



Title	パワーレーザーを用いた低エントロピー圧縮法に関する研究
Author(s)	宮西, 宏併
Citation	大阪大学, 2016, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/61760
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

パワーレーザーを用いた低エントロピー圧
縮法に関する研究

宮西宏併

2016年10月

大阪大学大学院工学研究科
電気電子情報工学専攻

研究梗概

本論文は、著者が大阪大学工学研究科電気電子情報工学専攻博士課程において行った「パワーレーザーを用いた低エントロピー圧縮に関する研究」の成果をまとめたものである。

現代の物理学において、超高圧下での状態方程式や物性値を求めることは極めて重要な研究課題である。物質に圧力を加えると、原子間距離の減少により波動関数が重なって電子状態が変化し、構造相転移や超伝導転移、絶縁体–金属転移などといった様々な物性変化が起こる。そのような圧力誘起による物性変化や、高圧力状態にある地球や惑星の内部を理解するために、高圧力発生技術を用いた研究が精力的に行われている。

これまで衝撃圧縮法と静圧縮法によって高圧力状態が実現されてきた。衝撃圧縮法では、圧力数 10 TPa、温度数 10 万 K まで、静圧縮法では、圧力数 100 GPa、温度数 1000 K までの状態が達成されている。衝撃圧縮法は超高圧力状態が実現できるものの、原理的に圧縮時のエントロピー上昇が避けられず、高圧ではあるものの高温で平均原子間距離の大きい状態しか実現できない。一方、静圧縮法は圧力発生装置の機械的強度によって生成圧力が制限される。これらの従来の圧縮手法で実現困難な、圧力数 100 GPa から TPa、温度は常温から 10000 K といった圧力温度領域には、軽元素の固体金属や惑星の内部状態など、多くの興味深い課題を含んでいるにもかかわらず実現できていない。このような物質状態を探索するためには、実現できる圧力・温度領域を拡張する必要がある。

そこで本研究では、実現できる圧力温度領域を高圧低温側に拡張し、その状態を診断するため、パワーレーザーを圧力の駆動に用いた低エントロピー圧縮法及び圧縮状態の診断技術の開発を行った。

第 1 章では、高圧物性研究のための高圧実験手法の現状をまとめている。既存の動圧縮法と静圧縮法の特徴および課題について説明し、課題を解決する手法としてパワーレーザーを用いた低エントロピー圧縮法の必要性を述べ、本研究の意義と目的について述べた。

第 2 章では、圧縮状態を記述するモデル、低エントロピー圧縮法及び計測技術の原理について説明し、これらを用いて低エントロピー圧縮状態を実現しそれを計測する手法について述べた。単純衝撃圧縮、多段衝撃圧縮及びランプ圧縮の原理について述べ、それらに

よって生成される状態を示した。

第 3 章では、多段衝撃圧縮のための動圧縮窓材の光学特性研究について述べた。多段衝撃圧縮を行う際、高圧下において透明な反射材、動圧縮窓材があると窓を通した光学計測が可能となる。既存の動圧縮窓材は衝撃圧力 200 GPa 以上では光学的に不透明であり、窓を通した光学計測ができないという課題を解決するため、新しい動圧縮窓材として酸化マグネシウムを提案し、衝撃圧縮下における光学特性を計測する実験を行った。酸化マグネシウムのレーザー衝撃圧縮実験を行い、速度干渉計を用いて衝撃圧縮された酸化マグネシウムの光吸収係数と光屈折率について調査した。衝撃圧縮された酸化マグネシウムの光吸収係数を決定し、衝撃圧力 180 GPa から 410 GPa では酸化マグネシウムが部分的に透明であり、圧力に対して光吸収係数が指数関数的に増加することを明らかにした。この結果から空間スケール数 $10\mu\text{m}$ 、時間スケール数 ns の実験では、衝撃圧力 410 GPa まで酸化マグネシウムが動圧縮窓材として有用であることを示した。さらに窓を通して速度干渉計測をする際に必要な衝撃圧縮下における光屈折率を決定し、B1-B2 相境界である衝撃圧力 280 GPa と 410 GPa の間に不連続な変化があることを示した。

第 4 章では、パワーレーザーを用いた準等エントロピー圧縮法の開発について述べた。パワーレーザーを用いて準等エントロピー圧縮を実現する方法には膨張プラズマ法とテラードパルス法がある。膨張プラズマ制御による準等エントロピー圧縮法とテラードパルスを用いた準等エントロピー圧縮法の開発を行った。膨張プラズマ制御による準等エントロピー圧縮実験を行い、立ち上がり時間が 3 ns、歪み速度 $2.5 \times 10^7 \text{s}^{-1}$ の圧力波の生成に成功し、ナノ秒スケールでも試料をショックレスに圧縮できたことを確認した。テラードパルスによる準等エントロピー圧縮実験を行い、立ち上がり時間が 1.2 ns、歪み速度 $1.1 \times 10^8 \text{s}^{-1}$ のショックレスなランプ圧縮に成功した。特性曲線解析法を用いて白金の圧力 80 GPa までの圧力-密度関係を決定した。実験から得られた白金の圧力 80 GPa までの圧力-密度関係は状態方程式テーブルから計算した準等エントロピー線と良い一致を示した。密度 25.7g/cm^3 まで圧縮された白金の比エネルギーの増分が単純衝撃圧縮による比エネルギーの増分の 0.4 倍であることを示した。この結果からパワーレーザーを用いた準等エントロピー圧縮法が高圧低温状態生成のために有用であることを明らかにした。

第 5 章では、低エントロピー圧縮状態診断のための高速温度計測法の開発について述べた。低エントロピー圧縮状態は、従来の衝撃圧縮状態と比べ同じ密度での温度が低くなり、衝撃圧縮実験で広く用いられている温度計測法では計測できない。そこで、低エントロピー圧縮状態の温度を決定するために比較的低い (500 - 5000 K) の温度計測が可能な計測法の開発を行った。広帯域赤外放射輝度温度計測法を開発し、計測限界を既存の可視放射輝度温度計測法の約 5000 K から 1800 K まで拡張できることを示した。光反射率温度計測法を提案、実証実験を行い、ランプ圧縮された金箔が最大 650 K まで加熱された可能性があることを示した。計測性能の評価を行い、金試料の場合、計測限界が 450 K で

あることを示した。この結果から開発を行った高速温度計測法が低エントロピー圧縮状態診断に有用であることを示した。

第 6 章は結論であり、本研究で得られた成果を総括する。

目次

第 1 章	緒論	1
1.1	高圧物性研究のための高圧実験手法	1
1.1.1	高圧実験	1
1.1.2	動圧縮法	1
1.1.3	静圧縮法	2
1.2	本研究の目的	2
1.3	論文構成	4
	参考文献	5
第 2 章	低エントロピー圧縮法と計測技術	7
2.1	はじめに	7
2.2	圧縮性流体	7
2.2.1	音波	7
2.2.2	特性曲線	9
2.2.3	一次元等エントロピー流れ	10
2.2.4	衝撃波の形成	11
2.2.5	ユゴニオ曲線	14
2.2.6	等エントロピー曲線	15
2.2.7	多段衝撃圧縮	16
2.2.8	ランプ圧縮	16
2.3	レーザーによる圧力波の生成	17
2.4	速度干渉計測	19
2.4.1	速度干渉計の原理	19
2.4.2	線結像型速度干渉計測システム	21
2.4.3	光学窓を通した速度干渉計測	23
2.4.4	光学窓を通した反射率計測	26

2.4.5	透明媒質中を伝搬する反射面の速度干渉計測	27
2.5	インピーダンスマッチング法	27
2.6	ランプ圧縮の特性曲線解析	29
2.7	まとめ	35
	参考文献	36
第 3 章	多段衝撃圧縮のための動圧縮窓材の光学特性研究	37
3.1	はじめに	37
3.2	実験条件	38
3.2.1	ターゲット構成	38
3.2.2	レーザー条件	39
3.3	計測方法	40
3.3.1	速度・圧力・密度	40
3.3.2	光吸収係数	42
3.3.3	光屈折率	42
3.4	実験結果と考察	42
3.4.1	速度・圧力・密度	42
3.4.2	光吸収係数	45
3.4.3	光屈折率	46
3.5	まとめ	49
	参考文献	50
第 4 章	パワーレーザーを用いた準等エントロピー圧縮法の開発	53
4.1	はじめに	53
4.2	膨張プラズマ制御による準等エントロピー圧縮法	54
4.2.1	実験セットアップ	54
4.2.2	結果と考察	54
4.3	テーラードパルスを用いた準等エントロピー圧縮法	56
4.3.1	実験セットアップ	56
4.3.2	結果と考察	58
4.4	まとめ	60
	参考文献	64
第 5 章	低エントロピー圧縮状態診断のための高速温度計測法の開発	65
5.1	はじめに	65
5.2	赤外放射輝度温度計測	66

5.2.1	放射輝度温度計測の原理	66
5.2.2	計測システム	66
5.2.3	校正実験	72
5.3	光反射率温度計測	80
5.3.1	ドルーデモデルによる温度推定	80
5.3.2	計測システム	80
5.3.3	計測性能	80
5.3.4	実証実験	81
5.4	まとめ	84
	参考文献	85
第 6 章	結論	86
	謝辞	89
	研究業績	91

第 1 章

緒論

1.1 高圧物性研究のための高圧実験手法

1.1.1 高圧実験

現代の物理学において、超高圧下での状態方程式や物性値を求めることは極めて重要な研究課題である。物質に圧力を加えると、原子間距離の減少により波動関数が重なって電子状態が変化し、構造相転移や超伝導転移、絶縁体—金属転移などといった様々な物性変化が起こる。そのような圧力誘起による物性変化や、高圧力状態にある地球や惑星の内部を理解するために、高圧力発生技術を用いた研究が精力的に行われている。

高圧力を発生させる手法として、加圧時間の長短により、動的圧縮法と静的圧縮法に区別される。これらについて次節以降で述べる。

1.1.2 動圧縮法

動圧縮法とは慣性閉じ込めを利用して物質を圧縮する方法である。物質同士を衝突させ、慣性によって圧力を発生させる。動圧縮法は、物質強度に依存せず、後述の静圧縮法よりも数桁高い圧力を発生させることができる。

凝縮物質の動圧縮は 1947 年頃から報告されており、G. Hartman¹ によると水中兵器の研究から動機付けられて始まった。衝撃圧縮を用いた状態方程式研究は 1950 年代からロスアラモス研究所の Walsh ら² や Goranson ら³ によって行われ始めた。その後、特にアメリカ合衆国、ソビエト連邦を中心として、光学関係の計測技術の進歩に伴って、衝撃圧縮技術は著しく発展し、高性能爆薬を用いることによって 5 TPa、パワーレーザーや核爆発の利用により、10 TPa 以上の超高圧力が発生できている。このような衝撃圧縮状態は、圧縮比の増大と共に急激に温度が高くなる。例えば圧力 10 TPa まで衝撃圧縮されたアルミニウムは温度 300 万 K 程度になることが Rozsnyai らによって予測されている⁴。

単一の衝撃波によって生成される衝撃圧縮状態は物質がとりうる圧力・密度・温度曲面上の一本の曲線でしかない。そのため、圧力・密度・温度曲面上の生成しうる状態を拡張するため、多段衝撃圧縮や準等エントロピー圧縮が試みられてきた。例えば、衝撃波反射材を用いた多段衝撃圧縮⁵や、ガス銃を用いて加速させた密度勾配を持った衝突体^{6,7}や、膨張爆薬⁸、時間整形した磁場圧力波⁹を用いた準等エントロピー圧縮が試みられている。これまでのところ磁場圧力波を用いてアルミニウムを 240 GPa まで準等エントロピー圧縮した報告がある¹⁰。

1.1.3 静圧縮法

静圧縮法とは持続的な圧力を加えて物質を圧縮する方法である。典型的には数分から数日にかけて圧力保持することができる。試料と圧力媒体を封じ込めた試料空間を押すことによって高圧力を発生させる。代表的な圧力を発生させる方法としてマルチアンビル装置(MAA)とダイヤモンドアンビルセル(DAC)がある。生成可能な最大圧力は装置を構成する物質の機械的強度によって制限される。

マルチアンビル装置とは4個以上のアンビル(ピストン)が同期して駆動し、試料を等方的に圧縮する構造をもつ圧縮機である。油圧シリンダによってアンビルに力を加え、比較的大きな試料(体積 1 mm³ から数 cm³ 程度)を等方的に圧縮できることが特徴である。装置の大きさは 1–2 m 程度である。現在のところ、1 mm³ 以上の体積の試料を温度 300 K において圧力 109 GPa まで、圧力 106 GPa において温度 1200 K まで加圧加熱した報告がある¹¹。

一方、ダイヤモンドアンビルセルは対向に配置した2つのダイヤモンドのアンビルによって試料を圧縮する圧力発生装置である。ネジを回転させてアンビルに力を加えて試料を加圧する。

試料空間は小さい(数 10 – 数 100 μm³)が、数 100 GPa の圧力の発生が可能である。ダイヤモンドアンビルセルと加熱用のナノ秒のパルスレーザーを組み合わせることによって圧力 377 GPa、温度 5700 K という地球核の圧力温度状態を生成することも可能となってきた¹²。また、ダイヤモンドアンビルセルの中に数 μm のダイヤモンドを配置する二段式ダイヤモンドアンビルセルを用いて、試料空間は長さ 3–4 μm、圧縮前の厚み 3 μm とさらに小さく、圧力の非等方性も高いものの圧力 600 GPa を達成した報告がある¹³。

1.2 本研究の目的

図 1.1 に水素の相図を動圧縮曲線と静圧縮実験によって実現できている圧力温度と共に示す。これまで動圧縮法と静圧縮法によって高圧力状態が実現されてきた。動圧縮法で

は、衝撃圧縮法を用いて、圧力数 10 TPa、温度数 10 万 K まで、静圧縮法では、圧力数 100 GPa、温度数 1000 K までの状態が達成されている。衝撃圧縮法は超高压状態が実現できるものの、原理的に圧縮時のエントロピー上昇が避けられず、高压ではあるものの高温で平均原子間距離の大きい状態しか実現できない。低エントロピー圧縮の試みは行われているものの既存の動的圧力発生法では達成している圧力は 240 GPa 程度である。一方、静圧縮法は動圧縮法よりも低温の高压状態を生成できるが、圧力発生装置の機械的強度によって生成圧力が制限される。また、アンビルやガスケットと反応性の高い物質は物性値の計測ができない。これらの従来の圧縮手法で実現困難な、圧力数 100 GPa から TPa、温度は常温から 10000 K といった圧力温度領域には、軽元素の固体金属や惑星の内部状態など、多くの興味深い課題を含んでいるにもかかわらず実現できていない。このような物質状態を探索するためには、実現できる圧力・温度領域を拡張する必要がある。

そこで本研究では、実現できる圧力温度領域を高圧低温側に拡張し、その状態を診断するため、数 TPa の圧力の発生が可能なパワーレーザーを圧力の駆動に用いた低エントロピー圧縮法及び圧縮状態の診断技術の開発を行った。

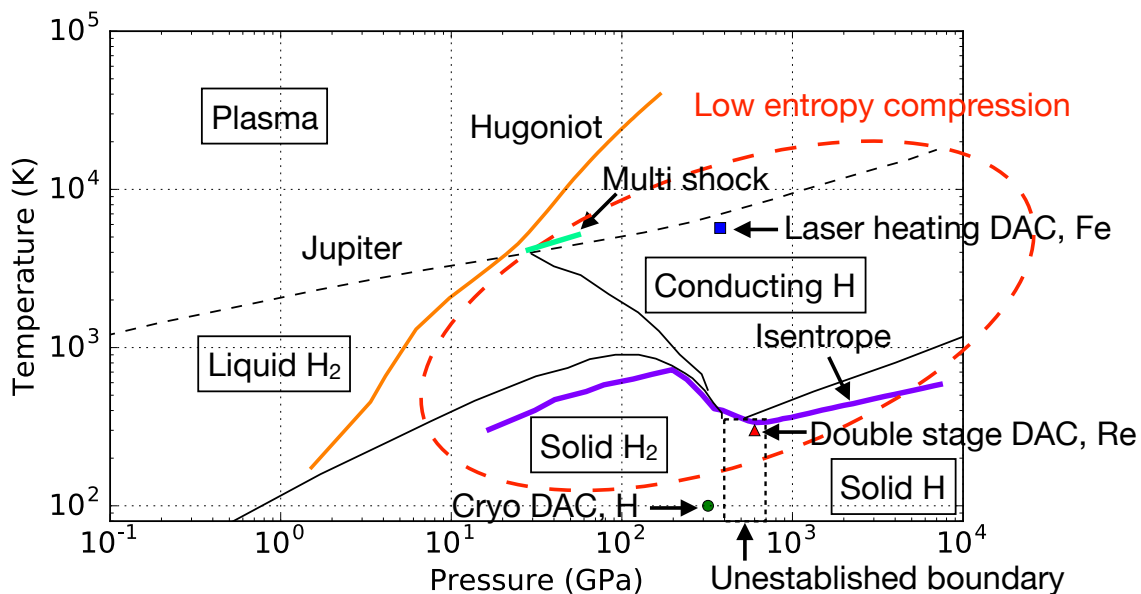


図 1.1 水素の相図¹⁴を第一原理計算による重水素の単純衝撃圧縮曲線（橙色の実線、初期密度 0.171 g/cm³、初期圧力 100 kPa、初期温度 20 K）¹⁵、多段衝撃圧縮曲線（緑色の実線）、等エントロピー曲線（青色の実線、初期密度 10 g/cm³、初期圧力 6 GPa、初期温度 300 K）¹⁵と共にを示す。静圧縮法によって実現できている圧力温度を示す。青色の四角印がレーザー加熱ダイヤモンドアンビルセルによる鉄の実験結果¹²、赤色の三角印が二段式ダイヤモンドアンビルセルによるレニウムの実験結果¹³、緑色の丸印が低温ダイヤモンドアンビルセルによる水素の実験結果¹⁶を示す。

1.3 論文構成

本論文は本章を含め 6 章から構成されている。第 2 章では、低エントロピー圧縮法及び計測技術の原理について説明し、これらを用いて低エントロピー圧縮状態を実現しそれを計測する手法について述べる。第 3 章では、多段衝撃圧縮のための新しい動圧縮窓材の光学特性研究について述べる。第 4 章では、パワーレーザーを圧力の駆動に用いた、膨張プラズマ及びテーラードパルス準等エントロピー圧縮法の開発について述べる。第 5 章では、低エントロピー圧縮状態診断のための高速温度計測法の開発について述べる。第 6 章は結論であり、本研究で得られた成果を総括する。

参考文献

- [1] Anonymous. Minutes of the meeting at washington, may 1-2-3, 1947. *Physical Review*, Vol. 72, No. 2, pp. 151–187, 07 1947.
- [2] John M. Walsh and Russell H. Christian. Equation of state of metals from shock wave measurements. *Physical Review*, Vol. 97, No. 6, pp. 1544–1556, 03 1955.
- [3] Roy W. Goranson, Dennison Bancroft, Blendin L. Burton, Theodore Blechar, Edwin E. Houston, Elisabeth F. Gittings, and Stanley A. Landeen. Dynamic determination of the compressibility of metals. *Journal of Applied Physics*, Vol. 26, No. 12, pp. 1472–1479, 1955.
- [4] Balazs F Rozsnyai, James R Albritton, David A Young, Vijay N Sonnad, and David A Liberman. Theory and experiment for ultrahigh pressure shock huginots. *Physics Letters A*, Vol. 291, No. 4–5, pp. 226–231, 12 2001.
- [5] S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis. Metallization of fluid molecular hydrogen at 140 gpa (1.4 mbar). *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 76, No. 11, pp. 1860–1863, Mar 1996.
- [6] James R. Asay. The use of shock-structure methods for evaluating high-pressure material properties. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 20, No. 1-5, pp. 27 – 61, 1997. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1996 Symposium.
- [7] Jeffrey H. Nguyen, Daniel Orlikowski, Frederick H. Streitz, John A. Moriarty, and Neil C. Holmes. High-pressure tailored compression: Controlled thermodynamic paths. *Journal of Applied Physics*, Vol. 100, No. 2, p. 023508, 2006.
- [8] John F. Barnes, Patrick J. Blewett, Robert G. McQueen, Kenneth A. Meyer, and Douglas Venable. Taylor instability in solids. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 2, pp. 727–732, 1974.
- [9] Clint A. Hall. Isentropic compression experiments on the sandia z accelerator. *The 41st annual meeting of the division of plasma physics of the american physical society*, Vol. 7, No. 5, pp. 2069–2075, 2000.
- [10] Jean-Paul Davis. Experimental measurement of the principal isentrope for aluminum 6061-t6 to 240 gpa. *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, No. 10, p. 103512, 2006.
- [11] D. Yamazaki, E. Ito, T. Yoshino, N. Tsujino, A. Yoneda, X. Guo, F. Xu, Y. Higo, and K. Funakoshi. Over 1 mbar generation in the kawai-type multianvil apparatus and its application to compression of (mg_{0.92}fe_{0.08})sio₃ perovskite and

- stishovite. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, Vol. 228, pp. 262–267, 3 2014.
- [12] Shigehiko Tateno, Kei Hirose, Yasuo Ohishi, and Yoshiyuki Tatsumi. The structure of iron in earth’s inner core. *Science*, Vol. 330, No. 6002, pp. 359–361, 2010.
- [13] Leonid Dubrovinsky, Natalia Dubrovinskaia, Vitali B Prakapenka, and Artem M Abakumov. Implementation of micro-ball nanodiamond anvils for high-pressure studies above 6[thinsp]mbar. *Nat Commun*, Vol. 3, p. 1163, 10 2012.
- [14] Jeffrey McMahon, Miguel Morales, Carlo Pierleoni, and David Ceperley. The properties of hydrogen and helium under extreme conditions. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 84, pp. 1607–1653, Nov 2012.
- [15] L. Caillabet, S. Mazevet, and P. Loubeyre. Multiphase equation of state of hydrogen from ab initio calculations in the range 0.2 to 5 g/cc up to 10 ev. *Phys. Rev. B*, Vol. 83, No. 9, p. 094101, Mar 2011.
- [16] Paul Loubeyre, Florent Occelli, and Rene LeToullec. Optical studies of solid hydrogen to 320[thinsp]gpa and evidence for black hydrogen. *Nature*, Vol. 416, No. 6881, pp. 613–617, 2002.

第 2 章

低エントロピー圧縮法と計測技術

2.1 はじめに

圧力や温度の変化によって物質の体積は変化し、それにともなって密度が変化する。例えば、加わる圧力の増加による体積の減少を圧縮と言い、温度の上昇に伴う体積の増加を熱膨張と呼ぶ。物質によってこれらの圧縮性や熱膨張性は異なる。

物質はこれらの外力によって変形する。特にせん断応力に対して連続的に変化する物質を流体と呼び、圧縮性と熱膨張性を持つ流体を圧縮性流体と呼ぶ。圧縮下にある物質の挙動の多くは、巨視的な視点から捉えた無数の粒子から構成される圧縮性流体として記述できる。この圧縮性流体を記述する変数を計測することによって圧縮状態を求めることができる。

本章では圧縮状態を記述するためのモデル、低エントロピー圧縮法の原理、レーザーを用いた圧力の生成方法及び圧縮状態の計測法について述べる。

2.2 圧縮性流体

2.2.1 音波

物質中を伝わる音は、音が伝わる方向と圧力、密度などの振動方向とが同じ縦波（粗密波）であることはよく知られている。音のように、媒質中のある点に生じた擾乱が、ある有限の速度で周囲につぎつぎに伝わる現象は、波あるいは波動であり、この意味から音は音波とも呼ばれる。

音波が伝わると、媒質の圧力、密度、体積、温度などの状態量は変動する。図（2.1）に示すように圧力 P_0 、密度 ρ_0 、体積 V_0 、温度 T_0 の静止流体で満たされた断面積一定の長い管の中にピストンをおき、ピストンを十分小さい速度 dU_p で押したとする。まず、ピストンに隣接する流体の層が圧縮され、次の瞬間には、ピストンによって圧縮された流体の層

がそれに隣接する層を圧縮する。このようにして、ピストンの運動によって生じる微小な圧力変動、すなわち微小擾乱の波面は、有限の速度 C で伝わっていく。この速度 C が音速である。

音波の波面の通過によって、圧力が dP 、密度が $d\rho$ 、体積 dV 、温度が dT だけ変化するとする。波面の通過前後において、質量保存則より

$$\rho_0 C = (\rho_0 + d\rho)(C - dU_p) \quad (2.1)$$

よって

$$dV = -V_0 \frac{dU_p}{C} \quad (2.2)$$

また、運動量保存則より

$$[(P_0 + dP) - P_0] = \rho_0 C [C - (C - dU_p)] \quad (2.3)$$

上式より

$$dP = \rho_0 C dU_p \quad (2.4)$$

また、式 (2.1) の右辺の微小項を省略して整理すると

$$\frac{d\rho}{\rho_0} = \frac{dU_p}{C} \quad (2.5)$$

式 (2.4) と式 (2.5) より dU_p を消去すると

$$C^2 = \frac{dP}{d\rho} \quad (2.6)$$

音波の通過によって生じる流体の状態変化は等エントロピー変化と見なすことができる。これは、流体の粘性と熱伝導性によるエントロピーの増加はそれぞれ流れの速度勾配の2乗と温度勾配の2乗に比例するが、音波のような微小圧力変動によって生じる速度勾配や温度勾配は極めて小さく、流体の粘性や熱伝導性を無視することができるからである。したがって、式 (2.6) の右辺は、エントロピー S が一定の条件下での圧力変化 dP と密度変化 $d\rho$ の比を示しており、音速 C は次のように表すことができる。

$$C = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} = \sqrt{\frac{K_S}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\beta_S \rho}} \quad (2.7)$$

ここで、 K_S は等エントロピー体積弾性率、 β_S は等エントロピー圧縮率であり、

$$K_S = \frac{1}{\beta_S} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_S \quad (2.8)$$

で与えられる。

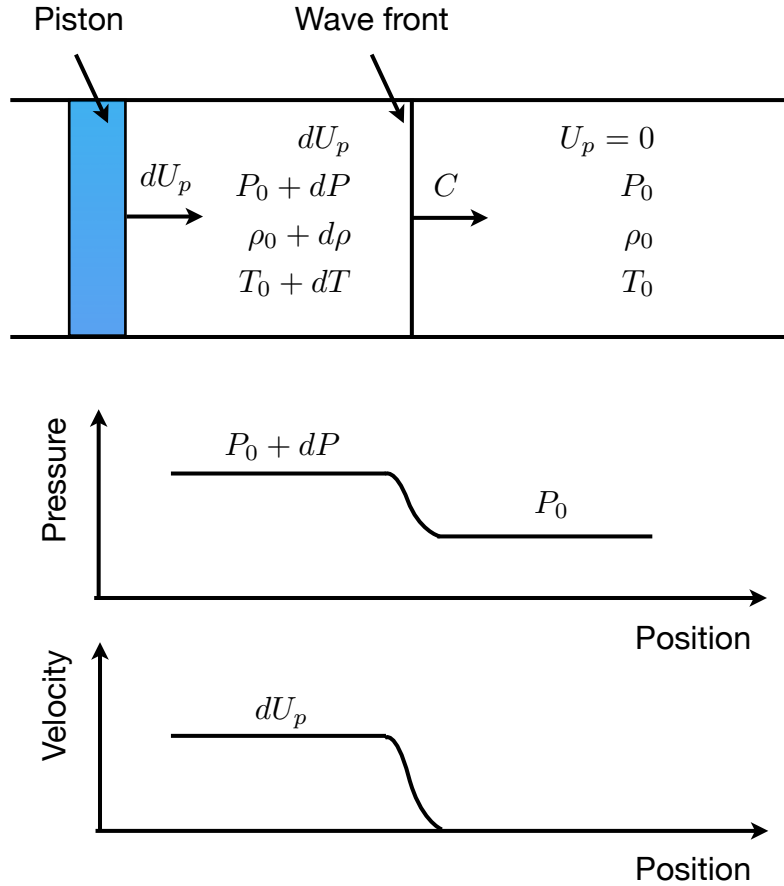


図 2.1 微小擾乱波の伝播。

2.2.2 特性曲線

一次元流れを伝搬する微小擾乱（音波）による密度変化、速度変化に関する波動方程式は、圧力、密度、速度の変分 ΔP 、 $\Delta \rho$ 、 ΔU_p が十分小さい場合二次の項を無視すると、運動方程式と連続の式より

$$\frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial t^2} = C^2 \frac{\partial^2 \Delta \rho}{\partial x^2} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 \Delta U_p}{\partial t^2} = C^2 \frac{\partial^2 \Delta U_p}{\partial x^2} \quad (2.10)$$

と書ける¹。これらの一般解は前進波と後進波の重ねあわせとして記述でき、解は

$$\Delta \rho = \frac{\rho_0}{C} f_1(x - Ct) + \frac{\rho_0}{C} f_2(x + Ct) \quad (2.11)$$

$$\Delta U_p = f_1(x - Ct) - f_2(x + Ct) \quad (2.12)$$

である。ここで f_1, f_2 は密度と速度の初期状態で定まる任意の関数である。これらの解は音速で伝わる擾乱を記述している。一様静止流体中を微小擾乱が伝搬する場合、音速は変化しないので、擾乱の軌跡 $\frac{dx}{dt} = \pm C$ は $x - t$ 平面上で直線となる。

擾乱の強さが微小に限定されない等エントロピー流れの場合、粒子速度と音速は位置によって変化するため、擾乱の軌跡は $x - t$ 平面上に曲線を描く。この曲線を特性曲線と呼ぶ。一次元等エントロピー流れの場合、

$$C_+ : \frac{dx}{dt} = U_p + C, C_- : \frac{dx}{dt} = U_p - C \quad (2.13)$$

で記述される2つのグループが存在し、 C_+ が前進波、 C_- が後進波の特性曲線である。

ここで $x - t$ 平面における任意の曲線 $x = \varphi(t)$ 上の関数 $f(x, t)$ の時間微分は

$$\left(\frac{df}{dt} \right)_\varphi = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} \quad (2.14)$$

であるので特性曲線 $C_\pm$ に沿って

$$\left(\frac{d}{dt} \right)_\pm = \frac{\partial}{\partial t} + (U_p \pm C) \frac{\partial}{\partial x} \quad (2.15)$$

となる。

一次元断熱流れの場合、連続の式と運動方程式、断熱の条件 $\frac{DS}{Dt} = 0$ から、特性曲線上の変数のみからなる式、

$$\left[\frac{\partial U_p}{\partial t} + (U_p \pm C) \frac{\partial U_p}{\partial x} \right] + \frac{1}{\rho C} \left[\frac{\partial P}{\partial t} + (U_p \pm C) \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.16)$$

が得られる。式 2.15、2.16 より特性曲線 $C_\pm$ に沿って

$$\frac{dU_p}{dt} \pm \frac{1}{\rho C} \frac{dP}{dt} = 0 \quad (2.17)$$

と記述できる。

2.2.3 一次元等エントロピー流れ

等エントロピー流れの場合、エントロピーは時間と空間において一定であるので、流れを記述する式より削除できる。流れは粒子速度 $U_p(x, t)$ と、 $\rho(x, t)$ 、 $P(x, t)$ 、 $C(x, t)$ のうちいずれかの一つの式から記述できる。速度以外の変数は互いに一意的な関係にあり、 $\rho = \rho(P)$ 、 $P = P(\rho)$ 、 $C = C(\rho \text{ or } P)$ 、 $C^2 = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_S$ である。

式 2.17 を積分すると

$$J_\pm = U_p \pm \int \frac{dP}{\rho C} \equiv U_p \pm \sigma_p \quad (2.18)$$

となり、 $J_{\pm}$ はリーマン不変量と呼ばれている任意の定数である。比熱比一定の完全気体の場合、 $P = \text{const } \rho^{\gamma}$ 、 $C^2 = \gamma \text{ const } \rho^{\gamma-1}$ であるので

$$J_{\pm} = U_p \pm \frac{2}{\gamma - 1} C \quad (2.19)$$

となる。粒子速度や熱力学量、例えば音速、は

$$U_p = \frac{J_+ + J_-}{2} \quad (2.20)$$

$$C = \frac{\gamma - 1}{4} (J_+ - J_-) \quad (2.21)$$

のように書ける。

リーマン不変量が x と t の関数であることを考慮すると、特性曲線は

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_{\pm} = F_{\pm}(J_+, J_-) \quad (2.22)$$

のように不変量の関数 F として記述できる。

式 2.17 より、特定の特性曲線 C_+ に沿って J_+ は一定であるので、特性曲線の傾きの変化は J_- のみによって決まり、逆もまた同様である。

2.2.4 衝撃波の形成

時刻 t_0 における速度分布が図 2.2(b) に表される、比熱一定の完全気体中を伝搬する有限振幅の等エントロピー前進波を考える。この波は位置 x の右方向に伝搬するので、図中の波の AE 及び FD は圧縮波領域、EF は膨張波領域である。

