高圧, 高温下におけるディーゼル噴霧の ホログラフィー計測*

西田 恵哉**, 村上 直樹***, 廣 安 博 之**

Holographic Measurement of Evaporating Diesel Sprays under High Pressure and Temperature

by Keiya NISHIDA, Naoki MURAKAMI, and Hiroyuki HIROYASU

Application of the pulsed laser holography technique was made to observe diesel sprays injected into a high pressure and temperature atmosphere in a quiescent bomb. Two different holography techniques, that is, single-pulsed laser holography and double-pulsed holographic interferometry were adopted in this study. Shadowgraphs, schlieren photographs and micrographs of a reconstructed image of the spray were taken. The spray widths and equivalence ratios of fuel droplets were microscopically measured. The fuel droplets and vapor around the spray in a high pressure and temperature atmosphere could be observed by single-pulsed laser holography. By double-pulsed holographic interferometry, interference fringes were observed at the spray edge, and the contrast between the spray edge and the atmosphere was made more striking. The spray width has a tendency to decrease when the atmospheric temperature is increased. Some droplets were observed around the spray up to the pressure 3.1 MPa and the temperature 773 K.

Key Words: Internal Combustion Engine, Diesel Engine, Spray, Holography, Pulsed Laser, Interferometry, Shadowgraph, Schlieren Photograph, Micrograph

1. ま え が き

近年, ディーゼル噴霧の特性を調べるため, 噴霧の三次元観察の可能なパルスレーザホログラフィ法が応用されてきている。しかし, 従来行われてきたディーゼル噴霧のホログラフィ計測は常圧⁽¹⁾, 常温^{(1)~(3)}雰囲気中でのものがほとんどであり, 渦室式ディーゼル機関燃焼室内の噴霧への応用例⁽⁴⁾もあるが結像性が悪く十分な結果は得られていない。

そこで本研究では実際の直接噴射式ディーゼル機関燃焼室内と同程度の高圧, 高温雰囲気が得られる高圧容器中に噴射したディーゼル噴霧の挙動をパルスレーザホログラフィ法により解析した。撮影したホログラムは He-Ne レーザ光や白色光による再生を行い, 再生虚像のシャドウグラフ観察, シュリーレン写真観察を行った。次に再生実像を顕微鏡 TV カメラにより拡大観察し, 高圧, 高温下での噴霧周辺の液滴, 蒸気の挙動を解析した。またダブルパルスホログラフィ干渉法により, 燃料蒸気層の干渉じま観察も行った。

2. 実 験 装 置

2・1 高圧容器 図 1 に高圧容器概要を示す。高圧容器の内部は直径 150 mm, 長さ 150 mm の円筒形で, 両側に取付けられた直径 60 mm の石英ガラス窓⑧, ⑨を通して噴射ノズル⑦から噴射された燃料噴霧を図 2 の視野範囲で観察することができる。ノズルを中心として半径 $R_w = 65$ mm の壁面⑤(図 1)を設け, ノズルから $Z_w = 69$ mm の距離で噴霧が壁面に衝突するようにした。容器中の高圧ガスを電熱線③で加熱し, 雰囲気温度を均一にするため回転羽根⑫で随時かくはんした。雰囲気には噴霧の着火を防ぐため窒素ガスを使用した。噴射ポンプはボッシュ AD 形列形噴射ポンプ(プランジャ径 10 mm), 噴射ノズルはボッシュ DLL 形ホールノズル(噴孔径 0.37 mm, 噴孔数 4, 開弁圧 22.5 MPa)を使用し, 噴射量 100 mg(一噴孔あたり 25 mg), 噴射期間 2.2 ms とした。また機械的に噴射ポンプのラック位置を制御して 1 回だけ噴射を行うようにした。

2・2 撮影用光学系 光学系と高圧容器の配置図を図 3 に示す。ルビーレーザ⑦(波長 694.3 nm, 出力 1.2 J, 発光時間 40~70 ns)からの光をビームスプリッタ⑧で物体光光路⑧, ⑨~⑭, ⑮および参照光光路

* 昭和 60 年 6 月 11 日 第 5 回内燃機関合同シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 昭和 60 年 7 月 29 日

