OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	2. レーザー誘起衝撃波による状態方程式計測
Author(s)	尾崎, 典雅; 田中, 和夫
Citation	Journal of Plasma and Fusion Research. 2004, 80(6), p. 432-437
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/3192
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

小特集 レーザー誘起衝撃波圧縮を用いた状態方程式研究

2．レーザー誘起衝撃波による状態方程式計測

尾崎典雅，田中和夫[1),2)]
（エコールポリテクニーク高強度レーザー応用研究所，
[1)]大阪大学工学部，[2)]大阪大学レーザーエネルギー学研究センター）

Laser-Driven Equation-of-State Measurements

OZAKI Norimasa and TANAKA Kazuo A.[1),2)]
Laboratoire pour l'Utilisation de Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France
[1)]Faculty of Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan
[2)]Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565-0871, Japan
(Received 2 March 2004)

Laser-induced shock waves have been used to study the extreme state of various materials (equation of state; EOS), achieving pressures exceeding 100 Mega bars (10 Tera Pascal). Recent developments regarding experimental systems, including diagnostics, have been proved to obtain accurate EOS data with errors of less than several percent. Methods to obtain EOS data are introduced as well as the diagnostics.

Keywords:
equation of state, shock wave, high power laser, high pressure and temperature, Hugoniot, velocimetry, impedance matching method, absolute measurement

2.1 はじめに

状態方程式（Equation of State: EOS）とは一般に，熱力学的物理量である圧力 P，（比）体積 V，温度 T を相互に関連づける方程式のことを指す．理想気体の状態方程式 $PV = nkT$（k はボルツマン定数）は，その代表的な例である．この状態方程式は，文字どおり“理想気体”，またはそれとみなせる媒質に対して成立するが，実在気体から凝縮体まで，その性質が変われば状態方程式の表現も変化する．常温常圧で固体である硬い金属が液化・気化したり，絶縁体であった物質が金属転移を引き起こすような超高圧や高温の状態が，それぞれの物質の状態方程式曲面上の極限に位置している．衝撃波圧縮と状態方程式計測という取り組みは，静圧縮では実現できない，そんな極端に高い圧力・温度の状態を物質内部に作り出し，衝撃波が伝搬するごく短い時間の中で，物質が一瞬だけ垣間見せる隠れた特性を探る，そんな科学実験手法である．そして，ナノ（10^{-9}）秒やピコ（10^{-12}）秒といった短時間に，かつ空間的にも容易にエネルギーを集中できるレーザーをドライバとする“レーザーショック”の方法は，従来の衝撃圧縮技術に比べ，２～３桁以上もさらに高い圧力状態（～10^6気圧[注1)]以上）が得られるため，地球・惑星物理や宇宙・天体物理，慣性核融合研究などが対象としている極限状態を実験室で実現する唯一のツールとして，各国で精力的に研究が展開されている．

衝撃圧縮された物質の状態を記述する方程式は，ランキン・ユゴニオ（Rankine－Hugoniot）の状態方程式（式（３））と呼ばれ，しばしばユゴニオ状態方程式，または単にユゴニオと表記される．この状態方程式は，１次元の平面衝撃波の波面前後で成り立つ，質量・運動量・エネルギーの３つの保存則を結合して得られ，極めてシンプルな関係式で物質状態を理解することが可能である．

$$V_0/V = U_s/(U_s - u_p) \quad (1)$$

$$P - P_0 = \rho_0 U_s u_p \quad (2)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(V_0 - V) \quad (3)$$

上記は，ユゴニオ関係式[注2)]などと呼ばれ，U_s は物質の衝撃波速度，u_p は粒子速度，E は内部エネルギーを表す．添字０は物質の初期状態を示している．ここに登場する５つの変数のうちの２つを実験によって求めれば，この関係式を利用して，全変数を一意的に決定することができる．衝撃圧縮による状態方程式実験とは，おおまかには，このいずれかの２変数を同時に計測することと言える．また，ここで決定されるマクロな物理量から，物質のミクロな状態を推定するためには，計測技術はもとよりドライバの品質や解析法を含めた上で数%以上の精度が求められ，最近で

authors' e-mail: norimasa.ozaki@polytechnique.fr, katanaka@ile.osaka-u.ac.jp
注１：≈１メガバール＝0.1 テラパスカル
注２：式（１）と（２）は，それぞれ質量と運動量の保存則．

