LDV による直接噴射式ディーゼル機関
筒内流動の研究*

(低データレート不等間隔データの乱れ解析)

植木 弘信^{*1}, 石田 正弘^{*1}, 江上 弘孝^{*2}Study on In-Cylinder Flow of Direct Injection Diesel Engine
by LDV Measurements
(Turbulence Analysis at Low Sampling Rate with Non-Uniform Time Intervals)

Hironobu UEKI, Masahiro ISHIDA, and Hirotaka Egami

The authors have developed a method to analyze the turbulence scale accurately from the discrete data, which are usually obtained by LDV measurements, at low sampling rate with non-uniform time intervals. In this method, the turbulence correlation is calculated from the data of many engine cycles, and successively the turbulence spectrum is calculated from the inverse Fourier-transform of the turbulence correlation. The reliability of this method is confirmed by the model data sampled randomly on a sinusoidal process, and by the data measured in the cylinder of a motored diesel engine having a direct injection system. Furthermore, it is clearly shown that the spectrum in the frequency range higher than the Nyquist frequency defined by the mean data rate can be analyzed by this method, and that it is not necessary to change the range of frequency analysis despite a little variation of mean sampling rate.

Key Words: Internal Combustion Engine, Turbulence, Spectrum, Flow Measurements, LDV

1. ま え が き

LDV によれば温度変化の影響を受けない非接触の流速測定が可能であり、ディーゼル機関の筒内流動を実験的に把握する手段として広く用いられるようになってきた^{(1)~(4)}。筒内の乱れは平均流れとともに燃焼を支配する重要な因子であり測定結果の報告も多い^{(5)~(8)}。またレーザホモダイン法⁽⁹⁾やLDVに2系統の受光系および信号処理系を設けて乱れスケールを直接求める方法⁽¹⁰⁾なども開発されている。ところで、LDVのデータは散乱粒子が測定体積へ飛来したときにのみ離散的に得られる⁽¹¹⁾が、多くの場合データの時間間隔は等しいものとして筒内の乱れ解析が行われている^{(12)~(13)}。したがって、乱れの解析には高いデータレートの連続データが不可欠である⁽¹⁴⁾といわれており、平均的な流れに比べ乱れの把握は容易でない。

本研究ではLDVにより計測された直接噴射式ディーゼル機関筒内流れの離散的データから、定常的時間平均法により乱れスケールを解析する方法について検討し、局所的に著しく低いデータレートを有する不等

間隔データからでも乱れスケールが解析できることを明らかにする。

2. 乱れの解析

2-1 解析方法 高いデータレートでの測定が可能な場合には、時間間隔が等しいデータによる乱れの周波数解析法としてFFT法あるいは最大エントロピー法などが用いられる。これらの方法により単サイクルごとに乱れのスペクトルを求め、さらに多サイクルにわたるアンサンブル平均を行うことによりスペクトル推定値の信頼性は向上する。また、スペクトルの逆フーリエ変換から相関係数を計算することにより乱れの時間スケールが求められる⁽¹⁵⁾。一方、データレートが低い場合には移動平均幅内にデータ数が少ないことから、単サイクルのデータから求めたスペクトルの信頼性は低く、それらをアンサンブル平均しても精度の良いスペクトルの推定は期待できない。このためデータレートの低いデータは解析から除外する方法⁽¹⁶⁾などが採用されている。

LDVのデータ解析法については多くの報告^{(17)~(20)}がある。Robertsらはデータの時間が不等間隔の場合にはエイリアシングのないスペクトル推定が可能である^{(21)~(23)}として、Blackman-Turkey法に対応した相

* 昭和63年7月14日 第7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63年8月8日。

^{*1} 正員, 長崎大学工学部 (〒852 長崎市文教町1-14)。

^{*2} 学生員, 長崎大学大学院。

関法⁽²⁴⁾、FFT 法に対応した直接法⁽²⁵⁾、および相関スロット法⁽²⁶⁾を公表し、解析結果の誤差についても詳細に検討している⁽²⁷⁾。なお、類似の方法によるパルス熱線流速計についての報告⁽²⁸⁾もある。第1および第2の不等間隔法の場合、スペクトルを単サイクルの移動平均幅ごとに計算するため上述の理由により低データレイトの場合への適用は難しい。本研究では低データレイト不等間隔データの解析法として相関スロット法(Correlation Based Slotting Technique: CBS 法)を採用した。