ここで、比熱比を γ とすると、 $C = \frac{1}{2}(\gamma - 1)U_p + C_0$ 、 $P \sim C^{2/(\gamma-1)}$ 、 $\rho \sim C^{2\gamma/(\gamma-1)}$ であるので粒子速度、音速、圧力、密度の分布は定性的には同等のものである¹。波の伝搬速度 $\frac{dx}{dt} = U_p + C = \frac{1}{2}(\gamma + 1)U_p + C_0$ は点 A、B、D において、 $U_p = 0$ であるので、 $\frac{dx}{dt} = C_0$ となる。一方、濃縮領域区間 BD においては $\frac{dx}{dt} > C_0$ 、希薄領域区間 AB では $\frac{dx}{dt} < C_0$ となり、位置 F において最も速く、位置 E において最も遅くなる。したがって、図 2.2(c) に示すように時間と共に圧縮度の高い部分が低い部分に近づき、時間の経過とともに波形が歪み、圧縮波部分の勾配が急峻になる。さらに時間が経過すると伝搬速度が速い部分が遅い部分を追い越し、追い越しが発生している区間では一つの位置 x に 3 つの粒子速度の値が存在するような波形となる（図 2.2(d)）。実際には、このような波形は存在できず、圧縮波領域における勾配が十分大きくなると、気体の粘性と熱伝導性が有意となり、等エントロピーの仮定が成立しなくなる。

粘性と熱伝導性は、流れの状態量の勾配を緩やかにする拡散作用を持つ。この拡散作用と前述の勾配の急峻化作用が釣り合うと、波形はそれ以上変形することなく伝搬す

る。このようにして状態量が極度な急勾配を持ち、不連続に変化する波が形成される（図 2.2(e)）。これが衝撃波である。

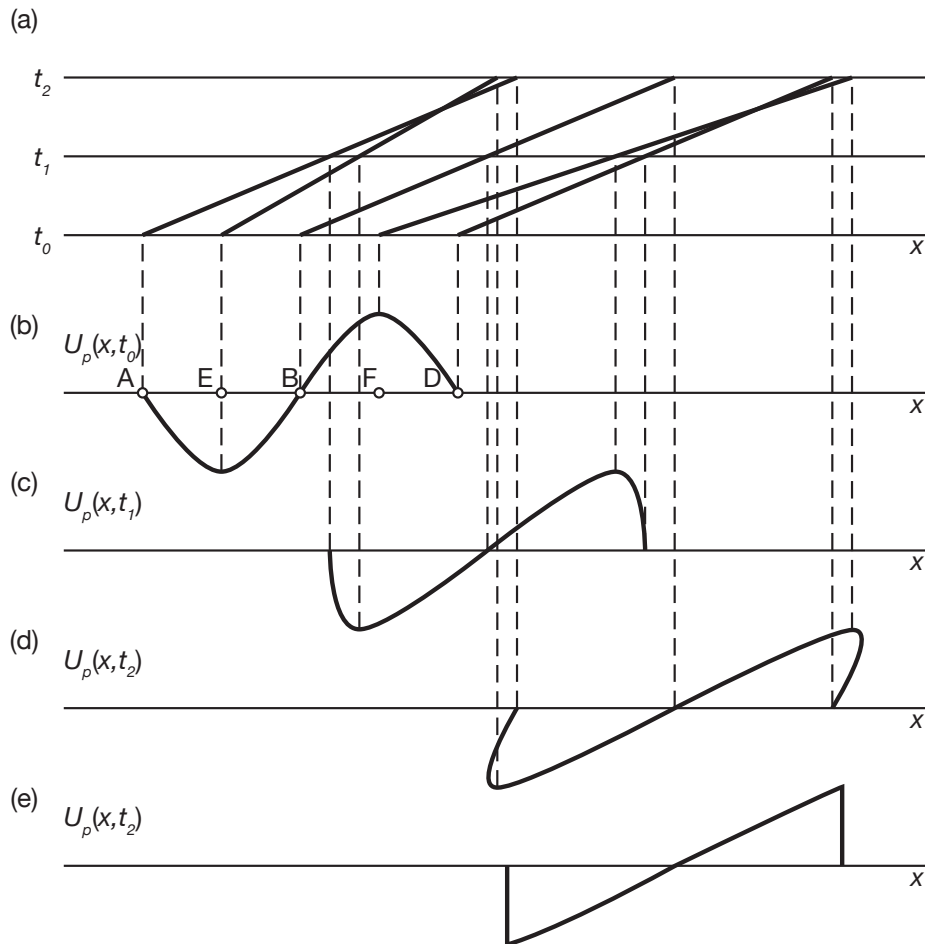


図 2.2 衝撃波の形成。

この不連続な立ち上がりを持つ衝撃波を理解するため、保存則を適用する。図 2.3 に示すような、初期値 (ρ_0 、 P_0 、 E_0 、 U_0)、衝撃波通過後の値 (ρ_H 、 P_H 、 E_H 、 U_p) を持つ完全気体を速度 D の衝撃波が伝播する系を考える。

ある時間 δt の間に衝撃波面が通過する単位断面積あたりの質量は $\rho_0(D - U_0)\delta t$ に等しい。質量保存則より、この質量は衝撃波が通過後、体積 $(D - U_p)\delta t$ を占める。すなわち圧縮された気体の密度 ρ_H は

$$\rho_H(D - U_p)\delta t = \rho_0(D - U_0)\delta t \quad (2.23)$$

を満足する。運動量保存則より、衝撃波の通過による運動量の増分は圧力による力積に等しい ($m\Delta u = \int F dt$)。衝撃波が通過する質量 $\rho_0(D - U_0)\delta t$ が得る運動量は

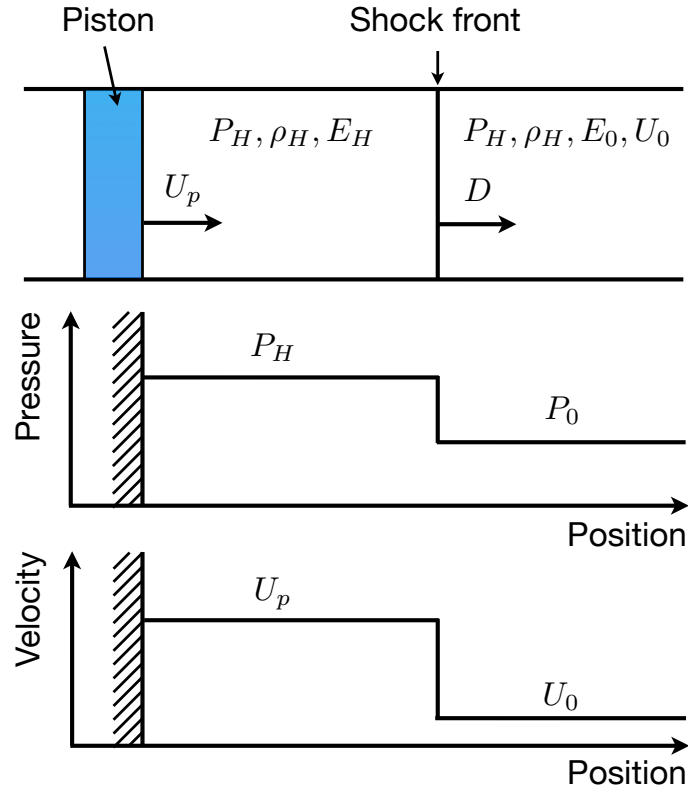


図 2.3 平面衝撃波の伝搬による一次元圧縮。

$\rho_0(D - U_0)\delta t(U_p - U_0)$ であるので

$$\rho_0(D - U_0)\delta t(U_p - U_0) = (P_H - P_0)\delta t \quad (2.24)$$

が成り立つ。エネルギー保存則より、圧縮された気体の内部エネルギーと運動エネルギーそれぞれの増分の和は外部からなされた仕事と等しい。外部からなされた仕事は $P_H U_p \delta t - P_0 U_0 \delta t$ であるので

$$\rho_0(D - U_0)\delta t(E_H - E_0 + (U_p^2 - U_0^2)/2) = P_H U_p \delta t - P_0 U_0 \delta t \quad (2.25)$$

となる。

式 2.23、2.24、2.25 より左辺に衝撃波通過後の値を、右辺に衝撃波通過前の値を集めて整理すると

$$\rho_H(D - U_p) = \rho_0(D - U_0) \quad (2.26)$$

$$P_H + \rho_H(D - U_p)^2 = P_0 + \rho_0(D - U_0)^2 \quad (2.27)$$

$$E_H + \frac{P_H}{\rho_H} + \frac{(D - U_p)^2}{2} = E_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{(D - U_0)^2}{2} \quad (2.28)$$

と書くことができる。これらの方程式はランキン-ユゴニオの式あるいはランキン-ユゴニオの条件と呼ばれており、衝撃波が伝播する流れの変数のみから構成されている。特定の流体固有の特質に関する仮定を含まない、保存則のみから成り立つ衝撃圧縮状態を記述する式である。

2.2.5 ユゴニオ曲線

ユゴニオ曲線あるいは衝撃波断熱圧縮曲線は衝撃圧縮によって生成しうる状態を示した曲線のことである。衝撃圧縮によって物質は初期状態からユゴニオ曲線上のある点の状態に不連続に変化する。 $P-V$ 平面上では図 2.4 の橙の実線のようになる。

式 2.26-2.28 より内部エネルギーの増分を示す式

$$E_H(P_H, V_H) - E_0(P_0, V_0) = \frac{1}{2}(P_H + P_0)(V_0 - V_H) \quad (2.29)$$

が得られる。この式より、衝撃圧縮による内部エネルギーの増分 $\Delta E_H = E_H - E_0$ は図 2.4 中の台形 abcd の面積で表されることがわかる。任意の衝撃圧力は

$$P_H = H(V_H, P_0, V_0) \quad (2.30)$$

と表すことができ、物質の状態方程式がわかっている場合、任意の初期状態からのユゴニオ曲線を決定することができる。

式 2.26、2.27 に含まれる変数は 7 つである。このうち初期値 (ρ_0, P_0, U_0) が既知であるとすると、2 つの方程式に対して残りの変数は 4 つとなり、このうち 2 つを計測することにより圧力-密度関係を決定することができる。典型的には、計測が容易な衝撃波速度 D と粒子速度 U_p が実験的に求められている。相転移などが起こらない圧力領域では、多くの物質中の衝撃波速度と粒子速度の間には次の線形関係があることが知られている。

$$D = C_0 + sU_p \quad (2.31)$$

ここで定数 C_0 は、多くの場合、 $P = 0$ ($U_p = 0$) におけるバルク音速、

$$C_0^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \quad (2.32)$$

となる。また、典型的には、定数 s は $P = 0$ ($U_p = 0$) における体積弾性率 B_0 の圧力微分を用いて

$$s = \left[\left(\frac{\partial B_0}{\partial P} \right)_s + 1 \right] / 4 \quad (2.33)$$

で与えられる。この $D - U_p$ 関係を実験的に求めることによって、計測区間内のユゴニオ曲線を決定することができる。

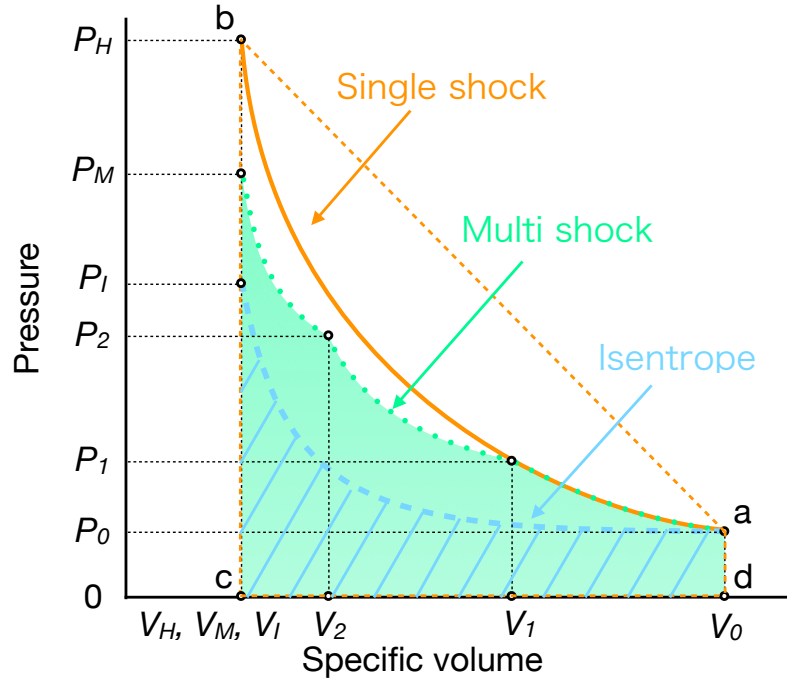


図 2.4 各圧縮過程の圧力-比体積関係。橙の実線がユゴニオ曲線、緑の点線が多段衝撃圧縮曲線、青の鎖線が等エントロピー曲線を示す。

2.2.6 等エントロピー曲線

等エントロピー曲線あるいは等エントロピー線は、等エントロピー下で取りうる状態を示した曲線のことである。等エントロピー圧縮下において物質は初期状態から等エントロピー曲線上の状態に連続的に変化する。図 2.4 の $P - V$ 平面上では青の鎖線のようになる。

熱力学第一法則、第二法則より、 $dE = dQ - PdV$ 、 $dS = dQ/T$ であるので、圧縮過程において取り得る状態は次式で記述できる。

$$dE = TdS_{\text{ext}} + TdS_{\text{int}} - PdV \quad (2.34)$$

ここで dS_{ext} 、 dS_{int} はそれぞれ外部からの熱輸送に伴う輸送エントロピー、系内部での不可逆的過程による生成エントロピーである。等エントロピー圧縮の場合、断熱 ($dS_{\text{ext}} = 0$) かつ可逆 ($dS_{\text{int}} = 0$) であるので圧縮に伴う内部エネルギーの増分 ΔE_I は

$$\Delta E_I = - \int_{\text{Isentrope}} PdV \quad (2.35)$$

となる。衝撃圧縮の場合は断熱過程 ($dS_{\text{ext}} = 0$) かつ不可逆的過程 ($dS_{\text{int}} > 0$) である

ので、等エントロピー圧縮による内部エネルギーの増分は衝撃圧縮のそれに比べ、不可逆的過程によるエネルギー TdS_{int} の分だけ小さくなる。

熱による圧力と熱による内部エネルギーの比を特徴付けるグリュナイゼンパラメータ¹

$\Gamma(V) = VP_T/E_T$ (ここで P_T は熱圧力、 E_T は熱による内部エネルギー) を導入する。 Γ は一般に体積の関数であるが、標準状態の値 Γ_0 で一定であるとする、式 2.34 より圧縮による温度は

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\Gamma_0} \exp\left(\frac{\Delta S}{C_V}\right) \quad (2.36)$$

と記述できる。ここで T_0 は初期温度、 ΔS はエントロピー増分、 C_V は定積比熱である。等エントロピー圧縮の場合は

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\Gamma_0} \quad (2.37)$$

となり、一方、エントロピーの増加する衝撃圧縮では、等エントロピー圧縮に比べ、エントロピー増分の指数関数倍温度が上昇することがわかる。

2.2.7 多段衝撃圧縮

多段衝撃圧縮とは複数の衝撃波による段階的な圧縮のことである。図 2.5 に示すような、複数の衝撃波による圧縮を考える。 i 番目の衝撃波の速度を D_i 、ある検査面を衝撃波が通過する時刻を t_i 、通過後の圧力、密度、内部エネルギー、粒子速度をそれぞれ P_i 、 ρ_i 、 E_i 、 U_i とする。ここで $t_i < t_{i+1}$ 、 $P_i < P_{i+1}$ (または $U_i < U_{i+1}$) である。言い換えると後から通過する衝撃波の強度の方が常に大きい。 i 番目の衝撃波による圧縮状態は式 2.26-2.28 において、初期値 ρ_0 、 P_0 、 E_0 、 U_0 を ρ_{i-1} 、 P_{i-1} 、 E_{i-1} 、 U_{i-1} に置換えることによって記述することができる。 M 段衝撃圧縮による内部エネルギーの増分 ΔE_M は式 2.29 より

$$\Delta E_M = \sum_{i=0}^M \frac{1}{2} (P_i + P_{i-1}) (V_{i-1} - V_i) \quad (2.38)$$

となり、 $P-V$ 平面上では複数の台形の面積の総和となる (図 2.4)。同じ体積まで圧縮する場合、 $\Delta E_M < \Delta E_H$ であるので多段衝撃圧縮の方が単純衝撃圧縮よりも内部エネルギーの増分が小さく、相対的に低温の状態を実現することができる。

2.2.8 ランプ圧縮

ランプ圧縮あるいはランプ波圧縮とは、時間と共に応力が単調増加する応力波 (ランプ応力波) によるショックレスな圧縮のことである。図 2.6(c) に示すようなピストンにより物質が一次元圧縮される系を考える。図 2.6(c) のピストンを加速して図 2.6(a) に示す

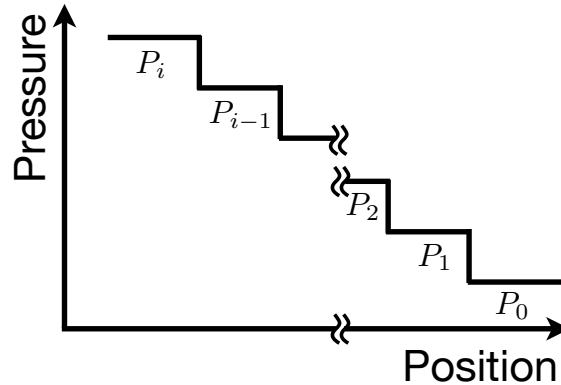


図 2.5 多段衝撃圧縮。

ランプ波形の応力を被圧縮物質に加えたとする。ピストンから加えられる応力により、被圧縮物質中に $P_{i+1} > P_i$ である連続した圧縮波が生成される。ある検査体積に着目すると、連続する微小な擾乱によって次々と圧縮される、すなわち無数の等エントロピー圧縮波によって圧縮される、とみなすことができる。

時刻 t_i に発生した圧縮波は時刻 t_0 から t_{i-1} の間に伝搬した圧縮波によって圧縮された物質中を伝搬するため、時刻 t_i に発生した圧縮波の音速 C_i は時刻 t_{i-1} に発生した圧縮波の音速 C_{i-1} よりも速くなる。よって圧縮波が伝搬するにつれて圧縮波が重なりあい、2.2.4 で述べたように、やがては不連続な衝撃波が形成される (図 2.6(b))。このように衝撃波が形成される前の連続した圧縮波をランプ圧縮波と呼ぶ。

ランプ圧縮された物質の状態はランキン-ユゴニオ条件と同様に保存則から記述することができる^{2,3}。

$$d\sigma = \rho_0 C_L dU_p \quad (2.39)$$

$$dV = -\frac{V_0 dU_p}{C_L} \quad (2.40)$$

$$dE = \frac{1}{2} \sigma dV \quad (2.41)$$

ここで σ は応力、 C_L はラグランジアン音速である。

2.3 レーザーによる圧力波の生成

高強度レーザーをターゲット試料に照射すると、急激なアブレーションによって試料表面の一部がプラズマとなって吹き出し、そのアブレーションの反作用による超高圧力のパルスにより試料内に衝撃波が発生する (図 2.7)。物質表面では電離によるプラズマ化がおこる。発生したプラズマ中では、レーザー光は波長に依存する臨海密度面で強く吸収さ

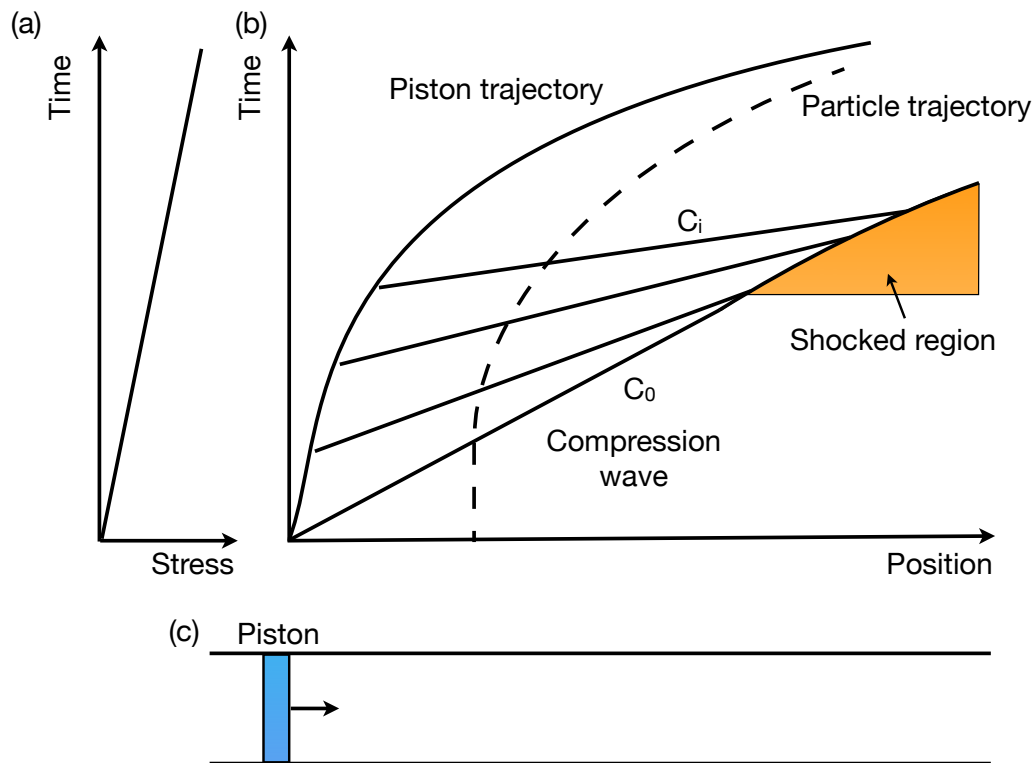


図 2.6 ランプ圧縮。

れ、吸収されたエネルギーは電子の熱運動、放射の熱輸送により高密度部分へと輸送される。そこで再びアブレーションが起こり、プラズマが放出される。このある程度の時間持続する噴出力の反作用として物質内部に運動量を与えられ、圧縮が維持される。この噴出による圧力をアブレーション圧力と呼び

$$P_{ab} \cong 860 \left(\frac{I_a}{\lambda_L} \right)^{\frac{2}{3}} (\text{GPa}) \quad (2.42)$$

で表されるスケール則が知られている。ここで I_a は照射強度 (10^{14} W/cm^2)、 λ_L はレーザー光の波長 (μm) である。アブレーション圧力は厳密には物質に依存するが、本研究が対象とする高エネルギー密度領域では物質によらずほぼ同じ圧力を発生することが分かっている。

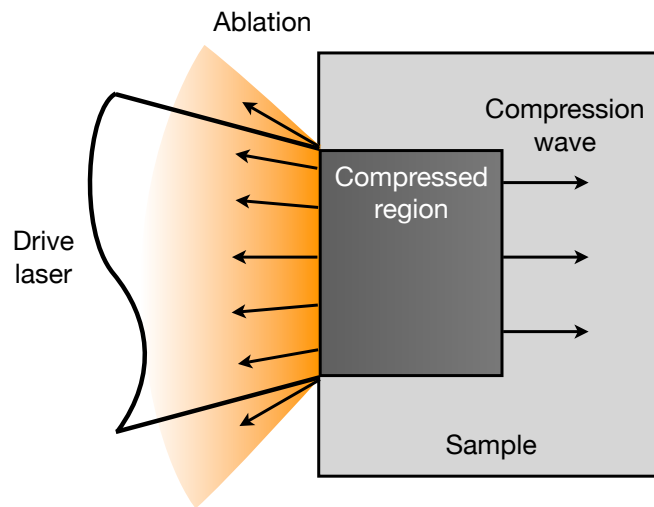


図 2.7 レーザーアブレーションによる圧力波の生成。

2.4 速度干渉計測

2.4.1 速度干渉計の原理

速度干渉計 (Velocity Interferometer System for Any Reflector: VISAR)⁴ の原理について述べる。

速度干渉計は、運動する反射面におけるドップラー効果による波長の変化を干渉縞の位相変化として検出して速度を計測する機器である。ドップラー効果は、波源が観測者との相対的な速度によって波の周波数が異なって観測される現象であり、遠ざかる光源からの光は長波長側にシフトして見え（赤方偏移）、近づく光源からの光は短波長側にシフトして見える（青方偏移）。光源 S が観測者 O から見て角度 θ の方向に速さ v で運動している場合、 O での光の振動数 ν' は

$$\nu' = \nu \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c)\cos\theta} \quad (2.43)$$

となる。ここで、 ν ：光源の出す光の振動数、 v ：観測者から見た光源の速さ、 c ：光速、 θ ：観測者から見た光源の動く方向（ $\theta = 0$ ：観測者に向かってくる場合）である。図 (2.8) に VISAR の概念図を示す。図 (2.8) において、右から入射する、測定対象から反射してきたプローブ光がビームスプリッター 1 によって 2 つの光路に分けられる。左側の光路（遅延光路）にはエタロンと呼ばれる透明体、通常は光学ガラスを用いる、が挿入されている。エタロンが挿入されることによって結像位置が元々の結像位置より進行方向に

移動する。この結像位置を補正するために、ミラー1が設置されているステージを動かすことによって遅延光路の長さが長くなる。また、エタロン中では空気中よりも高い屈折率によって光路長が長くなる。それらの結果遅延光路の光路調は長くなり、遅延がかかった光、すなわち過去の光、と遅延がかかっていない光が2つの光路の結像点において干渉する。この干渉縞の位相変化から速度を計測する。

ステージの移動による光路調の変位 Δx_{stage} は、エタロンの厚みを h 、屈折率を n_0 とすると、

$$\Delta x_{stage} = 2h(1 - 1/n_0) \quad (2.44)$$

エタロンの挿入による光路調の変位 Δx_{etalon} は

$$\Delta x_{etalon} = 2h(n_0 - 1) \quad (2.45)$$

よって全体での光路調の変位 Δx は

$$\Delta x = 2h(1 - 1/n_0) + 2h(n_0 - 1) = 2h(n_0 - 1/n_0) \quad (2.46)$$

となる。遅延時間 τ は

$$\tau = \frac{2h}{c}(n_0 - 1/n_0) \quad (2.47)$$

となる。

図(2.9)において遅延光路の長さを $2L_L$ 、遅延光路中の波の数を N_L 、遅延しない光路の長さを $2L_R$ 、波の数を N_R 、プローブ光の波長を λ とすると

$$N_R = 2L_R/\lambda \quad (2.48)$$

$$N_L = 2(L_L - h)/\lambda + 2nh/\lambda \quad (2.49)$$

$$N = N_L - N_R = 2(L_L - h - L_R)/\lambda + 2nh/\lambda \quad (2.50)$$

$$L_L = L_R + h(1 - 1/n_0) \quad (2.51)$$

であるので

$$N = (2h/\lambda)(n - 1/n_0) \quad (2.52)$$

となる。上式において、エタロン中の屈折率はドップラーシフトによって変化するが、 $1/n_0$ の項はステージの移動量によるものであるので変化しない。 $v \ll c$ であるので、式(2.43)より

$$\lambda(t) = \lambda_0[1 - 2v(t)/c] \quad (2.53)$$

1-10 km/s 程度の速度変化では波長の変化量は $10^{-5} - 10^{-4}$ 程度と十分小さい。よってエタロンの屈折率の変化量は

$$n(t) = n_0 + \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0} [\lambda(t) - \lambda_0] \quad (2.54)$$

と近似できる。干渉縞の位相差を ϕ とおくと

$$\phi(t) = N(t) - N_0 = 2L_R \left[\frac{1}{\lambda(t)} \left(n(t) - \frac{1}{n_0} \right) - \frac{1}{\lambda_0} \left(n_0 - \frac{1}{n_0} \right) \right] \quad (2.55)$$

式 (2.53)、(2.54)、(2.55) より、 v/c の二次以上の項を無視すると

$$v(t) = \phi(t) \left[\frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} \right] \quad (2.56)$$

となる。ここで角括弧で囲まれた項は速度感度 (Velocity per fringe: VPF) と呼ばれている。真空中を伝搬する反射面に対する速度感度 VPF_0 は

$$VPF_0 = \frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)} \quad (2.57)$$

となる。 δ はエタロンの屈折率分散に関する補正項

$$\delta = \frac{n_0}{n_0^2 - 1} \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda=\lambda_0} \quad (2.58)$$

であり、プローブ光の波長 532 nm、エタロンの材質が BK7 の場合 0.03421 である。

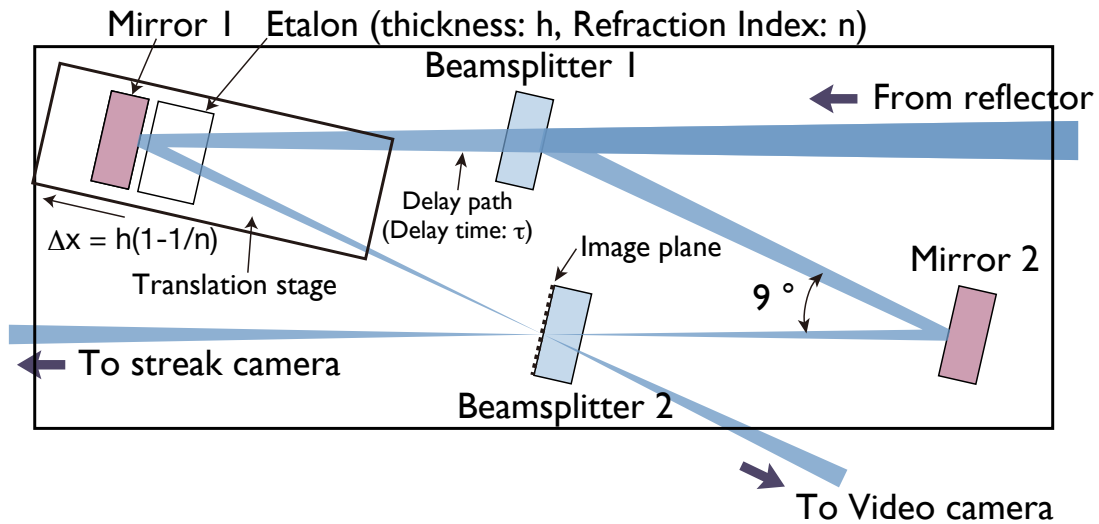


図 2.8 速度干渉計の構成。

2.4.2 線結像型速度干渉計測システム

線結像型速度干渉計測システム⁵の概略を図 2.10 に示す。この計測システムはプローブ光の照射光学系、像転送光学系、速度干渉計、検出器であるストリークカメラから構成

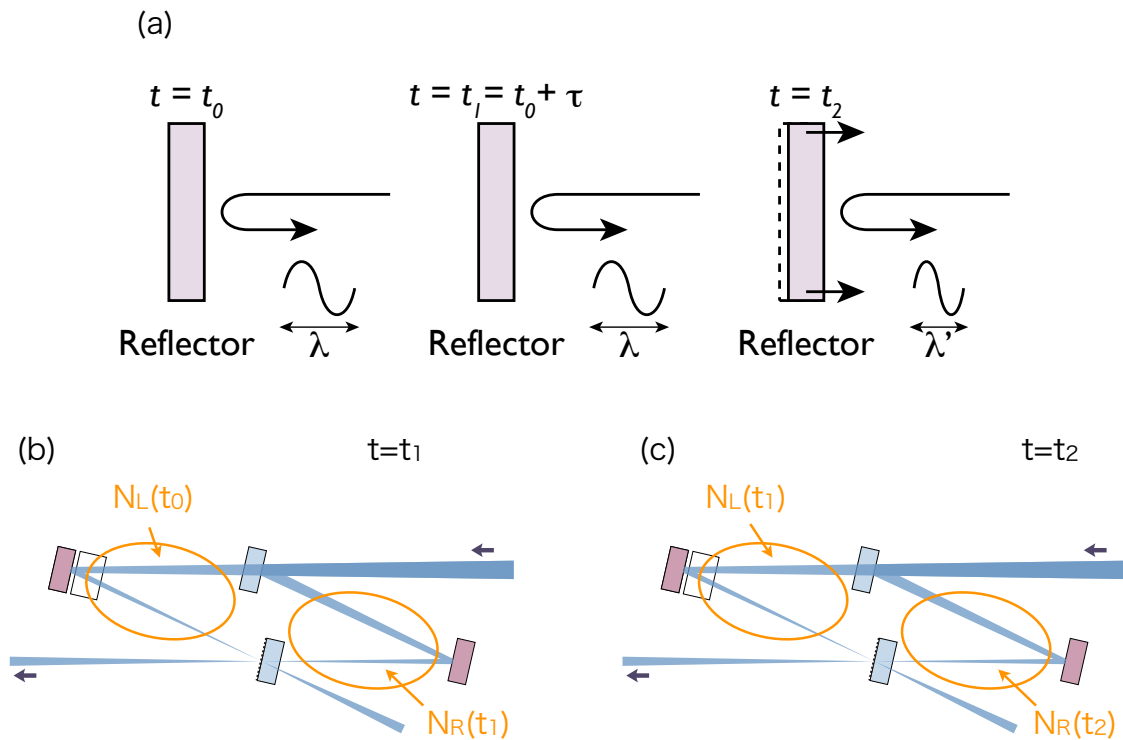


図 2.9 速度干渉計の原理。

されている。速度干渉計のプローブ光としては Nd-YAG レーザーがよく用いられている。本研究では、半値幅 20ns 程度の Q スイッチ Nd-YAG レーザーの基本波（波長 1064nm）及び二倍高調波（波長 532nm）を用いた。計測面にプローブ光を照射、その反射光を速度干渉計に導入して干渉させ、その干渉縞をストリークカメラを用いて記録する。ストリークカメラのスリット上に計測面の像及び干渉縞を結像させて記録するので、スリットに沿って線状に空間分解された画像が取得できる。