** 正員, 広島大学工学部 (〒724 東広島市西条町大字下見)。

*** 学生員, 広島大学大学院

⑧、⑬～⑲、⑮に分割し、参照光が高圧容器中の高圧、高温雰囲気を通らないオフ軸系光学系とした。物体光はビームエキスパンダ⑨、コリメータレンズ⑩により平行光束とし、プリズム⑪を介して高圧容器中に導き噴霧に照射した。またイメージングレンズ⑬、⑭により噴霧像を写真乾板⑮ (Agfa 10 E 75) の直前に結像させた。これは物体の像を乾板上に結像させてホログラムを作るイメージホログラフィに近い方法⁽⁵⁾で、噴霧による回折光の乾板上での記録状態が良くなる。参照光はプリズム⑬～⑮および表面鏡⑯で光路長が物体光光路長と等しくなるように調整し、ビームエキスパンダ⑲、コリメータレンズ⑳により平行光束とし写真乾板に照射した。本研究ではルビーレーザーの単一発光 (シングルパルス) による露光を行うシングルパルスホログラフィ法と、主として蒸気の観察を目的として短い時間間隔 (本研究では 0.2 ms) で 2 回の露光を行うダブルパルスホログラフィ干渉法による撮影を行った。

2.3 再生用光学系 撮影した写真乾板を現像して得られたホログラムを He-Ne レーザ光や白色光で

再生し、噴霧全体像の巨視的観察および噴霧周辺部分の拡大観察を行った。

図 4 に He-Ne レーザ光による再生像 (虚像) のシャドウグラフおよびシュリーレン写真撮影用の光学系を示す。He-Ne レーザ①からの平行光束をホログラム⑦に照射する。噴霧の再生虚像⑥からの光を凹面鏡⑧で集光しカメラ⑩で撮影した。⑨はシュリーレン写真を撮影する時に用いる円板状のリングエッジ (直径 20 mm) であり、シャドウグラフの撮影時にはこれを取りはずした。

白色光再生の光学系を図 5 に示す。白色光は光の波長や位相が空間的にも時間的にもそろっていないインコヒーレント光であるため、白色光をホログラムに照射しても再生像が空間的に結像されず、これを観察することはできない。しかし、シングルパルスによるホログラム面では光の強度の空間的な分布、ダブルパルスによるホログラム面ではこれに加えて 2 回の露光の

図 1 高圧容器

図 2 視野範囲

図 3 撮影用光学系

図 4 再生用光学系 (He-Ne レーザ光再生)

図 5 再生用光学系 (白色光再生)

図 6 再生実像拡大観察用光学系

間の光の位相差が時々刻々再生されている。したがって図5のように投影機①からの白色光をホログラム②に照射すると、ホログラム面上にシングルパルスによるホログラムの場合は噴霧の影(シャドウグラフ)、ダブルパルスによるホログラムの場合は2回の露光の間

の光学的光路長変化に対応した干渉じまを観察することができる。

図6に He-Ne レーザ光による再生像(実像)の顕微鏡拡大観察用光学系を示す。He-Ne レーザ①からの平行光束により再生された噴霧の再生実像⑦を顕微鏡 TV カメラ⑧により倍率 60 倍でモニタ⑩画面上に映し出し観察した。

3. 実験結果および考察

実験は表1に示すように、直接噴射式ディーゼル機関の燃料噴射時雰囲気条件を想定した圧力 $P_a = 3.1$ MPa, 温度 $T_a = 773$ K の条件および、雰囲気密度 ρ_a

表 1 実験条件

Run	Temperature T_a K	Pressure P_a MPa	Density ρ_a kg/m ³
A	773	3.1	13.5
B	673	2.7	13.5
C	473	1.9	13.5
D	293	1.2	13.5

図 7 噴霧, 蒸気のシャドウグラフ (He-Ne レーザ光再生)

図 8 噴霧, 蒸気のシュリーレン写真 (He-Ne レーザ光再生)

図 9 噴霧、蒸気のシャドウグラフ (白色光再生)

図 10 噴霧周辺部の再生実像拡大写真

図 11 燃料の噴出

図 12 噴霧幅 ($t = 1.8$ ms)

を一定 (13.5 kg/m^3) に保ち温度を 673, 473, 293 K と変化させた条件で行い、噴霧の変化を観察した。

3.1 シングルパルスホログラフィ法 図 7 は He-Ne レーザ光による再生像を図 4 の光学系からリングエッジ (図 4 の⑨) を除いた光学系で撮影したもので、噴霧のシャドウグラフである。上側は噴射開始後 $t = 1.0 \text{ ms}$ で噴霧先端が視野左側の壁面 (図 2) に衝突する直前、下側は $t = 1.8 \text{ ms}$ で噴霧は壁面に衝突し壁面に沿ってひろがっている状態のものである。噴

霧中心部分は燃料濃度が高いため光が透過しにくく影となって写っている。

リングエッジを含めた図 4 の光学系で、図 7 と同一の再生像のシュリーレン写真を撮影した結果を図 8 に示す。 $T_a = 773 \text{ K}$ の場合シャドウグラフ (図 7) で噴霧中心部の影の周囲に観察される半透明の部分が明るく写っている。この部分はシャドウグラフやシュリー