定常的時間平均法^{(29) (30)}によれば、単サイクルの平均流速 U および乱れ $u(t_i)$ は、移動平均幅内の流速データ $u(t_i)$ から、

$$U = \sum u(t_i) / \sum, u(t_i) = u(t_i) - U \quad \dots\dots\dots (1)$$

より求められる。ここで、 i : データ番号。

乱れの相関係数 $c(\tau)$ は Roberts らの相関スロット法を n サイクルのデータへ拡張すると次式により計算される。

$$R(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=i+\tau}^n u(t_i) \cdot u(t_j)}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=i+\tau}^n 1},$$

$$c(\tau) = R(\tau) / R(0). \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 t_i および t_j はデータの得られた時刻である。また、遅れ時間 $\tau = (t_i - t_j)$ は、整数 k について、 $k \cdot \Delta\tau - \frac{\Delta t}{2} < \tau \leq k \cdot \Delta\tau + \frac{\Delta t}{2}$ のとき $\tau = k \cdot \Delta t$ とおいて離散化し時間間隔 $\Delta\tau$ のスロットごとに式(2)の総和を計算する。 $\Delta\tau$ は任意であるが、スロット内の掛算の数が少なくなりすぎないようにする必要がある。このように多サイクルにわたる移動平均幅 T 内のデータをスロット内の掛算へすべて代入することにより、極めて低いデータレイトのデータでも有効に利用できることとなった。本方法の特徴はスペクトルでなく多サイクルの離散データから相関係数を求めることである。

パワースペクトル密度 $P(f)$ は $c(\tau)$ を逆フーリエ変換することにより次式により計算される⁽³¹⁾。

$$P(f) = 4 \sum c(\tau) w(\tau) \cos 2\pi f \tau \Delta\tau. \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $w(\tau)$ はウィンドウ関数であり、

$$w(\tau) = (1 + \cos \pi \tau / \tau_{\max}) / 2.$$

なお、スペクトルの最大解析周波数 $F_{\max}$ は $\Delta\tau$ によって決まるナイキスト周波数であり、解析周波数幅 Δf は通常の FFT 法と同様に $1/T$ である。

乱れの積分時間スケール L_t は、

$$L_t = \sum c(\tau) \Delta\tau, \quad \dots\dots\dots (4)$$

あるいは、 $c(\tau) = \exp(-\tau/L_t) \quad \dots\dots\dots (5)$

による近似式から求め、微分時間スケール Λ_t は、

$$\Lambda_t = [2\pi^2 \sum f^2 p(f) \Delta f]^{-1/2}, \quad \dots\dots\dots (6)$$

また、積分空間スケール L_1 および微分空間スケール Λ_1 は Taylor の乱れの凍結仮説から、

$$L_1 = L_t \cdot U \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\Lambda_1 = \Lambda_t \cdot U \quad \dots\dots\dots (8)$$

より計算する⁽³²⁾。

2.2 模擬データの解析 図1に、周波数が400 Hzで振幅が1の正弦波を波線で示し、最小データレイト0.5 kHz、最大データレイト7.2 kHz、平均データレイト1.2 kHzで、10 msの間ランダムサンプルしたモデルデータの波形を実線で示す。このようなモデルデータを130サイクルにわたり用いて式(2)より求められた乱れの相関係数を図2(a)の黒丸印(●)で、また等間隔で7.2 kHzに内挿したデータからFFT法により求められる相関係数を白丸印(○)で示す。計算に用いたデータの総数は1400点である。不等間隔法による結果は、図2(a)中の波線で示された理論的に求められる相関係数の値に近い。図2(b)は式(3)より求められるパワースペクトル密度を示す。FFT法では低周波数領域が過大評価されていることがわかる。図3は平均データレイトが1.2 kHzで周波数1500 Hzの正弦波を周波数解析した結果である。不等間隔法では、1500 Hzにスペクトルピークが現れているが、FFT法では低周波数領域が過大評価されスペクトルピークはみられない。このように不等間隔法では極めて低いデータレイトを含むデータからでも精度良いスペクトル解析が行えること、ならびにエイリアシングの影響が少なく平均データレイトで定まるナイキスト周波数より高い周波数の解析も可能であるため測定条件により局所的なデータレイトが多少変化しても解析する周波数範囲は同じに設定できることがわかる。

3. 筒内乱れの解析

供試機関はトロイダルキャピティ形燃焼室、スパイラル形吸気ポートを有するボア102 mm、ストローク

図1 正弦波のランダムサンプルデータ

106 mm の直接噴射式四サイクルディーゼル機関であり, LDV の光学系は前方散乱差動形, 信号処理器は日本カノマックス製周波数トラッカ 27-1090 A である。トラッカからの有効信号をトリガとして, 流速データとクランク角データを同時にパーソナルコンピュータに取り込む信号処理システムを構成しており, A-D 変換器の周波数応答は 20 kHz である。供試機関は回転数 600 rpm で駆動運転を行い, シュラウド付き吸気弁を用いた。キャビティ内の旋回角速度を機関のクランク角速度で無次元化したスワール比は圧縮上死点において約 7 であった。

