Taylor 衝撃試験に基づく超高速度変形における加工素材の熱・力学特性評価法の提案

西北工業大学（中国）　民航学院
教授　高　崇
（2023 年度 奨励研究助成（若手研究者枠）　AF-2023037-C2）

キーワード：Taylor 衝撃試験，超高速度衝撃，熱・力学的挙動

１．研究の目的と背景

金属材料強度の変形速度依存性の観点から，塑性加工において，異なる加工速度による素材の変形挙動差異を考慮するのが必要となる．特に，超高速度で加工する場合，素材の強度が顕著に硬くなるため，加工装置が損壊する可能性がある．一方，加工する際，素材の塑性変形により生じた温度上昇が，材料や加工装置に強く影響を及ぼすため，異なる加工速度において，どのくらい温度上昇が発生するのかが重要な課題となる．

上記の観点から，加工前に，材料の熱・力学特性およびその速度依存性に対して評価することを重要な課題とする．今まで，確立した異なる変形速度に対応できる種々の材料特性評価試験法を用い，図 1[1]のような力学特性速度依存性関係が得られたが，試験法の限界から，図 1 の紫楕円で囲まれた 10^5 s^{-1} 以上のひずみ速度における金属材料の変形挙動は未知であり，高速度塑性加工開発の促進の観点から，その測定には挑戦的な要素を十分に含んでいると言える．一方，10^4 s^{-1} 以上のひずみ速度において，図 1 緑楕円で囲まれた部分に示すような材料の強度は，著しく硬くなり，ひずみ速度に対して非線形性を示し，低速度域の結果の外挿によって予測が困難である．また同様の非線形性が未踏の速度領域に存在する可能性もある．

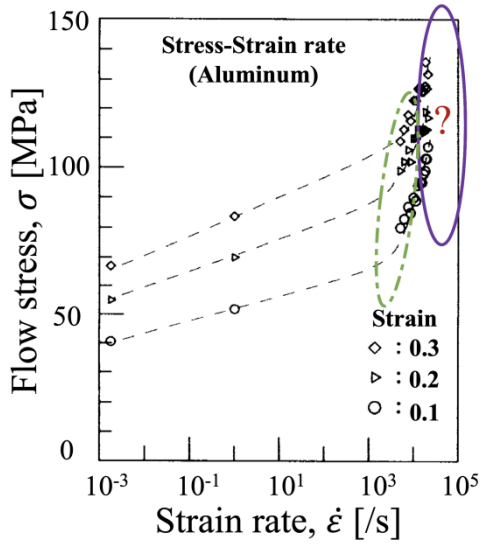


図 1.　異なる変形速度における材料力学特性の取得現状 [1].

このような世界の共通理解から近年，著者ら [2-5]は，高速度カメラおよびひずみゲージを貼付した応力棒を従来の材料衝撃強度の計測のみに用いられていた Taylor 衝撃試験法（図 2 青実線枠）に導入した上で，10^5 s^{-1} のひずみ速度領域における材料変形挙動を測定可能な試験法を確立した（図 2 紫破線枠）．

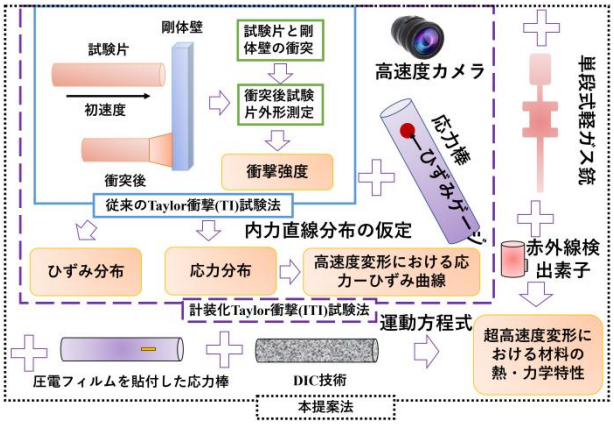


図 2.　従来の Taylor 衝撃試験法の構成，拡張，及び本研究の内容と目的.