図 13 燃料液滴当量比の分布 ($t = 1.8$ ms)

図 14 ダブルパルス干渉じま写真 (白色光再生)

図 15 噴霧周辺部の再生実像拡大写真

レン写真で可視化観察することのできる密度こう配の発生している場所であり燃料蒸気が存在すると考えることができる。噴霧周囲の明るい部分は $T_a = 293$ K でも観察されるが、特に壁面衝突後にその外縁の輪郭がはっきりしなくなる。 $T_a = 293$ K で観察される明るい部分は常温雰囲気中での微量な燃料蒸気による屈折光、および微細な燃料液滴による散乱光を写している

図 16 燃料の噴出

ものと思われる。

図9は図7, 8に使用したのと同じのホログラムを図5の光学系で白色光再生したものの撮影結果である。図7とほぼ同様のシャドウグラフが得られている。温度 $T_a=293\text{ K}$ では、噴霧の境界ははっきりしないが、温度が上昇するにつれて噴霧境界が観察されるようになる。

噴霧再生実像の顕微鏡TVカメラによる拡大観察結果を図10に示す。いずれも噴射開始後 $t=1.8\text{ ms}$ 、ノズルと壁面の間点の噴霧下縁(図9の矢印部付近)のものである。なお、液滴数密度の高い噴霧中心部では多重散乱や個々の液滴の干渉じまの重なりなどの影響により結像性が劣化し、本実験で再生可能な液滴数密度は最大 10 個/mm^3 程度であった。図10で $T_a=293\text{ K}$ では $20\sim 40\text{ }\mu\text{m}$ の液滴が噴霧周辺部分に分散している。液滴再生実像の空間位置が異なるため焦点のあっていないものもある。雰囲気温度が高くなると数密度が小さくなり蒸気境界が観察されるようになる。しかし、 $T_a=773\text{ K}$ でもわずかではあるが液滴が噴霧周囲で観察された。また $T_a=773\text{ K}$ では図11に示すように蒸気境界から燃料が噴出(Puffing)しているような部分も見られた。

再生実像の拡大観察結果から、噴霧中心部から最も離れた液滴または蒸気境界と噴霧軸との距離を噴霧幅の $1/2$ として測定した結果を図12に示す。雰囲気温度が高温になると噴霧幅が小さくなる傾向がある。次に液滴数密度と液滴平均粒径から噴霧各部で液滴として存在する燃料の当量比を求め、これの半径方向の分布を調べた。平均粒径は視野範囲の液滴数十個の粒径の算術平均とした。結果を図13に示す。 $T_a=293\text{ K}$ の場合、本研究で使用したホログラフィ法により測定可能な燃料液滴当量比の範囲は最大 0.2 程度であった。また、高温になると燃料液滴当量比は急激に減少している。図12, 13とも、 $t=1.0\text{ ms}$ の場合も同様の傾向であった。

3.2 ダブルパルスホログラフィ干渉法 ダブルパルスホログラフィ干渉法により撮影したホログラムを白色光により再生した結果を図14に示す。図9のシングルパルスによる撮影結果と比較すると、 $T_a=293\text{ K}$ では大きな差は見られないが高温の場合に燃料蒸気の境界がより鮮明に写っている。 $t=1.0\text{ ms}$ で見える噴霧の二つの輪郭は2回の露光時($t=0.8\text{ ms}$ および 1.0 ms) の噴霧形状を表しており、二つの輪郭にはさまれた部分はすりガラス状に写っている。 $t=1.0, 1.8\text{ ms}$ の両者とも、2回めの露光時の噴霧境界付近

には干渉じまが観察される。これは2回の露光の間の光学的光路長変化、すなわち蒸気の発生による噴霧内光路での屈折率変化に対応した干渉じまと思われる。また、 $t=0.8\text{ ms}$ と 1.0 ms の噴霧先端の移動距離からこの間の噴霧先端速度を計算すると、 $T_a=473, 673, 773\text{ K}$ の場合それぞれ $46.9, 44.2, 41.4\text{ m/s}$ であった。

ノズルと壁面の間点の噴霧下縁(図14の矢印部付近)の拡大観察結果を図15に示す。 $T_a=673\text{ K}$ と 773 K を比較すると 773 K のほうが干渉じま間隔が狭くなっており、高温になるほど噴霧の蒸発速度が大きいいことを示していると思われる。 $T_a=293\text{ K}$ では干渉じまは観察されず液滴が写っている。2回の露光時の同一液滴の対応は、露光間隔 0.2 ms の間の液滴の移動距離が大きいため明確でなかった。 $T_a=773\text{ K}$ の場合には図11で述べた燃料蒸気が噴出しているような部分が見られた。これを図16に示す。