典型的な画像データを図 2.11(b) に示す。この画像データは図 2.11(a) に示すようなアルミニウムの図中上半面にクォーツを下半面にシリコンを配置したターゲットにレーザーを照射し衝撃圧縮したときのデータである。画像データの上半分に着目すると、初期状態ではクォーツはプローブ光（この場合は波長 532 nm）に対して透明であるので時刻 t_1 まではアルミニウムからの反射光が記録されている。衝撃波がアルミニウム-クォーツ界面を通過し、時刻 t_2 に裏面に到達するまではクォーツ中を伝搬する衝撃波面からの反射光を観測している。時刻 t_1 における記録された干渉縞の不連続な位相変化は反射面が静止しているアルミニウムから高速で移動する衝撃波面に切り替わったためである。時刻 $t_1 < t < t_2$ における位相の連続的な変化は衝撃波の減衰による衝撃波速度の減衰を示し

ている。一方画像下半分では、シリコンはプローブ光に対して不透明であるので、衝撃波が裏面に到達して反射面がなくなる時刻 t_3 まで信号に変化はない。

観測された干渉縞の位相変化から式 2.56 を用いて速度を決定することができる。ただし、衝撃圧縮実験において多くの場合、ストリークカメラの時間分解能 $t_{\text{res}} \sim$ 速度干渉計の遷移時間 $\tau \sim$ 数 10ps であるので速い干渉縞の位相変化を時間分解することができず、位相変化が不連続なものとして記録されてしまう。この場合、観測データから直接判別できるのは、位相変化を $\phi = 2\pi k + \phi_a, k \in \mathbb{N}$ とすると、 ϕ_a の項だけである。そこで速度感度の異なる 2 台の速度干渉計を用いることによって、取りうる速度の組み合わせから速度を決定する。

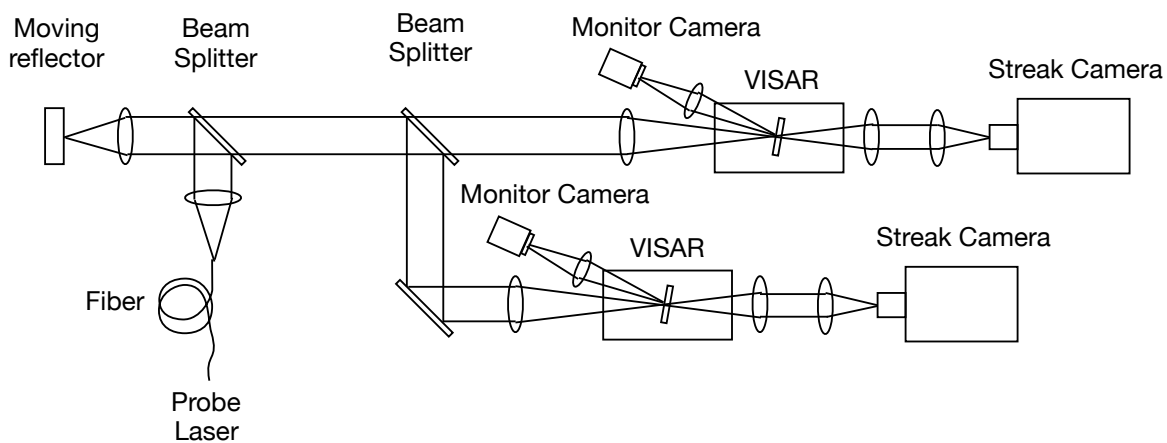


図 2.10 線結像型速度干渉計測システム。

2.4.3 光学窓を通した速度干渉計測

動圧縮法を用いた高圧物性研究において、圧縮された物質の粒子速度は基本的で重要な計測量であり、その計測のために速度干渉計が広く用いられている。被測定試料に透明な光学窓を取り付けることにより、圧縮された試料が急激に膨張する自由表面速度ではなく、圧力が保持された試料と窓の界面速度のその場計測が可能となる。しかし、窓の導入は新たな障害ももたらす。圧縮波により窓自体も圧縮されるため、窓材の屈折率が有意に変化する場合には、それによるドップラーシフトの変化が起こり、速度干渉計の計測結果に影響を与える^{6,7}。

窓の屈折率変化による速度干渉計測への影響を考える。今、図 2.12 に示すような衝撃圧縮される窓を通して試料-窓界面の速度を計測する系を考える。窓の光路長 $Z_w(t)$ は窓

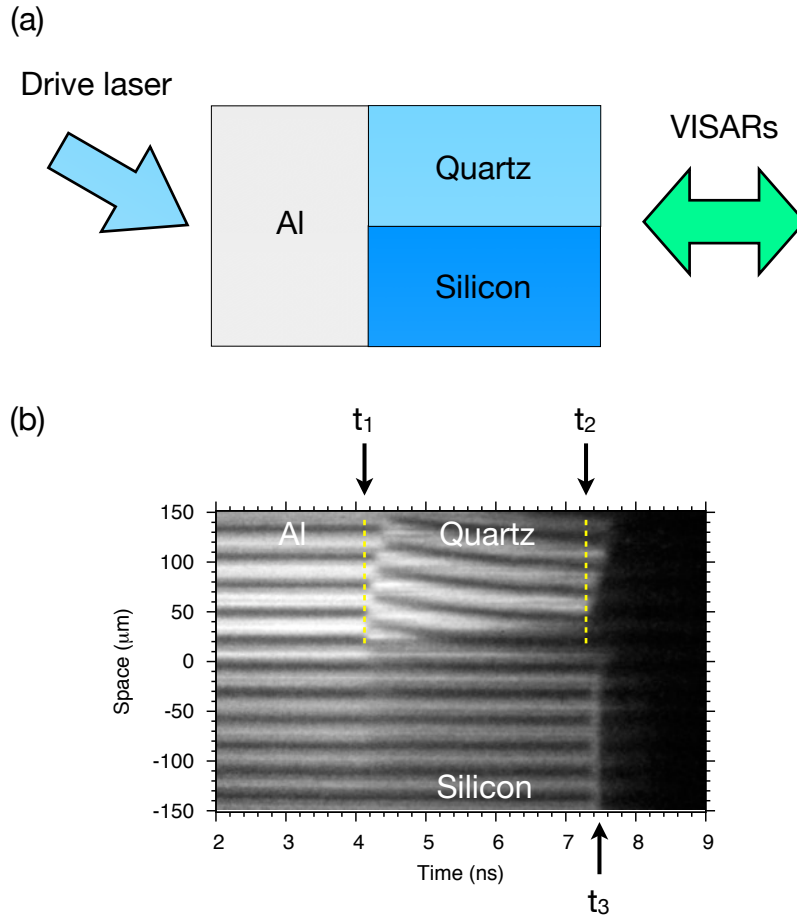


図 2.11 速度干渉計測システムの典型的な画像データ。(a) アルミニウムの上半面にクォーツが、下半面にシリコンが配置されている。左方からレーザー誘起の衝撃波が伝播する様を右方から速度干渉計測システムで観測している。(b) 速度干渉計測システムの画像データ。

の屈折率 $n_w(x, t)$ の x_r から x_f までの空間積分で表せる。

$$\begin{aligned}
 Z_w(t) &= \int_{\text{window length}} n_w(x, t) dx \\
 &= \int_{x_r}^{x_f} n_w(x, t) dx \\
 &= \int_{x_r}^{x_s} n_{ws}(x, t) dx + \int_{x_s}^{x_f} n_{w0} dx
 \end{aligned} \tag{2.59}$$

x_r 、 x_s 、 x_f はそれぞれ反射面、衝撃波面、窓の自由表面の位置、 n_w は窓の屈折率、 n_{ws} は衝撃圧縮されている窓の屈折率、 n_{w0} は初期状態の窓の屈折率である。速度干渉計で計測される見かけ上の粒子速度、すなわち真空中を伝搬する反射面を計測しているとした時

の速度、 $v_{app} = \phi VPF_0$ と計測光路長 $Z(t)$ の時間減少率は同義であるので⁸

$$\begin{aligned} v_{app}(t) &= -\frac{dZ(t)}{dt} \\ &= -\frac{d}{dt} \left[\int_{x_r}^{x_s} n_w(x, t) dx + \int_{x_s}^{x_f} n_{w0} dx \right] \end{aligned} \quad (2.60)$$

衝撃波速度が時間的に定常である場合は、窓の初期厚を L_0 とすると、

$$\begin{aligned} v_{app} &= -\frac{d}{dt} [n_w(D - U_p)t + n_{w0}(L_0 - Dt)] \\ &= n_w(U_p - D) + n_{w0}D \end{aligned} \quad (2.61)$$

となり、衝撃圧縮された窓を通して見た実際の粒子速度は

$$U_p = \frac{v_{app} + (n_w - n_{w0}D)}{n_w} \quad (2.62)$$

である。 $D - U_p - n$ の関係が既知であれば見かけ上の粒子速度を計測することにより実際の粒子速度を決定することができる。また式 2.62 を n_w について整理すると

$$n_w = \frac{n_{w0}D - v_{app}}{D - U_p} \quad (2.63)$$

となる。従って v_{app} 、 U_p 、 D を計測すれば圧縮されている窓の屈折率を決定することができる。

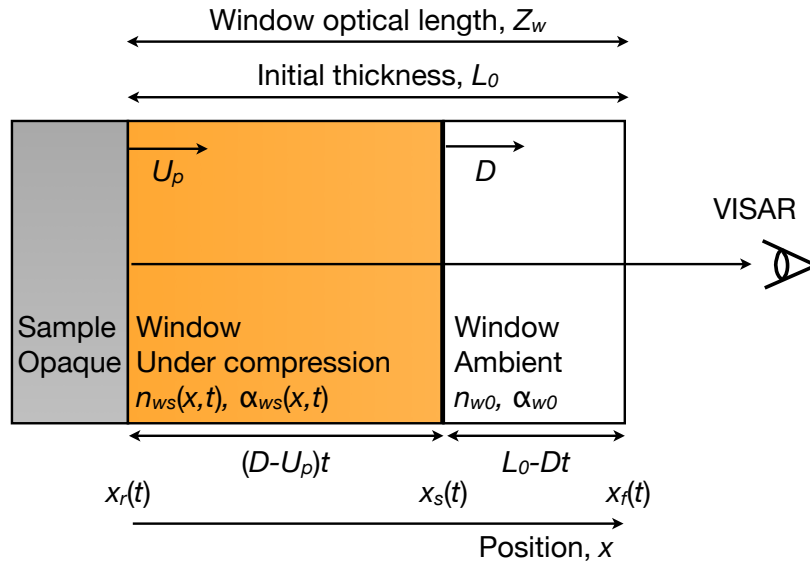


図 2.12 光学窓を通して速度干渉計に観測される反射面の速度及び反射強度。

2.4.4 光学窓を通した反射率計測

図 2.12 に示すような衝撃圧縮される窓を通して試料-窓界面の反射率を計測する系を考える。簡単のためターゲットに入射するプローブ光の強度は時間的に一定であるとする。ターゲットに照射するプローブ光の強度を減衰させる要因は計測系の光路上における吸収と反射がある。プローブ光が往復する間にある吸収体には初期状態の窓と衝撃圧縮された窓があり、それぞれの吸光度を A_{w0} 、 A_{ws} 、窓全体による吸光度を A_w 、初期状態の窓及び圧縮状態の窓の吸収係数をそれぞれ α_{w0} 、 $\alpha_{ws}(x, t)$ とするとランベルト-ベールの法則より

$$\begin{aligned} A_w &= A_{w0}A_{ws} \\ &= \int_{x_s}^{x_f} \exp(-\alpha_{w0}2x)dx \int_{x_r}^{x_s} \exp(-\alpha_{ws}(x, t)2x)dx \end{aligned} \quad (2.64)$$

となる。光路上の反射面には窓の自由表面、窓中を伝搬する衝撃波面と試料-窓界面がある。自由表面、衝撃波面及び界面の反射率をそれぞれ R_f 、 R_s 及び R_{int} 、ターゲットに入射または出射するプローブ光の照射強度をそれぞれ I_{in} 、 I_{out} とする。プローブ光の伝搬速度は衝撃波速度、粒子速度に対して十分大きく ($\sim 10^4$ 倍) 一般的な動圧縮実験の空間スケール (μm - mm) ではプローブ光の伝搬時間は十分短い (fs-ps) のでプローブ光に対して各反射面は静止していると考えることができる。また複数の反射面で反響する光の強度及び初期状態の窓による吸収は十分小さいので無視すると、反射率 $R \equiv I_{out}/I_{in}$ は

$$R(t) = (1 - R_f)^2(1 - R_s)^2 R_{int} \int_{x_r(t)}^{x_s(t)} \exp(-\alpha_w(x, t)2x)dx + [R_f + R_s(1 - R_f)] \quad (2.65)$$

である。なお、ここで I_{out} は可観測量、 I_{in} は

$$I_{in} = \frac{I_{out0}}{(1 - R_f)^2 R_{int0}(1 + R_f R_{int0}(1 - R_f)) + R_f} \quad (2.66)$$

より求まる。 I_{out0} 、 R_{int0} は実験前の出射強度、界面の反射率である。 R_f 、 R_{int0} は既知、 R_s はフレネルの法則より求まる。

$$R_s = \left| \frac{n_w(x_s-, t) - n_{w0}}{n_w(x_s-, t) + n_{w0}} \right|^2 \quad (2.67)$$

衝撃波が時間的に定常である場合

$$R(t) = (1 - R_f)^2(1 - R_s)^2 R_{int} \exp(-2\alpha_w(D - U_p)t) + [R_f + R_s(1 - R_f)] \quad (2.68)$$

となり、 R_{int} は

$$R_{int} = \frac{R - [R_f + R_s(1 - R_f)]}{(1 - R_f)^2(1 - R_s)^2 \exp(-2\alpha_w(D - U_p)t)} \quad (2.69)$$

から求めることができる。また式 2.68 の対数を取り時間微分して α_w について整理すると

$$\alpha_w = - \frac{\frac{d(\log(R - [R_f + R_s(1 - R_f)]))}{dt}}{2(D - U_p)} \quad (2.70)$$

となり反射率の時間変化から衝撃圧縮された窓の吸収係数を決定することができる。 R_f 、 R_s 共に十分小さい場合は

$$\alpha_w = - \frac{\frac{d}{dt} \log(I_{out})}{2(D - U_p)} \quad (2.71)$$

となる。

2.4.5 透明媒質中を伝搬する反射面の速度干渉計測

図 2.13 に示すような透明媒質中を伝搬する衝撃波面からプローブ光が反射する系を考える。初期状態の透明媒質の屈折率を n_{m0} とすると、媒質中を伝搬するプローブ光の位相速度は c/n_{m0} となるので式 2.53 において $c \rightarrow c/n_{m0}$ とすると反射面でのドップラーシフトによる波長の変化は

$$\lambda(t) = \lambda_0[1 - 2v(t)n_{m0}/c] \quad (2.72)$$

である。よって透明媒質中を伝搬する反射面に対する速度感度 VPF_s は

$$\text{VPF}_s = \frac{\text{VPF}_0}{n_{m0}} = \frac{\lambda_0}{2\tau(1 + \delta)n_{m0}} \quad (2.73)$$

となり、光反射する衝撃波面の速度は

$$v(\phi) = \phi \text{VPF}_s \quad (2.74)$$

から求めることができる。

2.5 インピーダンスマッチング法

インピーダンスマッチング法とは2つの媒質の接する面における衝撃波の反射によって生成される状態の関係性を利用して、圧縮状態を決定する方法である。この方法を用いると、例えば、一般に粒子速度よりも計測が容易な衝撃波速度のみの計測から衝撃圧縮状態を決定することができる。

物質 A から物質 B へと通過する衝撃波を考える（図 2.14）。B を伝播する波は常に衝撃波であるが、A-B の界面から A へと反射する波は、B の方が硬い（衝撃インピーダン

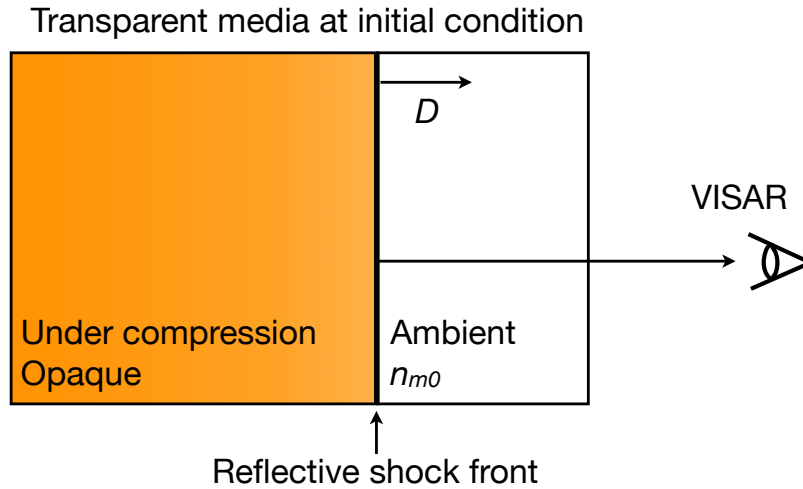


図 2.13 速度干渉計によって観測される透明媒質中を伝搬する反射面の速度。

ス $\rho_0 D$ が高い) 場合は衝撃波、軟らかい (衝撃インピーダンスが低い) 場合は希薄波となる。両者の場合の圧力と粒子速度の分布を図 2.14(b) 及び (c) に示す。

ここでこの過程を圧力-粒子速度図で考える。物質 A は状態方程式が既知の標準物質、物質 B は状態方程式が未知の被測定物質であるとする。図 2.15 において、初期状態の物質 A を衝撃波が伝搬する際のユゴニオ曲線が $P_A(U_p)$ である。初期状態の物質 A を伝搬する衝撃波の速度 D_A を計測したとすると、この衝撃波通過後の状態は直線 $P = \rho_{A0} D_A U_p$ (この直線はレイリー線と呼ばれている) とユゴニオ曲線 $P_A(U_p)$ の交点 (図中点 a (P_a, U_{pa})) で表される。

衝撃波が A-B 界面で反射した後は物質 A は反射前と異なる状態となる。反射波が衝撃波の場合は点 a (P_a, U_{pa}) を起点とする二段目の衝撃圧縮状態 (反射衝撃圧縮状態)、図中の緑の曲線 $P_R(U_p)$ 、となる。一方、反射波が希薄波の場合、等エントロピー膨張曲線上の状態、図中の黒の曲線 $P_S(U_p)$ 、となる。今、物質 A の状態方程式は既知であるので、反射衝撃圧縮曲線 $P_R(\rho, \rho_a, P_a)$ 、等エントロピー膨張曲線 $P_S(\rho, \rho_a, P_a)$ とともに U_p の関数として記述できる。

D_A に加えて物質 B を伝搬する衝撃波の速度 D_B も計測したとすると、衝撃波が通過後に取りうる状態を示す直線 $P = \rho_{B0} D_B U_p$ を $P - U_p$ 平面上に引くことができる。B のインピーダンスが高い場合及び低い場合の衝撃波速度をそれぞれ D_{B1} 、 D_{B2} とすると、B の衝撃圧縮状態は $P = \rho_{B0} D_{B1} U_p$ と $P_R(U_p)$ の交点 b、または $P = \rho_{B0} D_{B2} U_p$ と $P_S(U_p)$ の交点 c から決定することができる。

上述のようにインピーダンスマッチング法を用いると、標準物質の衝撃波速度と被測定物質の衝撃波速度を測定することによって被測定物質の衝撃圧縮状態を決定することがで

きる。

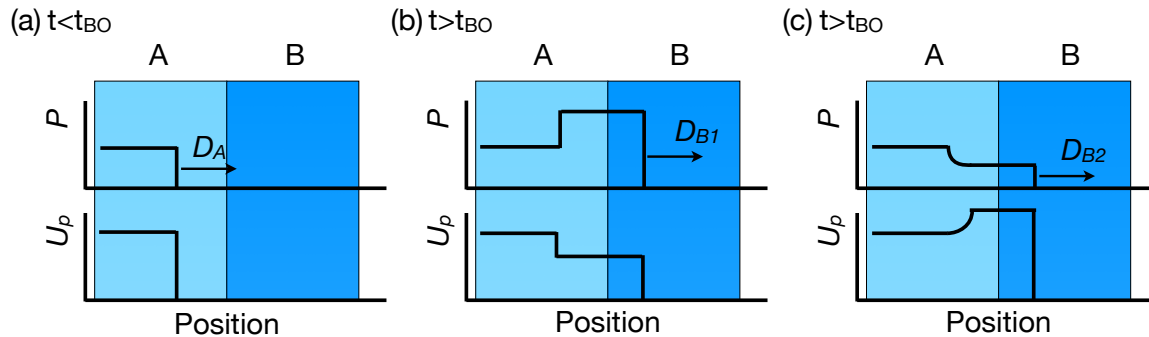


図 2.14 インピーダンスマッチング法の圧力と粒子速度分布。(a) 衝撃波が物質 A を伝搬、(b) 物質 A-物質 B 界面からの反射波が反射衝撃波の場合、(c) 反射波が希薄波の場合。ここで t_{BO} は衝撃波が界面を通過する時刻である。

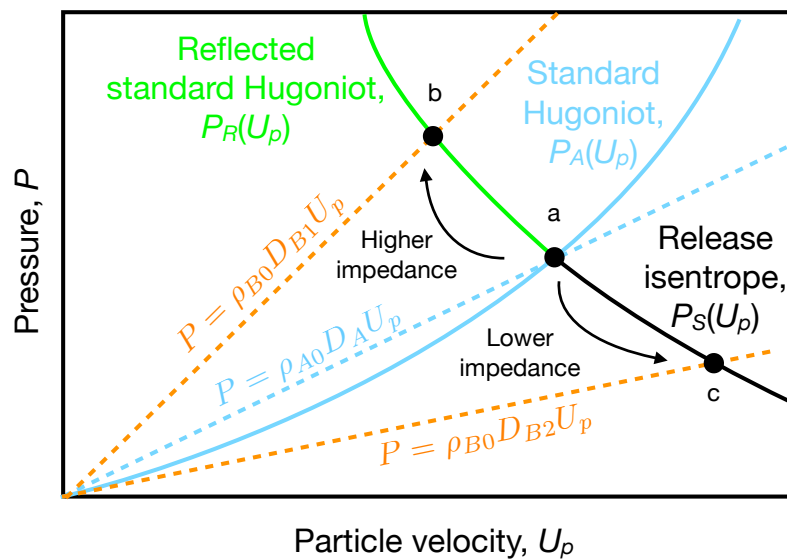


図 2.15 インピーダンスマッチング法の圧力-粒子速度図。青、緑、黒の実線がそれぞれ標準物質のユゴニオ曲線、反射衝撃圧縮曲線、等エントロピー膨張曲線を示している。また青（橙）の破線が標準物質（被測定物質）のレイリー線 ($P = \rho_0 D U_p$) である。

2.6 ランプ圧縮の特性曲線解析

ランプ圧縮によって物質の圧縮状態は $P - V - E$ 平面上の準等エントロピー曲線に沿って連続的に変化する。一度の実験で一つの点の状態しか生成できない衝撃圧縮と異な

り、ランプ圧縮では一度の実験で圧縮曲線を決定することが可能である。ランプ圧縮波を、圧縮状態の情報（圧力、体積、内部エネルギー）を音速で伝える無数の小波からなる合成波であると見なして、粒子速度と音速を計測することによって、式 2.39-2.41 より圧縮曲線上の圧力、体積、内部エネルギーを決定することができる。

ランプ圧縮された物質の粒子速度と音速は図 2.16(a) に示すような階段状の試料と速度干渉計を用いることによって計測することができる。進行方向に対して垂直方向に空間的に一様な圧縮波を試料に印加し、速度干渉計を用いて各段における自由表面速度あるいは窓材との界面速度、圧縮波の到達時刻を計測する。各段の厚み Δx と特定の粒子速度まで加速する圧縮波の通過時間 $\Delta t(u_{fs})$ から各小波のラグランジアン音速 $C_L(u_{fs})$ を決定することができる。

しかし、この方法では界面からの反射波の影響を受けた粒子速度、音速を計測していることとなり、反射波の影響を受けていないその場の粒子速度、音速の計測はできない。そこで特性曲線解析を行うことによってその場粒子速と音速を決定する^{9,10}。

図 2.17 に示すような圧力印加面から右方へと伝搬する前進圧縮波と、界面から左方へと伝搬する反射波を考える。前進波及び後進波のリーマン不変量を J^+ 及び J^- 、粒子速度を U_p 、オイラー座標を x 、ラグランジュ座標を z とする。前進波の特性曲線に沿って

$$J^+ = U_p + \sigma_p = \text{const.} \quad (2.75)$$

$$\frac{dh}{dt} = C_L \quad (2.76)$$

後進波の特性曲線に沿って

$$J^- = U_p - \sigma_p = \text{const.} \quad (2.77)$$

$$\frac{dz}{dt} = -C_L \quad (2.78)$$

である。ここで

$$dz = \frac{\rho}{\rho_0} dx \quad (2.79)$$

$$C_L = \frac{\rho}{\rho_0} C \quad (2.80)$$

$$d\sigma_p = \frac{dP}{\rho_0 C_L} \quad (2.81)$$

である。i 番目の前進波の特性曲線と j 番目の後進波の特性曲線の交点において、式 2.75、2.77 より

$$U_p(i, j) = (J_i^+ + J_j^-)/2 \quad (2.82)$$

$$\sigma_p(i, j) = (J_i^+ - J_j^-)/2 \quad (2.83)$$

である。初期状態の領域から発生する後進波のリーマン不変量は、 $\sigma = 0$ 、 $U_p = 0$ であるので、 $J^- = 0$ 、すなわちこの領域から発生する後進波による影響はない。後進波による影響を受けない領域において、 $J^- = 0$ 、また式 2.39、2.81 より

$$U_p = \sigma_p = J^+ / 2 = (U_p + \sigma_p) / 2 \quad (2.84)$$

となる。しかし、圧縮波が界面（自由表面や窓材との界面）に到達すると界面からの反射波（後進波）が発生し、前進波に影響を及ぼす。後進波の影響により流れの状態は変化し、音速も変化するので前進波の特性曲線 J^+ は曲がる（図 2.17）。

計測した界面速度から物質中のその場粒子速度を求める問題を考える。界面における点 (i,i) での界面速度を U_i 、圧力を P_i とする。 U_i は計測値、 P_i は界面が自由表面の場合は 0、窓材がある場合は U_i と窓材の状態方程式から求まる。点 (i,j) において

$$J_i^+ = U_i + \sigma_p(P_i) \quad (2.85)$$

$$J_j^- = U_j - \sigma_p(P_j) \quad (2.86)$$

$$P(i, j) = P(\sigma_p(i, j)) \quad (2.87)$$

$$C_L(i, j) = C_L(\sigma_p(i, j)) \quad (2.88)$$

$$cp(i, j) = (C_L(i, j) + C_L(i, j+1)) / 2 \quad (2.89)$$

$$cm(i, j) = (C_L(i, j) + C_L(i-1, j)) / 2 \quad (2.90)$$

である。ここで cp と cm はそれぞれ点 (i,j) から点 (i,j+1)、点 (i,j) から点 (i-1,j) の区間の平均音速である。また点 (i,j) のラグランジアン座標は

$$z(i, j) = z(i, j+1) - cp(i, j)(t(i, j+1) - t(i, j)) \quad (2.91)$$

$$z(i, j) = z(i-1, j) - cm(i, j)(t(i, j) - t(i-1, j)) \quad (2.92)$$

となる。境界条件 $J_i^+ = J_i^- = U_i$ と式 2.82、2.83 より $U_p(i, j)$ と $\sigma_p(i, j)$ が求まり、求めた $\sigma_p(i, j)$ と被測定物質の状態方程式から $C_L(i, j)$ が決定できる。決定した $C_L(i, j)$ と式 2.89、2.90 より $cp(i, j)$ 、 $cm(i, j)$ がそれぞれ求まる。 $cp(i, j)$ 、 $cm(i, j)$ と式 2.91、2.92 より $z(i, j)$ と $t(i, j)$ が求まる。界面から後方（図中左方）に向かって順次計算していくことによってすべての点における値を決定することができる。

$j = 1$ の点を結んだ曲線が反射波の影響を受けていない領域と受けている領域の境界であり、影響を受けていない領域は J_i^+ と $J^- = 0$ の交点である。特性曲線 $J^+(i)$ 上の反射波の影響を受けていない領域に対応する $z-t$ 平面上の座標は $z(i, 1)$ 、 $t(i, 1)$ であり、傾き $dt/dz(i, 1) = 1/C_L(i, 1)$ を用いて前進波の特性曲線を前方に直線で外挿するとその場粒子速度 $U_p(i)$ と界面がない場合の特性曲線の界面位置への到達時刻 $t(i)$ の関係 $t(U_p)$ が求まる。

$$U_p(i) = J^+(i) \quad (2.93)$$

$$t(i) = t(i, 1) + \frac{z(i, i) - z(i, 1)}{C_L(i, 1)} \quad (2.94)$$

同様に後方に向かって外挿することによって印加圧力の時間発展を求めることができる。

段差試料のデータを用いて特性曲線解析を行い、厚みの異なる各段の $t(U_p)$ 関係を決定、決定した $t(U_p)$ 関係から到達時間差 $\Delta t(U_p)$ が求まる。求めた $\Delta t(U_p)$ と厚みの差 Δx からラグランジアン音速を決定することができる。

特性曲線解析を行うためには被測定物質の状態方程式が必要である。状態方程式の初期値として状態方程式モデルを用いる、あるいは、窓材を用いている場合は試料のその場粒子速度と界面速度が等しいとする近似を、自由表面の場合は $U_p = u_{fs}/2$ とする近似を用いて圧力-密度関係を決定する。これらのいずれかの状態方程式を初期値として用いて特性曲線解析を行い、新たに得られた状態方程式を用いて繰り返し解析を行うことによって近似の影響を減らすことができる。解析ループの前後で解析結果の変化が十分小さくなり、値が十分収束したと見なせるところまで解析を繰り返すことで $C_L(U_p)$ 、 $P - V - E$ が得られる（図 2.18）。

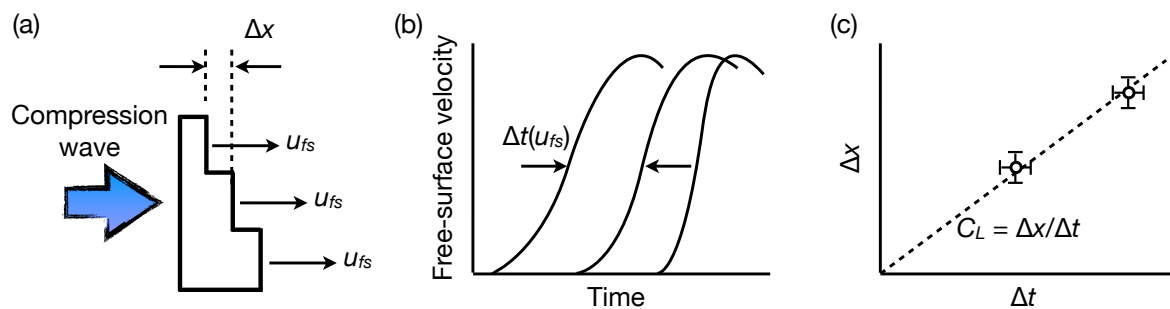


図 2.16 ラグランジアン音速の決定方法。(a) 厚みの異なる試料に空間的に一様な圧縮波を伝搬させ自由表面速度を計測、(b) 自由表面速度の時間発展から圧縮波の到達時間差 Δt を決定、(c) 決定した Δt と厚みの差 Δx からラグランジアン音速を決定する。

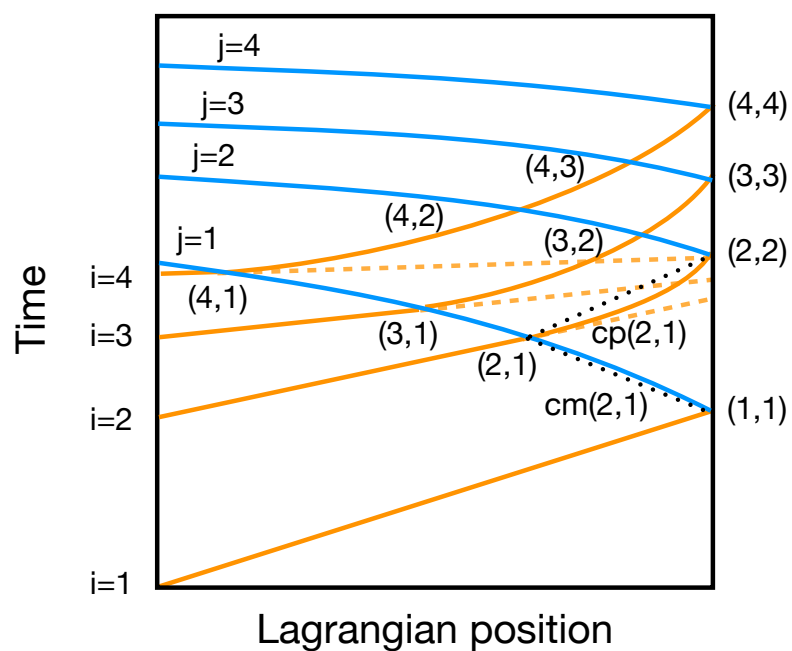


図 2.17 特性曲線解析法。橙（青）の実線が前進波（後進波）の特性曲線、橙の破線が傾き $1/C_L(i, 1)$ を用いて外挿して求めた、界面がない場合の前進波の特性曲線、黒の点線が音速の平均値を表す直線である。

