of State: EOS) や輸送係数が正確には定式化されていない高密度で比較的密度の高い領域を通過する。結晶性の固体や理想的な気体に関する科学は、すでに物理学の重要な一分野を成しているが、これらの中間の温度・密度の物質の状態は Warm Dense Matter (WDM) と呼ばれ、最近活発化しつつある研究分野になっている [1]。

典型的な WDM のパラメータ領域を図 1 の温度・密度平面上に示す。WDM の科学は数千度から数十万度で固体密度の十倍付近から固体密度の 1/1000 程度の領域が対象である。図 1 のように状態量を対数で表示すると、核融合プラズマや巨大惑星の内部などに関連する幅広い物質の状態を一つの平面上に表すことができる [2]。温度と密度の積が圧力の概略を与えるので、図 1 に示した右下がりの直線がほぼ等圧線に相当する。換算圧力数 10 GPa から 100 GPa 付近に対応する領域で、常温で固体より高い密度の部分は高压科学の領域であり、新物質の合成や惑星科学に関連して従来から活発に研究されてきた。WDM は同様な圧力レベルにあるが、より高温・低密度の領域にあり、相変化、複相の共存、解離、電離、など複雑な現象を伴うことが特徴であり、あまりにも相互作用が複雑で定式化が難しいため実験的にも理論的にも詳細な検討が進んでいない。

では、そのような物質の状態はどのような場合に形成されるのだろうか。慣性核融合 (Inertial Confinement Fusion) の燃料標的は、低温の固体状態から爆縮過程に対応する履歴を持って温度・密度平面上を推移し、最終的には燃焼条件を満たす高温・高密度のコアプラズマ状態になる。一方、真空中でレーザー照射された固体は WDM の幅

広い領域を横切る履歴を持って溶発 (Ablation) し、低密度・低温状態に膨張・拡散する。磁場閉じ込め高温プラズマのディスラプションによって炉壁が溶融蒸発・プラズマ化する現象や宇宙帰還器の再突入時の熱防御材の挙動も熱負荷による溶発現象であり、レーザー・アブレーションと相似である。このような挙動を正確に予測しようとする WDM の状態方程式や導電率の変化を正確に知る必要がある。また、木星などの巨大惑星 (Giant Planet) の構成物質は中心核から表面にかけて高温・高密度状態から低温・低密度状態までの WDM の幅広い領域を横切るパラメータを持っている。これらの、典型的な履歴を図 1 中の破線で示す。

このように核融合、惑星科学からアブレーションなどの様々な分野で WDM の科学が重要であるにもかかわらず、研究があまり進んでいないのは、WDM が固体状態の物質にエネルギー投入をした際に、フェルミ縮退やプラズ

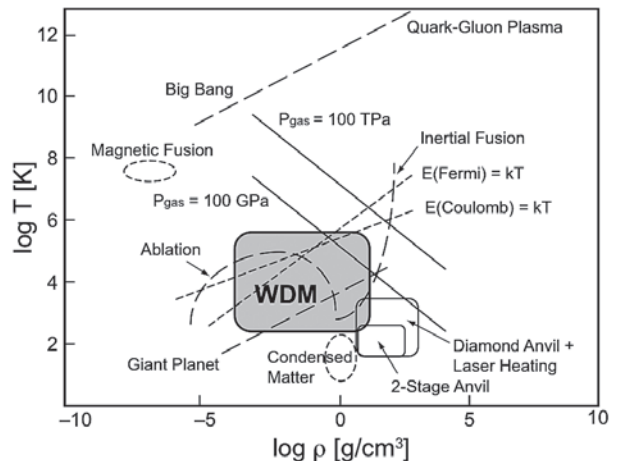


図 1 密度・温度平面上の WDM 領域と関連する現象。

Warm-Dense-Matter Experiments Driven by Pulse Power Devices

HORIOKA Kazuhiko, SASAKI Toru, TAKAYAMA Ken and HASEGAWA Jun

corresponding author's e-mail: khorioka@es.titech.ac.jp

マの強結合状態から“溶けはじめる”領域に対応し、状態の質的な変化が大きいからである。高密度で相変化や電離を伴いながら変化する物質の構成粒子は、ミクロスコピックな相互作用でもマクロなモデルでも記述できないメソスケールの現象が支配的な状態にあり、そのような状態を定量的に表現できる状態方程式や輸送係数は定式化されていない。電離やクーロン相互作用があるという点でWDMは既存のCondensed Matterとも異なり、固体物理学、気体力学、あるいは既存のプラズマ物理学などではカバーできない幅広い未知の領域が残されている。

実験室で測定対象の試料としてWDMを生成するにはパルス的に制御された形でエネルギーを投入する手段が必要である。慣性核融合の研究に関連して短パルスレーザーや高強度電磁パルス（パルスパワー）発生装置、大出力粒子ビームの発生・制御技術が発展[3]し、高温・高密度（高エネルギー密度）状態を容易に形成できるようになったことが、このようなドライバーを用いたWDM科学の実験的な研究が活発化しつつあることの背景にある。

1.2 WDM 形成実験と課題

高圧科学の分野では、アンビルと呼ばれる先端部を細くしたピストンを用いた「静的な圧縮法」とガス銃で加速された飛翔体の衝突に伴う動的な衝撃圧を用いる「衝撃波法」がよく定義された高圧力場を形成する手段として長い歴史を持っている[4]。静的な方法を用いた場合は、アンビル材料の強度の限界があるため、圧力 10 GPa、温度 2000 K 程度が上限であった。一方、衝撃波圧縮法は持続時間が制限されるが実験室で 100 GPa 以上の超高压と同時に高温を発生できる唯一の手段である。

衝撃波圧縮法では以下に示す一次元の質量、運動量、エネルギーの保存則[5, 6]に基づいて圧縮後の状態量を求める。

$$\rho_1 = \rho_0 U / (U - u) \quad (1)$$

$$P_1 = P_0 + \rho_0 U u \quad (2)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right) (P_0 + P_1) \quad (3)$$

ここで、添え字の 0, 1 は衝撃波面の前後を示し、 ρ_0 と P_0 は初期密度と圧力、 U は衝撃波の波面速度、 u は粒子速度、 $\epsilon = \epsilon(\rho, P)$ は比内部エネルギーである。

未知数は 5 つあるが衝撃波の波面速度と粒子速度を測定[7]して上記の 3 つの関係式を用いることによって、添え字 1 が付いた量（圧縮後の密度、圧力、比内部エネルギー）は直接求めることができる[8]。また、比内部エネルギーを密度と圧力の関数で示した(3)式が状態 (ϵ - ρ - P の関係) を記述する方程式となる。したがって、状態方程式は、 ϵ - ρ - P 空間内の状態曲面の形状で規定されることになる。

衝撃波法は WDM 領域を含めて温度の高い領域の状態方程式を測定できるが、Hugoniot 曲線上の限られたパラメータしかデータが得られない。Hugoniot 曲線からはずれた領域の状態量は $\Gamma = v(\partial \rho / \partial \epsilon)_v$ で定義される Grüneisen 係数を

用いて表現されることが多い。

内部エネルギーと温度との関係は、例えば Γ を用いた Grüneisen 型の状態方程式を仮定しないと陽に求めることはできない。そもそも内部エネルギーと温度との関係を定量的に表現するためには、自由度に分配されるエネルギーの割合を記述できる必要がある。衝撃圧縮のデータを基に得られる Grüneisen 型の状態方程式は複雑な相互作用のすべてを現象論的に定義される Γ に押し込めていることになるが、状態が大きく変化する WDM の広い領域に渡って適用することは難しいと考えられる。

衝撃圧縮法の場合には不連続面の平面性が確保されることが前提であることにも注意する必要がある。衝撃波圧縮法は、①衝撃波条件に束縛されるため温度、圧力のパラメータを自由には設定できないこと、②温度を陽に求めることはできないこと、③標的試料の一様性と持続時間の確保が難しいこと、などが課題である。

最近では静的な方法に関してはダイヤモンドアンビルを用いた装置が、動的な方式には超高強度レーザーを利用する方法が開発され、静的な方法も動的な方式も従来の圧力領域を拡大しつつある。なかでも高強度レーザーは TPa (Tera Pascal: 10^{12} Pa) を超えるレベルのアブレーション圧力を発生できるので、核爆発級の超高压を形成できるドライバーとして期待されている。一方、試料体積と持続時間が極端に小さいという欠点がある。

WDM の領域で変化する物質内部では、内部自由度にとどまらず、電子、イオン間でも大きなエネルギー移動がある。そのような状況下の物質の状態方程式や輸送係数、あるいは金属・絶縁体遷移に対応するパラメータ[9]などを定量的に議論するには、均一で、よく定義された状態の試料を形成することが重要である。

1.3 パルスパワー技術と粒子ビームを用いた WDM 実験の特徴と現状

パルス的にエネルギー入力された標的物質は入力履歴に応じて温度・密度平面上で異なった履歴をとる。超短パルスレーザーを用いて流体時間（流体運動の特徴的な時間）よりも十分に短いスケールでエネルギー入力を行うと、等密度線上のパラメータ領域での物質の導電率を調べることができる。一方、温度を緩やかに上げていくと、物質は周囲の圧力と平衡状態を保ちながら液体・気体へと相変化するので高精度の測定が可能であるが、WDM 領域ではそのような圧力と温度に対抗できる閉じ込め手段がない。