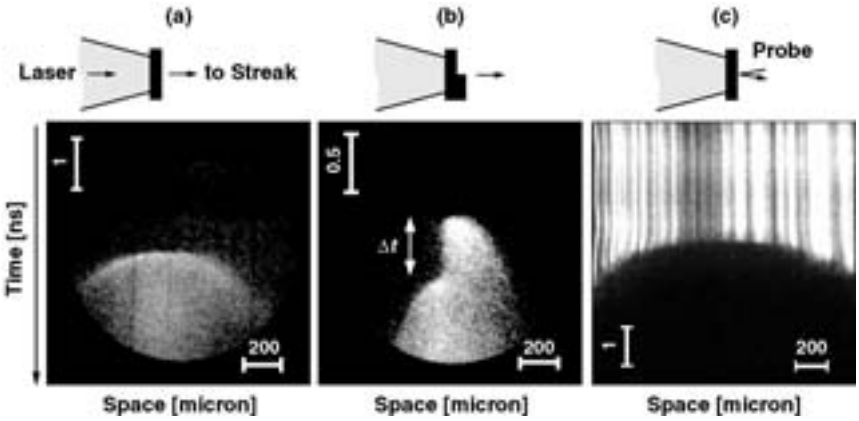

Fig. 1　(a) Typical result of self-emission measurement with planar Al target. (b) with stepped Al target. Δt indicates the transit time of shock through the step. (c) Result of probe reflection measurement with planar Al target.

は，複数のユゴニオEOS変数と他の物性パラメータの計測を同時に行う大掛かりな実験が肝要になってきている．本章では，レーザーショックを利用したユゴニオ変数の計測テクニックと，具体的なEOS計測実験を概説しながら最近の研究の一部を紹介する．

2.2　計測手法と可観測な量

ユゴニオ関係式中の変数で，最も普遍的な測定対象は衝撃波速度である．衝撃波による物質の圧縮過程は断熱的になされるので，エントロピーの増加を伴い，圧縮比の増加に伴って指数関数的に温度の上昇がおこる．レーザー衝撃圧縮で生成されるような高圧では，圧縮状態にある物質から強い熱放射が生じるため，その放射光を計測に利用することができる．最も簡便に，可視域の光を適当な光学系により観測した場合，例えば金属のように可視光に対して不透明な物質では，衝撃波が物質裏面に到達した瞬間に発光現象がみられる．衝撃波圧縮の過程は一瞬間の単一現象であるから，計測には時間分解能を要し，レーザー実験ではふつう，時間レンジが数ns程度のストリークカメラが用いられる[注3)]．ターゲットにアルミを用いた場合の計測例がFig. 1(a)で，衝撃波面の空間形状に対応したエミッションが観測されている．アルミは40 μm厚の平板であり，レーザー照射の反対側の自由表面の像を，ストリークカメラのスリット上に結像し，衝撃波の抜けのタイミングに同期させてカメラを時間掃引している．この原理を利用して，サンプルの裏面をステップ状に加工しておけば，Fig. 1(b)のような計測データが得られる．各表面における発光時間差は，衝撃波がステップ厚さを伝播するのに要した時間であるから，これと予め測定したステップ高さとからその速度が求められる．