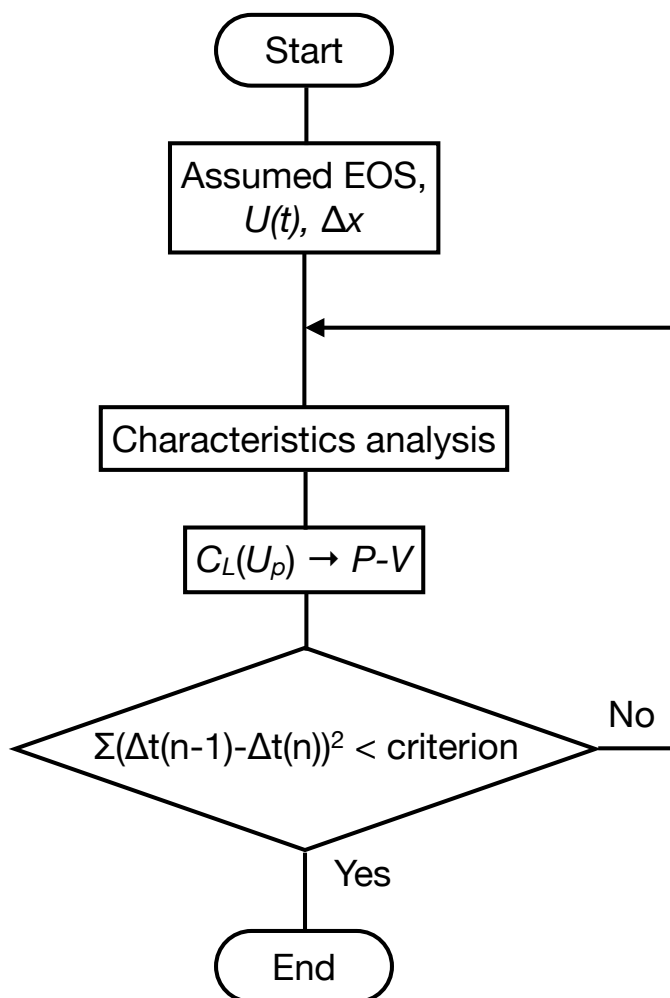


図 2.18 反復特性曲線解析。仮定した状態方程式及び各段の速度の時間履歴 $U(t)$ 、段差 Δx を初期値として入力、特性曲線解析、ラグランジェ解析を値が収束するまで繰り返す。ここで n は繰り返し回数である。

2.7 まとめ

本章では動圧縮過程の基礎とレーザーによる圧力の駆動原理、本研究で用いた動圧縮状態の診断方法について述べた。

- 2.2.1-2.2.6 節では質量・運動量・エネルギー保存則を用いて音波、一次元等エントロピー流れ、衝撃波の形成、垂直衝撃波について記述した。
- 2.2.7-2.2.8 節では低エントロピー圧縮を実現する方法として多段衝撃圧縮、ランプ圧縮について述べた。
- 2.3 節ではレーザーアブレーションによる圧力の駆動原理について述べた。
- 2.4 節では速度干渉計測について述べた。速度干渉計の原理、先結像型速度干渉計測システムの概要を説明し、光学窓の速度干渉計測・反射率計測への影響、光学窓の屈折率・光吸収率計測について述べた。
- 2.5 節ではインピーダンスマッチング法について述べた。インピーダンスマッチング法を用いた、比較的容易な衝撃波速度計測から衝撃圧縮状態 ($P - V - E$) を決定する方法について説明した。
- 2.6 節ではランプ圧縮された物質の状態量 ($P - V - E$) を決定するための特性曲線法を用いた解析手法について述べた。段差試料の粒子速度履歴データと反復特性曲線解析法を用いることによって反射波の影響を受けていないその場粒子速度-音速の関係を決定し、 $P - V - E$ 関係を求める手法について説明した。

参考文献

- [1] I. A. B. Zeldovich, Y. B. Zel'dovich, and Y. P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Dover Publications, 2002.
- [2] LM Barker. High-pressure quasi-isentropic impact experiments. *Shock Waves in Condensed Matter*, pp. 217–224, 1984.
- [3] John B. Aidun and Y. M. Gupta. Analysis of lagrangian gauge measurements of simple and nonsimple plane waves. *Journal of Applied Physics*, Vol. 69, No. 10, pp. 6998–7014, 1991.
- [4] L. M. Barker and K. W. Schuler. Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 8, pp. 3692–3693, 1974.
- [5] P. M. Celliers, D. K. Bradley, G. W. Collins, D. G. Hicks, T. R. Boehly, and W. J. Armstrong. Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the omega laser facility. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 11, pp. 4916–4929, 2004.
- [6] Robert E. Setchell. Refractive index of sapphire at 532 nm under shock compression and release. *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, No. 5, pp. 2833–2841, 2002.
- [7] J.L. Wise and L.C. Chhabildas. Laser interferometer measurements of refractive index in shock-compressed materials. In Y.M. Gupta, editor, *Shock Waves in Condensed Matter*, pp. 441–454. Springer US, 1986.
- [8] Dennis Hayes. Unsteady compression waves in interferometer windows. *Journal of Applied Physics*, Vol. 89, No. 11, pp. 6484–6486, 2001.
- [9] J. R. Maw. A characteristics code for analysis of isentropic compression experiments. Vol. 706, pp. 1217–1220. AIP, 2004.
- [10] Rothman, S. D. and Maw, J. Characteristics analysis of isentropic compression experiments (ice). *J. Phys. IV France*, Vol. 134, pp. 745–750, 2006.

第 3 章

多段衝撃圧縮のための動圧縮窓材の光学特性研究

3.1 はじめに

2.2.7 節で述べたように多段衝撃圧縮法を用いることによって単純衝撃圧縮よりもエントロピー上昇を抑えた圧縮が可能である。この多段衝撃圧縮を実現する方法の一つとして反響衝撃圧縮法がある。これは被測定物質をそれよりもインピーダンスの高い反射材で挟み込み、被測定物質中に衝撃波を反響させて多段衝撃圧縮を実現する方法である（図 3.1）。例えばサファイアを反射材として用いて水素を圧力 180 GPa、密度 0.380 mol/cm^3 （初期密度の 10.8 倍）まで圧縮した報告がある¹。

動圧縮法を用いた高圧物性計測において光学計測は極めて重要なアプローチである。例えば圧縮された物質の粒子速度は重要な基本計測量であり、その計測のためにレーザー速度干渉計^{2,3}が広く用いられている。他にも熱放射輝度温度計測⁴や光反射率計測⁵、ラマン散乱計測⁶などの光学計測が状態量や各種物性値を調べるために用いられている。衝撃波の反射材が計測波長に対して透明であれば、透明な反射材（動圧縮窓材）を通して反響衝撃圧縮されている被測定物質のその場光学計測が可能となる。しかし、既存の動圧縮窓材であるサファイア⁷及びフッ化リチウム⁸はそれぞれ衝撃圧力 130 GPa⁹、200 GPa¹⁰ 以上では不透明となり、窓を通した光学計測が不可能となる。また、窓材を通して速度干渉計測を行う際、圧縮波により窓材自体も圧縮されるため、窓材の屈折率が有意に変化する場合には、速度干渉計の測定結果に影響を与える^{7,11}。この影響を補正するため、圧縮された窓材の屈折率の情報が必要となる。

我々は新しい窓材として酸化マグネシウムに注目している。酸化マグネシウムは地球や岩石型惑星の主要な構成物質の一つである。また、広い圧力温度領域において安定であることから、高温高压の静圧縮実験における圧力スケールとして広く利用されている。この

安定な酸化マグネシウムの高圧下の透明性及び屈折率を調べ、窓材として利用できれば、既存の動圧縮窓材を用いることでは調べることのできない低エントロピー超高压状態を生成することが可能となる。現在、酸化マグネシウムの高圧下における透明性及び屈折率は、衝撃銃の圧力上限に近い約 220 GPa までの研究が報告されている^{12,13}。他の誘電体も含めこれよりも高い衝撃圧力での屈折率データの報告例はなく、また透明性を確認した報告例もない。酸化マグネシウムはその高い安定性と 7.8 eV の広いバンドギャップを持つことから、更に高い圧力下においても透明度を保ち窓材として有用である可能性があると考えられる。

本研究では、レーザー誘起の衝撃波を用いて酸化マグネシウムを 400 GPa の超高压力まで圧縮し、衝撃圧縮状態と（レーザー速度干渉計のプローブ光としてよく用いられている）可視光である波長 532 nm の光に対する光吸収率及び屈折率の計測を同時に行った。

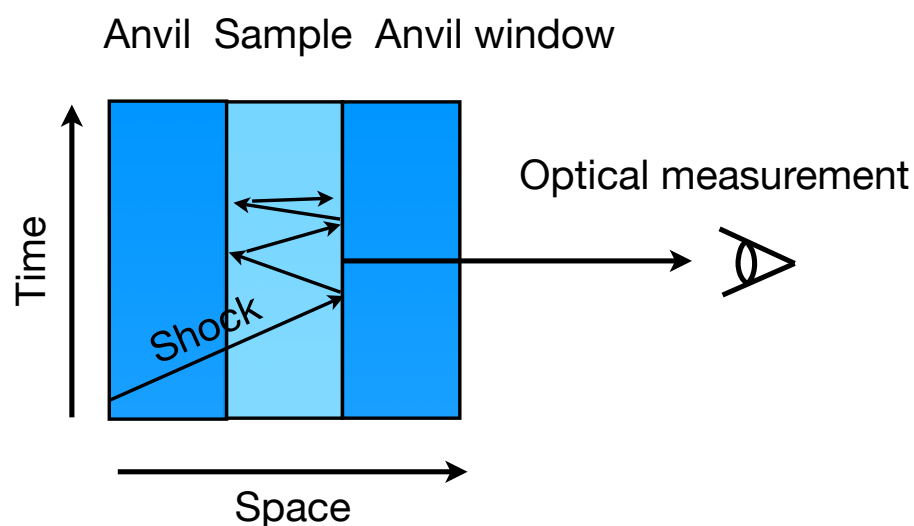


図 3.1 反響衝撃圧縮。被測定物質よりもインピーダンスの高い反射材によって衝撃波が反響している。反射材が透明な場合、反射材を通しての光学計測が可能である。

3.2 実験条件

3.2.1 ターゲット構成

レーザー衝撃圧縮法を用いて酸化マグネシウム (MgO) の高压実験を行った。実験に用いたターゲット構成及び実験の概念図を図 3.2 に示す。典型的な実験試料はポリプロピレン (CH)、アルミニウム (Al)、z-cut α -クォーツ、単結晶酸化マグネシウムから構成されている。衝撃波の伝搬方向は酸化マグネシウム結晶の $\langle 100 \rangle$ 方向である。ここでポリプ

ロピレンはレーザーを吸収するためのアブレータ、アルミニウムは状態方程式標準物質として用いている。ポリプロピレン、アルミニウム及びクォーツの厚みはそれぞれ $15\ \mu\text{m}$ 、 $40\ \mu\text{m}$ 、 $50\ \mu\text{m}$ であった。酸化マグネシウムは $20\ \mu\text{m}$ または $50\ \mu\text{m}$ の厚みのものを用いた。 MgO の初期密度は $3.580 \pm 0.005\ \text{g/cm}^3$ であった。酸化マグネシウムはアルミニウムの図中の上半面に配置し、下半面に“圧力センサー”としてのクォーツまたは真空を配置した。

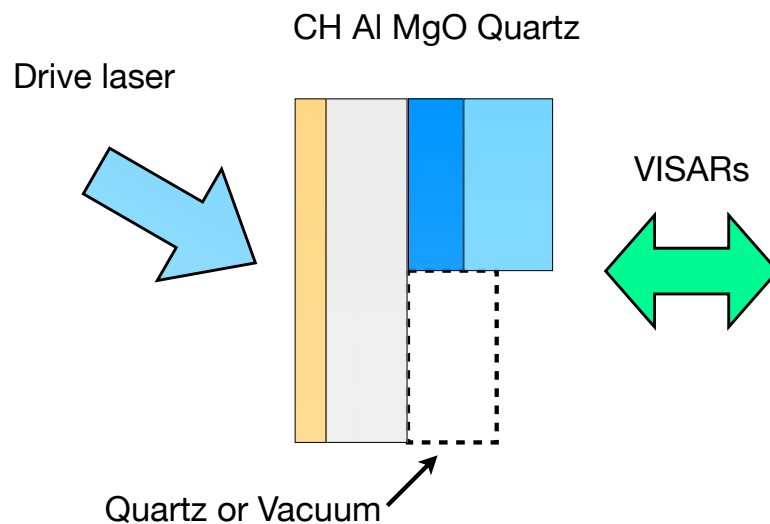


図 3.2 実験セットアップ。圧力駆動レーザーが図中左側から 30° の入射角で照射されている。速度干渉計はターゲットの右側から Al-MgO 界面速度とクォーツの衝撃波速度またはアルミニウムの自由表面速度を計測している。

3.2.2 レーザー条件

実験は大阪大学の GEKKO XII ガラスレーザーシステムを用いて行った。衝撃圧力の駆動に用いたレーザー波長は基本波の二次または三次高調波である $527\ \text{nm}$ 及び $351\ \text{nm}$ であった。ターゲット上の集光スポットに入力されるエネルギーは $200\ \text{J}$ まで、レーザー集光スポットサイズはキノフォルム位相板によって平滑化された直径 $600\ \mu\text{m}$ または $1\ \text{mm}$ 、時間波形は立ち上がり立下り時間ともにおよそ $100\ \text{ps}$ 、半値全幅約 $2.5\ \text{ns}$ の矩形波であった。集光強度は $8 \times 10^{12}\ \text{W/cm}^2$ から $1.6 \times 10^{13}\ \text{W/cm}^2$ であった。

3.3 計測方法

3.3.1 速度・圧力・密度

実験では2台の線結像型速度干渉計¹⁴を用いて、アルミニウム-MgO 界面の見かけ上の粒子速度 v_{app}^m と、クォーツの衝撃波速度 D^q またはアルミニウムの自由表面速度 u_f^a を計測した。試料裏面からプローブレザー（Nd-YAG、波長 532 nm）を照射し、その反射光を干渉計に導入して干渉させた（図 3.2）。衝撃波の到達によって反射面が高速で移動した際に起こる反射光のドップラーシフトを、干渉縞の位相変化としてストリークカメラを用いて検出した。速度干渉計で得られる速度 $v(\phi)$ は式 3.1 で与えられる。

$$v(t) = \phi(t) \left[\frac{\lambda_0}{2\tau(1+\delta)\xi} \right] \quad (3.1)$$

透明な窓を通して界面の速度を計測する場合は $\xi = 1 + \Delta\nu/\nu_0$,¹⁵ 透明な試料中を伝搬する不透明な衝撃波面の速度を計測する場合は $\xi = n_{m0}$ となる¹⁴。 $\Delta\nu/\nu_0$ は窓材の屈折率による補正項、 n_{m0} は衝撃波面前方の圧縮されていない試料の屈折率である。ここで $\xi = 1$ の時の速度感度、すなわち真空中を伝搬する反射面に対する速度感度を見かけ上の速度感度とする。この見かけ上の速度感度を用いて決定した速度を見かけ上の速度とする。2台の干渉計の見かけ上の速度感度は、それぞれ 6.377 km/s/fringe と 15.121 km/s/fringe であり、速度の計測誤差は 1.5 - 3% であった。ストリークカメラと干渉計を組み合わせたシステム全体の時間分解能はおよそ 100 ps であった。

MgO の衝撃圧縮状態の決定方法を以下に記す。衝撃圧縮されたクォーツは、およそ 100 GPa 以上の衝撃圧力下において金属化し、可視光に対して有意な反射率を持つ⁵。すなわちこれよりも高い圧力領域では、図 3.2 に示されたターゲットを使用して、衝撃波がアルミニウムからクォーツ（図中下半面）へと入射した瞬間のクォーツの衝撃波速度 D^q を計測し、クォーツ¹⁶ とアルミニウム¹⁷ の既知の状態方程式からインピーダンスマッチング法¹⁸ を用いてアルミニウムの衝撃圧縮状態を決定した（図 3.3(a)）。クォーツが有意な反射率を持たない低い圧力領域においては、アルミニウムが真空へと自由膨張する自由表面速度 u_f^a と既知の等エントロピー膨張データ,¹⁹⁻²¹ からアルミニウムの膨張前の衝撃圧縮状態を決定した（図 3.3(b)）。決定したアルミニウムの衝撃圧縮状態と既知のアルミニウム及び MgO の状態方程式からアルミニウム-MgO 界面にてインピーダンスマッチングを行なって MgO の粒子速度 U_p^m を決定した。決定した U_p^m と既知の状態方程式から MgO の衝撃波速度 D^m 、圧力 P 、密度 ρ を決定した。

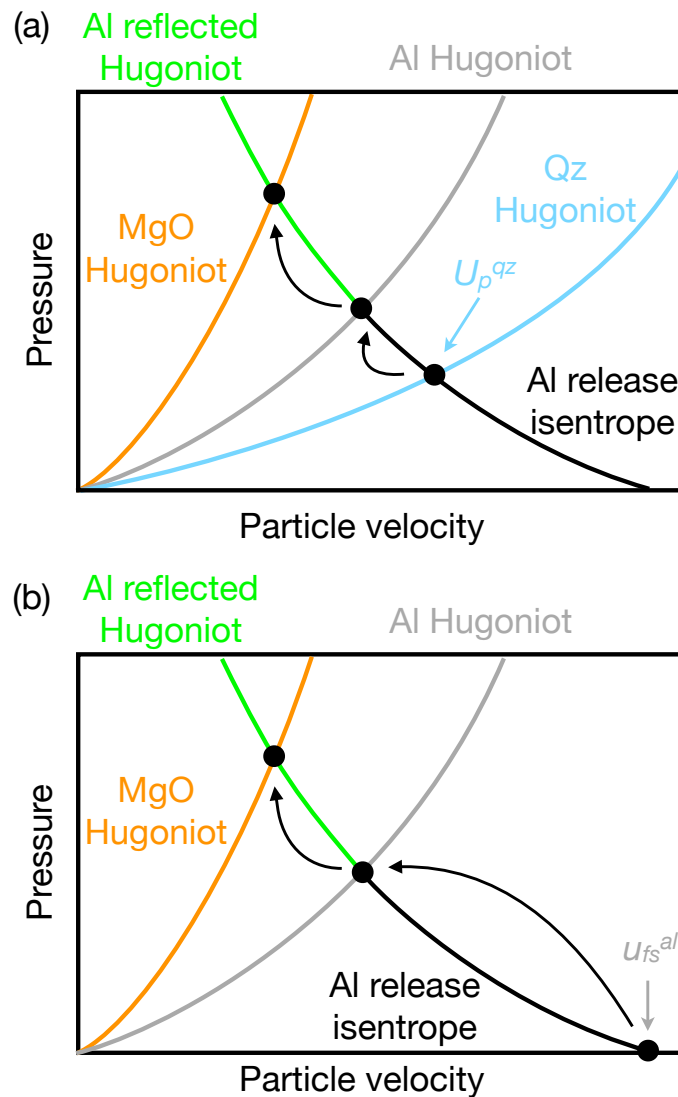


図 3.3 インピーダンスマッチング法の圧力-粒子速度図。(a) クォーツの衝撃波速度からクォーツの衝撃圧縮状態を決定し、決定したクォーツの衝撃圧縮状態からクォーツとアルミニウム界面でのインピーダンスマッチングを行なってアルミニウムの衝撃圧縮状態を、アルミニウムと MgO 界面でのインピーダンスマッチングにより MgO の衝撃圧縮状態を決定、(b) アルミニウムの自由表面速度とアルミニウムの等エントロピー膨張データからアルミニウムの衝撃圧縮状態を決定し、決定したアルミニウムの衝撃圧縮状態からインピーダンスマッチングを行って MgO の衝撃圧縮状態を決定している。

3.3.2 光吸収係数

衝撃圧縮された MgO の吸収係数 α^m は、2.4.4 節で述べたように、速度干渉計測に用いたプローブ光の、ターゲットからの反射強度 I_{out} の時間変化と衝撃波速度、粒子速度から決定することができる。反射強度の時間変化も 3.3.1 節で述べた速度計測と同時にストリークカメラを用いて計測した。衝撃圧縮された MgO の吸収係数 α^m は、式 2.71 において $\alpha_w \rightarrow \alpha^m$ 、 $U_p \rightarrow U_p^m$ 、 $D \rightarrow D^m$ とすると、

$$\alpha^m = -\frac{\frac{d}{dt} \log(I_{out})}{2(D^m - U_p^m)} \quad (3.2)$$

となる。計測した実験開始前及び実験中のターゲットからの反射強度と、速度計測によって決定した U_p^m 、 D^m と式 3.2 から衝撃圧縮された MgO の吸収係数 α^m を決定した。

3.3.3 光屈折率

衝撃圧縮された MgO の屈折率 n^m は、2.4.3 節で述べたように、MgO の粒子速度 U_p^m と衝撃波速度 D^m 、透明な MgO を通して速度干渉計で計測した見かけ上のアルミニウム-MgO 界面の速度 v_{app}^m から決定することができる。圧縮前の MgO の屈折率を n^{m0} とし、式 2.63 において $n_w \rightarrow n^m$ 、 $n_{w0} \rightarrow n^{m0}$ 、 $u_{app} \rightarrow u_{app}^m$ 、 $U_p \rightarrow U_p^m$ 、 $D \rightarrow D^m$ とすると

$$n^m = \frac{n^{m0} D^m - v_{app}^m}{D^m - U_p^m} \quad (3.3)$$

となる。速度干渉計測によって決定した v_{app}^m 、 U_p^m 、 D^m と式 3.3 から衝撃圧縮下における MgO の屈折率を決定した。

3.4 実験結果と考察

3.4.1 速度・圧力・密度

代表的な速度干渉計の画像データと画像データから抽出した見かけ上の速度 v_{app}^m の時間発展をそれぞれ図 3.4(a) 及び (b) に示す。時刻 $t_0=0$ ns における干渉縞の不連続な位相変化は、アルミニウムから MgO への衝撃波の通過を示している。その後 $t_1 \sim 1.3$ ns における不連続な位相変化は衝撃波の MgO からクォーツへの通過を示す。数 100 GPa の衝撃圧力領域において MgO は十分な反射率を持たないという報告²²に基づけば、 $0 < t < 1.3$ ns に観測された干渉縞の位相変化はアルミニウム-MgO 界面の速度変化に

よるものと考えることができる。仮に図 3.5 (a) に示すように MgO を伝搬中の衝撃波面からの反射光を観測しているとすれば、MgO を伝搬する衝撃波速度 D^m を計測していることになり、その時間積分値 $\int_{t_0}^{t_1} D^m(t)dt$ は実験前の MgO の厚みと等しくなるはずである。しかしながら、この積分値と試料初期厚とは大きな差異があった（例えば、図 3.4 のデータでは、積分値が $8.21 \pm 0.12 \mu\text{m}$ であったのに対し初期厚が $20.84 \pm 0.10 \mu\text{m}$ であった）。したがってここでは、圧縮された MgO が可視プローブ光に対して十分に透明であり、アルミニウム-MgO 界面の速度（図 3.5 (b)）の時間発展を観察していると考えるのが妥当である。

表 3.1 に速度の計測結果と計測した速度からインピーダンスマッチング法を用いて決定した MgO の実際の粒子速度、衝撃波速度、圧力、密度を示す。最大圧力、最大密度はそれぞれ 409 GPa、 6.34 g/cm^3 であった。

表 3.1 速度、圧力、密度の計測結果

Shot No.	U_s^q (km/s)	u_{fs}^a (km/s)	v_{app}^m (km/s)	D^m (km/s)	U_p^m (km/s)	P (GPa)	ρ (g/cm ³)
33713		10.61 $\pm$ 0.32	8.30 $\pm$ 0.12	12.22 $\pm$ 0.21	4.11 $\pm$ 0.14	180.4 $\pm$ 6.9	5.41 $\pm$ 0.11
33544		14.80 $\pm$ 0.32	9.88 $\pm$ 0.07	14.15 $\pm$ 0.22	5.54 $\pm$ 0.14	280.1 $\pm$ 8.3	5.89 $\pm$ 0.08
33720	15.12 $\pm$ 0.21		11.05 $\pm$ 0.05	16.20 $\pm$ 0.32	7.04 $\pm$ 0.21	409 $\pm$ 15	6.34 $\pm$ 0.18

表 3.2 吸収係数、屈折率の計測結果

Shot No.	P (GPa)	ρ (g/cm ³)	α^m (1/ μ m)	n^m
33713	180.4 $\pm$ 6.9	5.41 $\pm$ 0.11	(7.3 $\pm$ 1.3) $\times 10^{-3}$	1.603 $\pm$ 0.032
33544	280.1 $\pm$ 8.3	5.89 $\pm$ 0.08	(2.5 $\pm$ 0.25) $\times 10^{-2}$	1.714 $\pm$ 0.029
33720	409 $\pm$ 15	6.34 $\pm$ 0.18	(1.14 $\pm$ 0.06) $\times 10^{-1}$	1.875 $\pm$ 0.044

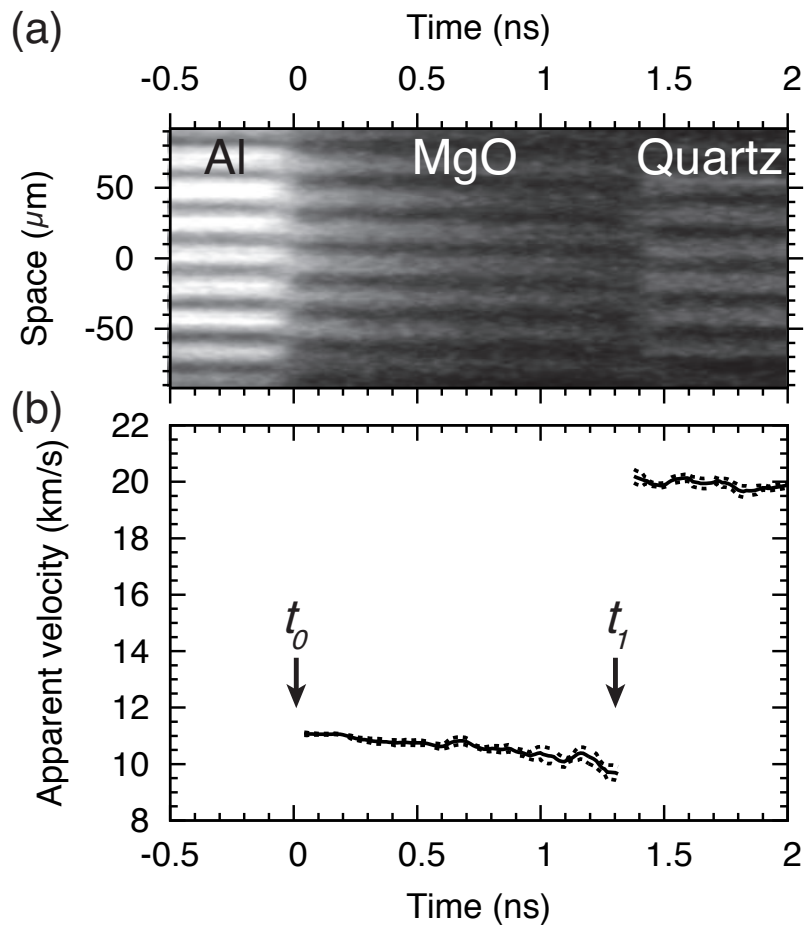


図 3.4 (a) 速度干渉計の画像データ、アルミニウム-MgO 界面及びクォーツ中を伝搬する衝撃波面からの信号を示している。(b) 速度干渉計の干渉縞の位相変化から決定した速度の時間発展。

3.4.2 光吸収係数

計測したアルミニウム-MgO 界面の反射強度及び反射強度の時間変化率の時間履歴を図 3.6 に示す。時刻 $t_0=0$ ns における衝撃波がアルミニウム-MgO 界面を通過したことによる反射強度の急激な減少とそれに続く指数関数的な減少が確認できる。その後 $t_1 \sim 1.3$ ns における反射強度の増加は衝撃波がクォーツ内部へと入射し反射面がアルミニウム-MgO 界面からクォーツ内部を伝搬する衝撃波面に切り替ったためである。衝撃波が MgO を伝搬中の反射強度の指数関数的な減少は、有意な吸収率を持った衝撃圧縮された MgO の厚みの増加によるものであると考えられる。よって衝撃波がアルミニウム-MgO 界面を通過した直後の衝撃波速度、粒子速度及び反射強度の時間変化率から式 2.71 によって衝撃圧縮された MgO の波長 532nm のプローブ光に対する吸収係数を決定することができる。

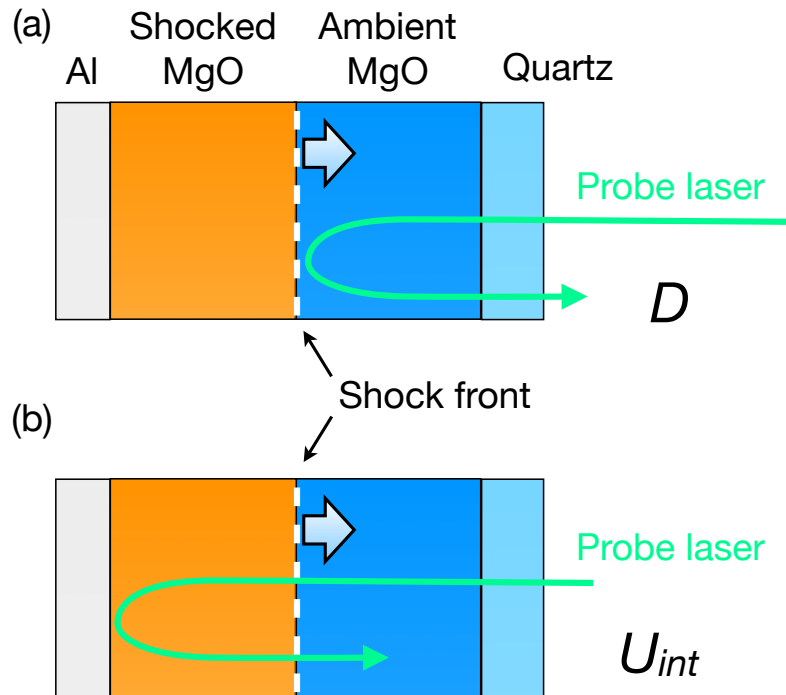


図 3.5 プローブ光の反射面。(a)MgO 中を伝搬する衝撃波面が有意な反射率を持つ場合、(b) 衝撃波面が有意な反射率を持たず、アルミニウム-MgO 界面が反射面となっている場合。

決定した吸収係数と密度の関係を図 3.7 及び表 3.2 に示す。密度の増加に対して吸収係数が指数関数的に増加していることが見て取れる。衝撃圧縮に伴う高速の歪みにより生成された欠陥²³、特に酸素イオンの空孔²⁴、欠陥に伴う局所的な非平衡高温状態²³や熱励起によって光吸収率が増加しているのではないかと考えられる。

3.4.3 光屈折率

計測した実際の粒子速度、衝撃波速度と、衝撃波がアルミニウム-MgO 界面を通過した直後の見かけ上の粒子界面速度を用いて屈折率を決定した。決定した屈折率データを文献値^{12,13}とともに図 3.8 及び表 3.2 に示す。低圧の2つのデータは文献値¹³と概ね調和的であり、屈折率の単調な減少を示唆している。これに対し、最も高圧側のデータは圧力の増加と共に屈折率が増加するという逆の傾向を示している。

密度の増加と共に屈折率が減少する振る舞いは結晶の共有結合性によるものであると考えられる。MgO は主にイオン結合性の結晶ではあるが、密度の増加とともに屈折率が単調増加する誘電体、例えばフッ化リチウムに比べると共有結合性が高い²⁶。ここで、吸収率は十分小さいので屈折率の虚部は無視でき、屈折率は誘電率 ϵ の二乗根と等しいと考え