残念ながら，著者らから提案した方法においては，空気銃を利用しているため，10^5 s^{-1} のひずみ速度を超える超高速度変形を実現することが困難となる．また，外力測定用の応力棒に貼付するひずみゲージの出力信号が非常に弱いため，外部アンプによる増幅が必要となっている．変形速度の増大に伴い，外力の作用時間が短くなった結果，アンプの帯域制限を考えると，計測される外力波形の高周波数成分が欠落する可能性がある．なお，応力分布を取得するため，試験片内部における内力は線形的分布と仮定している．変形速度が増大すると，仮定が破れる可能性が極めて高いと判断する．加えて，提案した方法の妥当性は純アルミニウムのみで確認したが，任意材料に対して，その適用性が未解明である．一方，今まで，試験法の限界から，温度上昇測定に関する研究はほぼ 10^4 s^{-1} のひずみ速度領域に注目されており，さらに高い変形速度に適用可能な測定法が提案されていない．加えて，塑性変形による温度上昇は素材の変形量と加工時間に依存する．即ち，加工事前の評価試験と加工プロセスにおける温度上昇が必ずしも一致しない．また，塑性加工に伴って，不均一変形が生じ

る場合が多いことから，最大温度上昇が発生する箇所の温度測定が必要となる．

そこで，本研究では，単段式軽ガス銃を従来の Taylor 衝撃試験に導入することで，超高速度衝撃を実現可能な新たな試験法を提案する．また，外力を測定するため，外部アンプを用いずに十分な出力が得られる PVDF フィルムを Hopkinson 棒表面に貼付する．さらに，応力分布算出における内力分布の線形分布仮定を回避するため，DIC 法を Taylor 衝撃試験に導入し，試験片軸方向の加速度分布を計測したうえで，運動量保存則に基づく新たな応力分布算出手法を提案する．加えて，材料の熱軟化を評価するため，試験片の一点における温度測定に着目し，超高速度材料特性試験および超高速加工へ適用可能な温度上昇評価手法を提案する．最後に，任意の材料に対して提案手法の妥当性を検証する（図 2 紫破線枠）．

2．実験方法

2・1　Taylor 衝撃試験 [2-5)]

本研究では，直径および長さがそれぞれ 8，40 mm の丸棒試験片を用いる．図 3 に Taylor 衝撃試験機の概略図を示す．本研究での Taylor 衝撃試験装置では，従来の剛体壁の代替に Hopkinson 棒を導入することにより，衝撃外力を測定する．試験装置に導入する応力棒は，材質炭化タングステン，直径および長さがそれぞれ 20, 400 mm である．試験片衝突面から 30 mm の位置に圧電フィルムを 2 枚軸対称位置に貼付し，外力の測定を行う．なお，試験片がランチャー内を直進移動するよう，サボを試験片に設置する．

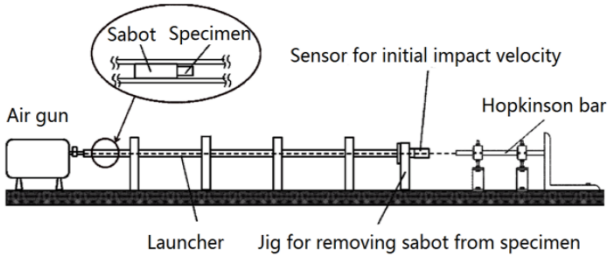


図 3.　Taylor 衝撃試験装置

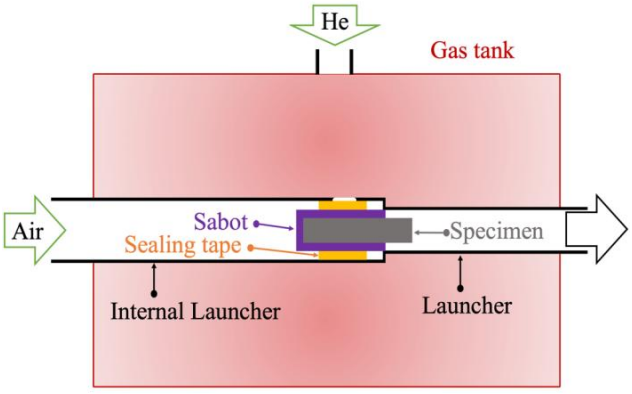


図 4.　単段式軽ガス銃の概略図.

