

新 制
工
656

京大附図

拡散燃焼における流動ならびに
燃料-空気の混合に関する研究

1985

塩 路 昌 宏

拡散燃焼における流動ならびに
燃料-空気の混合に関する研究

1985

拡散燃焼における流動ならびに 燃料－空気の混合に関する研究

目 次

第1章 緒 論	1
第2章 光電子相関レーザドップラ法による輝炎内の流れの測定	9
第2.1節 緒 言	9
第2.2節 測定原理および試作装置	10
2.2.1 測定原理	10
2.2.2 試作装置	12
第2.3節 解析方法	15
2.3.1 自己相関とその解析法	15
2.3.2 最大エントロピ法による信号のフーリエ変換	19
2.3.3 フライト拡がり誤差の除去	22
第2.4節 測定精度および拡散火炎内の流速測定への応用	23
2.4.1 熱線風速計による測定精度の検討	23
2.4.2 層流拡散炎での測定	24
第2.5節 結 言	26
第3章 噴流拡散火炎における流動と燃焼	27
第3.1節 緒 言	27
第3.2節 実験装置および方法	28
3.2.1 実験装置の概要	28
3.2.2 流れの測定	29
3.2.3 散乱光強度変動の測定	29

第3.3節	火炎内の流動	30
3.3.1	対象とする火炎	30
3.3.2	平均流速および乱れ強さ	31
3.3.3	流速の確率密度分布	34
第3.4節	散乱光強度相関およびスペクトル	38
第3.5節	火炎構造についての考察	43
第3.6節	結 言	46
第4章	層流拡散炎における微粒子生成	47
第4.1節	緒 言	47
第4.2節	測定原理および方法	48
4.2.1	レーザーホモダイン法の原理	48
4.2.2	ブラウン運動する粒子からの散乱光強度相関	50
4.2.3	粒径および数密度の決定	51
第4.3節	測定精度と範囲	52
4.3.1	測定装置	52
4.3.2	PSLによる検定	54
4.3.3	誤差要因と精度の検討	56
第4.4節	層流拡散炎内の微粒子径と数密度	59
第4.5節	層流拡散炎におけるすす生成機構の考察	64
第4.6節	結 言	68
第5章	レーザーホモダイン法による乱れの測定	69
第5.1節	緒 言	69
第5.2節	測定原理	70
5.2.1	レーザーホモダイン法の乱れ測定への適用	70
5.2.2	散乱光強度自己相関	70
5.2.3	変動速度	72

第5.3節	乱れ強度および積分スケールの測定	74
5.3.1	測定装置と方法	74
5.3.2	測定結果	76
5.3.3	熱線風速計による検討	77
第5.4節	誤差要因の検討	78
5.4.1	速度相関の仮定	78
5.4.2	散乱粒子径の影響	79
5.4.3	フライト拡がり	80
5.4.4	測定容積内の速度勾配	81
第5.5節	レーザホモダイン法によるシリンダ内乱れ測定	83
5.5.1	シリンダ内乱れ測定の検討	83
5.5.2	実験装置および方法	84
5.5.3	光学系の条件	86
5.5.4	乱れ強さおよび空間積分スケールの測定	87
5.5.5	シリンダ内スワールの測定	93
第5.6節	結 言	94
第6章	容器内の非定常拡散炎の確率過程論モデル	96
第6.1節	緒 言	96
第6.2節	基礎式の導出	97
6.2.1	ディーゼル燃焼モデルの基本的考え方	97
6.2.2	2体衝突・再分散モデル	98
6.2.3	拡散燃焼モデルへの拡張	99
6.2.4	熱力学的関係式	101
6.2.5	計算方法	102
第6.3節	定容容器内燃焼の計算	103
6.3.1	計算条件	103
6.3.2	計算結果	105

第6.4節	ディーゼル機関への適用	108
6.4.1	計算条件および方法	108
6.4.2	シリンダ内圧力時間経過	111
6.4.3	窒素酸化物の生成	115
第6.5節	考察	118
6.5.1	一様等方乱流混合場の近似の妥当性	118
6.5.2	混合仮定と衝突ひん度 ω	119
6.5.3	燃料-空気の初期分布状態	120
第6.6節	結言	122
第7章	ディーゼル燃焼のモデリング	123
第7.1節	緒言	123
第7.2節	実験機関および方法	124
7.2.1	実験機関	124
7.2.2	実測熱発生率の算出	125
第7.3節	噴射過程	128
7.3.1	噴霧内の乱流混合モデル	128
7.3.2	混合領域の乱れの扱い	129
7.3.3	状態推移	131
第7.4節	噴霧内の燃料濃度と初期燃焼	132
7.4.1	燃料濃度分布	132
7.4.2	初期燃焼量	134
第7.5節	燃焼過程	137
7.5.1	燃焼過程のモデル	137
7.5.2	積分スケール	139
7.5.3	乱れの生成	140
7.5.4	熱発生率経過の予測	142

第7.6節	燃焼生成物の予測	146
7.6.1	一酸化窒素NOの生成	146
7.6.2	シリンダ内ガス組成	148
第7.7節	結 言	149
第8章	結 論	151
謝 辞		154
参 考 文 献		155

第 1 章 緒 論

乱流拡散燃焼は各種の燃焼装置や圧縮点火機関の主過程として活用されており、流動、反応、熱移動が複雑にからみ合いつつ高エネルギー密度の燃焼が実現されている。これらの熱システムや動力システムにおけるエネルギーの有効利用と大気汚染物質低減が大きな社会問題として認識されて以来、過去十数年にわたって基礎および実際の両側面から乱流拡散燃焼の研究が強力に推進され、その理解が深められてきた。しかし、火炎内での流動様式や乱れと燃焼との相互干渉、燃料-空気の乱流混合などの点でいまだ多くの未解決の点が残っており、今後も多くの基礎的研究が必要である。

化石燃料の枯渇が叫ばれている今日、燃焼におけるエネルギーの節約はエネルギー経済上極めて重要といわねばならない。このためには高温高密度燃焼を実現して無駄な熱を減じる必要があり、さらに燃焼過程中に発生する大気汚染物質を抑制し、環境を犠牲にすることなく高効率燃焼を実現する手段を見出すことが重要である。また、現在供給されている石油燃料はしだいに低質化するとともに、各種の代替燃料の効率的利用が望まれている。このような燃焼システムに対する多用な要請に応じかつその最適化を図るためにも、乱流拡散燃焼の解明は急を要している。

気体燃料を噴流として燃やすときや液体燃料を噴霧の形にして空気中に吹き込んで燃焼を行わせるさいには、高速燃料の流れを芯とする噴流拡散炎と捉えることができる。これは拡散燃焼を考えるときの基本となる燃焼形態であり、とくに噴流内への空気取り込み機構および噴流内での微視的な乱流混合の2つの立場から燃焼機構に関する基礎的研究がなされている。前者については噴流境界に生じる大きな渦構造の存在が指摘されるとともに、自由噴流の研究から導かれたコヒーレント構造の概念⁽¹⁾を使って説明がなされたほか、これに関連して二次元噴流炎のせん断層の可視化により混合層に生じる組織渦の存在が示された⁽²⁾。さらに、乱流拡散炎について流れの可視化および流速・温度の測定から噴流境界における火炎の間欠的構造が調べられ、組織渦の生成、発達、および下流での崩壊の過程が明らかにされ

た。しかし、より高いレイノルズ数における巨視構造ならびにそれが燃焼によってどのように変化するかは不明である。

噴流内の乱流混合については、主にガス流動測定にもとづいて研究が進められている。これには、従来から時間応答性に優れた熱線風速計が使用されていたが、レーザー発振器の普及とともに非接触で高精度のレーザドップラ流速計LDAが熱線風速計に代わって広く利用され、非燃焼噴流および発熱場における流速、乱れの空間分布が測定された。これにより、軸方向ならびに半径方向の速度勾配の大きい位置で乱れは極大値をとるが、発熱があると軸方向の主流速の減衰が遅れるため大きい乱れが持続されることが示された⁽³⁾。さらに、燃焼によって噴流境界における乱れスケールが増大することや温度上昇に伴って乱れが減少するいわゆる層流化現象が存在することなどが明らかになった⁽⁴⁾。最近では、3系統のLDAシステムを用いた各方向の流れの同時測定によって、レイノルズ応力などの乱れ生成要因が定量的に求められ⁽⁵⁾、火炎面での流線の曲がりか乱れを生成することが示されたほか、レーリ散乱法⁽⁶⁾あるいはラマン分光法⁽⁷⁾による温度・濃度変動測定から、火炎境界面における温度・濃度の確率密度分布の拡がりおよび火炎の間欠構造が見出された。さらに、レーリ散乱法をLDAと組み合わせることにより速度濃度変動の同時測定⁽⁸⁾が試みられつつある。

しかし、在来のLDAで流動を測定する場合、通常の方法では散乱粒子の寸法および濃度に厳しい制限が課せられてシーディングが困難となるほか、低いSN比の信号には適用できないので、炭化水素燃料の拡散炎のような高い輝度を伴う流れにこの方法を用いると、発光による妨害のため良好なバースト信号が得られない。このため、従来の研究は不輝炎あるいは低輝度の拡散火炎を対象に選んだものが多く、実用拡散火炎についての流動および乱れの測定には別の新しい信号処理方法の開発が必要である。

このような定常流拡散炎の燃焼過程の解明とあわせて、非定常拡散炎の代表例であるディーゼル燃焼過程についても数多くの研究が進められている。ディーゼル機関では高温に圧縮した空気中に燃料を噴射し、その自発火により燃焼が開始する。その後は乱流拡散炎の形態で燃焼が進むが、一連の過程には燃料の霧化、蒸発、着火、混合という複雑な現象を内包するため、これらを包括的に記述することは不可

能に近い。したがって個々の過程についての基礎的研究とともに、それらの支配因子を見出す必要がある。

ディーゼル噴霧の着火過程に関する最近の研究によると、高温の燃焼室内では油粒の蒸発および熱分解はきわめて迅速に進むため噴霧先端ではガス噴流に近いことが示された⁽⁹⁾。このことより、噴霧過程では噴流せん断領域において取り込まれた空気と噴射された燃料とが乱れによって混合気を形成すると扱うことができる。また、着火後の経過については高速度撮影によって小形高速機関に用いられる多噴霧深皿型燃焼室内の火炎の発達が調べられた⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。その結果によると、着火遅れ期間中に蓄積した可燃混合気は着火と同時に一気に燃焼し、大小の雑多な寸法をもつ乱れ火炎が着火後直ちに燃焼室内に拡がることがわかった。すなわち、初期の爆発的燃焼ののちは高濃度部と未利用空気との混合につれて拡散燃焼が進み、燃焼室規模の一樣乱流混合を燃焼の主過程と扱うことができる。さらに、凹み内ではスワールにのって火炎が大きく旋回するため密度の小さい燃焼ガスが中心に集まることおよびピストンの下降とともに発生する逆スキッシュ流にのって未燃燃料がすき間部に運び出されることなど巨視的な火炎構造についても、主に窒素酸化物やすすなどの有害物質生成の点から調べられた。これに関連して非燃焼条件でのシリンダ内ガス流動が熱線風速計⁽¹²⁾ならびにレーザドップラ流速計⁽¹³⁾によって測定され、吸入噴流の挙動や圧縮行程中のスワールの増速およびスキッシュ流の変化などが示された。また、ふく射光相関法⁽¹⁴⁾や自統放電法⁽¹⁵⁾を用いて燃焼中のガス流動測定が試みられ、火炎のスキッシュ流速および燃焼によるスワール速度と乱れの増加が明らかになった。

このように、ディーゼル燃焼では全過程を通じてガス流動と燃料-空気の乱流混合とが重要な役割を果たしており、この立場からの研究が必要である。しかし、現象がきわめて短時間に完結することと、測定プローブや観測窓の取り付け場所に制限があることのために、乱流混合に視点をのいた測定はほとんどなされていない。とくに非定常場の乱れは、従来の時系列データによる方法では本質的に測定することができず、さらに乱れによる変動とサイクル変動との分離が十分にできているとはいえない。このことから、乱れを直接計測する新しい方法が望まれている。

以上のように、定常ならびに非定常場における燃焼過程の解明が進められているが、これとともに拡散燃焼ではすす微粒子の発生が極めて重要である。すすは燃料が空気と十分混合しない状態で高温の燃焼ガスに接触するために発生し、そののち酸素と出会うことにより再燃焼するので、その排出量は熱発生と流れの状態すなわち燃料-空気混合とに強く依存する。すすの燃焼については、層流予混合炎および衝撃波管を用いた固形炭素の反応速度の測定によって、粒子表面酸化速度の経験式が温度ならびに酸素分圧の関数として示されており⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾、さらに乱流燃焼においては燃料-空気混合速度が再燃焼速度を決める主因子であることも指摘されている⁽¹⁸⁾。これに対し、すす微粒子の発生過程は極めて複雑かつ多岐にわたり、気相析出形のすすに限っても核の生成から炭化、凝集を経て粒子が成長する過程にはなお不明の点が多い。したがって、層流拡散炎中で発生する微粒子について、寸法、濃度、性状および挙動を基礎的に調べる必要がある。これには、非接触測定のできる光学的方法が望ましいため、ミー散乱にもとづく光散乱法ならびに光減衰法が多く用いられ、微粒子の直径および濃度の空間分布が調べられている⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。しかし、ミー理論ではすす粒子の複素屈折率が必要なことや、特定の粒径パラメータで散乱光強度が振動するなどの問題点があるため、各種要因で生成する微粒子を広範囲に測定するには、この理論に頼らない異なった原理にもとづく測定方法が必要である。

以上をまとめると、拡散燃焼においては流動と乱流混合が最も重要であって、これらに関連させて調べることが燃焼現象の解明に不可欠であるといえる。近年、この立場からの研究が進められ基礎的事項について多くの知見が得られたが、それでもまだ十分とはいえない。これは一つには実用火炎に対する流動ならびに乱れの計測に適切な方法が確立されていないためであり、一つには乱流混合にもとづく燃焼過程を正しく記述するモデルが不足しているためである。このような観点から本論文では主につぎの4つの事項についての研究を行うことにした。

(1) ガス流動測定において、レーザを利用した非接触測定法の実用火炎への適用について検討する。とくに輝炎からの発光などの雑音に埋もれた信号から有用な情報を抽出する処理方式を開発するとともに、これを用いて噴流拡散炎内の流動および燃料-空気の混合状態を測定する。

(2) すず粒子測定において、分散媒分子の衝撃による微粒子のブラウン運動を検知することにより運動学的粒径を求める方法を示し、層流拡散炎内で発生するすず粒子の粒径および数密度の測定を行う。

(3) (2)と同様の光学系を用いて、乱流中に浮遊する粒子の相対運動から乱れを直接測定する方法について検討する。

(4) 乱流混合に視点を置いた拡散燃焼のモデリングを行う。ただし、定常噴流については確率密度関数モデル⁽²¹⁾や渦崩壊モデル⁽²²⁾など多くの試みがなされているので、ここではまだ乱流混合の立場から解明の進められていないディーゼル燃焼のみを対象とし、燃焼過程および有害物質生成の予測を試みる。

以下、上記の各事項の具体的方法について個別に述べる。(1)の信号処理方式としては光電子相関法を検討する。この方法は、光電子増倍管からの出力を光電子パルス列として検出し、その自己相関関数から散乱光強度の時間変動を求めるものであり、信号に相関処理を施すことによって輝炎からのランダム雑音を統計的に除くことができ、さらに光電子を直接処理するため微小粒子からの微弱な散乱光の検出にも役立つ。そのため、高いSN比の得られない輝炎内での測定が可能となるうえ、火炎中に発生するすず粒子をトレーサとして利用することが期待できる。この方法をLDAの信号処理として用い、水流⁽²³⁾や非燃焼噴流⁽²⁴⁾の流速測定を行った例は過去にもあるが、ここでは強い輝炎内の流動計測にこれを適用することが特徴であり、とくに燃焼に伴う熱発生が流動および燃料-空気乱流混合に及ぼす影響を明らかにする。

つぎに、(2)についてはレーザホモダイン法にもとづく粒径測定法を試みる。これは、粒子群にレーザ単色光を照射してその散乱光に含まれるドップラ偏移を検出することによって粒子のブラウン運動を測定するもので、Stokes-Einsteinの関係式を用いて粒径を算出する。本手法自体は高分子溶液の測定⁽²⁵⁾や生物物理学の分野⁽²⁶⁾ですでに使われているほか、エアロゾル⁽²⁷⁾や火炎中のすず粒子測定⁽²⁸⁾にも利用されはじめている。ここでは、粒径のほか数密度および粒度分布を算出する方法を示し、測定精度ならびに誤差要因を明らかにするとともに、(1)で用いた光電子相関法によって信号処理を行うことにより輝炎の影響を統計的に除いて層流拡散火炎内のすず粒子計測を行い、その結果にもとづいて拡散燃焼におけるすず

生成機構について検討する。

さらに、(3)ではレーザホモダイン法による乱れの直接測定を試みる。すなわち、乱流中に浮遊する粒子対の相対運動の統計平均を(2.)と同じ光学系を用いて測定し、これを一様等方乱流中の2粒子拡散理論から導いたものと対比することによって、実効乱れ強さおよび空間積分スケールを推定する方法を開発する。この方法は従来の時系列信号処理方式と異なり平均流速によらず速度変動を直接測定できるので、この利点を生かしてシリンダ内非定常流における乱れ測定を行い、とくに吸気条件を変えた場合の乱れ強さおよび空間積分スケールの変化を調べる。

最後に、(4)については本研究で明らかになった乱流拡散燃焼における燃焼と流動および乱れとの関連についての諸事実を従来からの知見に付け加えて検討し、それらにもとづいてディーゼル燃焼の各過程における乱流混合を記述する合理的なモデルを構築する。近年、計算機の能力向上とともにナビエーストークスの運動方程式を有限階差法あるいは有限要素法によって解く多次元モデルが著しく発達し、ディーゼル機関内の流れについても流入気流のほか圧縮行程中のスワールおよびスキッシュ流が予測できるようになった⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾。しかし、乱れについては主に円管内乱流の測定から導かれた2方程式モデルによって計算されているが、諸定数ならびに初期条件の選択に問題があるうえ実験的検証が得られていない。さらに、燃焼を伴う場合は乱れの生成機構自身が複雑であって密度および圧力の変動の影響が不明であるため、ディーゼル燃焼の記述に多次元モデルを用いることは見通しはあるがまだ障害が多く、燃焼経過ならびに有害汚染物質生成の予測は現象論モデルに頼らざるを得ない。従来からの現象論モデルは主として噴霧過程に基礎を置いたものが多く、燃料過濃領域への空気導入速度に経験式を用い、量論比で燃焼するとして熱発生率経過を求めている⁽³¹⁾⁽³²⁾。しかし、これでは不均一濃度塊の微視混合が表現できないので、ここでは不均一濃度場を確率密度関数で表わし、それが乱流混合で均一化する過程をモデル化する。微視混合に伴う状態変化はCurlの2体衝突再分散モデル⁽³³⁾で扱い、乱れ強さに応じた混合速度で均一化する過程で発熱が起こるとする。これによって、熱発生経過の予測を行うとともに高温あるいは高濃度の局所的偏在を記述し有害物質の生成機構について検討する。

以上の各事項にもとづいて、本論文の各章は次のようにまとめられる。

第2章では、まず光電子相関レーザドップラ法の原理および特徴を明らかにするとともに、これを実施する具体的方法を確認する。さらに、測定精度ならびに輝炎内計測への適用について検討する。

つづく第3章では、前章で述べた方法を用いて、強い輝炎の発生する噴流拡散炎の流動測定を行う。また、散乱光強度変動法を用いて燃料過濃混合気の分布を求め噴流内への空気取り込みに寄与する渦の寸法と混合状態を推定する。

第4章では、レーザホモダイン法による微粒子測定を試みる。この方法は流体中に浮遊する粒子の相対運動を検出するもので、これを層流拡散炎におけるすす微粒子の粒径測定に適用し、火炎中のすす生成機構について検討する。

また、第5章ではレーザホモダイン法を乱れ測定に適用する方法を示し、まず風洞乱流によって測定精度を明らかにしたのち誤差要因について検討する。さらに、この方法をシリンダ内乱れ測定に適用し、乱れ強さおよび空間積分スケールの時間変化を実測する。

第6章では、容器内の非定常拡散炎についての確率過程論モデルの試みを示す。このモデルはディーゼル燃焼主過程を乱流混合と扱おうとしたもので、まずモデルの基礎式を示すとともにその基本性質を調べ、あわせてディーゼル燃焼への適用について検討する。

最後に、第7章では前章で提案した確率過程論モデルを小形高速直接噴射式ディーゼル機関の燃焼過程の記述に適用する。そのため、乱れの動力学を考慮してモデルの拡張を図るとともに、噴霧過程から初期燃焼、拡散燃焼に至る各段階の乱流混合を同じモデルで記述し、ディーゼル燃焼全過程のモデリングを試みる。熱発生率の予測経過は、種々の運転変数について実測経過と対比して、モデルの妥当性を論じる。あわせて燃焼生成物の予測を行う。

第2章 光電子相関レーザドップラ法 による輝炎内の流れの測定

第2.1節 緒 言

本章では、輝炎内の流動計測法の開発を目指して光電子相関法をレーザドップラ流速計の信号処理へ適用することを試み、その具体的方法および燃焼計測の可能性について検討する。

レーザドップラ流速計はレーザ光の可干渉性を利用して測定容積内に干渉縞をつくり、トレーサ粒子の散乱光の強弱を捉えるか、あるいはドップラシフトを受けた散乱光と参照光とのうなりを得るもので、流れを乱すことなく測定できる点に特長があり現在広く使われるようになった。信号処理方式としては、ほとんどトラック法もしくは計数法が用いられているが、トレーサ粒子の濃度を適切に選びかつ測定部にとぎれなくトレーサを通過させることが必須条件である。また、燃焼場のように強い発光を伴う場合には、その発光よりも強い信号強度を得るために強力なレーザを要し、逆に散乱光の弱い細かい粒子はトレーサとして使えない。

これらに対し、光電子相関法では散乱粒子の寸法およびその数密度に制限がゆるく、信号に相関処理を施すために輝炎の影響を統計的に除きうるので、これをレーザドップラ流速計の信号処理として用いれば、高輝度の火炎内流れの計測が可能と考えられる。この方法は、すでに Grant⁽²³⁾や Birch⁽²⁴⁾によって行われ、水流、2相流および非発光の気体噴流については適用例があるが、実用火炎に近い状況にこの方法を適用して、火炎内のガス流動を測定した例は見当たらない。

そこで本章ではまず光電子相関レーザドップラ法の原理および特長を示すとともに、高速デジタル相関計を用いた測定システムならびにそれにより得られる自己相関データの解析方法を確立する。これにもとづき気体噴流の流速および乱れ分布を測定し、熱線風速計による結果として比較することによって本手法の測定精度について検討する。さらに、炭化水素を燃料とする輝炎内の流れ場の測定を試みる。

第2.2節 測定原理および試作装置

2.2.1 測定原理

レーザドップラ流速計（以下、LDAと呼ぶ）は、流体中に浮遊したトレーサ粒子にレーザ光を照射し、その散乱光のドップラ偏移を検出して流速を求める方法である。光の周波数は $10^{12} \sim 10^{14}$ Hz と非常に高いので、散乱光の周波数を直接測定することは不可能であり、そのためLDA光学系ではドップラ偏移の周波数のみを取り出すよう工夫され、実フリンジ法のほか参照光法⁽³⁴⁾、単一ビーム法などが考案されている。なかでも実フリンジ法はドップラ周波数が散乱方向に依存しないため広い受光開口面積が得られ、かつ散乱光をレンズにより集光したのちに受光器に導くことができ、高い信号強度が得られる利点がある⁽³⁵⁾。

図2-1は本研究で採用した実フリンジ法の原理図で、コヒーレントな光束をもつレーザ光をスプリッタで2本に分け、レンズL₁で測定位置にこれを交差させる。(b)は交差部の拡大図で、干渉の結果図のような濃淡のしま模様を生じたのと等価になる。そこにトレーサの散乱粒子が入って横切ると、その濃淡に応じて散乱光の強弱を生じる。一群のバースト信号には流速に関する情報が含まれているから、これを光電子増倍管で検出のうえ処理すれば、流れに関する諸量がわかる。図のよう

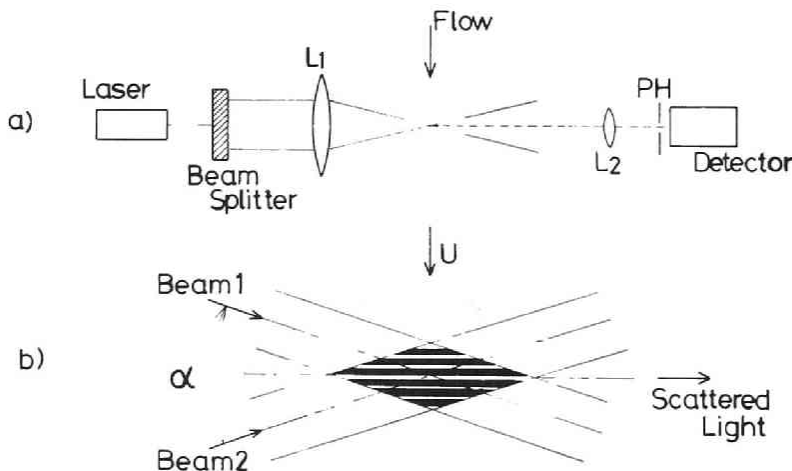


図 2-1 実フリンジ法の原理図

に交差角を α ，光の波長を λ とするとしまの間隔は

$$l_y = \frac{1}{2} \lambda / \sin(\alpha/2) \quad (2-1)$$

で与えられ，バースト信号周期からしまに垂直方向の流速成分 u が求められる。

このように，レーザドップラ法は散乱光強度変動の周波数を検出することが基本であるので，振幅の絶対値を測定する必要がなく簡便に行えるため流動測定に広く使われる。ふつう，この信号の処理は光電子増倍管 PMT からの出力をアナログ信号と扱って光強度変動の時系列データを直接分析する方法が採られるが，変動流の測定に必要な統計量を得るためには膨大な量のデータを高速で収集しなければならない。さらに，火炎内測定では火炎からのふく射や迷光による雑音を除去するため，一般に干渉フィルタあるいは偏光板が利用されるが，そうすると散乱光強度自体も低下する。そこで，ここではつぎの光電子相関法による信号処理方式について検討する。

散乱光が微弱なときには，PMT の出力は図2-2 のように入射光の強弱に応じた疎密をもつ光電子パルス列となる。個々のパルスの波高値はおよそ 1 mV ，パルス幅は数 ns で，これを広帯域増幅して整形し，デジタル信号として自己相関を求めるとバースト信号に含まれる情報の統計平均が得られる。いま， $i(t)$ を時刻 t における光電流とすると，その自己相関は

$$G(\tau) = \langle i(t)i(t+\tau) \rangle / \langle i(t)^2 \rangle \quad (2-2)$$

ただし， τ は遅延時間， $\langle \quad \rangle$ は時間に関する統計平均を示す。雑音成分，たとえ

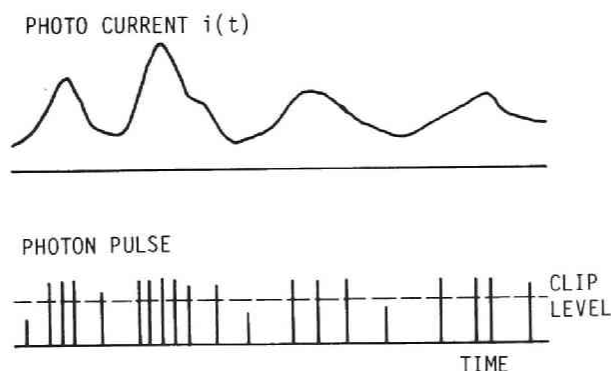


図 2-2 光電子パルス列

ば火炎よりの発光は対象とする信号と相関がないから、得られた自己相関曲線は雑音強度に応じたペDESTALに信号成分が載った形となり、雑音に埋れた信号でも情報の抽出が可能である。

以上のようにこの光電子相関法は、増幅器や論理素子の応答速度の限界からあまり散乱光強度の高いときには使えずさらに実時間性は乏しいがその反面、長時間にわたる統計平均が得られるので微弱な信号から高精度の測定ができる。そのため、通常の処理方式ではなるべく強い散乱光を得る必要があるのに対して、トレーサ粒子の寸法、数密度が小さくてすむので自然に浮遊する粒子をトレーサに使うこともできる。そのほか、光電流には図2-2のように信号パルス以外に熱雑音による比較的波高の低いパルスが混じるが、広帯域増幅器の直後で適当なしきい値を与えて波高弁別すると光電子増倍管の内部雑音を軽減でき高いSN比を期待できる。これらのことからこの方法は、強い輝度を伴う実用拡散火炎内の流動計測にきわめて有効と考えられる。

2. 2. 2 試作装置

以上の原理にもとづいて流れの測定を試みた。図2-3はこの目的で構成した実験装置の系統を示す。光源には15 mWのHe-Neレーザー発振器（日本電気 GLG-

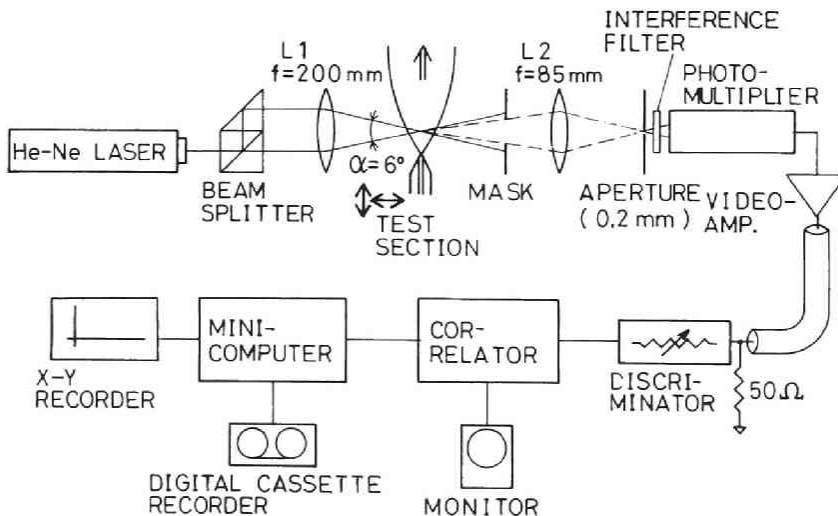


図 2-3 実験装置

2040) を用いた。受光部には前方散乱方式を採用し、散乱光をレンズL₂で集めるさい、測定部自身からの発光の影響を軽減するため適当なマスクと干渉フィルタとを設けた。光電子増倍管(浜松ホトニクス R 649)の出力は広帯域前置増幅器(NF回路ブロック IA - 551)で増幅し、波高弁別を施して相関計に導く。

信号のパルス列から自己相関を得る方法としては、単位時間あたりに計数される光電子数の時間経過をいったん記録したのち、その時系列データから自己相関係数を求める方式が考えられるが、計数速度および記憶容量の点から実際的とはいえない。そこで、ここではシフトレジスタにより光電子の有無を記憶して遅延し、これと同期検出するシングルクリップデジタル相関計⁽³⁶⁾を製作し、これを用いて自己相関を直接計算することを試みた。

図2-4は試作相関計の構成の概要を示し、その作動原理を図2-5に示す。相関計は等しい個数のシフトレジスタ、同期検出部、およびストアカウンタから構成される。波高弁別器からの光電子パルスは図2-4のBからシフトレジスタへ入るが、この内容は周期 τ_c のクロックパルスが到来するごとに右方向に1セルずつ移動するので、 m チャンネルめには遅延時間 $m\tau_c$ だけ過去の状態が示されている。これをANDゲートで現在時刻の状態と同期検出すれば、出力は遅延時間だけ過去にパルスがあつてかつ現在パルスがきたことを示すから(図2-5)、これを順次計数していくと m チャンネル目のストアカウンタには遅延時間 $m\tau_c$ に対応する相関値が積算される。

全クロック数を N_c 、単位クロック時間あたりの光電子数を $n(t)$ すると、計数値は

$$R(m\tau_c) = N_c \langle n \rangle^2 \frac{\langle n(t)n(t+m_c\tau) \rangle}{\langle n \rangle^2} + N_c \langle n \rangle \delta_{om} \quad (2-3)$$

ただし、 $\langle n \rangle$ は単位クロック時間の平均光電子数、 δ_{om} はクロネッカデルタである。右辺第2項は0チャンネルに全パルス数が加算されていることを示す。遅延時間を $\tau = m\tau_c$ とおくと、 δ_{om} をデルタ関数におきかえて、

$$R(\tau) = N_c \langle n \rangle^2 \frac{\langle n(t)n(t+\tau) \rangle}{\langle n \rangle^2} + N_c \langle n \rangle \delta(\tau) \quad (2-4)$$

右辺は式(2-2)の光電流自己相関係数 $G(\tau)$ に比例するので、 N_c が十分大きい

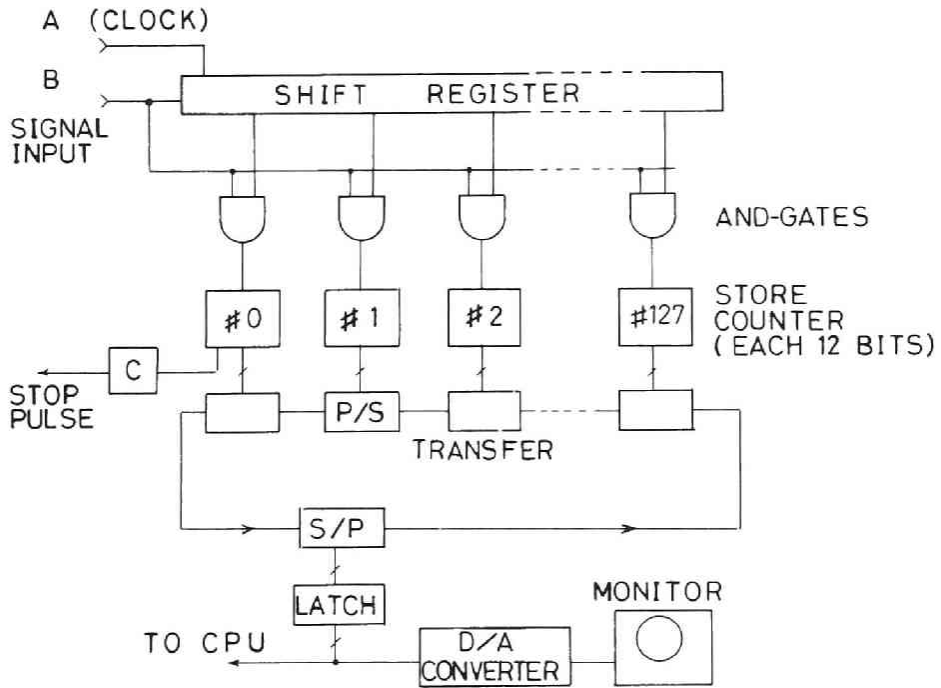


図 2-4 デジタル相関計

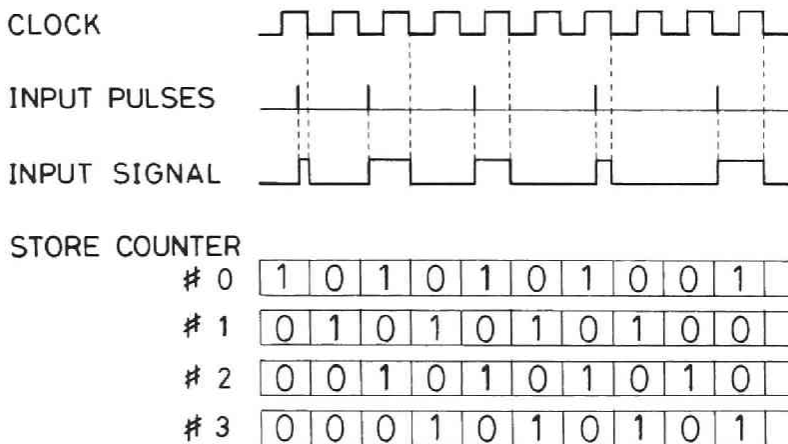


図 2-5 相関計作動原理

と光電子増倍管に入射する散乱光強度相関に関係づけることができ、信号光の統計的性質がわかる。

試作相関計はすべてTTL素子で構成し、とくに高速動作個所にはショットキ形のものを用いた。すなわち、シフトレジスタならびにストアカウンタ下位ビットにはSN74S74、同期検出にはSN74S08を使った。これらの素子の限界から最高クロック速度は50MHz（クロック周期20ns）であった。なお、クロック速度の下限には制限がないから、それ以下の速度は任意に切換えて選択できるようにした。また、チャンネル数は128を標準とし、場合によっては96を使用し、各チャンネルには12ビットのカウンタ（ストアカウンタ）を設けた。

測定ではまずすべてのストアカウンタの内容をクリアしてから計数を始め、0チャンネル目のあふれが例えば4回起ると終了とし、同時にストアカウンタの内容を並列入力直列出力（P/S）の転送レジスタに取り込む。転送レジスタは直列入力並列出力（S/P）レジスタ1個を含んでループ状に接続されているので、相関関数のデータはこのループを循環しており、1チャンネル分ごとに順次読み出すことができる。結果はデータをDA変換してシンクロスコープに相関波形を表示させるが、必要ならばペン書きレコーダあるいはデータ処理装置（三菱電機ミニコンピュータMELCOM 70/20）に転送して記録処理を行う。従来から用いられていたデジタル相関計と比較すると、ここで試作したものは高速型でかつ計数と表示とを併行して行え、計数の中間結果が監視できることが特長である。さらに、相関データをメモリへ高速転送することにより擬似的にリアルタイム性を持たせることも可能であり、このようにするととくに非定常流の測定に役立つと思われる。

第2.3節 解析方法

2.3.1 自己相関とその解析方法

図2-6は、種々の定常空気噴流および噴流火炎について得られた自己相関波形の例で交差角 $\alpha = 6.0^\circ$ 、測定部長さ約1.3mmであった。Aはアセチレン層流炎、B、Cはノズル径4mmの空気噴流で平均粒径 $1\mu\text{m}$ のタルク粉をトレーサ粒子としたもの、Dはアセチレン噴流火炎の火炎境界付近で得られたものである。火炎の

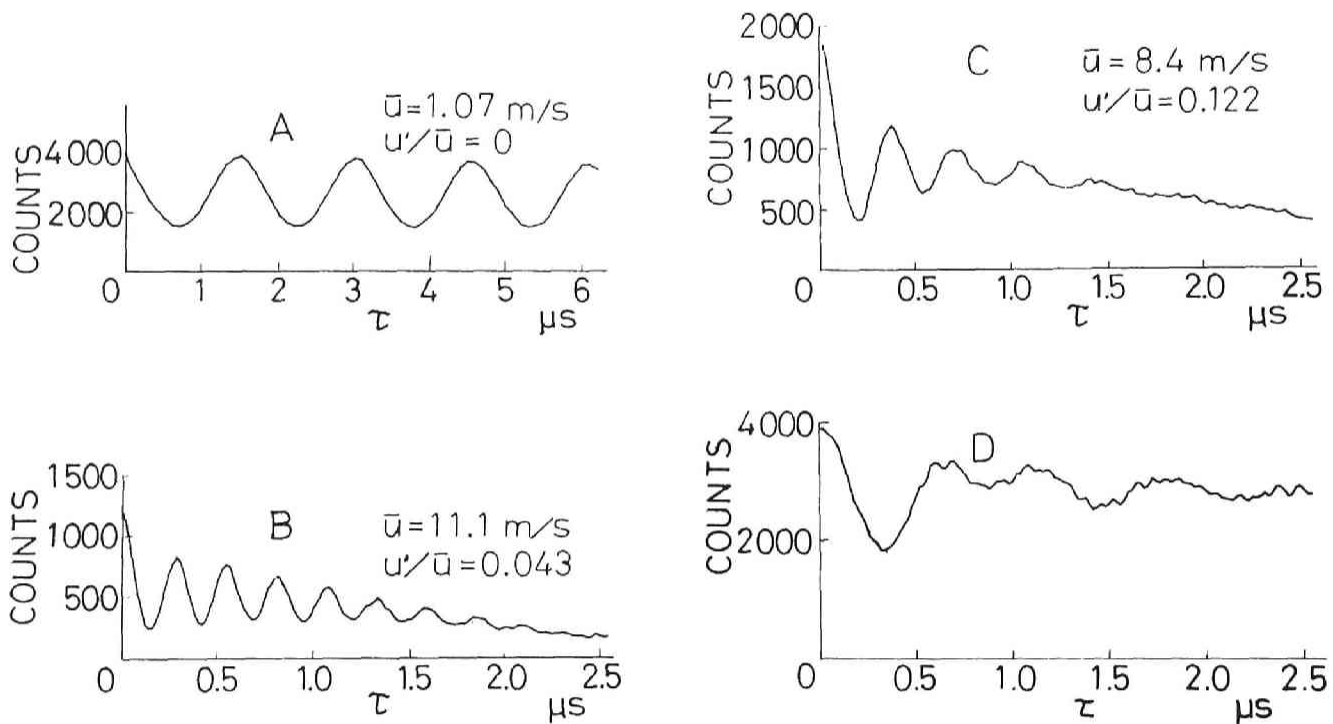


図 2 - 6 相関波形の例

場合には、火炎自身で生じるすすをトレーサ粒子としたものであり、いずれも光電子パルス相関の計数値をそのまま示してある。自己相関曲線に現われている振動はトレーサ粒子が測定部を通過するさいに生じたものであるから、平均流速 \bar{u} はその周期に対応している。また、振動の減衰は多数の粒子が測定部を通過するさいに生じたものであるから、乱れの実効強度 u' に対応している。

図2-7は乱流の場合に得られる相関波形を模式的に描いたもので、上記の減衰を伴う振動波形(①②)は、トレーサが測定容積を有限時間で通過することによるゆるやかな変化(フライト拡がり③)と、ランダムノイズ(④)に載っており、さ

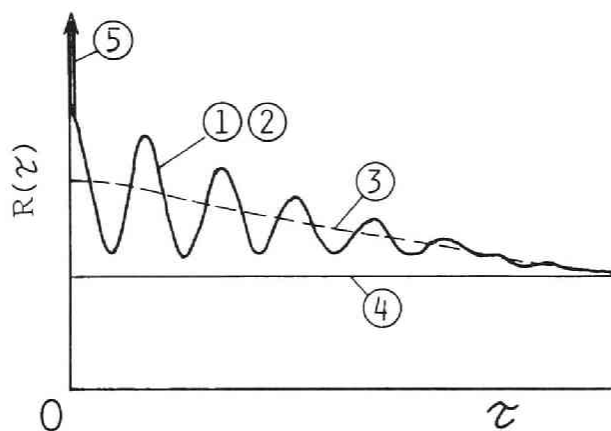


図 2-7 光電子相関レーザドップラ法による自己相関信号波形模式図

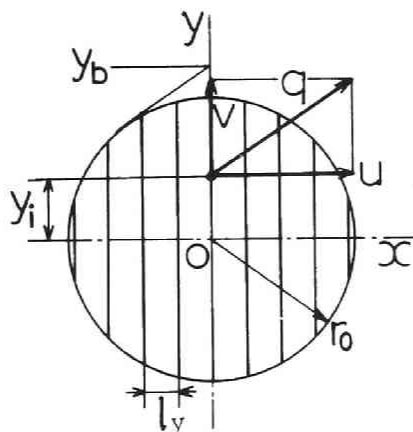


図 2-8 実フリンジ測定部

らに0チャンネルには全光電子数カウント（ショット雑音⑤）が付加されている。

流速の確率密度分布 $P(u)$ としてガウス分布を仮定すると、実フリンジ光学系では自己相関関数は次式で表される⁽³⁷⁾。

$$G(\tau) = (1/3)\exp(-\bar{u}\tau^2/r_0^2)[1 + (1/2)\exp(-2\pi^2 u'^2 \tau^2 / l_y^2) \cos(2\pi \bar{u} \tau / l_y)] \quad (2-5)$$

ただし、図 2-8 のように、フリンジ間隔 l_y ，光強度が中心の e^{-2} 倍になる半径 r_0 の測定容積において、ビーム強度がガウス分布で $r_0 / l_y \gg 1$ の条件が満たされ、さらに主流がフリンジに垂直で、平行な速度成分 v は 0 であるとする。式(2-5)の右辺の最初の指数関数項は粒子が測定容積に滞在する時間に支配され、ドップラ拡がりを表している。また、余弦関数で表される周期成分は平均流速 \bar{u} に関係し、自己相関曲線の振動周期を τ_0 とすると、式(2-1)より

$$\bar{u} = l_y / \tau_0 = \lambda / \{2\tau_0 \sin(\alpha/2)\} \quad (2-6)$$

さらに、式(2-5)の余弦関数に掛かる減衰項は乱れの強さに関係しており、局所的な相対乱れ強度 u' / \bar{u} は相関波形の減衰から計算できる。たとえば、図 2-9 のように、自己相関波形の第2の谷から第2の山までの値と第1の谷から第1の山までの比を減衰比を

$$D_r = \{R(2\tau_0) - R(3\tau_0/2)\} / \{R(\tau_0) - R(\tau_0/2)\} \quad (2-7)$$

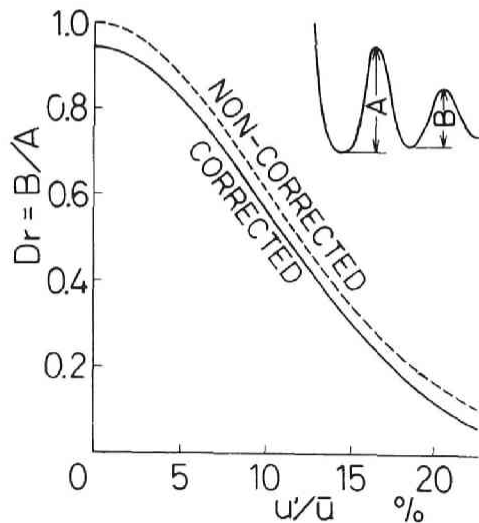


図 2-9 相対乱れ強度 u' / \bar{u} と減衰比 D_r

と定義すると、式(2-5)より u'/\bar{u} と D_r の関係が求められる。その結果が図2-9であり、破線はドップラ拡がりを考慮しない場合、実線はその補正を加えたものである。したがって実測の自己相関曲線から D_r を求めると u'/\bar{u} を読み取ることができる。

図2-6の各自己相関曲線に記入した \bar{u} は式(2-6)により、 u'/\bar{u} は拡がりを補正して得た値で、層流の場合はドップラ拡がり分の減衰しか現れていない。それに対して乱流の場合には乱れが強くなるほど減衰は大きくなっている。しかし、曲線Dのように自己相関曲線にうなりがあるような場合には減衰法は適用できず、減衰比を用いる方法では不十分である。このような状態は流れに間欠性がある場合にみられ、次に述べるように流速の確率密度分布がガウス分布から外れて2峰性を示す場合に相当している。

2. 3. 2 最大エントロピ法による信号のフーリエ変換

以上のように速度の確率密度分布がガウス分布から大きくはずれる場合には減衰比から乱れ強度を求めることは困難であるので、自己相関関数をフーリエ変換して流速の確率密度関数を求める方法を試みた。これは自己相関のフーリエ変換がパワースペクトルを与えるという Wiener - Khinchin の定理にもとづくものである。いまの場合、自己相関の標本点数は相関計のチャンネル数によって制限されているので、よく使われる高速フーリエ変換は適当でなく、ここでは Durrani ら⁽³⁷⁾が提案しているように最大エントロピ法 (MEM)⁽³⁸⁾によって変換した。

このフーリエ変換法は元来情報理論におけるエントロピの概念に基づくものであり、短い時系列データから高い分解能のスペクトルを得ることができる。いま、確率時系列 $x_N, x_{N-1}, \dots, x_k, \dots, x_1$ の N 個のデータから現在値 x_0 を推定するとき、 x_k の線形結合を仮定してその自乗誤差

$$e_0^2 = \left\langle \left| x_0 - \sum_{k=1}^N \alpha_k x_k \right|^2 \right\rangle \quad (2-8)$$