最近では，プローブレーザーを用いて，ターゲット裏面における反射光の計測も頻繁に行われている．Fig. 1(a)と同様のターゲットを用いた場合の計測例をFig. 1(c)に示す．この際のアルミは，衝撃波圧縮によって達した高温度のプラズマの状態にあって，波面が裏面到達した瞬間から断熱的に真空中へと膨張する．膨張プラズマによる吸収・散乱によって，プローブ光の反射率は急激に減衰するので，放射光計測の際には発光強度の立上がりを衝撃波の到達時刻とみなしていたのと逆に，反射光強度の立下がりを波面到達時刻とみなすことができ，ステップ構造のターゲットではFig. 1(b)の結果と同様に衝撃波速度を供する．この計測法はターゲットの表面状態に対して非常に敏感なので，放射光量が十分に見込まれない圧縮性の低い物質（硬い金属など）や，低圧の状況でも衝撃波面到達を感知することが可能である．このような微妙な表面の挙動を観測できることから，先行加熱[注4)]による温度上昇を，表面反射率の時間履歴と数値シミュレーションを突き合わせることによって，推定する試みもなされている[2]．

さらに，プローブを用いた能動的な計測の中で最も効果的に用いられているのが，VISAR（Velocity Interferometer System for Any Reflector）[3,4]と呼ばれる速度干渉計測法である．古くは，サンプルの自由表面をミラーのひとつとして，干渉器のアームの一部に組み込んだマイケルソン型の干渉計が用いられた．しかし，この場合の干渉縞の変化はサンプルの移動距離によってもたらされるため，速度変化は，干渉縞の位相変化から求められる位置変化量をさらに微分して得ることになり，レーザー実験のような短時間の高速現象に対して感度が悪い．VISARは，サンプルの自由表面から反射されてくる光束自体を分岐し，一方を遅延光路に通して干渉させる（Fig. 2）．干渉縞の変化をもたらすのは，高速で運動するターゲットからの反射光が受ける，波長のドップラーシフトである．縞次数Nと反射体速度uの間には，

$$u = \frac{\lambda}{2\tau(1+\delta)}N \qquad (4)$$

注3：これは見たい事象の持続時間による．一般にはドライブレーザーのパルス幅程度である．

注4：レーザー衝撃波に関連する分野において重要な研究課題のひとつ[1]．アブレーション領域のプラズマからの強い輻射（X線や高速電子）が，その長い平均自由行程によって衝撃波面を追い越して物質を加熱し，初期状態を変化させてしまう現象のこと．これが抑制もしくは評価されない場合は，関係式中の初期密度や内部エネルギーが不明確になるため，得られたEOSデータは誤差が大きくなるか，時には解析不能となる．

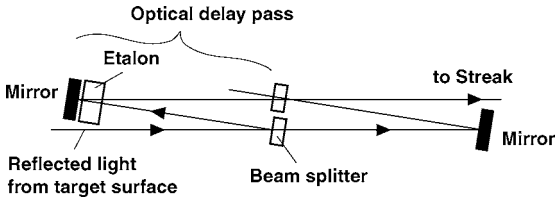

Fig. 2 Typical VISAR arrangement.

の比例関係が成り立ち，干渉縞の変化がダイレクトに反射体の速度に対応している．ここで，λ はプローブ光の波長，τ は遅延光路における遅延時間，δ はエタロンの内部を伝播する光の波長に対する補正項である．Fig. 3(a)は，アルミの平板ターゲットをレーザー照射した場合の実験結果である．衝撃波が裏面に抜けた直後（図中の矢印）から，ターゲットの得る速度の変化がフリンジパターンの変化として現れている．ここでは，1フリンジ分の位相シフトが 3.164 km/s[注5)]に対応しているので，位相変化量を速度に直して，Fig. 3(b)中の実線のような速度プロファイルを得ることができる．ここで得られる速度はアルミの自由表面速度 u_f であり，衝撃圧縮状態から真空中に圧力を解放した際に物質が得る粒子速度である．したがって，試料が固相のような凝縮体に留まっているような比較的低圧の領域では，自由表面近似 $u_f = 2u_p$ を用いて衝撃圧縮下の粒子速度に置き換えることができる．この方法では，ターゲット表面速度の時間履歴はもとより，その空間的な分布，そして反射率までが一度に取得でき，極めて強力な手法であることがわかる．この速度と反射率を同時に得る方法の興味深い応用例は，ガラスやプラスチックなど，可視域のプローブレーザーに対して透明な物質を裏面から観測し，透明体内部を伝搬する衝撃波面からの反射光を得る高精度速度干渉計測である．[5-8]．衝撃波面から反射が得られる理由は，物質が衝撃高圧下で金属・半導体転移を起こすことによると説明されている．