ある程度の試料容量と持続時間を確保することは精度の高い計測の重要な要素である。極端に短い時間領域で変化する場合は温度そのものの概念や平衡性と一様性にも検討が必要である。レーザーをドライバーとして精度の高い EOS 実験を行うには、時間・空間分解能の向上をめざした今後の計測技術の進歩が必要である。

パルスパワー技術を用いると、大きな容量の WDM 生成と比較的長時間の“準閉じ込め”ができる。これまでに国外では米国サンディア研究所、国内では長岡技術科学大学などで大型パルスパワー装置を用いて発生される強力な電磁力を利用した飛翔体による衝撃圧縮実験が行われてき

た。表皮厚さよりも小さい半径 r の細線をジュール加熱すれば、パルスパワー細線放電によって一様でよく定義された WDM を形成できる。ジュール加熱によって固体からプラズマへと時間発展していく細線プラズマの導電率の時間変化は放電電圧・電流特性から直接求めることができる。

通常、パルスパワーによる WDM の形成は準平衡状態下で行われる。すなわち、溶融、蒸発などの相変化についてはほぼ平衡が維持されるが流体時間より長いスケールでエネルギーが入力されるので、圧力平衡は維持されない。エネルギー入力された試料には急激な温度上昇によって圧力勾配が発生し、流体（膨張）運動が誘起されるので、単純な放電スキームでは一様性が保たれない。密度と一様性を維持するためにタンパーが用いられる。

パルス細線 WDM 実験には水がタンパーに用いられる。水は電気絶縁と膨張を抑制する働きをするとともにプラズマ境界面を安定に保つ。マイクロ秒級の時間スケールで金属細線にエネルギーを注入すると、ジュール加熱された細線は相変化を伴いながら爆発的に膨張し、最終的には低密度で高温のプラズマ状態となる。水中で爆発的に膨張するワイヤーは少なくとも数マイクロ秒に渡って安定に軸対称を保つことが確認されている。膨張プラズマがピストンとなって水中に衝撃波を駆動する。放電プラズマと水の境界面と水中の衝撃波面には大きな密度勾配があるため、非常に高い精度で時間発展を観測することができる。衝撃波の履歴は実験でも数値計算でも非常に明白に定義されるので、流体力学では数値計算で得られた衝撃波のパターンを風洞実験で得られた観測結果と比較することが基礎方程式系や数値計算スキームのテスト問題としてよく用いられる。

細線爆発放電自身は非常に古くからある技術であるが、このような WDM 領域を通過して時間発展する流体現象を定量的に記述することは難しい。水中のプラズマ柱の流体的な挙動の数値計算は、状態量の関係を示す数表データを参照したり、既存の近似状態方程式を参照したりしながら予測されることになる。

一方、流体挙動はエネルギーの投入履歴と対応する圧力分布の履歴を反映していることに注意しよう。すなわち、密度と温度に対する圧力（状態方程式）の関係とエネルギーの輸送（熱伝導）が正しく記述されれば観測結果を模擬できる。一方、観測される巨視的な挙動から逆問題的に状態方程式や輸送係数を決定することができる。水中の細線爆発によって移動するプラズマ境界と水中に駆動される

衝撃波の挙動とワイヤーに入力される放電エネルギーの履歴から、ワイヤーと高圧状態の水の状態方程式を逆解析することが試みられている。このためには、できるだけ単純な幾何学的形状でよく定義された物質の状態を形成する必要がある。

GeV 級の高エネルギーイオンビームは固体標的中での飛程が大きく、物質の大体積・均一加熱に適している。ビーム加熱は標的材質を選ばない。また、この速度領域では阻止能も良く知られており、標的内でのエネルギー付与分布を比較的高い精度で予測可能である。パルスパワー技術と新型加速器の技術を併用すると、さらに WDM 試料のパラメータ領域を拡大することができる。

高エネルギー加速器研究機構において誘導加速システムをベースにした新しい高強度イオンビーム加速器が提案され、イオンビーム加熱の WDM 実験も視野に入ようになった。東工大、長岡技大などで、関連するビーム物理やパルスパワー技術の研究が行われている。

1.4 まとめと解説の内容

パルスパワー装置や高速イオンビームをドライバーに用いる WDM 実験の特徴を表 1 に示す。

これらのドライバーの利点を要約すると、①バルク（体積）加熱によって大体積で一様によく定義された状態の WDM を実現できる、②エネルギー入力履歴を制御できるので衝撃波関係式に束縛されない（Off-Hugoniot）条件下で状態量の測定ができる、③特性時間が長く精度の高い計測が可能、などの利点がある。また、最近のドライバー制御技術を利用すると、等エントロピーに近い条件下での圧縮実験も可能であると予想される。

小型のパルスパワー装置を用いてよく定義されたサンプル・プラズマを形成、導電率の直接測定に加えて流体挙動を観測し、観測結果を数値計算結果と比較しながら逆解析的に状態方程式が評価される。状態方程式と導電率は物質の“ある状態を反映したもの”であるので、これらは自己無撞着に決定されなくてはならない。

これまでに、プラズマ・核融合学会誌に掲載された関連の文献として、「レーザー誘起衝撃波圧縮を用いた状態方程式」[10]、「イオンビーム核融合技術」[11]、「大強度荷電粒子ビームの物理と応用」[12]、などの小特集が掲載されている。この解説記事では、パルスパワーやビーム加熱を用いて WDM 状態を生成する実験について紹介する。

2 章では小型のパルスパワー装置を用いた WDM 実験の現状について、3 章ではパルスパワー技術と粒子ビームを

表 1 パルスパワー WDM 実験の方法と特徴。

ドライバー	方法	利点	欠点	特徴
パルスパワー水中細線放電	水をタンパーとして細線爆発放電を行う	小型で簡便、低コスト 軸対称	常温で導電性の試料のみ	流体挙動の観測が可能
パルスパワー・キャピラリー閉じ込め放電	剛体あるいは準剛体キャピラリーによる金属プラズマの閉じ込め	よく定義された密度	常温で導電性の試料のみ	キャピラリー壁の弾性変形の評価
ピンチ+粒子ビーム	パルスパワーで予備圧縮し、イオンビームでエネルギー入力	任意の試料均一で精度の高いエネルギー付与	大型の装置が必要	等エントロピー圧縮とバルク加熱

併用したWDM実験について解説する。また、4章では、パルスパワー技術を用いたWDM実験の現状や惑星科学や新しい物質科学[13, 14]への貢献の可能性について述べ、まとめとする。

2. パルスパワー放電によるWDM生成

計測技術やパルスパワー技術の進歩により、小規模な実験室系においてもWDMをはじめとする高エネルギー密度物理実験が可能となってきた。しかしながら、WDMは高密度高圧状態のため、その状態を長時間保持できるような容器が存在せず、一般的に計測されるプラズマと比較して短い時間スケールでの計測手法が必要となる。そのため、既存の物性実験で用いられるような定常状態を計測する手法をそのまま適用することが困難で、定量的な計測手法が求められている。

瞬間的に高エネルギー密度状態を達成するためには、局所にエネルギーを注入できる超短パルスレーザー[15-19]、大強度イオンビーム[20-25]、パルスパワー装置[26-35]等のエネルギードライバーを利用する必要がある。本節では、他のエネルギードライバーと比較してゆったりとした時間スケールで、プラズマを支配する物理量(密度、温度、圧力、内部エネルギー)が計測可能で、大体積な高エネルギー密度プラズマを生成可能なパルスパワー装置を利用した生成法とその計測結果について概説する。

パルスパワー装置を利用したWDM生成実験法には大きく分けて2つの手法があり、(1)タンパー材に水を利用した高速水中細線放電法[26-29, 32-35]、(2)サファイアや炭化タンゲステンのような超硬合金などの高耐圧容器を利用し、細線プラズマを数百 μs 程度の時間スケールで閉じ込める定積加熱放電法がある[30, 31]。これらのパルスパワー装置を利用することで、非常に大体積な細線加熱を行いながら、直接投入された電圧電流波形をモニタリングし、細線に投入されたエネルギーや抵抗の時間履歴を計測することが可能となる。しかしながら、定積加熱放電法では、高圧衝撃($\sim\text{GPa}$ 以上)に耐えられる材料を選択する必要があり、密度が初期細線質量と容器体積で決定される領域でのみ観測可能であることから、幅広い密度-温度領域に対するWDMの導電率や状態方程式の依存性を計測するためには高速水中細線放電法を利用することが多い。また、水中で細線放電を行うことで、高速度カメラやストリークカメラ等を利用した可視光測定、シャドウグラフ測定、可視分光器利用による細線温度計測も可能となる。さらに衝撃波や細線プラズマ-水境界面のトレースを観測することで、状態方程式の逆問題的計測も可能となる。

パルスパワー装置を利用した高密度プラズマ生成法は、細線への投入エネルギーの均一性を担保することと、できるだけ短時間にエネルギー投入を行うことが必要であり、(1)細線負荷に対する表皮効果、(2)放電回路中に存在する寄生インダクタンスに注意を払う必要がある。細線負荷に対する表皮厚さは、 $\delta = \sqrt{2/\sigma\omega\mu_0}$ (σ : 負荷の導電率、 $\omega = 2\pi f$: 放電時の角周波数、 μ_0 : 真空の透磁率)で与えられる。パルスパワーによって細線放電を行う際には金属材料