が極小になるように係数 α_k を選ぶものとする、

$$\left. \begin{aligned}
 e_0^2 + \sum_k \langle x_0 x_k \rangle a_k &= \langle x_0 x_0 \rangle \\
 \sum_k \langle x_1 x_k \rangle a_k &= \langle x_1 x_0 \rangle \\
 \dots\dots\dots \\
 \sum_k \langle x_N x_k \rangle a_k &= \langle x_N x_0 \rangle
 \end{aligned} \right\} \quad (2-9)$$

なる (N + 1) 元の連立方程式が得られる。ここで $\langle x_i x_k \rangle$ は自己相関係数であるから、時間差 (i - k) に対応して $R_{i-k} = \langle x_i x_k \rangle$ とする。ここで、

$$D_m = \begin{pmatrix} R_0 & R_1 & \dots\dots\dots & R_N \\ R_1 & R_0 & \dots\dots\dots & R_{N-1} \\ & & \dots\dots\dots & \\ R_N & R_{N-1} & \dots\dots\dots & R_0 \end{pmatrix} \quad (2-10)$$

なる Toeplitz 行列をつくり、その行列式を D_m ，1行1列および1行k列の余因子行列の値をそれぞれ D_N ， A_k とすると、式(2-9)の解は

$$e_0^2 = D_m / D_N \quad (2-11)$$

$$a_k = -A_k / D_N \quad (2-12)$$

この操作は予測誤差フィルタの構成と呼ばれているものであり、得られた値から時系列のパワースペクトルは次式で与えられる⁽³⁹⁾。

$$F(f) = \frac{e_0^2 \Delta \tau}{\left| 1 - \sum_{k=1}^N a_k e^{i2\pi f k \Delta \tau} \right|^2} \quad (2-13)$$

ここで、fは周波数、iは虚数単位、 $\Delta \tau$ は自己相関関数の時間ステップである。

式(2-13)は相関関数のフーリエ変換を与えるので、既述の相関計で得られた自己相関を R_0, \dots, R_N として式(2-11)，(2-12)より e_0^2 ， a_k を求め、式(2-13)よりスペクトルを計算すれば、流速の確率密度関数が得られる。ここで、連立方程式を解くにあたっては Levinson の漸化式によるアルゴリズム⁽⁴⁰⁾を使い、計算時間の短縮を図った。

図 2-10 は、上記の最大エントロピ法を用いて図2-6の相関関数から流速の確率密度関数PDFを求めた結果を示す。各曲線とも最大値を1として相対値を表示した

が、0チャンネル目のパルスの影響でいずれもペダスタルが見える。これを差し引いたものが正しいPDFを与える。曲線Aは層流の場合であったが、ここでも鋭い線スペクトルが得られている。また、B、Cは乱流の場合で、ガウス分布にあてはめることは無理ではないが、Dの場合は予想どおり2峰性のスペクトルが現れる。これは、流れの間欠性を示す。表2-1はMEMスペクトルから求めた \bar{u} および u'/\bar{u} で前者は平均値から、後者は分散から求められる。これによると、乱れの相対強度が小さい場合は、減衰比を自己相関曲線から直接求めたもの（ガウスフィット）と \bar{u} 、 u'/\bar{u} ともにほぼ一致するが、強い乱れを示す場合にはガウス分布から外れて誤差を生じる。

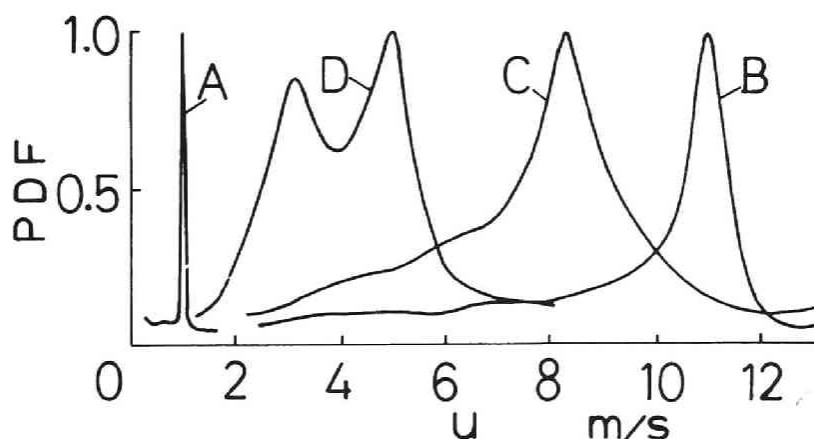


図 2-10 流速の確率密度分布の計算例

表 2-1 MEMスペクトルとガウスフィット法による測定値の比較

	MEM SPECTRUM		GAUSS FIT	
	\bar{u} m/s	u'/\bar{u}	\bar{u} m/s	u'/\bar{u}
A	1.07	0	1.07	0
B	10.8	0.041	11.1	0.043
C	7.8	0.188	8.4	0.122
D	4.3	0.255		

2. 3. 3 フライト拡がり誤差の除去

このように、現実の相関波形はフライト拡がりとランダム雑音の影響を含んでおり、種々の条件で得られた相関をフーリエ変換するさいの支障となる。そこで、これらの誤差を次の方法で軽減することを試みた。図 2-11 (a) は実測で得られた相関波形であり、これをそのままフーリエ変換し流速確率密度分布 $P(u)$ を求めると (b) のように u の低いところでフライト拡がりによる誤差を生じる。そこで、まずランダム雑音にもとづくペダスタルを数値的に除去したのち、次のような処理を施して改善した。

$P(u)$ が近似的にガウス分布に近い場合には、式(2-5) を参照すると実測波形は次の形を仮定することができる。

$$R(\tau) = a\delta(\tau) + c \exp(-b^2\tau^2) + \exp(-b^2\tau^2)s(\tau) \quad (2-14)$$

ここに、 a 、 b 、 c は定数、 $\delta(\tau)$ はデルタ関数、 $s(\tau)$ は信号を表す。右辺第 1 項はショット雑音、第 2 項と第 3 項とはそれぞれフライト拡がりおよび信号である。これをフーリエ変換すると、

$$F(\omega) = a + (c\sqrt{\pi}/b)\exp(-\omega^2/4b^2) + S(\omega) \quad (2-15)$$

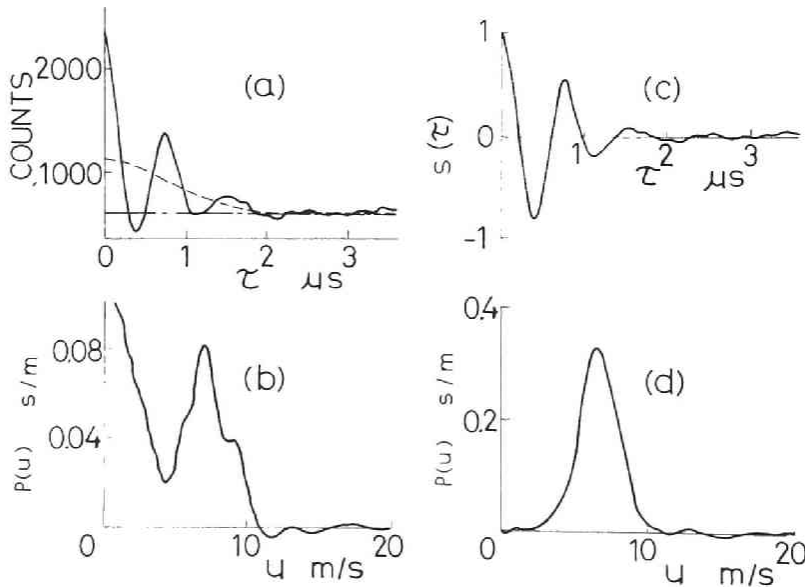


図 2-11 自己相関波形の処理

ただし、 $S(\omega)$ は $\exp(-b^2 \tau^2)s(\tau)$ のフーリエ変換である。信号 $S(\omega)$ が現われないごく低い ω については

$$P(\omega^2) = F(\omega) - a = (c\sqrt{\pi}/b)\exp(-\omega^2/4b^2) \quad (2-16)$$

と書ける。すると、 $P(\omega^2)$ とその ω^2 に対する積分

$$Q(\omega^2) = \int_0^{\omega^2} P(\omega^2) d\omega^2 \quad (2-17)$$

との間には直線関係が成り立つ。したがって、得られる $P(\omega^2)$ と $Q(\omega^2)$ の最小自乗フィットをとれば、その傾斜からフライト拡がりに関するパラメータ b が定まり、 $P(0)$ から信号相対強度 c がわかる。そこで自己相関原波形から $s(\tau)$ を求め、再度フーリエ変換を施せば、より正確な $P(u)$ が求まる。図 2-11 (c) は修正を施した自己相関係数、(d) は得られた $P(u)$ であり、フライト拡がりの影響が除かれている。

第 2. 4 節 測定精度および拡散火炎内の流速測定への応用

2. 4. 1 熱線風速計による測定精度の検討

以上、光電子相関 LDA 法について述べたが、ここで精度をチェックするために空気自由噴流の中心軸上の軸方向平均流速 \bar{u} および乱れ強度 u' を測った結果を熱線風速計の測定結果と比べた。用いたノズルの径 d は 4 mm, 出口流速 $u_0 = 11.3$ m/s であり、動粘性係数を ν とするとレイノルズ数は $Re = u_0 d / \nu = 3000$ である。LDA 測定用のトレーサ粒子としては平均粒径 $2 \mu\text{m}$ のタルク粉を用い、熱線風速計は径 $5 \mu\text{m}$, 長さ 2 mm のタンゲステン線により定温度法で行った (日本カノマックス, IAM 60 型を使用)。また、この場合の自己相関波形の解析は流速分布をガウス分布と近似する方法で行った。

図 2-12 は得られた結果をノズルからの距離 x についてまとめたもので、本レーザドップラ法 (LDA) と、熱線風速計 (HWA) の結果は広範囲にわたって \bar{u} , u' ともによく一致していることがわかる。 $x/d = 7.5$ で u' に若干の不一致がみられるが、これは両測定法の測定部長さの違いや流速の確率密度関数の形のひずみなどに原因があるとみられる。

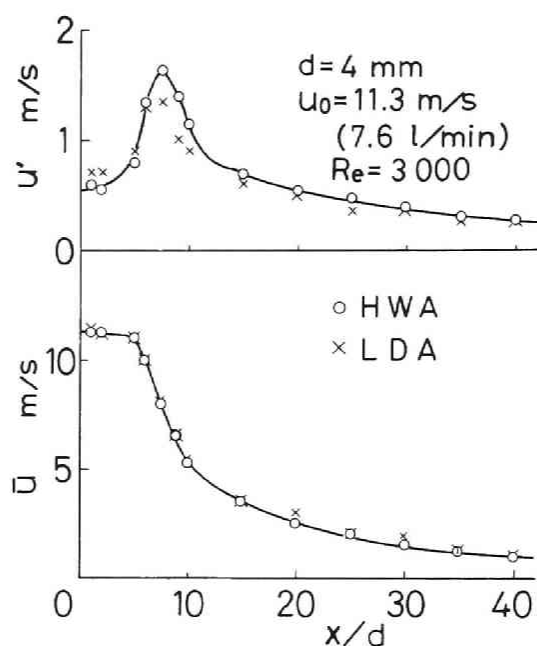


図 2-12 熱線風速計との比較

2. 4. 2 層流拡散炎での測定

図2-6 によると輝炎内でもきわめて良好な相関が得られることがわかる。この輝炎内の流れ計測への適用を検討するため、バーナ内径 11 mm のアセチレン層流拡散炎について、火炎自身で発生するすすをトレーサ粒子として測定した。図 2-13 は図中に示すビーム配置でバーナ出口からの高さ $x = 10 \text{ mm}$ および 20 mm での半径 r について軸方向速度を測定した結果を示す。また、図の信号雑音比 (SN比) は相関波形の実効値と平均レベルとの比と定義したもので、すす粒子が少ない中心部や輝炎からの発光が強い火炎外周で低い値を示している。とくに外周部では -38 dB にも及んでいないところがあり、火炎の発光によるランダムな雑音に埋れたドップラ信号をうまく取り出せることがわかる。図 2-14 は $x = 10 \text{ mm}$, $r = 2.5 \text{ mm}$ で得られた自己相関波形の例で火炎の発光による熱雑音のため光電子計数値はいちぢるしく高いが、相関曲線に一律なペDESTALがつくだけで必要な信号はあまり損なわれていない。

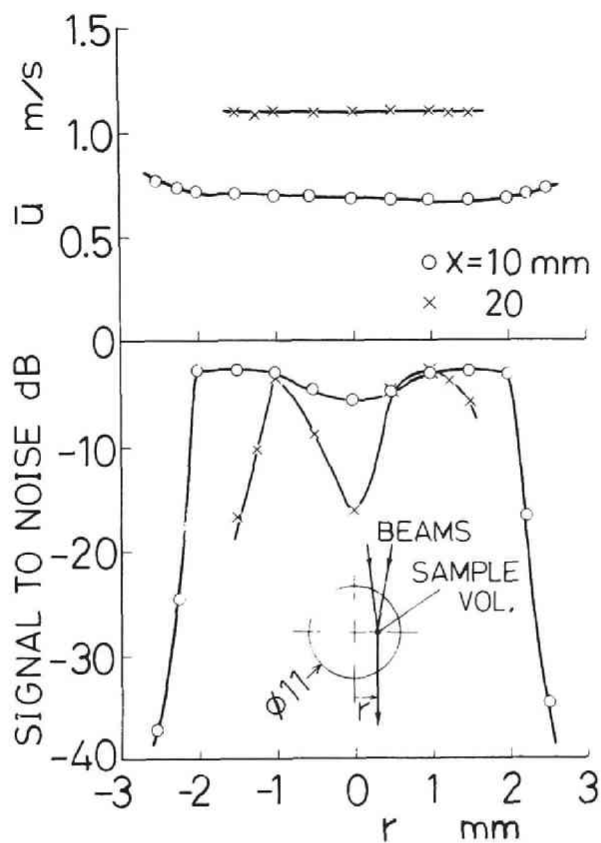


図 2-13 層流拡散炎中における \bar{u} および
信号雑音比の半径方向分布

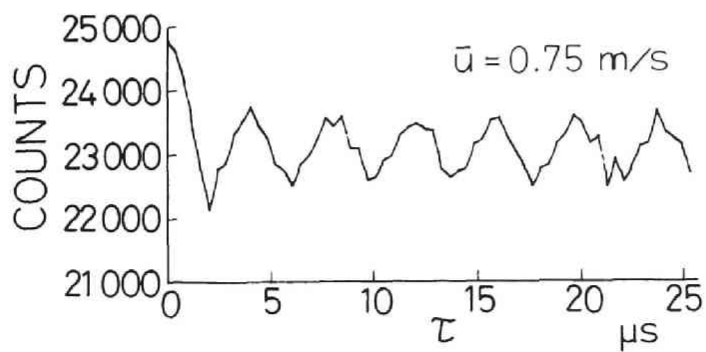


図 2-14 輝炎で得られる相関波形の例
($x=10$ mm , $r=2.5$ mm)

通常の信号処理方法、たとえばトラッカ法では +10 dB 以上の信号雑音比が必要といわれており⁽⁴¹⁾、このような火炎中の測定には困難を伴うのが通例である。これに対して光電子相関法では相関を用いるので実時間追従性の点では劣るが強い雑音の妨害があっても測定できるのが特長であり、火炎内での流動の解析にとくに適していると思われる。

第 2. 5 節 結 言

以上、レーザドップラ流速計の信号処理にさいし、受光部よりの信号を光電子パルス列と扱って、直接自己相関を求める方法を試みた。この目的で高速デジタル相関計による測定システムを試作し、実フリンジ光学系で得られる自己相関関数の解析方法について検討するとともに、測定精度および火炎内流れ計測への応用について調べた。この方法はきわめて高い信号検出処理能力をもち、雑音の中からも信号を検出できるので、拡散燃焼の流動測定にとくに有用と考えられる。ただし実時間性に欠けるので、素早く変動する現象の時間的变化を追うのはむずかしいが、内燃機関内のような周期現象に対しては条件サンプリングあるいはストロボスコーピックな動作でこれを補える見込みがある。

本章で得られた結果を要約すればつぎのようになる。

(1) 光電子相関法を用いるとかなり輝度の高い乱流拡散炎でも測定が可能であり、局所的な流速、乱れ強度などを求めることができる。

(2) この方法では火炎で自然に発生するすすをトレーサ粒子として利用できる利点があり、またドロップアウトの問題がおこらないので測定法として柔軟性に富んでいる。

(3) 相関波形を最大エントロピ法によってフーリエ変換すると流速の確率密度関数が求まり、流れの間欠性に関する情報を得ることができる。

第3章 噴流拡散火炎における 流動と燃焼

第3.1節 緒 言

本章では、光電子相関レーザドップラ法を実用上重要な噴流拡散火炎の流れの測定に適用し、火炎内の流動と燃焼について検討する。

乱流噴流拡散炎は炉、ボイラなどの燃焼装置ばかりでなくディーゼル機関、ガスタービン機関など内燃機関内の燃焼の主過程でもあり、その現象の理解を深めることはこれら燃焼機器の性能向上および大気汚染物質低減の点からも望まれる。この種の火炎では高速の燃料流によって周囲の空気が取り込まれ、乱流によって燃料と空気の混合が図られるのが特徴であり、最近自由噴流の研究から導かれたコヒーレント構造の概念⁽¹⁾⁽⁴²⁾を使って説明が試みられている。この概念は、噴流境界では組織的な大きな渦が発生し、これが周囲の層流流体を噴流内へ間欠的に飲み込むことによって乱流境界層が成長するというものである。これに関し、二次元噴流炎のせん断層における濃度および温度の変動とシュリーレン写真によって上記のコヒーレント構造が調べられている⁽²⁾⁽⁴³⁾ほか、流速およびスカラ諸量の統計量、確率密度分布、空間相関などの測定⁽⁴⁴⁾、イオン電流の測定⁽⁴⁵⁾、スート雲の散乱光強度の測定⁽⁴⁶⁾などにより混合状態とそのメカニズムが検討されている。

これら乱流拡散炎の流動と混合過程を調べるにはレーザドップラ法が適しているが、強い輝度を伴う火炎についてはバースト信号が火炎の発光によって妨害され流動測定に困難が予想される。したがって高出力レーザを用いるか、あるいは信号処理系において信号強化を図る必要があると思われる。

そこで、ここでは後者の立場から前章で述べた光電子相関レーザドップラ法によってアセチレンならびにエチレンの噴流拡散炎内の流動状況を調べるとともに、輝炎の特徴であるスート雲に着目して散乱光強度の変動から混合過程を推定した。さらに、これらを総合して火炎の渦構造について検討し、とくに噴流内部への空気の取り込みおよび燃料-空気混合に及ぼす燃焼の影響を明らかにした。

第3.2節 実験装置および方法

3.2.1 実験装置の概要

測定の対象は大気圧下の開放噴流拡散炎とし、実験装置の概略を図3-1に示す。微動トラバース台に取り付けたノズルによって火炎をつくり、その測定位置にアルゴンイオンレーザー (Spectra Physics, Model 164, 最大全出力 2 W) のビームを通す。流動測定では、図3-1に示すように2本の光束を交差させて実フリンジ光学系とし、散乱光強度変動測定では単一ビームによるホモダイン光学系とした。いずれも散乱光は前方に置いた光電子増倍管 (浜松テレビ, R464) で検出し、波高弁別器付光子カウンタ増幅器 (浜松テレビ, C1050) を通して光電子パルス列のまま第2章で試作したデジタル相関計 (128チャンネル, 各12ビット) に入力し、自己相関係数を求める。得られた相関はシンクロスコープに表示するとともにミニコンピュータ (MELCOM 70/20) に収録する。

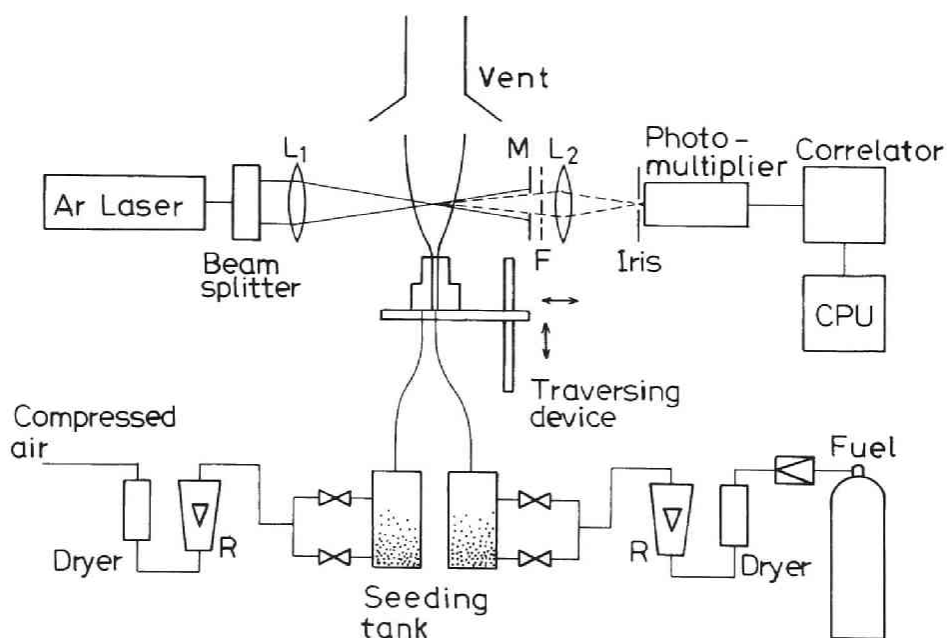


図 3-1 実験装置

3. 2. 2 流れの測定

この信号処理系により実フリンジ光学系でバースト信号の光電子相関を求めると輝炎内の流動測定が可能なのは前章で述べたとおりで、火炎の発光がバースト信号と無相関である性質を利用してその影響を統計的に除く。トレーサ粒子としては輝炎領域では自然に発生するスートを用いたが、得られる流速はその寸法、濃度の分布およびその変動に依存することは念頭におく必要がある。また、周囲流や比較に供する窒素噴流の測定にはタルク粉を混入しトレーサとした。

レーザー光は回転式ビームスプリッタ（日本カノマックス，1915）を用いて2本の光束に分け、焦点距離 500 mm の収束レンズ L_1 によって交差角 5.7° （測定部の直径は 0.27 mm）で交差させる。集光レンズ L_2 は 135 mm の焦点距離をもち、ピンホール径は 0.2 mm である。また、火炎発光の影響を減らすため干渉フィルタ（波長 514.5 nm）をピンホールのうしろに設けた。

得られた自己相関係数から流れの諸量を定めるには、まず最大エントロピ法によりフーリエ変換を施して流速の確率密度分布を計算し、これより平均流速 \bar{u} 、実効乱れ強さ u' などを求めた。なお、相関係数には種々の原因によって誤差が含まれているので、あらかじめ前章 2. 3. 3 項に述べた方法によりランダム雑音およびフライト拡がりの誤差を除去したうえでフーリエ変換した。

3. 2. 3 散乱光強度変動の測定

この実験で行うもう一つの測定は散乱光強度変動の自己相関測定であり、スート雲の濃淡、つまり燃料過濃混合気がどのように分布しているかを捉えて飲み込み渦の寸法と混合状態を推定する。Magnussen⁽⁴⁶⁾ は光強度変動からじかにパワースペクトルを得ているが、本研究では光電子パルスから自己相関を求める点が異なり、この方法によれば濃度変動に関する時間積分スケールが直接求められる。また、流速測定に用いた最大エントロピ法によってパワースペクトルが計算できる。

光学系は、図3-1 において回転ビームスプリッタと収束レンズ L_1 を取り外して非収束ビームによるホモダイナミクス法の構成とした。非収束としたのはフライト拡がりの影響を小さくするためである。また、レンズ L_2 は用いずかわりに直径 1 mm の

マスクとピンホール（0.2 mm 径）によって測定視野を制限した。なおレーザービームと測定方向のなす角は 15° とした。

第3.3節 火炎内の流動

3.3.1 対象とする火炎

実験に用いたバーナノズルは内径 $d = 2 \text{ mm}$, リム厚さ 3 mm であり, これを鉛直上向きに取り付けて火炎をつくった。燃料にはエチレン C_2H_4 およびアセチレン C_2H_2 を使い, 比較の目的でエチレンと同じ分子量をもつ窒素 N_2 の非燃焼噴流についても測定を行った。

図3-2 はエチレン炎の可視火炎長 h をレイノルズ数 Re について示す。この条件では Re が約 5,000 以上で乱流火炎に遷移することがわかる。この結果に基づき測定は $Re = 7,100$ の乱流域を選び, ノズル出口流速 32 m/s 一定で行った。目視観察によるとエチレン炎の火炎長さは 480 mm , 乱流遷移点は 33 mm , アセチレン炎ではそれぞれ 360 mm および 20 mm であった。全般に, エチレン炎のほうが炎は滑らかで乱れは弱いように見受けた。

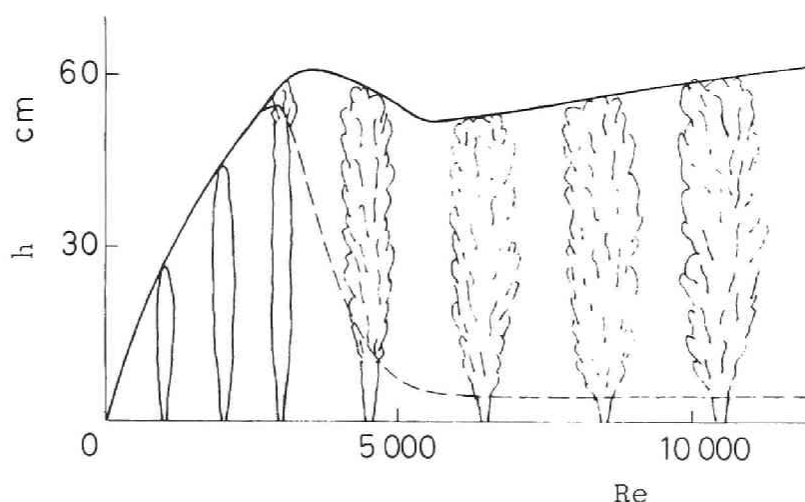


図 3-2 エチレン噴流炎における出口レイノルズ数 Re に対する可視火炎長 h

流速測定にはおもに火炎自身で生じるスートをトレーサに使うが、スートのない周囲流でも測定できるようにノズルと同軸に直径 30 mm のダクトを設け、0.47 m/s の低速空気流を与え、必要に応じてトレーサ粒子を載せた。トレーサには平均径 2 μm のタルク粉を用い、サイクロン型混合器⁽⁴⁷⁾により流れの一部をバイパスしてこれを添加した。レーザー光束は図3-3 のように鉛直面内で交差させ、バーナ支持台の移動によりノズルからの距離 x および中心軸からの距離 r を調節し、測定位置を設定した。

3. 3. 2 平均流速および乱れ強さ

図3-4 は、火炎および非燃焼噴流についてノズル中心軸上で測定した軸方向平均流速 \bar{u} 、相対乱れ強さ u'/\bar{u} 、ならびに実効乱れ強さ u' を無次元距離 x/d に対して示す。図3-4 にはすすをトレーサとして求めた結果 (non-seeded) とタルク粉を用いた場合 (seeded) とを印で区別してある。

\bar{u} はいずれもノズル出口で急激に減少したのち、 x/d とともにゆるやかに小さくなるが、どの位置でも燃焼時のほうがつねに大きい。流速が急減する位置は輝度の高いところに相当しており、強い熱発生に伴う膨張によって流速の減少が遅れる⁽³⁾。 \bar{u} はノズル出口で高い値を示し、極大値はエチレン炎、非燃焼噴流、アセチレン炎の順に小さいが、熱発生が強いほどその後の u' は大きい。

つぎに、 u'/\bar{u} は \bar{u} が急減少する位置で極大になるが、出口直後では燃焼時よりも非燃焼時のほうが高い。これは火炎の高温によって層流化が進んだためであろう⁽⁴⁾。また、非燃焼噴流では u'/\bar{u} は \bar{u} の減少が進んだところで極大を示すのに対し、アセチレン炎では \bar{u} があまり減少していない位置で大きく、熱発生に伴い乱れが強められているとみられる。

つぎに、窒素噴流やエチレン炎では x/d が大きいところで u'/\bar{u} は一定となるのに対して、アセチレン炎では u'/\bar{u} が一度低下したのち再度増大する。同様の落ち込みは水素空気同軸噴流炎でも認められており⁽⁴⁸⁾、その原因はせん断領域の速度分布の変化や温度上昇に伴う層流化とみられる。後流での u'/\bar{u} の増加は \bar{u} 自身の減少にもよるが、後述のように周囲から運び込まれる渦塊の影響もあり、噴流の間欠性すなわち乱流域と非乱流域とが混在した状態に関係があると思われる。

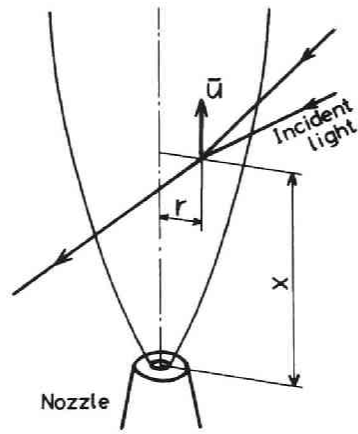


図 3-3 噴流拡散炎の測定位置

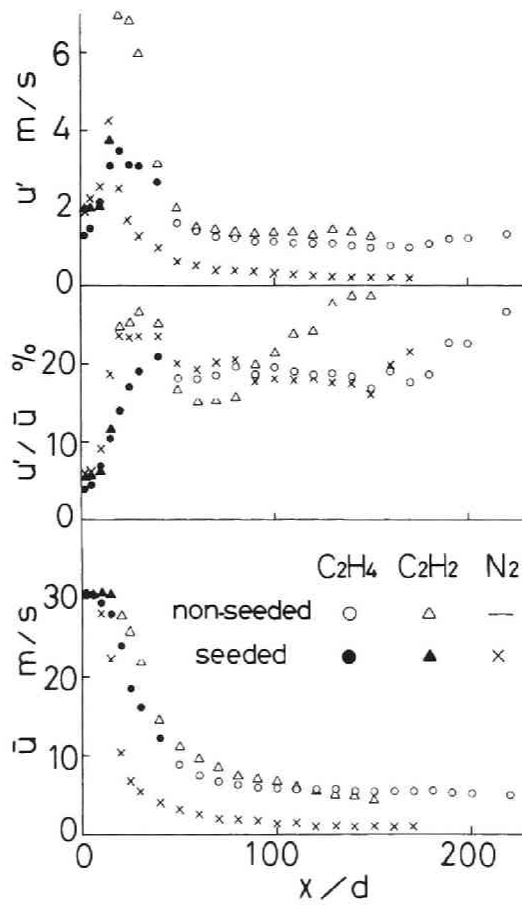


図 3-4 軸上速度分布

図3-5 は、軸方向平均流速 \bar{u} の無次元半径 r/d の分布を種々の断面について示す。火炎の場合は一様な速度分布に近づくのが遅れ、噴流幅は非燃焼時に比べて狭い。図3-6 はこのような測定にもとづいて \bar{u} が中心軸上速度の半分になる直径 $D_{0.5}$ とノズル径との比 $D_{0.5}/d$ を求め、 x/d に対して示したもので、これによると噴流の拡がり半角は非燃焼噴流で 7.7° ，エチレン炎では 6.6° ，アセチレン炎では 5.9° である。このように火炎では拡がり角が小さく、この傾向は他の実験でも認められている⁽⁴⁸⁾。

ふたたび図3-5 の \bar{u} の半径方向分布によると、細線で示す火炎位置あたりでトレーサ粒子を添加した場合としない場合とで不連続がみられる。これはその位置ですすを含む部分と外周の低速流とが交互に現れ、添加しないときは前者を、添加時には後者を測ったようになるためである。すすとタルク粉では追随性が異なるので、火炎面近傍の \bar{u} の値に多少のばらつきを生じ、追随性のよいすすが間欠的に現われる場合は測定値が実際の値よりも高めになると思われる。しかし、いずれにしてもこの現象は火炎面付近に間欠的な流れがあることを示しており、逆にその性質を調

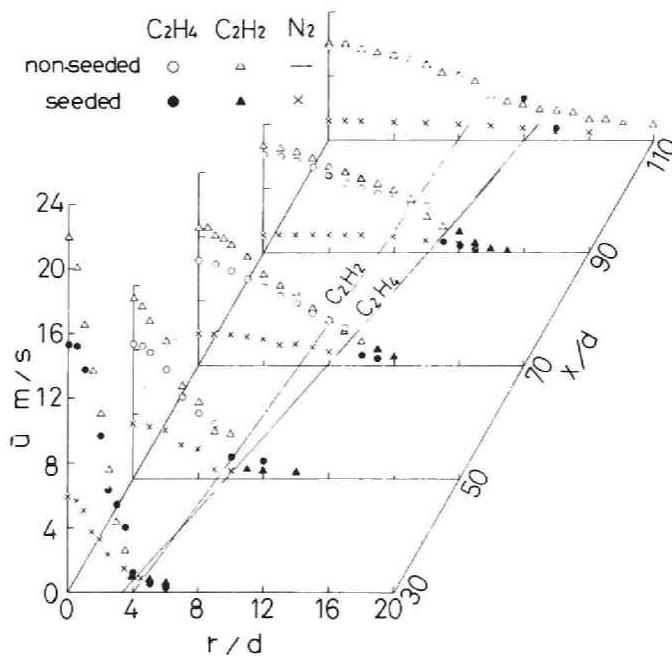


図 3-5 \bar{u} の半径方向分布

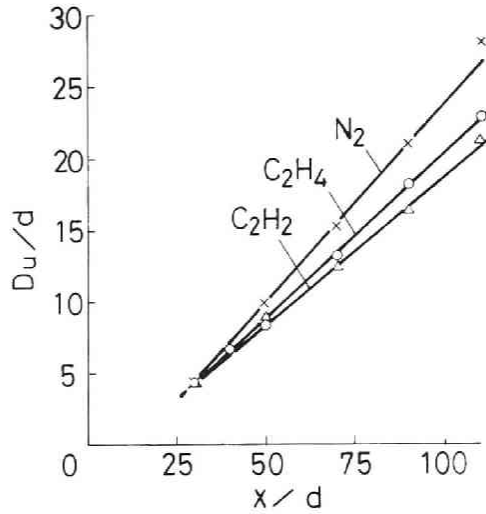


図 3-6 速度半値幅の変化

べる手がかりにもなる。

つぎに、図 3-7, 3-8 にそれぞれ相対乱れ強さ u'/\bar{u} および実効乱れ強さ u' の半径方向分布を示す。下流では火炎面近くで u'/\bar{u} に極大がみられ、その値はアセチレン炎のほうがエチレン炎よりもかなり大きい。 u' の分布でも x/d の大きいところにこぶがあり、そのような箇所では乱れが増強されていると考えられる。

3. 3. 3 流速の確率密度分布

つぎに、ドップラ信号の自己相関から平均流速ならびに乱れ強さを求めるさい、フーリエ変換で得られる軸方向速度 u の確率密度分布 PDF を示す。図 3-9, 3-10 はそれぞれ $x/d = 50$ および 70 の断面で種々の r/d について得られたものであって、中心軸上ではいずれもほぼ対称で正規分布に近い PDF を示しているが、 r/d が大きく火炎境界面（図 3-10 ではエチレン炎で $r/d = 8$ ，アセチレン炎で 6 前後）に近いところでは、高速側に長い尾を引く正のゆがみを示している。そして火炎の外側ではふたたび狭いが対称性分布になる。火炎境界面のゆがみはアセチレン炎で著しく、これは高速の燃料が火炎をときどき通過するためとみられ、そこでできる渦によって空気が取り込まれると推定される。非燃焼時にはこのようなゆがみはみられず渦は小規模であると考えられる。したがって火炎では燃焼によ

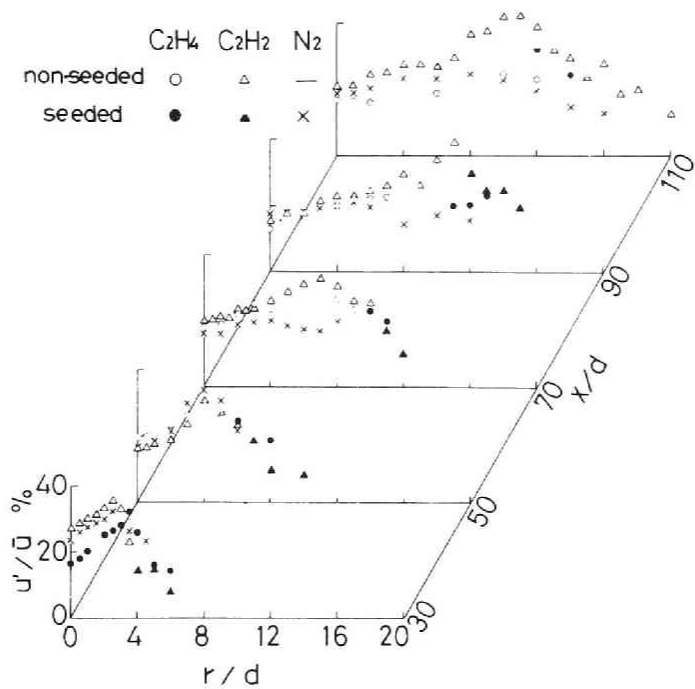


図 3-7 u'/\bar{u} の半径方向分布

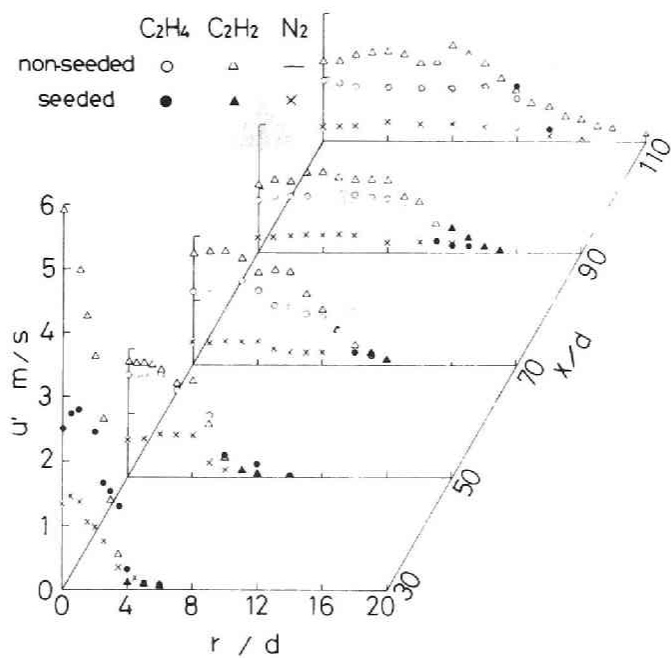


図 3-8 u' の半径方向分布

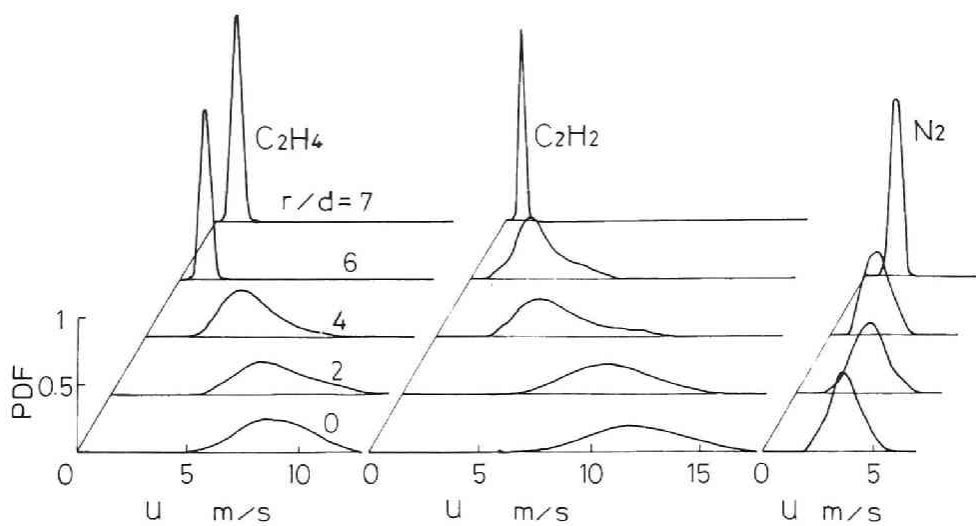


図 3-9 uの確率密度分布の変化 ($x/d = 50$)

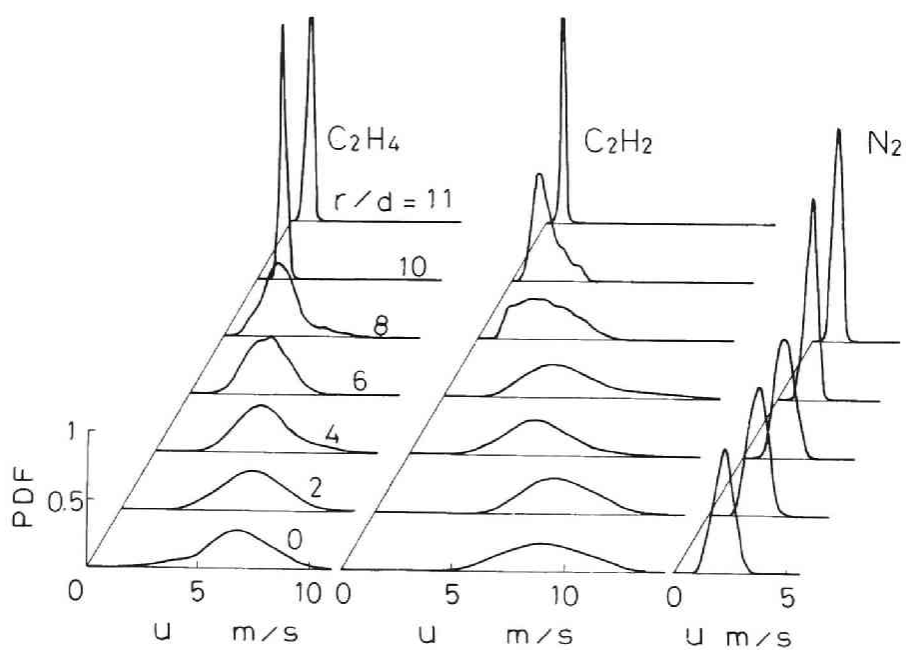


図 3-10 uの確率密度分布の変化 ($x/d = 70$)

って拡大した渦により空気の取り込みが促されている。

なお、エチレン炎では中心軸上 r/d において分布が若干低速側に延びている。このような負のひずみは高城らの観察⁽³⁾とも合致しており、周囲低速空気流の影響が中心まで及んでいることを示している。

つぎに図 3-11 は $x/d = 50$, $r/d = 5$ および 6 の位置で外周空気のタルク粉の濃度を変えて得られた PDF を示す。タルク粉を混入しない場合にはすすの流速が示されるが、十分に添加すると低速流に重みが付けられて、その流速が示される。この位置では、既述したように流れの間欠性により 2 様式の流れが混在しており、中間のトレーサ濃度では双峰性の流速確率密度分布が示されている。

以上のようにトレーサ粒子を外周に加えないで求めた流速はスート保持領域を条件付きサンプリングしたものに近く、3. 3. 2の結果はそのような意味と解釈せねばならない。加えて密度の影響も無視できないが、これらの影響は火炎境界から離れると小さいと考えられ、火炎境界を除くと定性的には大きな誤差はないであろう。

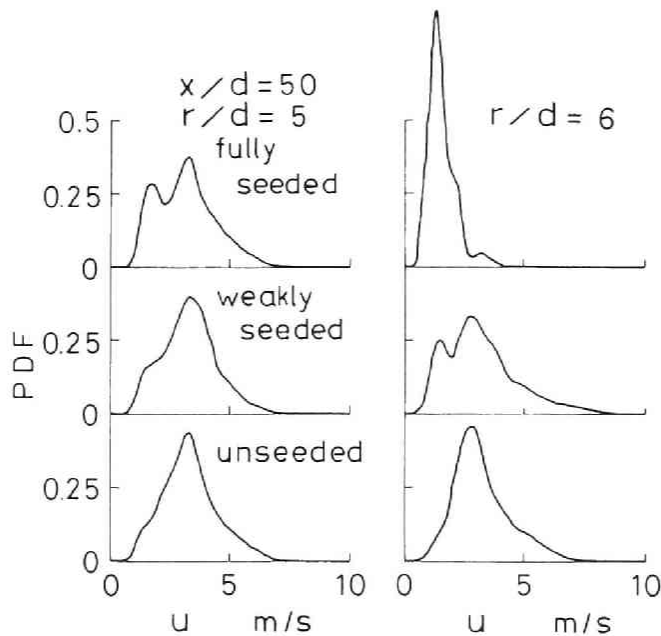


図 3-11 散乱粒子濃度による u の
確率密度分布の相違

第3. 4節 散乱光強度相関およびスペクトル

以上、光電子相関レーザドップラ流速測定法によって火炎面近くの乱れと燃焼に伴う空気飲み込み渦について調べた。このような渦があれば燃料と空気がほぼ同量ずつ取り込まれて燃料過濃領域ができ、これと燃料過薄域とが層状に分布し、境界で燃焼が進むであろう。そして燃料過濃側ではすすを生じてそれが保持され、同時に周囲に乱流拡散してゆく。すすを保持する領域は飲み込み渦との間に強い相関が予想され、その後の混合も乱れに依存するから、散乱光強度の時間的変動の自己相関測定から得られる空間積分スケールはそのような乱流の代表寸法を表していると考えられる。

図 3-12 は、エチレン炎の中心軸上で得られた正規化した自己相関関数波形の例で、横軸は時間差である。その形は指数関数に近く、下流ほど減衰時間が大きい。また位置によってはこの相関波形に振動が載ってスート雲の濃淡が周期的に現れる場合もある。得られた正規自己相関係数の積分はスート雲の時間積分スケール τ_L を与え、局所的にテーラーの仮説が成り立つと仮定すれば空間積分スケール L_x は

$$L_x = \bar{u} \tau_L \quad (3-1)$$

で与えられる。

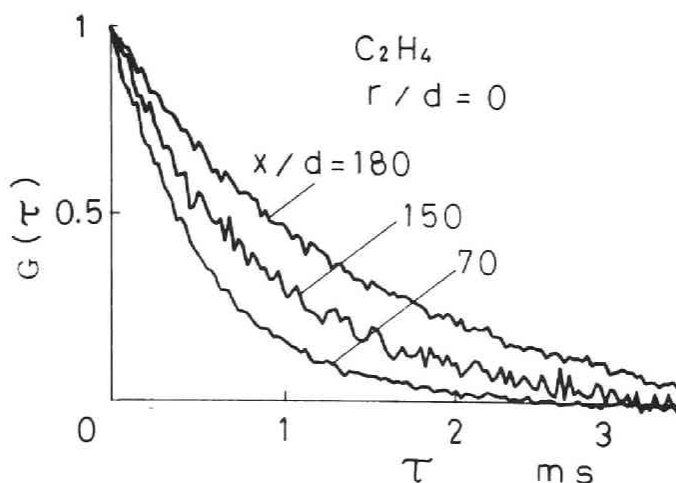


図 3-12 散乱光強度相関波形の例

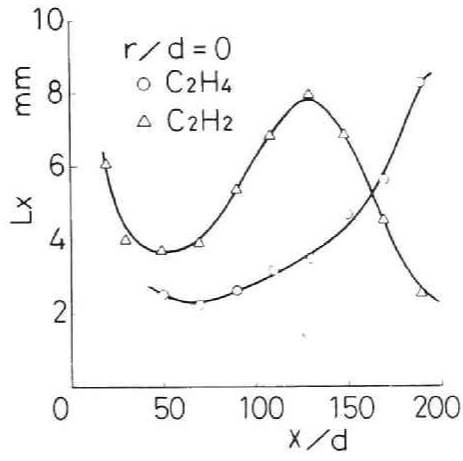


図 3-13 L_x の軸上分布

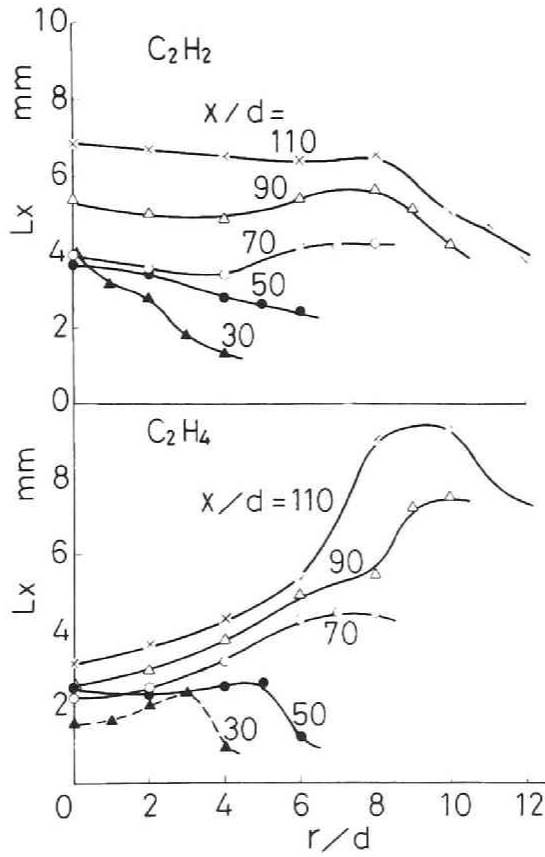


図 3-14 L_x の半径方向分布

図 3-13 はこれまでの実験に用いた二つの火炎について L_x の中心軸上の分布を示す。エチレン炎では L_x は x/d とともに若干減少したのち増加しており、またアセチレン炎でも一度 $x/d = 50$ で極小値をとったのち $x/d = 130$ で極大となる。極小値を示す位置は輝度の高いところで、図3-4 からみると u'/\bar{u} の極大点よりもやや下流にある。これより、上流からの渦は崩壊して小さくなり、そののちは燃焼による発熱と渦同士の融合によりふたたび大きくなると想像される。 L_x は全体にアセチレン炎のほうが大きい値を示している。 L_x は軸方向のスケールで、必ずしもそのまま渦の寸法を表すとはいえないが、 L_x が大きければ半径方向スケールも大きいと思われるので、アセチレン炎のほうが上流に大きな渦構造があって火炎内部に空気が速く取り込まれ、燃焼が迅速に行われると推論される。