2.3 “Relative”な EOS 計測

インピーダンスマッチング法（impedance matching method）は，レーザー実験に限らず，ユゴニオ EOS 点を決めるオーソドックスなテクニックであり，EOS 既知の標準物質と測定対象となるサンプルの，それぞれの衝撃波速度を同時に計測することで，サンプルのユゴニオデータを得ることができる．この方法では，二つの物質（標準物質と未知物質）に対する衝撃波速度を同時に計測するため，ターゲットは Fig. 4 のようなダブルステップ構造をとる．標準物質と未知物質の界面が連続であるとすれば，この構造によって，界面に入射する前の標準物質における衝撃波速度 U_s^{std} と，入射した後の未知物質における速度 U_s^{ukn} を知ることができる．図の下部は自発光計測の場合の典型的なデータで，左側が標準試料として用いたアルミステップ，右側が被測定対象であるプラスチックステップの発光である．

これら2つの衝撃波速度から，サンプルのユゴニオ点を決定するプロセスは，圧力と粒子速度の平面で理解することができる．まず，計測された標準物質の U_s^{std} と既知であるそのユゴニオから，標準物質中にレーザーアブレーションによって生成された最初の圧力状態が求まり，ユゴニオ曲線上の一点，例えば Fig. 5 中の点 A と表される．ここで，標準物質からサンプル物質への衝撃波の伝播過程では，衝撃波がその界面に達すると，前者へ反射衝撃波（または反射希薄波）が，後者へは透過衝撃波が進行する．この界面が連続であれば，反射衝撃波（希薄波）または透過衝撃波によって作り出される標準物質とサンプルのそれぞれの状態は，同一の圧力・粒子速度を持つことになる．これを再度，圧力－粒子速度の平面で考えると，まず点 A から反射衝撃波（反射希薄波）によって標準物質中に作り出される

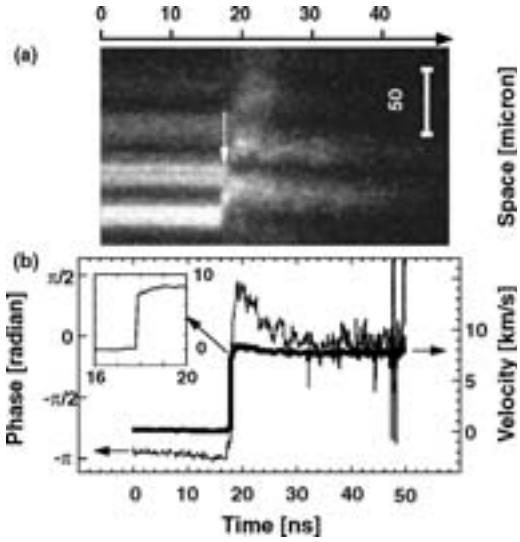

Fig. 3 (a) Typical VISAR data. Time proceeds from the left to the right. The fringe pattern changes on the Al free surface at the shock emergence. A white arrow shows the shock arrival at the surface. (b) Analyzed history of the phase and the free-surface velocity. Dotted and solid curves correspond to the phase (left vertical axis) and the calculated velocity (right), respectively. The inset shows the enlarged illustration of the velocity marked by an arrow. The horizontal and vertical axes are time and velocity.