を用いることがほとんどであり、金属時の導電率が最も高い状態であるため、金属の導電率を仮定した上で、表皮厚さを設定すればよい。また、放電周波数は投入パワーに影響するため、放電周波数が高くなければならないが、前述の通り表皮厚さに影響するため、細線径と放電周波数の間に最適値が存在する。例えば、直径100 μm で導電率の高い銅細線を選択した場合、上記条件を満たせる放電周波数はおよそ2MHz程度となり、放電周波数はそれ以下に設定されていなければならない。

これらの検討事項を満たすための典型的な放電装置と観測系のセットアップ例を図2に示す[32-35]。基本的には、コンデンサに蓄積されたエネルギーを上記条件を満たしながら高速にかつ直接細線側に投入するため、同軸型にコンデンサバンクを配置し(0.4 $\mu\text{F} \times 8$)、寄生インダクタンスを低下させるように工夫することで、蓄積エネルギーの増加(キャパシタンス数の増加)を図っている。また、トリガ型の低インダクタンスギャップスイッチを配置し、現象の開始から終了までを観測できるようにしてある。寄生インダクタンスは回路の負荷部を短絡させることで導出することができ、最終的に細線プラズマに印加された電圧 $V_L(t)$ は、

$$V_L(t) = V_0(t) - L \frac{dI(t)}{dt}, \quad (4)$$

となり、計測された電圧 $V_0(t)$ および電流 $I(t)$ から算出することができる。このことを利用して、細線プラズマの抵抗値の時間変化 $R(t)$ は、

$$R(t) = \frac{V_L(t)}{I(t)} = \frac{V_0(t) - L \frac{dI(t)}{dt}}{I(t)}, \quad (5)$$

となる。前述の通り、細線プラズマの導電率は、高速度カメラやストリークカメラ等で観測しているものとする、時々刻々のプラズマ半径 $r_p(t)$ を観測することが可能である。このことを利用し、細線プラズマの導電率 $\sigma(t)$ は、

$$\sigma(t) = \frac{l}{\pi r_p^2(t) R(t)}, \quad (6)$$

となる。

細線放電法によって生成されるWDMの密度はプラズマの一様性を仮定することによって、プラズマの半径 $r_p(t)$

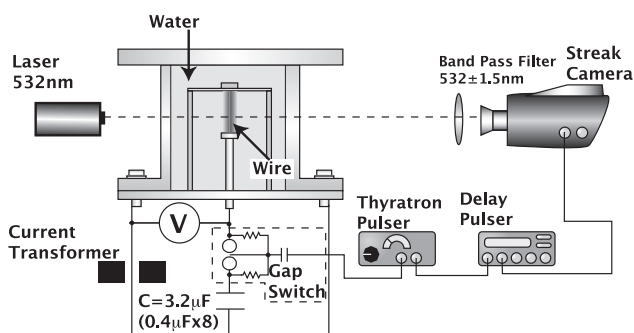


図2 パルスパワーを用いた高速細線放電法の装置例。

から見積もることが可能である。上記条件における密度 $\rho_p(t)$ は、初期細線密度 ρ_0 と初期半径 r_0 、膨張時のプラズマ半径 $r_p(t)$ の比となり、以下の式で表される。

$$\rho_p(t) = \rho_0 \frac{r_0^2}{r_p^2(t)} \quad (7)$$

また、細線プラズマの温度は、細線プラズマ内部の温度と表面温度が同じであることを仮定し、プラズマ表面を可視分光計測等によって観測することが可能である。これによってプラズマの温度・密度と導電率の関係を一意に定めることが可能である。

図3はパルスパワーを用いた高速細線放電法によって観測された放電波形と入力エネルギー、抵抗値、細線プラズマの時間変化の典型例を示す。放電開始直後に細線がアブレーションする為に必要なエネルギーが供給され、抵抗値

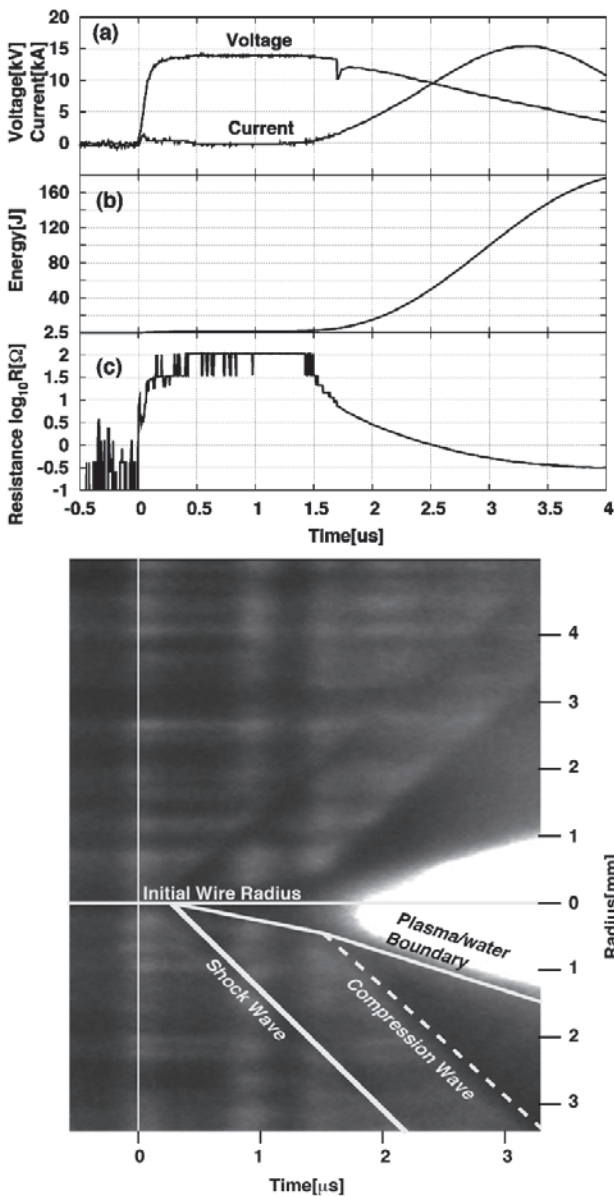


図3 高速水中細線放電時の(a)放電電圧および電流、(b)入力エネルギー、(c)抵抗値、(d)細線プラズマの時間変化計測例(細線直径 50 μm, 細線長 24.5 mm)。

が急激に低下する。細線プラズマのアブレーションに伴い、水中に衝撃波が発生し、伝搬している様子が確認できる。その後、再度エネルギー入力がなされ、抵抗値の低下とともに細線プラズマが発光している様子が確認できる。図3(c)において、放電開始直後から1.5 μsまで抵抗値のサチュレーションが見られるが、この領域ではプラズマの抵抗値が非常に高く感度の高い電流計測が必要となる。このようにして細線半径や長さ等を変えることで、入力エネルギーの時間変化を変え、様々な温度・密度のWDMを生成することが可能となる。

図4は上記で得られた結果から見積られたプラズマ密度、導電率、細線プラズマの表面温度、結合定数 ($\Gamma = Z_{\text{eff}}^2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 a k_B T$, ここで、 Z_{eff} は有効電離度、 a はイオン球径: $a = (4\pi n_i / 3)^{-1/3}$) および縮退度 ($\theta = k_B T / E_F = 2m_e k_B T / \hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3}$) を示している。ここで、温度は可視分光器を利用し、黒体放射を仮定してフィッティングにより算出した。また、結合定数や縮退度の算出にはMoreの電離度の式を利用している。これらの結果から、固体密度 ρ_0 から $10^{-3}\rho_0$ 程度までの幅広い密度領域と 10^4 K オーダのWDMが生成されていることが確認できる。導電率の時間変化から、放電直後から相変化に対応するように導電率が低下することが確認できる。その後、放電開始から1.5 μs以降の導電率の時間変化は小さく、およそ 10^4 S/m

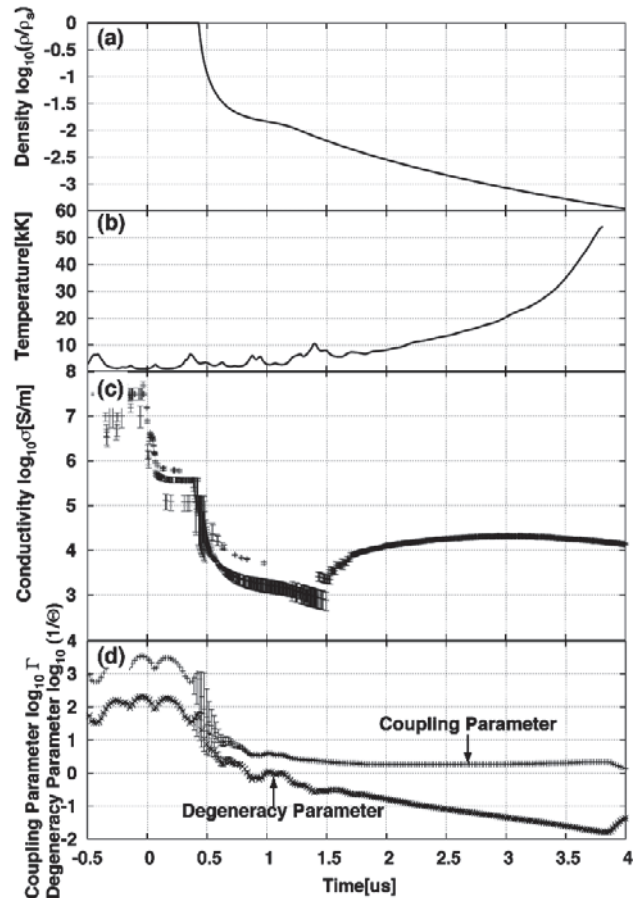


図4 高速水中細線放電時の(a)密度、(b)プラズマ表面温度、(c)導電率、(d)結合定数および縮退度の時間変化計測例(条件は図3と同じ)。

程度となることわかる。また、結合定数や縮退度の時間の変化も放電初期においては、導電率の時間変化に対応するように大きく、導電率の時間変化が小さな $1.5 \mu\text{s}$ 以降では、結合定数の時間変化が小さいことが確認できる。本装置で生成されるプラズマの結合定数は1程度の強結合と弱結合プラズマの中間程度の領域であり、縮退度が0.1~100程度であることから、プラズマがフェルミ分布からボルツマン分布として扱える中間領域を計測していることとなる。