つぎに、図 3-14 は L_x の半径方向分布を示す。これによると、エチレン炎では L_x は火炎境界面に近いほど、かつ下流ほど大きいのに対し、アセチレン炎では中心部で大きく、総じて右下りの曲線を示している。また、エチレン炎で見られるような後流火炎境界の L_x の急増はない。したがって、アセチレン炎では燃料の可燃範囲が広いこと、上流の燃料の濃い箇所で発熱が始まり、かつそれに伴う膨張も急激なため大きな渦構造がもたらされたものと推定される。そのため、空気が飲み込まれて上流で燃焼が促され、中心の L_x が大きくなったものと解せられる。散乱光強度から求めた空間積分スケールがアセチレン炎の中心軸上で高いことは、Magnussen の高レイノルズ数の実験結果 ($Re=52,500$)⁽⁴⁶⁾ でもみられ、いっぽうエチレン炎のように外周部でスケールが増すことは高城ら⁽⁴⁴⁾が水素炎について流速測定より求めた結果に類似している。この差は上述したように燃料による熱発生の差によると思われる。

つぎに、得られた散乱光強度相関をフーリエ変換してパワースペクトル密度を求めた。この場合、クロック周期とデータ点数の制限のため1組の相関データからだけでは全周波数範囲をカバーできないので、異なるクロック周期で得られた4～6種の結果から合成した。図 3-15 ～ 17 は代表的条件で求めた結果で、横軸は波数 k 、縦軸は正規化した空間スペクトル密度 g であり波数の単位変化量に含まれる相対エネルギー量を表している。

まず、エチレン炎についてみると、図 3-15 からわかるように中心軸上の低波数

域では、 x/d とともに g は増すが、図 3-16 のように r/d によっては大きな変化はない。これに対して、アセチレン炎では図 3-17 からわかるように g は中心軸上でも低波数域においてほとんど変化なく、 r/d についても $x/d = 110$ では変化がみられない。このことから、アセチレン炎ではエチレン炎よりも均一な渦構造で発達しており、そのような乱流構造が噴流中心まで及んでいると推定される。また、エチレン炎のスペクトルには中波数域にピークがみられ、その波数に相当する渦塊が存在する。そのピークは下流ほど低波数になることから、流れとともにしだいに大きな渦塊になっていくことがわかる。アセチレン炎ではこのような渦の肥大はもっと上流でおこっていると思われる。

高波数域ではいずれの火炎でもコルモゴロフの局所等方性理論から導かれるこう配 $-5/3$ に近いが、あるいは若干大きなこう配を示している。スート雲の散乱強度スペクトルをそのまま乱流理論と対比することには数密度、粒径、などの点で問題があるが、もしも乱れと散乱光強度の変動の間に相似が成り立つとするならば、高波数域ではほぼ局所等方性が実現されていること、ならびに火炎の高温のため高波数では粘性消散が促進されている可能性⁽³⁾⁽⁴⁶⁾が示唆される。とくに、後者の点

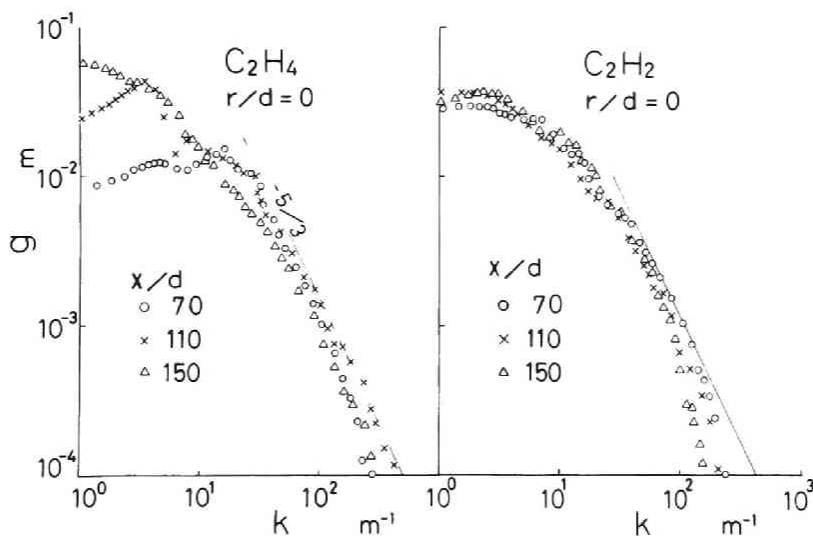


図 3-15 軸上の空間スペクトル密度 g

図 3-17 β の半径方向変化 (アセチレン炎)

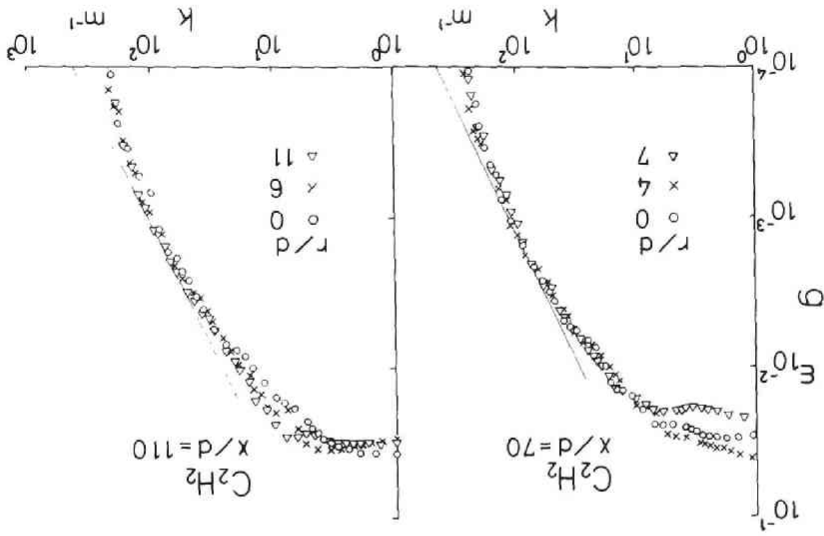
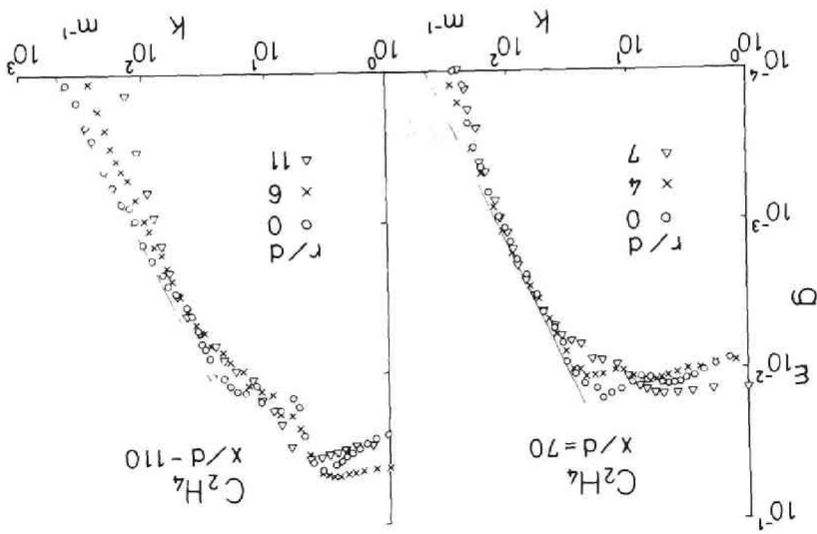


図 3-16 β の半径方向変化 (エチレン炎)



はエチレン炎の $x/d = 110$ の位置で顕著に現われており、これは r/d が大きく火炎境界に近いほど高波数でのこの配が増して高温のため消散が助長されていると推論される。

第3.5節 火炎構造についての考察

ここで、以上の測定結果にもとづいて噴流拡散火炎の流動および燃料-空気混合機構について検討する。

図 3-18 は測定対象としたアセチレン噴流火炎を、0.5 msの露出時間で直接撮影した写真であり、火炎全域に輝度むらが生じている。このむらはノズル近傍からすでに生じており、下流に進むにしたがって大きな塊になる。図 3-11 の流速確率密度分布 PDFには高速と低速が現われており、また散乱光強度が周期的変動を示すこ

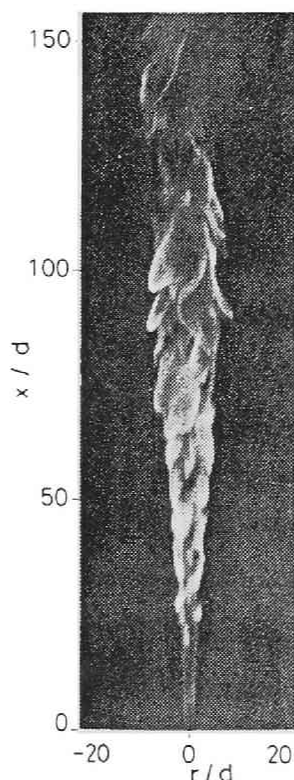


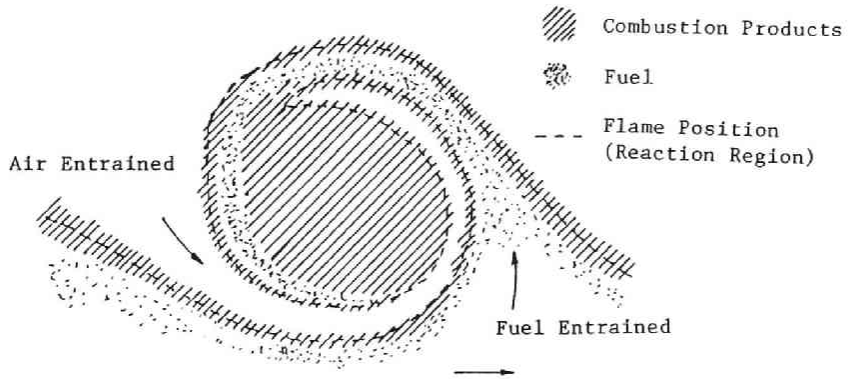
図 3-18 アセチレン炎の瞬間写真

とから、このような濃度塊が空気取り込み渦と関連していると思われる。

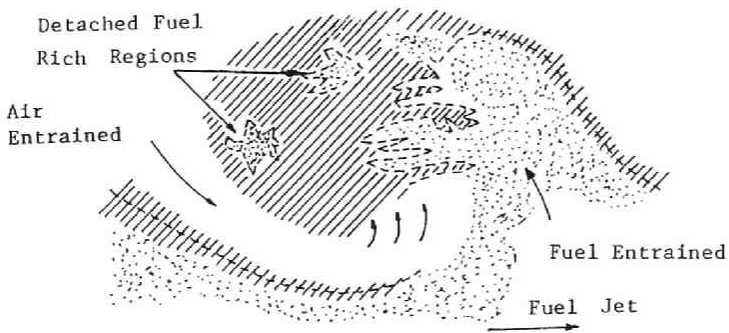
Brown と Roshko⁽¹⁾ はこのような空気取り込み機構について、大スケールの渦が周囲の層流流体を飲み込むコヒーレント構造を提唱し、さらに Chigierら⁽⁴⁹⁾ は流れの可視化および流速・温度の測定から火炎中での渦構造のモデルを得た。

これによると、噴流拡散炎の境界では図3-19(a) のような渦が生じ、周囲空気と燃料とを互いに巻き込みながら両者の隣接面に火炎を形成する。この渦は燃焼に伴って拡大して連続的な空気飲み込み渦となり、ほぼ等量の空気と燃料を含むので飲み込まれた空気はすべて消費され、その結果渦内部には未混合燃料と高温の燃焼ガスとがとり残された状態で下流に移動する。一方、燃料-空気境界に隣接して形成された渦は互いに組み合わされた結果、コヒーレントな構造を維持するが下流に進むにしたがって渦の合体および崩壊により3次元構造をもつにいたる。図3-19(b) はこのような乱れ渦の断面を模式的に描いたもので、空気飲み込み渦の内部に小さなスケールの渦が不規則に分布する。これらの渦構造の再構成の過程に渦境界がひずむとともに渦内部での分子混合が加速され、残存していた過濃燃料が空気と混合することになる。

上記の火炎構造に関する描像は、本章の流動測定の結果からもほぼ認容できる。すなわち、火炎面近傍では流速の確率密度分布のひずみから空気取り込み渦の存在が示唆されるほか、外周低速流にシーディングしたさいにみられる双峰性分布は高速流と低速流が間欠的に現われることを示している。また、空間積分スケールが下流ほど増大することから、空気飲み込み渦の寸法が拡大していることがわかる。とくに、アセチレン火炎では中心軸上まで大きな渦構造がみられ、かつ強い乱れが生じていることから熱発生が渦構造の成長を促進し、それに伴ってさらに取り込み渦を増大するという相乗効果が考えられる。この燃焼と渦成長との相互作用は乱流拡散燃焼における燃料-空気混合を早める役割を演じ、その結果アセチレン火炎はエチレン火炎に比べて乱流への遷移が早くかつ短い距離で燃焼が完結する。ただし、熱発生に伴うガス膨張によって主流が加速されせん断乱れは強められるが、一方温度上昇に基づいて層流化が起り、両者が乱れの生成に影響すると考えられる。



(a) Formation of transitional vortex eddy



(b) Structure of large turbulent eddy

図 3-19 拡散火炎の渦構造モデル⁽⁴⁹⁾

第3.6節 結 言

以上、エチレンならびにアセチレン噴流拡散炎に光電子相関レーザドップラ流速測定法および散乱光強度変動相関法を適用して、火炎内の流動およびスート雲の空間的分布について調べた。これにより光電子相関法は強い輝炎の影響を統計的に除いて流動状態を推定できるほか、火炎中で自然に発生するすすを散乱粒子として利用できることがわかった。

この方法を用いて噴流火炎の流動と燃料・空気の混合状態を測定した結果、つぎのことが明らかになった。

(1) 実験に供したレイノルズ数では火炎の発生に伴って乱れが強められ、それに伴う大きな渦構造があらわれて周囲空気を間欠的に飲み込んでいる。

(2) 燃料の違いによってこの飲み込み渦の構造に差がもたらされ、その渦の空間積分スケールは熱発生の急激なアセチレン炎のほうが中心軸近くでは大きく、噴流内部への空気の取り込みが迅速に行われる。

(3) エチレン炎では火炎境界での空間スケールは大きい噴流中心への燃焼ガスの浸透は遅れ、このため中心でのスケールは小さい。その結果、エチレン炎のほうが火炎長さは長くなる。

(4) 高波数領域での散乱光強度変動スペクトルの勾配は、コルモゴロフの局所等方性理論から導かれる値よりも若干大きく、火炎の高温のため粘性消散が促進されている可能性がある。

第4章 層流拡散炎における 微粒子生成

第4.1節 緒 言

本章では、拡散燃焼においてとくに重要なすす微粒子を測定する合理的な方法を示し、これによって層流拡散火炎内におけるすす生成機構について検討する。

燃焼に伴って生じる炭素質微粒子は輝炎ふく射伝熱を利用する加熱炉を除けば、大気汚染源の一つとして有害であってその低減が望まれている。さらに、すすの発生は燃焼効率の改善をも阻害し、とくに石炭・低質油など高沸点芳香族含有率の高い燃料の使用が予想される今日、すす生成機構の解明は燃焼工学上の重要課題の一つである。微粒子の生成・消滅の挙動を知るには、燃焼場を乱すことなくその寸法・濃度などを測定する必要がある、それには非接触の光学的方法が望ましい。ミー散乱法⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾⁽⁵⁰⁾⁽⁵¹⁾はこの目的に従来からよく用いられてきたが、複素屈折率が必要なことや特定の粒径パラメータで散乱光強度が振動的になるなどの欠点があり、測定原理を異にする非接触測定が期待されている。

このような観点から、本章では高分子溶液やエアロゾル測定⁽²⁵⁾⁽²⁷⁾に利用されはじめたレーザホモダイン法をこの種の火炎内微粒子の測定に適用し、実用の可能性についてまず検討を行った。原理は分散媒分子の衝撃による微粒子のブラウン運動に注目し、その速さが粒径が小さいほど大きくなる性質を使ってドップラ偏移から運動学的粒径を求めるものである。ミー散乱法が散乱光強度の情報に基づくのに対し、本法は周波数変動を検出するので原理的に高い信号雑音比を期待でき、逆にそれだけ微細な粒子まで測定できる見込みもある。この方法は通常、散乱光強度の時間変動を周波数分析してそのスペクトルを用いることが多いが、ここでは対象とする火炎が強い発光を伴う場合があることから、第2章で述べた光電子相関法を適用して雑音を除き、層流火炎内の微粒子の粒径を求めた。同時に、微粒子数密度ならびに粒度分布の測定ができる可能性を示すとともに、火炎内の温度および流動分布を測定することにより拡散燃焼におけるすす生成について考察した。同様の光電

子相関により火炎内の微粒子を測定する試みは King⁽²⁸⁾ らによっても行われているが、まだ研究の初段階にあって有用な結果は報じられていない。

第4.2節 測定原理および方法

4.2.1 レーザホモダイン法の原理

微細な粒子が液体または気体に浮遊しているハイドロゾルやエアロゾルでは、粒子が分散媒分子の衝撃を受けてブラウン運動を行っている。その速さは小さい粒子ほど大きいから、その運動を測定すると粒径がわかる。一方、粒子が乱流中において流体とともに運動している場合には、粒子の運動は一般にブラウン運動に比べて激しいので、粒子群の相対運動から乱れの強さを推定できる。レーザホモダイン法は、異なったドップラ偏移を受けた多数の粒子からの散乱光のうなりを検出することによって粒子運動を検出する方法で、粒径測定および乱流測定に適用できると考えられる。以下その原理⁽²⁵⁾について述べる。

粒子群に図4-1のように波数ベクトル k_0 の単色平面波を照射し、その方向と α の角をなす k_1 の方向から散乱光を光電子増倍管PMTで検出するとき、散乱光の波長は粒子のランダム運動のため入射光の波長 λ よりもわずかに異なっている。PMTは多数の粒子からの散乱光を同時に受けるが、そのうち任意の2粒子からの散乱光が重なるとそのうなり分だけ光強度が時間的に変動する。測定容積内の多数の粒子の組からの変動光が重なるので、得られる値はその統計平均となる。一様な粒径を

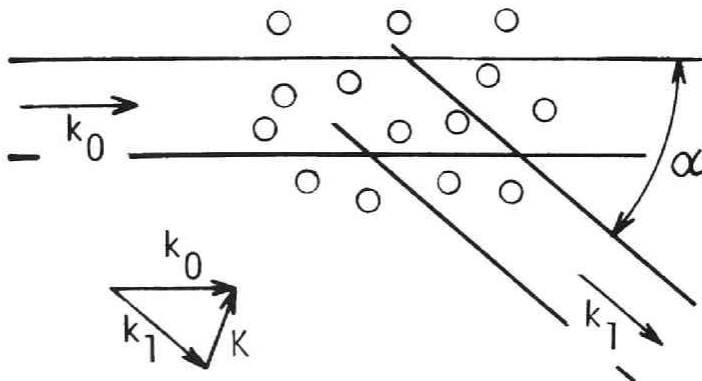


図 4-1 散乱場の模式図

もつN個の粒子による散乱光の全電界は⁽⁵²⁾

$$E(t) = \sum_{j=1}^N E_s \exp\{i\phi_j(t) - i\omega_0 t\} \quad (4-1)$$

ただし、 E_s は各粒子からの電界の振幅、 $\phi_j(t)$ は時刻 t における j 粒子からの散乱光の位相、 ω_0 は入射光の周波数、 i は虚数単位である。粒子の位置ベクトルを $\mathbf{r}_j(t)$ とすると位相 $\phi_j(t)$ は光路差に $2\pi/\lambda$ を乗じたもので、

$$\phi_j(t) = (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1) \mathbf{r}_j(t) \equiv \mathbf{K} \mathbf{r}_j(t) \quad (4-2)$$

ここで、 $\mathbf{K} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$ は波数ベクトルであり、その大きさは、媒質の屈折率を m_0 とすると

$$K = |\mathbf{K}| = (4\pi m_0 / \lambda) \sin(\alpha/2) \quad (4-3)$$

散乱光強度は $I(t) = \beta |E(t)|^2$ [β ; 定数] と表されるが、定常状態ではランダム量なのでそれ自身は測定量として意味がない。そこで散乱光強度自己相関

$$R_I(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle \quad (4-4)$$

について考える。光の周波数 ω_0 は観測周波数に比べて桁違いに高いから PMT の出力にはビート成分だけが時間変動として検出される。したがって、

$$\begin{aligned} R_I(\tau) &= \beta^2 \langle E^*(t)E(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau) \rangle \\ &= \beta^2 |E_s|^4 \langle \sum_j \sum_k \sum_l \sum_m e^{-i\phi_j(t)} e^{i\phi_k(t)} e^{-i\phi_l(t+\tau)} e^{i\phi_m(t+\tau)} \rangle \end{aligned} \quad (4-5)$$

ここに、 $*$ は共役複素数を表す。それぞれの粒子の位置は互いに独立とみなせるから、 j, k, l, m のうちの1個が他の3個と異なっている場合は、その Σ 項の統計平均は0となるので、式(4-5)の積和を計算して統計平均 $\langle \rangle$ をとると次の3つの場合だけが残る。

(i) $j = k = l = m$ の場合。N個の単粒子項を示し、積和はNとなる。

(ii) $j = k, l = m, j \neq l$ の場合。同時刻項が $N^2 - N$ 個残り、それぞれの指数項は1となるので、積和は $N^2 - N$ となる。

(iii) $j = m, k = l, j \neq k$ の場合。同粒子時間相関項が $N^2 - N$ 個残る。

ここで、Nが十分大きければ $N^2 - N = N^2$ と近似できて、さらに(i)も無視できるので結局

$$\begin{aligned} R_I(\tau) &= N^2 \beta^2 |E_s|^4 [1 + \langle \exp\{-i\phi_j(t) + i\phi_j(t+\tau)\} \\ &\quad \times \exp\{i\phi_k(t) - i\phi_k(t+\tau)\} \rangle] \end{aligned} \quad (4-6)$$

上式によると、レーザホモダイン光学系で得られる散乱光強度自己相関関数は粒子対からの散乱光位相差の統計平均に依存することがわかる。したがって、この位相差を粒子の相対運動と関連づければ、ランダム運動の実効速度が求まることになる。

4. 2. 2 ブラウン運動する粒子からの散乱光強度相関

つぎに分散媒分子から衝撃を受けてブラウン運動する粒子にレーザホモダイン法を適用し、その粒径を測定する方法⁽²⁶⁾について述べる。いま j 粒子が時間差 τ の間に移動した位置ベクトル差を $\Delta \mathbf{r}(\tau) = \mathbf{r}_j(t) - \mathbf{r}_j(t+\tau)$ とすると、位相差成分は式(4-2)より

$$\phi_j(t) - \phi_j(t+\tau) = \mathbf{K} \Delta \mathbf{r}(\tau) \quad (4-7)$$

と表され、さらに粒子 j と粒子 k とは独立にふるまうので、結局式(4-6)は次式のようにになる。

$$R_I(\tau) = N^2 \beta^2 |E_s|^4 [1 + \langle \exp\{-i\mathbf{K} \Delta \mathbf{r}(\tau)\} \rangle^2] \quad (4-8)$$

ここで \mathbf{K} は光学系より定まるので、上式の統計平均を行うためには $t=0$ で $\mathbf{r}=0$ にある粒子が τ 時間後に $\Delta \mathbf{r}$ に見出される確率 $p(\Delta \mathbf{r}, \tau)$ を求めればよい。いまの場合、粒子運動は拡散現象と同じく酔歩過程と扱えるから

$$p(\Delta \mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi D\tau}} \exp(-\Delta \mathbf{r}^2 / 4D\tau) \quad (4-9)$$

ただし、 D は粒子の拡散係数である。これを使って式(4-8)の統計平均 $\langle \rangle$ を求めると

$$\begin{aligned} \langle \exp\{-i\mathbf{K} \Delta \mathbf{r}(\tau)\} \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} p(\Delta \mathbf{r}, \tau) \exp\{-i\mathbf{K} \Delta \mathbf{r}(\tau)\} d\Delta \mathbf{r} \\ &= \exp(-K^2 D\tau) \end{aligned} \quad (4-10)$$

平均強度 $\langle I \rangle = N \beta |E_s|^2$ を使うと式(4-8)は

$$R_I(\tau) = \langle I \rangle^2 \{1 + \exp(-2DK^2\tau)\} \quad (4-11)$$

つぎに、PMTの光電流 $i(t)$ の自己相関を求める。電流増倍率を G 、素電荷を e とすると平均光電流は

$$\langle i \rangle = Ge\eta \langle I \rangle \quad (4-12)$$

ただし、 η は受光面積と光電面の特性による定数である。光電流相関 $R_i(\tau) = \langle i(t)i(t+\tau) \rangle$ は $I(t)$ の自己相関 $R_i(\tau)$ に比例する項と光電流のショットパルスとから成り、つぎのように表される。

$$\begin{aligned} R_i(\tau) &= \langle i \rangle^2 R_I(\tau) / \langle I \rangle^2 + Ge \langle i \rangle \delta(\tau) \\ &= \langle i \rangle^2 \{1 + \exp(-2DK^2\tau)\} + Ge \langle i \rangle \delta(\tau) \end{aligned} \quad (4-13)$$

4. 2. 3 粒径および数密度の決定

式 (4-13) がレーザホモダイン法による微粒子測定の基礎式であって、得られる自己相関波形は図4-2 のように $(2DK^2)^{-1}$ の時定数をもつ指数関数部と $\tau = 0$ のショットノイズから成る。Kは式(4-3)により既知であるから、この波形の時定数からDがわかり、次式の Stokes-Einstein の式より粒径dが得られる。

$$D = \frac{k_B T}{3\pi\mu d} C_c \quad (4-14)$$

ただし、Tは絶対温度、 k_B はボルツマン定数、 μ は分散媒の粘性係数、 C_c は Cunningham のすべり補正項である。液体では $C_c = 1$ であるが、気体の場合は平均自由行程 ℓ_0 と $(d/2)$ の比、すなわち Knudsen数 $2\ell_0/d$ の関数である。

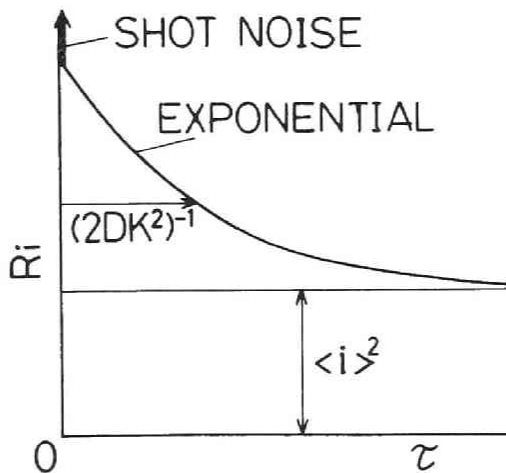


図 4-2 光電流自己相関

空気の場合の経験式は⁽⁵³⁾

$$C_c = 1 + (2l_B/d) \{0.864 + 0.29 \exp(-1.25d/2l_B)\} \quad (4-15)$$

で与えられる。

つぎに、数密度の推定法について述べる。平均散乱光強度 $\langle I \rangle$ は粒子数 N に比例するから、 $\langle i \rangle$ は N に比例している。式 (4-13) の右辺第 1 項は $\langle i \rangle$ の二乗に、第 2 項は $\langle i \rangle$ に比例するから、第 1 項と第 2 項の比は N に比例する。そこで第 1 項の信号部の積分値の 2 倍、すなわち $\langle i \rangle^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-2DK^2|\tau|) d\tau$ と第 2 項のショットノイズ $G_e \langle i \rangle$ の比を検出度 ψ と定義すると、数密度を表わす量となる。

$$\psi = \langle i \rangle / (DK^2 G_e) \quad (4-16)$$

この ψ は相関波形における SN 比の一種であり、 $\langle i \rangle$ が N に比例することから数密度 C に関する情報が含まれている。また、散乱光の可干渉条件が満たされた光学系において測定される $\langle i \rangle$ は、 C のほか入射光強度および散乱粒子の径に依存する。Hinds ら⁽²⁷⁾ は測定容積を円柱とみなして $\langle i \rangle$ を推定し、これを式 (4-16) に代入することによって次の形の式を得た。

$$\psi = \xi P C i_1 / (D m_0^2) \quad (4-17)$$

ただし、 ξ は光学系による定数、 P は入射レーザー光のパワー、 C は粒子の数密度および i_1 は散乱光強度パラメータである。 i_1 は単分散ゾルでは粒径 d が既知であればミー理論により計算できる。したがって、定数 ξ を適当な方法で求めておけば実測の ψ より数密度 C を推定することができる。

第 4. 3 節 測定精度と範囲

4. 3. 1 測定装置

測定装置は図 4-3 のようなものであって、光源にはアルゴンイオンレーザー (Spectra Physics SP-164, ビーム径 1.25 mm) を波長 514.5 nm で用い、非集光のまま測定部を照射した。光電子増倍管 (浜松ホトニクス, R464) は $\alpha = 90^\circ$ の方向で測定部から 1.2 m の距離に置かれ、途中に A_1 , A_2 の小孔を置いて視野を制限するとともに、光電面で可干渉条件を満たすようにした。また、干渉フィルタ F を挿入して輝炎の発光の影響を減らした。光電子増倍管の出力は光電子パルスと扱

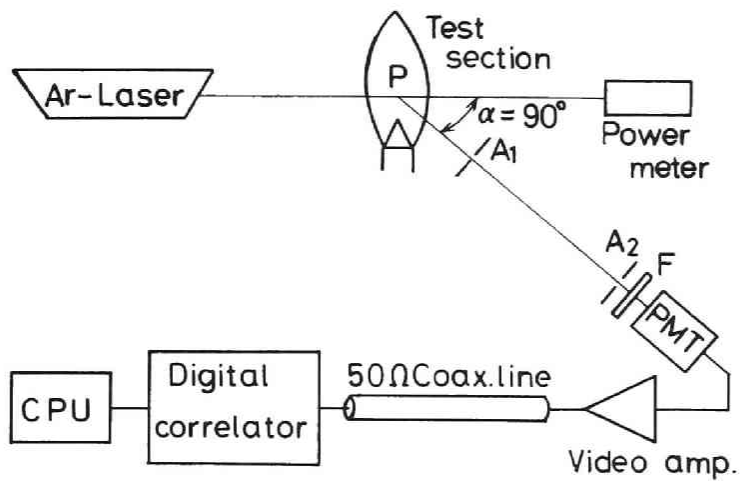


図 4-3 測定装置

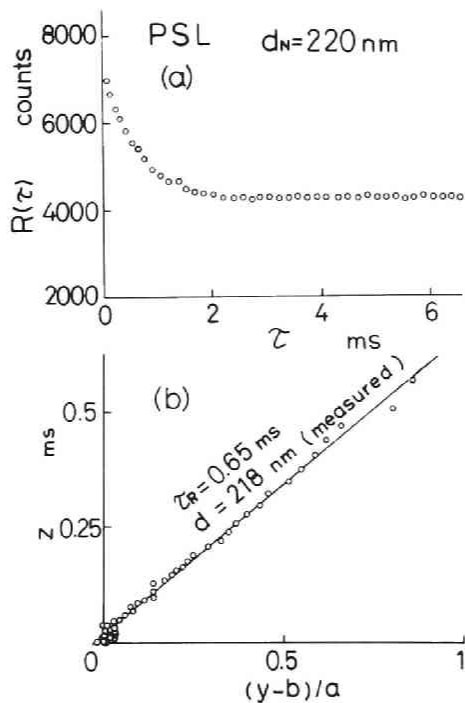


図 4-4 自己相関 $R(\tau)$ の測定例(a) および回帰結果(b)

$[C = 6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}, \tau_c = 51.2 \mu\text{s}]$

い、広帯域増幅器(LeCroy MVL100TB,帯域 170 MHz)により増幅・波高弁別したのち、第2章で試作したデジタル相関計(128チャンネル各12ビット,最高クロック速度 50 MHz)に導き、光電子パルス列から直接に自己相関を得た。結果はデータ処理装置(三菱電機 MELCOM 70/20 ミニコンピュータ)に転送し、必要な処理を行った。

上記の相関計をクロック時間 τ_c で動作させるとき、 τ_c の間に到来する光電子パルス数、すなわち光電流パルス密度を $n(t)$ 、平均パルス密度を $\langle n \rangle$ 、全クロック数を N_c とすると、相関計の k チャンネル目には時間差 $\tau = k \tau_c$ の自己相関係数が計算され、

$$R(k\tau_c) = N_c \langle n(t)n(t+k\tau_c) \rangle + N_c \langle n \rangle \delta_{0k} \quad (4-18)$$

となる。ただし、 δ_{ij} はクロネッカデルタを表す。式(4-13)より

$$R(\tau) = N_c \langle n \rangle^2 \{1 + g(\tau)\} + N_c \langle n \rangle \delta(\tau) \quad (4-19)$$

$$g(\tau) = \exp(-2DK^2\tau) \quad (4-20)$$

となる。すなわち、平均パルス密度は零チャンネルに蓄えられており、式(4-16)によって定義した検出度 ψ が得られる。

4.3.2 PSLによる検定

火災中の測定に先立って測定精度、誤差要因、などについて検討した。図4-4(a)は公称径 $d_N = 220 \text{ nm}$ の単分散ポリスチレンラテックス(PSL)で得られた自己相関波形を示す。式(4-20)から予想されるとおり指数関数部があらわれており、既述のようにこの時定数

$$\tau_R = (2DK^2)^{-1} \quad (4-21)$$

から拡散係数 D が得られる。 τ_R の決定には最終チャンネルを基準とした相関値 y が

$$y = a \exp(-\tau/\tau_R) + b \quad (4-22)$$

と表されるとし、 a 、 b 、 τ_R を未定定数と考えて次のようにして求めた。まず、最終チャンネルの時間差を τ_e とすると、測定した自己相関波形では一般に $\tau = \tau_e$ における y の値 b はほとんど0と近似できるので、 y はほぼ指数関数とみなせる。この y を τ に関して積分すると同じく $\exp(-\tau/\tau_R)$ の形になるので、つぎの

積分値

$$Z = \int_0^{\tau_e - \tau} y d(\tau_e - \tau) \quad (4-23)$$

と y とは線形関係が成り立つ。したがって、 Z と y とを直線回帰すれば未定定数が算出でき、その傾きから τ_R が求まる。図 4-4(b) は(a) の相関波形をこの方法で回帰した結果を示す。実測相関から求めた値は回帰直線によく載っており、これから求めた D より式 (4-14) を用いて粒径 d を計算すると $d = 218 \text{ nm}$ となって、公称径にきわめて近い。以下ではすべてこの回帰法を使った。

つぎに図4-5 は3種類の公称径の PSL について、粒子濃度 C を変えて実測した d と単位レーザーパワー当りの検出度 ψ/P (比検出度) を示す。それぞれある範囲内で d は公称径 d_n に一致し、 ψ/P と C の間には比例関係がみられるが、高濃度では多重散乱の影響で ψ/P と C は比例しなくなり、 d にも影響が現れている。低濃度では d が若干高めになっているが、これは PSL を希釈したため分散剤の効果がなくなって粒子が凝集をおこしたためと思われる。

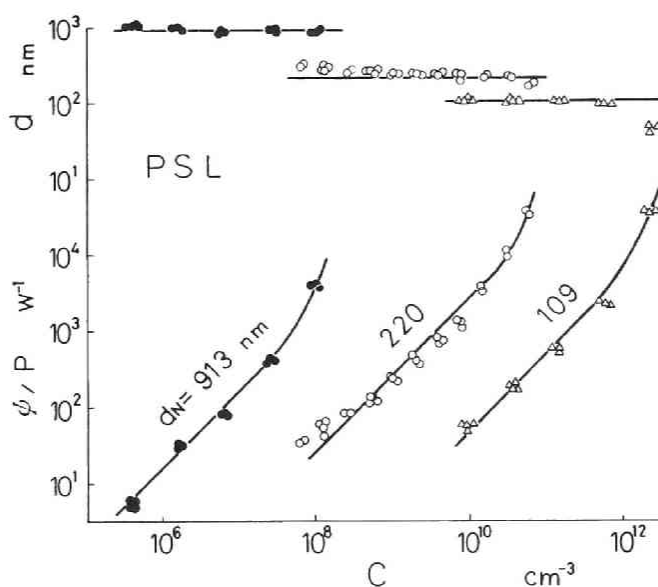


図 4-5 粒径 d および比検出度 ψ/P に及ぼす数密度 C の影響

4. 3. 3 誤差要因と精度の検討

つぎに、本測定法を火炎内の微粒子測定に適用する場合の問題点をあげて検討する。

(1) 温度の影響 式(4-14)中の粘性係数 μ ならびに滑り補正項はいずれも温度の関数であり、ここでは μ にはChapman-Enskog理論による空気の結果⁽⁵⁴⁾を用いた。 C_c は式(4-15)よりKnudsen数 $2\lambda_B/d$ に支配され、後述の火炎では $2\lambda_B/d$ は2~10、 C_c は3~10の範囲にあった。 λ_B は気体分子の数密度と衝突断面積に依存し、後者は温度の関数であるが式(4-15)の精度を考慮してここではその影響を無視した。この扱いは高温では若干問題があり、今後検討を要する。

(2) 流動の影響 粒子が一様流に載って測定容積を通過するときはフライト拡がりの影響を受ける。粒子が流速 u で幅 W の照射部をよぎるとき式(4-11)は

$$R_I(\tau) = \langle I \rangle^2 \{1 + \exp(-2DK^2\tau) \times \exp(u^2\tau^2/8W^2)\} \quad (4-24)$$

となり⁽⁵⁵⁾、通過時間と減衰時間の比 $W/(u\tau_D)$ が小さいと誤差を生じる。そのため W を大きくしなければならない。本実験で入射光を非収束としたのはこのためである。また乱流場では乱れスケールとの関係を考慮しなければならず、逆に乱れ測定へ適用することができる。これに関しては次章で詳細に検討するとし、ここでは測定対象を層流火炎に限った。

(3) 濃度限界 4. 3. 2のPSLの結果からみて、測定可能な濃度の上限は粒子の多重散乱による。図4-6の上図は図4-5の C と d をプロットしたもので、 ψ/P と d の比例関係が失われる点を破線で示し、これを高濃度限界と考えた。また図4-6の下図の破線は、複素屈折率を $1.59-0.66i$ と仮定して⁽⁵⁰⁾すす粒子の場合に換算したもので、粒子の光吸収性のため高濃度限界はPSLよりもかなり低い。図4-6の下図のプロット点は後述の各種層流拡散炎で得た値で、この限界には収まっている。

低濃度限界は信号光が微弱となって測定時間が長びくことからきまってくる。経験的に $\psi/P < 10^{-3} W^{-1}$ としたものが図4-6の実線である。

(4) 多分散性の影響 粒径に分布がある場合、散乱光強度は大きな粒子に重みがつく。この影響を知るために、粒径分布 $f(d)$ が対数正規分布

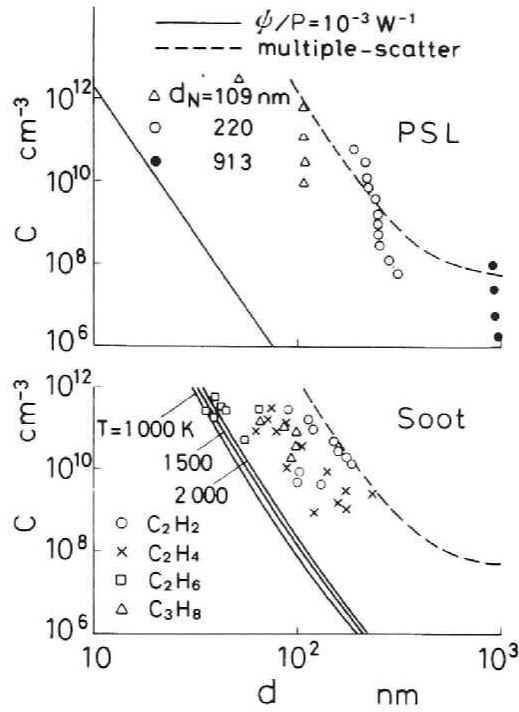


図 4-6 粒径および数密度の測定限界

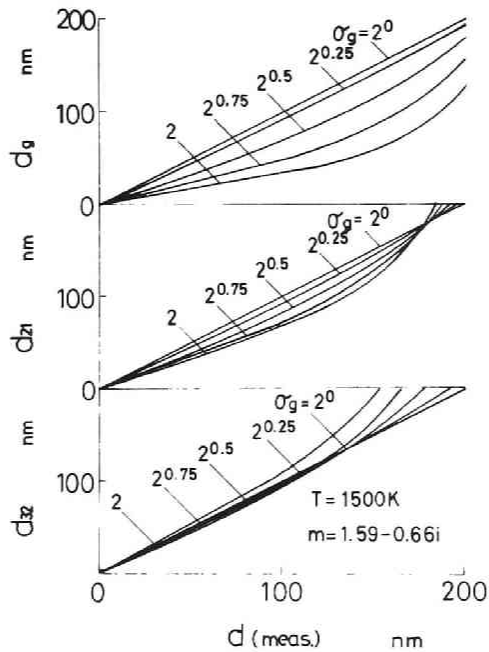


図 4-7 測定粒径 d に対する対数平均径 d_g , 単純平均径 d_{z1} , および表面積平均径 d_{z2}

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} d \ln \sigma_g} \exp \left\{ -\frac{(\ln d - \ln d_g)^2}{2(\ln \sigma_g)^2} \right\} \quad (4-25)$$

に従うとして検討した。この式で d_g は対数平均径、 σ_g は対数標準偏差である。すす粒子の複素屈折率を $m = 1.59 - 0.66i$ として各粒径に対する散乱光強度パラメータをミ-理論から求め、式(4-25)で重みをつけて相関関数を理論計算すると見掛けの粒径 d が求められる。図4-7は $\alpha = 90^\circ$ として得られた対数平均径 d_g 、単純平均径 d_{21} 、表面積平均径(サウター平均径) d_{32} を見掛けの粒径 d に対して示す。これによると、 σ_g が1より大きくて多分散性が強くなっても d_{32} はあまり変化せず、 $d < 200 \text{ nm}$ では σ_g が1.4以下ならば10%以内の誤差で表面積平均径 d_{32} と d とは一致していることがわかる。すなわち、分散があまり大きくなければ測定される粒径はほぼ表面積平均径を与える。なお、逆に得られた相関波形から多分散性を推定することが考えられ、これについてはのちに述べる。

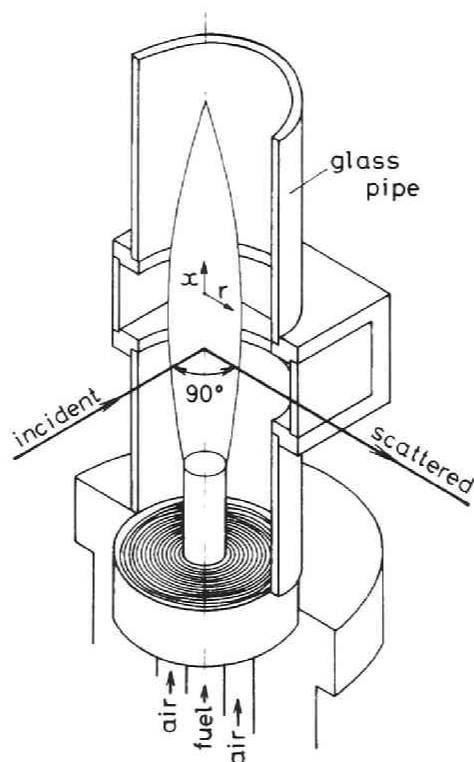


図 4-8 バーナ配置

第4.4節 層流拡散炎内の微粒子径と数密度

上述のレーザホモダイン法をアセチレンならびにエチレン層流拡散炎におけるす微粒子の測定に適用した。バーナは内径 7 mm , 外径 10 mm で図4-8 のように配置し, 出口にはラミナを設けた。これを内径 38.5 mm, 高さ 300 mm のパイレックスガラス管に収めた。バーナに一定流量 (平均流速 7.35 cm/s) で燃料を供給するとともに, ガラス管下方より平均流速 13.2 cm/s で空気を送った。この状態では図4-9 のように, アセチレン C_2H_2 炎はバーナ出口から 55 mm よりスート流を生じ, エチレン C_2H_4 炎は高さ 65 mm の閉じた火炎であった。温度は線径 100 μm の Pt-Pt.Rh (13 %) 熱電対により, 放射補正を施して求めた。

図4-10は C_2H_2 炎の中心軸上でバーナ出口からの距離 $x = 40$ mm および 80 mm の位置で得られた正規化自己相関係数 $g(\tau)$ を示す。ここに $g(\tau)$ は式 (4-20) に相当し, 4.3.2 で述べた処理により求めた。実線は最適合曲線で, $x = 40$ mm のとき粒径は 116 nm , $x = 80$ mm のとき 180 nm である。図 4-11 はプロパン C_3H_8 を加え各種燃料の中心軸上の粒径 d と数密度 C を示す。 C_2H_2 炎では粒径は $x =$

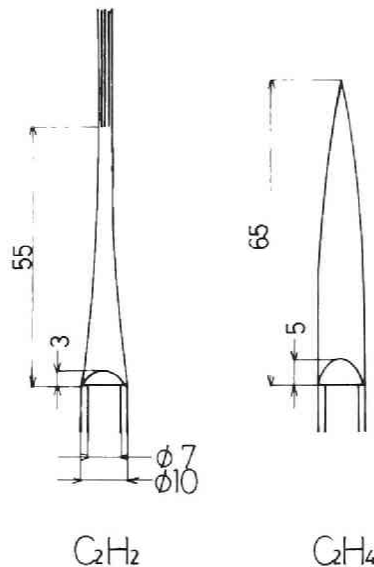


図 4-9 火炎形状

20 mm から増加し 55 mm を越すと増加傾向が鈍る。数密度は $x = 25$ mm で極大に達したのち、 x とともに減少する。 $x = 55$ mm 以上ではいわゆるスート流がみられ、そこでは粒子の凝集が進んで数が減り、粗大になっていくことがわかる。 C_2H_4 炎