2・2　単段式軽ガス銃 [6)]

図 4 に，本研究で試作した単段式軽ガス銃の概略図を示す．試験時，まず試験片にサボを装着し，図に示すような位置に装填し，10 MPa の圧縮ヘリウムを上側の供給口からガス室に充填した．その際，サボの外径に設けた負の公差から，高圧ヘリウムの充填時漏洩を防止するため，サボにシールテープを巻いた上で，締まり嵌めの状態で装填した．次に，2 MPa の圧縮空気を左側の供給口から流入させ，試験片を右側に移動させた．この際，充填したヘリウムが試験片上部の穴から急速に解放されると，試験片が 7.9 m の長さの外部ランチャーに通じて，射出されることになる．

2・3　PVDF による衝撃外力の測定 [7, 8)]

PVDF の貼付面積内においてひずみ速度が一定であると仮定すれば，圧電方程式と Tanaka ら [9)]が提案した等価回路から得られる出力電圧vvに対する軸方向応力σの校正式は，次式のように表すことができる．

$$\sigma(t) = \gamma_1 \left\{ v(t) + \gamma_2 \int_0^t v(t')dt' \right\} \qquad (1)$$

ここで，γ_1，γ_2は PVDF の貼付面積，静電容量等を含む係数，tは時間である．なお，γ_1，γ_2の決定方法は文献 7，8) を参照されたい．

図 5 に PVDF センサの構造を示す．図に示すように，PVDF センサは，ビニール膜，アルミテープ，長さと幅がそれぞれ 3 と 15 mm である PVDF から成る．ビニール膜によって PVDF と Hopkinson 棒を絶縁し，膜の上にアルミテープを貼付したうえで，アース線を接続し，さらにその上に PVDF を貼付する．衝撃による Hopkinson 棒における曲げ変形を消去するため，2 枚の PVDF センサを応力棒表面の軸対称位置に貼付し，図 6 に示すように並列接続する．本研究では，式(1)におけるγ_1，γ_2は最低の打撃速度における結果により決定する．

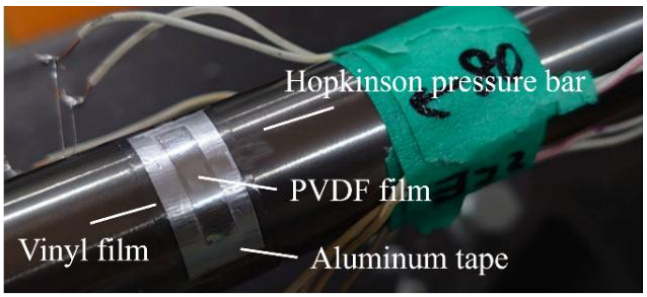


図 5．PVDF センサの概略図

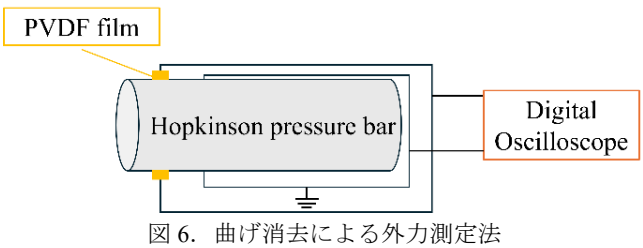


図 6．曲げ消去による外力測定法

2・4　DIC 法による軸方向における応力分布の測定 [5, 10)]

図 7 に，変形中の試験片の概略図を示す．この図から，試験片は弾性と塑性変形の二つの支配領域に分割できる．著者ら [2, 3)]は，それぞれの領域における内力F分布が直線近似に従うと仮定し，次式のように表す．

$$F(t) = F_0(t) - \frac{F_0(t) - F_s(t)}{l_p(t)} x, (0 < x < l_p)$$
$$F(t) = F_0(t) - \frac{F_0(t) - F_s(t)}{l_p(t)} x, (l_p < x < l) \quad (2)$$

ここで，x，l，l_p，F_sとF_0は，それぞれ位置座標，試験片長さ，塑性領域長，弾性と塑性領域の境界面における内力と衝突外力である．

一方，一次元を仮定した運動量保存則によると，

$$\rho A(x,t)a(x,t) = \frac{\partial}{\partial x}[\sigma(x,t)A(x,t)] \quad (3)$$

を得られる [5, 10)]．ここで，ρ，A，aとσは，それぞれ試験片の質量密度，断面積，加速度と軸方向垂直応力である．したがって，試験片の加速度分布を取得できれば，内力分布が算出可能となる．