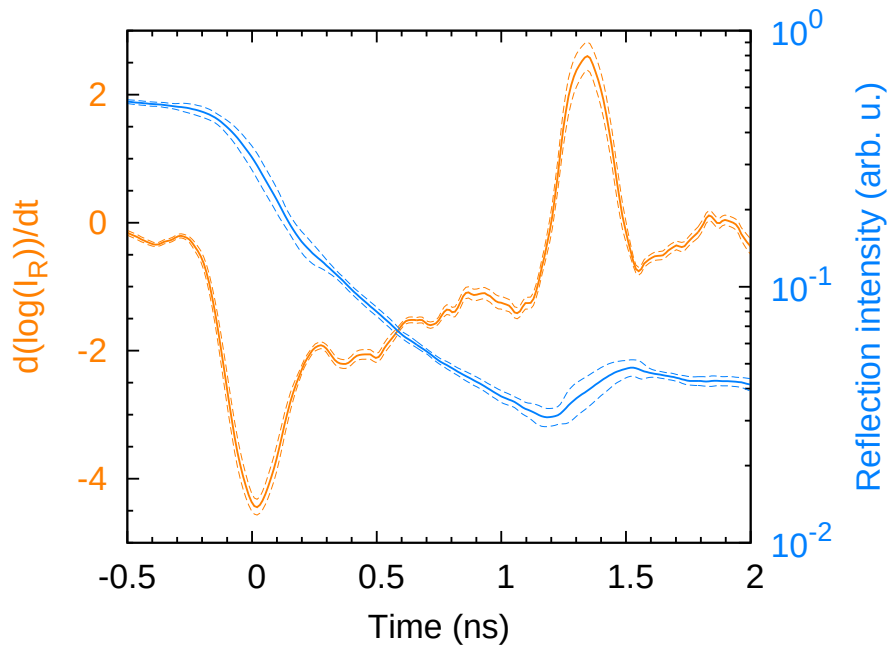


図 3.6 反射強度（青の実線）及びその時間変化率（橙の実線）。

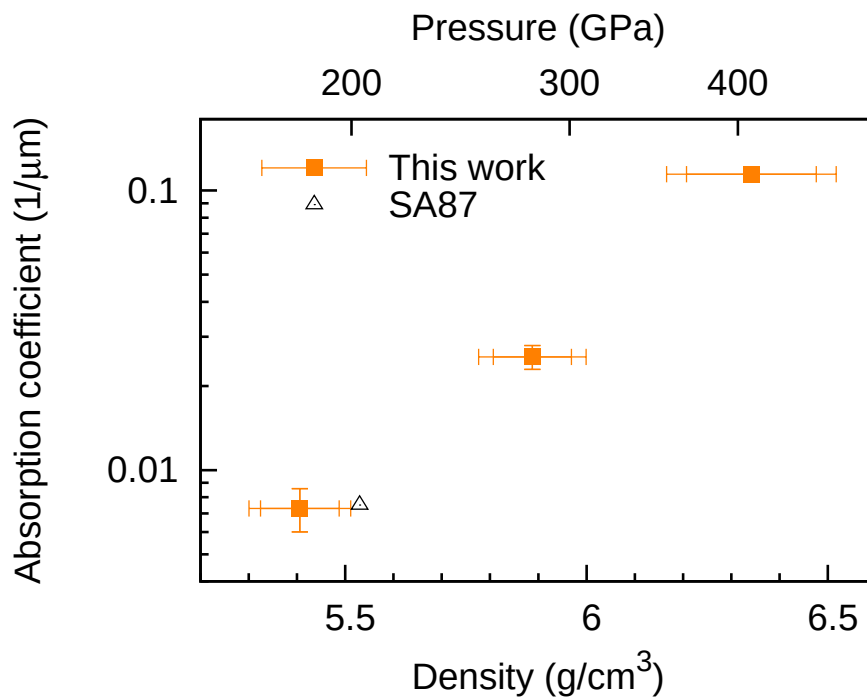


図 3.7 衝撃圧縮された MgO の光吸収係数-密度関係。四角印が本研究（波長 532 nm）、三角印が Svendsen ら（波長 600 nm）²⁵ によるものである。

られる。誘電率は分極率または密度の増加とともに大きくなる。イオン結合の分極率圧力依存性への影響は小さいので²⁷、密度の上昇によってイオン結合によるマクロな分極は大きくなる。これに対し、共有結合による分極率は結合距離が短くなるとともに大きく減少するので²⁷、この影響が密度上昇による分極の増加分を上回れば、圧縮とともに分極は小さくなる。MgOの場合は、誘電率の密度依存性に対して共有結合による分極率の減少が支配的であるため、屈折率が減少すると考えられる。

一方 6.34 g/cm³ よりも高い密度では、MgO の電子構造が大きく変わっていることが示唆されている。これは MgO の B1-B2 相転移に起因するものではないかと考えられる。最新の最新の第一原理計算によれば、衝撃圧縮密度 ~6.25 g/cm³ において B1-B2 相転移が予測されており²⁸、また、532 nm の光に対する屈折率は B1-B2 相転移によって上昇すると予測されている²⁹。

MgO を速度干渉計の窓材として使用する際、密度 5.8 g/cm³ までは屈折率が単調減少しており、この圧力領域までは Fratanduono ら¹³ による線形近似によって屈折率変化による影響を補正可能であると考えられる。一方、6.34 g/cm³ 以上の密度では屈折率変化の傾向が著しく変化しており、補正を行うためにはさらなる調査が必要であると考えられる。

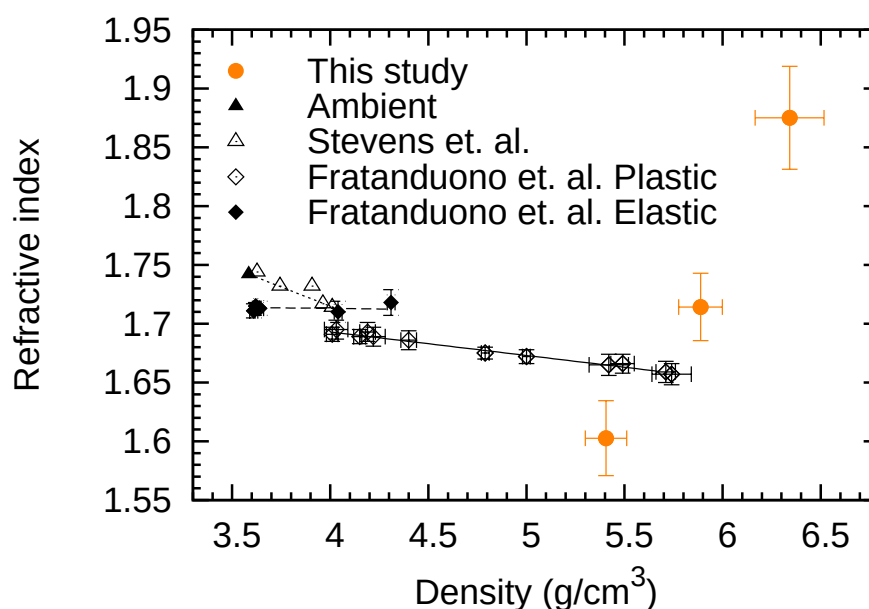


図 3.8 衝撃圧縮された MgO の屈折率-密度関係。橙の丸印、本研究；黒三角印、常温常圧；白三角印、Stevens ら¹²；白菱形印、Fratanduono ら（塑性変形）¹³；黒菱形印、Fratanduono ら（弾性変形）¹³。

3.5 まとめ

レーザー衝撃圧縮法を用いて酸化マグネシウムを 409 GPa まで圧縮し、波長 532 nm の光に対する光吸収係数及び光屈折率の衝撃密度依存性を決定した。これはこれまでに報告されている中で最も高い衝撃圧力下における誘電体の吸収率、屈折率のデータである。また酸化マグネシウムが他の誘電体の報告例のない圧力域で透明性を保つことを示した。本研究の成果により、409 GPa までの、酸化マグネシウムの反響衝撃圧縮窓材としての有用性を示した。

参考文献

- [1] W. J. Nellis, S. T. Weir, and A. C. Mitchell. Minimum metallic conductivity of fluid hydrogen at 140 gpa (1.4 mbar). *Phys. Rev. B*, Vol. 59, pp. 3434–3449, Feb 1999.
- [2] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, Vol. 43, No. 11, pp. 4669–4675, 1972.
- [3] L. M. Barker and K. W. Schuler. Correction to the velocity-per-fringe relationship for the visar interferometer. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 8, pp. 3692–3693, 1974.
- [4] J. E. Miller, T. R. Boehly, A. Melchior, D. D. Meyerhofer, P. M. Celliers, J. H. Eggert, D. G. Hicks, C. M. Sorce, J. A. Oertel, and P. M. Emmel. Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on omega. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 78, No. 3, p. 034903, 2007.
- [5] P. M. Celliers, P. Loubeyre, J. H. Eggert, S. Brygoo, R. S. McWilliams, D. G. Hicks, T. R. Boehly, R. Jeanloz, and G. W. Collins. Insulator-to-conducting transition in dense fluid helium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 104, No. 18, p. 184503, May 2010.
- [6] J. M. Winey and Y. M. Gupta. Shock-induced chemical changes in neat nitromethane: Use of time-resolved raman spectroscopy. *The Journal of Physical Chemistry B*, Vol. 101, No. 50, pp. 10733–10743, 12 1997.
- [7] Robert E. Setchell. Refractive index of sapphire at 532 nm under shock compression and release. *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, No. 5, pp. 2833–2841, 2002.
- [8] B. M. LaLone, O. V. Fat’yanov, J. R. Asay, and Y. M. Gupta. Velocity correction and refractive index changes for [100] lithium fluoride optical windows under shock compression, recompression, and unloading. *Journal of Applied Physics*, Vol. 103, No. 9, p. 093505, 2008.
- [9] P. A. Urtiew. Effect of shock loading on transparency of sapphire crystals. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 8, pp. 3490–3493, 1974.
- [10] Jean Cléroutin, Yann Laudernet, Vanina Recoules, and Stéphane Mazevet. Ab initio study of optical properties of shock compressed silica and lithium fluoride. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, Vol. 39, No. 17, p. 4387, 2006.

- [11] J.L. Wise and L.C. Chhabildas. Laser interferometer measurements of refractive index in shock-compressed materials. In Y.M. Gupta, editor, *Shock Waves in Condensed Matter*, pp. 441–454. Springer US, 1986.
- [12] G. D. Stevens, L. R. Veaser, P. A. Rigg, and R. S. Hixson. Suitability of magnesium oxide as a visar window. *AIP Conference Proceedings*, Vol. 845, No. 1, pp. 1353–1356, 2006.
- [13] D. E. Fratanduono, J. H. Eggert, M. C. Akin, R. Chau, and N. C. Holmes. A novel approach to hugoniot measurements utilizing transparent crystals. *Journal of Applied Physics*, Vol. 114, No. 4, p. 043518, 2013.
- [14] P. M. Celliers, D. K. Bradley, G. W. Collins, D. G. Hicks, T. R. Boehly, and W. J. Armstrong. Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the omega laser facility. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 11, pp. 4916–4929, 2004.
- [15] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Shock-wave studies of pmma, fused silica, and sapphire. *Journal of Applied Physics*, Vol. 41, No. 10, pp. 4208–4226, 1970.
- [16] Sebastien Hamel, Lorin X. Benedict, Peter M. Celliers, M. A. Barrios, T. R. Boehly, G. W. Collins, Tilo Döppner, J. H. Eggert, D. R. Farley, D. G. Hicks, J. L. Kline, A. Lazicki, S. LePape, A. J. Mackinnon, J. D. Moody, H. F. Robey, Eric Schwegler, and Philip A. Sterne. Equation of state of $\text{ch}_{1.36}$: First-principles molecular dynamics simulations and shock-and-release wave speed measurements. *Phys. Rev. B*, Vol. 86, p. 094113, Sep 2012.
- [17] M. D. Knudson and M. P. Desjarlais. Shock compression of quartz to 1.6 tpa: Redefining a pressure standard. *Physical Review Letters*, Vol. 103, No. 22, p. 225501, 2009.
- [18] I. A. B. Zeldovich, Y. B. Zel'dovich, and Y. P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Dover Publications, 2002.
- [19] A.A. Bakanova, I.P. Dudoladov, M.V. Zhernokletov, V.N. Zubarev, and G.V. Simakov. Vaporization of shock-compressed metals on expansion. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, Vol. 24, No. 2, pp. 204–209, 1983.
- [20] BL Glushak, AP Zharkov, MV Zhernokletov, V Ya Ternovoi, AS Filimonov, and VE Fortov. Experimental investigation of the thermodynamics of dense plasmas formed from metals at high energy concentrations. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, Vol. 96, pp. 1301–1318, 1989.
- [21] MV Zhernokletov, GV Simakov, Yu N Sutulov, and RF Trunin. Expansion isentropes of aluminum, iron, molybdenum, lead, and tantalum. *High Temperature*,

- Vol. 33, No. 1, pp. 36–39, 1995.
- [22] R. Stewart McWilliams, Dylan K. Spaulding, Jon H. Eggert, Peter M. Celliers, Damien G. Hicks, Raymond F. Smith, Gilbert W. Collins, and Raymond Jeanloz. Phase transformations and metallization of magnesium oxide at high pressure and temperature. *Science*, Vol. 338, No. 6112, pp. 1330–1333, 2012.
- [23] S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis. Electrical resistivity of single - crystal Al_2O_3 shock - compressed in the pressure range 91–220 gpa (0.91–2.20 mbar). *Journal of Applied Physics*, Vol. 80, No. 3, pp. 1522–1525, 1996.
- [24] L. He, M.J. Tang, M.F. Zeng, X.M. Zhou, W.J. Zhu, and F.S. Liu. First-principles calculations of optical properties of perfect and defective mgo crystals at high pressure. *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 410, No. 0, pp. 137 – 140, 2013.
- [25] B. Svendsen and T.J. Ahrens. Shock-induced temperatures of MgO. *Geophys. JR Astron. Soc*, Vol. 91, pp. 667–691, 1987.
- [26] J. C. PHILLIPS. Ionicity of the chemical bond in crystals. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 42, pp. 317–356, Jul 1970.
- [27] A. R. Goñi, K. Syassen, Tadeusz Suski, and William Paul. *Chapter 4 Optical Properties of Semiconductors under Pressure*, Vol. Volume 54, pp. 247–425. Elsevier, 1998.
- [28] Daniel Cebulla and Ronald Redmer. Ab initio simulations of mgo under extreme conditions. *Phys. Rev. B*, Vol. 89, p. 134107, Apr 2014.
- [29] Zi-Jiang Liu, Ying-Xue Du, Xiu-Lu Zhang, Jian-Hong Qi, Li-Na Tian, and Yuan Guo. Density functional calculations of the electronic structure and optical properties of magnesium oxide. *physica status solidi (b)*, Vol. 247, No. 1, pp. 157–162, 2010.

第 4 章

パワーレーザーを用いた準等エントロピー圧縮法の開発

4.1 はじめに

3 章では反響衝撃圧縮のための動圧縮窓材の光学特性を調査し、多段衝撃圧縮のためのツールを提供した。反響衝撃圧縮法は高精度の計測が比較的容易で状態量を高精度で決定できるという利点がある。しかしながら、反射材よりも低インピーダンスの試料しか多段圧縮することができず、また、実現可能な状態は反射材と試料のインピーダンスの制約を受ける。そこで本章では反響多段衝撃圧縮では不可能な領域を実現するため、より等エントロピー圧縮に近い圧縮を実現できる、パワーレーザーを用いた準等エントロピー圧縮法の開発及び実証を行った。

準等エントロピー圧縮を実現する方法としてランプ圧縮法がある。これは 2.2.8 節で述べたように印加圧力が時間とともに上昇するピストンで試料を押すことにより、ランプ波形の圧力波を生成して圧縮する方法である。衝撃圧縮における歪み速度よりも十分に遅い歪み速度で圧縮することによって試料を準等エントロピー的に圧縮することができる。分子動力学シミュレーションによると、銅を圧力 250 GPa まで圧縮する場合、歪み速度を衝撃圧縮における歪み速度の数分の 1 程度、 10^{11} s^{-1} 程度までに抑えれば準等エントロピー的な圧縮が原理的には可能であると予測されている¹。

ランプ圧縮を実現できる従来法には、密度勾配を持った飛翔体をガス銃で加速して衝突させる方法²、膨張爆薬法³、時間整形された磁場圧力法⁴がある。ガス銃及び爆薬を用いた方法は運動量勾配を持った飛翔体を試料に衝突させる方法であり、これに対して磁場圧力法はパルス磁場を用いて試料中に直接応力波を生成する方法である。これらの圧縮法はマイクロ秒のスケールでのショックレスなランプ圧縮が可能であり、磁場圧力法を用いてアルミニウムを 240 GPa まで圧縮した報告がある⁵。近年発展が目覚ましいレーザー

を駆動に用いることによってこれらを数 TPa まで拡張できる可能性がある。

本研究では、まずレーザーを駆動装置に用いてナノ秒スケールでもショックレスなランプ圧縮が実現できることを実証するため、ランプ圧縮波の生成及び圧縮状態の評価を目的として、膨張爆薬法を模擬した膨張プラズマ法⁶を用いてレーザーランプ圧縮実験を行った。さらに、生成可能な圧力領域の拡張を目指してエネルギー効率の良いテーラードパルス法⁷によるランプ圧縮の実現と状態方程式研究手法の確立を目的として実験を行った。

4.2 膨張プラズマ制御による準等エントロピー圧縮法

4.2.1 実験セットアップ

実験はフランス高強度レーザー応用研究所 (LULI) の LULI 2000 レーザーシステムを用いて行った。実験の概略を図 4.1 に示す。ターゲットは膨張プラズマの源となるポリイミド、空隙を作るためのワッシャーと試料である白金平板から構成されている。厚みはそれぞれ 75 μm 、200 μm 、 $10.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$ または $24.3 \pm 1.1 \mu\text{m}$ であった。圧縮状態を正確に把握可能にするため、機械的強度が低く等方的な圧縮が可能であり、また状態方程式が良くわかっている、静圧縮実験においても圧力標準物質として広く用いられている白金を試料に採用した。ターゲットにレーザーを照射し、レーザー誘起衝撃波によってポリイミドをプラズマ化、真空中に自由膨張させ、緩やかな運動量勾配を形成する。この緩やかな運動量勾配を持ったプラズマを試料に衝突させることによって試料内に、時間経過とともに圧力が単調増加する、衝撃波ではない圧縮波、すなわちランプ圧縮波を生成し、試料を準等エントロピー的に圧縮した。レーザーのエネルギーは 189 J または 187 J、波長は 527 nm、スポット径は直径 1 mm、時間波形は半値幅 4 ns の矩形パルスであった。集光スポットの強度の空間分布は位相版によってスーパーガウス型に平滑化されている。

実験では 2 台の線結像型速度干渉計 (VISAR) を用いて試料裏面の自由表面速度を計測した。速度感度は 0.28 km/s/fringe 及び 0.938 km/s/fringe であり、速度の計測誤差は 0.066 km/s であった。ストリークカメラと干渉計を組み合わせたシステム全体の時間分解能はおよそ 490 ps であった。

4.2.2 結果と考察

図 4.2(a) 及び (b) にそれぞれ速度干渉計の画像データ及びそれより抽出した自由表面速度の時間履歴を示す。試料厚 10 μm のデータにおいて時刻 26 ns に速度の急激な変化が、24 μm のデータにおいて時刻 36 ns に再加速が観測されている。これらの加速は試料裏面で反射し表面で再度反射して裏面に到達した反響圧縮波による影響であると考えられる。反響圧縮波が到達した時刻以降の自由表面速度は、単調増加する圧縮波以外の影響

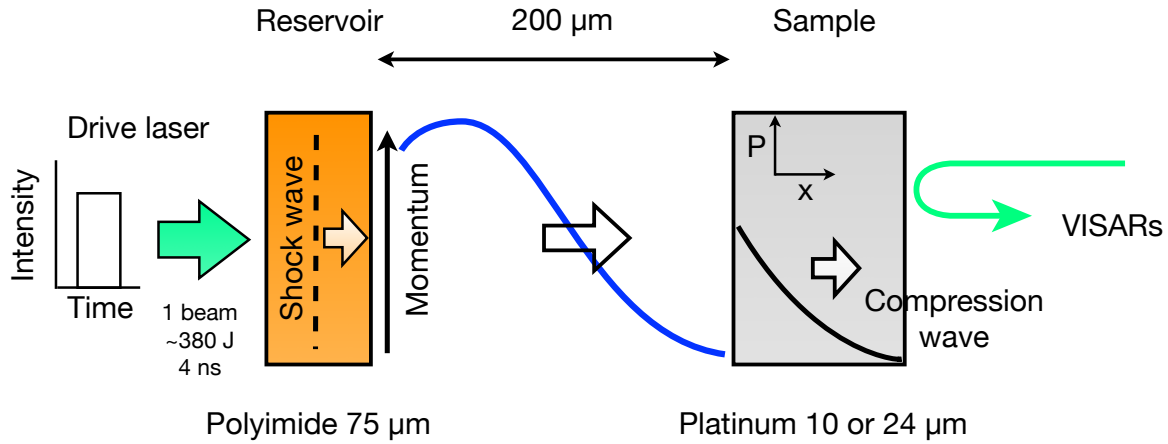


図 4.1 膨張プラズマを用いたランプ圧縮実験の概略。

を受けており自由表面速度から印加圧力を見積もることができない。24 μm のデータにおいて反響圧縮波が到達する前までの最高自由表面速度は 0.9 km/s であり、この速度と SESAME の状態方程式テーブルから等エントロピー圧縮を仮定して見積もった最大印加圧力は約 40 GPa であった。また、両実験の反響圧縮波が到達する前までの自由表面速度を比較すると、圧縮波の伝搬によって速度勾配が急峻になっていることがわかる。これは圧縮波が進行するにつれて波の急勾配化が起こっていることを示しており、ショックレスな圧縮が実現できていることがわかる。歪み速度 $\epsilon_s = d(\ln V)/dt$ の平均値は $2.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ であった。

10 μm 及び 24 μm の実験において、白金平板の厚さ以外は同じターゲットの構成であり、レーザーエネルギーの差は約 1% であったので、両実験において白金平板に印加された圧力波形はほぼ同一であると考えられる。よって両実験において同じ圧縮波が生成されたと仮定して、圧縮波の試料裏面への到達時間差と試料初期厚の差からラグランジアン音速を決定した。ここで、ラグランジアン音速を決定できるのは両実験において圧縮波が同一であると見なせる、反響圧縮波が裏面に到達する時刻までである。生成した圧力領域において白金に相転移はないので、 $U_p = u_{fs}/2$ の近似を用いて粒子速度を決定した。決定したラグランジアン音速-粒子速度の関係を図 4.3 に示す。速度の計測限界 ($U_p \sim 0.03 \text{ km/s}$) 以上の領域において、実験結果と SESAME 3730 から求めた音速は良い一致を示した。決定したラグランジアン音速-粒子速度の関係と質量保存則 (式 2.2)、運動量保存則 (式 2.4) より圧力-密度の関係を決定した。決定した圧力-密度関係を SESAME の状態方程式テーブルから計算した等エントロピー曲線と共に図 4.4 に示す。圧力 22 GPa までの圧縮が確認でき、実験結果と SESAME の等エントロピー曲線とは音速と同様に良い一致を示した。

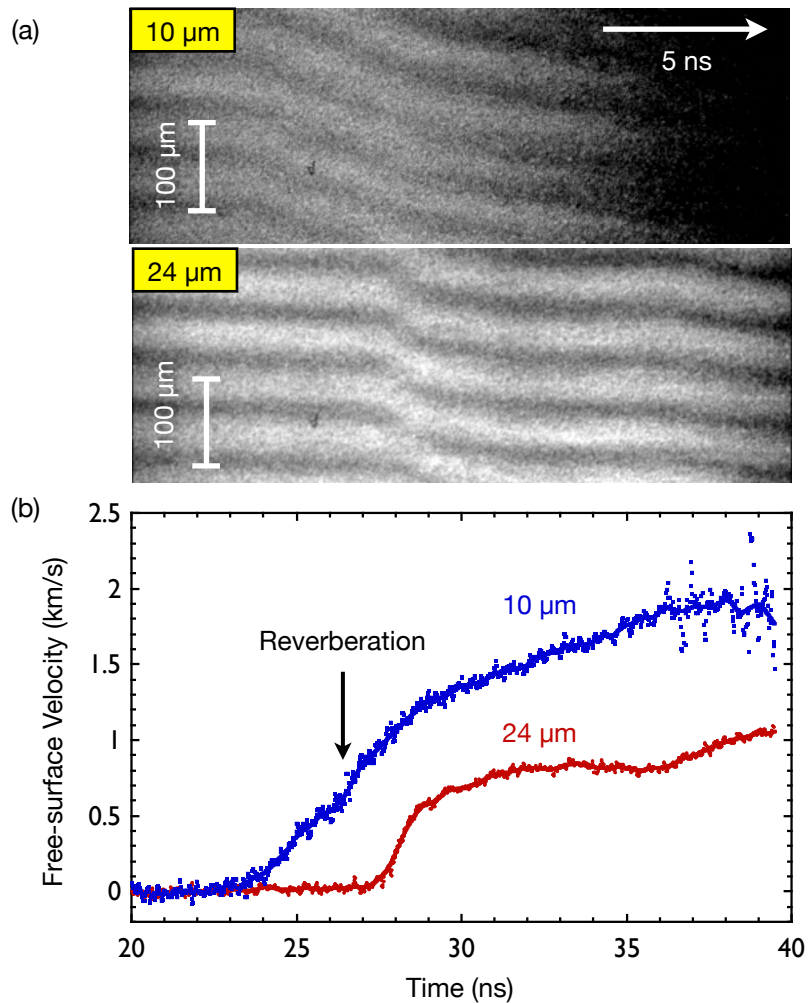


図 4.2 自由表面速度計測結果。(a) 速度干渉計の画像データ、(b) 図 4.2(a) より抽出した自由表面速度の時間履歴、時刻 0 はレーザー照射開始時間である。

4.3 テーラードパルスを用いた準等エントロピー圧縮法

4.3.1 実験セットアップ

パルス整形レーザーを用いて白金のランプ圧縮実験を行った。実験に用いたターゲット構成及び実験の概略を図 4.5 に示す。ターゲットはアブレータとなる単結晶ダイヤモンド平板、試料とである白金多段平板から構成されている。白金平板はダイヤモンドに接着後、裏面を階段状に精密切削加工した。ダイヤモンドの厚みは $20\ \mu\text{m}$ 、白金多段平板の厚みは $19.16 \pm 0.33 / 22.80 \pm 0.15 / 26.33 \pm 0.20\ \mu\text{m}$ であった。

実験はアメリカ国立ローレンスリヴァモア研究所 (LLNL)、Jupiter laser facility の

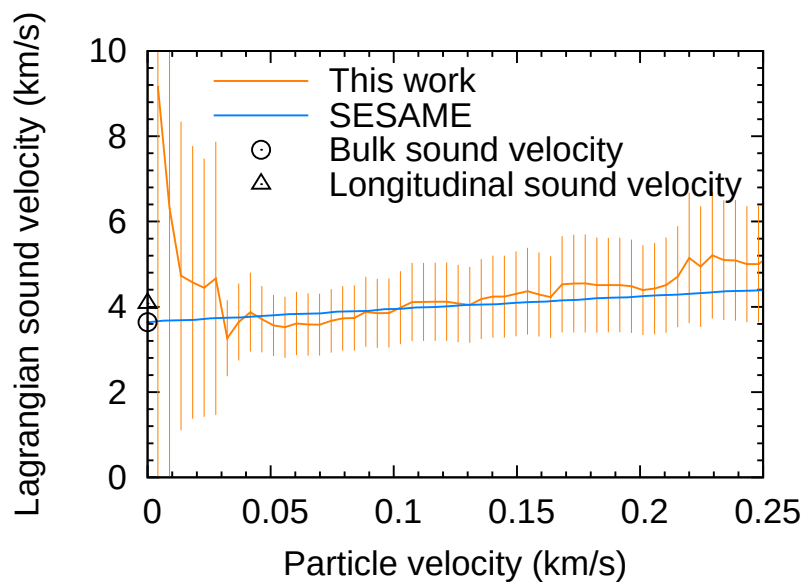


図 4.3 ラグランジアン音速-粒子速度関係。橙の実線が計測結果、青の実線が SESAME 3730、丸印がバルク音速、三角印が縦波音速をそれぞれ示す。

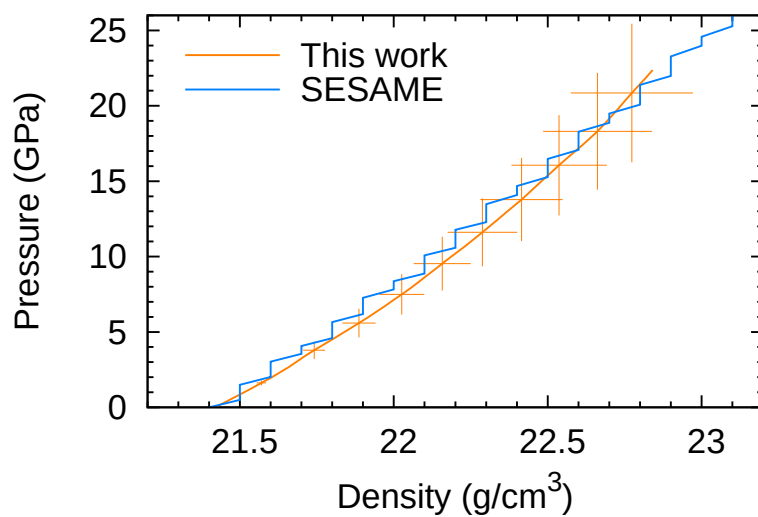


図 4.4 計測した圧力-密度関係（橙の実線）を SESAME 3730 より計算した等エントロピー曲線（青の実線）と共に示す。

Janus ガラスレーザーシステムを用いて行った。圧力の駆動に用いたレーザー波長はガラスレーザーの二次高調波である 527 nm であった。エネルギーは 220 J、レーザー集光強度分布はキノフォーム位相板によって平滑化された 1 mm 角のスポットで、時間波形は全幅約 8 ns のランプ波形、最大照射強度は $6.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ であった。実験に用いたレーザーの時間波形の計測結果を図 4.6 に示す。

実験では 2 台の線結像型速度干渉計を用いて、反射面の速度及び衝撃波の通過時間を計測した。実験では 2 台の線結像型速度干渉計 (VISAR) を用いて試料裏面の自由表面速度を計測した。試料裏面からプローブレーザー (Nd:YAG、波長 532 nm) を照射し、その反射光を干渉計に導入して干渉させた。速度干渉計の速度感度は 0.9885 km/s/fringe 及び 1.732 km/s/fringe であり、速度の計測誤差は 0.009 km/s であった。ストリークカメラと干渉計を組み合わせたシステム全体の時間分解能はおよそ 200 ps であった。

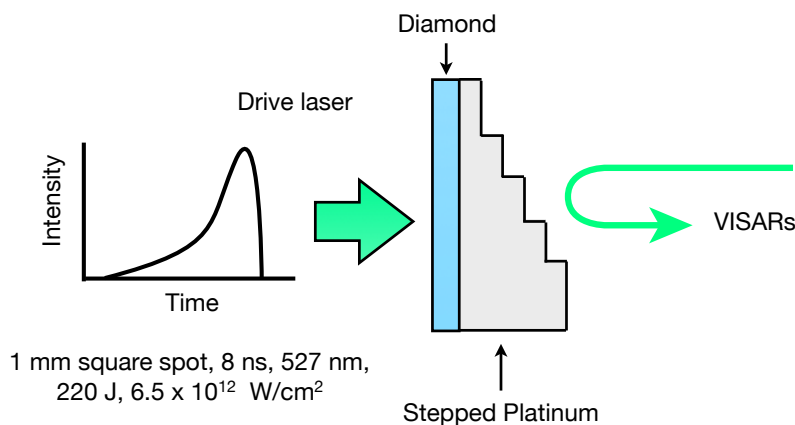


図 4.5 テラードパルスを用いたランプ圧縮実験の概略。

4.3.2 結果と考察

図 4.7(a) 及び (b) にそれぞれ速度干渉計の画像データ及びそれより抽出した自由表面速度の時間履歴を示す。各段ともにはじめに 0.05 km/s 程度まで加速された後、時間幅 2 ns 程度の速度変化の小さい平坦な領域があり、それに続く立ち上がり時間 2 ns 程度の速度 1.6 km/s までの連続的な加速が観測されている。また、圧縮波の伝搬に伴って速度勾配が急峻化しているのが見て取れる。

圧縮初期の自由表面速度 0.05 km/s の平坦領域であるが、圧縮波の立ち上がりはじめての勾配が本実験のそれよりも緩やかな膨張プラズマを用いたランプ圧縮実験では計測限界である 0.005 km/s 以上の速度域で弾塑性転移による平坦領域は観測できておらず、また準静的な降伏応力から予測される弾性限界における自由表面速度は 0.012 km/s 程度である