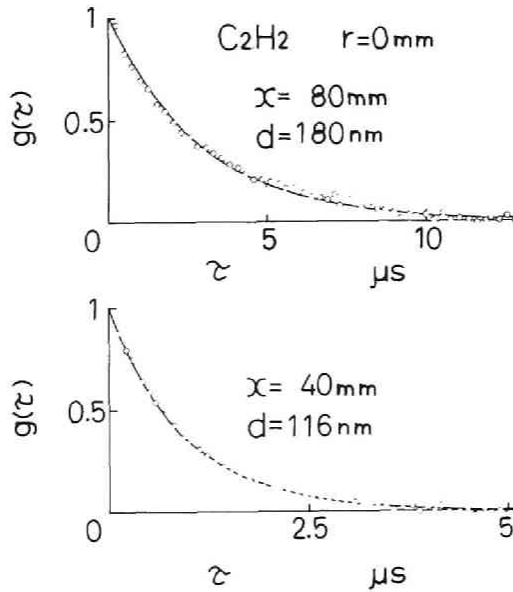


図 4-10 火炎内の自己相関係数 $g(\tau)$ の実測例

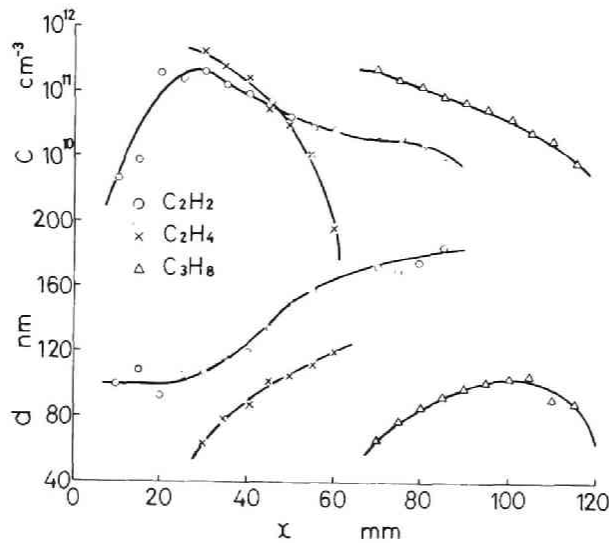


図 4-11 中心軸上の粒径 d および数密度 C

の場合は火炎先端の炎が閉じる位置 $x = 65 \text{ mm}$ に近づくとき数密度は急激に減少している。火炎内では C_2H_2 炎の場合に比べると粒子の生成がかなり下流で起こり、同じ位置では粒径は小さい。また、 C_3H_8 炎の場合は粒子はさらに下流で現れる。

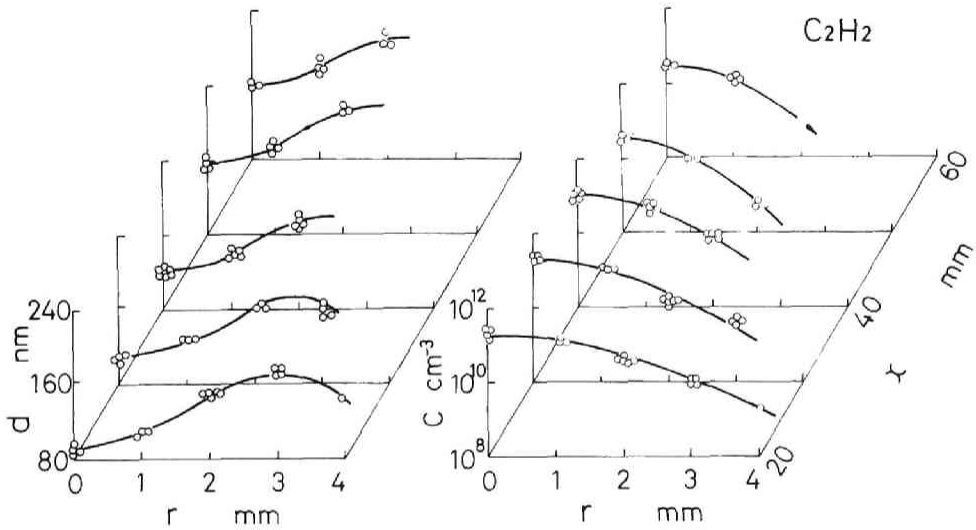


図 4-12 アセチレン炎における粒径 d および
数密度 C の半径方向分布

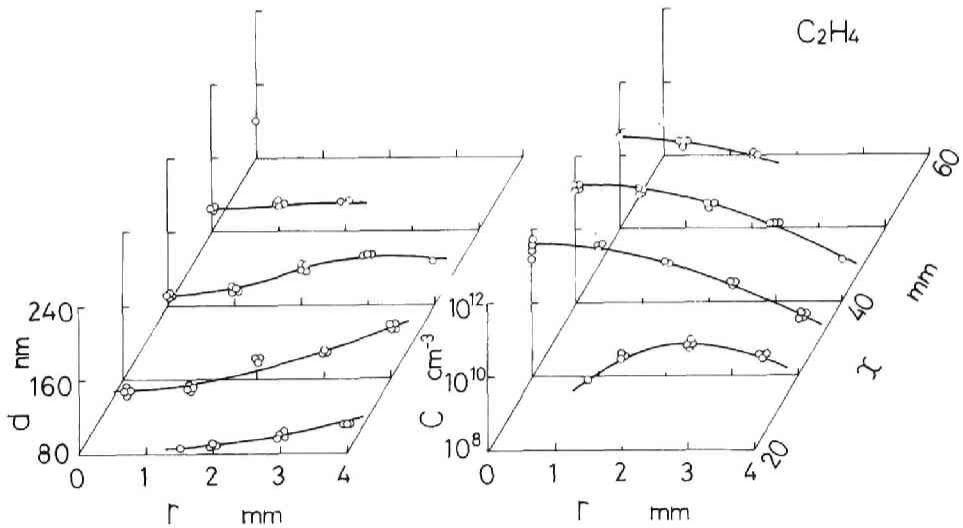


図 4-13 エチレン炎における粒径 d および
数密度 C の半径方向分布

火炎中の粒径を散乱光強度で求めた結果は、多くの研究者によって発表されている。なかでも最近発表された Kent ら⁽⁵¹⁾のエチレン炎での研究はスロットバーナのちがいはあるが本研究とほぼ同じ条件でなされ、中心軸上の粒径測定値は本研究とほぼ一致している。すなわち、バーナ出口より約 20 mmより粒子生成が始まり、輝炎域で粒径は 75 nmから 120 nm であるのに対し、本研究では 60 ~115 nmである。また、数密度についても両者とも $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の値を示している。

図 4-12 および 4-13 はそれぞれ C_2H_2 炎および C_2H_4 炎の粒径 d および数密度 C の半径方向距離 r に対する分布を示す。 d は r の大きいところで大きく、中心軸上では小さい値を示し、 C はエチレンの $x = 20 \text{ mm}$ の断面を除くと中心軸上が高い。これは小さい粒子ほど動きやすく、微粒子生成域から早く拡散されたためであろう。

図 4-14 は測定した d と C から微粒子体積分率を

$$f = \pi d^3 C / 6 \quad (4-26)$$

と定義して求めた結果を示す。 C_2H_2 炎ではこの値は全域で 3 ppm を越えており、極大値は火炎基部と中心軸上 $x = 30 \text{ mm}$ を連ねた範囲にあって 100 ppm を示している。 C_2H_4 炎では 3 ppm 以上を示す範囲は狭くかつ極大値も約 60 ppm と低く、その位置は中心軸より外れやや下流にある。図 4-15 は両火炎について実測した温度分布で、さきの f の分布と対比すると C_2H_2 炎の場合は 1 400 K以下の領域で微粒子体積分率は高い。

以上では粒子が単分散、すなわち均一な径をもっていると仮定したが、粒子の凝集が進むとしだいに多分散性が増してくる。その場合得られる径はほぼ表面積径を示すことはすでに述べたが、できればこの多分散性をも推定したい。そこで実測相関係数 $g(\tau)$ からこれを推定する。 $g(\tau)$ は単分散の場合には式 (4-20) の指数関数で表されるから、関数 $\int_0^\infty g(\tau) d\tau$ は $g(\tau) = \exp(-\tau/\tau_R)$ と比例関係にある。もし多分散ならばこの関係から外れるであろう。このことから

$$F(g) = \frac{1}{\tau_R} \frac{d}{dg} \left(\int_0^\tau g(\tau) d\tau \right) \quad (4-27)$$

を求めればそれを推定できる見込みがある。

図 4-16 は既述の C_2H_2 炎の中心軸上の種々の位置でこれを求めた結果を示す。

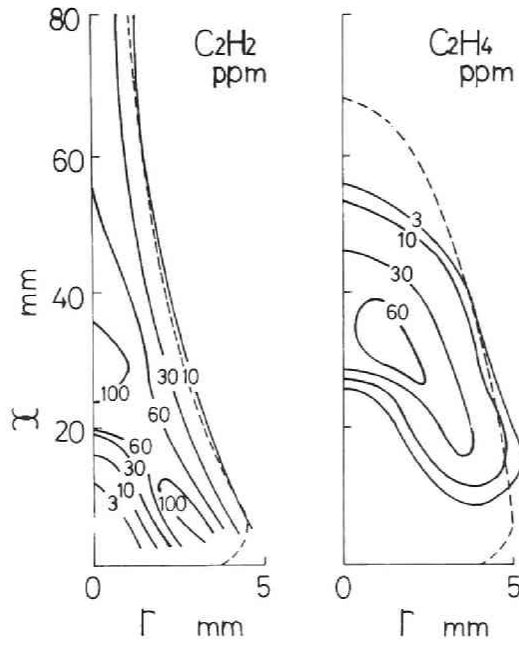


図 4-14 火炎内の微粒子体積分率 f の分布

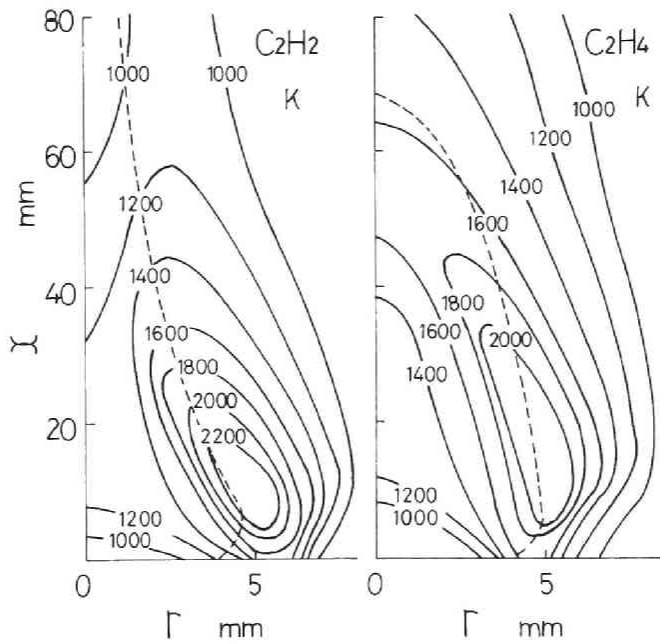


図 4-15 火炎内の温度分布

$x = 20 \text{ mm}$ では $F(g)$ は $g = 0$ から直ちに1前後に分布し、単分散に近いと推定されるが、 x が大きくなると下流になるほど右下にそっていき、 τ の小さいところで $g(\tau)$ が $\exp(-\tau/\tau_R)$ から外れている。このことは下流ほど凝集が進んで多分散性が増すことを示唆している。図4-16中の細線は粒径分布に式(4-25)を用い、粒子の複素屈折率を $1.59-0.66i$ と仮定して種々の対数標準偏差 σ_g について計算した結果である。これより、 $x = 60 \text{ mm}$ では実測点は $\sigma_g = 1 \sim 2$ の曲線に近いことがわかる。しかし、実測点のばらつきがかなり大きいため、多分散性を定量的に求めるにはさらに良質の相関波形が必要である。

第4.5節 層流拡散火炎におけるすす生成機構の考察

ここで、以上の測定結果から層流拡散火炎中でのすす生成機構について考察を加える。まず C_2H_2 炎についてみると、上流の火炎面内側の高温部および中心軸上 $x = 30 \text{ mm}$ の位置ですすの体積分率が大きく、この二つの領域の近傍ですすが主に生成

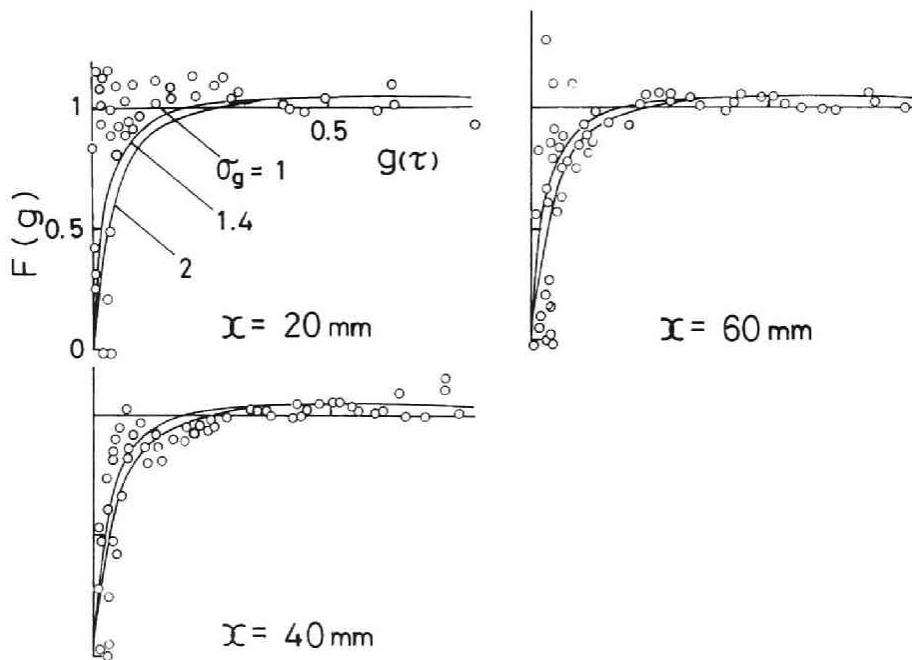


図4-16 $g(\tau)$ に及ぼす多分散性の影響
(C_2H_2 炎中心軸上)

すると考えられる。しかし、火炎面近傍では高温により燃料の熱分解が進み、粒子の表面成長および凝集も活発に行われて直ちに大粒径になるのに対し、中心部では空気不足のため小さい粒子が数多く生成する。この点に関して Haynes ら⁽²⁰⁾はスロットバーナでの測定から、火炎中で生成したすすのうちとくに粒径の小さいものは熱泳動の影響を受けて中心部への拡散が進むとしている。

また、 C_2H_4 炎においては最も微粒子体積分率が大きくなるのは、 $x = 15 \text{ mm}$, $r = 3 \text{ mm}$ 付近から $x = 30 \text{ mm}$ の中心軸上に至る領域であり、 C_2H_2 炎と同様火炎面に近い高温部ほど粒径は大きい。しかし、 C_2H_2 炎に比すす粒子の生成領域が小さくかつその量も全体的に低い。この差は主に燃料性状に起因し、熱分解しやすい C_2H_2 炎の方が粒子生成および表面成長とも活発であると考えられる。火炎内にエントレインする空気の量は上流では2つの火炎で違わないが、 C_2H_2 は可燃範囲が広くより中心領域まで発熱がおこって燃料を加熱し、これが両火炎の熱分解速度の差をもたらす。さらに、 C_2H_2 炎の方が燃焼温度も高いため浮力による燃料流の増速が大きく、火炎を伸張するとともに周囲空気を内部に誘引して可燃混合気の形成を促進する。通常の軸対称火炎ではすす濃度が最大となる位置は最高温度の少し内側にあるが⁽⁵⁶⁾、ここで測定した結果によると C_2H_2 炎ではより上流に存在し、さらに中心軸上にもピークをもつことがわかる。

このように、拡散炎におけるすすの生成と燃焼は流れの状態に強く依存する。そこで流動状況を調べるために前章の光電子相関レーザドップラ流速計を用い、火炎内で発生するすす微粒子をトレーサにして流速測定を行った。図 4-17 はその結果であり、流れの方向と大きさは干渉縞を回転させて得た結果よりベクトル計算して求めた。破線は目視による火炎面の位置を示す。燃料流は浮力のため増速し、それに伴って外周空気を火炎面を横切って誘引する。図より C_2H_2 炎では上流で生成した大粒径のすすが、再燃焼速度と成長速度がほぼつり合った状態で等しい体積分率を保ったまま、火炎面に沿って移動することがわかる。また、中心部で生成したすすは、表面成長および凝集によって急速に粗大化してスート流になる。これに対して C_2H_4 炎では、上流で生成した粒子は表面成長しながら火炎面に沿って移動し、そののち再燃焼と凝集とのかね合いで粒径は増大するものの数密度が急減して火炎面で消滅する。

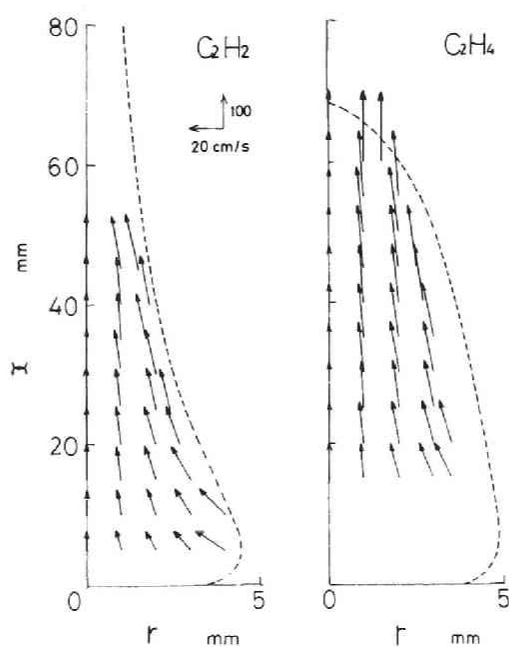


図 4-17 火炎内の流動状況

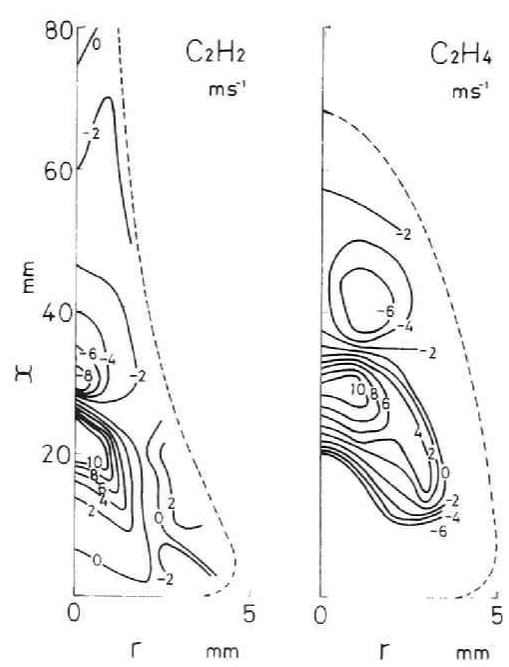


図 4-18 火炎内の微粒子体積生成率 f の分布

火炎内における粒子の生成および消滅の状況を調べるために、つぎにすす微粒子の体積分率および流動状況にもとづいてすす体積生成率 \dot{f} を計算した⁽⁵¹⁾。粒子の速度ベクトルを v ，すす粒子密度を ρ_s とすると火炎内のすす粒子質量に関する連続の式は，

$$\frac{\partial \rho_s \dot{f}}{\partial t} + \nabla(\rho_s \dot{f} v - D \nabla \rho_s \dot{f}) = \rho_s \dot{f} \quad (4-28)$$

$D \nabla \rho_s \dot{f}$ は拡散速度を表す項であるが，対流項に比べて微小量であるので無視できる。また， ρ_s は時間および位置によらず一定とし，さらに非定常項を除くと，結局式(4-28)は

$$\dot{f} = \nabla(\dot{f} v) \quad (4-29)$$

ここで円筒座標系(r, θ, z)によって上式を書き下し，さらに火炎が軸対称であることを考慮して θ に関する項は除くと，次式が成り立つ。

$$\dot{f} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v_r \dot{f}) + \frac{\partial}{\partial z}(v_z \dot{f}) \quad (4-30)$$

ただし， v_r, v_z はそれぞれ v の r および z 方向成分である。図4-18は v_r, v_z および \dot{f} の実測値を用いて，式(4-30)より求めた \dot{f} の分布である。図よりいずれの火炎においても上流の中心軸付近ですすは最も活発に生成するが，その下流には再燃焼のため消滅する領域が存在する。また C_2H_2 炎では，中心軸近傍のほか上流の火炎面内側の高温部においてもすすが生成している。層流拡散炎におけるすす濃度は粒子生成速度が酸化速度に等しくなった位置で最大値をとるといわれており⁽⁵⁶⁾，上記の実験事実はこれに一致する。

以上のことから，すす生成は燃料の熱分解および熱発生によって大きく影響されることがわかる。拡散火炎では燃料流中に空気を誘引して燃焼が起こり，それに伴って発生する高温によって燃料の熱分解が進む。また，粒子の表面成長および凝集による粗大化には火炎内の流動が関連する。いずれにしても拡散燃焼におけるすすの発生および消滅は燃料-空気混合に依存しているといえる。とくに，乱流拡散燃焼においては燃料濃度ならびに温度・密度の不均一が生じ，これが微粒子生成量を決める主要因となることが示唆される。

第4.6節 結 言

以上、レーザホモダイン法により火炎内の微粒子を光電子相関法を適用して測定した。この方法は従来から広く使われている散乱光強度による測定に比べていくつかの利点があり、粒径のほかに数密度や多分散性の情報も求められる。さらに改良を重ねれば確度の高い測定法となり、それによりすす生成の理解に役立つ結果を期待できるほか、燃焼装置からの排出微粒子などサブミクロン粒子の測定にも適用しうらと思う。

本章で得られた結果を要約すれば次のようになる。

(1) 得られる自己相関波形の減衰時間ならびに検出度からそれぞれ粒径および数密度が求められる。

(2) 粒径測定可能範囲は主として多重散乱によって定まるが、層流火炎内の微粒子はこの可能範囲に収まっている。

(3) 多分散性粒子での粒径の読みは表面積平均径に近い。また、得られる相関波形が指数関数から外れる程度により多分散性を推定できる見込みがある。

(4) アセチレンおよびエチレン層流火炎の中心軸上では、すす粒子径は下流ほど増大し数密度は減少する。また、半径方向外側に向うほど粒径は大きく数密度は減少する。

(5) アセチレン炎では、火炎面近傍の高温域で大粒径の粒子が生成し、中心部には小さい粒子が多く、これら2つの領域ですす体積分率が極大となる。

第5章 レーザホモダイナ法 による乱れの測定

第5.1節 緒 言

本章では、前章に述べたレーザホモダイナ法にもとづいて乱れを直接測定する方法を示し、これを往復式内燃機関のシリンダ内乱れ測定に適用する。

変動を伴う流れの測定には時間応答性に優れた熱線風速計が従来から広く使われており、最近では非接触測定のできるレーザドップラ流速計もさかんに利用されるようになった。これらの方法によって乱流を求めるさいには、瞬時流速の時間平均値との差から実効乱れ強さを求め、さらにテーラーの仮説にもとづき時系列信号からスケールを求めるのがふつうである。しかし、明確な主流の存在しない流動場では平均流速を定めることが難しいためこの仮説はかならずしも適切とはいえない。とくに、シリンダ内のような非定常乱流や主流の方向および大きさが不明確な場合には多点同時測定などの手続きが必要になる。

そこで本章では、レーザホモダイナ法によって乱流中に浮遊する粒子の相対運動だけを検知し、乱れを直接測定する実用的方法について検討した。同様の試みはすでにBourkeら⁽⁵⁷⁾が行っているが、具体的に乱れの諸量は得ていない。ここでは一様等方性乱流として速度空間相関の形を仮定し、散乱光強度の自己相関関数を求めておき、実測相関をこれに適合させることによって乱れ強度ならびに空間積分スケールを求めた。また、これにより一様流中の乱流格子背後に生じる乱れを測定し、熱線風速計の結果と比較して測定精度を調べるとともに、種々の誤差要因およびそれらが測定精度に及ぼす影響を明らかにした。

本方法では時系列データに依らずに流速変動が求められるため、従来のシリンダ内流動測定で本質的に障害となっている乱れによる流速変動とサイクル変動との分離の問題からのがれることができる。そこでつぎに、この特徴を生かしてシリンダ内乱れの直接測定を試みた。実験ではまず、光学系の条件を明らかにしたのち、乱れ強さおよび空間積分スケールのクランク角経過を測定した。とくにスワール強さ

が圧縮・膨張行程中の乱れに及ぼす影響を調べ、シリンダ内乱れの生成および減衰のメカニズムについて検討を加えた。

第5. 2節 測定原理

5. 2. 1 レーザホモダイン法の乱れ測定への適用

乱流中に浮遊する微小粒子はブラウン運動と類似の時間的空間的不規則性をもつランダム運動をする。そこで、レーザホモダイン法によって粒子運動の統計平均を検出すれば、乱れに関する情報が得られる見込みがある。乱流は種々の寸法をもつ渦から構成されていると考え、一つの渦内にある任意の2粒子は独立には運動しないので、前章のように粒子運動を互いに独立とは扱えず、2粒子間距離の変化を渦の寸法と関連させて扱う必要がある。ここで流れ場として一様乱流場を仮定すれば、2点間の変動速度の相関から乱れ渦の平均寸法すなわち積分スケールを定めることができる。したがって、測定容積を乱れの積分スケールよりも十分大きく選んでおくと、測定容積内の変動速度の統計平均から乱れの実効速度が得られ、さらに視野の大きさを変えて変動速度の変化を測れば乱れのスケールを推定できる可能性がある。

これがここで試みるレーザホモダイン法による乱流測定法の原理であり、平均流速によらず流体の相対運動だけに注目することが在来の時系列信号解析法と本質的に異なっている。信号の処理には周波数分析および自己相関分析のいずれも適用できるが、ここでは後者に属する光電子相関法を使うので、この方法に沿って説明を進める。

5. 2. 2 散乱光強度自己相関

乱流中に浮遊する j 、 k の2粒子が時刻 $t = t$ でそれぞれ位置ベクトル $\mathbf{r}_j(t)$ 、 $\mathbf{r}_k(t)$ にあるとし、時間差 τ の間のそれらの差の変化を $\Delta \mathbf{r}_{jk}(\tau)$ とすると、

$$\Delta \mathbf{r}_{jk}(\tau) = \{\mathbf{r}_k(t+\tau) - \mathbf{r}_j(t+\tau)\} - \{\mathbf{r}_k(t) - \mathbf{r}_j(t)\} \quad (5-1)$$

前章式(4-7)のように、位置ベクトル差と波数ベクトル \mathbf{K} との内積は2粒子の位相差成分となるので、式(5-1)に \mathbf{K} を乗じて式(4-6)に代入すればレーザホモダイン

光学系における散乱光強度自己相関関数は次式のように求められる。

$$R_I(\tau) = \langle I \rangle^2 \{1 + G(\tau)\} \quad (5-2)$$

$$G(\tau) = \langle \exp\{-i\mathbf{K} \cdot \Delta \mathbf{r}_{jk}(\tau)\} \rangle \quad (5-3)$$

上式右辺第1項は同時刻相関を、第2項の $G(\tau)$ は2粒子間距離の時間差相関を表し、残りのすべての相関項は統計的に消去されている。したがって、乱流場における2粒子拡散機構に基づいて $\Delta \mathbf{r}_{jk}(\tau)$ の統計平均を求めると、 $G(\tau)$ が推定できる。

時刻 $t = t$ で距離 r_0 にある2粒子が流れに追従して一様等方乱流中の相対拡散により $t + \tau$ で $r_0 + \Delta r$ になるとき、 τ が十分小さければその自乗平均距離の期待値は^(5B)、

$$\langle \Delta r^2 \rangle = 2u'^2 \tau^2 \{1 - R(r_0)\} \quad (5-4)$$

ここに、 u' は実効乱れ強さ、 $R(r_0)$ は速度空間相関であり、ここでは簡単のため乱れの空間積分スケールを L として次式を仮定する。

$$R(r_0) = \exp(-r_0/L) \quad (5-5)$$

さらに、 Δr の確率密度分布をガウス分布とすると、

$$p(\Delta r, r_0, \tau) = A \exp\{-\Delta r^2 / 2\langle \Delta r^2 \rangle\} \quad (5-6)$$

ここに、 A は正規化定数である。測定容積が十分大きいならば、

$$G(\tau) = \int_0^\infty dr_0 \int_{-\infty}^\infty p(\Delta r, r_0, \tau) \exp(-i\mathbf{K} \cdot \Delta \mathbf{r}) d\Delta \mathbf{r} \quad (5-7)$$

等方性乱流では変動流速は方向に依存しないから、 $G(\tau)$ は波数ベクトル \mathbf{K} 方向の成分を検出しており、 $\alpha = 0^\circ$ では横相関、 $\alpha = 180^\circ$ では縦相関に相当する。

測定容積が有限のときには、2粒子間の距離が r_0 となる確率を乗じたものを被積分関数とする必要がある。測定容積を長さ l 、直径 d_0 の円柱とし、簡単のため $d_0 \ll l$ とすると、粒子間隔が r_0 から $r_0 + dr_0$ に収まる確率 $Q(r_0)dr_0$ は

$$Q(r_0)dr_0 = \begin{cases} 2dr_0(l-r_0)/l^2 & [0 \leq r_0 \leq l] \\ 0 & [r_0 > l] \end{cases} \quad (5-8)$$

したがって、

$$G(\tau) = \int_0^\infty dr_0 \int_{-\infty}^\infty p(\Delta r, r_0, \tau) Q(r_0) \exp(-i\mathbf{K} \cdot \Delta \mathbf{r}) d\Delta \mathbf{r} \quad (5-9)$$

ここで、助変数

$$\xi = r_0 / l \quad (5-10)$$

を用いると、

$$G(\tau) = 2 \int_0^1 \exp[-K^2 u'^2 \tau^2 \{1 - R(\xi)\}] (1 - \xi) d\xi \quad (5-11)$$

5. 2. 3 変動速度

式 (5-11) によると $G(\tau)$ は u' および測定部長さと積分スケールの比 $s = l/L$ に依存し、また同じ s については $G(\tau)$ の拡がりは u' に逆比例することがわかる。この性質を使って s に関わる項をくくり出しておく、実測相関係数データから変動流速を求めるさいに便利である。この目的で、変動速度を

$$v(u', s) = \left\{ (2K/\sqrt{\pi}) \int_0^\infty G(\tau) d\tau \right\}^{-1} \quad (5-12)$$

と定義し、同時に無次元時間差および s のみに依存する無次元変動速度をそれぞれ

$$\tau^* = (2/\sqrt{\pi}) K u' \tau \quad (5-13)$$

$$v^*(s) = \left\{ \int_0^\infty G(\tau^*) d\tau^* \right\}^{-1} \quad (5-14)$$

とする。こうすると式 (5-13) は

$$v(u', s) = u' v^*(s) \quad (5-15)$$

したがって、 $v^*(s)$ をあらかじめ式 (5-11) より求めておけば、種々の l について実測して得た $v(u', s)$ から u' と s とがわかり、乱れ強度 u' と空間積分スケール L とを推定することができる。

図5-1 は式 (5-11) より $G(\tau^*)$ を数値計算した結果を示す。これによれば $G(\tau^*)$ はガウス分布に近く、また s が大きいほど $G(\tau^*)$ の τ^* 方向の拡がり は狭くなる ことがわかる。図 5-2 はさらに $v^*(s)$ 、次式の分散 σ^2 および偏平度 f とを計算した結果を示す。

$$\sigma^2 = v^*(s) \int_0^\infty \tau^{*2} G(\tau^*) d\tau^* \quad (5-16)$$

$$f = v^*(s) \int_0^\infty \tau^{*4} G(\tau^*) d\tau^* / \sigma^4 \quad (5-17)$$

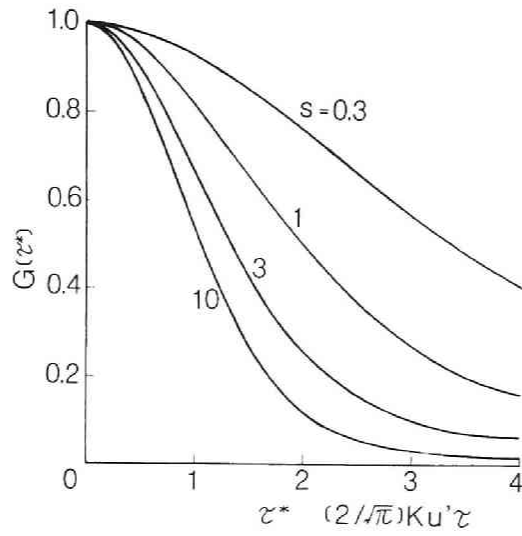


図 5-1 散乱光強度自己相関関数

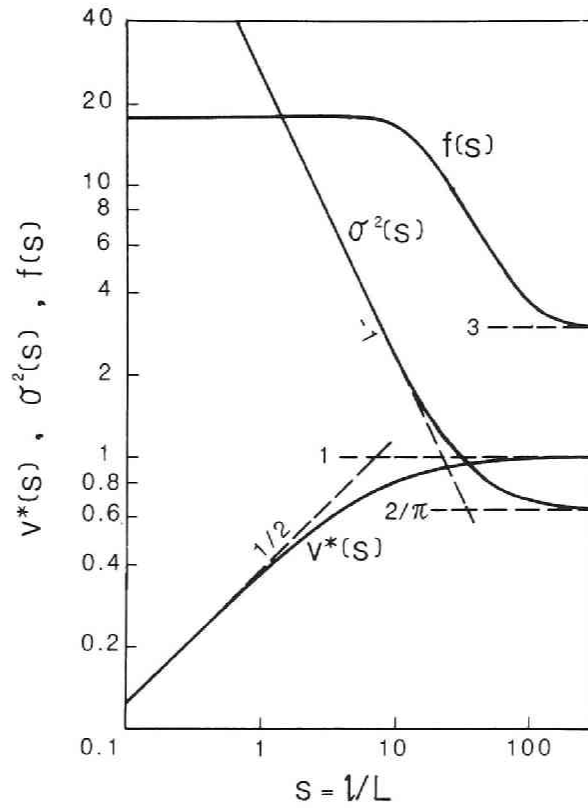


図 5-2 $G(\tau^*)$ の特性値

図5-2 からわかるように、 $v^*(s)$ は s とともに指数 $1/2$ の傾きで直線的に増加し、 s が 8 以上では 1 に近づいて視野の大きい場合は u' が式 (5-12) で直接与えられる。 σ^2 は s に逆比例したのち一定値に近づく。 f は $s = 10 \sim 100$ の範囲で変化し s が小さい場合は 18 に、大きい場合はガウス分布で予測される 3 に近づく。 L は $s = 10 \sim 100$ の容積で測定した $G(\tau)$ の分散あるいは偏平度から直接求まる可能性もあるが、実際には零点精度のため困難であり、前述のように L に対する $v(u', s)$ の変化を図5-2 と比較して推定するほうがよいと思われる。

第5.3節 乱れ強度および積分スケールの測定

5.3.1 測定装置と方法

以上の原理に基づいて格子後流に発生する一様等方乱流の乱れ強度および積分スケールを測定した。実験装置を図5-3 に示す。送風機によってつくった空気流の乱れを水平に置いた整流筒内で減衰させた後、絞り比 31 の縮流管から内径 50 mm、長さ 700 mm の滑らかな円管に導く。縮流管出口には乱流格子をとりつけ、円管内に一様等方性乱流を形成する。格子は直径 d_r の丸棒を間隔 M で正方形に組んだもので、 $M/d_r = 5$ として $M = 2.5$ と 5 mm の 2 種類を用いた。散乱粒子には平均径 $0.2 \mu\text{m}$ の酸化チタン粉を使い、縮流管の直前で流れに直角に噴出する小流

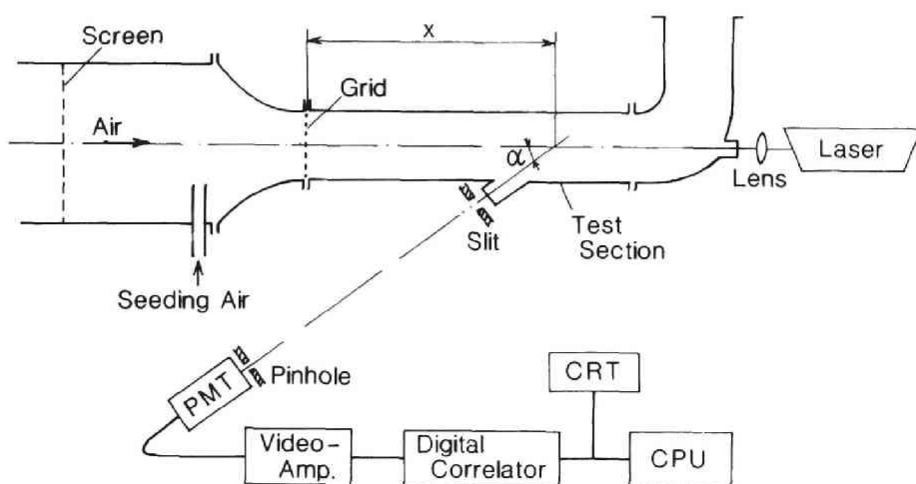


図 5-3 実験装置

量の空気流に載せて供給した。目視によると測定部では粒子はおよそ均一に分布されていた。格子は測定ごとに清掃し、目づまり等による流動の変化を少なくするようにした。

光源には、アルゴンイオンレーザ（Spectra Physics, SP-164, ビーム径 1.25 mm）を波長 514.5 nm で用い、焦点距離 500 mm のレンズで集光して測定部に照射した。ビームは円管の下流軸上に設けた窓から入射し、測定容積を流れに沿う方向に長くすることによって後述のフライト拡がりおよび測定容積内の速度勾配を小さくした。粒子群からの散乱光は $\alpha = 40^\circ$ または 25° の方向で測定部から 1.3 m の距離に置いた光電子増倍管 PMT（浜松ホトニクス, R464）により検出した。測定容積は散乱光検出用の窓の直後に置いたスリットの幅 h を 0.2~10 mm の範囲で変えることによって加減し、測定長さ l を次式で算出した。

$$l = h / \sin \alpha \quad (5-18)$$

また、PMT の光電面の直前にはピンホール（直径 $d_p = 0.1$ mm）を置き、次の可干渉条件を満たすようにした。

$$h d_p / R < \lambda \quad (5-19)$$

ここに、 R は可変幅スリットとピンホール間の距離である。

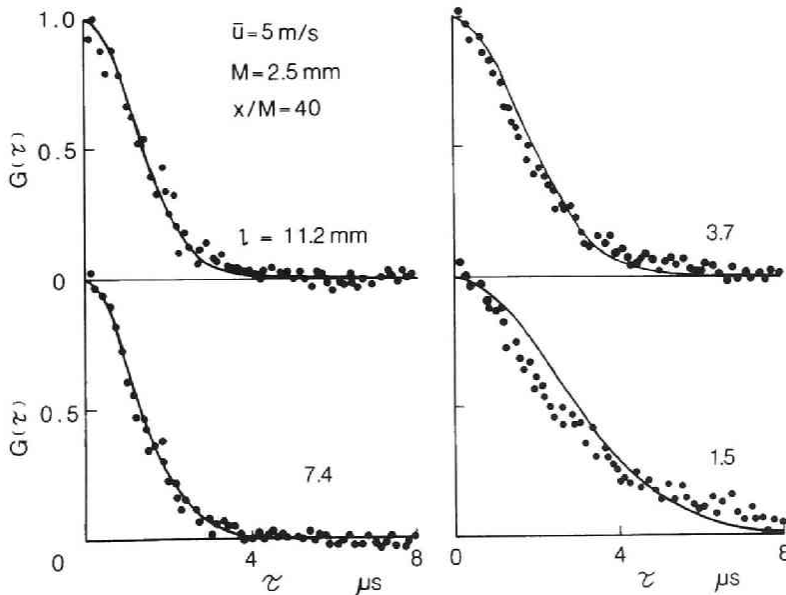


図 5-4 風洞内乱流測定における $G(\tau)$ の例

光電子増倍管の出力は光電子パルスと扱い、前章と同じくデジタル相関計によりパルス列の自己相関波形を求め、その結果をデータ処理装置（三菱電機 MELCOM 70/20 ミニコンピュータ）に転送して必要な処理を行った。この相関計を使うと、かりに 1 MHz の遅いクロックでも分析時間は 0.128 ms であって乱れの特性時間に比べて十分短いと思われるので、その条件では式 (5-4) の前提は成り立つ。

5.3.2 測定結果

図5-4 は $M = 2.5$ mm の格子において平均流速 $\bar{u} = 5$ m/s , $\alpha = 40^\circ$ として格子

表 5-1 測定条件および測定結果

	M mm	x/M	α deg	\bar{u} m/s	u' m/s	L mm
a	2.5	40	40	5	0.074	1.18
b	5.0	20	40	5	0.095	1.38
c	5.0	40	40	5	0.132	1.88
d	2.5	80	25	2	0.052	1.44
e	5.0	40	25	2	0.079	1.99

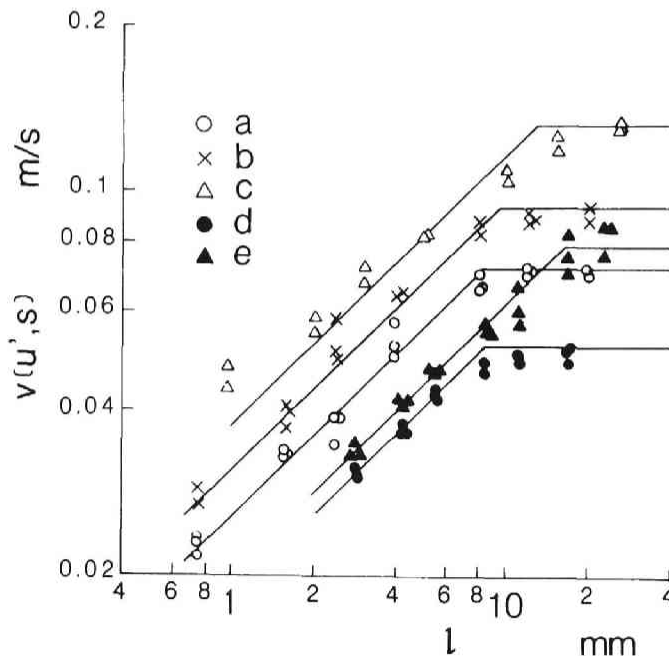


図 5-5 測定長さによる変動速度の変化

からの下流位置 $x = 90 \text{ mm}$ で l を変えて求めた自己相関係数 $G(\tau)$ の例を示す。デジタル相関計で得られる波形には相関部のほかにショットノイズおよびベダスタルが現われるので、前節の理論にもとづき相関信号部をガウス分布として原波形に曲線適合を施し、信号部のみを取り出した。そののち正規化して $G(\tau)$ を求めた。図中にはこの処理によって計算される最適曲線をあわせて示す。理論から予想されるように、 l が小さくなるにつれて $G(\tau)$ の拡がりが増し、とくに小さな l ではガウス分布より外れてくる。

つぎに、平均流速 \bar{u} 、格子間隔 M 、および格子からの距離 x を表5-1 のように変え、種々の l について得られた $v(u', s)$ を図5-5 に示す。ただし、 $\bar{u} = 5 \text{ m/s}$ では散乱角 $\alpha = 40^\circ$ 、 $\bar{u} = 2 \text{ m/s}$ では $\alpha = 25^\circ$ とした。 $v(u', s)$ はいずれの場合も理論どおり $l^{1/2}$ に比例し、 l が大きいときに一定値に近づく。図5-2 の $v^*(s)$ と比較すると、 u' および L が推定でき、表5-1 にその結果を示す。 x/M が 40 以上の条件では L は M とともに増加し、一様乱れが形成されているとみられる。

5. 3. 3 熱線風速計による検討

上述のレーザホモダイン法による測定結果をチェックするために、同じ測定位置に径 $12.5 \mu\text{m}$ 、長さ 2 mm の白金線プローブを挿入し、定温度型熱線風速計（日本カノマックス、Model 1011）により瞬時流速の時間経過を測定した。平均流速 \bar{u} および実効乱れ強度 u' はそれぞれ時間平均および rms 変動値から求めた。空間積分スケール L は流速データから時間相関関数を求め、得られる時間積分スケール τ_L より次式で算出した。

$$L = \tau_L \bar{u} \quad (5-20)$$

流速データはいったんアナログ信号としてカセットデータレコーダ（TEAC MR-10）に収め、これを AD 変換して磁気テープ（TEAC R510）に記録し、京都大学大型計算機センタ FACOM M382 によって演算・処理した。

図5-6 は、熱線風速計の u' および L の測定値と、レーザホモダイン法の測定値を示す。 u' は e 以外の条件では熱線風速計の値の方がやや大きい、10% 以内の誤差で両者の値は一致している。 L はホモダイン法の方がほぼ $(1/2)$ の値となるが、これは流速変動の検出方向の違いなどによるとみられる。とくに、速度空間相

関係数として簡単のため式 (5-5) を仮定しているが、この測定では $\alpha = 40^\circ$ あるいは 25° であり横相関に近いのに対し、熱線風速計では縦相関値を求めているからであろう。したがって、得られた積分スケールを等方性乱流の理論にもとづいて修正すれば、熱線風速計によって求められる値と比較できることになる。

第5.4節 誤差要因の検討

以上でレーザホモダイン法による乱れの測定が可能なが判明したので、つぎに精度の維持のため主な誤差要因について検討する。

5.4.1 速度相関の仮定

この乱流測定法では一様等方性乱れとして速度空間相関係数に式 (5-5) の指数関数を仮定している。そのため前章に述べた速度相関の方向依存性と、距離の小さい範囲での2次曲線に近いこととがうまく表されていない。後者について検討したところ、微分スケールを積分スケールの40%として計算しても $s > 0.1$ では $v^*(s)$ はほとんど変化せず、その影響は小さいといえる。前者の速度相関の方向依存性については、前章で述べたように得られる積分スケールに適切な補正を加える必要がある。また、後方散乱すなわち $\alpha = 180^\circ$ として直接縦方向相関を求めることが考

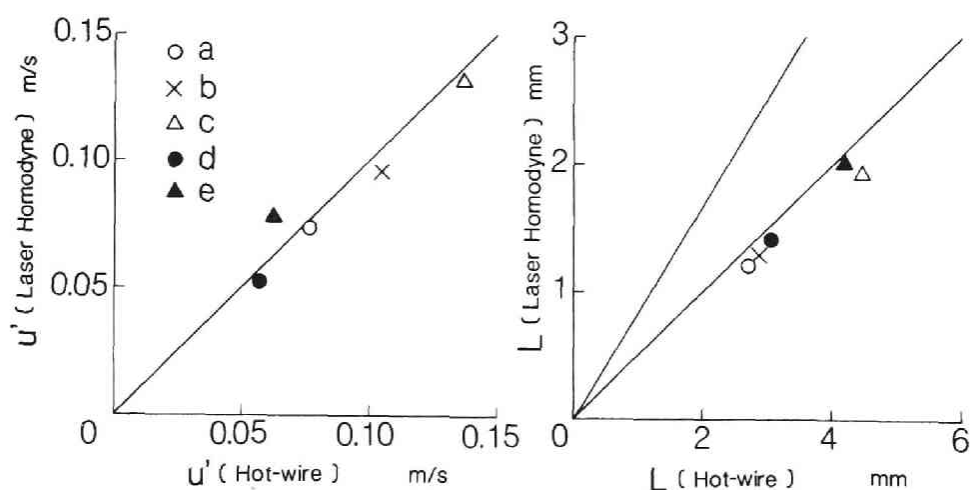


図 5-6 熱線風速計との比較

えられるが、この場合は波数ベクトルの大きさ K が大きくなり本研究で用いた最高クロック速度 50 MHz 相関計では $u' = 0.1 \text{ m/s}$ が上限であって測定できず、必然的に α を小さく選んだ。