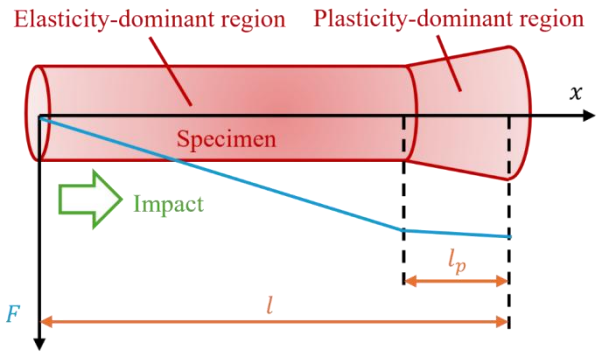


図 7．変形中の試験片の概略図

図 8 に DIC 法を導入した Taylor 衝撃試験の概略図を示す．ここで，DIC 法を適用するため，試験片表面にスペックル模様を塗布する．試験片の変形過程を記録するために，高速度カメラ(Photron FASTCAM SA-Z)を試験装置に導入し，フレームレートを 210000 fps，シャッター速度を 1/800000 s，解像度を 384×160 pixel に設定して撮影を行う．

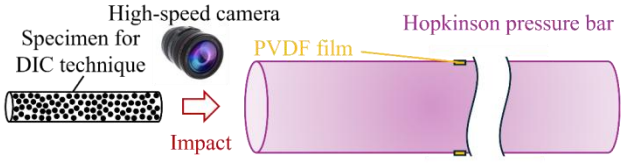


図 8．DIC を導入した Taylor 衝撃試験

2・5　赤外線検出素子による温度計測 [11)]

高速変形である衝撃試験における熱伝導方程式は，熱拡散が困難である状況を考えると，塑性仕事及び熱弾性効果により，時間に関する常微分方程式で表示でき，それを解くと，熱変換係数βは以下のように得られる．

$$\beta = \frac{c\rho e^{\frac{\alpha_T}{c\rho}\sigma}(T - T_0 e^{-\frac{\alpha_T}{c\rho}\sigma})}{\int \sigma e^{\frac{\alpha_T}{c\rho}\sigma} d\varepsilon_p} \quad (4)$$

ここで，σ，ε_p及びTはそれぞれ応力，塑性ひずみ及び温度を表す．一方，α_T，c及びρはそれぞれ熱膨張係数，試験片の比熱及び密度であり，24×10^{-6} /K，純アルミニウムの公称値として 0.913×10^3 J/kg・K および 0.27×10^4 kg/m^3 の値を用いる．上式により，βを算出するため，試験片の応力―ひずみ曲線及び一点の温度上昇が必要であることがわかる．その他，応力―ひずみ曲線の算出について文献 2, 3, 5)を参照されたい．試験片の温度分布は各位置における試験片の応力とひずみを用い，式(1)の逆算により得られる．

本研究では，衝突面から 5 mm の位置における試験片の温度変化を捉えるため，赤外線検出器（浜松ホトニクス P3257-10），コア径が 860 μs を持つ PIR ファイバ(Art Photonics M100028)5 本及び焦点距離が 15 mm であるセレン化亜鉛両凸レンズ（ソーラボジャパン製　LB7436-E3）を用いて温度測定系を構築し，計装化 Taylor 衝撃試験に導入する．図 9 に温度測定の概略図を示す．この図左及び中に示すように，ファイバの一端を試験片表面，衝突面からそれぞれ 5 mm の位置に試験片の径方向中心部に対して放射状に設置する．また，右図に示すように他端は 5 本のファイバを平行に束ね，ファイバ束の端部が集光レンズ中心部から 15 mm 離れる位置に固定する．一方，集光レンズの中心部は，赤外線検出器の受光部から 15 mm における位置に設置する．

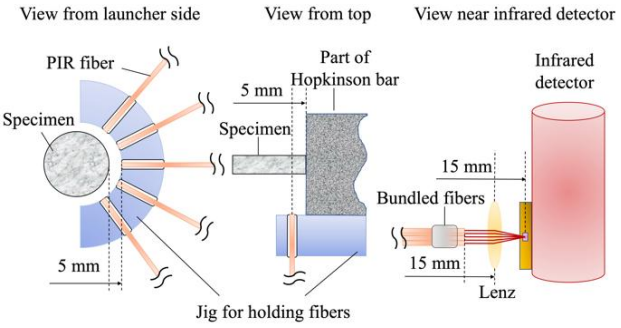
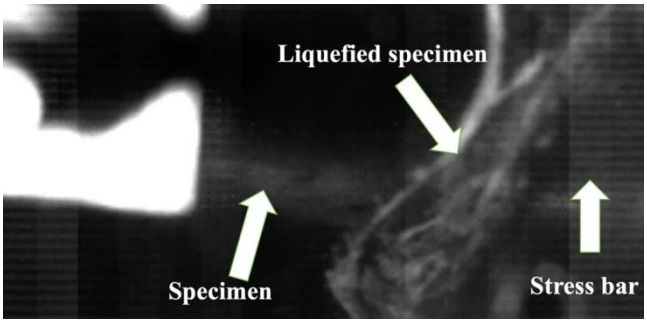