図 4(a)(b) は, キャビティ内に位置する測定点の旋回方向流速データについて乱れの相関係数およびパワースペクトル密度を圧縮上死点前 60° において解析した結果である。乱れ解析の移動平均幅は低周波のカ

ットオフ周波数を 50 Hz とするためクランク角で 37° とした。解析に用いられたデータ数は 27 000 点であり, 平均的データレイトは 3.6 kHz である。なお, この中には局所的に 500 Hz 以下の低いデータレイトも含まれている。 $F_{\max}$ を 0.9 から 7.2 kHz まで 4 とおり変化させており, それぞれの解析に要した計算時間は約 2 min である。スロット間隔 (Δr) がクランク角 1° のとき $F_{\max}$ は 1.8 kHz であり, これ以上の $F_{\max}$ についてはデータの測定時刻を内挿して求めている。 $F_{\max}$ を上げて相関係数はほとんど変化しないが, パワースペクトルでは高周波数成分が新たに加わっている。図 4 中の実線はコルモゴロフの $-5/3$ 乗則のこう配を示す。図 5 は式 (4) および式 (6) より求まる乱れスケールの $F_{\max}$ による変化を示す。積分時間スケール L_t はほとんど変化していないが, 微分時間スケール Λ_t は高周波数の乱れを考慮するため $F_{\max}$ が大きい場合には減少する傾向がある。しかし, スペクトルの差はレベルの低い高周波数成分で現れており $F_{\max}$ の増加とともに Λ_t の変化は減少している。

図 4 および図 5 で用いられた 27 000 点のデータは, 多サイクルにわたる 300 000 点のデータのうち, 移動平均幅内にあるデータを抽出したものである。そこで, 300 000 点のデータを 30 000 点ずつの 10 個のデータブロックに分け, それぞれのデータブロックから相関係数およびスペクトルを求めて平均を行った結果が図 6(a), (b) の丸印 (○) である。また, 四角印 (□) は $F_{\max}$ が 3.6 kHz の場合の本解析法による結果である。10 個のブロックの平均により求めた結果では, 相関係数の変化割合が大きく, スペクトルでは高周波数成分が高い。このことは, 10 個のブロックにはデータ数の少ないものが含まれており, 信頼性が低い解析結果の影響が顕著に現れたものと考えられる。一方, 三

(a) 相関係数

(b) パワースペクトル

図 2 正弦波のスペクトル解析の比較
(正弦波周波数 400 Hz)

図 3 正弦波のスペクトル解析の比較
(正弦波周波数 1.5 kHz)

角印(Δ)は10個のデータブロックについて特にデータ数が少ないものを除いた7個のデータブロックからアンサンブル平均より求めた結果であり、本解析法の結果に近い。両者の差は積分スケールおよび微分スケールでそれぞれ5%程度である。

図7(a)は、吸気上死点后 60° 、圧縮上死点前 120° および圧縮上死点について、相関係数をそれぞれ丸印($\circ$)、三角印(Δ)および四角印($\square$)で示す。図7(b)はそのスペクトルを示し、実線はコルモゴロフの $-5/3$ 乗則のこう配である。また、図7(a)の3種の線はそれぞれの相関係数を式(5)により最小二乗近似した曲線である。吸気行程では相関係数の減少率は大きく、圧縮行程で小さくなっており、それぞれについて式(4)で求められる積分時間スケール L_t は0.58, 1.38 ms

(a) 相関係数

(b) パワースペクトル

図4 最高解析周波数によるスペクトル解析の比較
(キャビティ内測定点、圧縮上死点前 60°)

図5 最高解析周波数による乱れスケールの変化

(a) 相関係数

(b) パワースペクトル

図6 平均化によるスペクトルの変化

(a) 相関係数

(b) パワースペクトル

図7 クランク角によるスペクトルの変化

であり、式(5)で求められる値との差は15%以下である。圧縮上死点で相関係数の減少率は再び大きくなり L_t は0.84 msと小さくなっている。スペクトルでは圧縮行程初期で高周波数成分が小さい。また、微分時間スケール Δt はそれぞれについて0.40, 0.52, 0.40 msと小さくその変化も比較的小さい。これらの結果は、公表されている測定結果^{(16) (33)~(35)}を確認するのである。