5. 4. 2 散乱粒子径の影響

散乱粒子が乱流の動きに追従するためには粒径は小さい必要があるが、小さすぎるとブラウン運動の誤差を生じる。ブラウン運動は乱れと無相関であり、前章の式(4-9)よりその自乗変位は $4D\tau$ (D ; 粒子の拡散係数)であるから、式(5-4)は

$$\langle \Delta r^2 \rangle = 2u'^2 \tau^2 \{1 - R(r_0)\} + 4D\tau \quad (5-21)$$

ただし、

$$D = k_B T C_c / (3\pi\mu d) \quad (5-22)$$

ここに、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度、 μ は粘性係数、 d は粒子径、 C_c はCunningham の滑り補正項⁽⁵³⁾である。ここで、

$$\beta = KD / u' \quad (5-23)$$

とおき、式(5-21)を式(5-9)に代入するとブラウン運動を考慮した $G(\tau^*)$ を求めることができる。図5-7は種々の β について計算した $v^*(s)$ を示す。 d および u' が小さいほど β が大きくなって誤差は増すが、 $\beta = 0.02$ 以下では $v^*(s)$ はほとんど変化しない。

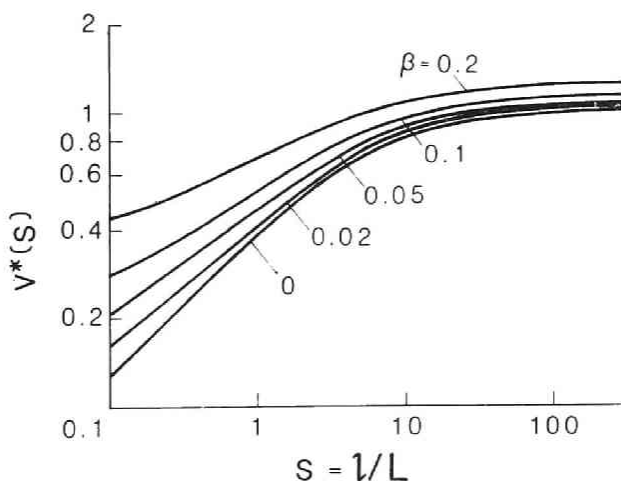


図 5-7 ブラウン運動の影響

つぎに、流体への追従性について検討する。流体が周波数 f で振動する場合、流体の振幅に対する粒子運動の振幅の比 η は⁽⁵⁹⁾

$$\eta = 1 / \sqrt{1 + (\rho_s / 18\mu)^2 d^4 f^2} \quad (5-24)$$

ここに、 ρ_s は粒子の密度である。図5-8 は散乱粒子径の影響を調べたもので、 $s \gg 1$ での $v^*(s)$ の値 v_B と追従性を示す振幅比 η との積を d に対して示す。ただし、後の実験にあわせて空気中に TiO_2 粒子を浮遊させた場合を想定し、散乱角 $\alpha = 4.9^\circ$ 、光源の波長 $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ とした。図では $\eta v_B = 1$ の条件での測定値が正しい乱れ強さを与えるが、 $d < 0.1 \mu\text{m}$ で u' の小さい場合にはブラウン運動による誤差が大きく、逆に $d > 1 \mu\text{m}$ の粒子は 10 kHz 以上の流体の変動には追従できないことがわかる。この結果より $0.1 \sim 1 \mu\text{m}$ の範囲の粒径が乱れ測定に適するといえる。

5. 4. 3 フライト拡がり

有限な測定容積を粒子が高速で通過すると信号が有限の時間で打ち切られるため散乱光電界強度は振幅重み関数による変調をうけ、 $G(\tau)$ に誤差を生じる。これはフライト拡がりと呼ばれている誤差に相当しており、粒子が流速 u で長さ W の照

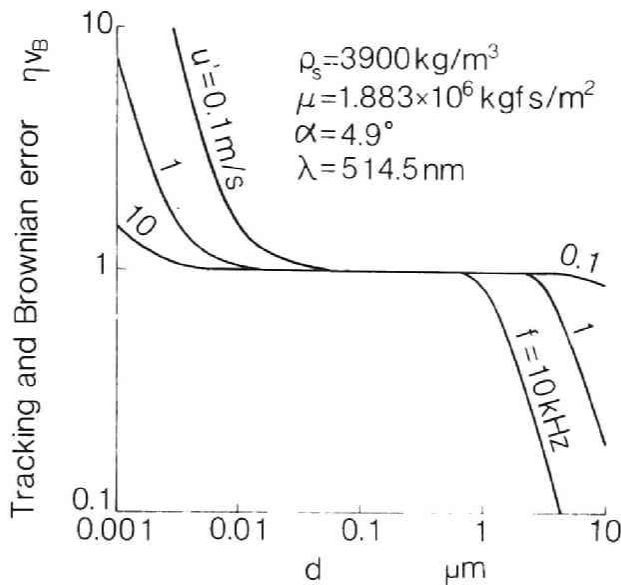


図 5-8 散乱粒子径の条件

射部をよぎる場合、散乱容積がガウス分布強度をもつとすれば式(5-3)は次のようになる⁽⁵⁵⁾。

$$G(\tau) = \langle \exp\{-i\mathbf{K} \cdot \Delta\mathbf{r}(\tau)\} \exp(-u^2\tau^2/4W^2) \rangle \quad (5-25)$$

一様流によっては粒子間距離は変化しないため、ほぼ相対拡散による指数関数の分散とフライト拡がりによる分布の分散との比の(1/2)倍

$$\varepsilon \cong (1/8) [u / \{(KWv(u', s))\}^2] \quad (5-26)$$

が相対誤差を表す。前章の実験では流れ方向にビームを照射して $\varepsilon = 10^{-3}$ 以下にしたためこの誤差は無視できるが、主流方向にビーム径を絞る場合には受光方向を変えて散乱角 α を大きくする必要がある。

5. 4. 4 測定容積内の速度勾配

測定容積中に波数ベクトル \mathbf{K} 方向の速度勾配 q があると、 q による粒子間距離の増加を考慮しなければならない。これは乱れによる運動とは独立とみなせるので、時間差 τ における2粒子の位置ベクトル差 $\Delta\mathbf{r}$ に、 $q \mathbf{r}_0 \tau$ を加えればよい。

$$p(\Delta\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \tau) = A \exp[-\{\Delta\mathbf{r} - q\mathbf{r}_0\tau\}^2 / 2\langle\Delta\mathbf{r}^2\rangle] \quad (5-27)$$

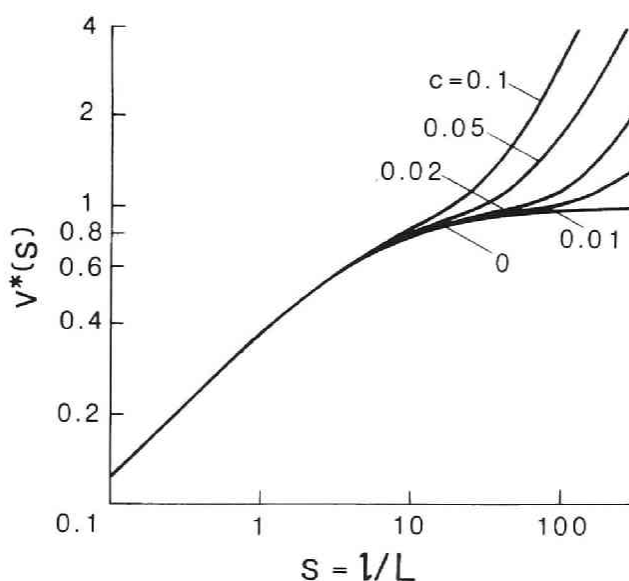


図 5-9 測定容積内の速度こう配の影響

ここで、乱れ測定への影響を表すパラメータとして

$$c = qL / u' \quad (5-28)$$

を定義し、前項と同様の手続きにより $v^*(s)$ を計算した。その結果を図5-9に示す。図からわかるように、 $c = 1$ では速度勾配の影響はほとんどないが、それ以上の c では $G(\tau^*)$ はガウス分布よりはずれ、変動速度も大きくなる。このことから、速度勾配が大きくなる方向に測定容積を長くすると、得られる乱れ強度は実際よりも大きくなる可能性がある。しかし、積分スケールにはさほど影響しない。前節の測定では $c = 0$ とみなせるが、たとえば自由噴流のせん断境界領域において $q = 0.5 \text{ (ms)}^{-1}$, $L / u' = 0.2 \text{ ms}$ の流動場の乱れを主流に直角方向から測定する場合には $s = 10$ 以上の測定容積にはできない。

このように噴流や境界層内の流れにホモゲイン法を適用するさいには、波数ベクトルの方向を主流方向に近づけ、速度勾配の影響が十分小さくなるように配慮しなければならないが、逆にこの性質を利用して速度勾配をじかに測定できる可能性がある。かりに乱れない場合を考えると、 Δr の確率密度分布は

$$p(\Delta r, r_0, \tau) = \delta(\Delta r - qr_0\tau) \quad (5-29)$$

ただし、 δ は Dirac デルタ関数、式 (5-29) を式 (5-9) に代入すると

$$G(\tau) = \int_0^\infty Q(r_0) \exp(-iKqr_0\tau) dr_0 \quad (5-30)$$

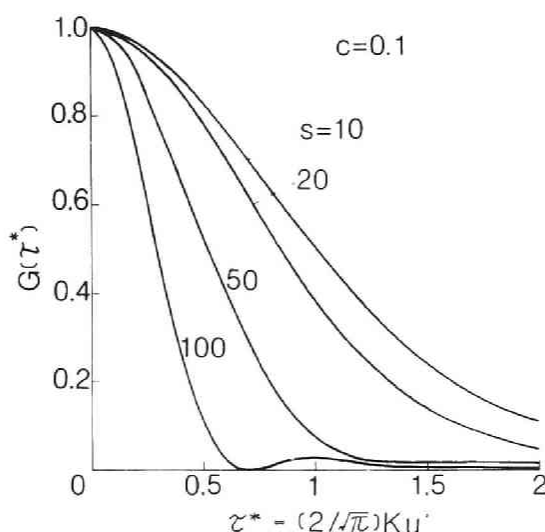


図 5-10 スワールの影響を含む自己相関関数 $G(\tau^*)$

上式は $Q(r_0)$ のフーリエ変換なので、

$$G(\tau) = \frac{\sin^2(Kq\ell\tau/2)}{(Kq\ell\tau/2)^2} \quad (5-31)$$

実際の流動場で得られる $G(\tau)$ は乱れに基づく減衰に周期 $(2\pi/Kq\ell)$ の振動が重畳することになる。図 5-10 は $c = 0.1$ として式 (5-26) より計算される $G(\tau^*)$ を種々の s について示した結果で、 s が大きくなると振動が生じることがわかる。したがって、大きい視野で得た相関波形の振動の周期がわかれば速度勾配 q を求めることができ、たとえば後述のシリンダ内スワール角速度の測定に応用できる。

第 5. 5 節 レーザホモダイン法によるシリンダ内乱れ測定

5. 5. 1 シリンダ内乱れ測定の検討

前節では、レーザホモダイン法による乱流の測定について検討し、乱れの強さならびに空間積分スケールを推定できることを示すとともに、主な誤差要因とその影響を明らかにした。この方法では流体の相対運動だけを光ビートとして検出し、時系列データによらないので主流と無関係に流速変動を求めることができ、さらに測定容積の大きさに対する散乱光強度の変化から、テーラーの仮説なしに乱れの空間積分スケールを推定できるという特徴がある。また、本方法は基本的に瞬時測定であるため、脈動流や周期的変動流のような非定常乱流のように条件付サンプリングを行うさいに極めて有効であると考えられる。たとえば往復式内燃機関の燃焼室内の流れは等方乱れに近いとみられるので、特定のクランク角で得られる自己相関を多数サイクル加算すれば乱れ強度のアンサンブル平均を求められる見込みがある。

一般のレーザドップラ流速計や熱線流速計を用いるさいには、乱れによる流速変動とサイクル変動とを分離することが原理的に問題となり、これに関してデータの解析段階で多くの方法が試みられている⁽⁶⁰⁾⁻⁽⁶⁴⁾。それらのうち、Dent⁽⁶⁰⁾は高周波通過フィルタを用いて熱線流速計による信号から真の変動分を求める方法を示した。また、Lancaster⁽⁶¹⁾は非定常的時間平均法を提案し、ある時間間隔内での乱れによる流速変動は、アンサンブル平均と瞬時流速との差からその間隔内の時間

平均流速を差し引いたものによって与えられるとした。これらの解析法によりある程度乱れを推定することはできるが、平均流速の定義に何らかの前提を必要とするため、乱れ強度そのものを正しく測定するには到っていない。

このような視点にもとづき、つぎにシリンダ内測定へのレーザホモダイン法の適用を試み、乱れ強度ならびに空間スケールの時間経過を調べた。

5. 5. 2 実験装置および方法

実験機関は四サイクル単シリンダ機関（シリンダ径 102 mm，行程 106 mm）で平型ピストンを用い、圧縮比は 8.2 として駆動運転したさいに生じる乱れを測定した。シリンダヘッドには異なった吸気ポートをもつ4種類を用意し、これらを変換することにより種々の吸入スワール比 r_s を設定した。 r_s は定常流旋回強度試験⁽⁶⁵⁾によって求めたスワール角速度と機関回転角速度との比と定義し、実験はす

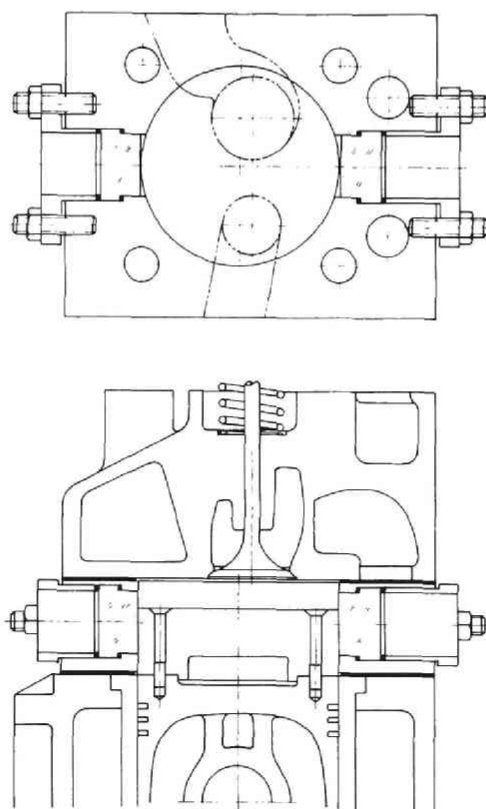


図 5-11 シリンダヘッドおよび燃焼室

べて機関回転速度 800 rpm および 400 rpm の条件で行った。

図 5-11 にシリンダヘッドならびに燃焼室の詳細を示す。シリンダ内の光学測定のために観測窓付スペーサをヘッドとライナ間に挿入し、さらに従来ピストンの上にアルミ円板を取り付けて上死点すき間を 14 mm とし所定の圧縮比を設定した。観測窓には直径 40 mm の熔融石英を用い、これを厚さ 50 mm のスペーサに取り付けてある。

図 5-12 に実験装置の概略を示す。光源にはアルゴンイオンレーザ (Spectra Physics SP-164, ビーム径 1.25 mm) を波長 $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ で用い、そのビームを石英窓に導いた。光学系はすべて平面光学台の上で構成し、これを 3次元トラバース装置に取り付けて光学系全体を平行移動することにより測定位置を変えた。また、機関運転時に生じる振動を防止するためトラバース装置は空気バネにより支持してある。

レーザ光は焦点距離 500 mm のレンズで集光して光学窓からシリンダ中心に照射した。測定容積内のトレーサ粒子からの散乱光は散乱角 $\alpha = 2.7^\circ \sim 8.3^\circ$ の方向で測定部から 1.5 m の距離においた PMT (浜松ホトニクス R464) により検出した。測定容積の長さ l は光学窓直後に置いた可変アパチャによって制限し、アパチャ径 d_a から次式で算出した。

$$l = d_a / \sin \alpha \quad (5-32)$$

また、PMT 直前にはピンホールを置いて可干渉条件を満たした。

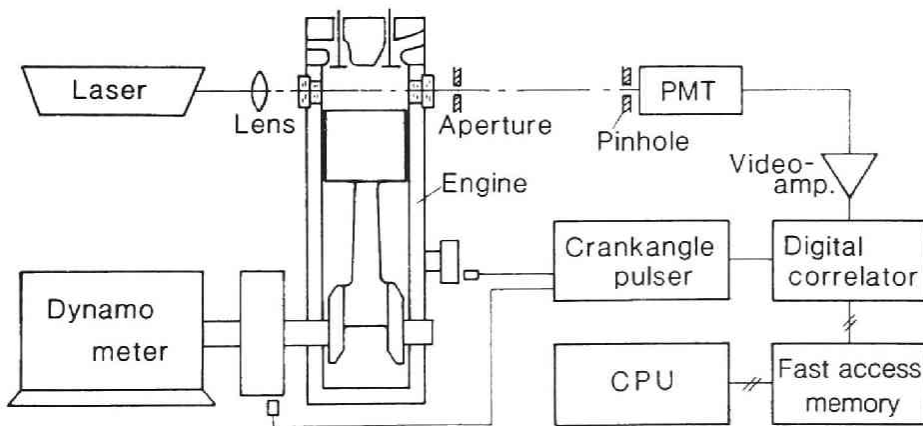


図 5-12 実験装置

吸気に均一に粒子を混入するためシーディング装置を容積 50 L のアクリル製サイタタンク内に置き、圧縮空気で粒子を吹き上げる方法を用いた。トレーサ粒子には流体への追従性とブラウン運動の誤差を勘案して、粒径 $0.2\sim 0.4\ \mu\text{m}$ の酸化チタン (TiO_2 , 比重 3.9, モース硬度 5.5~6.0) を用い、シード濃度は空気流量を加減することにより調節した。

実験にさいして、潤滑油上りによる光学窓の汚れを防止するため、潤滑油の量を規定より少なくするとともに運転中はクランクケース内を真空ポンプで負圧に保つことにより上り量を制限した。

PMT の出力は前節と同様広帯域増幅器により増幅・波高弁別したのちデジタル相関計に導いた。所定のクランク時期にデータ収集を行うために、機関のフライホイールから検出したクランク角信号をもとに $4^\circ\ \text{CA}$ のゲートパルスを発生させて相関計への入力を制御した。通常の測定条件では各時期において 10 数サイクルのアンサンブル平均相関を求めた。デジタル相関計で得た自己相関データはいったん高速記録メモリ (日本カノマックス Model 5211-1 , 256 kByte) に蓄積し、光学窓が汚れるまでの短時間に効率よくデータを収集した。得られた自己相関は機関停止後必要に応じてミニコンピュータシステム (三菱電機, MELCOM 70/20) によりガウス分布への回帰分析を行った。

5. 5. 3 光学系の条件

ホモダイン光学系によってシリンダ内乱れを測定するさいには散乱角 α および入射ビーム径 d_0 の選定に注意する必要がある。 d_0 は通過時間誤差の許容範囲内で最も小さくなるように選ばばよく、ここでは $f = 500\ \text{mm}$ のレンズでビーム径を $0.27\ \text{mm}$ まで絞った。こうすると、たとえば平均流速 $20\ \text{m/s}$, 乱れ強さ $4\ \text{m/s}$ の流れについていえば、粒子がビームを通過する平均時間は $14\ \mu\text{s}$ であるのに対し、 $G(\tau)$ の積分で定義される特性時間は $\alpha = 4.9^\circ$ のときには $0.2\ \mu\text{s}$ となる。したがってこの場合にはほとんど通過時間誤差はないといえる。散乱角 α は主にコリレータの最高クロック速度に依存する。得られた相関波形をガウス関数にあてはめる場合、サンプリング誤差を除くためには特性時間の約 $1/10$ のクロック周期が必要である。もし先ほどと同様変動速度が $4\ \text{m/s}$ とすると、最高クロック速度 50

MHz の条件では α は 5° 以下にしなければならない。この理由で、以下の実験では α は 4.9° を標準とし、特別な場合には 2.7° と 8.2° とした。

このように実際の光学系では散乱角は小さくかつビーム径は有限なので、測定容積の形が理論で仮定したものと異なることによる誤差を生じる。この影響を見積るために、粒子間距離 r_0 の確率密度関数 $Q(r_0)$ をモンテカルロ法によって数値計算した。図 5-13 は標準の $\alpha = 4.9^\circ$ の条件で l/d_0 を変化させた場合に得られた $Q(r_0)$ を r_0/l に対してプロットした結果で、太線は式 (6-8) より求めた理論曲線を示す。図より l が d_0 の 10 倍以上であれば、 $\alpha = 4.9^\circ$ の条件でも $Q(r_0)$ のゆがみはさほど大きくないことがわかる。したがって、ここで使用した光学系では変動速度の測定が問題なく行える。

5. 5. 4 乱れ強さおよび空間積分スケールの測定

以上の光学系を用いてシリンダ内の乱れを測定した。測定は主にヘッドから下方 10 mm の位置で行った。ただし、測定容積は水平に細長くなるので、その中心をシリンダ軸にあわせた。

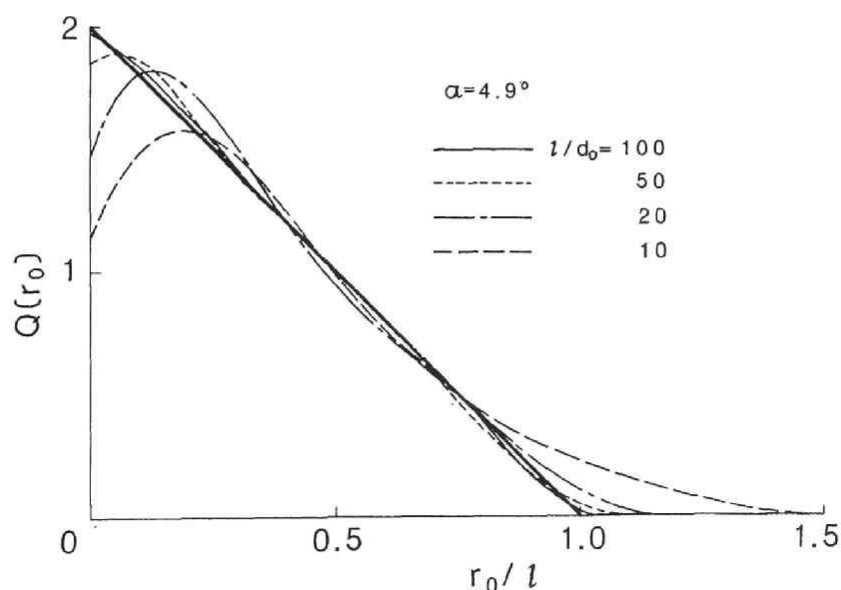


図 5-13 ビーム径 d_0 に対する $Q(r_0)$

図 5-14 は無渦流， $n = 800 \text{ rpm}$ の条件で圧縮上死点 TDC において種々の測定部長さ l について得た正規化自己相関関数 $G(\tau)$ の例を示す。細線は最適ガウス分布曲線で，測定した相関はほぼこれに近似できる。また， l を小さくするほど τ 方向の拡がりは大きくなって前述の理論に合致する。そこで，無渦流 $r_s = 0$ ， $n = 800 \text{ rpm}$ の条件で l を変えて求めた一組の相関から，変動速度 $v(u', l)$ を式 (5-12) を用いて計算した。種々のクランク角 θ について得られた相関を l に対してプロットした結果を図 5-15 に示す。 $v(u', l)$ は l の小さい範囲で小さく， l を大きくすると次第に増加し一定値に近づく。図中の曲線は，各条件のプロット点を通る $v^*(s)$ の s に対する理論線であり，一定値に近づくときの $v(u', l)$ の値から乱れ強さ u' を，また各条件の l と s の比から積分スケール L を求めることができる。

また，図 5-16 は $r_s = 1.0, 2.1$ および 2.7 として TDC において測定した $v(u', l)$ である。スワールのない場合と比較すると $v(u', l)$ は大きい l でも一定値に漸近せず，スワールによって生じる測定容積内の速度勾配のために l とともにさらに増加する。しかし，いずれの場合も $l = 30 \sim 40 \text{ mm}$ で乱れ強度が測定できることがわかる。

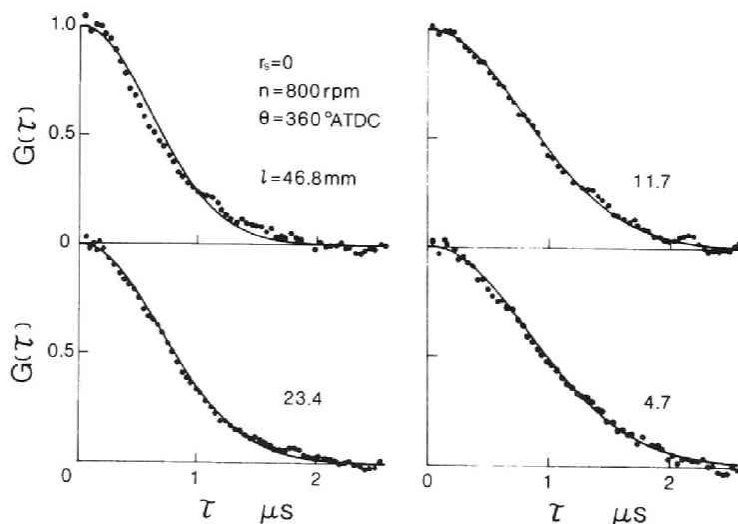


図 5-14 シリンダ内乱流測定における $G(\tau)$ の例

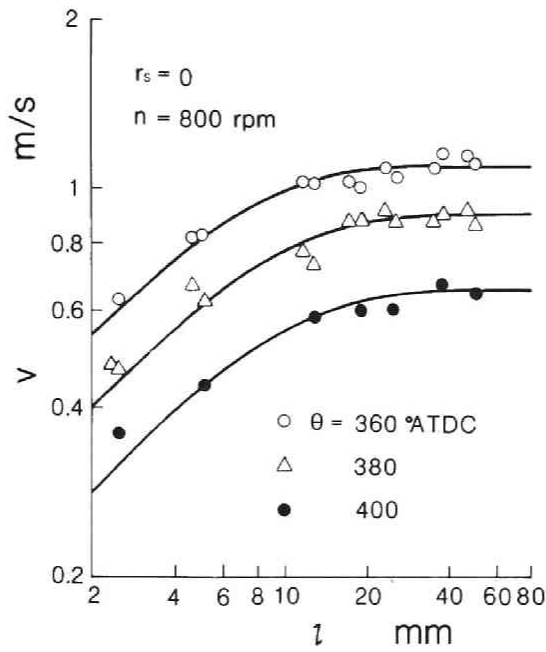


図 5-15 無渦流時における測定部長さ
 に対する変動速度

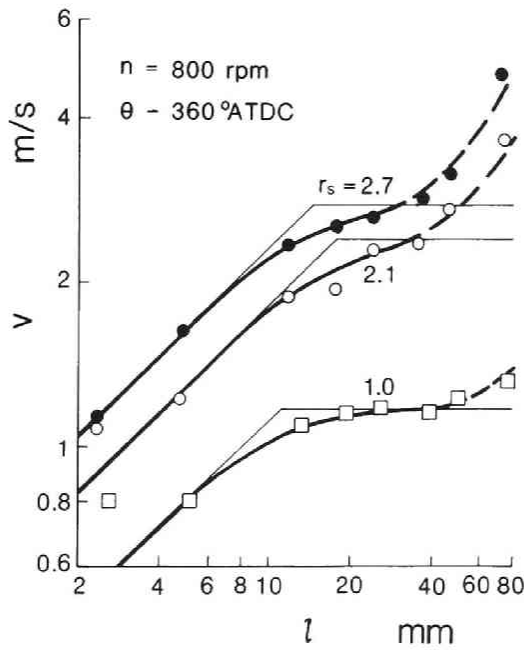


図 5-16 種々のスワール比における測定部
 長さに対する変動速度

そこで、 l を 35.1 mm としてまず全サイクルについての u' のクランク角変化を調べた。図 5-17 は機関回転速度 $n = 400$ rpm および 800 rpm の条件でスワールがある場合とない場合について測定した結果を示す。いずれの条件でも u' は吸気弁が開く $\theta = 710^\circ$ ATDC の直後から吸入空気の流入に伴い急激に増加し、ピストン速度が最大となる $\theta = 70^\circ \sim 80^\circ$ ATDC でピークに達したのち急速に低下する。その後 u' は徐々に減少し、吸気弁の閉じる $\theta = 210^\circ$ ATDC で若干増加する。これは、吸気弁から吸入あるいは流出する空気流が完全にせき止められて流れの方向が変化するためと思われる。圧縮および膨張行程では u' は少し振動を伴ってほぼ単調に減少し、排気弁開時期 $\theta = 500^\circ$ ATDC でいったん増加してピークをとったのち排気行程中はほぼ一定の値を保つ。以上の u' の経過は、測定方法は違うものの従来から報告されていたものとおおむね一致する。

また、 n を 400 rpm から 800 rpm に増加させると、排気行程を除いて u' はスワールの有無にかかわらずほぼ 2 倍の値をとり、Witze⁽⁶²⁾ の指摘どおり u' は n に比例して増大するといえる。一方、スワールの影響についてみると、膨張行程

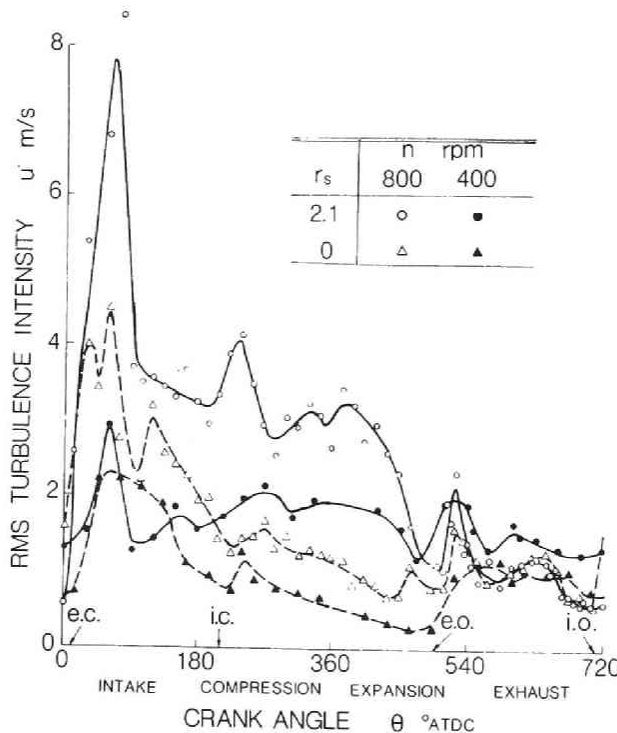


図 5-17 乱れ強度のクランク角経過

の後半と排気行程を除けばスワールにより u' は著しく増大することがわかる。吸入行程中、弁からの流入噴流によってつくられる u' はスワールがあるときの方が、ないときよりもかなり大きい。とくに、スワールがある場合は圧縮および膨張行程中の u' の減衰が遅れ、高いレベルの u' が TDC 後膨張行程終了時まで維持される。これに対してスワールがないと u' は θ とともに単調に減衰する。これは一つには不均一に分布した乱れ渦が複雑な 3 次元流によって吸入期間中に生成されるためであり、一つには壁面付近でスワールによって発生する大きなせん断摩擦によるものと思われる。

ここで、さらに圧縮上死点 TDC 付近の乱れ強さおよび空間積分スケールについて調べた。図 5-18 は $n = 800 \text{ rpm}$ の条件で 3 つのスワール比について測定した結果を示す。図より u' のクランク角経過は r_s に大きく依存し、その値は r_s とともに増大することがわかる。スワールがないと u' は θ とともに単調に減少するのに対し、スワールがあると TDC 後若干増加する。これはおそらく強い乱れが壁面近傍で旋回流によって作られ、それがピストンの下降に伴って測定点に移動したためと考えられる。このようなシリンダヘッド近傍で乱れがつけられるメカニズムは一点の測定では明らかにできないので、つぎにヘッドからの距離 z を変えて同様の測定を行った。得られた結果を図 5-19 に示す。スワールなしの場合、いずれの位置でも θ によって u' は単調に減少するが、 $r_s = 2.1$ の場合は各位置に応じて TDC 後 u' 曲線にピークがみられる。測定位置がヘッドに近づくほど TDC 後の u' のピークは早い時期に生じかつ大きな値をとる。この傾向から壁面で生成された乱れがピストンの動きに伴いシリンダヘッドから下方に運ばれることが示唆される。ヘッド下面には排気および吸気弁の凹凸があるので、スワールがあると乱れが発生する可能性がある。類似の効果は Dent⁽⁶⁶⁾ も指摘しており、圧縮終りの乱れ生成には壁面せん断流が重要な役割を果たすとしている。

つぎに、再び図 5-18 より空間積分スケールについて調べる。ここで測定したスケール L は前方散乱で得た値なので、5.3.3 に示したように横相関スケールに対応する。したがって、通常の熱線風速計などで測定される値と比較するために、次式によって縦方向空間積分スケール L_f に換算した。

$$L_f = 2L \quad (5-33)$$

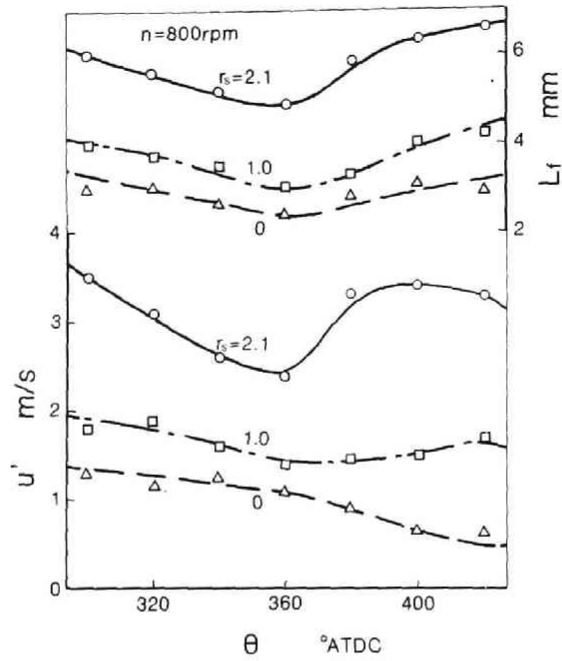


図 5-18 スワール比による乱れ強さと空間積分スケールの変化

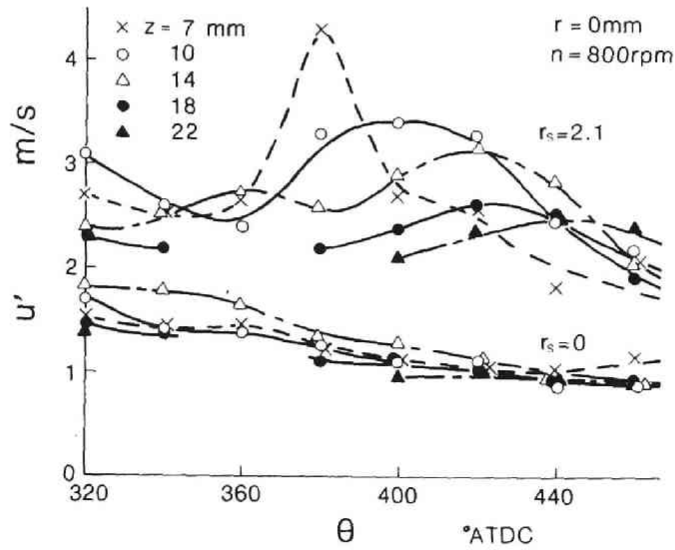


図 5-19 測定位置による乱れ強さの変化

図によると L_f はいずれの r_s についても TDC で極小値をとったのち θ とともに増加し、 $r_s = 2.1$ の場合を除いて TDC に対しほぼ対称に経過する。これはスケールが圧縮と膨張による容積変化に主に依存することを意味している。さらに、 L_f は r_s によってかなり増大し、 $r_s = 2.1$ における最小値はスワールがない場合の約2倍の値をとる。このことから比較的大きな乱れ渦が乱れの減衰を抑制し、クランク角後期まで強い乱れを保持すると考えられる。したがって、 r_s の大きい方が u' は高い。また、TDC 付近の L_f は機関寸法および測定方法に大きく依存するが、Lancaster⁽⁶¹⁾ はシュラウド付吸気弁でつくったスワールによって u' およびスケールがともに増大するとしており、異なったスワールのつくり方でも得られるスケールはほぼ等しいことから TDC 付近の乱れは吸入行程の影響をほとんどうけないといえる。

5. 5. 5 シリンダ内スワールの測定

5. 4. 4で述べたように、ホモダイン法は乱れだけでなくスワール運動の検出にも適用できる。スワールを剛体渦とし、その中心をビームが通るように設定した前方散乱ホモダイン光学系ではスワール角速度の測定に2つの方法が考えられる。1つは $v - \ell$ 曲線のスワールがない場合からのはずれ点を測定する方法であり、もう一つは大きい測定部長さ ℓ で測定した相関曲線に重畳する振動波形の周期から直接スワール速度を計算するものである。

前者の方法では、それぞれの条件における $v - \ell$ 曲線を図5-9 に示した $v^* - s$ 曲線と比較することによって速度勾配パラメータ $c = qL/u'$ を求め、別に求めた u' と L からスワール角速度 q を計算して、次式でシリンダ内スワール比を定める。

$$r_s' = 30q / (\pi n) \quad (5-34)$$

この方法によると、図 5-16 の $r_s = 1.0, 2.1$ および 2.7 に対しては r_s' はそれぞれ $0.55, 1.17$ および 1.61 となる。これらの r_s' は定常リグ試験から求めた公称値の $55\%, 56\%$ および 60% に対応する。

つぎに、速度勾配を直接測定してスワール比を求める方法について述べる。図 5-20 は振動を伴う相関波形の例で、この場合の ℓ はシリンダ径に近い 70.2 mm で

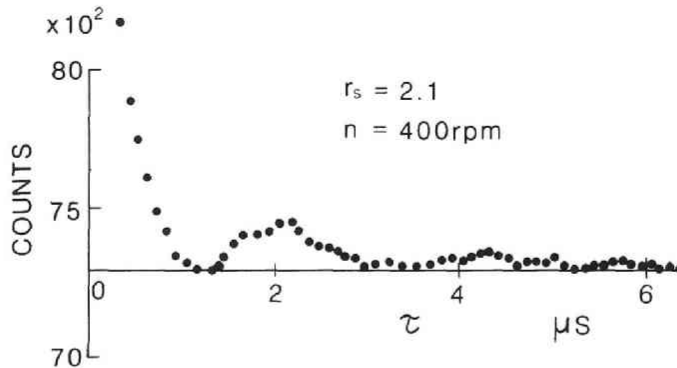


図 5-20 変動を伴う自己相関波形の例

ある。このように大きい τ では乱れによる速度変動は、測定容積内の速度差に比べて相対的に無視できるので、この振動の周期がわかると式 (5-31) によって速度勾配すなわちスワール角速度 q が求まり、式 (5-34) で $r_{s'}$ が計算できる。ただし、乱れを加味しても層流スワールの仮定で求めた振動の周期はほとんど変化しない。 $r_s = 2.1$ のスワール条件でシリンダ内の圧縮終りの $r_{s'}$ を求めたところ、 $n = 400 \text{ rpm}$ 、 800 rpm ではそれぞれ $r_{s'} = 1.50$ および 1.72 となり、 $r_s = 2.7$ では $r_{s'} = 2.3$ および 2.0 となる。このように $r_{s'}$ は公称値 r_s より 15 ~ 30 % 小さい値が得られるが、これは主に壁面摩擦による運動量の減衰のためと考えられる。ただし、この方法では $r_s = 1.0$ のヘッドについては振動波形が明確に現れず、 $r_{s'}$ の測定はできなかった。

このように 2 つの方法で得たスワール比の値が異なるのは、 τ を増加させたときにスワールが変動速度に影響しはじめる点が精度よく定まらないためである。したがって、現段階では後者の振動周期による方法の方が正しいシリンダ内スワール比を与えられると思われる。

第 5. 6 節 結 言

以上、レーザホモダイン法を乱れ測定に応用する方法を開発した。本方法は、乱流中に浮遊する粒子群にレーザ単色光を照射し、その散乱光強度の変動から粒子対の相対運動を求めるものであり、大きい測定容積での変動速度から実効乱れ強度が

求まり、測定容積に対する変動速度の変化から空間積分スケールが推定できる。まず、風洞内に発生させた乱れによって測定精度を確認するとともに、誤差要因とその影響について明らかにした。その結果にもとづいて、内燃機関のシリンダ内の乱れ測定を試みた。

本章で得られた結果を要約すると次のようになる。

(1) 本方法は従来の流動計測法で必要な時系列信号によらず、直接に測定容積内の変動速度を測定でき、一様等方性乱流を仮定すると乱れ強さおよび空間積分スケールを求めることができる。

(2) この方法は基本的に瞬時測定であるので、シリンダ内のような非定常流の乱れ測定が可能となる。

(3) シリンダ内の乱れ強さ u' は吸入行程では極めて大きく、吸気弁が閉じる前に急減したのち圧縮・膨張行程中に徐々に減少する。さらに、排気行程中を除いてスワールとともに増加する。

(4) 圧縮終りにはシリンダヘッド下面における壁面せん断による乱れ生成が重要であって、スワールがない場合 u' は TDC 付近で単調に減少するが、スワールがあると壁面近傍で生じた強い乱れがピストンの動きに伴い下方に移動して測定位置をよぎるため、特定のクランク角で乱れ強さに極大が現われる。

(5) 空間積分スケールは容積変化につれて変化し、TDC で極小となる。その値はスワールが強いほど大きい。

(6) 測定容積内に大きい速度勾配があると散乱光強度の自己相関波形に振動が生じる。その周期より速度勾配を求めることができ、シリンダ内のスワール角速度を推定することが可能である。圧縮上死点での測定結果によると、定常流リグ試験で求めたものより 15 ~ 30 % 小さい値となる。

第6章 容器内の非定常拡散炎の 確率過程論モデル

第6.1節 緒言

本章および次章では、これまでの知見にもとづいて非定常拡散炎のモデリングを行う。

前章までで、光電子相関法によって噴流拡散炎内のガス流動測定を行い火炎構造を調べた。その結果、乱流拡散炎では噴流内への空気の誘い込みと燃料-空気の微視混合とが燃焼の進行を決めること、濃度変動スペクトルの高波数域ではほぼコロモプロフの $-5/3$ 乗則にしたがう粘性消散が示されること、および熱発生に伴う膨張は空気の誘い込みを迅速にするとともに乱れを強めて乱流混合を促進することなどが明らかになった。また、非定常流の乱れを直接測定するレーザホモダイン法によって往復式内燃機関における圧縮・膨張行程中のシリンダ内乱れ測定を行った結果、吸入行程中にスワールを与えると強い乱れが生じるとともに圧縮行程中の乱れの減衰を抑制して、圧縮上死点でも強い乱れを維持することを示した。

これらのことから、本論文で開発した測定手法はディーゼル燃焼を解明するために有用と考えられるが、実際のディーゼル機関の現象はきわめて高速であり、さらに観測窓の取り付け場所に制限があること、燃焼中に発生するすすにより窓が汚れることなどの理由で、前章までの手法をそのまま燃焼解析に適用することは現段階では難しい。そこで、本章と次章では上記の実験事実にもとづいて、燃料-空気乱流混合に視点を置いた燃焼過程のモデリングを行う。

ディーゼル機関では、閉じた燃焼室空間において最初燃料と空気とが分離した状態から乱流拡散炎が形成される。したがって、最初不均一な混合気濃度分布が乱流混合によってしだいに均一化する過程で燃焼が進むことがこの種の燃焼過程の特徴であり、ディーゼル燃焼のモデリングにはこのありさまを表現する必要がある。しかし、現象が非定常であることに加えて空間的に一様な状態と扱うことができないため、噴流拡散炎についてなされている火炎面モデルの拡張はこの場合適用できな

い。従来のディーゼル燃焼モデルも準定常噴霧過程に基礎をおくものが多く、燃料-空気の乱流混合の立場から燃焼過程を記述するものはほとんどない。

そこで本章では、確率過程論モデルによって非定常拡散火炎を記述することを試みた。このモデルの基本となる考えは、燃焼室内の流体塊があるひん度で出会って融合を繰返し、しだいに均質な熱力学的状態に近づくまでの経過を確率過程とみることである。この考えは Curl⁽³³⁾ によって分散媒の混合過程の解析に導入されたことに始まり、のちに Flagan ら⁽⁶⁷⁾ がプラグ流バーナにおける拡散炎の解析に適用したが、容器内燃焼の場合についてはまだ用いられていない。そこで、ここではまず理論モデルの定式化を図るとともに、定容条件についての計算からモデルに含まれるパラメータの影響を調べ、モデルの基本的な性質を明らかにする。また、これをディーゼル機関へ適用してシリンダ内圧力経過および一酸化窒素 NO の排気濃度を算出し、種々の運転変数による傾向を実測と比較することによってディーゼル燃焼における支配因子について検討する。

第6.2節 基礎式の導出

6.2.1 ディーゼル燃焼モデルの基本的考え方

ディーゼル機関の燃焼は、まず微粒化した燃料を高温高压の空気に吹き込んで可燃混合気を準備し、その一部がある時間の着火遅れを経て自発火を起こすことにより開始する。そののち燃料は気化して気相になった部分と油粒として液相のままのものが存在するであろうが、いずれにしても噴射およびガス流動の影響を受けながら全燃料が参画して、拡散炎に近い形態で燃焼が進む。このように閉じた空間内で発達する燃料噴霧から、燃料と空気とが乱流混合によって出会いながら燃焼する場合の時間経過は、流体力学的手法に基づいて燃料の空間的初期分布状態から追跡するのが原理的には正しい。この手法に基づくモデルは一般に多次元モデルと呼ばれるものであり、質量、運動量、エネルギーなどの保存式をなるべく忠実に解く。しかし、燃焼による加熱を受けながら強い乱流状態のもとで発達する火炎の記述にこのモデルをそのまま適用することの見通しはまだ小さいので、現段階では特定の現象に視点を置き、それを単純化して記述する現象論的モデルに頼らざるを得ない。

これまでの現象論的モデルは主として噴霧過程に基礎をおき、定常もしくは準定常と扱って噴霧をいくつかの領域⁽⁶⁸⁾⁽⁶⁹⁾あるいはパッケージ⁽³¹⁾⁽³²⁾に分割し、個々の気化、混合、燃焼から全体を記述するものが多い。しかし、これらの噴霧モデルでは微視的な乱流混合を表現できないため、最近では噴霧および火炎での燃料と空気、および燃焼生成物と空気との混合過程をモデルに反映することが望まれている⁽³²⁾⁽⁷⁰⁾。この点から Dent⁽⁷¹⁾は乱流混合を考慮した噴霧モデルを提案し、また Mansouri ら⁽⁷²⁾は副室式機関を対象として乱れの動力学を考慮した確率過程論モデルを提案している。以上の観点から本章では直接噴射式ディーゼル機関の燃焼の進展を乱流混合過程と捉え、最初偏在していた高濃度がしだいに均一化する様子を状態確率密度の時間推移により記述し、これに基づき各時刻における熱力学的状態量を求めるモデルを提案する。

6. 2. 2 2体衝突・再分散モデル

高速直接噴射式ディーゼル機関の火炎を高速度撮影により観察した結果⁽¹⁰⁾によれば、燃焼初期では燃料噴霧が形成されて整った流れができ、着火と同時に噴霧が火炎に包まれた状態になる。図6-1は燃焼室内の状況をごく単純化して描いたものであり、最初は左図のように定常な噴流拡散炎に近い状態を呈するが、着火後はただちに噴霧の形状が失なわれて、乱雑な乱れ火炎が生じ燃焼室内に充満する。右図はこのような状態を示したものであり、大小の渦がほぼ一様に分布し、乱流混合を続けながら燃焼が進展するものとみられる。したがって、このような状況は準定常