図 9．温度測定の概略図

3．実験結果

図 10 に，2.5 km/s の衝突速度の場合，(a)衝突後 12.5 μs 経過時および(b)試験後に回収した純アルミニウム試験片の写真を表す．図(a)に示すように，衝突の初期段階において，液化現象が発生することがわかる．その原因の一つとしては，試験片の衝突速度が，試験片内部に伝播する波の平均速度を超えることに伴って生じる衝撃波が挙げられる．また，図(b)に示すように，時間の増大に伴い，衝撃面近傍における試験片が，軸方向に断裂する様子が観察できる．



(a)　衝撃中の試験片



(b) 衝撃後の試験片

図 10. 超高速度衝撃における純アルミニウム.

図 11 に Taylor 衝撃試験における PVDF センサとひずみゲージの出力信号を表す. 青と赤線はそれぞれひずみゲージと PVDF センサの出力信号を示す. この図より，PVDF センサの出力信号はひずみゲージに比して非常に高いことから, 高 SN 比の計測を実現可能となると言える. また, 両センサの立ち上がり開始時間差が, 応力波の伝播速度と両センサの位置による予測と一致するため，PVDF センサの応答性が高いと考えられる. さらに，両センサから得た波形が異なることが観察できる. ひずみゲージは，出力信号と外力関係の直線性は一般的であるが，PVDF の場合，電荷モードと呼ばれる式(1)の括弧内第二項の存在により，異なる波形を出力される.

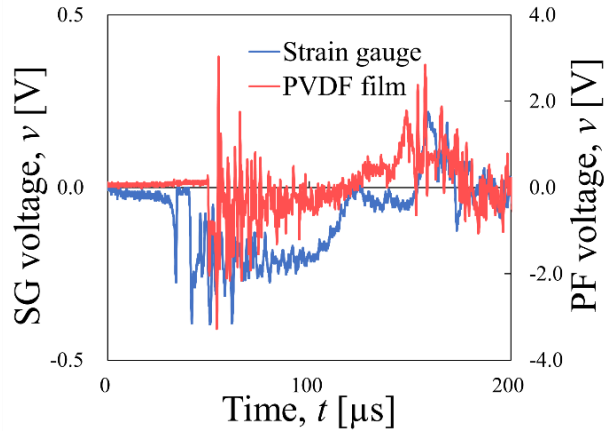


図 11. PVDF センサとひずみゲージの出力信号.

図 12 に PVDF センサとひずみゲージにより計測した Taylor 衝撃試験における衝突外力波を示す. 線色は図 11 と同様である. この図より，両センサから計測した衝突外力波の形状が概して一致するが，PVDF センサの結果はひずみゲージと異なり高周波数成分が重畳することがわかる. 分割式 Hopkinson 棒法試験における衝突外力波と比較すると，TI 試験は持続時間が短いため，重要な高周波数成分の欠落を防止するための PVDF センサの利用が重要であると言える.

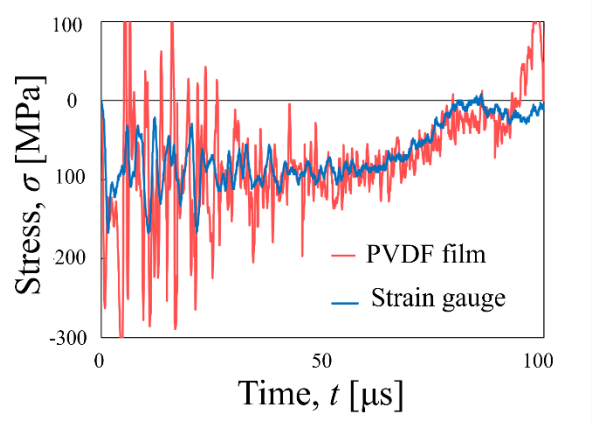


図 12.　PVDF センサとひずみゲージによって測定した純アルミニウムの衝突外力波形.