4. まとめ

LDV による直接噴射式ディーゼル機関における筒内乱れの計測において、局所的に著しく低いデータレイトを有する不等間隔データから乱れスケールを解析する方法を検討し、次の結果を得た。

(1) 本解析法により、多サイクルにわたり得られた多数のデータを有効に利用して乱れの相関係数を算出できる。

(2) スペクトル解析においてエイリアシングの影響が少なく平均データレイトで定まるナイキスト周波数より高い周波数の解析も可能であるため、解析する周波数範囲は平均データレイトが多少変化しても変える必要がない。

以上のことから、本解析法により低データレイト不等間隔データからでも乱れスケールの算出が可能であることが示された。

さらに、本乱れ解析法を筒内流速データへ適用し、吸気行程から圧縮行程初期では積分時間スケールが大きくなり圧縮上死点では減少すること、ならびに微分時間スケールは小さくクランク角に対して変化が小さ

いことが確認できた。

最後に、Roberts らの方法をご紹介いただいた九州大学 高曾徹助教授、ならびにデータ解析に協力された長崎大学卒研究生 森匡輔君(現在、マツダ㈱)に謝意を表します。

文 献

- (1) Wigley, G., ほか2名, *Fluid Mechanics of Combustion Systems* (1981), 29, ASME.
- (2) Arcoumanis, C., ほか3名, SAE Paper 841360 (1984).
- (3) Shimoda, M., ほか2名, *Proc. COMODIA*, (1985), 353.
- (4) 横山・ほか3名, 機論, 54-497, B(1988), 190.
- (5) Lancaster, D. R., SAE Paper 760159 (1976).
- (6) Ball, W. F., ほか3名, *IMEchE*, (1983), 163.
- (7) Witze, P. O., ほか2名, SAE Paper 840377 (1984).
- (8) Bertoli, C., ほか3名, *Proc. COMODIA*, (1985), 273.
- (9) Ikegami, M., ほか2名, SAE Paper 870372, (1987).
- (10) Fraser, R. A., ほか3名, SAE Paper 860021 (1986).
- (11) 前田, 自動車技術, 39-11(1985), 1212.
- (12) 松岡・ほか4名, 機論, 47-422, B(1981), 2074.
- (13) 小保方・ほか2名, 機論, 53-495, B(1987), 3465.
- (14) 杉山, 自動車技術, 39-1(1985), 39.
- (15) Dent, J. C., ほか1名, SAE Paper 750886 (1975).
- (16) 神本・ほか4名, 機論, 53-492, B(1987), 2686.
- (17) Smith, D. M., ほか1名, *Proc. 2nd Int. Workshop Laser Velocimet.*, (1974), 27.
- (18) Scott, P. F. *Proc. 2nd Int. Workshop Laser Velocimet.*, (1974), 47.
- (19) Asher, J. A., ほか2名, *AEDC*, TR-74-54 (1974).
- (20) Mayo, W. T., Jr., *Proc. Dyn. Flow Conf.*, (1978), 851.
- (21) Shapiro, H. S., ほか1名, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, 8-2, (1960), 225.
- (22) Masry, E., ほか2名, *IEEE Trans. Autom. Control*, ac, 23-4, (1978), 679.
- (23) Mukta, L. Kar, ほか2名, *IEEE*, (1981), 859.
- (24) Gaster, M., ほか1名, *J. Inst. Math. Appl.* 15(1975), 195.
- (25) Gaster, M., ほか1名, *Proc. R. Soc. Lond. on, Ser. A*, 354(1977), 27.

- (26) Roberts, J. B., ほか 1 名, *IEE Proc.*, 133-F-2(1986), 153.
 - (27) Roberts, J. B., ほか 1 名, *Proc. R. Soc. Lond. on, Ser.* 371(1980), 235.
 - (28) Gaster, M., ほか 1 名, *J. Fluid Mech.*, 77-3(1976), 499.
 - (29) 脇坂・ほか 2 名, 機論, 48-430, B(1982), 1198.
 - (30) 浜本・ほか 2 名, 機論, 53-491, B(1987), 2226.
 - (31) 日野, スペクトル解析, (1977), 朝倉書店.
 - (32) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), 65, McGraw-Hill.
 - (33) Liou, T. M., ほか 1 名, *SAE Paper* 830419(1983).
 - (34) 城戸・ほか 5 名, 機論, 50-452, B(1984), 1114.
 - (35) Catania, A. E., ほか 1 名, *Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power*, 109(1987), 491.
-