図5は細線半径や細線長さを変化させ、5000 KのWDM領域のタングステンについてまとめた結果とこれまでによく利用される導電率モデル (Spitzer[36], 一丸[37], Lee-More[38]) の比較について示したものである。導電率モデルを計算するために必要な電離度はMoreの電離度式を用いて算出した。この結果から、高密度領域ではどのモデルも実験結果の傾向を再現することができていないことがわかる。また、実験結果では、固体密度の1/30のところ ($\log_{10}(\rho/\rho_s) = -1.5$) で導電率の最小値があることが観測された。近年、分子動力学を利用した計算によって、高密度領域の導電率の依存性について議論が進められており、このような依存性があることを示唆する結果もある。導電率が最小になる密度よりも低い密度領域では、転じて導電率が上昇し、これまでに利用されている高密度プラズマの理論に近づくことがわかる。特に固体密度の1/1000以下の領域では、Spitzerの導電率モデルとほぼ同程度となり、プラズマの導電率モデルの利用可能な領域について示唆を与える結果となっている[35]。

本節では、パルスパワー装置を利用した高速細線放電法によって生成されたWDMの実験結果について概説した。WDMと呼ばれる領域を定量的に議論するためにパルスパワー装置を利用することは他の高エネルギー密度実験方法に比較して直接的にボリュームの大きなプラズマを生成、計測でき、既存の装置を利用して簡便に実験を行うことが可能である。現在も、本装置の概念を応用した実験手法が提案されており、一般的なプラズマや固体物理として

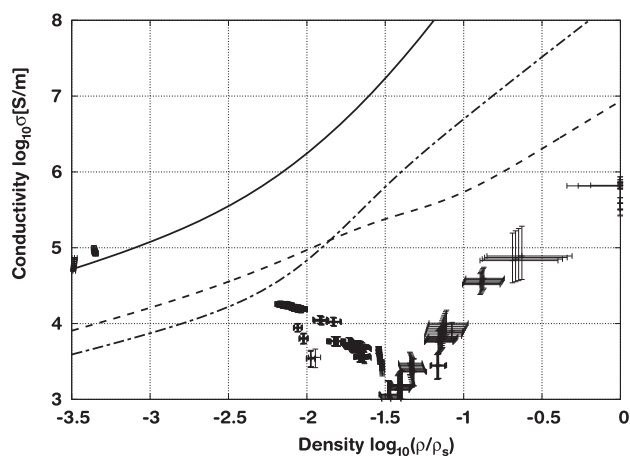


図5 タングステンのWDM領域(5000 K)における導電率-密度依存性(実線:スピッツァーの導電率モデル[36], 破線:一丸の導電率モデル[37], 一点鎖線:Lee-Moreの導電率モデル[38])。

議論が困難であるWDM領域の特性を明らかにすることが期待できる。

3. パルスパワー技術に基づいたデジタル加速器とWDM生成

3.1 はじめに

2000年に高周波電圧を加速媒体として使用する従来型シンクロトロンに代わって、誘導加速を前提にした「誘導加速シンクロトロン」と呼ばれる加速器構成が提案された[39]。2006年にその原理実証がKEK 12 GeV陽子加速器を用いてなされた[40]。実証試験が実施されていた段階から、この方式は水素からウランまで入射器を使わないで1台の加速器で加速できる特徴を持つことが認識されていた[41]。この誘導加速シンクロトロンは現代の半導体技術とデジタル制御技術を動員し、最新の磁性体を用いた加速方法である。鍵となる半導体素子などのデバイスの性能向上が今後も期待できるので、発明のコンセプトをそのままにその特性を継続的に進化させながら、供給する高速イオンを利用する広範な分野の発展に寄与すると考えられている。応用の一つとして、加速された金属イオンを専用の集束系でそのサイズを絞り、標的に照射し、導入する高エネルギー密度を利用したWDM科学を展開する計画が立ちあがりつつある。その様な応用を見据え、KEKでは既存500 MeV陽子シンクロトロン(プースター)を誘導加速シンクロトロン(デジタル加速器)に改装中である。その詳細とWDM科学の展開シナリオを紹介する。

3.2 デジタル加速器

3.2.1 誘導加速シンクロトロンの原理と特徴

1931年のサイクロトロン発明以来、1945年に発明された従来型シンクロトロンを含め、すべての円形加速器では荷電粒子の加速のため、加速空洞に定在波として励起する高周波電圧を利用してきた。高周波電圧は時間の三角関数で変動するが、時間軸上で傾きを持った電圧は粒子を集群(バンチ)として進行方向に「閉じ込める」機能を持つ。バンチの中心を高周波ゼロ位相からずらした位置に確保することによって、1兆個もの粒子集団であるバンチ全体が一括に「加速」されるという特徴があった。この特徴から高周波加速器は進行軸方向に「閉じ込め」と「加速」を同時に行う「機能結合型」と言える。既存高周波円形加速器では高周波空洞と高周波アンプ自身の「加速周波数の有限な可変幅」の制限から、実際に加速されるイオンの質量数と電価数比が限定された。また、一定速度以上での入射が必要であった。このためLinac(線形加速器)やBoosterなどの入射器を必要とした。一方、図6上段に示す誘導加速シンクロトロンでは高周波電圧に代わって、1対1のトランスである誘導加速セルに発生する高圧誘導パルスを使用し、2種類の加速セルを「加速」と「閉じ込め」用に使分けるとビームハンドリングの自由度を大幅に改善する。誘導加速シンクロトロンは「機能分離型」と言える(図6中段参照)。誘導加速セルを駆動する電源はコンデンサと高速スイッチング素子からなるスイッチング電源である。このスイッチング素子のトリガ信号は加速器リングの軌道

上に置いたバンチモニタによって得られるバンチの通過信号をデジタル処理することによって作り、スイッチを動作させ、イオンの周回に合わせて毎回パルス電圧を誘導加速セル上に発生させる。これによって加速途上の非相対論的速度から相対論的速度までの粒子速度の変動に対応できる自動同期加速を保証した。この結果、陽子から従来の円形加速器では全く不可能であったクラスターイオンを含む全てのイオンの繰り返し加速が可能になると考えられている。これは、図6下段に見られるような原理的には大型の入射器無し円形加速器1台で相対論的速度までイオンを加速できることを示唆している。既存の高周波シンクロトロン加速部を誘導加速システムに置き換えることにより、誘導加速シンクロトロン（デジタル加速器）に改造が可能である。陽子しか加速できなかった高周波シンクロトロンでも、誘導加速方式の導入によってイオン源さえ準備すれば、金やウランをも加速できることになる[41]。

3.2.2 KEK-12 GeV陽子シンクロトロンを用いた実証試験

誘導加速シンクロトロンの提案直後から必要なハードの開発を開始し、平成15年度からは学術創成研究の研究課題として、KEKの12 GeV陽子シンクロトロンを用いた誘導加速シンクロトロンの実証研究が開始された。「閉じ込め」も「加速」もすべて提案おりのステップ電圧で独立に行う誘導加速シンクロトロンの完全実証が平成18年の3月に達成された[40]。500 MeVから6 GeVまで加速した実例を図7に示す。上下対称の線は閉じ込め用パルス電圧、長いパルスは加速用のパルス電圧、ガウス波形の線は閉じ込め・加速されるバンチの波形を示す。加速セルあたり2 kVのパルス電圧がおよそ1秒間に100万回程度の繰り返しで生成された。この繰り返し動作の安定度などはその後1週