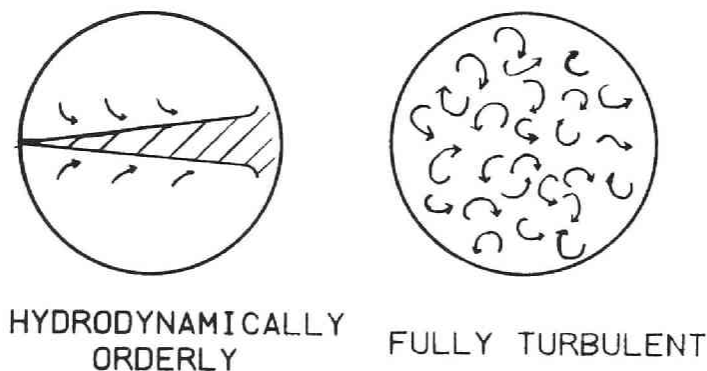


図 6-1 燃焼室内の状況

噴流拡散炎と近似してそのせん断領域で乱流混合が起こると取扱うよりも、燃料過濃な流体塊と新気を多く含む流体塊とが燃焼室に点在し、強い乱流のもとで混合しつつ燃焼が進むと考えるほうがむしろ自然な描写といえる。

そこで、まず等方的な不均一濃度場があつて、一様かつ等方性乱流によってランダムに攪拌・混合されると仮定する。非燃焼で密度が一定とみなせる場合には、このような乱流混合を記述する方法として Curl が提案した2体衝突・再分散モデル⁽³³⁾がある。このモデルでは、容器寸法に比べて十分小さなスケールを持つ多数の等質量の流体塊が存在するとし、乱れ特性によって定まるひん度で流体塊同士が衝突・融合して混合が進み、しだいに均一な組成に近づくと考える。ここで、流体塊の衝突は等確率で任意の2つの間で起こり、それらは融合・再分散した結果衝突したペアの算術平均の状態を持つ2個の相等しい流体塊を生じるものとする。

いま、時刻 t において質量分率（炭素水素質量と流体塊質量の比） y の濃度をとり確率密度関数を $f(y, t)$ とすれば、Curl モデルによると混合過程はつぎのような微積分方程式にしたがう。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \omega \left\{ -2f + 8 \int_0^y f(y + \alpha, t) f(y - \alpha, t) d\alpha \right\} \equiv \omega m(y, t) \quad (6-1)$$

ここに、 ω は衝突ひん度であつて単位時間における衝突回数と流体塊総数の比、つまり単位時間の衝突確率を表すが、これは本来乱れの特性に依存し乱流混合の速さを規定する量で、一般に時刻 t の関数である。なお、 $m(y, t)$ は規格化された混合関数である。したがつて $f(y, t)$ の初期分布が与えられ、かつ $\omega = \omega(t)$ が既知ならば $f(y, t)$ の時間推移を決定でき、注目する濃度変動場の散逸過程を記述することができる。

6. 2. 3 拡散燃焼モデルへの拡張

上記の Curl の2体衝突-再分散モデルを適用して、非定常乱流拡散燃焼の時間的发展を記述する。そのためまず個々の流体塊についての熱力学的状態を考える。ここでは個々の流体塊内では化学反応速度は十分大きく、各瞬間つねに化学平衡組成を示すとす。つまり、問題にする過程においては乱流混合が状態推移を律速すると考える。そのように仮定すると、個々の等質量の流体塊に対して圧力 p 、化学

エンタルピーを含めて表した比エンタルピー h ，および質量分率 y の3つでその熱力学的状態は完全に規定できる。したがって，状態変数は

$$\mathbf{x} = (p, h, y) \quad (6-2)$$

なるベクトルで表すことができ，式(6-1)において y を \mathbf{x} に置き換えて与えられる状態分布密度関数 $f(\mathbf{x}, t)$ の時間経過は次の形のマスタ方程式に従う。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \dot{p}f}{\partial p} + \frac{\partial \dot{h}f}{\partial h} + \frac{\partial \dot{y}f}{\partial y} = \omega m(\mathbf{x}, t) \quad (6-3)$$

ここに， $(\dot{\quad})$ は時間微分を表す。式(6-3)は Boltzmann の輸送方程式と類似の表式であって，その衝突項のかわりに乱流混合の作用を表す関数 $m(\mathbf{x}, t)$ を導入したものである。 $m(\mathbf{x}, t)$ は前述の y についての混合項を状態変数ベクトル \mathbf{x} に拡張したものであり， δ を Dirac のデルタ関数とすると次のように表せる。

$$m(\mathbf{x}, t) = \iint 2f(\mathbf{x}^{(1)}, t)f(\mathbf{x}^{(2)}, t) \delta\left\{\frac{h^{(1)}+h^{(2)}}{2}-h\right\} \\ \times \delta\left\{\frac{y^{(1)}+y^{(2)}}{2}-y\right\} d\mathbf{x}^{(1)}d\mathbf{x}^{(2)} - 2f(\mathbf{x}, t) \quad (6-4)$$

ここでさらに，個々の流体塊は混合以外によっては熱の授受はないとすると，式(6-3)の第2項と第3項については圧力変化を通じて断熱変化で状態が移動することを考慮するだけで十分といえる。注目する流体塊を比容積 $v(\mathbf{x})$ の反応性多成分系とした場合，断熱的な微小圧力変化の前後でそれぞれ化学平衡組成を示すならば， $dh - vdp = 0$ の関係が成り立つので，第2項および第3項は

$$\frac{\partial \dot{p}f}{\partial p} + \frac{\partial \dot{h}f}{\partial h} = \dot{p} \left(\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\partial v f}{\partial h} \right) \quad (6-5)$$

つぎに，容器内で燃焼が進む場合には全容積が t の関数として指定される。したがって，比容積の期待値の時間微分

$$\langle \dot{v} \rangle = \int v(\mathbf{x}) \frac{\partial f(\mathbf{x}, t)}{\partial t} d\mathbf{x} \quad (6-6)$$

が式(6-3)の境界条件を与える。これに式(6-5)を考慮して式(6-3)を代入すると

$$\langle \dot{v} \rangle = \int v \omega m d\mathbf{x} - \int v \frac{\partial \dot{y}f}{\partial y} d\mathbf{x} - \dot{p} \int v \left(\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\partial v f}{\partial h} \right) d\mathbf{x} \quad (6-7)$$

右辺第2項および最後の項に部分積分を適用すると

$$\langle \dot{v} \rangle = \int v \omega m dx + \int \dot{y} \frac{\partial v}{\partial y} f dx + \dot{p} \int \left(\frac{\partial v}{\partial p} + v \frac{\partial v}{\partial h} \right) f dx \quad (6-8)$$

また、状態変数のうち圧力 p は各瞬間すべての流体塊について一様であることを考慮すると、分布密度関数は

$$f(p_1, h, y, t) = \delta\{p_1 - p(t)\} f_1(h, y, t) \quad (6-9)$$

の形をもっている。そこで、状態変数をあらたに

$$\mathbf{x} = (h, y) \quad (6-10)$$

と書き直し、 $f_1(\mathbf{x}, t)$ を $f(\mathbf{x}, t)$ に改め式(6-3)の左辺の第2項を除くと、結局マスタ方程式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \dot{y} f}{\partial y} + \dot{p} \frac{\partial v f}{\partial h} = \omega m(\mathbf{x}, t) \quad (6-11)$$

となり、問題はこれを適当な初期条件のもとで、式(6-8)と連立させて解くことに帰着する。

6. 2. 4 熱力学的関係式

上記の式(6-11)および式(6-8)とが本理論モデルの基本式であり、これに式(6-4)の流体塊の干渉を表す $m(\mathbf{x}, t)$ を適用すればよく、あとは与えられた燃料分率 y 、比エンタルピ h 、および圧力 p に対する比容積 v と式(6-8)の $(\partial v / \partial p + v \partial v / \partial h)$ とが求められればよい。そのため次の反応式を考える。

$$\sum \nu_j' X_j' \rightarrow \sum \nu_j'' X_j'' \quad (6-12)$$

ここに、 X_j' は反応物質、 X_j'' は生成物質を表し、 ν_j' 、 ν_j'' はそれぞれの量論係数である。ガスを理想気体と考え、各生成物質の定圧モル比熱 $C_{p,j}''$ は温度によらないとすると、式(6-12)に関するエンタルピの変化 ΔH は

$$\Delta H = \sum \nu_j'' C_{p,j}'' (T - T_0) + \sum \nu_j'' \Delta H_{f,j}'' - \sum \nu_j' \Delta H_{f,j}' \quad (6-13)$$

ただし、 T 、 T_0 はそれぞれ温度および基準温度、 $\Delta H_{f,j}'$ 、 $\Delta H_{f,j}''$ はそれぞれ反応および生成物質の T_0 におけるモル生成熱である。反応物質の分子量を M_j' とすると、式(6-12)の反応に関与する重量は $\sum \nu_j' M_j'$ であるから、 T_0 を基準と

する与えられた比エンタルピに対する温度は式 (6-13) より

$$T = \frac{h \sum \nu_j' M_j' - \sum \nu_j'' \Delta H_{fj}'' + \sum \nu_j' \Delta H_{fj}'}{\sum \nu_j'' C_{pj}''} + T_0 \quad (6-14)$$

であり、比容積 v は

$$v = \frac{\sum \nu_j''}{\sum \nu_j' M_j'} \frac{RT_0}{p} \left(1 + \frac{h \sum \nu_j' M_j' - \sum \nu_j'' \Delta H_{fj}'' + \sum \nu_j' \Delta H_{fj}'}{\sum \nu_j'' C_{pj}'' T_0} \right) \quad (6-15)$$

ただし、 R は一般気体定数である。もし、式 (6-12) の反応において解離成分は微量であるとする、 p 、 h の変化に対して $\sum \nu_j''$ は変わらないから、式 (6-8) の $(\partial v / \partial p + v \partial v / \partial h)$ は式 (6-15) より直接計算ができて次のようになる。

$$\frac{\partial v}{\partial p} + v \frac{\partial v}{\partial h} = \frac{v}{p} \left(\frac{R \sum \nu_j''}{\sum \nu_j'' C_{pj}''} - 1 \right) \quad (6-16)$$

6. 2. 5 計算方法

上に導いた基本方程式は複雑な混合項 $m(x, t)$ を含んでいるため解析的に解くことは見込みが薄い。そこで、計算は乱数を使ってモンテカルロ法により次のような手続きで行う。

(1) 微視状態が N 個のモンテカルロ粒子のアンサンブルによって表されるものとし、それぞれに、 $h_0(i)$ 、 $y_0(i)$ [ただし $i = 1, 2, \dots, N$] を比エンタルピ $h(i)$ および燃料分率 $y(i)$ の初期値として与える。

(2) 1 から N の間で 2 個の一樣乱数 i_1 、 i_2 を発生させ、 $\{h(i_1) + h(i_2)\} / 2$ ならびに $\{y(i_1) + y(i_2)\} / 2$ を求め、これを i_1 、 i_2 の粒子状態と置き換える。また同時に、二つの流体塊の衝突前後の比容積の差から実膨張量を求め、時間ステップ Δt の間に衝突ひん度で決まる回数だけこの衝突を反覆し、その間の膨張量を積算しておく。

(3) $(\partial v / \partial p + v \partial v / \partial h)$ と $y \partial v / \partial y$ のアンサンブル平均を求め、積算膨張量とその時刻に指定されている $\langle \dot{v} \rangle$ を使って式 (6-8) より \dot{p} を計算する。なお積算膨張量は式 (6-8) 右辺第一項の $\int v \omega m dx$ に時間ステップ Δt を乗じたものを表してい

るので、これより Δt 後の圧力 p が線形補外で求められる。

(4) 圧力 p の変化より $h(i)$ および $y(i)$ の新たな値を計算し、(2)へ戻る。

以上の手続きは近似的に式(6-11)のマス方程式と式(6-8)の境界条件式をみたすことは明らかであって、モンテカルロ粒子の状態の統計をとれば必要な巨視量を決定でき、所用の燃焼経過を知ることができる。

第6.3節 定容容器内燃焼の計算

6.3.1 計算条件

まず本モデルを定容容器内燃焼過程の計算に用い、モデルの基本的性質について検討する。計算では次のような取り扱いを施した。

(1) 全容積 式(6-8)を解くためには比容積の期待値の時間微分を指定する必要がある。定容燃焼では全容積一定なので $\langle \dot{v} \rangle = 0$ とする。

(2) 初期条件および燃料導入 時刻 $t = 0$ においてガスはすべて空気と考え、設定初期温度に対応する空気の比エンタルピを $h_0(i)$ として与え、 $y(i) = 0$ とする。燃料は $t = 0$ から $t = t_f$ にわたって導入されるが、これは N 個のモンテカルロ粒子のうち N_f 個だけに均等かつ一定増加速度($\dot{y} = \text{一定}$)で与えられるものとする。 N_f と N との比が大きいほど最初から燃料と空気とがよく混合していることを表すと考えられるので

$$g_f = N_f / N \quad (6-17)$$

を燃料分布度と名付け、燃料の初期分布状態を示すパラメータと考える。これらを適当に選んで総括当量比 ϕ_0 が最終的に実現されるようにする。なお、燃料の比エンタルピとしては298 Kの値を仮定する。

(3) 衝突ひん度 ω はまえに述べたように一般に時間の関数であるが、正確な値はわからない。そこで

$$\tau = \omega t \quad (6-18)$$

なる無次元時間を使って議論することにする。こうすると、 τ は一つの流体塊が衝突からつぎの衝突をおこすまでの平均時間で無次元化した時間を表すことになる。

また、これに伴って燃料導入時間は $\tau_f = \omega t_f$ で示すこととする。

(4) ガスの状態 本節では次の仮定でガス組成および熱力学的状態を定める。

a) 燃料の炭素水素比は $1/2$ ，すなわち分子式 $C_m H_{2m}$ の形をもつ燃料とみなし，生成熱は零とする。

b) 空気は 21% の酸素を含むとし，残りの窒素は解離しない。

c) 当量比 $\phi < 1$ の場合，化学反応の結果等しいモル数の CO_2 と H_2O とを生じ， O_2 が残る。 $1 \leq \phi \leq 3$ では O_2 はなく CO_2 と H_2O のほか同一モル数の CO と H_2 とを生じ， $3 < \phi$ では CO と H_2 のみを生じ，のこりは固形炭素となる。

d) 定圧モル比熱は温度によらず一定とし， 1400 K の値とする。また，各種熱力学的データは JANAF 表による。

なお，計算は小形電子計算機（三菱電機会社，MELCOM 70/20）によって行い，乱数には乗算合同法による擬似乱数を使った。微視状態の数 N はそれによって結果が変わらないようにするため 200 に選んだ。

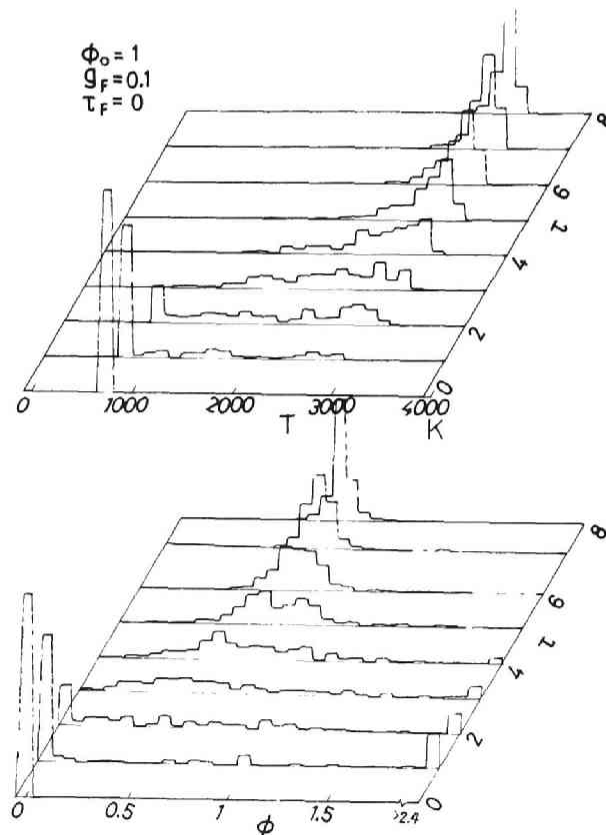


図 6-2 ϕ と T の分布

6.3.2 計算結果

まず最初、無過給ディーゼル機関の圧縮終わりの状態を想定して、初期圧力を 4 MPa、初期空気温度を 750 K とし、 $\phi_0 = 1$ 、 $g_F = 0.1$ 、 $\tau_F = 0$ の場合について計算した。 $\tau_F = 0$ で燃料が瞬間的に導入される場合は 6.3.1 の (2) 項で述べた y に関する手続きは不要で、実際には初期条件に含めて計算を行った。図 6-2 は得られた $f(x, t)$ を、温度 T および当量比 ϕ の分布として種々の τ について描いたものである。 $\tau = 0$ ではガスはすべて空気であるが、その直後全燃料が瞬時に導入されるため燃料過濃状態（この場合 $\phi = 25.8$ ）の部分が全重量の 10% を占める。その後燃料過濃状態の流体塊と空気とが出合っって中間の当量比を示すものを生じ、

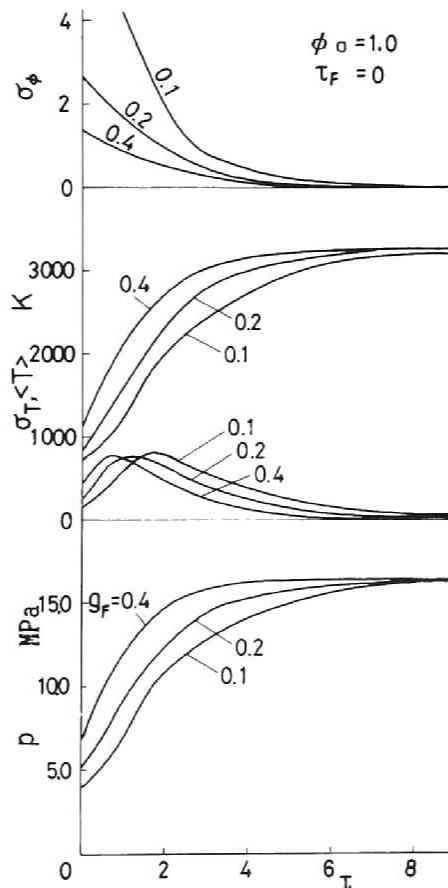


図 6-3 g_F の影響

さらにこれらが別の流体塊と混合するため中間の当量比の部分が増し、純空気および燃料過濃状態にあるものは減少する。このため当量比分布は最初二つの峰をもったものからしだいに単峰性分布に近づき、最後は当量比1の均質な状態に達する。温度は個々の当量比に応じた値を示すが、燃焼室内の圧力上昇に伴って各流体塊が圧縮され、その結果平均温度は増加の傾向をたどり、最終的には一様な温度に近づく。またその分布形は中間の時刻では低温側に比べて高温側で急峻である。

図6-3は、図6-2と同じく初期圧力4 MPa、初期温度750 K、 $\phi_0 = 1$ 、 $\tau_F = 0$ の条件で3種類の g_F に対する圧力 p 、平均温度 $\langle T \rangle$ 、温度標準偏差 σ_T 、当量比標準偏差 σ_ϕ の時間経過を計算した結果を示す。これによれば、 p および $\langle T \rangle$ は最終値に達するまでに一次遅れ状の経過をたどる。 $g_F = 0.1$ の場合その遅れ時間は τ でおおよそ4であり、また、流体塊が平均6回衝突を受けるとほぼ均質な状態になるといえる。また、 g_F が大きくなるほど燃料と空気とがあらかじめよく混合した状態になるから、この遅れは短くなる。また、 p および $\langle T \rangle$ の曲線の $\tau = 0$ 付近の値は g_F によって異なっているが、これはすべての流体塊は常に化学平衡にあるとしたため燃料分布度が大きいとそれだけ最初から解放された熱量が多いという事情による。したがって、もしも可燃限界の上限を考慮すればもっとと自然な経過を与えられる。

つぎに、当量比および温度の標準偏差についてみると、 σ_ϕ は時間とともに単調に減少するのに対し、 σ_T はある時刻で極大を示したのち減少することがわかる。この極大点の位置は g_F によって多少変化するが、その極大値はあまり変わらないと考えてもよい。いいかえれば、温度の不均一度は燃焼とともに増大するが、着火時における燃料-空気の混合の程度には影響されないことになる。

図6-4は $g_F = 0.1$ 、 $\tau_F = 0$ とし図6-3と同じ条件で ϕ_0 のみを変えた場合の計算結果を示す。 ϕ_0 の減少とともに p ならびに $\langle T \rangle$ の最終値が低くなるのは当然であるが、それにつれて遅れ時間も減少することがわかる。また、 σ_T の極大値は ϕ_0 の減少とともにわずかに低下することから、高温部は必ずしも ϕ_0 とともに増加しないといえる。図6-5は $g_F = 0.1$ 、 $\phi_0 = 1$ の条件で、燃料導入期間 τ_F の影響について調べたものである。 τ_F が増すにつれて、 p および $\langle T \rangle$ の両曲線はともに上昇が緩慢になる傾向が認められる。また、 σ_ϕ は τ_F が増すにつれ

て極大点の時期が遅くなり、その値は急速に低下する。しかし、 σ_T に対する τ_F の影響はさほど顕著ではなく、 $\tau_F = 3$ では明確な極大値が現われない。

以上のことから、乱流混合の進行に伴い高濃度の偏在が消失し、その過程において温度の不均一が生じることがわかる。とくに、高温部および高濃度部はそれぞれは窒素酸化物、すすなどの有害排出物の生成に密接に関係しており、これらが平均値だけでなく偏差にも強く依存するため、種々のパラメータに対する不均一を定量的に予測することは非定常拡散燃焼を記述するうえに重要と考えられる。

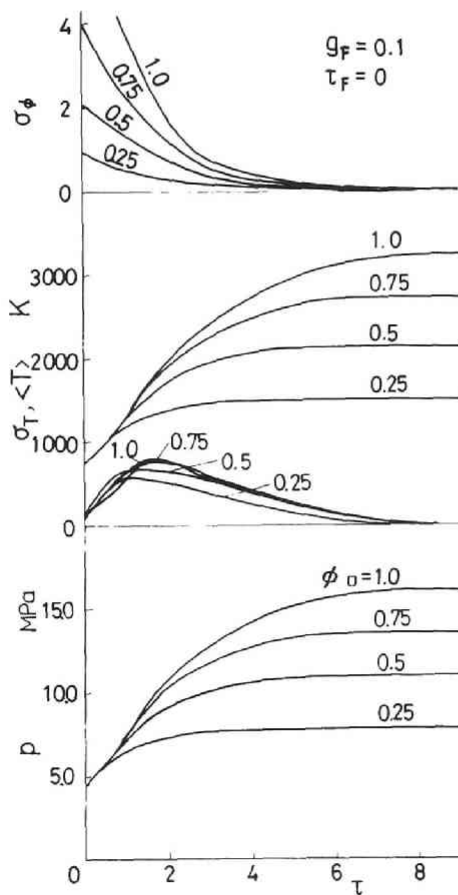


図 6-4 ϕ_0 の影響

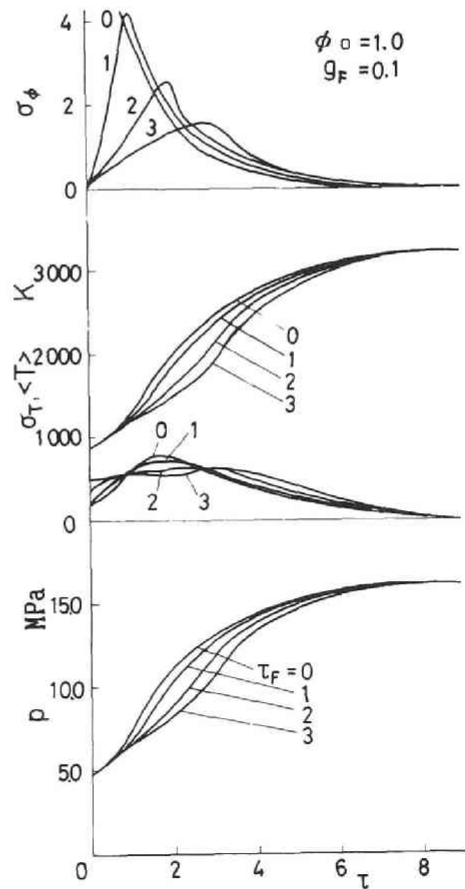


図 6-5 τ_F の影響

第6.4節 ディーゼル機関への適用

以上、最初に高濃度で偏在している燃料が燃焼室内の乱れによって空気とランダムに接触し、拡散燃焼が進んでゆくありさまを定容条件について調べ、若干のパラメータの影響を明らかにした。実際のディーゼル機関において得られるシリンダ内圧力-時間線図を解析すると、燃焼初期の自発火による圧力急上昇に続いて、比較的緩慢に熱発生がおこる主燃焼期間の続くことがわかる。この時期では噴霧からの燃料の蒸発や熱分解が活発に起こるが、着火までの乱れや噴霧自身あるいは初期燃焼に伴うガス膨張などによって生じた乱れによって、燃料蒸気や分解成分が空気と混合し、そののちは本モデルで想定したと同じような経過をたどると推察される。

そこでつぎに、本モデルをディーゼル機関における燃焼の記述に適用し、どの程度実際の燃焼過程を記述できるかについて次のような手続きで検討を試みた。

(1) 乱流混合の速度パラメータと初期燃料-空気混合状態を表すパラメータとをどのように選ぶと、実測のシリンダ圧力の時間経過にもっとも合致するかを調べる。

(2) そのように選んだパラメータを与えたさいの一酸化窒素の予測生成量が、排気中で実測される値と傾向的に合致するかどうかを調べる。

後者については一酸化窒素の予測モデルとしての意味をもち、すでに提案されているいくつかのモデルとの比較もあわせて行う。

6.4.1 計算条件および方法

前述の目的を達成するため、下記の諸点を考慮に入れてモデルに変更を加えた。

(1) 容積変化 実際の機関ではピストンの動きに伴う容積変化があるので、その変化速度 $\langle \dot{v} \rangle$ を実際のクランク運動と合致するように関数 $F(\theta)$ (θ ; 圧縮上死点を基点として測ったクランク角) により次式で与える。

$$\langle \dot{v} \rangle = F(\theta) d\theta / dt \quad (6-19)$$

(2) 燃料導入 燃料は前節で定義した燃料分布度 g_f で規定し、着火クランク角 $\theta = \theta_0$ にて瞬間的にその全量が導入されると仮定する。ここで g_f は燃料が供

給される特定の流体塊の割合であって、この値が大きいほど燃料があらかじめよく分布していることを示す量である。

(3) 時間スケール 6. 2. 2において述べたように、式(6-4)の混合項に含まれる衝突ひん度 ω の正確な値は不明であるから、まずクランク角 θ と無次元時間 $\tau = \omega t$ との比をとって、 $d\theta/d\tau$ を定数パラメータとして設定することにする。したがって、機関の毎分回転数を n とし、 θ を deg で表すと次のような関係が成り立つ。

$$d\theta/d\tau = 6n/\omega \quad (6-20)$$

(4) 燃焼ガス組成ならびに熱力学的状態量 本節では一酸化窒素NOの生成量を計算するので、少なくとも酸素量を知る必要がある。そこで化学平衡を考慮に入れ、個々の流体塊の状態変数 x および圧力 p を与えて組成、比容積、温度などを定める。燃料は前報と同じく炭素水素比 1/2 をもつとし、 CO_2 、 H_2O 、 CO 、 H_2 、 C (固形)、 O_2 、および N_2 の化学種が許されるとして



の三つの平衡を考える。ただし、固形炭素 C の析出は特定の条件下に限られるので、式(6-23)に対応する平衡式でその判別を行う。また、式(6-8)に含まれる $\left(\frac{\partial v}{\partial p} + v \frac{\partial v}{\partial h}\right)$ は前と同じく解離成分が微量であるとして前節の式(6-16)によって決定し、各化学種の定圧モル比熱は温度によらず一定とし、1 400 K の値を使う。燃料の生成熱は零とし、その比エンタルピは 298 K の値を仮定する。また、種々の熱力学的データは JANAF の表にもとづいて表6-1 および表6-2 のような形にまとめ、それを計算に用いた。

(5) 初期酸素濃度ならびに初期温度 実際機関の圧縮終わりの状態は残留ガスの影響で純空気とはかなり異なっているので、その違いを考慮にいれないと NO の生成量が正しく予測できないことになる。燃焼始めの酸素濃度と温度とを正しく求めることはまた容易でないが、ここでは全体の精度も考えて近似的に次のようにした。シリンダに基準温度 T_0 〔= 298 K〕の燃料と空気とが連続的に供給され、温度 T_0 で排気されると考えると、途中の熱損失を無視すれば燃料の発熱量と仕事量

表 6-1 モル生成熱 ΔH_{fj} および定圧モル比熱 C_{pj}

化学種	ΔH_{fj} kcal/kmol	$C_{pj}(1400K)$ kcal/kmol K
O ₂	0	8.674
N ₂	0	8.252
CO ₂	-94.05×10^3	13.815
H ₂ O	-57.80×10^3	10.987
CO	-26.42×10^3	8.346
H ₂	0	7.600
C	0	5.605

表 6-2 分圧に関する平衡定数 (分圧 p_j atm, 絶対温度 T K)

式 (6-21)	$p_{H_2O}/(p_{H_2} p_{O_2}^{1/2}) = \exp(-7.104 + 30.75 \times 10^3/T - 0.4284 \times 10^6/T^2)$
式 (6-22)	$p_{CO_2}/(p_{CO} p_{O_2}^{1/2}) = \exp(-8.783 + 29.07 \times 10^3/T + 0.8694 \times 10^6/T^2)$
式 (6-23)	$p_{CO}/p_{CO_2}^{1/2} = \exp(18.451 - 17.593 \times 10^3/T - 0.3648 \times 10^6/T^2)$

との差はすべて T_0 を高めるのに費やされるとみられる。この T_0 はまたシリンダに残るガスの温度でもあるから、四サイクル機関としてその実測体積効率を η_v とすると、圧縮始めの温度 T_1 は

$$T_1 = T_0 + (T_c - T_0)(1 - \eta_v) \quad (6-24)$$

であたえられる。ここでは仕事をかりにオットーサイクルの仮定で求め、 T_0 を算定する。また、初期酸素分率 α_1 は残留ガス中の酸素とガス交換のさいに導入される酸素量とを考慮して定める。したがって、 α_1 と T_1 は体積効率 η_v 、総括当量比 ϕ_0 、および圧縮比 ε の関数となる。

(6) NO 生成量 一酸化窒素 NO は個々の流体塊において Zeldovich 機構によって生じるが、その濃度は平衡値よりも十分低く、かつ酸素原子濃度は $(1/2)O_2 = 0$ なる酸素分子との部分平衡によって定まるものとする。この平衡反応のモル濃度平衡定数を K_c とすると⁽⁷³⁾

$$d[NO]/dt = 2k_1 K_c [N_2][O_2]^{1/2} \quad (6-25)$$

で NO の生成速度が定まるとする。ここに k_1 は、 $N_2 + O = NO + N$ の反応速度定数で

$$k_1 = 7 \times 10^{10} \exp(-38.0 \times 10^3/T) \text{ m}^3/\text{kmol/s} \quad (6-26)$$

ただし、 T は絶対温度 K 。式(6-25)のように生成した NO の分解は起こらないと仮定するから、 NO 生成速度の期待値を時間について積分すれば生成濃度が求められる。

6. 4. 2 シリンダ内圧力時間経過

シリンダ内圧力の実測値を与え、あわせて NO 濃度を得るため無過給四サイクル単シリンダ水冷直接噴射式ディーゼル機関(シリンダ径 90 mm 、行程 105 mm 、圧縮比 15.7)を実験に用いた。燃焼室は深皿形で、噴射ノズルには3穴 0.3 mm のホール形(開弁圧 14.5 MPa)、噴射ポンプにはボッシュ形 $PE1A90B$ 、燃料には比重 0.830 のディーゼル軽油を用いた。図6-6はこの機関の標記回転速度 $n = 1800\text{ rpm}$ 、総括当量比 $\phi_0 = 0.64$ において種々の着火時期について実測したシリンダ内圧力の経過を示す。なお、シリンダ内圧力は抵抗線式ピックアップ(共和電業 $PHF-10B$ 形)によって検出し、その出力をいったんデータレコーダ(Teac $R400$ 形)に記録し、電磁オシログラフ上に低速で再生した。

図6-6のような圧力変化を本理論モデルで再現するためには、二つのパラメータ $d\theta/d\tau$ ならびに g_F を適正に選ぶ必要があり、種々の組み合わせについて計算を試みてそれを調べてみた。その結果、図6-6の $\phi_0 = 0.64$ 、 $n = 1800\text{ rpm}$ の

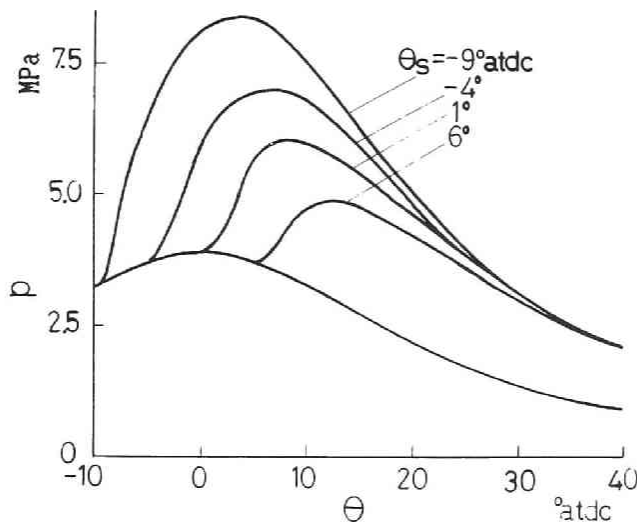


図 6-6 実測シリンダ圧力-時間経過

条件では $d\theta/d\tau = 10^\circ$, $g_F = 0.15$ に選ぶともっとも実測に近くなることが判明した。なお、計算に際しては実測結果にもとづき $\kappa_v = 0.85$ を与え、モンテカルロ粒子の個数は 500 とした。

図6-7 は $d\theta/d\tau = 10^\circ$, 着火時期 $\theta_s = -4^\circ \text{atdc}$ に固定し、上記の条件で g_F のみを変えた際の圧力 p , 平均温度 $\langle T \rangle$, 温度の標準偏差 σ_T , ならびに NO 濃度の時間経過を計算した結果である。実測の圧力変化と比べると計算のほうには着火時刻で圧力の急上昇があつてやや不自然にみえるが、これは燃焼初期の燃料-空気の混合状態を中・後期に実現する経過から推定したことによるもので、その時期の経過については別途考慮する必要があると思われる。また、図6-6 の $\theta_s = -4^\circ \text{atdc}$ の実測圧力を計算結果と比べると $g_F = 0.15$ のとき最高圧力とそ

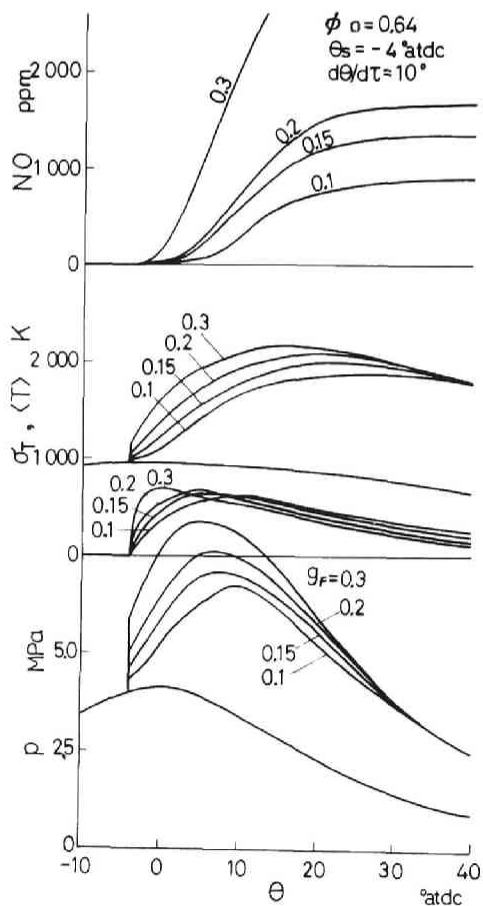


図 6-7 g_F の影響

の時期とが実測にほぼ近く、全体の形も似ていることがわかる。つぎに、 g_F だけを変えたときについてみると、 g_F が大きく燃焼始めの燃料分布が良好になるほど最高圧力の現われる時期は早くなり、かつ最高圧力自体も高くなることがわかる。この傾向は $\langle T \rangle$ についても同様で、その結果 NO 濃度も g_F とともに高くなることが示されている。

つぎに、同じ条件において逆に $g_F = 0.15$ に固定し、 $d\theta/d\tau$ を変えて計算した結果を図6-8 に示す。式 (6-22) より $d\theta/d\tau$ の減少は衝突ひん度 ω の増加を意味するから、 $d\theta/d\tau$ が減少するにつれて燃焼終結までのクランク角は短くなり、それとともに図のように p と $\langle T \rangle$ とは高くなって NO も増加する。また、この計算を対応する図6-6 の実測圧力と比べてみると、元來時刻とともに変化すると考え

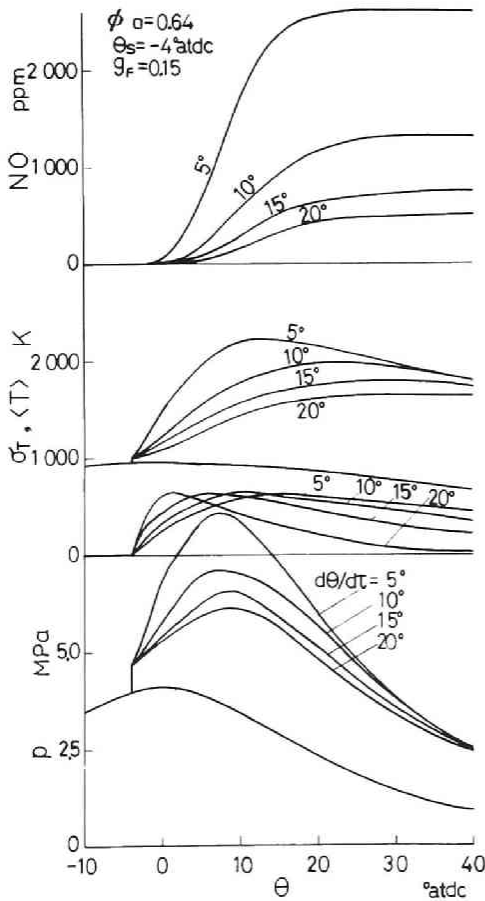


図 6-8 $d\theta/d\tau$ の影響

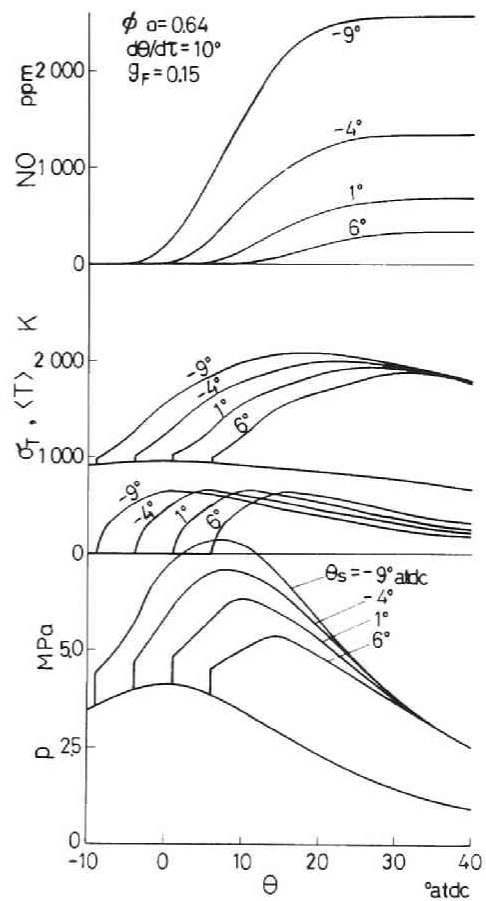


図 6-9 θ_s の影響

られる ω を一定値と仮定したため、計算の圧力経過はあまり後期までは忠実に表現されていない。しかし、燃焼開始から最高圧力を過ぎたあたりまでの短い期間についてはおよその一致が得られ、既述のように $g_F = 0.15$ 、 $d\theta/d\tau = 10^\circ$ の組み合わせで実測結果に近くなっている。このように、最高圧力付近で一致させるとその後の燃焼では計算のほうが高い圧力を与えることになるから、クランク角とともに $d\theta/d\tau$ が増すようにしてやれば実際にいっそう近づくであろう。

図6-9は $g_F = 0.15$ 、 $d\theta/d\tau = 10^\circ$ として着火時期 θ_s を変えて計算した結果を示したものである。この図からわかるように、 θ_s が早いほど圧力は全般に高くなり、最高圧力に達するクランク角も進んで全体としては図6-6の実測の傾向と合致している。ただし θ_s があまり早い場合と遅い場合とは ω の相違が反映してかなりはずれてくる。しかし、 g_F と $d\theta/d\tau$ を上記のように固定することは第一近似としては許しうるであろう。

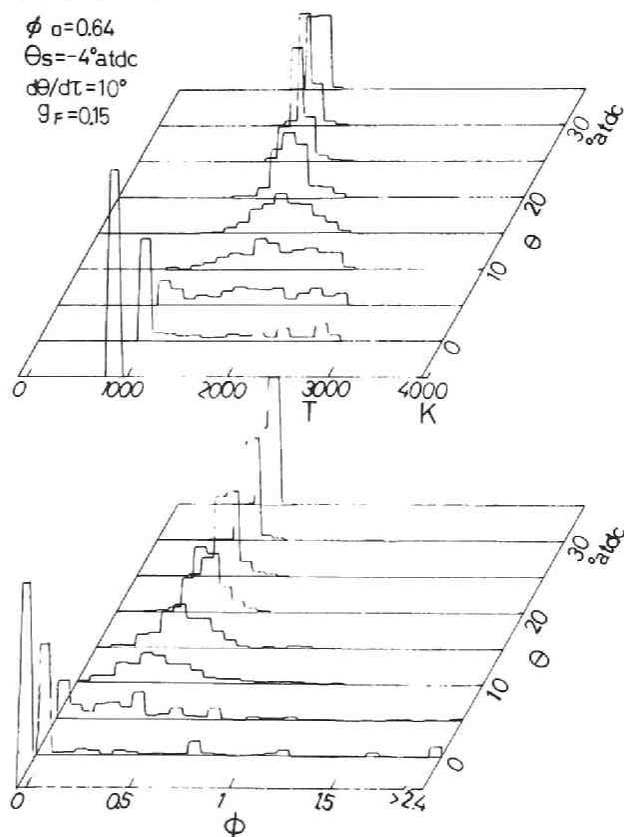


図 6-10 ϕ と T の分布

6. 4. 3 窒素酸化物の生成

つぎに、計算による一酸化窒素 NO 生成量と実測との比較について述べるが、そのまえに NO 生成に直接関係する温度 T と当量比 ϕ の確率密度分布の推移をながめてみる。図 6-10 は図 6-7, 6-8 と同条件において、 $g_F = 0.15$, $d\theta/d\tau = 10^\circ$ として計算した分布をクランク角 θ について示したものである。これによると、まず ϕ は時刻によっては広い範囲に分布するが、NO 生成に関係の深い $\phi = 1$ 近くの値を示す流体塊はどの時期においてもさほど多くない。また、 T は最初 2 000 K を越える部分もかなり存在しているが、流体塊同志の干渉による均一化とピストンの動きに伴うガス膨張の影響とで、 $\theta = 20^\circ$ atdc を過ぎるとすべての流体塊は 2 000 K 以下となってしまふ。そのため、NO のほとんどは 20° atdc までに生じ、図 6-7 ~ 6-9 の計算結果でもそのことが示されている。

つぎに、NO 生成量に対する着火時期 θ_s の影響につき、ふたたび図 6-9 をみると、 θ_s が早いほど圧力ならびに平均温度は全般に上昇し、その結果 NO も急速に

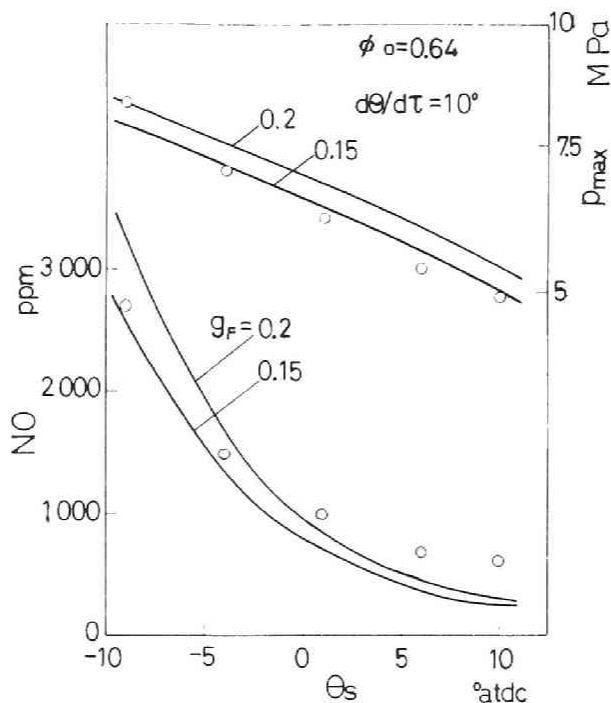


図 6-11 θ_s による P_{max} および NO 濃度の変化

増大していることがわかる。図 6-11 は $g_F = 0.15$ ならびに 0.20 とし、のこりは図 6-9 と同じ条件で最高圧力 p_{max} と最終 NO 濃度とを計算し、これらを θ_s について示したもので、これにあわせて排気中で実測した値をプロットした。このように、パラメータを適正に選んで圧力経過を合わせた条件では NO 濃度は実測の傾向とほぼ一致し、噴射時期を遅くするにつれて NO が急速に減少するという直接噴射式機関についてよく知られている事実が、この理論によっても示されたことになる。

また、図 6-12 および 6-13 に総括当量比 ϕ_o の影響について計算した結果を示す。図 6-12 は $\theta_s = -4^\circ \text{ atdc}$ として ϕ_o を変えた場合の時間経過の比較で、NO は $\phi_o = 0.6$ あたりの中間的な当量比でもっとも多く生成されることが示さ

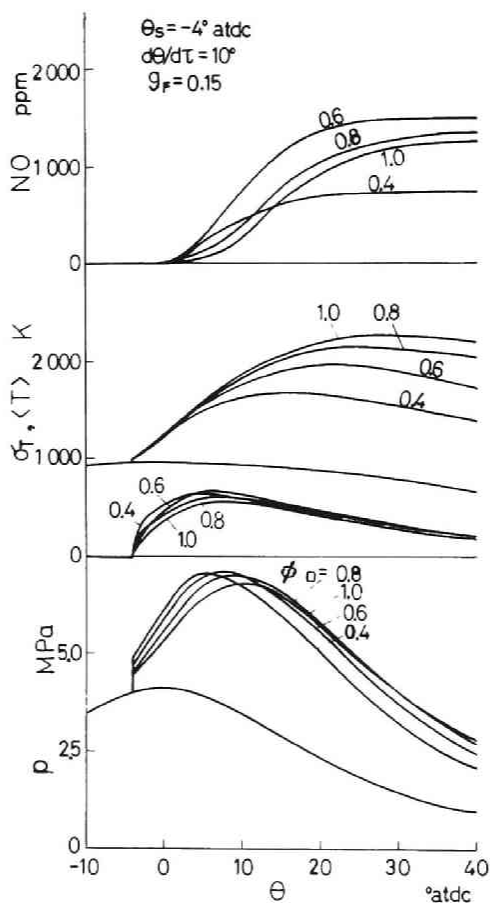


図 6-12 ϕ_o の影響

れている。 ϕ_0 をこれよりも小さくすると温度低下のため NO は減少し、逆に大きくするとおもに残留ガスの影響で燃焼前の気体の酸素分率が減り、排気再循環を施したと同じようにして温度の低下がもたらされ、NO はやはり減少する。この場合あきらかに残留ガスにより平均温度の上昇もみられるが、NO の生成は温度確率密度分布の高温端にある流体塊からが支配的であるから、その温度に直接関わりのある酸素分率の影響が相対的に大きく現われているものと解せられる。