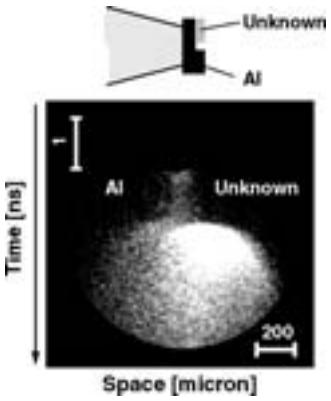

Fig. 4 Typical result of self-emission measurement with double-step target. The left-hand side is Al step, and the right is plastic (deuterated polyethlene).

注5：式(4)で縞次数 N に掛かっている係数項の値.

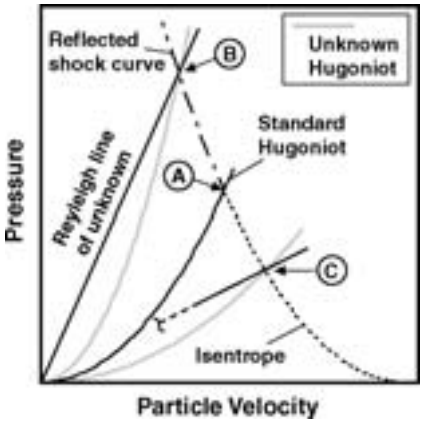

Fig. 5　Schematic of impedance matching method. Solid curve is the Hugoniot of standard material. Dot dash and dot curves are the re-shock curve and isentrope of the standard, respectively. Two straight lines show the examples of the Rayleigh line of unknown sample materials. Point A denotes a shocked condition in the standard, and point B and C denote Hugoniot points driven in the unknowns. Gray thick curves indicate the expected Hugoniot of the sample materials.

新しい状態は，標準物質の反射衝撃圧縮曲線（断熱膨張曲線），つまり図中の一点破線（鎖線）上にあることになる．また，透過衝撃波によって作り出されるサンプル中の状態は，計測された衝撃波速度 U_s^{ukn} を前述の運動量保存則(式(2))に代入して得られるレイリー線 $P=\rho_0 U_s u_p$[注6)] 上にあるはずなので，これらの曲線または直線上の点が同一の状態であるということは，その交点 B (C) としてユゴニオ点が与えられることを意味している．このプロセスを繰り返すことによって，未知物質のユゴニオEOS曲線を求めることができる．

90年代末頃から，高強度レーザーを用いたインピーダンスマッチング型の状態方程式実験は，ひと頃のデモンストレーション的なものとは明かに様相が変わりつつある．地球・惑星物理関連では炭素[9]，慣性核融合または宇宙物理関連でペレットシェル用のプラスチック[10,11]や低密度フォーム[12]に対して，従来法では到達できない圧力域の有用なデータが得られている．先行加熱の抑制と評価を含む高品質な衝撃波の生成と[2,13-15]，ターゲットの製作法[16]およびキャリブレーションの高精度化などが集約され，衝撃波速度の計測誤差が2～3％台に抑えられてきているので，一部では圧力値で3～5％の精度でテラパスカル域のデータも得られている[17,18]．

言うまでもなく，ここで得られるEOSデータは，標準物質のそれを基準にしたものである．標準物質のEOSは，軽ガス銃などの従来技術を用いた対称衝突系[19]の実験によって確立されてきたもので，0.1％オーダの高い精度で取得された絶対計測データで保証されている．そもそも，従来法では1 TPaを超える圧力を得ることは難しいが，アルミの場合，テラパスカル域のデータは10数点と数は少ないものの，なんと約400 TPa（＝4 Gbar）までもの実験が報告されていて[注7)][20]，特に2 TPa付近までは精度も高く，汎用的な理論曲線[21]との整合も良いので，実験の解析に利用されている．一方で，核実験でしか実現できなかったような高圧力データを得ようとすると，標準物質の基本ユゴニオにおいてさえ徐々に不確かとなる上に，反射ショックや断熱膨張曲線などに実験例がないために多くの誤差を含み得るので，絶対計測という新たなアプローチも必要になってくる．例えば，アルミのEOSモデルも，マルチテラパスカルの領域では明らかな差異が見られてくるので，モデルの妥当性をレーザー実験によって検証できれば，この領域で使用可能な標準物質を構築する一助になるだろう．そして，その標準試料を用いて，また新たな物質のEOSデータを得るという発展的な可能性も拓くことができる[22]．