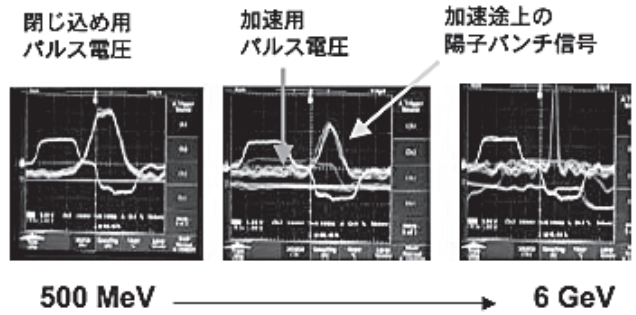


図7 KEK-12 GeV陽子シンクロトロンでの実証試験結果。

間の連続動作試験等を通じて確認されている。これらの実証試験はいずれも世界で初めての試みであった。

3.2.3 KEK-500 MeVブースターシンクロトロンのデジタル加速器への改装

平成19年度で終了した「学術創成研究」の後を受けて、平成20年度からは「基盤研究S」の研究課題として3年計画で、KEK 500 MeVブースターシンクロトロンをデジタル加速器へ改装する作業が進行している。主な改装の内容は以下の6点である。(1)既存高周波加速システムの誘導加速システムへの置き換え(終了)、(2)10Hz運転に伴う主電磁石の改造(終了)、(3)9.4 GHz ECRイオン源を内蔵した200 kV高圧ターミナルの設置(進行中)、(4)これに続く低エネルギービームトランスポートラインの整備(進行中)、(5)入射、出射機器の更新(進行中)、(6)ワイドバンドモニタの整備。

何れもデジタル加速器での低エネルギーイオンビーム加速を前提としての改造である。これまでの20 Hz繰り返し運転から10 Hz運転への変更は、周回あたりの加速電圧を半分にし、誘導加速装置の負担を軽減する。ガス系イオンの高い電価数までの電離には高磁場、高い周波数ECR機構が優れているのでECRイオン源の自主開発を行っている。低エネルギー域ではイオンの電子捕獲、加速途上では電子脱離が起りやすい。周回中の突然の電価数の変化により、真空容器の中心にイオン軌道を保っている磁場が生み出すローレンツ力と遠心力のバランスが崩れ、加速器真空容器壁面に衝突し瞬時に失われる。ビームのロスを軽減するには真空容器の高真空化が不可欠になる。この目的のため、真空容器内に置かれていた取り出しセプタム磁石は真空外へ取り出され、大気仕様タイプに置き換えられる。現在の真空度より一桁程度良い 10^{-7} Paの真空度をめざしている。デジタル加速器入射には、入射後電圧を周回前にオフにするタイプのパルス静電キッカーが導入された。一方、低速での入射後、相対論域まで加速されるので、イオンビームの周回周波数の変動幅がこれまでより1桁以上大きくなる。広域バンド幅を持った位置モニタ、電流モニタ、バンチモニタシステムへの手直しが必要になる。図8はデジタル加速器の構成と改装中の実機を示す。

このデジタル加速器用に専用のパルスモード永久磁石x-バンドECRイオン源を自主開発中である。テストベンチにて、入力200 W、10 msの入力パルスに対して、1-8価のArイオンが100-1.5 Aの範囲で測定されている。ミラー磁

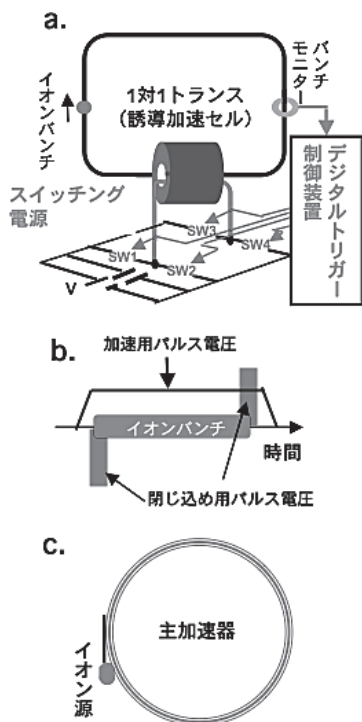


図6 a: 誘導加速シンクロトロンの原理, b: 閉じ込め電圧, 加速電圧とイオンバンチ, c: 単純構成の加速器。

場配位の最適化がまだ十分でない。 B_{min} を上げる改造後には、200–40 μ A 程度のイオン電流が期待される。また、イオン源をマウントする 200 kV 高圧ターミナルの組み立ても平行して実施している。高圧ターミナルからデジタル加速器までの低エネルギービームライン (LEBT) は一部既存の 40 MeV ビームラインを利用する。10 ms のイオンパルスから 5 μ s のイオンを切り出すために LEBT 上に静電チョッパーを置く。この装置のパルス電源の開発も併せて行っている。

改装は二段階で実施することを想定している。第一段階は主電磁石電源を現行のまま使用するので最大 8.4 kG までしか達成できない。ガススペース ECR イオン源も完全電離は期待できないのでエネルギー的には十分ではない。第二段

階では主電磁石電源を新調し、仕様最大の 1.1 T までの励磁を行う。 ECR イオン源に加え、レーザーアブレーションイオン源を導入し、より高電位状態の金属イオンを作り加速効率を上げる事を計画している。最終的には表 2 に示すイオンの供給を予定している。イオン粒子数はデジタル加速器の空間電荷効果制限から評価した値である。物質中の LET およびレンジは SRIM コードでの計算結果である。

3.2.4 ハーフミニベータ集束系

加速されたイオンは大気仕様のセプタム電磁石で取り出される。パルス長 100–300 ns のイオンビームは途中まで既存 500 MeV ビームトランスポートラインに導かれ、最後に最小サイズビーム径に集束して WDM 標的に導入される。オプティクス計算では 1 mm 径までの集束が可能だろ

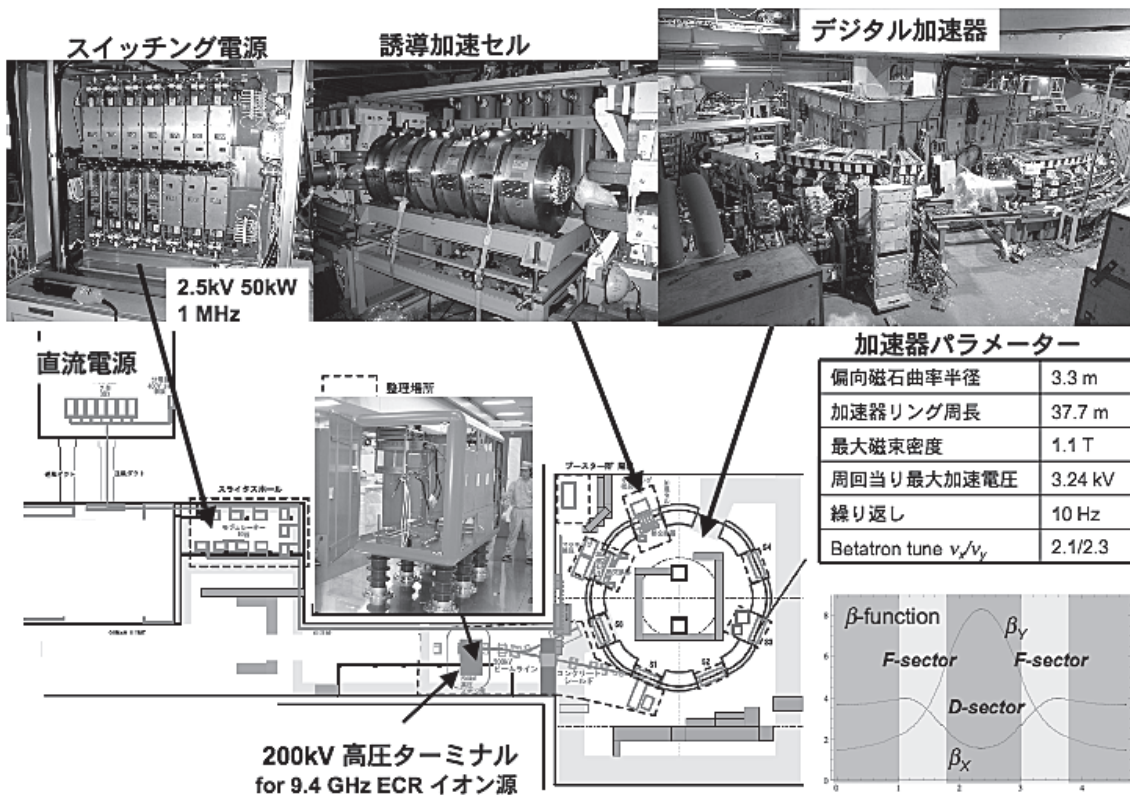


図 8 KEK デジタル加速器概観。

表 2 イオンパラメータ。

磁気剛性: $B_r = 1.1 \text{ T} \times 3.3 \text{ m} = 3.633 \text{ Tm}$, 繰り返し: 10 Hz, 入射電圧: 200 kV

典型的イオン種	質量数 / 最大電位数	最大エネルギー / 核子 (MeV)	粒子数 / 秒	LET (水) (keV/ μ m)	飛程 (水) (mm)	飛程 (Al) (mm)
H	1/1	500	3.5×10^{11}	0.28	1160	549
He-3	3/2	248.5	1.75×10^{11}	1.58	279	133
He	4/2	146.8	1.75×10^{11}	2.22	151	72
C	12/6	146.8	5.8×10^{10}	19.6	51	25
N	14/7	146.8	5.0×10^{10}	27.2	43	21
O	16/8	146.8	4.0×10^{10}	39.74	38	18
Ne	10/10	146.8	3.5×10^{10}	62.09	30	14.6
Ar	40/18	120.5	1.9×10^{10}	215.3	13	6.2
Fe	56/26	127.8	1.3×10^{10}	406	10.2	5.0
Cu	63/29	125.7	1.2×10^{10}	511	9.1	4.4
Au	197/79	96.8	4.4×10^9	4393	3.1	1.5

うと見積もられている[42]. この集束には横・縦両方をほぼ均等に集束して丸いビームを実現するハーフミニベータ集束系を用いる. 衝突型加速器の衝突点に採用される4極磁石配位の対称点の片側に類似した構成になる. これをパルス大電流駆動にするか超伝導4極磁石にするか検討を行っている.