図 13 は，圧電フィルムによって計測した純鉄衝撃外力波形と，高速度カメラを用いて取得したl_pの時間変化を示している. 比較のため，ひずみゲージで計測した衝撃外力波形も併せて示す. 図中，緑，黒，橙の各線は，それぞれ圧電フィルムとひずみゲージによる衝撃外力波形, およびl_pの時間変化を表している. この図に示すように，両センサーの結果はほぼ一致するが, 圧電フィルムによる結果のみが高周波成分を持つことがわかる. 波形の立ち上がり部は，右下の図に示している. 桃線で囲まれた領域に示されているように，傾きが急激に変化する領域が観察される. この現象は, 磁気相転移が発生した結果であると考えられる [7]. しかしながら，この現象はひずみゲージの結果に反映されておらず，圧電フィルムは広帯域の結果を示す. 一方，0～30 μs の時間領域における高周波成分は，弾性波と衝撃波の干渉による効果とするものと考えられる. Hugoniot 関係 [8]に基づいて,

$$f = \frac{1}{l}\left(\frac{1}{v_e} - \frac{1}{v_s}\right)^{-1}, v_s = v_e + \lambda v_p \qquad (5)$$

を使用すると，MHz レベルの周波数fが推定できる. ここで，v_eおよびv_sはそれぞれ試験片内の弾性波および衝撃波の伝播速度を示し，λ，およびv_pはそれぞれ材料定数および粒子速度である. また，純アルミニウムと同様に，純鉄試験片も三段階変形を示すことがわかる. したがって，磁気相転移による FCC から HCP への結晶構造が変化しても,

三段階変形の仮定は依然として成立する．塑性変形は Phase 1 で始まり，時間の進行に伴って Phase 2 で安定して大きくなる．Phase 2 の終了時には，試験片の衝撃面で発生した除荷領域が自由端へ拡張するため，塑性領域の長さは一定になる．純アルミニウムとは異なり，Phase 2 は外力波の振動が非常に強い領域に現れる．さらに，純鉄の試験片は長い Phase 3 を示すことがわかる．したがって，試験片の衝撃面近傍の部分が短時間で変形を終え，純鉄がより顕著なひずみ硬化効果を示すことを意味する．

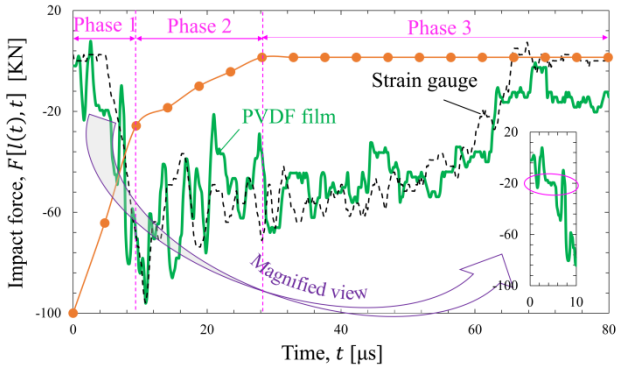


図 13．PVDF センサによって測定した純鉄の衝突外力．

図 14 は，DIC 法により取得した加速度分布を式(3)に代入の上計算した衝突開始から各時刻における純鉄試験片の内力分布を示す．赤，橙，黄，緑，青，紫線は，それぞれ 4.76～28.56 μs の結果を示している．曲線の傾きの急激な変化に対応する座標は，弾性と塑性領域の境界面を示している．この図に示すように，塑性領域の長さは時間に対して増加し，特に Phase 1 から Phase 2 への遷移時に顕著であることがわかる．Phase 2 が始まると，長さの増加率は時間の経過とともに減少する傾向が観察される．また，弾性領域を除いて，塑性領域のある範囲に内力分布も線形関数で近似可能であることを確認できる．したがって，式(2)は DIC 法が適用困難な場合に有効であると考えられる．一方，純アルミニウムとは異なり，内力の二直線分布という仮定は，非常に短い時間領域に限らず，Phase 2 の終了までの期間全体にわたって成立するものと考える．しかしながら，衝突面付近の領域では DIC 塗料の剥離が不可避であり，加速度データを取得できないため，内力直線分布の仮定を検証することができない．したがって，本研究では，塑性領域の一部においてのみ，内力直線分布の仮定を証明できる．