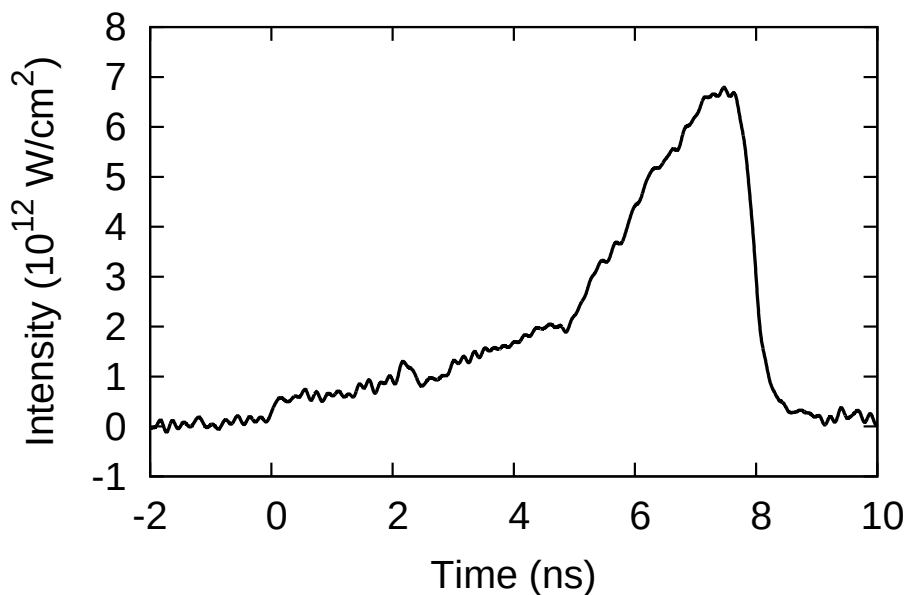


図 4.6 圧力駆動レーザーの時間波形。

ので、本実験で観測されたの平坦領域は駆動レーザーの波形に因るものであると考えられる。駆動レーザーの時刻 0 ns から 2 ns までの段差状の時間波形部分により自由表面が平坦領域の速度まで加速され、その後に続く駆動レーザーのランプ波形の部分により平坦領域に続く加速がなされたと考えられる。

計測した自由表面速度履歴を用いて反復特性曲線解析によりラグランジアン音速と粒子速度を決定した。決定したラグランジアン音速と粒子速度の関係を図 4.8 に示す。粒子速度 0.1 km/s 以上での音速の計測値と SESAME 3730 は調和的であった。粒子速度 0.1 km/s 以下における計測した音速と SESAME 3730 との有意な差は高歪み速度に起因する非等方的な圧縮によるものの可能性がある。

ラグランジアン音速-粒子速度の関係と質量保存則（式 2.2）、運動量保存則（式 2.4）より圧力-密度の関係を求めた。圧力-密度関係を SESAME の状態方程式テーブルから計算した等エントロピー曲線と共に図 4.9 に示す。圧力 80 GPa までの圧縮が確認でき、実験結果と SESAME の等エントロピー曲線とは調和的であった。これは、機械的強度が低くまた状態方程式がよくわかっている白金を試料に用いることにより計測した圧縮状態が妥当なものであることを確認できたと言える。ここで、歪み速度の平均値は $1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ であった。計測した圧力-密度関係から決定した比エネルギーの増分と密度の関係を SESAME の状態方程式テーブルから計算した衝撃圧縮曲線と共に図 4.10 に示す。密度 25.7 g/cm^3 において計測した比エネルギーの増分が衝撃圧縮状態の 0.4 倍であり、低エ

ントロピー圧縮が実現できていることが確認できた。密度 22 g/cm^3 までの衝撃圧縮曲線を上回る比エネルギーの増加は塑性発熱の影響ではないかと考えられる。

4.4 まとめ

白金のランプ圧縮実験を行い、歪み速度 $1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ のショックレスなランプ圧縮波の生成に成功し、圧力 80 GPa までの圧力-密度関係を決定した。

まず、ナノ秒スケールのショックレスなランプ圧縮が実現できることを実証するため、膨張プラズマ法を用いた白金のランプ圧縮実験を行った。爆薬を用いた従来法と同原理である、緩やかな連続した運動量勾配を持つ飛翔体を衝突させて応力波を発生させる、膨張プラズマ法を用いて立ち上がり時間が数ナノ秒、歪み速度 $2.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ の応力波を生成し、既往のマイクロ秒スケールのランプ応力波と同様に試料をショックレスに圧縮できたことを確認した。

生成可能な圧力領域の拡張を目指してエネルギー効率の良いテーラードパルス法を用いた白金のランプ圧縮実験を行い膨張プラズマ法の4倍程度の歪み速度 ($1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$) のショックレスなランプ圧縮波の生成に成功した。レーザープラズマ相互作用によってターゲット中に直接発生させた応力でも、飛翔体の衝突と同様にランプ圧縮が可能なことが確認できた。

ランプ圧縮された試料の自由表面速度及びラグランジアン音速を計測し、反復特性曲線解析を行ってラグランジアン音速-粒子速度関係を決定した。計測器の高コントラスト化及び試料の面精度の改善により、膨張プラズマ法を用いた実験よりも計測の高精度化を実現した。決定したラグランジアン音速-粒子速度関係と保存則よりランプ圧縮された白金の圧力 80 GPa までの圧力-密度関係を決定した。決定した圧力-密度関係は SESAME 3730 状態方程式テーブルと調和的であった。機械的強度が低くまた状態方程式がよくわかっていない白金を試料に用いることにより決定した圧縮状態が妥当なものであることを確認した。密度 25.7 g/cm^3 までランプ圧縮された白金の比エネルギーの増分が SESAME 3730 状態方程式テーブルから計算した衝撃圧縮による比エネルギーの増分の 0.4 倍であり、低エントロピー圧縮を実現できたことが確認できた。

本研究によりパワーレーザーを用いた、膨張プラズマ法及びテーラードパルス法によるランプ圧縮波の生成手法及び状態方程式計測手法を確立した。

最後に本研究で開発した両者の特徴をまとめる。膨張プラズマ法には、利点として低歪み速度のランプ圧縮波の生成が容易、滑らかな圧力波形の生成が容易、レーザーパルスの整形が不要といった点がある。一方、欠点として、レーザーエネルギーに対する圧縮によって試料に投入されるエネルギーの効率が低い、任意の圧力波形の生成が難しい、レーザーエネルギーの変動による圧縮開始時間の変動が大きく計測器との同期が難しいという

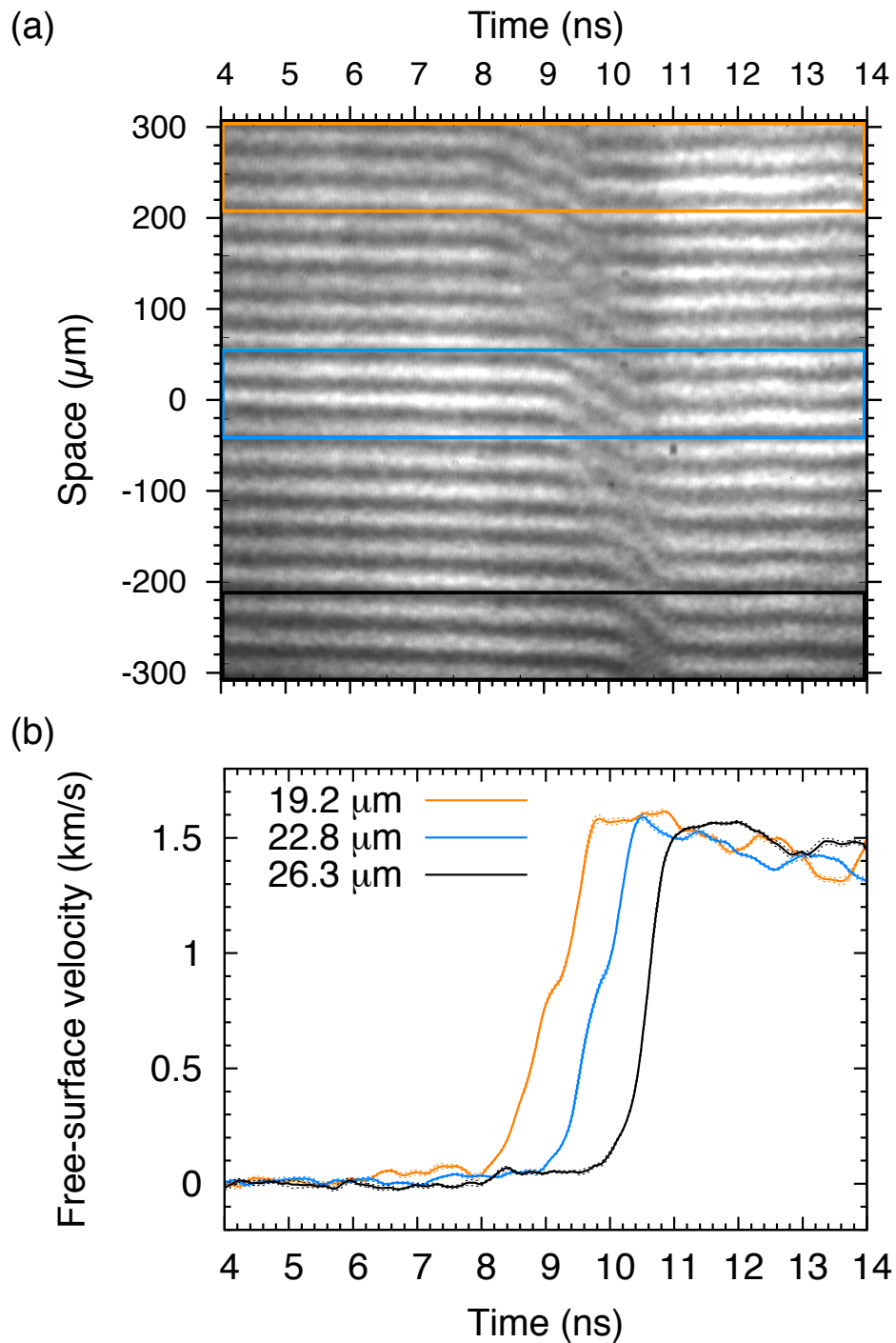


図 4.7 自由表面速度計測結果。(a) 速度干渉計の画像データ、橙、青、黒の実線で囲われた領域が解析領域、(b) 画像データより抽出した自由表面速度履歴、時刻 0 はレーザー照射開始時刻である。

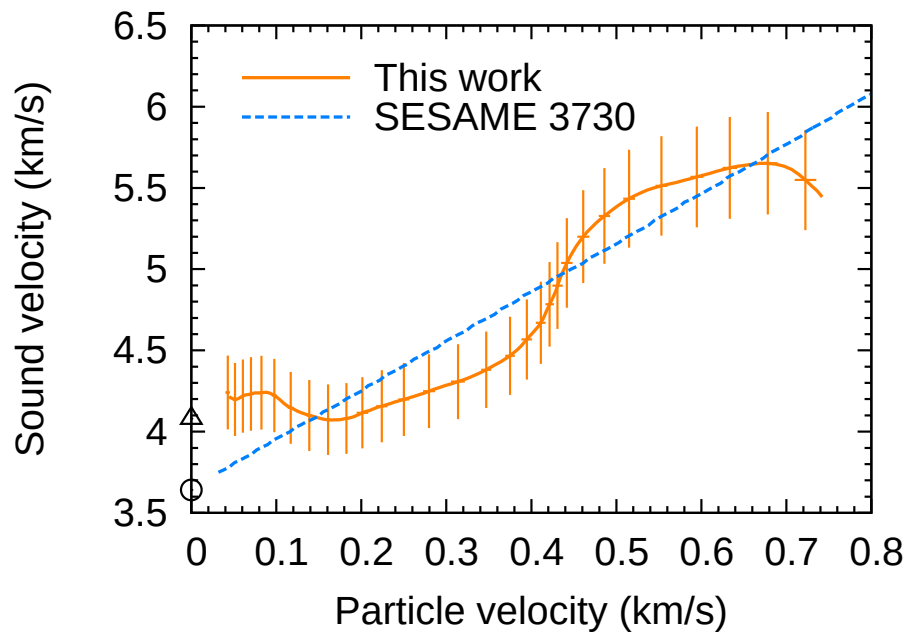


図 4.8 ラグランジアン音速-粒子速度関係。橙の実線が計測結果、青の破線が SESAME 3730、丸印がバルク音速、三角印が縦波音速を表す。

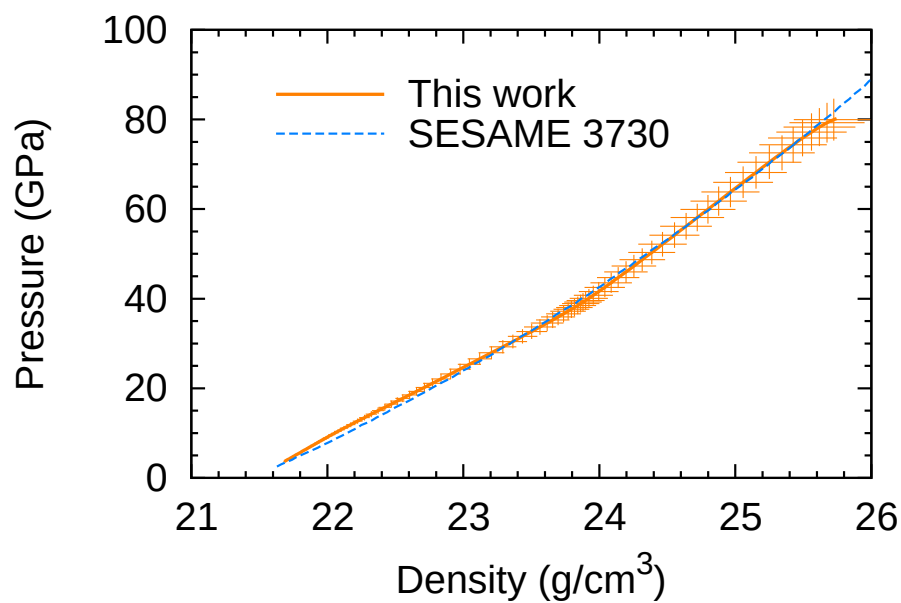


図 4.9 圧力-密度関係。橙の実線が計測結果、青の破線が SESAME 3730 より計算した等エントロピー曲線を示す。

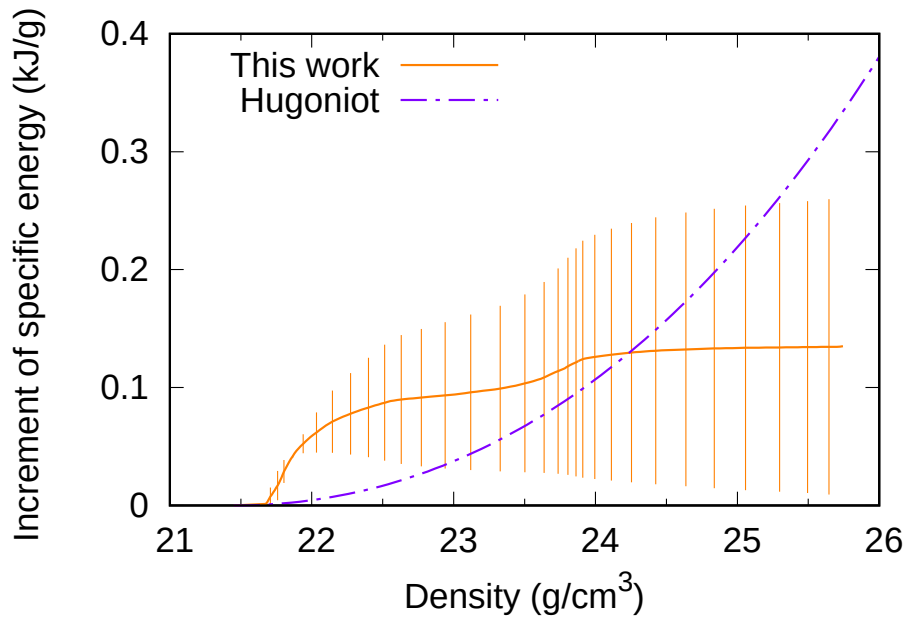


図 4.10 密度-比内部エネルギーの増分関係。橙の実線が計測結果、青の鎖線が SESAME 3730 より計算した衝撃圧縮曲線を示す。

ことが挙げられる。それに対しテーラードパルス法には、利点としてエネルギー効率が高い、圧力波形の最適化が容易、時間再現性が良いことがある。欠点としては、パルス整形が可能なレーザーシステムが必要であること、生成できる歪み速度がパルス幅によって制限されることが挙げられる。これら2つの準等エントロピー圧縮法は研究目的、研究設備に応じて相補的な役割を担うであろう。

参考文献

- [1] A. Higginbotham, J. Hawreliak, E. M. Bringa, G. Kimminau, N. Park, E. Reed, B. A. Remington, and J. S. Wark. Molecular dynamics simulations of ramp-compressed copper. *Phys. Rev. B*, Vol. 85, p. 024112, Jan 2012.
- [2] James R. Asay. The use of shock-structure methods for evaluating high-pressure material properties. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 20, No. 1-5, pp. 27 – 61, 1997. Hypervelocity Impact Proceedings of the 1996 Symposium.
- [3] John F. Barnes, Patrick J. Blewett, Robert G. McQueen, Kenneth A. Meyer, and Douglas Venable. Taylor instability in solids. *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. 2, pp. 727–732, 1974.
- [4] Clint A. Hall. Isentropic compression experiments on the sandia z accelerator. *The 41st annual meeting of the division of plasma physics of the american physical society*, Vol. 7, No. 5, pp. 2069–2075, 2000.
- [5] Jean-Paul Davis. Experimental measurement of the principal isentrope for aluminum 6061-t6 to 240 gpa. *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, No. 10, p. 103512, 2006.
- [6] J. Edwards, K. T. Lorenz, B. A. Remington, S. Pollaine, J. Colvin, D. Braun, B. F. Lasinski, D. Reisman, J. M. McNaney, J. A. Greenough, R. Wallace, H. Louis, and D. Kalantar. Laser-driven plasma loader for shockless compression and acceleration of samples in the solid state. *Physical Review Letters*, Vol. 92, No. 7, p. 075002, 2004.
- [7] Damian C. Swift and Randall P. Johnson. Quasi-isentropic compression by ablative laser loading: Response of materials to dynamic loading on nanosecond time scales. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, Vol. 71, No. 6, p. 066401, 2005.

第 5 章

低エントロピー圧縮状態診断のための 高速温度計測法の開発

5.1 はじめに

これまでに 3 章、4 章において低エントロピー圧縮のための開発について述べた。4 章ではランプ圧縮法によって低エントロピー圧縮を行い、圧縮された状態の圧力-密度-比内部エネルギーを決定した。ここで、物質の状態方程式や化学反応を調べるにあたって上記の情報に加えて温度を決定することが重要である。しかし、低エントロピー圧縮された状態は従来法である衝撃圧縮状態に比べて同じ密度での温度が低く、衝撃圧縮実験で広く用いられている可視の放射輝度温度計測法では信号強度が低く温度を決定することができない。そこで本章では生成した低エントロピー圧縮状態の温度を決定するために行った

- 赤外放射輝度温度計測法
- 光反射率温度計測法

の開発について述べる。

赤外放射輝度温度計測法は従来法の可視輝度温度計測法の計測領域を低温度側に拡張するものである。黒体放射のピーク波長は温度が低くなると長波長側にシフトし、例えば温度 3500 K ではピーク波長は 830 nm の近赤外光となる。そこで本研究では、低温度 (3500 K 以下) では放射輝度が可視光よりも強くなる近赤外線光を計測波長とし、さらに放射光を波長及び空間積算することによって計測領域を拡張した。

光反射率温度計測法は、受動的な熱放射光の計測ではなく、能動的にプローブ光を試料に照射し、光反射率の変化から温度を計測する方法であり、1000 K 以下の温度を計測できる可能性がある。本研究では動的圧縮実験において速度計測に広く用いられている速度干渉計を光反射率温度計として利用して原理実証実験を行った。

5.2 赤外放射輝度温度計測

5.2.1 放射輝度温度計測の原理

黒体放射によって単位面積から単位立体角に放射されるスペクトル放射輝度 $I(\lambda, T)$ はプランクの黒体放射則によって

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1} \quad (5.1)$$

と表すことができる。ここで c 、 h 、 k はそれぞれ光速、プランク定数、ボルツマン定数である。

式 (5.1) よりスペクトル放射率を算出したものが図 (5.1) である。図 (5.1) より、黒体からの電磁放射は物体の温度が高くなるに従い、放射量は増加し、最大放射エネルギーの波長は短くなることが分かる。また、黒体放射のエネルギーと波長の曲線は、温度に対して 1 対 1 で対応しており、温度によってその曲線が唯一に定まる。従って、ある温度の黒体の放射に関してこの曲線、すなわち分光放射特性の一部を計測することにより、その放射源の温度を知ることができる。放射光の計測から温度を決定する方法は、古くより科学・工業分野において行われており、輝度温度計測¹、2 色温度計測²（または単色温度計測）、スペクトル温度計測³ が代表的な計測手法である。レーザーを用いた動圧縮実験においてはストリークカメラを用いた可視光の放射輝度温度計測（SOP: Streaked Optical Pyrometer）が広く用いられている⁴。

5.2.2 計測システム

赤外放射輝度温度計は計測対象からの熱放射光を波長空間積分した放射パワーを検出することによって温度を決定する計測器である。赤外放射輝度温度計測系の概略を図 5.2 に示す。開発した計測系は可視光の速度干渉計（波長 532 nm）、可視輝度温度計（波長 437-470 nm）、赤外光の速度干渉計（波長 1064 nm）との同時計測が可能な系となっている。赤外放射輝度温度計は像転送光学系と計測空間制御のためのピンホール（開口径 400 μm ）、計測波長制御のための各種フィルタ、検出部から構成されている。検出部には計測用のフォトディテクタ（New Focus、Model 1611）及びアライメント用の CCD カメラを採用している。アライメント時には取り外し可能なペリクルビームスプリッタを設置することによって CCD カメラまで像を転送することができる。フォトディテクタはレーザープラズマ由来の電磁波の影響を避けるため静電遮蔽箱の中に設置しており、フォトディテクタへの光入力にはコア径 800 μm 、開口数 0.39 のステップインデックスマルチモードファイバ（Thorlabs、APCH-800）を用いている。フォトディテクタの出力信号は BNC

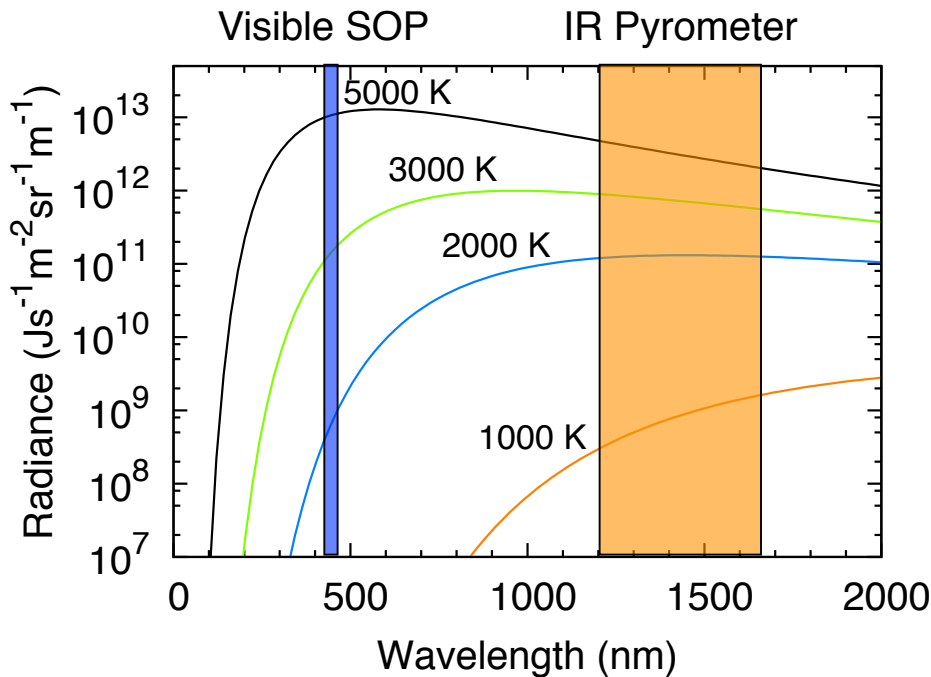


図 5.1 黒体放射輝度。青の長方形で示された領域が従来の可視輝度温度計則で計測している波長域、橙の長方形で示された領域が赤外放射輝度温度計で計測している波長域である。

同軸ケーブルを通して伝送され、アナログ帯域 2.5 GHz、サンプリングレート 40 GS/s のオシロスコープ（Tektronix、DPO7254C）によって記録された。

像転送光学系には Thorlabs 社の赤外用複アクロマティックレンズに用いており、像の倍率はピンホール、ファイバ端面、CCD カメラにおいてそれぞれ 1.73 倍、0.87 倍、8.7 倍となっている。像点光学系の光学素子の諸元を表 5.1 に示す。同時計測を行う可視光学系のために第一レンズ（L1）にのみ、赤外用の反射防止膜が被膜されていない、可視光の透過率が高いレンズを採用している。ピンホールによって制御されたターゲット上の観測領域は直径 231 μm 、CCD カメラの視野は縦 570 μm 横 760 μm である。

計測波長域は複数のフィルタを組み合わせることによって低温計測用の広帯域モードと高温計測用の狭帯域モードから選択可能とした。計測波長制御用のフィルタの諸元及び全光学系の透過率を表 5.2、表 5.3 及び図 5.3 に示す。波長 200-1066 nm において光学濃度は 8 以上であり、圧力駆動レーザーの基本波及び 2 倍高調波の波長 1053 nm、527 nm の光に対する光学濃度はそれぞれ 20 以上、13 以上である。広帯域モード時の波長 1250-1700 nm の平均透過率は 0.24 である。

フォトディテクタの諸元及び分光感度特性をそれぞれ表 5.4 及び図 5.4 に示す。フォトディテクタは InGaAs の PIN フォトダイオードと増幅回路から構成されている。感度波

長域は 900-1700nm であり、立ち上がり時間は 400 ps 以下である。

赤外放射輝度温度計の出力電圧 V_{out} と温度の関係は

$$V_{out}(T) = \int_0^\infty I(\lambda, T) \epsilon(\lambda) Tr(\lambda) Res(\lambda) d\lambda \Omega SG \quad (5.2)$$

と表すことができる。ここで ϵ 、 Tr 、 Res 、 Ω 、 S 、 G はそれぞれターゲットの放射率、全光学系の透過率、フォトディテクタの分光感度特性、計測系の捕集立体角、計測面積、フォトディテクタの電流電圧変換利得である。任意の温度に対する出力電圧は一意に定まるので記録された出力電圧から温度を決定することが出来る。

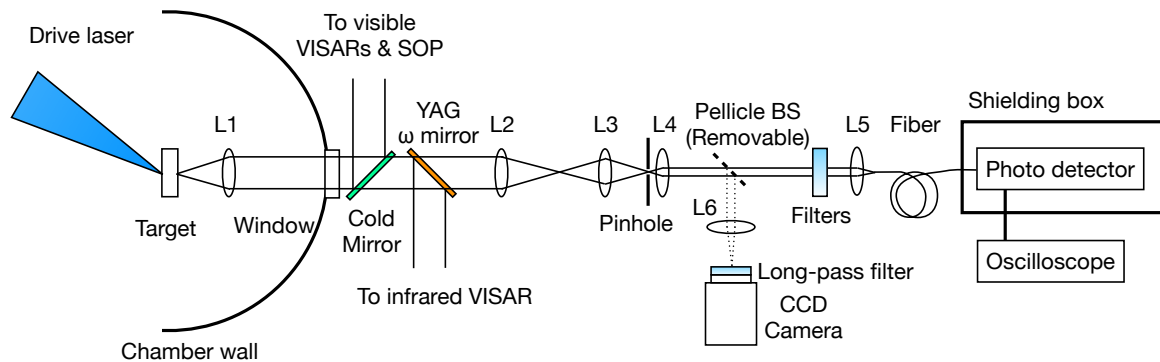


図 5.2 赤外放射輝度温度計測の概略。

表 5.1 像転送光学系の諸元。

Lens	Model	Focal Length (mm)	Objective Distance (mm)	Imaging Distance (mm)	Magnification	Objective/ Imaging Surface
L1	AC508-150-C- UN-SP	150	150	∞		Target
L2	AC508-750-C	750	∞	750	5	
L3	AC508-150-C	150	583	202	1.73	Pinhole
L4	AC508-100-C	100	100	∞		
L5	AC245-50-C	50	∞	50	0.87	Fiber
L6	AC508-500-C	500	∞	500	8.7	CCD Camera

表 5.2 広帯域モードのフィルタの諸元。

Filter	Model	Qty.	Cut-on Wavelength (nm)	Average Transmission over 1250 - 1700 nm	Rejection Wavelength (nm)	Optical Density
Cold Mirror	Sigma Koki, CLDM-50S	1	770	0.90	420-620	>1.3
Nd-YAG Mirror	Sigma Koki, TFMHP-50C'08- 1064	1	1270	0.85	1050-1230	>2
Long-pass Filter	Semrock, LP02-1064RU-50	1	1073	0.99	832-1066	>6
Long-pass Filter	Thorlabs, FEL1100	2	1100	0.82	200-1066	>4
Long-pass Filter	Edmund Optics, NT48-565	2	1100	0.97	820-1076	>2

表 5.3 狭帯域モードのフィルタの諸元。

Filter	Model	Qty.	Cut-on Wave- length (nm)	Average Transmis- sion over 1250 - 1700 nm	Transmission at 1550 nm	Band width (nm)	Rejection Wave- length (nm)	Optical Density
Cold Mirror	Sigma Koki, CLDM-50S	1	770	0.90			420-620	>1.3
Nd-YAG Mirror	Sigma Koki, TFMHP- 50C08-1064	1	1270	0.85			1050-1230	>2
Long-pass Filter	Semrock, LP02- 1064RU-50	1	1073	0.99			832-1066	>6
Long-pass Filter	Thorlabs, FEL1100	1	1100	0.82			200-1066	>4
Long-pass Filter	Edmund Optics, NT48-565	2	1100	0.97			820-1076	>2
Band-pass Filter	Thorlabs, FB1550-40	1			0.67	40	200-1850	>4

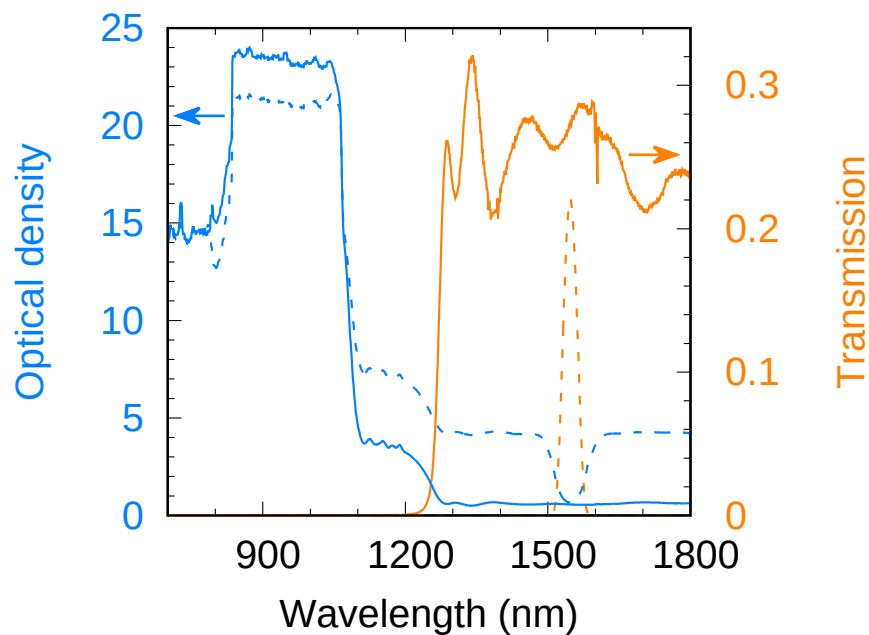


図 5.3 赤外放射輝度温度計測システムの分光透過率。青及び橙の実線がそれぞれ広帯域モードの光学濃度及び透過率を、青及び橙の破線がそれぞれ狭帯域モードの光学濃度及び透過率を表す。

5.2.3 較正実験

赤外放射輝度温度計の較正実験を行った。較正には衝撃圧縮されたクォーツからの熱放射光を用いた。クォーツの衝撃温度-衝撃波速度特性はよくわかっており⁵ (図 5.5)、衝撃波速度を計測することによって衝撃波面の温度の時間発展を求めることができる。赤外放射輝度温度計による放射光計測と速度干渉計による衝撃波速度計測、赤外速度干渉計による光反射率の計測を同時に行うことによって、赤外放射輝度温度計の出力電圧と放射体の温度を関連付けることができる。

図 5.6 に較正実験の概略を示す。較正実験では狭帯域モードを用いた。較正用ターゲットはアプレータとなるポリプロピレン、アルミニウム、二枚のクォーツから構成されている。それぞれの厚みは 15 μm 、40 μm 、50 μm 、50 μm であった。二枚のクォーツは紫外線硬化樹脂によって接着されており、裏面側（図中右方）のクォーツには波長 532 nm 及び 1064 nm に対する反射防止膜がコーティングされている。図中左方からターゲットに波長 351 nm、エネルギー 150 J、パルス幅 2.5 ns の矩形波、スポットサイズ直径 600 μm の圧力駆動レーザーを照射してクォーツを衝撃圧縮した。衝撃圧縮されたクォーツの衝撃波速度を可視の速度干渉計で、光反射率を赤外の速度干渉計で計測した。