2.4 “Absolute”なEOS計測

インピーダンスマッチング法が広く利用される理由は，ユゴニオ変数である圧力や内部エネルギーはもとより，密度そして衝撃波面背後の流体（粒子）速度の計測が難しいため，完全に独立に未知物質の2変数を決定することが困難だからである．前節で少し触れたが，レーザーショックの方法では，従来の一般的な方法では得られない高圧力状態が実現されるので，標準物質の不確かさを排除するために，“absolute”なEOS計測に向けて研究も行われている．

現在までのEOS絶対計測実験例は，物質によって2通りに分けることができる．ひとつは，液体重水素やプラチックのようなプローブ光に対して透明な（光学的に薄い）物質に対するもので，もうひとつは透明でない物質に対するものである．前者の例では，被測定物質であるポリスチレンと，アブレーション圧力をドライブするピストン層（プローブ光に対して不透明な物質）からなるターゲットを用い，衝撃波の進行方向と垂直な軸上にプローブ光源とストリーク計測系を配して実験を行っている．圧縮状態のポリスチレンを，プローブ光によって真横からバックライトし，その光の透過率の変化から衝撃波面とピストン面の軌跡を観測している(Fig. 6)[23]．この方法では，各境界面の軌跡から衝撃波速度と粒子速度が同時に計測され，また，任意の時間における各境界面間の距離から圧縮率が求められる．インピーダンスマッチング型の実験では，誤差の伝播によって密度誤差が大きくなりやすいのに対して，高精度の密度が直接得られる可能性がある．但し，この新しい方法は観測軸とターゲット境界面の平行度に対する要求が高いために[注8)]，圧縮率の過大評価が起こりやすいとの指摘がなされている[24]．液体重水素の実験例のように[25,26]，極低温装置の中にターゲットセルを押し込めな

注6：初期密度は既知，衝撃波速度は実験により U_s^{ukn} と決まるので，傾き $\rho_0 U_s^{ukn}$ の直線．P_0 は P に対しておよそ6桁以上も低いので無視できる．

注7：核爆発を用いた実験によるもの

注8：また，光学的に薄いとはいっても，圧縮された物質からの透過光を得るためには，パルス幅の長い高エネルギーのX線がプローブとして必要となる．衝撃波をドライブするレーザーとは別に，パルスX線を生成するために同程度のエネルギーのレーザーが要求されるため，実験装置に対する要求も厳しい．

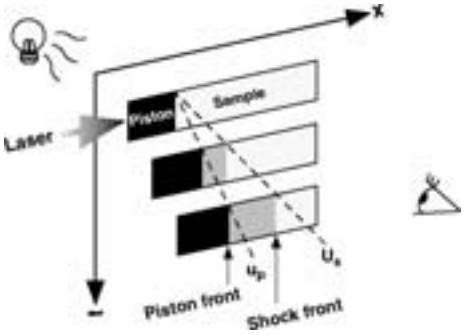

Fig. 6 Schematic of absolute EOS measurement with side-on backlight technique.