3.3 WDM 生成

第1章で述べたように, GeV 級の高エネルギーイオンは固体標的中の飛程が長く, 物質の大体積・均一加熱に適している. また, この速度領域では阻止能も良く知られており, 標的内でのエネルギー付与分布を比較的高い精度で予測可能である. これらの特徴から, 大強度イオンビームは WDM 生成ドライバーとして有望である. 現在建設中の KEK デジタル加速器施設においても, 表 2 に示すようにバンチあたり $10^9 - 10^{11}$ 個程度 (イオン種に依る) の GeV イオンの供給が計画されており, 照射系のビーム集束能力次第では WDM 生成実験が可能である. 本節では, デジタル加速器から得られる大強度イオンバンチを固体標的に照射した場合に到達可能な温度・密度領域について, アルミニウム標的を例に議論する. また, 惑星科学への展開を念頭に現在検討されているライナー予備圧縮を用いた WDM 生成スキームについても簡単に紹介する.

デジタル加速器から得られる高エネルギー金イオンを固体密度のアルミニウムに照射した場合のエネルギー付与分布を図 9 に示す. 阻止能には SRIM のデータを用いた[43]. 標的上でのビーム径 d は 0.2 mm とし, ビーム強度は断面方向に一樣とした. ビームパルス幅は流体時間に比べて十分短くエネルギー付与は瞬間的に起こると仮定し, 標的の状態変化が阻止能に与える影響は無視した. エネルギー付与は標的内の深さに応じて徐々に増加し, いわゆる Bragg ピークで極大となる. WDM 生成実験においてその状態量を良く定義するには, エネルギー付与が深さ方向になるべく一樣であることが望ましい. 図 9 には, エネルギー付与分布の非一樣性をそれぞれ 10%, 20%, 30% とした場合の有効標的長 L を示してある. 一樣性への要求を厳しくすると有効標的長が短くなる. 一方, 計測の観点からは, 生成された WDM の状態量分布が一次元的と見なせる程度にア

スペクトル比 L/d が大きいことが望ましい. 単位質量あたりのエネルギー付与を保ったまま有効標的長を伸ばすには, 低密度フォーム標的を使用する必要がある.

デジタル加速器からの金イオンバンチをアルミニウム標的に照射することで到達可能な温度・密度領域を図 10 に示す. ここでは, 標的の初期密度が固体密度からその 100 分の 1 の範囲にあるとし, 照射中に密度は変化しないとした. 図中の太い実線は, 到達温度を初期密度の関数として, ビーム径が 0.1 mm, 0.2 mm, 0.4 mm の場合についてプロットしたものである. エネルギー付与からの温度の計算には SESAME を用いた[44]. 図中の一点鎖線は, エネルギー付与の非一樣性を 5-20% とした場合に, 十分なアスペクト比 (ここでは $L/d = 5$ とした) を得るのに必要な初期密度の境界を表している. 一方, 図中の点線は, アルミニウムの代表的な状態方程式の間の乖離度を示しており, その値が大きいところほど状態方程式がよくわかっていないことを意味する. 図 10 から, 例えば, デジタル加速器からの金イオンビームを 0.2 mm 径まで絞り, 固体の 10 分の 1 の密度のフォーム標的を照射することで, 5% 以内の非一樣性で約 0.6 eV 程度まで加熱でき, 状態方程式の不定性が比較的大きい (60%-80%) WDM 領域にアクセス可能であることが読み取れる.

実際のイオンビーム照射においては, ビームパルス幅は有限 (~100 ns) であり, 照射中に標的の温度上昇や膨張が伴う. より詳細な WDM 標的設計においては, タンパーを用いた標的の閉じ込め[45]や温度上昇に伴うエネルギー付与分布の変化[46]などについてさらに考慮することが必要だろう.

WDM は高密度でかつ高温なため超高压状態にあり, 実験室では過渡的にしか存在し得ない. 一方, 定常的に WDM が存在すると考えられているのが, 木星などに代表される巨大ガス惑星の内部である. これらの巨大ガス惑星は主に水素とヘリウムから構成されていると考えられているが, その中心部により重い元素から成るコアが存在するか否かについて, 惑星形成理論の立場から活発に議論がなされている[47].

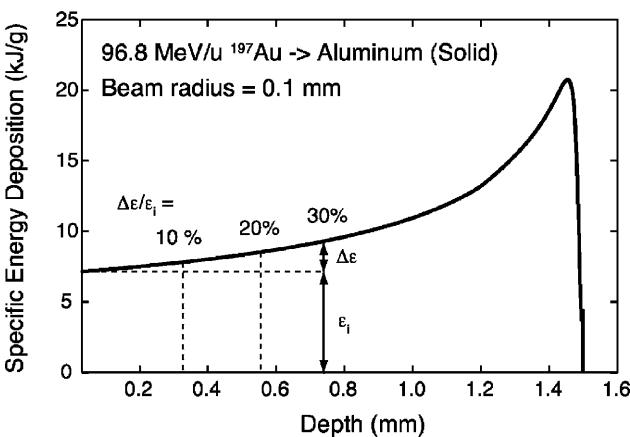


図 9 アルミニウム標的中の金イオンのエネルギー付与分布.

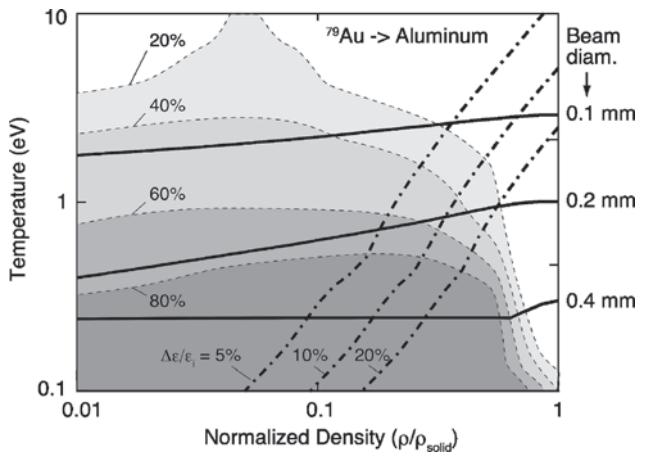


図 10 デジタル加速器からの金イオンバンチをアルミニウムに照射した場合に到達可能な温度密度領域.

中心コアの存在の鍵を握るのが水素の状態方程式である。特に、水素分子から金属水素に遷移する領域（ ~ 200 GPa, ~ 6000 K）における状態方程式がよくわかっていないため、惑星探査機による観測結果から惑星の内部構造を正確に決められないのが現状である。そこで、木星内部の高圧状態を実験室で再現し、その状態方程式を決定するために、高強度レーザーを用いた衝撃圧縮実験が現在行われている[44]。衝撃圧縮では、測定した衝撃波速度から密度・圧力が求まり、さらに分光計測などから温度を求めることで衝撃波後方での状態方程式を決めることができる。しかし、衝撃圧縮は散逸が大きく温度が上がりすぎる問題がある(図11)。したがって、木星内部の遷移層における状態量を再現するには多段衝撃波による圧縮が不可欠だが、状態量の正確な測定は単一衝撃波の場合に比べ困難である。

一方、デジタル加速器からの大強度イオンバンチを利用した木星内部の高温高圧状態の実現についても検討が進められている。イオンビームで単に水素標的を6000 Kまで加熱するだけでは200 GPaを発生できないため、図11の実線で示すように、あらかじめ別な手段で水素標的を等エントロピー的に圧縮しておいてから、イオンビームで加熱するというスキームが必要である。この予備圧縮には、ダイヤモンドアンビルを用いて静的に行う方法と、ライナー圧縮などにより動的に行う方法が考えられる。GeVイオンは固体中での飛程が長いので、配置をうまく工夫することでダイヤモンドアンビルに挟まれた標的を外部から照射・加熱することは十分可能である。また、ダイヤモンドが無色透明なことから、分光計測などを行う上でも有利である。ただし、現状ではダイヤモンドアンビルだけで200 GPaもの圧力を発生するのは不可能である。

そこで、現在検討されているのが、金属ライナー内に閉じ込めた固体水素をパルス大電流により予備圧縮し、十分に圧力が上昇した段階で、イオンビームで追加熱するというスキームである(図12)。この方法の利点は、金属ライナーを圧縮ピストンとして用いると同時に内部の水素標的を閉じ込めるタンパーとしても利用できることである。また、GeVイオンは、発生するパルス磁場の影響をほとんど受けずに標的を加熱できる。一方、予備圧縮が等エントロピー的であるためには、標的内に衝撃波が立たないようにピストン(ライナー)の運動を制御することが重要である。数値シミュレーションによるパルス電流波形の最適化等について現在精力的に検討が行われている。