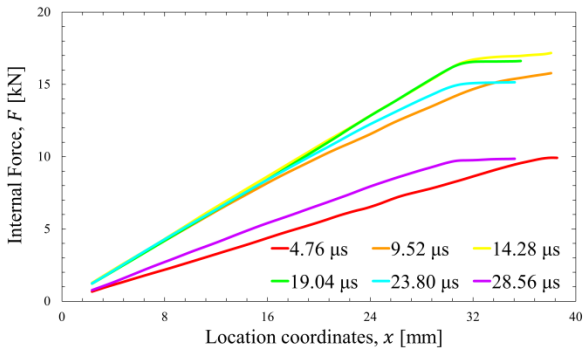


図 14. DIC 法によって取得した純鉄の軸方向の応力分布．

図 15 に Hopkinson 棒及び温度測定系を用いて測定した試験片の衝突外力，及び温度上昇の時刻歴をそれぞれ表す．図中，青線は Hopkinson 棒によって得られた外力波形であり，橙線は温度測定系から得た温度上昇である．また，紫破線は外力波，桃色破線は温度の立ち上がり開始時間をそれぞれ表す．ひずみゲージは試験片と Hopkinson 棒の衝突面から 30 mm の位置に貼付するため，Hopkinson 棒中を伝播する弾性波の速度は約 6246 m/s であると考えると，温度測定系の立ち上がり開始が外力波のそれより 4.8 μs 早いと予測可能である．実測すると，この図より温度測定系の立ち上がり開始が外力波に比して，5.8 μs 早期に開始することがわかり，本研究で用いる温度測定系の応答性は非常に高いと判断する．一方，試験片の変形時間と比較すると，温度上昇時間が短いことが観察される．その原因としては，試験片全体の変形時間に対して，測定位置における塑性変形が早期に終了し，除荷過程に遷移することに起因すると考えられる．

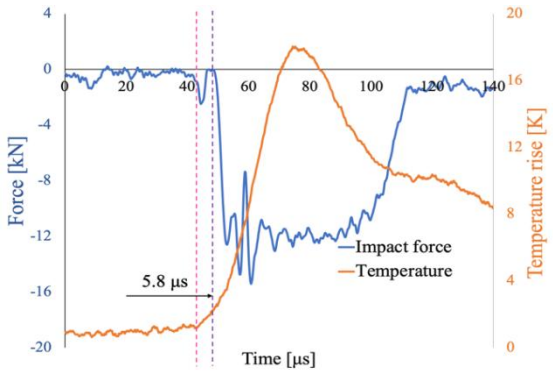


図 15．Taylor 衝撃試験における温度測定．

4．結　論

本研究では，超高速度変形下における加工素材の熱・力学特性評価法を提案した．

謝　辞

本研究は天田財団 Grant Number AF-2023037-C2，科研費 JSPS KAKENHI Grant Number JP20H02353 および第 33 回鉄鋼研究振興の助成を受けて遂行した．記して謝意を表す．

参考文献

1) 崎野清憲：機論 A，**63**, 609 (1997).
2) C. Gao, T. Iwamoto, Metals, **8**, 642(2018).
3) C. Gao, T. Iwamoto, Int. J. Impact Eng., **157**, 103980(2021).
4) C. Gao, T. Iwamoto, Y. Tanaka, T. Kusaka. Int. J. Impact Eng., **179**, 104644(2023).
5) C. Gao, T. Iwamoto, T. Kusaka. Int. J. Impact Eng., **184**, 104834(2024).

6) 高崇・石田瑛晟・酒田奈央子・岩本剛・日下貴之：材料学会学術講演会論文集，**72**, 101 (2023)
7) C. Gao, N. Sakata, T. Iwamoto, Y. Tanaka and T. Kusaka, Int. J. Mech. Sci., **283**, 109653 (2024).
8) C. Gao, N. Sakata, T. Iwamoto, Y. Tanaka and T. Kusaka, Int. J. Mech. Sci., **303**, 110681 (2025).
9) Y. Tanaka, E. Tamoto and Y. Fujimoto. Int. J. Appl. Electromagn. Mec., **33**, 1237-1244(2010).
10) C. Gao, T. Iwamoto, Y. Tanaka and T. Kusaka, ISIJ Int., **65(9)**, 1325-1330 (2025).
11) Z. Gao, N. Sakata, C. Gao, T. Iwamoto, Measurement. (2026) (Submitted).