ければならない場合は，特に実験系が複雑となることもあって，技術的な信頼性の確保が求められている[27]．

後者の例は，Benuzzi らによる鉄に関する実験の報告である[28]．この実験では，VISAR を用いて，Fig. 1(b)のようなステップ状に加工された鉄ターゲットを観測している．気化する温度が高い金属の場合，サブテラパスカルの領域でも裏面からの反射光が持続することを期待できる．そこで，Fig. 3のように鉄の自由表面速度を計測し，自由表面近似を用いて粒子速度を求めている．さらには，ステップ各面でフリンジパターンが変化するタイミングが得られるので，その時間間隔とステップ高さから衝撃波速度も同時に知ることができる．彼女らが賢明であったのは，鉄が 0.3 TPa 付近から徐々にガス相に入ることを考慮して，自由表面近似の適用範囲にしきい値を設けたことである．0.3 TPa以上の圧力で計測される膨張プラズマの臨界密度面の速度と実際の粒子速度との差が数%であると評価した上で妥当な精度を与え，およそ 0.8 TPa までの状態方程式データを示している．この方法は，既に述べたように，物質がプラズマ化するような領域では反射光を得ることが難しいので，自由表面近似を適用できる領域に限ることになるが，その場合は信頼性が確保されているので，例えばモリブデンやタンタル[注9)]のような硬く気化温度の高い物質に対しては，テラパスカル域までの絶対計測データを提供する可能性がある．

2.5 衝撃温度の決定

ユゴニオの状態方程式曲線には，**2.1**節で述べた，状態方程式変数の温度項が含まれていない．衝撃圧縮では，発生した熱による膨張力に抗して仕事が行われるので，ユゴニオ周辺の状態量曲面を決定する場合，その熱による圧力上昇分を推定して差し引かなければならない．比較的圧縮率が低い場合には，物体を構成する原子の格子振動を熱圧力の成分と対応させる Mie-Gruneisen の式および Gruneisen 定数を使って，熱の項を取り除き，任意の温度における等温線を得ることが多い．また，ユゴニオ曲線上の温度の推定には定積比熱を別途知る必要がある．このような熱的パラメータは，電子の運動エネルギーを考慮に入れなければならないような，高圧縮に伴う高温状態では適用に妥当性を欠くので，精度の高い温度の実験的検証は決定的に必要である．

温度の計測は，衝撃圧縮下の物質からの放射光を分光することによって行われるが，これまでのところ，ターゲット裏面からの可視域の放射光を利用した実験，特に，伝搬する衝撃波面自体からの光を直接計測できる透明体に関する実験[29]以外は，自由表面の膨張によって増加するオパシティとそのモデルを考慮に入れなければ実験データの解釈が困難なので，今のところ確からしい衝撃温度が得られているとは言えない．金属等で，ユゴニオと同時に温度を決定する場合は，X 線の分光やトムソン散乱などによる計測が今後の研究課題になるだろう．ここでは紙面の都合上，温度計測実験の具体的な説明を避けるが，本稿とは別に，小野らによる温度計測の実験が研究論文として掲載されているので，そちらのほうも参照していただきたい．

2.6 おわりに

状態方程式研究におけるレーザーショックの方法は，従来法の領域を遥かに凌ぐ広範な圧力域のユゴニオデータを提供し，最近ではその信頼性も徐々に高いものが得られるとともに，計測のみならず，関連するあらゆる方面から精度を上げる努力が続けられている．一方で，実験に裏打ちされた標準データの無い未踏の超高圧力域では，高エネルギー・高密度プラズマ中の電子の振る舞いのような，これまで考慮する必要のなかったものや，仮定や近似に押し込めて無視できていたものを浮き彫りにする．このような領域では，物性データベースに普遍的に寄与し得る正攻法の実験テクニックは存在しない．それどころか，インピーダンスマッチング法をベースした実験においても，温度を含めた複数のユゴニオ EOS 変数と，物性パラメータを実時間で多角的に捉えることが求められている．例えば**2.2**節で取り上げた VISAR の場合，速度に対する感度やプローブの波長を変えて，複数の干渉器を同時に稼働することは普通になってきている．

最近では，ユゴニオという基本的な曲線上に止まらず，多段のレーザーパルスによる多段ショック[30]や疑等エントロピー圧縮，ダイヤモンド・アンビルセルを用いたプリコンプレッションとレーザーショック，といった実験的な試みも始められている．これらの取り組みは，ユゴニオから離れた，状態方程式曲面上のあらゆる極限環境にスポットを当てることを可能にし，惑星や恒星内部の未知の物質相状態を明かにしていくかもしれない．宇宙空間で粒子を加速させながら伝搬する衝撃波や，強い輻射を伴う厳密な不連続面を持たない極限の衝撃波現象なども実験室で作り出され，その物理機構が検証されようとしている[31]．