このスキームにより目標とするWDM状態が得られたと仮定し、状態方程式を決めるための計測手段について最後に考察する。内部エネルギーは、エネルギー付与分布から十分な精度で求めることができる。また、標的径を高時間分解測定することで密度も求まる。あとは温度もしくは圧力を測定すれば状態方程式を決定できるわけだが、ライナーで囲われた水素の温度を光学計測から求めることや、その圧力を直接測ることは極めて困難である。一方、標的を抜けたイオンのエネルギーを downstream で計測し、そのエネルギー損失量と阻止能における標的温度効果[46]から標的の温度を推定することが可能かもしれない。また、ビーム照

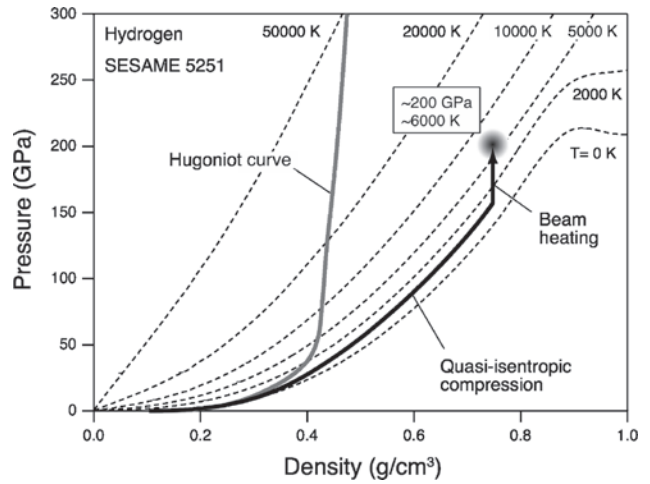


図11 水素の状態方程式 (SESAME 5251)。点線は等温線。灰色の太線：単一衝撃圧縮のユゴニオ曲線。黒い太線：ライナー予備圧縮を組み合わせたイオンビーム加熱スキームにおける状態履歴。

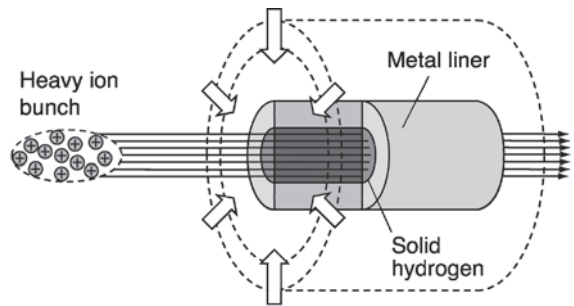


図12 ライナー予備圧縮とイオンビーム加熱を組み合わせたWDM生成スキームのコンセプト。

射後の標的およびライナーの膨張履歴から、標的内部の圧力履歴を逆問題的に決定する手法も有効であると考えられる。

4. おわりに

常温・常圧の固体にエネルギーを加えていくと、構成原子は次第に動きを速めながら互いの束縛から逃れようとす。臨界点を過ぎると質的に分布を変える。WDMは低温の固体が持っている秩序が“溶け”はじめ、物質の“相”が変化あるいは複相が混在する。このような複雑なパラメータ領域にある物質の状態量の関係や輸送係数を、幅広い領域にわたって定量的で統一的な表式で表現することは難しいかもしれない。しかしながら、精度の高い実験データを幅広い領域で得ることができれば現象の理解は確実に深まる。

WDMは高温で超高压状態にあり、実験室では過渡的にしか存在し得ない。パルスパワー技術や粒子ビームを用いると大体積で対称性の良い試料を比較的長い時間スケールで形成できるので、密度、内部エネルギーの精度良い計測ができる。細線放電方式の場合には、導電率を幅広いパラメータ領域に渡って直接測定できることが大きな利点である。均一で対称性が保たれよく定義された試料が形成できれば、流体運動や発光スペクトルから圧力や温度を計測でき、数値計算結果と対比しながら逆解析も可能になる。

慣性核融合プラズマをドライブする手段として大型のパルスパワー装置の改良が重ねられてきたが、パルスパワー技術そのものは核融合を目的とした巨大なシステムからパワー半導体を用いた産業用の高繰り返し能力を持つシステムに広がりつつある。一方、小型のパルスパワー装置は低コストであるうえに形状の工夫によって様々なパラメータ領域のプラズマを駆動できるので、基礎科学の有力な道具でもある。電磁エネルギーが輸送される形状を工夫すれば kJ 程度の蓄積エネルギーの小型の装置でも 100 kA 以上の電流をマイクロ秒以下の時間で制御しつつ駆動することは難しくない。表皮厚さ以下のスケールを持つ導電性試料であれば均一に (バルク) 加熱できる。

GeV 級の重イオンは固体標的の中での飛程が大きく、物質の大体積・均一加熱に適している。また、この速度領域では阻止能も良く知られており、エネルギー付与分布を高い精度で予測可能である。高繰り返し能力を持つパルスパワー駆動の誘導加速モジュレータをベースにしたデジタル加速器と呼ばれる新型の加速器が KEK で建設中であり、バンチあたり 10^9 – 10^{11} 個程度の GeV イオンの供給ができ、幅広いパラメータ領域に渡って WDM 生成実験が可能である。一様加熱をめざして Off-Bragg ピーク条件のエネルギー付与が提案されている。ビームパルス (~100 ns) 照射中の温度上昇や流体運動を緩和するため、タンパーやビーム・ダンパーを用いた標的が検討されている。

木星などに代表される巨大ガス惑星は主に水素とヘリウムから構成されていると考えられているが、その中心部により重い元素から成るコアが存在するか否かについて、惑星形成理論の立場から活発に議論がなされている。中心コアの存在の鍵を握るのが、水素分子から金属水素に遷移すると想定されている領域 (~200 GPa, ~6000 K) における状態方程式である。高強度レーザーを用いた衝撃圧縮で木星内部の遷移層における状態量を再現するには多段衝撃波による圧縮が不可欠だが、1 章で紹介したように衝撃波関係式からは温度を陽には評価できないので、状態量の正確な測定が難しい。

デジタル加速器からの大強度イオンバンチを利用した高温高压状態の実現についても検討が進められている。上記の領域での状態方程式を求めるために、あらかじめ別な手段で水素標的を等エントロピー的に圧縮しておいてから、イオンビームで加熱するというスキームを導入する。この予備圧縮には、ダイヤモンドアンビルを用いて静的に行う方法と、パルスパワー駆動のライナー圧縮などにより動的に行う方法が考えられる。GeV イオンの長い飛程を考えると、ダイヤモンドアンビルに挟まれた標的を外から照射・加熱することは十分可能である。パルスパワー予備圧縮後、イオンビームで追加加熱するスキームの利点は、金属ライナーを制御された圧縮ピストンとして用いると同時にタンパーとしても利用できることである。内部エネルギーはエネルギー付与分布から、標的径から密度も求まる。あとは温度もしくは圧力を測定すれば状態方程式を決定できる。標的を抜けたイオンの阻止能における標的溫度効果から標的の温度を、また、ビーム照射後の標的およびライ

ナーの膨張履歴から、標的内部の圧力履歴を逆問題的に推定することも可能である。

さて、最後にもう一度図 1 に示した温度・密度平面を振り返ってみよう。我々が日常的に目にするのは Condensed Matter と表示した領域の状態にある物質である。我々の周りには 1 気圧–300 K 以外の広大な世界が広がっていることがわかる。図 1 の右上隅に位置する極端にエネルギー密度の高い状態は先端的な加速器を用いた粒子衝突実験でしか実現できない領域である。この領域では、物質のあらゆる束縛が“溶けて”個性を失い“クォーク-グルーオン-プラズマ”になると表現される。物質科学や惑星科学、高密度プラズマの科学、そして WDM の科学がめざすのは、もう少し日常的な“非日常世界”の探索であり、これよりはずっと左下側の温度・密度領域に対応している。ここでは原子核自身の個性は保たれているが、構成原子の配置や電子の分布が物質の状態によって大きく変化する。

このような描像がはっきりと意識されるようになったのは、加速器や宇宙技術に裏打ちされた科学が体系化されてからである。最近ではレーザー、パルスパワー、高強度の粒子ビーム技術が進歩し、極限条件下の物質の状態を制御することや高精度の計測ができるようになった。しかしながら、衝撃圧縮によって実現される高温・高密度状態と静的な圧縮によって実現される室温程度の温度領域の間には、まだまだ広範な未知の領域が残されている。

超高压力、極端な歪速度や高い温度は流体時間以下のパルス幅でエネルギー投入されたマクロな物質を特徴づけている。パルスパワーや粒子ビーム技術は制御されたエネルギー入力が可能なので、Hugoniot 条件に束縛されない履歴で加熱・圧縮が可能である。また、大体積の試料を形成できるので、種々の過程の緩和時間に対する特徴的な持続時間をパラメータにして非平衡状態の新しい物質を作り出せる可能性がある。さらには、粒子ビームが入射された極端な非平衡状態からの高密度物質の緩和過程そのものが、新しい物理を開拓するかも知れない。その際に検討される相図には、密度・温度・圧力といった代表的な状態量空間に時間軸という新しい座標が加わるに違いない。高压場や WDM の物理あるいは新物質創生の科学が、そのような広大な空間で議論される時代がやってくる可能性がある。

謝 辞

デジタル加速器の開発には KEK 加速器施設内の研究グループメンバーは勿論、これ以外にも江偉華 (長岡技科大)、菊池崇志 (長岡技科大)、徳地明 (日本パルスパワー研究所) の各氏、特にイオン源に関しては東條榮喜氏、東北大 RI サイクロトロンセンターの関係者に協力を願った。また、水素の WD 領域における状態方程式と木星の内部構造や形成モデルとの関連について、ご教示いただいた生駒大洋氏 (東工大) に感謝いたします。

参考文献

- [1] 米田仁紀: Warm Dense Matter 物性 81, 172 (増刊) (2009).