表 5.4 フォトディテクタの諸元。

Model	New Focus, Model 1611
AC Bandwidth (3 dB)	30 kHz-1 GHz
DC Bandwidth	<20 kHz
Wavelength Range	900 - 1700 nm
Photodiode	InGaAs PIN
Photodiode size	100 μm (Coupled with Ball Lens)
Risetime	400 ps
Conversion Gain	700 V/A
DC bias monitor gain	10 V/mA
Noise Equivalent Power	20 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ (@1.3 μm)
Input Power (Linear Operation)	1 mW (max @1.3 μm)
Input Power (CW)	10 mW (max w/o damage)

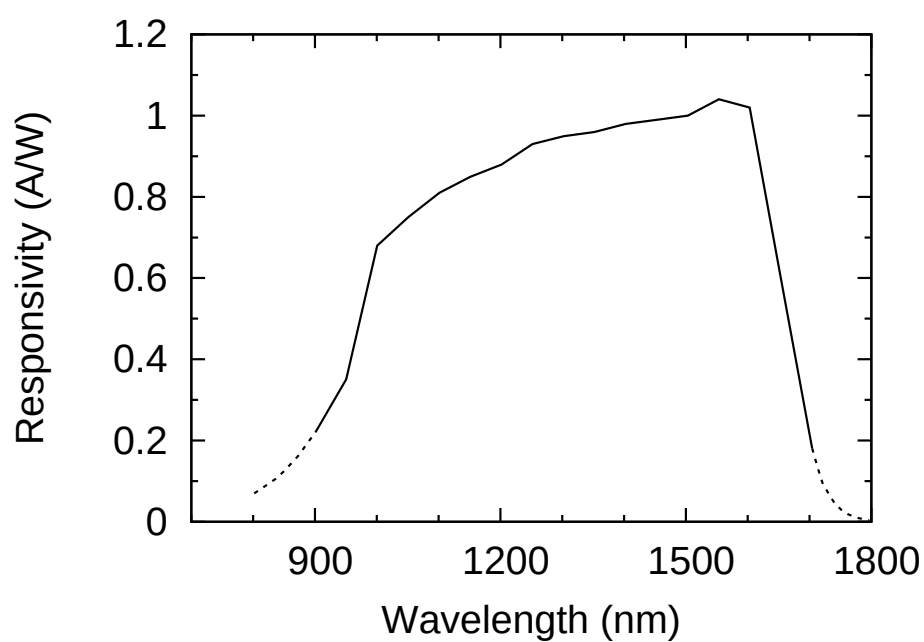


図 5.4 フォトディテクタの分光感度特性。

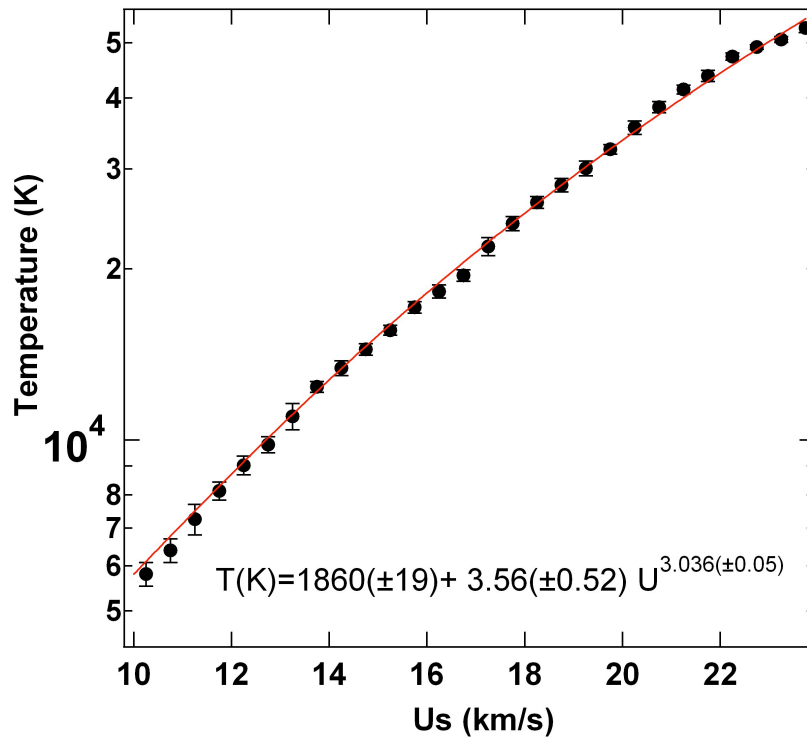
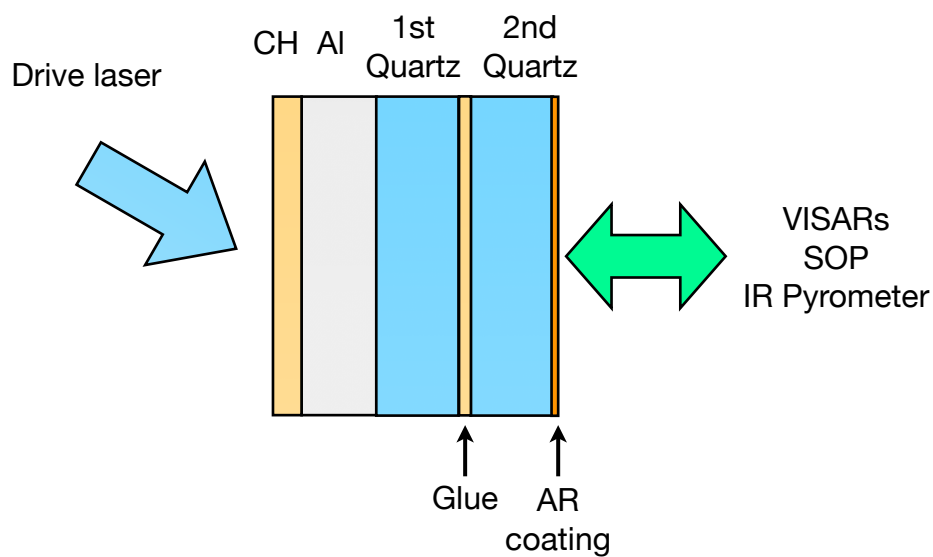
図 5.5 衝撃圧縮された α クォーツの温度-衝撃波速度特性⁵。

図 5.6 赤外放射輝度温度計較正実験の概略。

計測した可視速度干渉計の画像データと画像データから抽出した衝撃波速度の時間履歴をそれぞれ図 5.7(a)、(b) に示す。時刻 t_1 において衝撃波がアルミニウム-クォーツ界

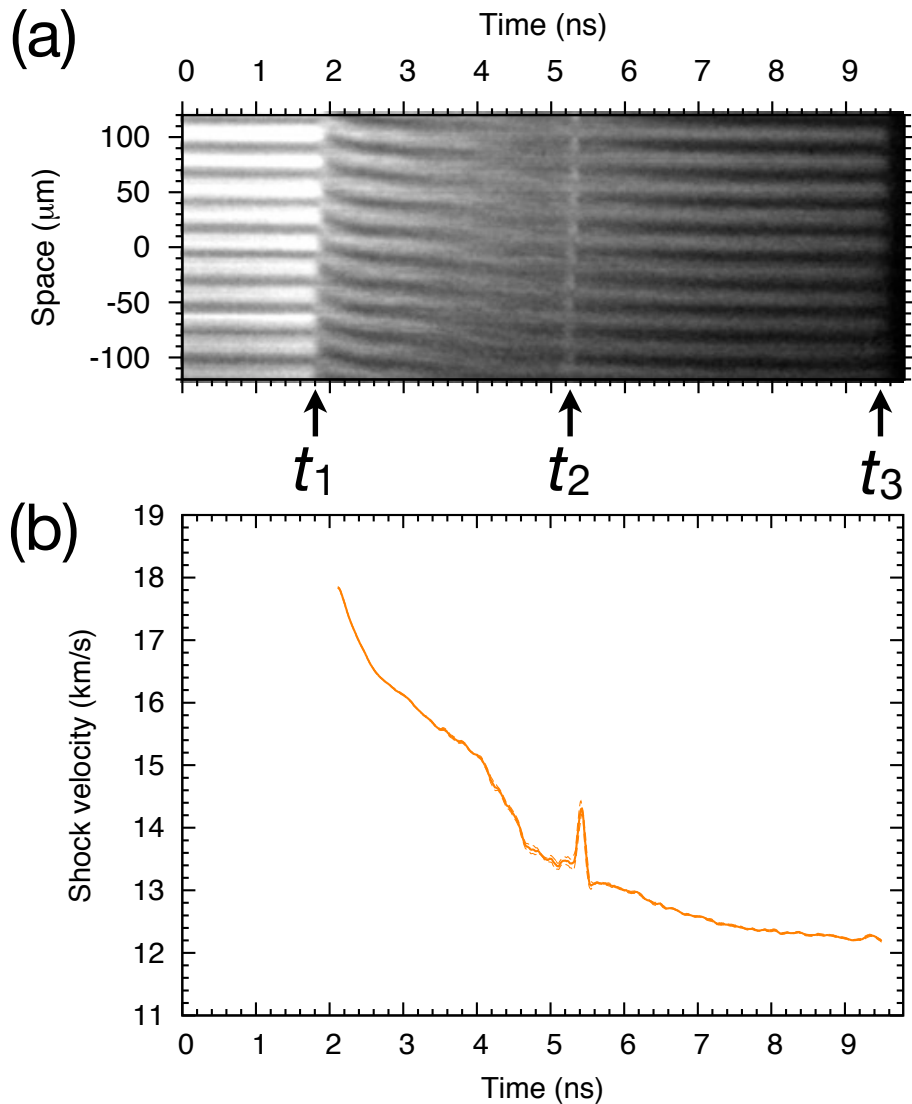


図 5.7 (a) 速度干渉計測の画像データ、(b) 画像データから抽出した衝撃波速度履歴。

面を通過し、干渉縞の位相の不連続な変化が観測されている。その後、衝撃波の減衰に伴い位相が緩やかに変化した後、時刻 t_2 において再び位相の不連続な変化が、時刻 t_3 において反射光の消失がそれぞれ観測されている。これらは、それぞれ、クォーツ-接着材-クォーツ界面（以下接着界面）の衝撃波の通過及び衝撃波の最裏面への到達による反射面の消失を示している。また一枚目のクォーツを衝撃波が伝搬している間、特に時刻 3.5-4.5 ns 付近にて、干渉縞の不明瞭化（振幅の減少）が観測されている。これは接着界面からの有意な反射光（ゴースト信号）によって衝撃波面からの反射光（計測信号）が乱

されていることを意味している。ゴースト信号の強度が有意であるとゴースト信号と計測信号の合成によって干渉縞の位相が変化し、その結果速度を正しく決定することができない。よって時刻 2.2 ns から 5.5 ns の間の計測した速度は正しくない可能性がある。

図 5.8 に波長 1064 nm の光反射率の計測結果を示す。赤外速度干渉計の計測終了時刻

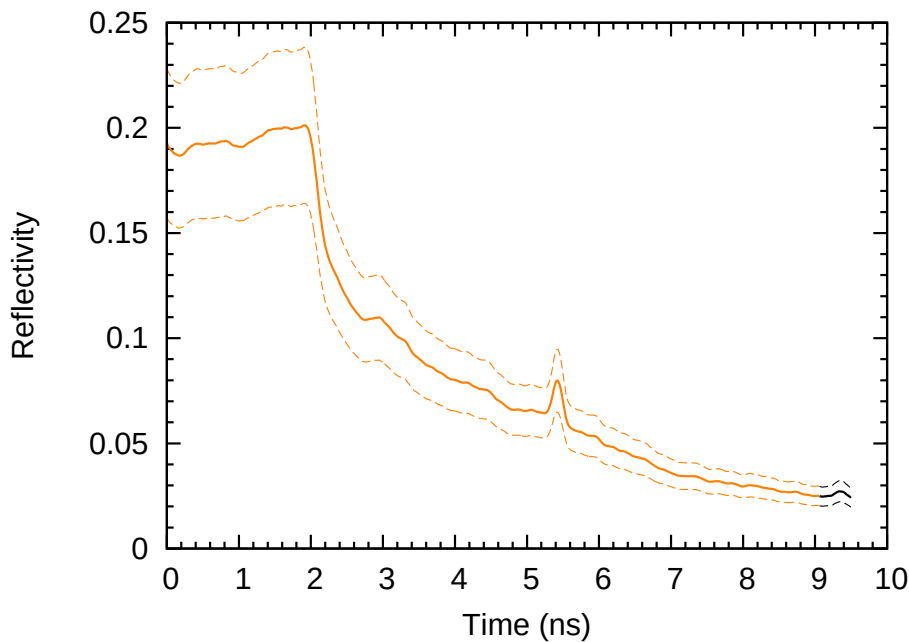


図 5.8 波長 1064 nm の光反射率の時間履歴。橙及び黒の実線がそれぞれ計測値及び外挿値を、橙及び黒の破線がそれぞれ誤差及び誤差の外挿値を示す。

(~ 9.05 ns) が衝撃波の最裏面への到達時刻よりも早くデータの取得ができなかった時間があったため、衝撃波速度-光反射率関係から外挿を行った。図中における橙の実線が計測値を、黒の実線が外挿値を示す。

図 5.9 に赤外放射輝度温度計の計測電圧の時間履歴を示す。レーザー照射開始時刻 t_0 に電圧の上昇が観測された後、それぞれアルミニウム-クォーツ界面、接着界面、クォーツ-真空界面を衝撃波が通過する時刻に対応する時刻 t_1 、 t_2 、 t_3 において電圧の不連続な変化が観測されている。時刻 t_0 における電圧の上昇は、速度干渉計で計測された反射率に有意な変化がないことから先行加熱による温度上昇ではなく、レーザープラズマに起因する迷光ではないかと推測される。反射率の変化から推測される温度上昇は数 100 K 以下であり、後述する赤外放射輝度温度計の計測限界温度 3500 K よりも十分小さい。時刻 t_1 における電圧の不連続な増加は、衝撃波がアルミニウム-クォーツ界面を通過し、クォーツ中を伝搬する衝撃波面からの熱放射光を検出しているためである。その後の電圧の緩やかな減少は衝撃波の減衰に伴う放射輝度の低下を示している。時刻 t_2 において再び電圧の不連続な増加が観測されている。これは衝撃波が接着界面を通過することによって、接

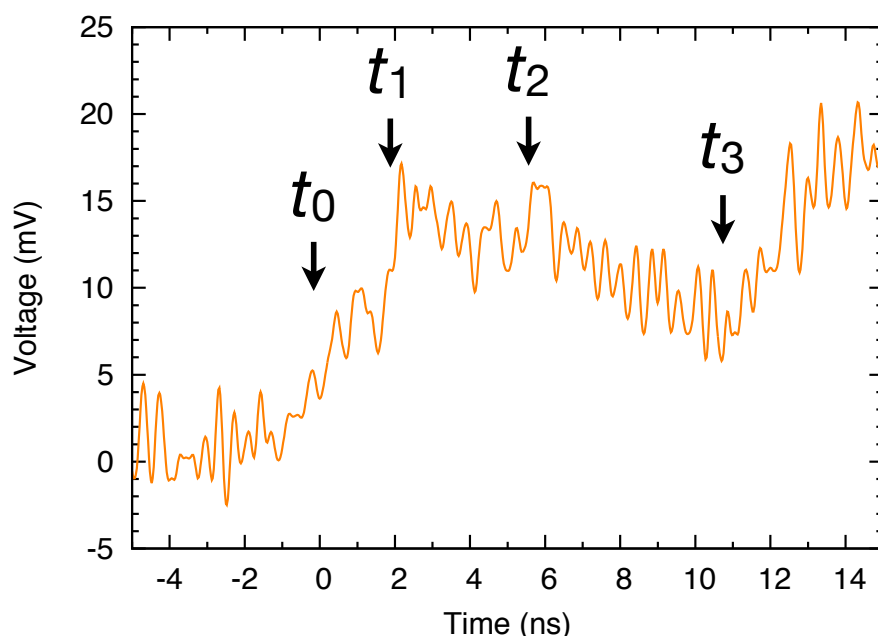


図 5.9 赤外放射輝度温度計の計測電圧の時間履歴。

着剤による吸収（～73 %）がなくなり信号量が増加したと考えられる。時刻 t_3 から電圧の連続的な増加が観測されている。これは衝撃波が試料の裏面に到達し誘電体多層膜の反射防止膜及びクォーツのプラズマが真空中に膨張し、その膨張プラズマからの発光によるものであると考えられる。

図 5.10 に速度干渉計によって計測したクォーツの衝撃波速度の時間履歴と既知の温度–衝撃波速度データから決定したクォーツの衝撃温度履歴を示す。また、図 5.11 に、計測した波長 1064 nm の衝撃波面の反射率から、衝撃波面が灰色体であるとして求めた波長 1547 nm の透過率の時間履歴を示す。図 5.9–5.11 に示した赤外放射輝度温度計の計測電圧、クォーツの衝撃温度、波長 1547 nm の透過率から赤外放射輝度温度計の較正を行った。較正には、接着層界面からのゴースト信号の影響を受けていない、裏面側のクォーツを衝撃波が伝搬している時刻 6.24 ns から 9.40 ns のデータを用いた。図 5.12 に較正した赤外放射輝度温度計測システムの温度–電圧特性を示す。図 5.12(a) に較正実験に持っていた狭帯域モードの温度–電圧特性を、図 5.12(b) に狭帯域モードの較正結果から計算した広帯域モードの温度–電圧特性を示す。図中の黒の破線が計測限界（等価雑音電圧）を表している。狭帯域モード、広帯域モードの計測限界はそれぞれ 3500 (+237/-180) K、1812 (+61/-53) K であった。

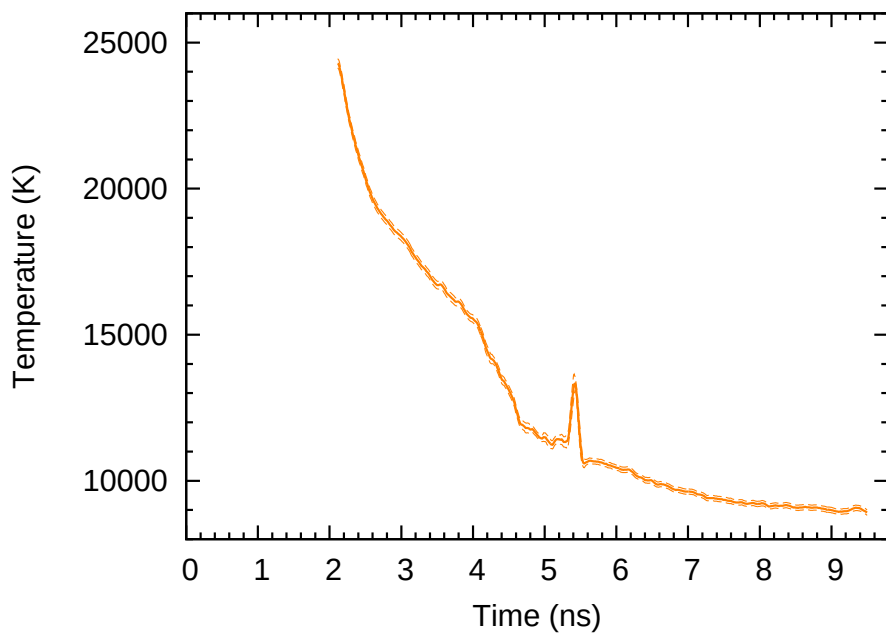


図 5.10 計測したクォーツの衝撃波速度と既知の温度-衝撃波速度データから決定した衝撃温度履歴。

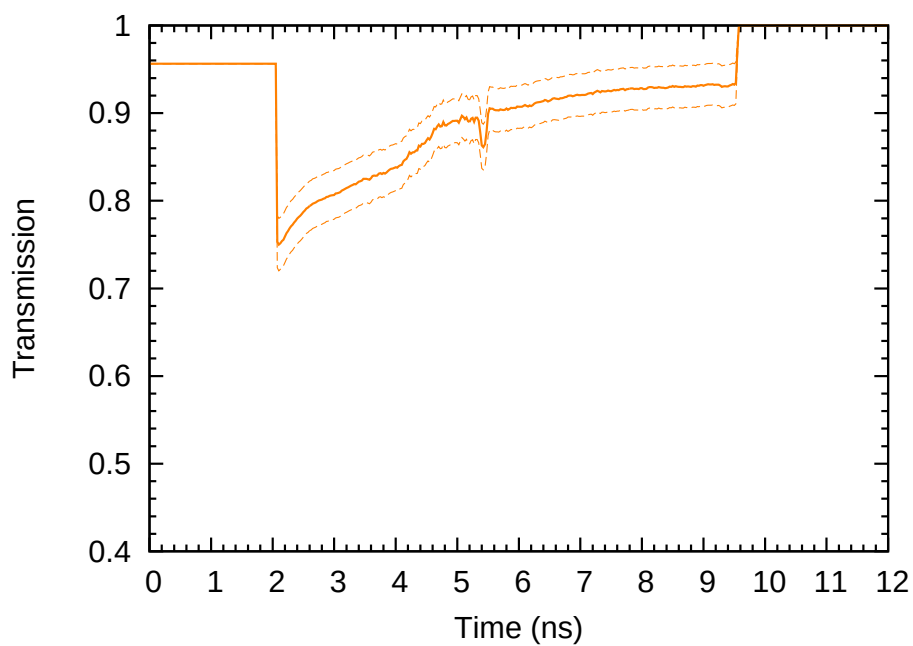


図 5.11 波長 1547nm の透過率の時間履歴。

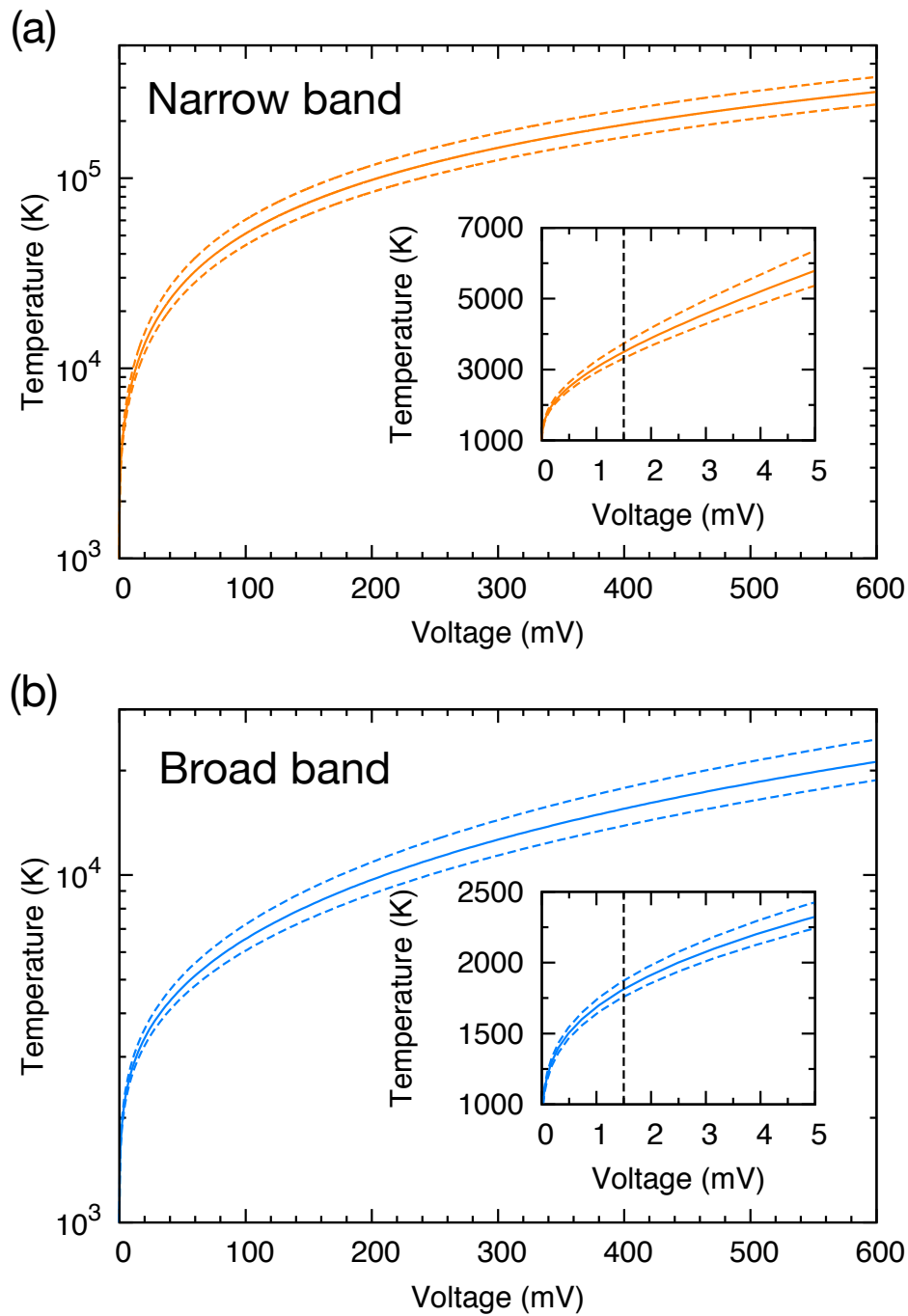


図 5.12 赤外放射輝度温度計測システムの温度-電圧特性。狭帯域モード及び広帯域モードの温度-電圧特性を橙及び青の実線で (a) 及び (b) にそれぞれ示す。挿入図中の黒の破線が計測限界（等価雑音電圧）を表している。

5.3 光反射率温度計測

5.3.1 ドルーデモデルによる温度推定

金属の光反射率は表面温度に強く依存する。この反射率変化を計測することによって温度を推定することができる。垂直入射する光に対する反射率 R は以下の式で与えられる。

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 \quad (5.3)$$

ドルーデモデルによると

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} + i \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (5.4)$$

と表すことができる。ここで ω 、 ω_p 、 τ はそれぞれ光の角周波数、プラズマ周波数、緩和時間である。数 100 K 程度の温度域では、温度変化による ω_p の変化量は十分小さく無視出来る。一方、金属の場合、 τ は一般的に $T^{-3/2}$ に比例することが知られている。よって金属の反射率変化を計測することによって反射面の温度を推定することができる。

金の場合、既知の誘電率の温度依存性⁶から反射率の温度依存性を決定することができる。既知の誘電率温度依存性から計算した波長 532 nm の光に対する反射率の温度依存性を図 5.13 に示す。ここで反射率は温度 300K における反射率を基準として規格化した相対反射率を示している。図から反射率を計測することにより反射面の温度を一意に定めることができることがわかる。

5.3.2 計測システム

反射率計測には、反射率計測と同時に速度計測が可能な速度干渉計を採用した。計測面にプローブ光（532nm、Nd-YAG レーザーの二倍高調波）を垂直に照射し、その反射光を速度干渉計に導入、ストリークカメラを用いて干渉縞の位相変化と信号強度を記録した。

5.3.3 計測性能

計測精度は反射面の面精度、計測系の調整度合いに強く依存するが、典型的には反射率の計測精度が 0.2 - 2 % 程度であるので、金の場合、温度の計測精度は 400 K では 3.7 - 26 %、500 K では 1.5 - 13 % となる。

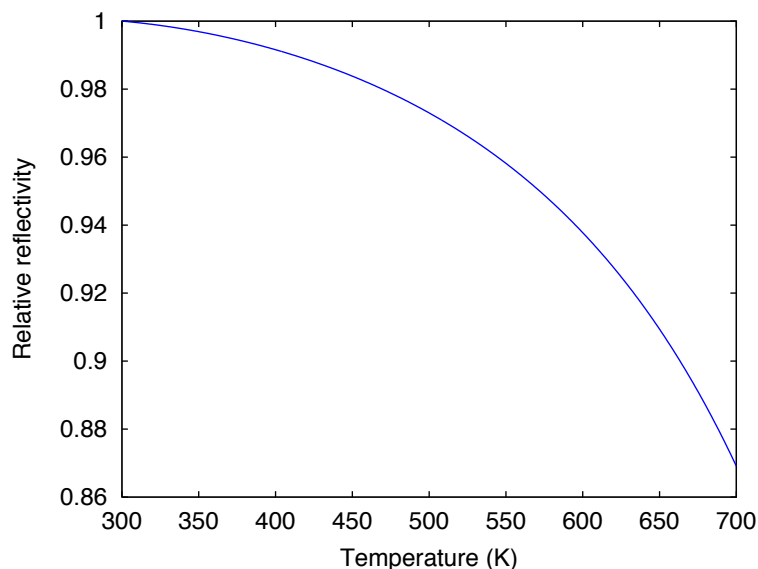


図 5.13 金の波長 532nm の光に対する相対反射率温度依存性。温度 300K の反射率を基準として規格化されている。

5.3.4 実証実験

光反射率温度計測の実証のため、膨張プラズマ法を用いたランプ圧縮実験を行った。実験はフランス高強度レーザー応用研究所 (LULI) の LULI 2000 レーザーシステムを用いて行った。実験の概略を図 5.14 に示す。ターゲットは膨張プラズマの源となるポリイミド、空隙を作るためのワッシャーと試料である金平板から構成されている。厚みはそれぞれ $75\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ 、 $20\mu\text{m}$ 、金の純度は 99.99% 以上であった。レーザーのエネルギーは 200 J、波長は 527 nm、スポット径は位相板によって平滑化された直径 1 mm、時間波形は半値幅 4 ns の矩形パルスであった。

相対反射率及び温度の計測結果を図 5.15 に示す。ここで相対反射率は入射プローブ光強度を反射プローブ光強度で除することによって求めた反射率を初期反射率で規格化したものである。時刻 27 ns 程度までは雑音レベル ($\pm 1.9\%$) を超える反射率の変化はなく、これは反射面の有意な温度変化はなく計測限界である 450 K 以下であることを示唆している。この時間範囲内では衝撃波や放射光によるプリヒーティングは観測できなかったということとなる。特にこれはレーザー照射面のプラズマからの放射 X 線による有意な温度上昇がないことを意味している。

これに対し、27 ns を超える時刻では反射率が有意に減少している。この時刻における反射率から推定した表面温度は 650 ± 50 K であり、この温度は SESAME2700 テーブルから計算した衝撃圧力 50 GPa における衝撃温度 (735 K) 程度である。これは衝撃圧

縮あるいは塑性加工による加熱が金試料内に起こっていることを示唆している。ひとたびそのような加熱が起こると、圧縮過程が等エントロピー圧縮であると仮定して計測した自由表面速度から圧力を見積もることは妥当ではなくなる。図 5.16 中の矢印で示している自由表面速度の小さな凹凸は試料中の衝撃波を示している可能性がある。また金試料のレーザー照射側に滞留しているプラズマからの強い加熱によるものである可能性も考えられる。ランプ圧縮波が印加されるにつれて滞留プラズマが再圧縮され、滞留プラズマの温度は急速に上昇する。放射流体シミュレーションによると、膨張プラズマが金試料に衝突を開始した 2 ns 後には、滞留プラズマの温度は 26000 K に達する。滞留プラズマがプランク放射体であると仮定すると、その放射スペクトルのピーク波長は真空紫外領域であり、エネルギーの金試料中への放射輸送は考慮する必要はない。常圧常温の金の熱拡散率は $1.27 \text{ m}^2/\text{s}$ であるので、滞留プラズマから金試料への熱輸送は膨張プラズマが衝突を開始して数 10 ns 後に起こると見積もることができる。自由表面速度計測結果に影響を与えるには、熱伝導速度は遅すぎる。見積もった時間スケールは図 5.15 に示す反射率の単調減少する時刻と調和的ではない。ここで、既存の可視放射輝度温度計の典型的な計測限界は 5000 K 程度であることを述べておく。本研究で実証した反射率計測からの温度推定はランプ圧縮のような低温高速現象の温度情報を得る助けになるであろう。また、試料に窓材を取り付け、試料と窓材の界面の温度を計測することによって圧縮中の試料の温度を計測することが可能となる。裏面の反射率は温度のみならず他の要素にも影響を受ける。特に、表面の変形は反射率の減少の主要な要素となり得る。本研究では温度上昇以外の反射率の減少要因を無視しているため、計測した裏面の温度は過大評価している可能性はある。速度干渉計の信号雑音比を向上させれば、干渉縞の明暗比から試料の変形による反射率の減少を抽出することができると考えられる。