4. む す び

直接噴射式ディーゼル機関燃焼室内と同程度の高圧、高温雰囲気が得られる高圧容器中に噴射したディーゼル噴霧の挙動をパルスレーザホログラフィ法により観察した。その結果、次の結論が得られた。

- (1) シングルパルスホログラフィ法により高圧、高温雰囲気中の噴霧のシャドウグラフ観察、シュリーレン写真観察および噴霧周囲の燃料液滴、蒸気界面の拡大観察を行うことができた。
- (2) ダブルパルスホログラフィ干渉法により燃料蒸気の発生に対応した干渉じまが噴霧周辺部分に観察された。
- (3) 雰囲気温度が上昇すると噴霧幅が小さくなる。
- (4) 雰囲気圧力 3.1 MPa 、温度 773 K の場合にも噴霧周辺部分に燃料液滴の存在が確認された。

本研究の遂行にあたり(株)小松製作所の援助を受けた。また実験に際し中森薫君の助力を得た。記して謝意を表する。

文 献

- (1) Jones, A. R., ほか3名, *Appl. Opt.*, 17-3 (1978), 328.
- (2) 森山・ほか5名, 東海大学紀要工学部, No. 2 (昭55), 179.
- (3) 村上・ほか2名, 第11回液体の微粒化に関する講演会講演論文集, (昭58), 77.
- (4) Trolinger, J. D., *Combust. Sci. Technol.*, 13 (1976), 229.
- (5) Trolinger, J. D. and Heap, M. P., *Appl. Opt.*, 18-11 (1979), 1757.

討 論

〔質問〕 下田 正 敏〔日野自動車(株)〕

実機に近い装置で、ディーゼル噴霧の詳細な解析を実施されたことに敬意を表す。

今回の実験は、従来の著者の実験と異なり、単孔ノズルではなく、4噴孔の実機ノズルを使用された点について質問させていただきたい。

従来、著者の提唱されていた噴霧の到達距離、噴霧角などの実験式は単孔ノズルでの実験結果に基づくものであったが、今回の実機ノズルでの実験結果との対応は、いかがか。

実機ノズルでは、噴射方向が単孔ノズルと異なると思うが、その影響はあるか。

実験式の計算条件もお教えいただきたい。

〔回答〕 図14に示した噴霧のダブルパルス干渉じま写真より噴射開始後0.8 msと1.0 msの噴霧到達距離を測定した結果と、以下に示す実験式(付1)(i)～(iii)による計算値との比較は付図1のようになった。

$$0 < t < t_b \quad S = 0.39 \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}} \cdot t \quad \text{.....(i)}$$

$$t_b \leq t \quad S = 2.95 \left(\frac{\Delta P}{\rho_a} \right)^{1/4} \cdot \sqrt{d_0} \cdot t \quad \text{.....(ii)}$$

付図 1 到達距離

$$t_b = 28.65 \frac{\rho_l \cdot d_0}{\sqrt{\rho_a \cdot \Delta P}} \quad \text{.....(iii)}$$

次に図12に示した噴霧幅 $W/2$ のデータのうち、ノズルからの噴霧軸距離 $Z=30 \sim 45$ mm の範囲の測定値を使い $\theta = 2 \cdot \tan^{-1} \{(W/2)/Z\}$ から求めた噴霧角の平均値と、実験式(付1)(iv)による計算値との比較は付図2のようになった。

$$\theta = 0.05 \left(\frac{\rho_a \Delta P d_0^2}{\mu_a^2} \right)^{1/4} \quad \text{.....(iv)}$$

ただし実験式(i)～(iv)中の ΔP (燃料噴射圧とふん囲気圧力の差)には開弁圧力とふん囲気圧力との差を使用している。

付図1の到達距離の測定値と計算値はほぼ一致している。付図2の噴霧角の場合は測定値が計算値より少し大きな値となっているが、ふん囲気温度の変化に対する定性的傾向は一致している。しかし、 ΔP に開弁圧力とふん囲気圧力との差ではなく噴射圧とふん囲気圧力の差を使って計算すると、到達距離、噴霧角とも付図中の計算値より大きくなり、到達距離の場合は測定値からずれてくるであろう。実験式(i)～(iv)の係数は単噴孔ノズルの測定結果にもとづいて決められているので、多噴孔ノズルの場合にはこの係数が少し変わると思われる。

付図 2 噴霧角

(付1) 広安・新井, 自動車技術会論文集, No. 21 (昭55), 5.