- [2] R. Drake, *High Energy Density Physics* (Springer, 2006).
- [3] K. Horioka *et.al.*, Nucl. Instrum. Methods A **606**, 1 (2009).
- [4] M.I. Eremets, *High Pressure Experimental Methods* (Oxford Univ. Press, New York, 1996).
- [5] H.W. Liepmann and A.Roshko, *Elements of Gasdynamics* (Dover, 2001).
- [6] Y.B. Zel'dovich and Y.P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Dover, 2002).
- [7] L.M. Baker and R.E. Hollenbach, J. Appl. Phys. **43**, 4669 (1972).
- [8] 澤岡 昭ほか：凝縮媒体中の衝撃波，高山和喜 編集，衝撃波ハンドブック 第2章 (1995)。
- [9] W.J. Nellis, Scientific American **282**, 84 (2000).
- [10] 小特集「イオンビーム核融合技術」，プラズマ・核融合学会誌 **71**, 931 (1995).
- [11] 小特集「レーザー誘起衝撃波圧縮を用いた状態方程式研究」プラズマ・核融合学会誌 **80**, 427 (2004).
- [12] 小特集「大強度粒子ビームの物理」プラズマ・核融合学会誌 **71**, 931 (1995).
- [13] A.B. Sawaoka, ed., *Shock Waves in Material Science* (Springer-Verlag, Tokyo, 1993).
- [14] J.C. Boetger and D.C. Wallace, Phys. Rev. B **55**, 2840 (1997).
- [15] S.H. Glenzer, G.Gregori, F.J. Rogers, D.H. Froula, S.W. Pollaine, R.S. Wallace and O.L. Landen, Phys. Plasmas **10**, 2433 (2003).
- [16] H. Morikami, H. Yoneda, K. Ueda and R.M. More. Phys. Rev. E **70**, 035401 (2004).
- [17] H. Yoneda, H. Morikami, K. Ueda and R.M. More, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **99**, 60 (2006).
- [18] S.H. Glenzer, O.L. Landen, P. Neumayer, R.W. Lee, K. Widmann, S.W. Pollaine, and R.J. Wallace, Phys. Rev. Lett. **98**, 065002 (2007).
- [19] 米田仁紀：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 624 (2007).
- [20] An. Tauschwitz, J.A. Maruhn, D. Riley, G. Shabbir Naz, F.B. Rosmej, S. Borneis, and A. Tauschwitz, High Energy Density Physics **3**, 371 (2007).
- [21] J.J. Barnard, J. Armijo, R.M. More, A. Friedman, I. Kaganovich, B.G. Logan, M.M. Marinak, G.E. Penn, A.B. Sefkow, P. Santhanam, P. Stoltz, S. Veitzer and J.S. Wurtele, Nucl. Instrum. Methods. A **577**, 275, (2007).
- [22] F.M. Bieniosek, J.J. Barnard, M. Kireeff Covo, A.W. Molvik, L. Grisham, M. Leitner, B.G. Logan, R. More, P.N. Ni, P.K. Roy and H. Yoneda, *Proceedings of PAC07* (2007) p. 141.
- [23] N.A. Tahir, C. Deutsch, V.E. Fortov, V. Gryaznov, D.H.H. Hoffmann, M. Kulish, I.V. Lomonosov, V. Mintsev, P. Ni, D. Nikolaev, A.R. Piriz, N. Shilkin, P. Spiller, A. Shutov, M. Temporal, V. Ternovoi, S. Udrea, and D. Varentsov, Phys. Rev. Lett. **95**, 035001 (2005).
- [24] D. Varentsov, V. Ya. Ternovoi, M. Kulish, D. Fernengel, A. Fertman, A. Hug, J. Menzel, P. Ni, D.N. Nikolaev, N. Shilkin, V. Turtikov, S. Udrea, V.E. Fortov, A.A. Golubev, V.K. Gryaznov, D.H.H. Hoffmann, V. Kim, I.V. Lomonosov, V. Mintsev, B.Yu. Sharkov, A. Shutov, P. Spiller, N.A. Tahir, and H. Wahl, Nucl. Instrum. Methods A **577**, 262 (2007).
- [25] K. Horioka, T. Kawamura, M. Nakajima, T. Sasaki, K. Kondo, Y. Yano, T. Ishii, M. Ogawa, Y. Oguri, J. Hasegawa, S. Kawata, T. Kikuchi and K. Takayama, Nucl. Instrum. Methods A **577**, 298, (2007).
- [26] Alan W. DeSilva and H.-J. Kunze, Phys. Rev. E **49**, 4448 (1994).
- [27] A.W. DeSilva and J. D. Katsouras, Phys. Rev. E **57**, 5945 (1998).
- [28] A.W. DaSilva and J.D. Katsouras, Int. J. Thermophysics **20**, 1267 (1999).
- [29] S. Saleem, J. Haun, and H.J. Kunze, Phys. Rev. E **64**, 056403 (2001).
- [30] P. Renaudin, C. Blancard, J. Clerouin, G. Faussurier, P. Noiret, and V. Recoules, Phys. Rev. Lett. **91**, 075002 (2003).
- [31] P. Renaudin, V. Recoules, P. Noiret, and J. Clerouin, Phys. Rev. E **73**, 056403 (2006).
- [32] T. Sasaki, M. Nakajima, T. Kawamura, and K. Horioka, J. Plasma Fusion Res. **81**, 965 (2005).
- [33] T. Sasaki, Y. Yano, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka, Laser Particle Beams **24**, 371 (2006).
- [34] T. Sasaki, Y. Yano, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka, J. Phys. Conf. Series **112**, 042026 (2008).
- [35] T. Sasaki, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka. *submitted to Phys. Plasmas* (2010).
- [36] L. Spitzer Jr and R. Härm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [37] S. Ichimaru, H. Iyetomi and S. Tanaka. Phys. Reports **149** (1987).
- [38] Y.T. Lee and R.M. More, Phys. Fluids **27**, 1273 (1984).
- [39] K. Takayama and J. Kishiro, Nucl. Instrum. Methods. A **451**, 304 (2000).
- [40] K. Takayama, Y. Arakida, T. Dixit, T. Iwashita, T. Kono, E. Nakamura, K. Otsuka, Y. Shimosaki, K. Torikai and M. Wake, Phys. Rev. Lett. **98**, 054801-4 (2007).
- [41] K. Takayama, Y. Arakida, T. Iwashita, Y. Shimosaki, T. Dixit, K. Torikai, J. Appl. Phys. **101**, p063304-7 (2007) ; 特許3896420号「全種イオン加速器とその制御方法」平成19年1月5日。
- [42] T. Kikuchi, S. Kawata and K. Takayama, *Proc. PAC2007*, (2007) 1541.
- [43] J. Ziegler, <http://www.srim.org/>
- [44] J. Barnes and S. Lyon, SESAME 3719.
- [45] T. Sasaki, T. Kikuchi, M. Nakajima, T. Kawamura and K. Horioka, Nucl. Instrum. Methods. A **606**, 161 (2009).
- [46] Y. Oguri, T. Niinou, S. Nishinomiya, K. Katagiri, J. Kaneko, J. Hasegawa and M. Ogawa, Nucl. Instrum. Methods. A **577**, 381 (2007).
- [47] D. Saumon and T. Guillot, Astrophys. J. **609**, 1170 (2004).



ほり おか かず ひこ
堀岡 一彦

東京工業大学大学院総合理工学研究科教授。研究対象は高エネルギー密度プラズマ、重イオン核融合、粒子ビーム、衝撃波など... 面白ければ何でも、最近は固体とプラズマやプラズマとビームの間くらいのややこしい状態にも興味を持っている。趣味は専門以外の本の乱読。



さ さ き とおる
佐々木 徹

2008年東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻博士課程修了，博士（理学）。同年，日本大学理工学部物理学科助手を経て，2009年より長岡技術科学大学電気系助教。専門は，高エネルギー密度プラズマの発生・計測・シミュレーション，パルスパワー工学。



たか やま けん
高山 健

高エネルギー加速器研究機構加速器研究施設，教授。主な研究分野：誘導加速方式を用いた新しい加速器の研究，その他どの加速器にも普遍的なビーム物理を研究対象としている。金属水素を実現できたらプロジェクトのマネジメント業をそろそろ卒業し，応用数学や非線形力学の世界で遊びたいと思っている。趣味はスイミングとシーカヤック。



は せ がわ じゅん
長谷川 純

東京工業大学原子炉工学研究所，助教。神奈川県藤沢市出身。重イオン慣性核融合の要素技術に関わるプラズマ理工学研究に取り組んできたが，最近はイオンビーム技術やパルスパワー技術の環境・医療分野への応用などにも手を染め，自分の専門がよく分からなくなってきたのが悩み。最近の趣味はスポーツ観戦，読書（伝記ものが多い）など。