図 6-13 は種々の θ_s について求めた最終 NO 濃度と ϕ_0 との関係を示す。これによると、 θ_s が早いほど NO は多く発生すること、 ϕ_0 が小さく θ_s が早いときは NO に対する ϕ_0 の感度が大きいこと、NO の極大値を示す ϕ_0 の値は θ_s が遅いほど小さくなることなど、直接噴射式ディーゼル機関の NO の発生傾向についてこれまでから知られていることとよく合致している⁽⁶⁰⁾。また、定量的にみても NO の計算値は妥当であり、このモデルに含まれる基本的な考えかたや、採用した数値などが一応合理的であったといえるだろう。

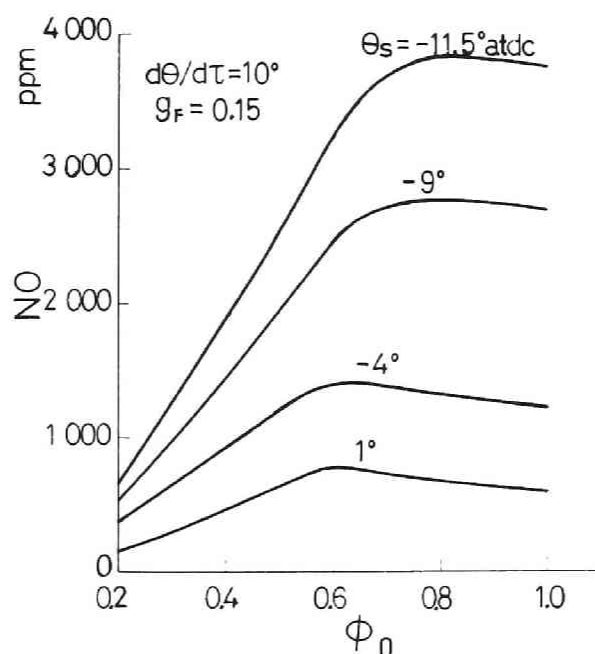


図 6-13 ϕ_0 と θ_s による NO 濃度の計算値

NOの予測モデルの試みはすでに多数発表されているが⁽³¹⁾⁽³²⁾⁽⁶⁹⁾⁽⁷⁴⁾⁻⁽⁷⁶⁾，現象の複雑さのため現段階では相当荒い扱いとなることは免れず，とくに燃焼ガスの挙動の取扱いに満足できるものは少ない。たとえば Shahed ら⁽⁶⁹⁾は拡散燃焼期においては熱発生率に見合う空気が燃料に到達して理論混合比の火炎要素を生じ，そののち他のガスとは混合しないとした。こうすると個々の要素に対する温度履歴と NO 生成率の計算は可能となるが，NO 生成速度式に経験的な定数を仮定しないと実測と合わせられない。また，単油粒の拡散炎に基礎を置くモデルもあるが，この立場で現象を正しく記述することはできないという指摘もある⁽³²⁾。このように燃焼ガスがどのように希釈されるかが NO の予測モデルでは重要なポイントになっていると考えられるが，この点について最近 Kauら⁽³²⁾はパラメータ感度の分析から燃焼ゾーンと空気とのランダムな乱流混合がその予測に重要なことを示した。確率過程論モデルはこの経過を直接取扱ったことに相当しており，Kau らの見解と基本的に一致したモデルとなっている。このように，燃焼主部では乱れによって燃料と空気の混合が凶られて燃焼すると同時に，燃焼ガス同志および燃焼ガスと空気の混合が進んでいるとみるのが妥当で，その意味から混合速度パラメータである衝突ひん度は重要である。

第6.5節 考 察

以上の理論ならびに計算結果からわかるように，ディーゼル燃焼主部の時間経過は Curl らの2体衝突-再分散モデルを拡張することによって表現できる見込みがある。すなわち，これによって燃焼主部に生じる燃料の不均一状態を定量的に表現できる可能性があるとともに，乱流混合に支配されて行われる燃料と空気の接触の速さを乱れに関係する諸量に結びつけることができるものと予想される。そこで，本モデルによってディーゼル燃焼過程の予測を行うために以下の点について検討する。

6.5.1 一様等方乱流混合場の近似の妥当性

この問題は本モデルの基本的問題である。実際の場合は混合気の濃い部分が燃焼

室寸法に比べて無視できない規模の塊として偏在するであろうが、乱流混合の考え方によれば大規模の濃度偏在はしだいに小規模なものに崩壊し、ついには分子拡散で消散していくであろう。その場合、空間波数の低い大きな塊ほど長い寿命をもっているが、濃度の空間波数がある程度以上ならば寿命は短く、大きな塊から小さな塊への推移は準定常的に行われると仮定することは許される。換言すると、寿命の違いのために大小雑多な濃度塊（流体塊とは異なる）が共存し、これらの間にはほぼ平衡関係が保たれるとみなせる限りこのモデルは成り立つものといえる。したがって、燃焼開始直後ではこのモデルは成立しないが、ある程度以上時間が経過して近似的に巨視構造が失われれば成立すると考えてもよい。この意味で本モデルは燃焼中・後期の描写に適したものといえるが、後期まで継続する巨視的濃度不均一構造については今後の問題点の一つである。

6. 5. 2 混合過程と衝突ひん度 ω

衝突ひん度 ω はその性質上乱流の性質と関係づけることができる。しかし、ディレイル機関内のような複雑な状況をただちに扱うことは困難であるから、ここでは状況を単純化して等方的な濃度不均一場が等方性乱れによってランダムに攪拌・混合されるような、ごく理想的な条件について考えることにする。この場合、さらに非燃焼条件で混合だけに注目し、質量輸送は速度場 \mathbf{u} に影響を与えないとして、濃度 $C(\mathbf{r}, t)$ [ただし、 \mathbf{r} は位置ベクトル] に関する保存則をたてると

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla C = D \nabla^2 C \quad (6-27)$$

ただし、 D は拡散係数で一定値とする。しばしば行われるように、 C を平均値と変動量 γ とに分け、等方性を考慮して濃度分散 γ^2 に関する式を式 (6-27) から導くと、 r_i を位置座標として

$$\frac{d\overline{\gamma^2}}{dt} = 2D \overline{\left(\frac{\partial \gamma}{\partial r_i} \right) \left(\frac{\partial \gamma}{\partial r_i} \right)} \quad (6-28)$$

ここに、 $\overline{(\quad)}$ は時間平均である。この式は乱れによる対流によって濃度こう配が増し、その結果分子拡散が促され、濃度不均一が時間とともに減少することを表している。Corrsin⁽⁷⁷⁾ は Taylor の散逸スケールの考えにならって、濃度こう配に

関する散逸スケール l_r を定義し、式 (6-28) を次のように表した。

$$d\overline{\gamma^2}/dt = -\beta\overline{\gamma^2} \quad (6-29)$$

ただし、

$$\beta = 12D/l_r^2 \quad (6-30)$$

いっぽう、全粒子が同一寸法でそのうちの任意の二つの粒子間でランダムに衝突が起こったのちふたたび平均濃度で再分散するという、本理論の基礎となっている Curl のモデルにおいて、同じく非燃焼で混合のみを考え、濃度分散に関する式をたてると

$$d\overline{\gamma^2}/dt = -\omega\overline{\gamma^2} \quad (6-31)$$

となって式 (6-29) と同形となる。ただし、 ω は式 (6-1) に現われるものと同じ衝突ひん度であり、したがって Corrsin の式 (6-30) の β は Curl モデルの単位時間に生起する衝突確率と同じ意味を持つことがわかる。逆に、 ω は乱流運動に伴う微細渦で消散する速さで記述されるということになる。しかし、現実の燃焼系では既述のような噴霧に関する諸過程のほかにも種々の要因、たとえば燃焼によって生じる温度場の影響、局所的な質量輸送や反応が速度場にもたらす効果、場の非等方性、濃度の一様等方的散逸過程の局所の実現確率などが乱流構造と複雑にからんでくるため ω を正しく評価するのは容易でなく、何らかの近似的な取扱いをする必要がある。これらについては、さらに次章で検討する。

6. 5. 3 燃料-空気の初期分布状態

本モデルで用いた初期の燃料分布度 g_f は、基本的に燃料噴霧の特性、蒸発、混合、自発火、など混合気形成に関わり、従来からのこの分野の研究の諸成果をとり入れれば原理的には推定可能とみられる。そこで、ここでは和栗らの噴霧の運動量理論^(7a)の考えに基づいて検討を試みた。この理論は噴霧が一定の頂角をもって準定常的に発達し、燃料油粒と空気との実相対速度は噴射後ただちに失われるという前提で立てられたもので、噴霧内での局所当量比を各瞬間について計算することができる。図 6-14 は噴射開始からの時刻を $t = 1 \text{ ms}$ として種々のノズルについてこの理論から全噴霧内の燃料分率 y の確率密度分布 PDF を計算した結果の一例を示す。この場合、噴霧内では燃料は直ちに蒸発し、微視的にも混合が行われたとし

たもので、実際には混合はこれよりもはるかに不完全であろうが、それでも燃料初期分布状態をある程度推察できると思われる。これによると、特定の時刻では分布は3角形に近い状態を示し、かつ噴霧内への空気のエントレインのため時間とともに y の小さい方へ移って行く。さらに、ノズル総面積を一定にして穴数を増すと、それだけ y の重心位置は小さくなることがわかる。さきの乱流混合モデルでは全流体塊個数のうちで g_F の割合だけの流体塊に燃料が初期に与えられるとしたから、 g_F が大きくなるにつれて初期の燃料分率 y は小さくなる。したがって、着火遅れを長くし、ノズル穴数を増せば g_F が高くなることはこの計算からも予想できる。しかし、図 6-14 の結果をそのまま使って乱流混合モデルで計算したところによれば実測に比べて初期燃焼量が多すぎることを示され、噴霧内での蒸発および微視混合についてもっと詳しい検討を加える必要のあることがわかった。噴霧過程を本理論モデルに組入れるさいのもう一つの問題は噴射期間が実際には有限であることであろう。燃料の着火遅れが十分長い場合は噴射期間が無限小の仮定でも理論全体の精度からみて妥当と考えられるが、着火遅れが短いとその仮定から外れると考えられ、この問題も含め噴霧過程を考慮して本理論モデルを発展させる必要がある。

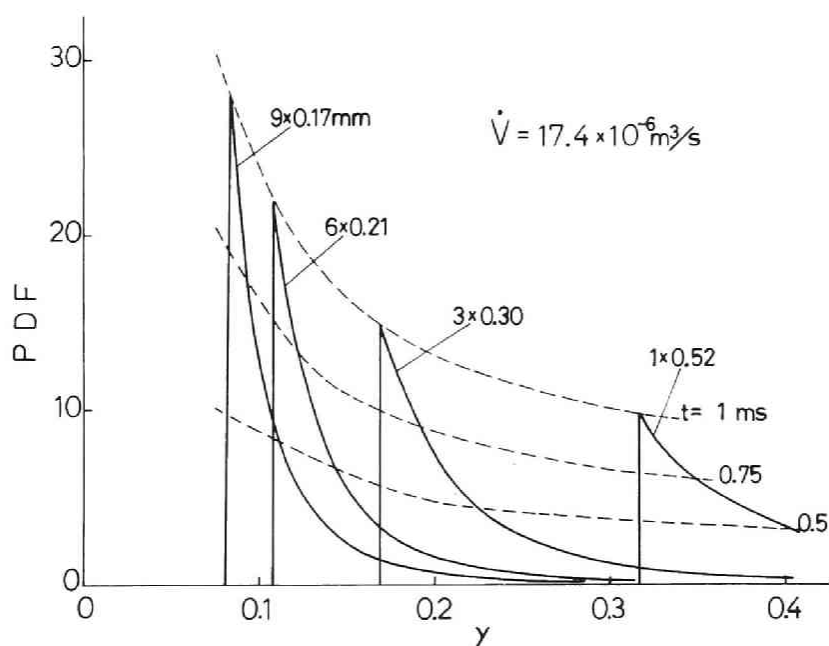


図 6-14 運動量理論による噴霧内の燃料分率の確率密度分布
(\dot{V} ; 燃料噴射速度)

第6.6節 結 言

以上、容器内で進行する乱流非定常燃焼を Curl のモデルにより確率過程として取扱う方法について述べるとともに、定容条件について計算した結果を示した。これによって、燃焼初期に燃料と空気とが分離した状態から不均一な混合状態を経てしだいに均一な組成に近づくさいの経過が表され、ディーゼル燃焼主部の基本モデルとしうる可能性のあることが示された。これに基づき、確率過程論モデルをディーゼル機関の燃焼の解析に適用した結果、つぎのことが明らかになった。

(1) 初期の燃料-空気の混合状態と乱流混合の速度パラメータとを適正に選ぶと実測の圧力経過を表現できる。ただし、乱流混合速度を一定とすると、クランク角後期では実測より高い圧力が計算される。

(2) 上死点付近の圧力が一致するように上記の2つのパラメータを適正に選んだ条件で計算される一酸化窒素量 NO は、実測の傾向と合致する。とくに、噴射時期を早くすると NO 量が増加することおよび中間的な当量比でもっとも多く生成される。

(3) NO は温度確率密度分布の高温端にある 2 000 K 以上の部分で主として生成される。残留ガスが増すと、気体の酸素分率が減ることにより温度が低下し、その結果 NO 濃度は減少する。

(4) 衝突ひん度は一様等方性乱流場では乱れ強さおよび散逸スケールによって推定でき、さらに燃料-空気の初期分布状態は運動量理論にもとづく噴霧の発達および空気エントレイン量によって記述できる可能性がある。

第7章 ディーゼル燃焼のモデリング

第7.1節 緒言

本章では前章で示した確率過程論モデルの考えをディーゼル燃焼の各段階、すなわち着火遅れ期間、初期燃焼期、および拡散燃焼期のそれぞれに適用して乱流混合を表し、ディーゼル燃焼全過程のモデリングを試みる。

直接噴射式ディーゼル機関の性能予測ならびに排気有害物質の予測をめざして近年、燃焼のモデリングがさかんに行われている。前章ではこれらのモデリングについて概観するとともに、ディーゼル燃焼の特徴である不均一場の時間推移を表す確率過程論モデルを示し、その基本的性質について明らかにした。その結果、確率過程論的手法では同じ時刻に実現する種々の状態を確率で表現するため、場の等方性を仮定すれば決定論的手法に必要な空間概念は使わなくてもディーゼル燃焼過程の不均一状態を記述できるほか、乱流混合を加味したモデルを構築することができることがわかった。しかし、着火時における燃料-空気混合気濃度分布と乱流混合速度とが任意パラメータとして残されていたので、熱発生経過ならびに燃焼生成物の時間推移を予測するまでには到らなかった。

そこで本章では、噴霧内ならびに燃焼過程における乱流混合モデルを考えて全過程に前章の同様乱流混合の考えを発展させ、ディーゼル燃焼過程の記述を試みる。そのため、濃度散逸過程と乱流構造とを関連づけるとともに、Mansouriら⁽⁷²⁾が副室式機関を対象として提案した手法に基づき、乱れの動力学を導入することによって乱れエネルギーの時間変化を推定する。まず噴霧領域では、燃料噴射自身および噴霧束とスワール流との干渉によって生じる乱れを考慮して燃料濃度不均一の推移を予測し、初期燃焼で解放される熱量の予測値を実測結果と比較してモデルの合理性を確かめる。ついで、噴霧内の乱流混合モデルで予測した混合気濃度分布を用いて拡散燃焼期の熱発生率予測モデルをたてる。そのさい、対象とする直接噴射式機関の燃焼主部においては明確な主流がないため、噴射のほかに熱発生に伴う膨張仕事が生じるメカニズムを導入する。このモデルを用いて種々の要因を変えた

場合についての熱発生経過の予測を行うとともに、これを実測結果と対比してモデルの妥当性を論じる。さらに、燃焼生成物の予測を試み、その生成機構について検討する。

第7. 2節 実験機関および方法

燃焼モデルの詳細について述べる前に、予測の対象とした機関ならびに熱発生率を実測する方法を示す。

7. 2. 1 実験機関

実験には、水冷四サイクル直接噴射式単シリンダ機関（クボタ鉄工 ER 75 形、シリンダ径 90 mm，行程 105 mm，圧縮比 16.0）を用いた。燃焼室は深皿形とし、凹み径 52 mm，深さ 20 mm である。燃料噴射ポンプには標準のポッシュ A 形（PE1A90B）を用い、噴射ノズルには多穴ホール形を使用した。ノズルの噴射方向角はいずれの場合も 125° とし、開弁圧は 14.2 MPa に設定した。燃料にはディーゼル軽油（比重 0.827）を用い、機関回転速度は 1 800 rpm 一定で試験した。また、シリンダ内に種々の強さのスワールを発生させる目的で、吸気弁かさにシュラウド（遮へい用突起）を 120° にわたって取り付け、その弁の向きを変更することによりその強さを加減した。図7-1 はスワールの強さを推定するために用いた定常流旋回強度測定装置を示す。装置上部に実際のシリンダヘッドを取り付けて下部の円筒を介して空気を吸引し、その際に生じる旋回速度を羽根車で調べる。測定は Fitzgeorge と Allison⁽⁶⁵⁾が行ったと同じである。シュラウドの取り付け角 α ，ならびに吸気弁揚程 h を変えて一定流量を流したさいの羽根車の回転角速度を測定しておいて、これを各クランク角に対する吸入空気量で重みをつけて吸入行程にわたって積分した値をスワール角速度とし、圧縮上死点で予想されるスワール角速度と機関主軸角速度との比をもってスワール比 r_s と定義した。ただし、最終スワール速度は定常流リグ試験によって求めた値に燃焼室凹みに押し込まれることによる増速を考慮し、さらに圧縮行程中の角運動量の減衰を 70 % と見積って推定した。この減衰量は、最近のシリンダ内流動シミュレーションにおいて深皿形燃焼室の場

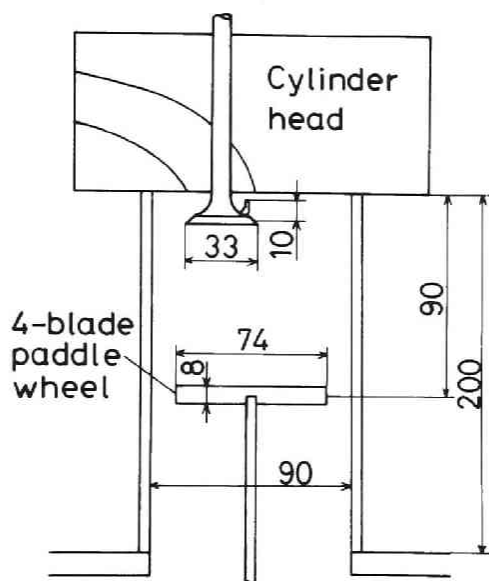


図 7-1 定常流旋回強度測定装置

合に予測されたもの⁽³⁰⁾であり、第5章で圧縮上死点において実測した値からみても、ほぼ妥当と思われる。

図7-2 は動的噴射時期 $\theta_i = 17.5^\circ$ BTDC ならびに正味平均有効圧 $p_e = 0.58$ MPa に固定した条件で、3穴 (0.30 mm 径) および6穴 (0.21 mm) の噴射ノズルについて、シュラウド取り付け角 α を変えて機関性能を調べた結果を示す。図には燃料消費率 b_e 、ポッシュ煙濃度計による排気煙濃度 S 、排気中の一酸化窒素濃度 NO 、ならびにスワール比 r_s が α に対して示してある。これによると、3穴ではスワールが弱い場合には性能は著しく悪いことがわかる。最良の性能は $r_s = 5.6$ で得られ、この場合 b_e 、 S ともに最低になっている。6穴ノズルの場合はスワールが弱くても性能はあまり悪くない反面、スワールを強くしても大幅な性能改善はなく、この最適スワール条件では3穴のほうが優れた性能を持っていることがわかる。この結果にもとづき、以下の実験では3穴ノズルを用い、運転条件は回転数 $n = 1800$ rpm、スワール比 $r_s = 4.1$ 、動的噴射時期 $\theta_i = 17.5^\circ$ BTDCおよび当量比 $\phi_o = 0.62$ を基準条件とした。

7. 2. 2 実測熱発生率の算出

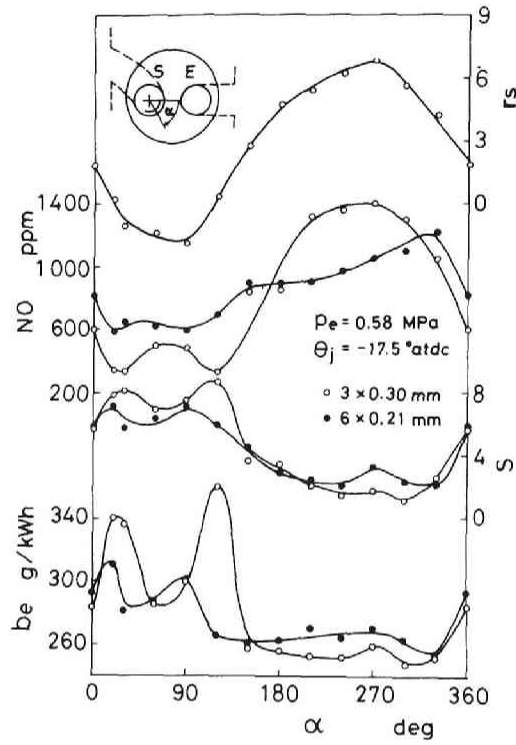


図 7-2 スワール比による機関性能の変化

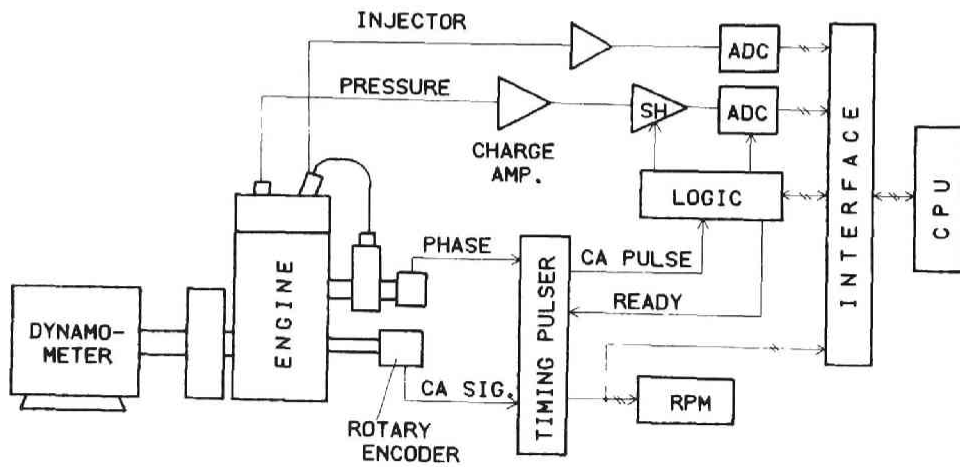


図 7-3 測定装置

理論モデルによる燃焼経過の予測結果を検証するために、種々の運転変数を変えた場合の熱発生率経過をシリンダ内圧力測定から調べた。図7-3は測定系統の概略を示したもので、シリンダ内圧力測定には圧電式圧力変換器（Kistler 601A）を使用し、その出力にアナログ-デジタル変換を施したのちデータ処理システム（中央処理装置 MELCOM 70/20）に収集し、所要の処理を加えた。なお、圧力データの取り込みには機関主軸に取り付けたロータリエンコーダからの 0.5° CA 毎のクロック出力を使用し、別に静的に測定しておいた上死点信号からの変位を計算することによりクランク角度を求めた。

理論モデルでは不均一濃度分布が求まるので、任意クランク角における実熱発生率を推定することができるが、実験ではシリンダ内圧力 p のみの測定からこれを求める必要がある。そのため燃焼室内を均一な組成と扱い、単位空気質量あたりの見掛けの熱発生率 \dot{q} を熱力学第一法則を用いて次式で計算した。

$$\dot{q} = \frac{1}{\kappa - 1} (\kappa p \dot{v} + v \dot{p}) \quad (7-1)$$

ただし、 κ は比熱比、 v は比容積、 $(\dot{\quad})$ はクランク角 θ についての微分を表す。また、燃料のエンタルピおよび熱損失は無視しているため \dot{q} は有効熱発生率を与える。上式では \dot{p} が必要であるが、通常のように p を測定して計算する方法では微分演算誤差ができる。これを避けるためここでは、圧電式圧力変換器の出力が \dot{p} に比例することを利用して直接増幅・記録し、これを数値積分することによって p を求めた。そのさい、1 サイクルの \dot{p} データには燃焼室内の圧力振動のほか、ピックアップの過渡振動による高周波振動を含むため 64 サイクルの積算平均をとった。また、比容積 v およびそのクランク角微分 \dot{v} はガス洩れがないと仮定してクランク角および吸入空気量から求めた。 κ は温度が高いほど小さくなるため式(7-1)において κ を θ について一定とみなすと、 \dot{q} を燃焼開始直後に低く燃焼後期に高く見積ることになる。そこでここでは燃焼室内ガスを均一と考えて、以下の方法で推定した平均組成および平均温度から比熱比 κ をクランク角の関数として求めた⁽⁷⁹⁾。まず、任意のクランク角までに燃焼した燃料のモル数をそれまでに発生した熱量 $q = \int_{\theta_s}^{\theta} q d\theta$ と 1 サイクル当りに供給した総発熱量との比から求めた。つぎに燃料が完全燃焼したと仮定すると平均的なガス組成が求まり、同時に燃焼ガスの平均ガス定数か

ら温度が求まる。なお、比熱比の算出には JANAF表の近似式⁽⁸⁰⁾を用いて算出したモル定圧比熱にガス組成のモル数を掛け合わせるにより求めた。

第7.3節 噴射過程

7.3.1 噴霧内の乱流混合モデル

つぎに、ここで考えたディーゼル燃焼モデルについて述べる。まず噴霧内における燃料と空気との乱流混合にもとづいて、着火までに準備される混合気濃度分布を求める。ノズルから噴射された燃料油滴流は、エントレインされた周囲空気と接触しながら気化、混合して可燃混合気を形成する。最近の研究によれば⁽⁹⁾、圧縮終りの高温高压の状態では油粒の蒸発はきわめて迅速で熱分解も進み、噴霧先端ではガス噴流に近いことが示されている。そのため着火遅れ期間中に形成される可燃混合気量は油粒群の蒸発速度よりもむしろ乱流混合の速さで定まると推定される。これによると、噴霧先端には図7-4のような混合領域があつて、その中に燃料と空気とが刻々と流入すると同時に種々の濃度をもつ流体が共存し、乱流運動による大小の渦により混合が進んでいる状況が想定できる。

そこで、混合領域内の乱れは一様かつ等方的であるとし、前章で拡散燃焼の記述

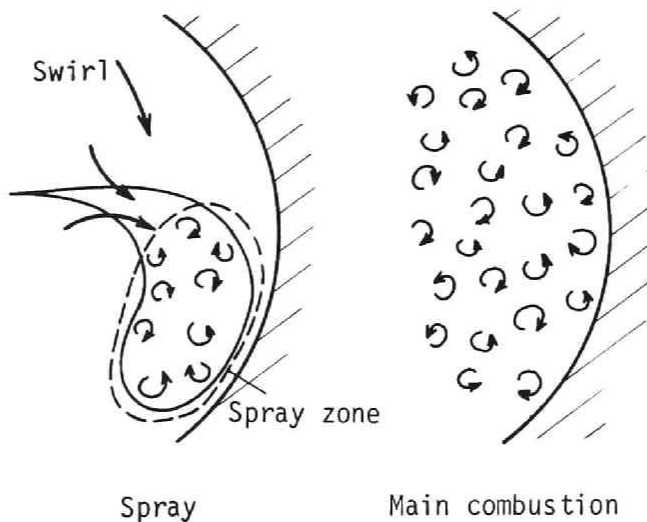


図 7-4 混合領域

に適用した Curl モデルを使って微視混合過程を表現する。従来の噴霧モデルとの主な違いは、微視混合を律速とみなすこと、先に噴射された燃料とも接触・混合が許されること、空間的な取扱いのかわりに一様場と近似することにある。乱れおよび乱流混合は次項のように扱い、その妥当性は初期燃焼で発生する熱量を種々の条件について実測と比較することによって確かめる。

7. 3. 2 混合領域の乱れの扱い

噴霧の混合領域の乱れは噴流せん断域で生じるものと噴霧がスワールの横風を受けることによってできるものを考える。このほか、噴霧が側壁に衝突して生じる壁面噴流の効果および空気流動自身の乱れがあるが、スワールが十分強い場合には噴霧先端は強く曲げられるため壁面との接触はほとんどなく、またあらかじめ燃焼室内に発生する乱れも噴霧により生成される乱れに比べて小さいとしてここでは無視する。

乱流混合過程を近似的に記述するために、混合領域内で燃料供給に伴う噴霧領域の拡がり考慮し、単位質量当りの乱れエネルギー k ならびに積分スケール L_j が場所によらないとして k についての保存式をたてる。

$$dk/dt = G_j + G_s - \epsilon - (k/M) dM/dt \quad (7-2)$$

ここに、 t は時刻、 M は噴霧内の混合気質量、 G_j および G_s はそれぞれ噴流およびスワールによって生じる乱れエネルギーの生成率である。乱れエネルギーの散逸率 ϵ は普遍平衡仮説によれば^(B1)

$$\epsilon = (2k/3)^{3/2} / L_j \quad (7-3)$$

乱れ生成項のうち G_j は Dent ら⁽⁷¹⁾によると

$$G_j = (\eta_j / 2M) \dot{m}_r u_j^2 \quad (7-4)$$

ここに、 u_j はノズル出口の燃料速度、 \dot{m}_r は燃料質量流量、 η_j は噴射パワーの乱れへ転化する効率で定常自由噴流における相対乱れ強度の測定値^(B2)から推定すると $\eta_j = 8.8\%$ であるが、ここでは全体の精度を考慮して 10% とする。一方、噴霧が横風を受けることによって生じる乱れは一様流中に置かれた円柱背後の乱れと近似する。スワール代表速度に燃焼室外周の接線方向速度 u_s をとり、 G_s を次式で表す。

$$G_s = (\eta_s u_s)^3 / L_j \quad (7-5)$$

ここに、 η_s は相対乱れ強度で、円柱後流の実測結果⁽⁸³⁾より η_j と同様、 $\eta_s = 10\%$ と推定される。

つぎに、乱れの積分スケール L_j は噴霧直径と同程度と考えられ、Dent は燃料密度を ρ_f 、空気密度を ρ_a 、ノズル径を d_0 として

$$L_j = \sqrt{\rho_f / \rho_a} d_0 \quad (7-6)$$

を与えている。噴射に伴う外周空気状態および燃料密度の変化を無視し、たとえば $\rho_f / \rho_a = 50$ 、 $d_0 = 0.3 \text{ mm}$ とすると $L_j = 2.1 \text{ mm}$ となるが、ここでは各種要因の影響を考慮して L_j は半経験定数と扱う。

式(7-2)および(7-4)の M を求めるために、噴霧への空気エントレイン率 \dot{m}_a を運動量理論に基づいて推定する。直径 d_0 、穴数 n_0 のノズルでは燃料噴射率は

$$\dot{m}_f = (\pi d_0^2 / 4) n_0 \rho_f u_j \quad (7-7)$$

であり、スワールなしの場合のエントレイン率 \dot{m}_{a0} は自由噴流理論より

$$\frac{\dot{m}_{a0} + \dot{m}_f}{\dot{m}_f} = c_0 \frac{x}{d_0} \quad (7-8)$$

ここに、 x_s はノズルから噴霧先端までの距離、 c_0 は ρ_f / ρ_a の関数で、和栗によると⁽⁷⁸⁾ $\rho_f / \rho_a = 50$ のとき $c_0 = 0.057$ 。スワールがある場合には空気エントレイン率 \dot{m}_a はスワール速度とともに増加し、Kauらはつぎのように表している⁽³²⁾。

$$\dot{m}_a / \dot{m}_{a0} = 1 + c_s u_s / u_j \quad (7-9)$$

ただし、 c_s は定数で後述の基準条件における初期燃焼量についての実測と予測との比較から2.3とする。 x_s は運動量保存より噴射開始からの時刻 t の関数として定まるので、 \dot{m}_a および \dot{m}_f を t について積分することによって、噴霧領域の混合気量 M は次式で求まる。

$$M = \int_0^t (\dot{m}_a + \dot{m}_f) dt \quad (7-10)$$

7.3.3 状態推移

つぎに、噴霧領域内の微視混合を Curl の2体衝突・再分散モデルによって表現する。時刻 t における燃料質量分率 y (混合気質量中の燃料質量) の状態分布密度関数を $f(y, t)$ とすると、マスター方程式は前章より

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \dot{y}f}{\partial y} = \omega m(y, t) \quad (7-11)$$

ただし、非燃焼時のエンタルピ h は圧力変化に伴って燃焼室内一様に変化するので y とは別の方程式によって表される。上式の $m(y, t)$ は Curl の衝突関数、 ω は単位時間当りの流体塊の衝突ひん度であり、前章の第6.5節で考察したように、拡散係数を D 、濃度変動についての散逸スケールを l_f とすれば

$$\omega = 12D/l_f^2 \quad (7-12)$$

Taylorの微視スケール λ_f に関する乱流レイノルズ数

$$R_\lambda = \sqrt{2k/3} \lambda_f / \nu \quad (7-13)$$

が十分大きく、濃度場と乱れ場の構造が相似であるとすると

$$l_f^2 / \lambda_f^2 = 2D / \nu \quad (7-14)$$

さらに、エネルギーを保有する大渦から小渦へのエネルギー伝達を定常とみなせば

$$L_j / \lambda_f = R_\lambda / 15 \quad (7-15)$$

式 (7-12) ~ (7-15) より ω は

$$\omega = c_1 \sqrt{k} / L_j \quad (7-16)$$

ただし、 $c_1 = (2/5)\sqrt{2/3} = 0.3266$ である。

以上により u_j 、 u_s 、および L_j が与えられれば、式(7-2)より k が求まり、式(7-16)より ω がわかる。一方、式(7-11)の左辺第2項は噴射燃料およびエントレイン空気の寄与を表しており、 \dot{m}_f および \dot{m}_a と関係づけられる。実際の計算は前章と同様モンテカルロ法により、式の意味を多数の粒子で模擬して行った。なお、 u_j は簡単のためここでは噴射期間と毎行程噴射量から定まる平均値を与え、噴射後は0とする。また、 u_s は定常流リグ試験から定まるスワール比 r_s にもとづいて推定する。

第7.4節 噴霧内の燃料濃度と初期燃焼

7.4.1 燃料濃度分布

以上の方法にもとづき、噴霧内の燃料濃度分布 $f(y)$ の時間推移を求めた。図7-5 は燃料噴射速度 u_j を変えた場合に計算される燃料質量流量 \dot{m}_f 、空気エントレイン量 \dot{m}_a 、衝突ひん度 ω およびその時刻までに形成された混合気が瞬間的に着火したと考えたときの発生熱量 q_i の時間経過を示す。ただし、積分スケール L_j は 2.8 mm とした。この値は式(7-6) で予測した 2.1 mm とさほど変わらない。図より \dot{m}_a は噴射期間中は時刻 t とともに増加し、噴霧領域内の総質量および乱れの強度は増大することがわかる。また、衝突ひん度 ω は初期に急増したのちほぼ一定の値をとる。大きい u_j では、空気エントレイン量および乱れ強度はすばやく増加する

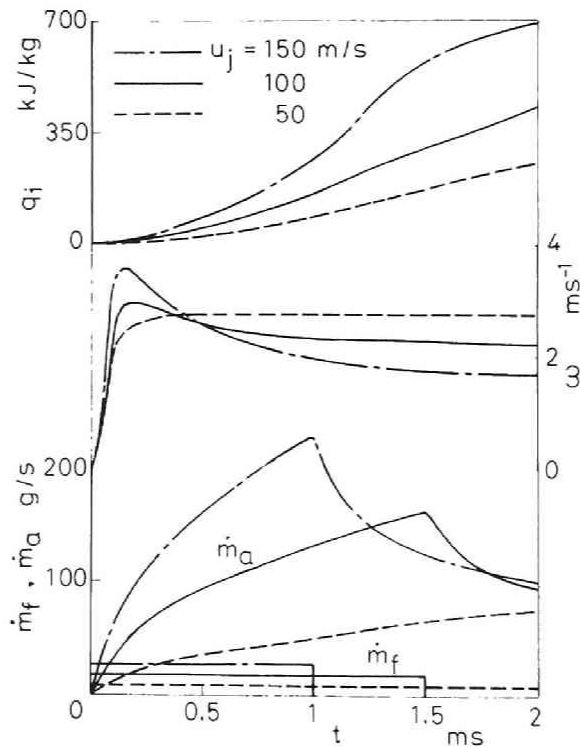


図 7-5 u_j による \dot{m}_f 、 \dot{m}_a 、 ω および q_i の時間経過の変化

が、 ω の最終値は比較的小さくなる。発生熱量 q_i は $h_r(y, t)$ を任意の圧力における質量基準の反応熱として次式により求める。

$$q_i(t) = \int_0^1 h_r(y, t) f(y, t) dy \quad (7-17)$$

q_i は時間の経過とともに増加し、その値は u_j が大きいほど大きくなる。いいかえれば、噴射率が高いほどエントレイン空気量が増すとともに噴霧内での燃料-空気の乱流混合が進むため、その時刻までに準備される混合気量が多くなることを示している。

図7-6 はつぎの燃料-空気当量比 ϕ の確率密度関数 (PDF) の分布の時間推移を3種類の条件について示す。

$$\phi = L_u y / (1 - y) \quad (7-18)$$

ここで、 L_u は必要空気量である。それぞれの図において縦軸の $f'(\phi, t)$ は燃料質量基準のPDFであって、式(7-11)より求まる $f(\phi, t)$ に噴射終了クランク角 θ_e における燃料質量に対する時刻 t までに噴射した燃料質量の比を掛けた値に等しい。また、純粋空気($\phi = 0$)および3以上の当量比の混合気は燃料質量基準の確率分布関数 $F'(\phi, t)$ によって表す。図7-6におけるPDFの時間経過をみると、いずれの条件においても最初の燃料と空気の分離状態が時間とともに均一化していくことが認められる。噴射速度 u_j の大きい場合(b)を標準的な条件(a)と比較することにより、 u_j の増加すなわち噴射圧力の増加はエントレイン空気と燃料

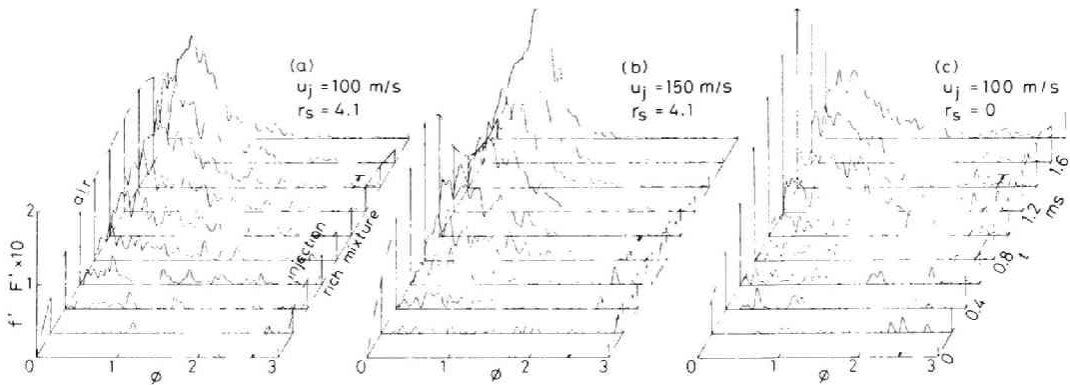


図 7-6 噴射過程における燃料濃度の
確率密度関数の時間推移

の混合を促進し、その結果より希薄な混合気を形成することがわかる。そのため、図7-5 にみられるように大きい u_i では多量の熱が着火時に解放される。一方、スワールのない場合(c)では空気エントレイン量はスワールのある場合(a)とほぼ等しいが、乱れが小さいため微視混合は抑制される。

7. 4. 2 初期燃焼量

つぎに、着火時に予測される熱発生量 q_i を実測と比較することによって、これまでに述べた噴射過程の扱いの妥当性について検討する。

実際の燃焼では、初期の熱発生は爆発的ではあるがある期間をもって行われるため、理論モデルの扱いとは相違する。図7-7 は標準と選んだ条件におけるシリンダ内圧力 p および熱発生率 \dot{q} のクランク角経過を示したもので、着火してから約 7° CAの期間高い熱発生が続くことがわかる。ここではこの図をもとに以下の方法で実測の q_i を算出した。

初期燃焼は \dot{q} 曲線の極小値をとる時期 θ_t に終了するとし、この点から一定のクランク角以前の時期を着火時刻 θ_s とする。ここで θ_s に集中して発生すると考えられる熱量 q_i は θ_t までに発生した熱の総量から拡散燃焼によりそれまでに発生

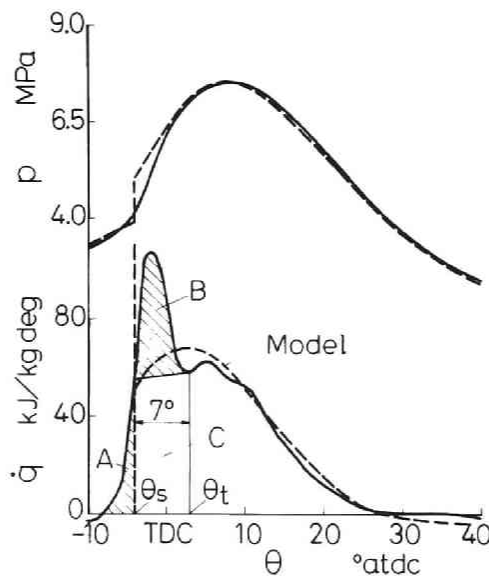


図 7-7 初期燃焼量 q_i

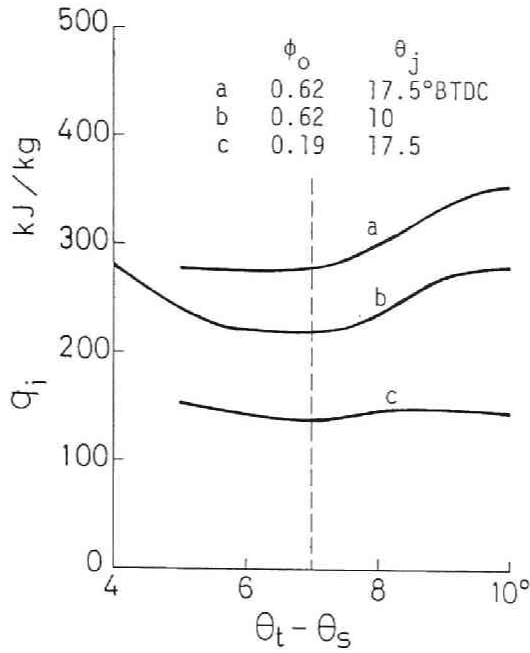


図 7-8 $\theta_t - \theta_s$ による q_i の変化

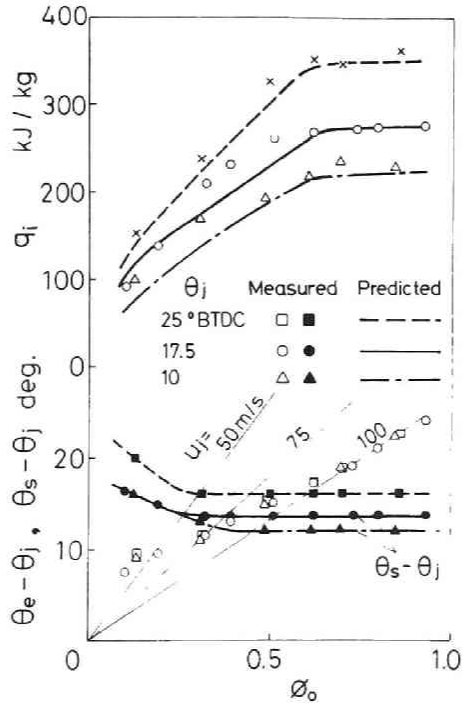


図 7-9 総括当量比 ϕ_o による初期燃焼量 q_i の変化の実測と予測の比較

した分を差し引いたものである。したがって、 θ_s から θ_t までの期間の拡散燃焼率に線形近似を施すと q_i は図の斜線部の面積 A と B の和と見積られる。図 7-8 は 3 種類の条件で得られた $\dot{q} - \theta$ 曲線から $\theta_t - \theta_s$ を変化させて q_i を算出した結果を示す。 $\theta_t - \theta_s$ はいわば初期燃焼期間とみなすことができ、図よりこれを長くしても短くしても q_i は増加し、 7° CA の前後ではほぼ等しい値となることがわかる。また、Lyn⁽⁸⁴⁾ によると初期燃焼期間は約 $6^\circ \sim 7^\circ$ CA とみられ、これらのことからここでは $\theta_t - \theta_s$ を 7° CA 一定とした。

図 7-9 は標準条件における実測と予測の q_i を総括当量比 ϕ_0 に対して示したもので、3 種類の噴射時期について与えた。噴射速度 u_j は噴射期間 $\theta_e - \theta_s$ とノズル形状から求めた平均速度とした。実測と予測の q_i は低い ϕ_0 で若干の相違がみられるほかは ϕ_0 および θ_j のすべての範囲でよく一致する。

図 7-10 は $\phi_0 = 0.62$ 、 $\theta_j = 17.5^\circ$ BTDC の条件で機関回転速度 n およびスワール比 r_s の影響をみたものである。図には、噴射速度に対する TDC におけ

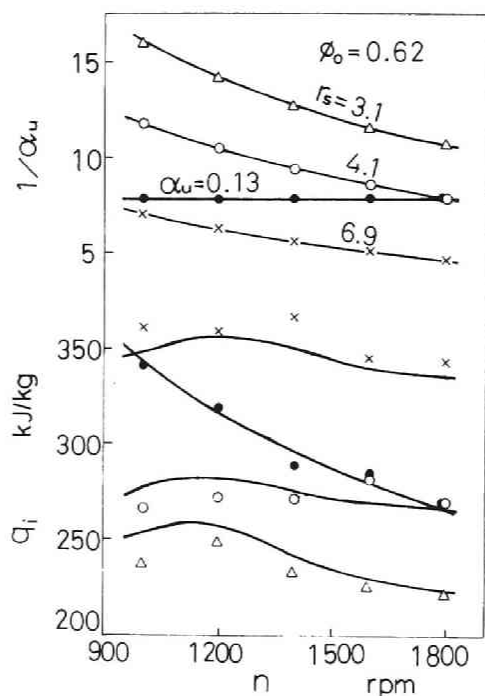


図 7-10 機関回転速度 n による q_i の変化の実測と予測

るスワール速度の比 $\alpha_u = u_s/u$ を一定として運転した場合についてもあわせて示す。実測の q_i は等しい n では r_s が大きいほど増加し、 r_s を一定とすると n にはさほど影響されない。図によると、この q_i に対する n および r_s の影響についても本モデルでよく予測できていることがわかる。

以上のように初期燃焼量について基本的な運転変数の影響がよく再現できることからみて、本モデルの噴射過程と初期燃焼の扱いがほぼ妥当であることが確かめられた。しかし、噴霧内での蒸発、熱分解過程ならびに着火過程の動力学を単純化したために、初期燃焼では発生熱量しか与えることができなかった。したがって、実際のディーゼル燃焼にみられる時間経過を詳細に記述するためには、さらに検討を要する。

第7.5節 燃焼過程

7.5.1 燃焼過程のモデル

以上、噴霧内での微視混合を考慮したモデルにより初期燃焼時の燃料-空気混合気濃度分布が推定できることが示されたので、この結果にもとづき続く燃焼過程のモデリングについて検討する。