このような物理と技術の構築は，新物質探索やエネルギー創世を始めとする多くの学術・産業に関連し，発展する可能性を秘めている．今後は，静圧縮の研究とも行き来をしながら，物性データの整合性を確認しあうような取り組みも不可欠になっていくと思われる．とすれば，大型レーザーだけでなくテーブルトップのレーザーを用いて，

注９：テラパスカル域までデータのある高原子番号物質．標準物質としての使用も検討されている．

実験室で行われるレーザーショックおよび状態方程式実験の果たす役割はなおさら重要であると言える.

参考文献

[1] R.E. Olson *et al.,* Phys. Rev. Lett. **91**, 235002 (2003).
[2] A. Benuzzi *et al.,* Phys. Plasmas **5**, 1 (1998).
[3] L.M. Barker and R.E. Hollenbach, J. Appl. Phys. **43**, 4669 (1972).
[4] P.M. Celliers *et al.,* Appl. Phys. Lett. **73**, 1320 (1998).
[5] P.M. Celliers *et al.,* Phys. Rev. Lett **84**, 5564 (2000).
[6] E. Henry *et al.,* Laser Part. Beams **19**, 111 (2001).
[7] D.G. Hicks *et al.,* Phys. Rev. Lett. **91**, 035502 (2003).
[8] M. Koenig *et al.,* Phys. Plasmas **10**, 3026 (2003).
[9] D. Batani *et al.,* Phys. Rev. Lett. **92**, 065503 (2004).
[10] M. Koenig *et al.,* Appl. Phys. Lett. **72**, 1033 (1998).
[11] K. Takamatsu *et al.,* Phys. Rev. E **67**, 056406 (2003).
[12] M. Koenig *et al.,* Astrophys. J. Suppl. **127**, 385 (2000).
[13] M. Koenig *et al.,* Phys. Rev. E **50**, R3314 (1994).
[14] Th Löwer *et al.,* Phys. Rev. Lett. **72**, 3186 (1994).
[15] D. Batani *et al.,* Phys. Rev. E **64**, 047401 (2001).
[16] K. Nagai *et al.,* Jpn J. Appl. Phys. **41**, L1184 (2002).
[17] S.D. Rothman *et al.,* Phys. Plasmas **9**, 1721 (2002).
[18] N. Ozaki *et al.,* Phys. Plasmas **11**, 1600 (2004).
[19] 例えば, *High-Velocity Impact Phenomena*, edited by R. Kinslow (Academic Press, New York, 1970).
[20] 例えば, A.V. Bushman, I.V. Lomonosov and V.E. Fortov, *Equations of State for Metals at High Energy Density* (Inst. Chem. Phys., Chernogolovka, 1992) (*in Russian*).
[21] SESAME, the LANL equation of state database, Los Alamos National Laboratory, LA-UR-92-3407 (1992).
[22] N. Ozaki *et al.,* J. Appl. Phys. (*submitted*).
[23] R. Cauble *et al.,* Phys. Rev. Lett. **80**, 1248 (1998).
[24] W.J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **89**, 165502 (2002).
[25] L.B. Da Silva *et al.,* Phys. Rev. Lett. **78**, 483 (1997).
[26] R. Cauble *et al.,* Astrophys. J. Suppl. **127**, 267 (2000).
[27] M.D. Knudson *et al.,* Phys. Rev. Lett. **87**, 225501 (2001).
[28] A. Benuzzi-Mounaix *et al.,* Phys. Plasmas **9**, 2466 (2002).
[29] G.W. Collins *et al.,* Phy. Rev. Lett. **87**, 165504 (2001).
[30] A. Benuzzi-Mounizaix *et al.,* Phys. Rev. E (*submitted)*.
[31] S. Bouquet *et al.,* Phys. Rev. Lett. (*in press*).