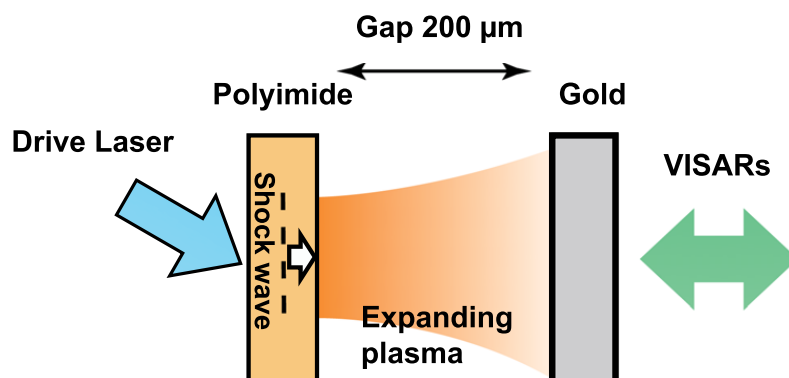


図 5.14 実験セットアップの概略。膨張プラズマ法を用いてランプ圧縮した金平板の自由表面速度と光反射率の時間発展を速度干渉計で計測している。

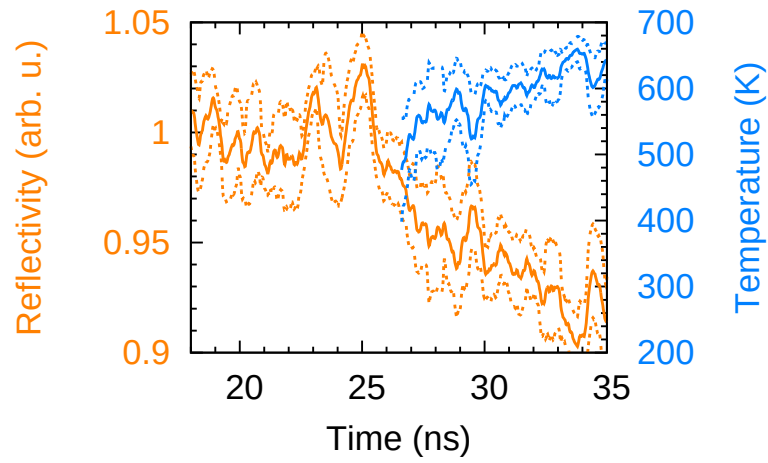


図 5.15 相対反射率と温度の時間発展。橙の実線が相対反射率、青の実線が温度を示す。

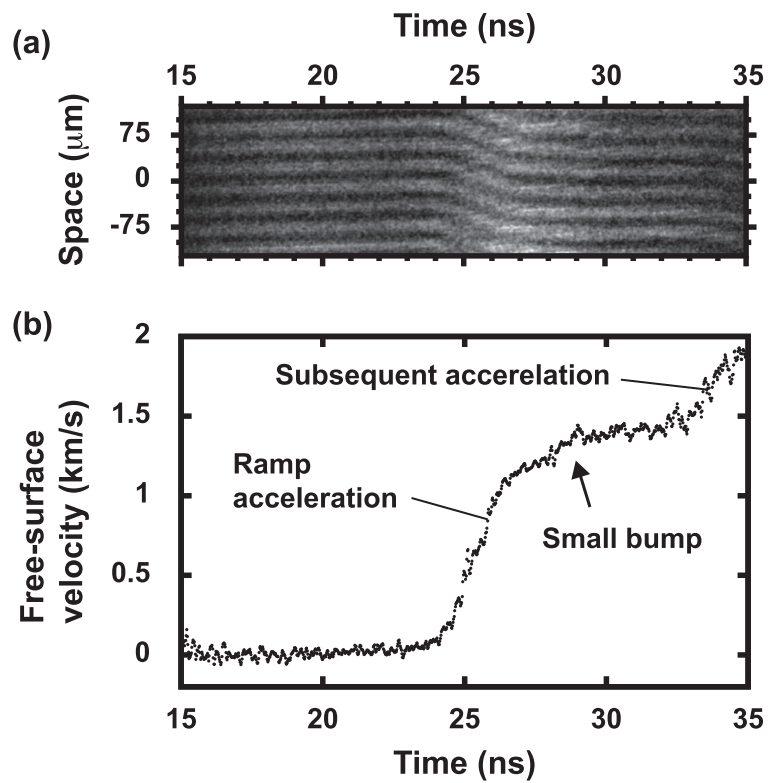


図 5.16 速度干渉計の計測結果。(a) 画像データ、(b) 自由表面速度-時間履歴。

5.4 まとめ

本章では、低エントロピー圧縮状態温度診断のための高速温度計測法としての赤外放射輝度温度計測法と光反射率温度計測法の開発について述べた。

赤外放射輝度温度計測法の開発では、赤外放射輝度温度計測と速度干渉計計測の同時計測が可能な計測系を構築した。構築した計測系の較正実験を行い、計測限界を既存の可視放射輝度温度計測法の 5000 K 程度から 1812 (+61/-53) K まで拡張できることを示した。

速度干渉計を用いた光反射率温度計測法を提案し実証実験を行った。膨張プラズマを用いて金試料をランプ圧縮し、圧縮された試料裏面の自由表面速度及び光反射率を速度干渉計を用いて同時に計測した。計測結果より、金箔が約 650 K まで加熱された可能性があることを示した。また、計測性能の評価を行い、金試料の場合、計測限界が 450 K であることを示した。

参考文献

- [1] G. W. Collins, P. M. Celliers, L. B. Da Silva, R. Cauble, D. M. Gold, M. E. Foord, N. C. Holmes, B. A. Hammel, R. J. Wallace, and A. Ng. Temperature measurements of shock compressed liquid deuterium up to 230 gpa. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 87, No. 16, p. 165504, Sep 2001.
- [2] T. A. Hall, A. Benuzzi, D. Batani, D. Beretta, S. Bossi, B. Faral, M. Koenig, J. Krishnan, Th.L. \”ower, M. Mahdiah. Color temperature measurement in laser-driven shock waves. *Phys. Rev. E*, Vol. 55, No. 6, pp. R6356–R6359, Jun 1997.
- [3] K. Otani, K. Shigemori, D. Ichinose, T. Sakaiya, A. Sunahara, Y. Sakawa, M. Nakai, H. Shiraga, H. Azechi, and K. Mima. Temperature measurement of preheated planar-cryogenic targets. In *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 112, p. 022012. Institute of Physics Publishing, 2008.
- [4] J. E. Miller, T. R. Boehly, A. Melchior, D. D. Meyerhofer, P. M. Celliers, J. H. Eggert, D. G. Hicks, C. M. Sorce, J. A. Oertel, and P. M. Emmel. Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on omega. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 78, No. 3, p. 034903, 2007.
- [5] P. M. Celliers, P. Loubeyre, J. H. Eggert, S. Brygoo, R. S. McWilliams, D. G. Hicks, T. R. Boehly, R. Jeanloz, and G. W. Collins. Insulator-to-conducting transition in dense fluid helium. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 104, No. 18, p. 184503, May 2010.
- [6] Yu-Jen Chen, Meng-Chang Lee, and Chih-Ming Wang. Dielectric function dependence on temperature for au and ag. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 53, No. 8S2, p. 08MG02, 2014.

第 6 章

結論

第 1 章では、これまでの高圧実験の現状と課題についてまとめ、本研究の目的と意義を述べた。

第 2 章では、動圧縮とレーザーによる圧力の発生の原理及び計測手法について述べた。単純衝撃圧縮、多段衝撃圧縮及びランプ圧縮の原理について述べ、それらによって生成される状態を示した。低エントロピー圧縮によって単純衝撃圧縮だけでは探索することができない、比較的低温の熱力学的領域を探索することができることを示した。速度干渉計測の原理と速度干渉計測システムを用いた速度計測、反射率計測、吸収係数計測、屈折率計測について述べた。計測した速度から、インピーダンスミスマッチング法を用いて状態量を決定する手続きについて述べた。特性曲線解析法を用いたランプ圧縮された物質の状態量を決定する手続きについて述べた。

第 3 章では、多段衝撃圧縮に必要な動圧縮窓材として酸化マグネシウムの衝撃圧縮下における光学特性の調査について述べた。酸化マグネシウムのレーザー衝撃圧縮実験を行い、速度干渉計を用いて衝撃圧縮された酸化マグネシウムの吸収係数と屈折率について調査した。

本章で得られた成果は以下の通りである。

- 多段衝撃圧縮のための動圧縮窓材の必要性について説明し、動圧縮窓材としての酸化マグネシウムの可能性を示した。
- 衝撃圧縮された酸化マグネシウムの光吸収係数を決定し、衝撃圧力 180 GPa から 409 GPa では圧力に対して光吸収係数が指数関数的に増加するがわかった。この結果から衝撃圧力 409 GPa までは酸化マグネシウムは部分的に透明であり、空間スケール数 $10\mu m$ 、時間スケール数 ns の実験では、酸化マグネシウムが動圧縮窓材として有用であることを示した。
- 衝撃圧縮された酸化マグネシウムの屈折率を決定し、B1-B2 相境界である衝撃圧

力 280 GPa と 409 GPa の間に不連続な変化があること示した。

第4章では、低エントロピー圧縮を実現するためのパワーレーザーを用いた準等エントロピー圧縮法の開発について述べた。膨張プラズマ制御による準等エントロピー圧縮法とテーラードパルスを用いた準等エントロピー圧縮法の開発を行った。本章で得られた成果は以下の通りである。

- 膨張プラズマ制御による準等エントロピー圧縮実験を行い、立ち上がり時間が 3 ns、歪み速度 $2.5 \times 10^7 \text{s}^{-1}$ の圧力波の生成に成功し、ナノ秒スケールでも試料をショックレスに圧縮できたことを確認した。
- テーラードパルスによる準等エントロピー圧縮実験を行い、立ち上がり時間が 1.2 ns、歪み速度 $1.1 \times 10^8 \text{s}^{-1}$ のショックレスなランプ圧縮に成功した。特性曲線解析法を用いて白金の圧力 80 GPa までの圧力-密度関係を決定した。決定した圧力-密度関係は SESAME の状態方程式テーブルから計算した等エントロピー曲線と良い一致を示した。圧力-密度関係から比エネルギーの増分を求め、密度 25.7g/cm^3 までランプ圧縮された白金の比エネルギーの増分が SESAME 3730 状態方程式テーブルから計算した衝撃圧縮による比エネルギーの増分の 0.4 倍であり、低エントロピー圧縮を実現できたことが確認できた。

第5章では、低エントロピー圧縮状態診断のための高速温度計測法の開発について述べた。赤外放射輝度温度計の原理、既存の速度干渉計、可視放射輝度温度計と組み合わせた計測系の構成を述べ、計測系の性能を評価した。光反射率温度計測の原理、計測系の構成を述べ、原理実証と計測系の評価を行った。本章で得られた成果は以下の通りである。

- 放射輝度温度計の原理について説明し、広帯域赤外放射放射輝度温度計を開発することによって既存の可視放射輝度温度計よりも低い温度を計測できることを示した。
- 赤外放射輝度温度計の較正実験を行い、計測限界を既存の可視放射輝度温度計の 5000 K 程度から 1812 (+61/-53) K まで拡張できることを示した。
- 光反射率温度計の原理について説明し、1000 K 以下の温度を計測できることを示した。
- 光反射率温度計の実証実験を行い、金箔が約 650 K まで加熱された可能性があることを示した。また、計測性能の評価を行い、金試料の場合、計測限界が 450 K であることを示した。

本研究で行った低エントロピー圧縮法及び低エントロピー圧縮状態の診断方法の開発により、既存の圧縮法では生成し得ない比較的低温（数 100 K - 10000 K）かつ高压（数

100 GPa - 10 TPa) の状態の生成とその場診断の可能性を示した。

謝辞

本研究を進めるにあたりまして、終止懇篤なる御指導、御鞭撻を頂きました兒玉了祐教授に深厚なる謝意を表します。

本研究においてきめ細やかで有益な御指導、御助言を頂きました村上匡且教授、田中和夫教授、上田良夫教授、吉村政志教授、飯田敏行教授に篤く感謝致します。

昼夜問わず熱心な御指導、御鞭撻を頂きました大阪大学大学院工学研究科の尾崎典雅准教授に心から感謝の意を表します。また大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻先進電磁エネルギー工学コースにて、貴重な御指導を頂きました羽原英明准教授、加藤裕介准教授、河仲準二准教授、中村浩隆助教、伊庭野健造助教に謝意を表します。

本研究の一部は大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにて行われたものであり、素晴らしい研究の場を提供して頂きました疇地宏センター長、三間圀興前センター長に深く感謝いたします。

実験試料作成に多大なるご尽力頂きました大阪大学大学院工学研究科の木村泰子技術補佐員に深く感謝致します。

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターにおきまして御指導、御助言を頂きました佐野孝好助教、坂和洋一准教授、重森啓介准教授、弘中陽一郎准教授に感謝の意を表します。

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでの大型実験の遂行にあたり御協力頂きました前川治技官、島田京子技術補佐員、ほか GOD グループの方々に感謝致します。また、レーザー運転にご尽力を頂きました漆原新治技官、川崎鉄次技官、ほか GOD グループの方々に感謝致します。

研究を進めるにあたり活発な議論、御協力、激励をいただきました Michel Koenig 博士 (エコールポリテクニック)、丹下慶範博士 (高輝度光科学研究センター)、奥地拓生准教授 (岡山大学)、大谷一人博士 (西村製作所)、佐野智一准教授 (大阪大学)、犬伏雄一博士 (理化学研究所)、Raymond Smith 博士 (ローレンスリヴァモア研究所)、中堤基彰博士 (European XFEL)、門野敏彦教授 (産業医科大学)、境家達弘助教 (大阪大学)、中新信彦博士 (関西光科学研究所)、城下明之君に感謝致します。

研究に関わる事務手続きに関して積極的に御支援、御協力をいただきました大阪大学兒玉研究室事務員である門野照美様、栗栖真美様、奥田聖洋様に深く感謝致します。

同じ研究室で親身なる討論、激励、御協力を頂きました木村友亮博士、柴田一範博士、遠藤恭君、實井辰也君、横山尚也君、浦西宏幸君、浅海雄人君、中塚和樹君、西田明憲博士、今亮博士、水田好雄君、申定訓博士、門田裕一郎博士に心から感謝致します。

博士後期課程在学中に経済的な援助を頂きました日本学術振興会先端拠点研究事業プログラム「高エネルギー密度科学」、科学技術振興機構 JST-CREST プログラム「高エネルギープラズマフォトンクス」、大阪大学グローバル COE プログラム「次世代電子デバイス教育研究開発拠点」、日本学術振興会特別研究員制度に深く感謝致します。

最後に素晴らしい勉学の機会を与えて下さいました両親、ならびに研究生生活を支えて下さいました全ての方々に心から感謝致します。

研究業績

学術論文（第一著者）

- [1] K. Miyanishi, Y. Tange, N. Ozaki, T. Kimura, T. Sano, Y. Sakawa, T. Tsuchiya, and R. Kodama. Laser-shock compression of magnesium oxide in the warm-dense-matter regime. *Phys. Rev. E*, Vol. 92, p. 023103, Aug 2015.
- [2] 宮西宏併, 尾崎典雅, 丹下慶範, 木村友亮, 坂和洋一, 佐野孝好, 土屋卓久, 兒玉了祐. 超高圧下における酸化マグネシウムの屈折率計測. レーザー研究, Vol. 43, No. 1, pp. 41–45, jan 2015.
- [3] K. Miyanishi, N. Ozaki, E. Brambrink, N. Amadou, A. Benuzzi-Mounaix, R. Cauble, A. Dizièrre, F. Guyot, M. Koenig, G. Morard, T. de Resseguier, A. Ravasio, R. Smith, Y. Tange, T. Vinci, H. G. Wei, and R. Kodama. Characterization of laser-driven ultrafast shockless compression using gold targets. *Journal of Applied Physics*, Vol. 116, No. 4, p. 043521, 2014.
- [4] K. Miyanishi, N. Ozaki, E. Brambrink, H. G. Wei, A. Benuzzi-Mounaix, A. Ravasio, A. Dizièrre, T. Vinci, M. Koenig, and R. Kodama. EOS measurements of pressure standard materials using laser-driven ramp-wave compression technique. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 215, No. 1, p. 012199, 2010.

学術論文（共著者）

- [1] R. M. Bolis, G. Morard, T. Vinci, A. Ravasio, E. Bambrink, M. Guarguaglini, M. Koenig, R. Musella, F. Remus, J. Bouchet, N. Ozaki, K. Miyanishi, T. Sekine, Y. Sakawa, T. Sano, R. Kodama, F. Guyot, and A. Benuzzi-Mounaix. Decaying shock studies of phase transitions in MgO-SiO₂ systems: Implications for the super-earths' interiors. *Geophysical Research Letters*, Vol. 43, No. 18, pp. 9475–9483, 2016.

- [2] Toshimori Sekine, Norimasa Ozaki, Kohei Miyanishi, Yuto Asaumi, Tomoaki Kimura, Bruno Albertazzi, Yuya Sato, Youichi Sakawa, Takayoshi Sano, Seiji Sugita, Takafumi Matsui, and Ryosuke Kodama. Shock compression response of forsterite above 250 GPa. *Science Advances*, Vol. 2, No. 8, 08 2016.
- [3] N. Amadou, T. de Resseguier, E. Brambrink, T. Vinci, A. Benuzzi-Mounaix, G. Huser, G. Morard, F. Guyot, K. Miyanishi, N. Ozaki, R. Kodama, and M. Koenig. Kinetics of the iron $\alpha - \epsilon$ phase transition at high-strain rates: Experiment and model. *Phys. Rev. B*, Vol. 93, p. 214108, Jun 2016.
- [4] N. Ozaki, W. J. Nellis, T. Mashimo, M. Ramzan, R. Ahuja, T. Kaewmaraya, T. Kimura, M. Knudson, K. Miyanishi, Y. Sakawa, T. Sano, and R. Kodama. Dynamic compression of dense oxide ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) from 0.4 to 2.6 TPa: Universal hugoniot of fluid metals. *Scientific Reports*, Vol. 6, p. 26000 EP, 05 2016.
- [5] G. Huser, V. Recoules, N. Ozaki, T. Sano, Y. Sakawa, G. Salin, B. Albertazzi, K. Miyanishi, and R. Kodama. Experimental and *ab initio* investigations of microscopic properties of laser-shocked Ge-doped ablator. *Phys. Rev. E*, Vol. 92, p. 063108, Dec 2015.
- [6] M. Harmand, A. Ravasio, S. Mazevet, J. Bouchet, A. Denoeud, F. Dorchies, Y. Feng, C. Fourment, E. Galtier, J. Gaudin, F. Guyot, R. Kodama, M. Koenig, H. J. Lee, K. Miyanishi, G. Morard, R. Musella, B. Nagler, M. Nakatsutsumi, N. Ozaki, V. Recoules, S. Toleikis, T. Vinci, U. Zastrau, D. Zhu, and A. Benuzzi-Mounaix. X-ray absorption spectroscopy of iron at multimegabar pressures in laser shock experiments. *Phys. Rev. B*, Vol. 92, p. 024108, Jul 2015.
- [7] T. Kimura, N. Ozaki, T. Sano, T. Okuchi, T. Sano, K. Shimizu, K. Miyanishi, T. Terai, T. Kakeshita, Y. Sakawa, and R. Kodama. P- ρ -T measurements of H_2O up to 260 GPa under laser-driven shock loading. *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 142, No. 16, p. 164504, 2015.
- [8] N. Amadou, E. Brambrink, T. Vinci, A. Benuzzi-Mounaix, G. Huser, S. Brygoo, G. Morard, F. Guyot, T. de Resseguier, S. Mazevet, K. Miyanishi, N. Ozaki, R. Kodama, O. Henry, D. Raffestin, T. Boehly, and M. Koenig. Probing iron at super-earth core conditions. *Physics of Plasmas*, Vol. 22, No. 2, pp. –, 2015.
- [9] 佐藤友哉, 尾崎典雅, 浦西宏幸, 浅海雄人, 池谷正太郎, 大谷栄治, 喜田美佳, 近藤良彦, 宮西宏併, 小川剛史, 坂和洋一, 佐野孝好, 兒玉了祐. その場実時間X線回折によるレーザー衝撃圧縮下の物質ダイナミクス観測実験. レーザー研究, Vol. 42, No. 6, pp. 502–506, 2014.
- [10] G. Huser, N. Ozaki, T. Sano, Y. Sakawa, K. Miyanishi, G. Salin, Y. Asaumi,

- M. Kita, Y. Kondo, K. Nakatsuka, H. Uranishi, T. Yang, N. Yokoyama, D. Galmiche, and R. Kodama. Hugoniot and mean ionization of laser-shocked Ge-doped plastic. *Physics of Plasmas*, Vol. 20, No. 12, p. 122703, 2013.
- [11] 横山尚也, 尾崎典雅, 佐野智一, 曾田智史, 木村友亮, 宮西宏併, 浅海雄人, 浦西宏幸, 佐野孝好, 坂和洋一, 廣瀬明夫, 兒玉了祐. シリコン内部を伝播する衝撃波面の直接観測. プラズマ・核融合学会誌, Vol. 88, No. 5, pp. 249–250, 2012.
- [12] 木村友亮, 尾崎典雅, 奥地拓生, 佐野孝好, 清水克哉, 宮西宏併, 遠藤恭, 實井辰也, 曾田智史, 佐野智一, 寺井智之, 廣瀬明夫, 掛下知行, 坂和洋一, 兒玉了祐. 高強度レーザー衝撃圧縮を用いたメガバール領域における水の状態方程式計測. 日本惑星科学学会誌, Vol. 20, No. 1, pp. 36–41, Mar 2011.
- [13] T. Sano, N. Ozaki, T. Sakaiya, K. Shigemori, M. Ikoma, T. Kimura, K. Miyanishi, T. Endo, A. Shiroshita, H. Takahashi, T. Jitsui, Y. Hori, Y. Hironaka, A. Iwamoto, T. Kadono, M. Nakai, T. Okuchi, K. Otani, K. Shimizu, T. Kondo, R. Kodama, and K. Mima. Laser-shock compression and Hugoniot measurements of liquid hydrogen to 55 GPa. *Phys. Rev. B*, Vol. 83, No. 5, p. 054117, Feb 2011.
- [14] T. Morita, Y. Sakawa, Y. Kuramitsu, H. Tanji, H. Aoki, T. Ide, S. Shibata, N. Onishi, C. Gregory, A. Dizièr, J. Waugh, N. Woolsey, Y. Sano, A. Shiroshita, K. Shigemori, N. Ozaki, T. Kimura, K. Miyanishi, R. Kodama, M. Koenig, and H. Takabe. Temperature measurements of electrostatic shocks in laser-produced counter-streaming plasmas. *Astrophysics and Space Science*, Vol. 336, pp. 283–286, 2011. 10.1007/s10509-010-0525-5.
- [15] Kosuke Kurosawa, Seiji Sugita, Toshihiko Kadono, Keisuke Shigemori, Yoichiro Hironaka, Kazuto Otani, Takayoshi Sano, Akiyuki Shiroshita, Norimasa Ozaki, Kohei Miyanishi, Tatsuhiro Sakaiya, Yasuhito Sekine, Shogo Tachibana, Keisuke Nakamura, Sho Fukuzaki, Sohsuke Ohno, Ryosuke Kodama, and Takafumi Matsui. In-situ spectroscopic observations of silicate vaporization due to >10 km/s impacts using laser driven projectiles. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 37, No. 23, 12 2010.
- [16] T. Kadono, T. Sakaiya, Y. Hironaka, K. Otani, T. Sano, T. Fujiwara, T. Mochiyama, K. Kurosawa, S. Sugita, Y. Sekine, W. Nishikanbara, T. Matsui, S. Ohno, A. Shiroshita, K. Miyanishi, N. Ozaki, R. Kodama, A. M. Nakamura, M. Arakawa, S. Fujioka, and K. Shigemori. Impact experiments with a new technique for acceleration of projectiles to velocities higher than earth's escape velocity of 11.2 km/s. *J. Geophys. Res.*, Vol. 115, No. E4, 04 2010.
- [17] T. Kimura, N. Ozaki, T. Okuchi, T. Mashimo, K. Miyanishi, T. Endo, T. Jitsui,

- A. Hirose, M. Ikoma, T. Kakeshita, Y. Sakawa, T. Sano, T. Sano, K. Shimizu, T. Terai, and R. Kodama. Static compression experiments for advanced coupling techniques of laser-driven dynamic compression and precompression target. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 215, No. 1, p. 012152, 2010.
- [18] K. Otani, K. Shigemori, T. Kadono, Y. Hironaka, M. Nakai, H. Shiraga, H. Azechi, K. Mima, N. Ozaki, T. Kimura, K. Miyanishi, R. Kodama, T. Sakaiya, and A. Sunahara. Measurement of preheating due to radiation and nonlocal electron heat transport in laser-irradiated targets. *Physics of Plasmas*, Vol. 17, No. 3, p. 032702, 2010.
- [19] H. G. Wei, E. Brambrink, A. Benuzzi-Mounaix, A. Ravasio, G. Morard, F. Guyot, T. de Resseguier, E. Lescoute, N. Ozaki, K. Miyanishi, G. Zhao, Z. T. Liang, and M. Koenig. Study of iron under high pressure conditions using isentropic compression. In Mark Elert, Michael D. Furnish, William W. Anderson, William G. Proud, and William T. Butler, editors, *AIP Conf. Proc.*, Vol. 1195, pp. 727–730. AIP, 2009.
- [20] N. Ozaki, T. Sano, M. Ikoma, K. Shigemori, T. Kimura, K. Miyanishi, T. Vinci, F. H. Ree, H. Azechi, T. Endo, Y. Hironaka, Y. Hori, A. Iwamoto, T. Kadono, H. Nagatomo, M. Nakai, T. Norimatsu, T. Okuchi, K. Otani, T. Sakaiya, K. Shimizu, A. Shiroshita, A. Sunahara, H. Takahashi, and R. Kodama. Shock Hugoniot and temperature data for polystyrene obtained with quartz standard. *Physics of Plasmas*, Vol. 16, No. 6, p. 062702, 2009.
- [21] T. Kadono, K. Shigemori, S. Fujioka, K. Otani, T. Sano, Y. Sakawa, H. Azechi, N. Ozaki, T. Kimura, K. Miyanishi, T. Endo, M. Arakawa, A. M Nakamura, S. Sugita, and T. Matsui. Impact vaporization of rocks using a high-power laser. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 112, No. 4, 2008.

国際会議報告

- [1] Kohei Miyanishi, Norimasa Ozaki, Tomoaki Kimura, Tatsuya Jitsui, Tomofumi Soda, Yuji Nosaka, Naoya Yokoyama, Yuto Asaumi, Hiroyuki Uranishi, Tomokazu Sano, Ryosuke Kodama, Yohinori Tange, Taku Tsuchiya, Michel Koenig, Tommaso Vinci, Yoichi Sakawa, Takayoshi Sano, Measurements of Optical Property of MgO Under Laser-shock Compression, Optics and Photonics International Congress/Conference on High Energy Density Science 2013, Yokohama, Kanagawa, Japan, April, 2013 (Poster Presentation).

- [2] Kohei Miyanishi, Ozaki Norimasa, Tange Yoshinobu, Taku Tsuchiya, Tomoaki Kimura, Tatsuya Jitsui, Tomofumi Soda, Yuji Nosaka, Naoya Yokoyama, Yuto Asaumi, Hiroyuki Uranishi, Michel Koenig, Yoichi Sakawa, Tomokazu Sano, Takayoshi Sano, Tommaso Vinci, Ryosuke Kodama, High pressure property of MgO under shock compression to 1 TPa, 52nd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Chicago, USA, August, 2010 (Oral Presentation).
- [3] K. Miyanishi, N. Ozaki, M. Koenig, E. Brambrink, A. Bennuzzi-Mounaix, A. Ravasio, A. Dizièrè, H. Wei, T. Vinci, R. Kodama, Equation of State Measurements of Pressure Standard Materials Using Laser-Driven Ramp Compression Technique, The Sixth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications, 5.6.4, September, 2009 (Oral Presentation, Invited).
- [4] K. Miyanishi, N. Ozaki, E. Brambrink, A. Bennuzzi-Mounaix, A. Ravasio, T. Vinci, A. Dizièrè, H. Wei, M. Koenig, R. Kodama, EOS Measurements of Pressure Scale Materials using Laser-driven Isentropic Compression Technique, The 22nd Internal Conference on High Pressure Science and Technology, 29P64, Tokyo, Japan, July, 2009 (Poster Presentation).
- [5] Kohei Miyanishi, Norimasa Ozaki, Ryosuke Brambrink, Erik Brambrink, Alessandra Bennuzzi-Mounaix, Alessandra Ravasio, Alexandra Dizièrè, Huigang Wei, Michel Koenig, Tommaso Vinci, Laser-Driven Ramp Compression of Pressure Standard Materials, 16th APS Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter, Nashville, Tennessee, USA, June 2009 (Poster Presentation).

国内会議報告

- [1] 宮西宏併, 尾崎典雅, Erik Brambrink, Tommaso Vinci, Thibaut De Resseguier, Alessandra Bennuzzi-Mounaix, Francois Guyot, Guillaume Morard, Michel Koenig, Nourou Amadou, Raymond Smith, Robert Cauble, 兒玉了祐, レーザーショックレス圧縮法の実験的比較と可能性に関する検討, 第 53 回高圧討論会, 大阪大学会館, 11 月, 2012 年 (口頭発表) .
- [2] 宮西宏併, 尾崎典雅, Nourou Amadou, Erik Brambrink, Thibaut De Resseguier, Raymond Smith, Guillaume Morard, Francois Guyot, Tommaso Vinci, Robert Cauble, Michel Koenig, 兒玉了祐, 白金の 80GPa までのレーザーランプ圧縮実験, 第 52 回高圧討論会, 沖縄キリスト教学院, 11 月, 2011 年 (口頭発表) .
- [3] 宮西宏併, 尾崎典雅, 木村友亮, 野坂優仁, Raymond Smith, Erik Brambrink, Tommaso Vinci, Alessandra Bennuzzi-Mounaix, Guillaume Morard, Michel Koenig,

- Robert Cauble, 兒玉了祐, 数 100GPa までのレーザーランプ圧縮実験と圧力標準物質の状態方程式研究への応用, 第 51 回高压討論会, 仙台市戦災復興記念館, 11 月, 2010 年 (口頭発表) .
- [4] Kohe Miyanishi, Norimasa Ozaki, Erik Brambrink, Huigang Wei, Alessandra Benuzzi-Mounaix, Alexandra Diziere, Alessandra Ravasio, Tommaso Vinci, Michel Koenig, Ryosuke Kodama, An attempt of equation of state measurements for pressure standard materials using laser-driven ramp-wave-compression, プラズマ若手夏の学校, グランドホテル六甲スカイヴィラ, 8 月, 2010 年 (ポスター発表) .
- [5] 宮西宏併, 尾崎典雅, Erik Brambrink, Huigang G. Wei, Alessandra Benuzzi-Mounaix, Alessandra Ravasio, Alexandra Diziere, Tommaso Vinci, Michel Koenig, 兒玉了祐, レーザーランプ圧縮法を用いた圧力標準物質の状態方程式計測の試み, 日本地球惑星科学連合 2010 年大会, 幕張メッセ, 5 月, 2010 年 (ポスター発表) .
- [6] 宮西宏併, 尾崎典雅, Erik Brambrink, Huigang G. Wei, Alessandra Benuzzi-Mounaix, Tommaso Vinci, Michel Koenig, 兒玉了祐, レーザーランプ圧縮法を用いた圧力標準物質の状態方程式計測の試み, 平成 21 年度衝撃波シンポジウム, 埼玉大学総合研究棟, 3 月, 2010 年 (口頭発表) .
- [7] 宮西宏併, 尾崎典雅, R. Smith, E. Brambrink, A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, T. Vinci, 佐野智一, 木村友亮, 遠藤恭, 實井辰也, G. Collins, J. Eggert, 坂和洋一, 兒玉了祐, 高強度レーザー生成プラズマを用いた数 100 GPa までの等エントロピー圧縮法の開発と状態方程式研究への応用, 日本物理学会 2009 年年次大会, 立教大学, 3 月, 2009 年 (口頭発表) .
- [8] 宮西宏併, 尾崎典雅, R. Smith, M. Koenig, T. Vinci, 佐野智一, 遠藤恭, 木村友亮, G. Collins, J. Eggert, 重森啓介, 兒玉了祐, 高強度レーザーを用いた数 100GPa までの等エントロピー圧縮法の開発, 第 49 回高压討論会, 姫路商工会議所, 11 月, 2008 年 (口頭発表) .
- [9] 宮西宏併, 尾崎典雅, Raymond Smith, 佐野智一, 遠藤恭, 木村友亮, Tomazo Vinci, Gilbert Collins, John Eggert, Michel Koenig, 関根利守, 重森啓介, 兒玉了祐, 高強度レーザー生成プラズマを用いた等エントロピー圧縮実験, 日本物理学会 2008 年秋季大会, 岩手大学上田キャンパス, 9 月, 2008 年 (口頭発表) .
- [10] 宮西宏併, 尾崎典雅, R. Smith, 佐野智一, 遠藤恭, 木村友亮, G. Collins, J. Eggert, M. Koenig, 関根利守, T. Vinci, 兒玉了祐, 高強度レーザーを用いた等エントロピー圧縮実験, 平成 19 年度衝撃波シンポジウム, 東京工業大学大岡山キャンパス, 3 月, 2008 年 (ポスター発表) .

- [11] 宮西宏併, 尾崎典雅, 木村友亮, 遠藤恭, 藤岡真介, 佐野智一, 大谷和人, 門野敏彦, 重森啓介, 兒玉了祐, 高強度レーザー衝撃圧縮実験における線結像型 VISAR, 第 48 回 高圧討論会, 倉吉パークスクエア, 11 月, 2007 年 (ポスター発表) .

表彰受賞

- [1] プラズマ若手夏の学校, ポスター賞, Kohei Miyanishi, Norimasa Ozaki, Erik Brambrink, Huigang Wei, Alessandra Benuzzi-Mounaix, Alexandra Diziere, Alessandra Ravasio, Tommaso Vinci, Michel Koenig, Ryosuke Kodama, An attempt of equation of state measurements for pressure standard materials using laser-driven ramp-wave-compression, 8 月, 2010 年.