小形高速ディーゼル機関の火炎を高速度写真により観察すると⁽¹⁰⁾、図7-11のように着火により各噴霧からすばやく火炎が拡がったのちは、噴流形状の火炎はすぐ失われて燃焼室全域にわたって、ランダムな大きさの火炎塊を生じることがわかる。したがって、着火後は直ちに図7-4右図のような大小の渦から成る乱れ火炎が充満すると考えられる。そこで、ここでは火炎発生までの噴霧内の挙動を前節の噴霧内の乱流混合モデルを使って記述し、これにより燃焼開始時の燃料濃度の確率密度分布ならびに各流体塊の熱力学的状態を与え、その後は燃焼室内のすべての燃料-空気が参画して一様乱流混合すると扱い、それにつれて濃混合気が新気と接触し発熱していく過程を前章と同様の確率過程論モデルで記述する。また、これに乱れエネルギーの定式化を追加して混合速度を与える。

前章では着火後個々の流体塊はつねに化学平衡にあるとし、その状態を圧力 p 、比エンタルピ h 、および燃料質量分率 y により規定した。このうち圧力は燃焼室内

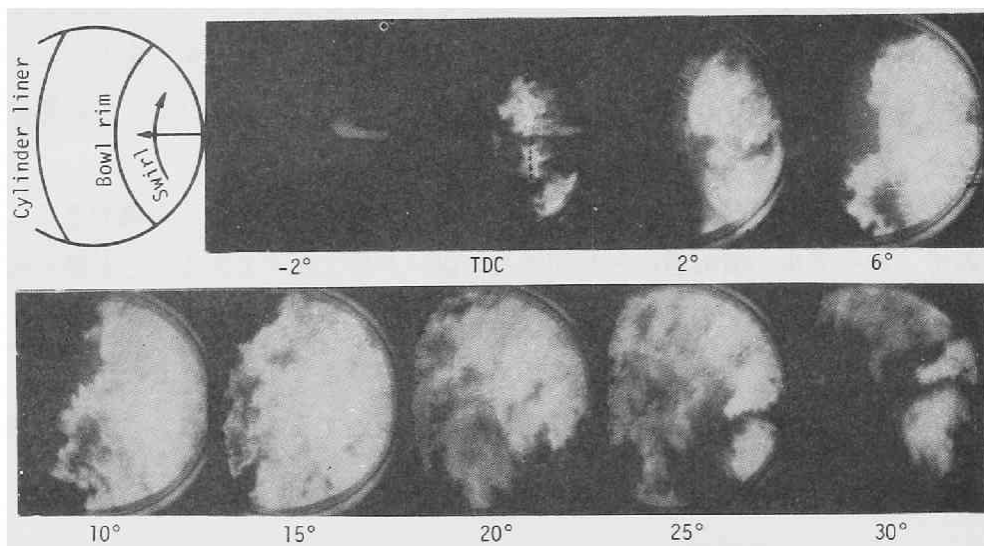


図 7-11 火炎の高速度写真〔シリンダ径 110 mm , 行程 120 mm , 深皿形燃焼室, 噴射ノズル5穴 0.22 mm, $r_s = 3.8$, 1 154 rpm , 6 000 コマ〕

で各瞬間一様なので分離でき、確率密度分布 PDF は $f(h, y, t)$ [t : 時刻] , あるいは状態ベクトルを $x = (h, y)$ として $f(x, t)$ と表すことができる。これより、マスター方程式、圧力の方程式および熱発生率 \dot{q}_r は前章を参照すると次のようになる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(\dot{y}f)}{\partial y} + \dot{p} \frac{\partial(vf)}{\partial h} = \omega m(x, t) \quad (7-19)$$

$$\begin{aligned} \langle \dot{v} \rangle = & \int_{\Omega} v \omega m(x, t) dx + \int_{\Omega} \dot{y} \frac{\partial v}{\partial y} f dx \\ & + \dot{p} \int_{\Omega} \left(\frac{\partial v}{\partial p} + v \frac{\partial v}{\partial h} \right) f dx \end{aligned} \quad (7-20)$$

$$\dot{q}_r = \int_{\Omega} h_r \frac{\partial f}{\partial t} dx - \dot{q}_w \quad (7-21)$$

ここに、 Ω は x の定義されるベクトル空間、 ω は衝突ひん度、 $m(x, t)$ は拡張した Curl の衝突関数、 v は比容積、 $\langle \dot{v} \rangle$ は平均比容積の時間微分で時間の関数として与えられる。 h_r は反応熱、 \dot{q}_w は熱損失である。 v 、 $(\partial v / \partial p + v \partial v / \partial h)$ および h_r は x と p の関数で多相化学平衡より得られる。仮定した化学種は CO_2 、 H_2O 、

CO, H₂, N₂, O₂ および C (固形炭素) で、それらの熱力学データは JANAF表に依った。 \dot{q}_w は Annand⁽⁸⁵⁾の式を用いた。

前章では式中の ω を経験的に与えたが、本章では噴霧過程と同様乱れエネルギーkを用いて次式によりこれを計算する。

$$\omega = c_1 \sqrt{k} / L_f \quad (7-22)$$

ただし、 L_f は燃焼過程中的乱れの積分スケールである。また、k方程式は乱れの生成速度をG、散逸速度を ϵ とすると

$$\frac{dk}{dt} = G - \epsilon \quad (7-23)$$

$$\epsilon = (2k/3)^{3/2} / L_f \quad (7-24)$$

上式では L_f およびGを決める必要があり、これらについて以下に考察する。

7.5.2 積分スケール

第5章では非燃焼の場合の積分スケールの測定を行いクランク角およびスワール比による変化を示した。しかし、燃焼中の積分スケールについては現段階ではまだ直接求めることができないので、ここでは図7-11に示した火炎写真から電子計算機による画像処理によって推定した。図7-12は、クランク角 $\theta = 10^\circ$ atdc の

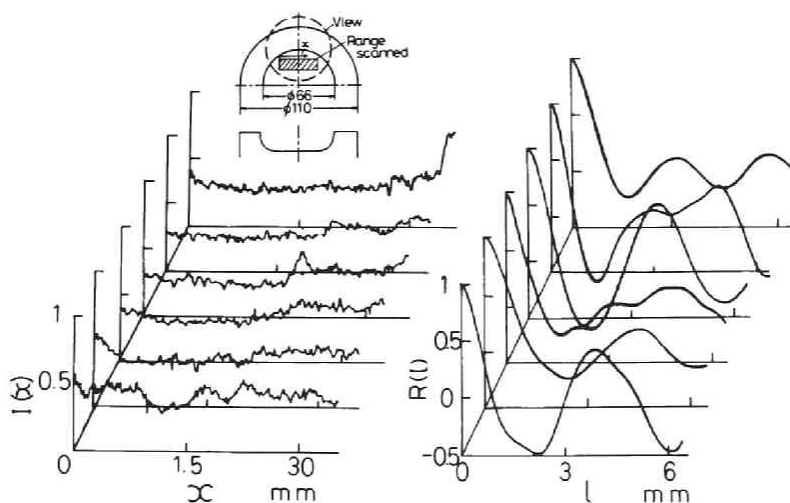


図7-12 画像処理の例〔図7-11の $\theta = 10^\circ$ atdc の条件〕

フィルム上を走査して得た火炎輝度 $I(x)$ およびその空間自己相関関数 $R(L_f)$ の例を示す。この時期では火炎は燃焼室内全域に充満し、種々の寸法の濃度塊により輝度むらを生じて $R(L_f)$ に振動が現われる。ここでは、この振動の周期を乱れの積分スケール L_f とした。図 7-13 はこの L_f の時間変化を 2 種類のスワール比 r_s について示したものであり、スワールが強い方が若干 L_f は小さく、また燃焼室容積の増加にともなって増大する。この結果より、以下ではいずれの条件でも燃焼過程中 $L_f = 4 \text{ mm}$ - 定とした。同様の画像処理は松岡ら⁽⁸⁶⁾によっても試みられ、渦かたまりの平均寸法として約 $1 \sim 2 \text{ mm}$ を与えている。両者のちがいは条件の相違のほか、松岡らの測定では空間相関によらないで直接微細な濃度むらの寸法を求めたためであろう。また、噴霧内で仮定したスケール 2.8 mm が初期燃焼に伴って一様に膨張したとして L_f の初期値を見積ると、基準条件では 3.5 mm となってその後の L_f の増加を考えると $L_f = 4 \text{ mm}$ はほぼ妥当であると思われる。

7. 5. 3 乱れの生成

つぎに、乱れエネルギー k について考えるために、着火までに噴霧で生成する乱れ

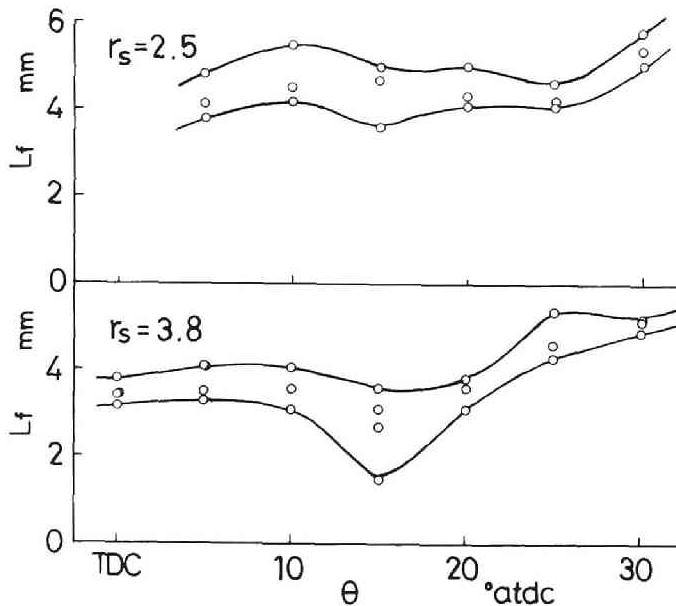


図 7-13 積分スケール L_f の推定

を初期値とし、噴霧で追加される乱れを G として計算した。図 7-14 に圧力 p および熱発生率 \dot{q} をクランク角 θ に対して示す。あわせて対応する実測結果をプロットした。これによると、初期燃焼後の熱発生が少なく実測経過とはかけ離れ、かりに最高圧力が実測と一致するように積分スケールを $L_f = 1 \text{ mm}$ と小さくしても、 \dot{q} の減衰が早すぎる結果となる。したがって、燃焼に伴って乱れエネルギーが増強される機構を考える必要がある。

ここでまず、直接噴射式ディーゼル機関の燃焼場には明確な主流はないとし、熱発生に伴う膨張仕事の一部分が直接乱れに変換されると仮定した。本モデルでは、燃焼室内の混合気がうける熱力学的状態変化すなわち全容積変化、圧力上昇によるエンタルピー増加および熱解放に伴う膨張のそれぞれの確率が計算できる。一様圧縮では乱れを生成しないとすると、熱発生に伴う流体要素の膨張の期待値だけが実膨張とみなせる。これは、全容積変化率から圧力上昇による容積変化率の期待値を差し引くことによって求まるので、乱れ生成に寄与する実膨張仕事率 I はつぎのようになる。

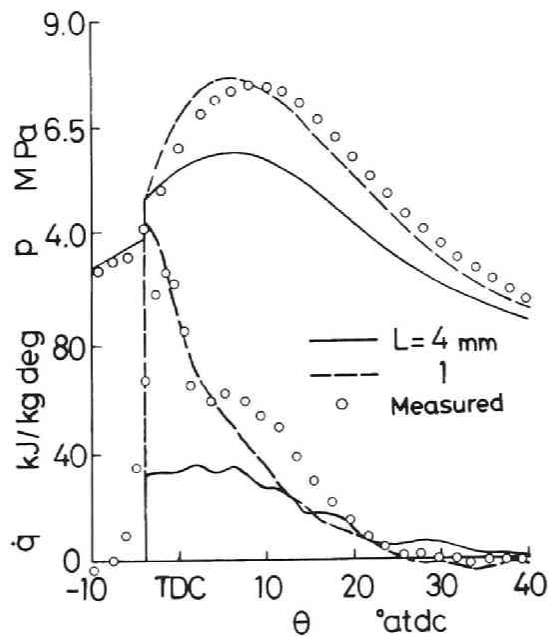


図 7-14 燃焼生成乱れを考慮しない
場合の予測 \dot{q} 経過

$$I = p \left\{ \int_{\sigma} v \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) d\mathbf{x} - \int_{\sigma} \left(\frac{dv}{dt} \right) f d\mathbf{x} \right\}$$

$$= p \int_{\sigma} v \omega m(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} \quad (7-25)$$

この乱れ生成機構は不均一密度場における圧力変動の効果⁽⁸⁷⁾に相当し、ディーゼル燃焼のように燃焼過程中に大きな不均一密度が生じ、かつこれに局所的な熱発生による膨張波が作用する場合には、この効果が無視できないと思われる。ただし、 I が乱れエネルギーへ変換する効率 η_r は不明であるため、ここでは予測結果が種々の運転条件における実測結果と最もよく一致するように $\eta_r = 1.0\%$ と選んだ。

7. 5. 4 熱発生率経過の予測

以上の方法を用いてディーゼル燃焼における熱発生率経過を予測し、実測経過と比較・検討した。計算に際して初期の乱れエネルギー k は、噴霧領域での乱れ強さに初期燃焼で生成された乱れエネルギー k_i を加えたものとした。ただし、初期燃焼では着火遅れ中に蓄積した混合気が瞬時に熱解放すると仮定したので、 k_i は初期燃焼の膨張仕事が効率 $\eta_r = 1.0\%$ で乱れエネルギーへ転じるとして算出した。燃焼前の空気の圧力・温度は圧縮行程中の熱損失と吸入空気および残留混合気の性質とを考慮して決定した。また、初期燃焼中に圧力変化を通じて各流体要素が受けるエンタルピの増加は、流体要素の着火順序に依存しない必要がある。そのため、式(7-19)の時刻 t のかわりに各要素内に含まれる混合気の反応の進行度を独立変数として計算した。

以上のようにして予測した熱発生率経過を、一様ガスの仮定で測定圧力より算出した実測結果と適合させるために、予測の圧力 p と圧力上昇率 \dot{p} から実測と同じ仮定で再計算することにより有効熱発生率 \dot{q} を求めた。図7-15は ϕ_0 を変化させた場合に予測されるシリンダ内圧力 p および熱発生率 \dot{q} のクランク角経過で、等しい条件における実測結果と合わせて示す。ただし、予測では初期に燃焼スパイクがあるが、ここでは発生熱量が一致するような 7° CAの底辺をもつ三角形によってこれを表示する。いずれの ϕ_0 についても予測結果は実測とよく一致しており、モデルに含まれる基本概念が妥当なことを示唆している。とくに、 ϕ_0 が小さい場合を除いて初期燃焼後のほぼ等しい θ で \dot{q} に極大がみられ、その値は ϕ_0 の増加とともに

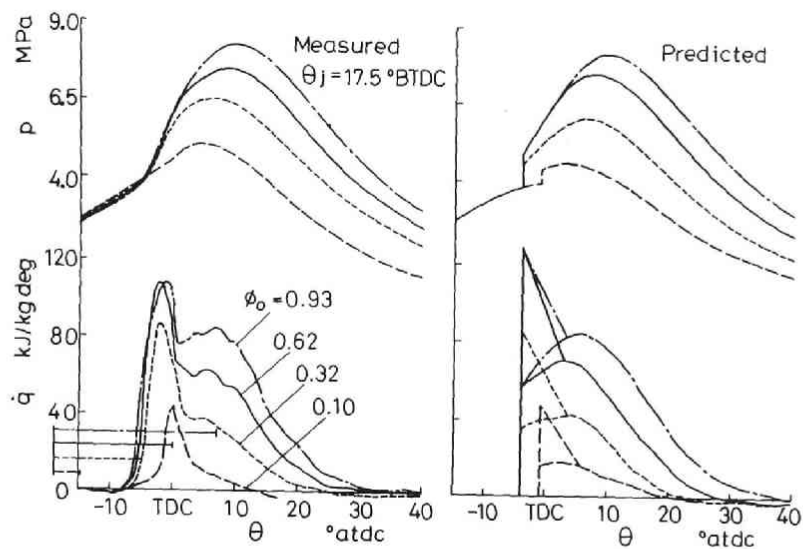


図 7-15 ϕ_o による予測と実測の p および \dot{q} 経過

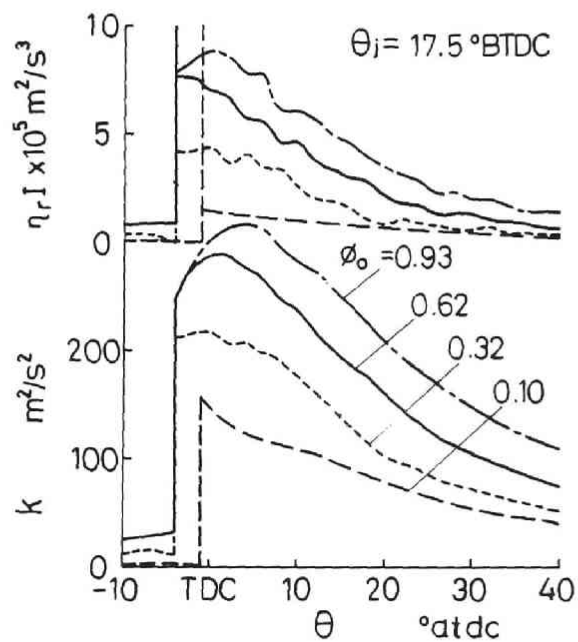


図 7-16 乱れエネルギー k と乱れ生成率 $\eta_r I$ の予測経過

に高くなること、 $\phi_0 = 0.10$ では \dot{q} に谷が現われないこと、および $\theta = 10^\circ$ atdc 以後は \dot{q} がなだらかに減衰することをよく再現している。図 7-16 は、図7-15 の条件で計算された乱れエネルギー k と膨張による乱れ生成率 κ_r 、 I を示す。噴霧過程で作られた乱れは初期燃焼によるものと比べて低い。これは、噴霧内混合領域での乱れエネルギーは高いが量的には小さいためである。さらに、図より大部分の乱れは初期燃焼で生成され、拡散燃焼期では若干の追加しかないことがわかる。しかし、図 7-14 に示したように後者の効果は重要で、とくに大きい ϕ_0 における \dot{q} 曲線を再現するためには拡散燃焼中の乱れ生成は無視できない。

図 7-17 は θ_i の影響を調べた結果を示す。 θ_i が早いと着火遅れが長く、そのため初期燃焼量が増大するとともに、その後の燃焼は比較的緩慢となる。これは、初期の乱れが大きい場合は \dot{q} 経過は主に乱れの散逸に依存するためで、逆に初期の乱れが小さいと拡散燃焼自身で生成する乱れが混合の促進に役立つ。

つぎに、図 7-18 は r_s を変化させた場合の結果である。初期燃焼量は r_s とともに増加するが、燃焼初期を除いて \dot{q} 経過は実測と合致しない。これは、燃焼過程中的乱れ生成に及ぼすスワールの効果は無視したほか、積分スケール L_f の選びかたに違いがあったためと考えられる。図 7-19 は、スワールと噴霧が等しい関係を保つ条件（平均スワール速度/噴射速度 = 0.13）になるように r_s を調節した場

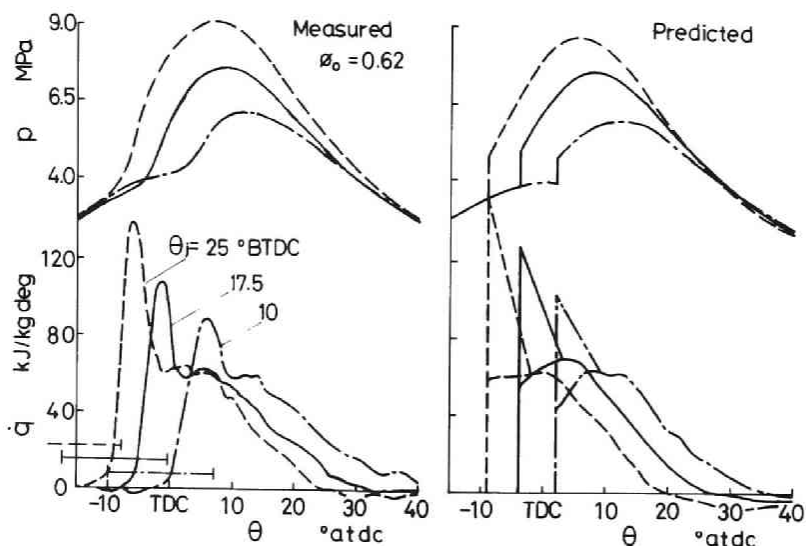


図 7-17 θ_i による予測と実測の p および \dot{q} 経過

合の機関回転数 n の影響を調べたもので、この場合は実測をよく再現している。とくに、初期燃焼が大きく初期の乱れが強められるとその後の \dot{q} は極大を持たず、単調に減少することがよく表されている。

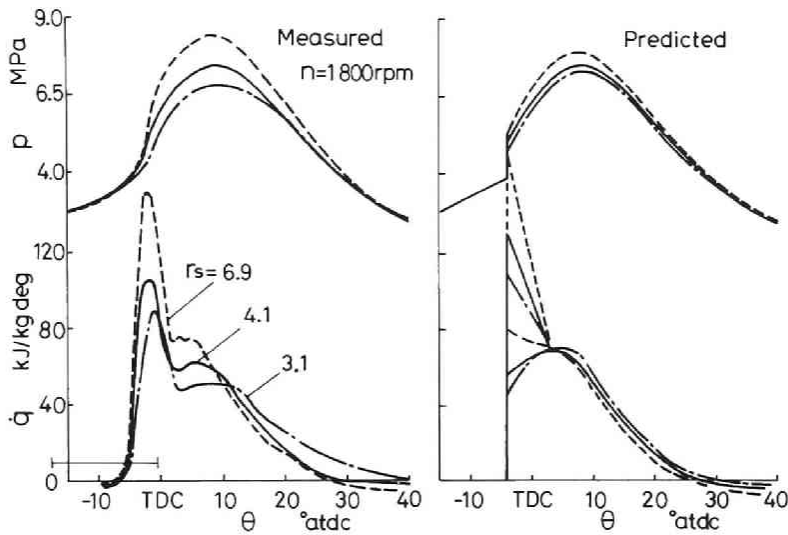


図 7-18 r_s による予測と実測の p および \dot{q} 経過

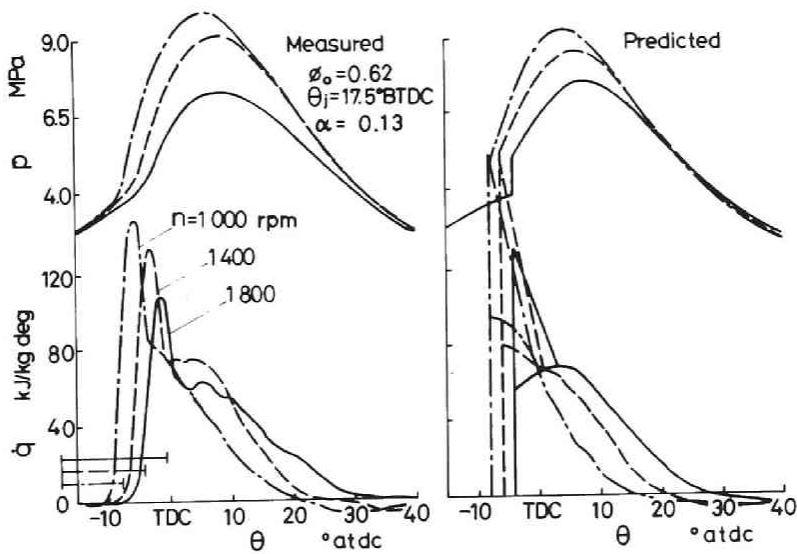


図 7-19 n による予測と実測の p および \dot{q} 経過

第7.6節 燃焼生成物の予測

7.6.1 一酸化窒素 NO の生成

以上、本モデルによって運転諸変数を変えた場合の熱発生率のクランク角経過が記述でき、とくに燃焼過程に生じる温度および濃度の不均一性が表現できる見込みがたったので、つぎに燃焼生成物の予測を試みその生成機構について検討する。

まず、現在のモデルを排気中の一酸化窒素 NO の予測に適用した。計算では、 $O_2 = 20$, $N_2 = 2N$, および $H_2 + O_2 = 2OH$ の部分平衡を仮定し、通常とられていると同様につぎの拡張 Zeldovich 機構により NO 生成速度を求めた。



ここに、 k_1 , k_{-1} , k_2 , k_{-2} , k_3 , k_{-3} はそれぞれ反応式 (7-26) ~ (7-28) の正反応および逆反応の速度定数を示す。ただし、式 (7-27) および式 (7-28) の逆反応は遅いので考えず、残りの定数にはここでは以下の値を与える⁽⁸⁸⁾。

$$k_1 = 7.6 \times 10^{10} \exp(-38\,000/T) \quad m^3/(kmol \cdot s)$$

$$k_{-1} = 1.55 \times 10^{10} \quad m^3/(kmol \cdot s)$$

$$k_2 = 9.81 \times 10^6 T \exp(-3\,328/T) \quad m^3/(kmol \cdot s)$$

$$k_3 = 4.2 \times 10^{10} \quad m^3/(kmol \cdot s)$$

これらより、NO 濃度 [NO] の時刻 t についての反応速度は

$$\frac{d[NO]}{dt} = 2k_1[N_2][O] \frac{1 - \left(\frac{[NO]}{[NO]_e}\right)^2}{1 + \frac{k_{-1}[NO]}{k_2[O_2] + k_3[OH]}} \quad (7-29)$$

ここに、 $[NO]_e$ は NO の平衡濃度であり、O 濃度 [O] および OH 濃度 [OH] と同様にして部分平衡の仮定にもとづいて計算する。ある時刻における NO 生成量は、個々の流体塊について式 (7-29) から求めたものの期待値として算出し、流体塊同志

の混合ではそれぞれの算術平均の NO 濃度に再分布すると扱う。

図 7-20 は、 $\theta_j = 10^\circ, 17.5^\circ$ および 25° BTDC の条件で計算した温度 T ならびに NO の PDF の時間推移で、図中の破線は各時期での質量平均値を示す。ただし、3 000 ppm 以上の NO の頻度は各クランク角ごとに右端に高さで表示した。燃焼初期には T, NO とともに平坦な PDF を示し、種々の NO 濃度をもつ領域が不均一に存在することがわかる。この時期で NO には 3 000 ppm 以上の高濃度部が現われるが、その後混合の進行と容積膨張による温度低下のために高濃度の NO は消失して均一分布に近づき、平均値も着火後約 20° CA でほぼ一定となる。また、 θ_j を進めるほど燃焼初期に生成する NO 量は多く、生成期間も延びるため T が均

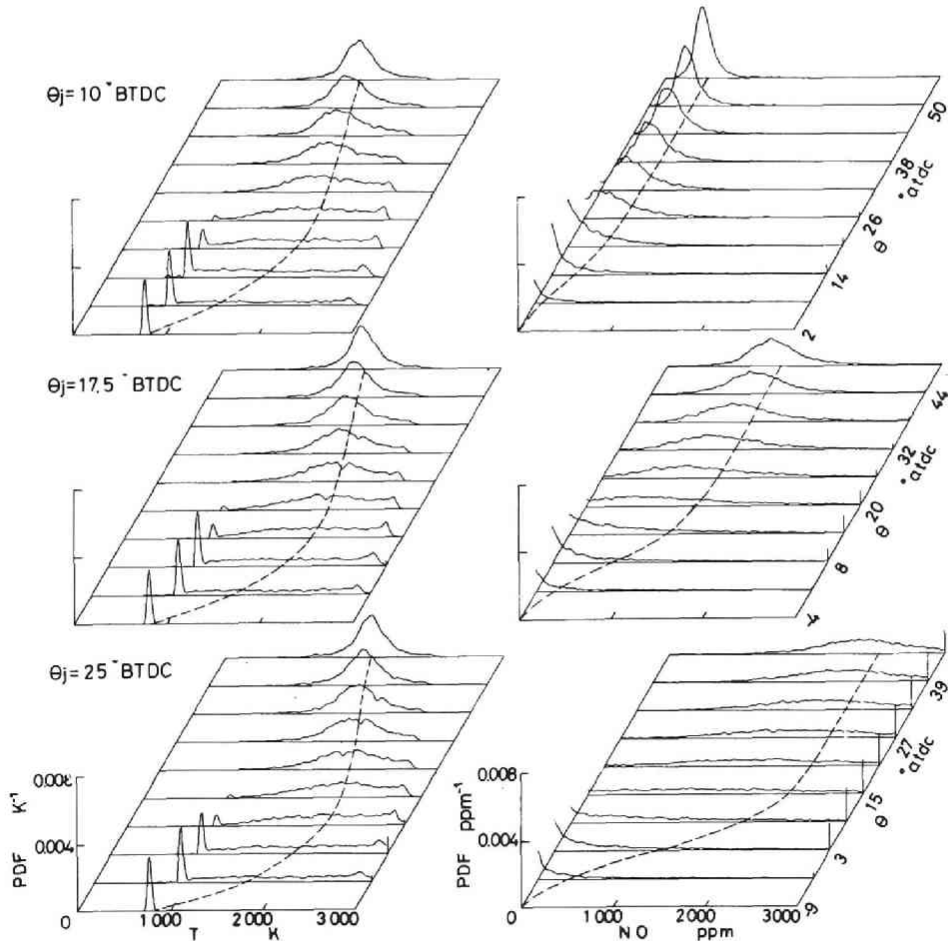


図 7-20 T および NO 生成量の時間推移

一に近づく燃焼後期においても高濃度の NO が多く残る。逆に θ_j を遅らせると NO 生成時期に平均温度の低下がみられ、NO 生成が抑制されるとともに高濃度の NO も早期に消失する。

図 7-21 は実測と予測の排気 NO 濃度と最高圧力 p_{max} を ϕ_o に対して示す。いずれの θ_j についても高い ϕ_o を除いて予測は実測の生成量をよく再現している。高い ϕ_o における不一致の原因は、噴射前の空気状態の評価が不正確であったことと、燃焼室内を一様乱流混合場としたために空間的な濃度の偏在を無視したことによると考えられる。

7. 6. 2 シリンダ内ガス組成

つぎに、シリンダ内の平均ガス組成の時間経過を調べた。図 7-22 はその結果であり、3 種類の ϕ_o について計算される O_2 、 CO_2 、 CO 、 NO および固形炭素 C の質量平均濃度ならびに燃料質量分率 y の標準偏差 σ_y 、衝突ひん度 ω をクランク角について示す。あわせて排気で実測した化学種濃度をプロットした。各組成の時

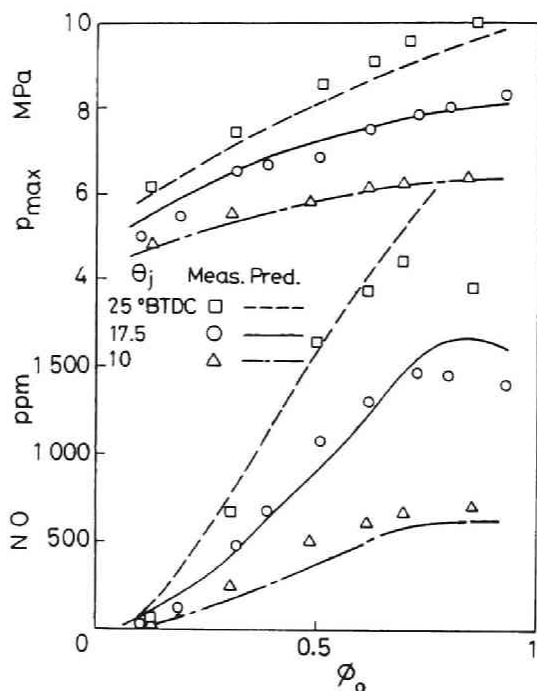


図 7-21 排気中の NO 濃度および p_{max} の予測と実測の比較

間変化はサンプリングで得られた結果⁽⁸⁹⁾と同じ傾向を示しており、排気の実測値とも大きなずれはない。濃度偏在を表す σ_y についてみると、大きい ϕ_o では初期に大きな値をとるが、その後の乱流混合の進行に伴い $\theta = 40^\circ \text{atdc}$ では他の条件と同レベルになり、その結果不完全燃焼成分のCOおよびCはほとんど消失する。とくにすすに関しては化学平衡濃度は低すぎるが、図7-13から予想されるようにクランク角後期の積分スケールの推定誤差がすす生成に影響することも考えられ、乱れの散逸過程も記述する必要があるだろう。

第7.7節 結 言

以上、前章で提案した確率過程論モデルを拡張してディーゼル燃焼の噴霧内の混合気形成から燃焼の全過程を乱流混合の立場から統一的に記述することを試みた。とくに、燃焼過程に生じる濃度および温度の不均一性と、それが乱流混合によって均一化する過程を記述し、その妥当性について検討した。その結果、つぎのことが明らかになった。

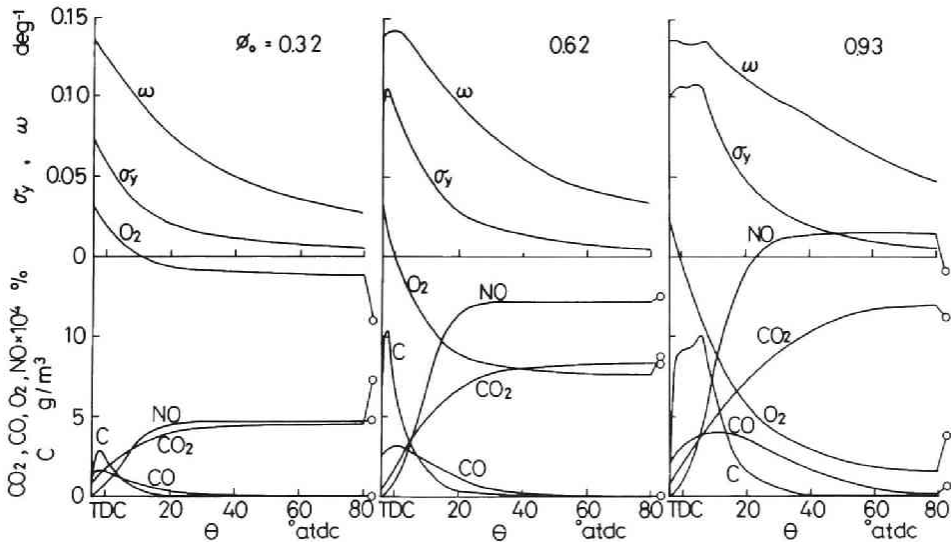


図 7-22 衝突ひん度 ω 、 y の標準偏差 σ_y
および各種燃焼生成物の時間推移

(1) 噴霧領域内についても一様等方濃度場と扱い、噴霧自身およびスワールと噴霧の干渉によって生成される乱れと、普遍平衡仮説による乱れエネルギーの散逸を考慮することにより、混合気濃度分布の時間推移が計算できる。

(2) 種々の運転変数について計算される着火時の濃度分布から予測した初期燃焼量は、対応する条件における実測とよく一致する。

(3) 噴射過程で計算される着火時の混合気濃度分布にもとづいて予測したディーゼル燃焼過程の熱発生率は実測をよく再現できる。とくに、燃焼に伴う膨張によって乱れが強められるメカニズムを導入することにより燃料噴射量および噴射時期の影響がよく表される。

(4) 燃焼過程中の混合気濃度および温度の確率密度分布の時間推移から燃焼生成物の濃度が計算できる。とくに、Zeldovich 機構により計算される NO 生成量は燃焼室内に偏在する高温に依存し、混合の進行と容積膨張による平均温度の低下によって排気濃度が決まり、基本的な運転変数について定量的にも実測と一致する濃度が予測できる。

以上のように、直接噴射式ディーゼル機関の燃焼経過が合理的に表現できることは次のことを示唆している。まず、噴射中にエントレインする空気および生成乱れは燃料-空気の混合を基本的に支配する因子であり、噴霧での乱れスケールはその後の乱れの推移を決定する。また、燃焼開始と同時に発熱を伴う膨張によって乱れが誘起され、これが主燃焼での混合速度を定める主要因子となる。このため初期燃焼量が増すと乱れは強められ燃焼は早く完了する。スワールは初期燃焼量に影響するほかに拡散燃焼の乱れを強める。NO 生成は上死点後 20 ° までの熱発生経過および不均一性で定まるが、すすはそれ以後に残る不均一性に依存し、燃焼後期の乱れ渦を細かい状態に保つと濃度はそれだけ低くなる。

第 8 章 結 論

近年各種燃焼装置の省資源および低公害化に対する社会的要請が強くなり、その代表的形態である拡散燃焼過程の解明が急務となっている。しかし、拡散燃焼では流体力学的挙動に関連した物質および熱の輸送現象と、不均一に分布した燃料-空気混合気の化学反応とが複雑にからみ合っており、とくに実用火炎に対する流動計測に適切な方法および乱流混合の記述モデルが不足しているためまだ不明の点が多い。この視点から本研究では、レーザを利用した測定方法を開発するとともに、それを用いてガス流動および燃料-空気の混合過程について実験的、理論的に検討することにより、拡散燃焼過程とそれに伴う有害物質の生成過程の解明を試みた。

まずレーザドップラ流速計の信号処理に光電子相関法を適用して、輝炎内での流動を測定する実用的方法を開発するとともに、定常噴流拡散炎における流動および空気取り込み機構を実験的に明らかにした。また、拡散燃焼においてとくに問題となるすすの生成に関して、レーザホモダイン法による微粒子測定を検討し、層流拡散炎中でのすす粒子の粒径および濃度の測定を試みて、その生成機構を調べた。あわせて、乱流中に浮遊する微粒子の相対運動を検出することによる乱れの測定法を開発するとともに、これを用いてシリンダ内の非定常乱流測定を行い、乱れ強さおよび空間スケールに対するスワールの影響を示した。

第 2 章では、実フリンジ光学系による光電子相関レーザドップラ法について検討した。この方法では、拡散炎に特有の強い輝炎の影響を統計的に除いて燃焼中の流動状態が測定できるほか、火炎内で自然に発生するスートを散乱粒子として利用できる。拡散火炎の計測に供しうることを明らかにした。

つづく、第 3 章ではエチレンならびにアセチレン噴流拡散炎の流速および乱れの空間分布を測定するとともに、散乱光強度変動相関法によりスート雲の空間分布を調べた。その結果、火炎が発生すると乱れが強められるとともに火炎面境界に比較的大きな渦が生じ、これが周囲空気を間欠的に取り込んで燃料との乱流混合を促進することが示された。この渦の空間スケールは熱発生急激なアセチレン炎の方が中心軸近くで大きく、噴流内部への空気の取り込みが迅速に行われる。

第4章ではレーザホモダイン法によって粒子のブラウン運動を検出し、これにより粒子径を算出する方法を示した。さらに粒子の数密度および粒径分布の測定を試み、その測定精度および誤差要因を明らかにした。これにもとづきアセチレンおよびエチレン層流拡散炎内のすす粒子測定を行い、その生成機構について検討した。その結果、アセチレン炎では火炎面近傍の高温域で大粒径の粒子が生成し、これが下流に運ばれて中心部で生じた小さい粒子と合流し、凝集により粗大化してスート流にいたること、およびエチレン炎では比較的すす生成領域が小さくかつ生成量も少ないため下流の火炎面ですすは消滅することなどが明らかになった。

第5章では、乱流中の2粒子拡散機構にもとづいてレーザホモダイン法を乱れ測定に応用する試みについて示した。この方法によると、大きい測定容積では乱れの実効強度が求まり、測定容積の大きさに対する変動速度の変化から空間積分スケールが推定できる。まず測定精度ならびに誤差要因を明らかにし、これにもとづいてモータリング運転した内燃機関のシリンダ内における乱れを測定した。その結果、圧縮終りでは乱れ強さおよび積分スケールはともにスワールによって大きくなること、圧縮に伴ってスワール流とシリンダヘッド下面とのせん断によって強い乱れが生じ、それがピストンの下降とともに下方に移動することなどがわかった。

つぎに、容器内非定常拡散燃焼について乱流混合にもとづくモデルを構築し、これをディーゼル燃焼の記述に適用して種々の運転変数における燃焼経過ならびに有害排出物の予測を試み、実測結果と比較することによりモデルの妥当性について検討した。第6章では、容器内の非定常拡散燃焼を記述する確率過程論モデルを提案し、モデルの定式化およびその基本的な性質について検討した。このモデルは、場所の概念のかわりに確率密度分布で混合気あるいは燃焼ガスの熱力学的状態を表示し、これにより最初燃料と空気とが分離した状態から不均一な混合過程を経てしだいに均一になる経過が示された。さらに、これをディーゼル燃焼へ適用した結果、初期の燃料分布と乱流混合速さとを適正に選ぶと実測の圧力経過がよく予測でき、その条件で計算された一酸化窒素濃度も実測傾向と合致することからモデルとして使える可能性が示された。

最後に第7章では、前章のモデルの考えをディーゼル燃焼の各段階に適用して乱

流混合を表し、ディーゼル機関の燃焼と排気物生成の予測モデルの確立を試みた。その結果、噴霧内にも一様等方性乱流による混合領域を仮定すると、燃料-空気混合気の濃度確率密度分布の時間経過が計算でき、着火時における分布より初期燃焼量がある程度記述できることがわかった。この結果にもとづき、燃焼過程の計算を行ったところ、燃焼に伴う乱れ生成を考慮すれば基本的な運転変数について熱発生率および排気 NO 量が予測できることがわかり、これより乱流混合をディーゼル燃焼の主過程と扱う方法とその妥当性が示された。

本モデルでは、諸量の空間的分布は予測できないものの、燃焼室内に存在する温度ならびに濃度の不均一が確率密度分布の形で求まるので、各種有害排出物の生成機構を探るうえに非常に有用と思われる。ただし、燃料-空気の混合状態あるいは燃焼中の流動とくに乱れについて、実際の経過を本モデルでどの程度正しく表現できているかの直接的な検証が現段階ではまだなされておらず、今後はこれらの事項についての実測とともに、より多くの運転変数に対する予測を行い、実際面での活用を図ることが必要であろう。

謝

辞

本研究は京都大学工学部，池上詢教授の御指導のもとにおこなったものであり，終始懇切，かつ適確な御指導，御鞭達を賜りましたことに対し，心から感謝の意を表します。

研究の遂行に際して，討論や適切な御指摘を頂きました京都教育大学，三輪恵助教授ならびに京都大学工学部機械系教室の多くの先生方，また研究，実験を進めるにあたり，装置製作に快く御協力頂きました京都大学工学部機械系工場の皆様方に厚く感謝申し上げます。

本研究を進めるにあたり，数々の御援助，御協力を下さいました京都大学工学部機械工学科動力工学研究室の皆様方に深謝致します。

参考文献

- (1) Brown, G. L. and Roshko, A., J. Fluid Mech., 64 - 4 (1974), 775.
- (2) Chandrsuda, C., ほか 3名, J. Fluid Mech., 85 - 4 (1978), 693.
- (3) 高城・申, 機論, 45 - 400, B (昭 54), 1944.
- (4) Takagi, T., ほか 2名, Combust. & Flame, 37 - 2 (1980), 163.
- (5) 川合・ほか 4名, 第 20 回燃焼シンポジウム前刷集, (昭 57), 272.
- (6) Dibble, R. W., ほか 2名, Proc. 18th Symp. (Int.) Combust., (1981), 1489.
- (7) Drake, M. C., ほか 3名, Proc. 18th Symp. (Int.) Combust., (1981), 1521.
- (8) 小宮山・ほか 2名, 第 22 回燃焼シンポジウム前刷集, (昭 59), 287.
- (9) Ikegami, M., ほか 3名, SAE Trans. 92 - 3 (1983), 815, Paper No. 831290.
- (10) 長尾・ほか 4名, 機論, 38 - 311 (昭 47), 1866, 1875.
- (11) 池上・ほか 3名, 機論, 39 - 324 (昭 48), 2539.
- (12) Brandl, F., ほか 3名, SAE Paper No. 790040 (1979) .
- (13) Wiglay, G., ほか 2名, Preprint of the Fluids Engr. Conference of ASME, (1981), 29.
- (14) 神本・ほか 3名, 機論, 49 - 443, B (昭 58), 1557.
- (15) 齋師・ほか 3名, 機論, 50 - 451, B (昭 59), 780.
- (16) Lee, K. B., ほか 2名, Combust. & Flame, 6 (1962), 137.
- (17) Nagle, J. and Strickland-Constable, R. F., Proc. 15th Carbon Conference, Vol. 1 (1962), 154.
- (18) Magnussen, B. F. and Hjertager, B. H., Proc. 16th Symp. (Int.) Combust., (1977), 719.
- (19) Kunugi, M. and Jinno, H., Proc. 11th Symp. (Int.) Combust. (1967), 257.

- (20) Haynes, B. S. and Wagner, H. Gg., *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*,
84 - 5 (1980), 499.
- (21) Chung, P. M., *Combust. Sci. Tech.*, 13 (1976), 123.
- (22) Spalding, D. B., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, (1977), 1657.
- (23) Grant, I., ほか 2名, *Phys. Fluids*, 18 - 5 (1975), 504.
- (24) Birch, A. D., ほか 2名, *J. Phys. D Appl. Phys.*, 8 - 4 (1975), 438.
- (25) Clark, N. A., ほか 2名, *Am. J. Phys.*, 38 - 5 (1970), 575.
- (26) Nossal, R., *Biophysical Journal*, Vol. 2 (1971), 341.
- (27) Hinds, W. and Reist, P. C., *J. Aerosol Sci.*, 3 - 6 (1972), 501.
- (28) King, G. B., ほか 3名, *Appl. Optics*, 21 - 6 (1982), 976.
- (29) Gosman, A. D. and Johns, R. J. R., *SAE Trans.* 89 - 1 (1980), 581,
Paper No. 800091.
- (30) 池上・ほか 2名, *機論*, 51 - 468, B (昭 60), 2695.
- (31) 広安・ほか 3名, *自動車技術会論文集*, 11 (昭 51), 3.
- (32) Kau, C. J., ほか 3名, *Proc. 16th Symp. (Int.) Comb.*, (1976), 337.
- (33) Curl, R. L., *A. I. Ch. E. J.*, 9 - 2 (1963), 175.
- (34) Pike, E. R., ほか 3名, *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 1-2 (1968), 727.
- (35) Durst, F., ほか 2名, *Principles and Practice of Laser-Doppler
Anemometry*, (1976), 9, Academic Press.
- (36) 大林・生嶋, *物理学会誌*, 29 - 4 (昭 49), 349.
- (37) Durrani, T.S. and Greated, C.A., *Laser Systems in Flow Measurement*,
(1977), Plenum Press.
- (38) Radoski, H. R., ほか 2名, *J. Geophys. Res.*, 80 - 4 (1975), 619.
- (39) 日野, *スペクトル解析*, (昭 52), 86, 朝倉書店.
- (40) Levinson, N. R., *J. Math. Phys.*, 25 (1946), 261.
- (41) Mayo, W. T. Jr., *Appl. Opt.*, 16 - 5 (1977), 1157.
- (42) Davies, P. O. A. L. and Yule, A., *J. Fluid Mech.*, 69-3 (1975), 513.
- (43) 山口・ほか 3名, *機論*, 46 - 405, B (昭 55), 981.
- (44) 高城・ほか 2名, *機論*, 47 - 420, B (昭 56), 1629.

- (45) 鈴木・ほか 3名, 第 19 回燃焼シンポジウム前刷集, (昭 56 - 12), 221.
- (46) Magnussen, B. F., Proc. 15th Symp. (Int.) Combust., (1974), 1415.
- (47) Glass, M. and Kennedy, R. W., Combust. & Flame, 29 3 (1977), 333.
- (48) Glass, M. and Bilger, R. W., Combust. Sci. Tech., 18-5 (1978), 165.
- (49) Chigier, N., Energy, Combustion, and Environment, (1981), 200,
McGrow-Hill.
- (50) 西田・向原, 機講論, No. 814 - 6 (昭 56 - 3), 97.
- (51) Kent, J. H. and Wagner, H. Gg., Combust. & Flame, 47 1 (1982), 53.
- (52) Cummins, H. Z. and Swinney, H. L., Progress in Optics, 8 (1969), 135.
- (53) Fucks, N. A., The Mechanics of Aerosol, (1964), 26, Pergamon.
- (54) Neufeld, P. D., ほか 2名, J. Chem. Phys., 57 - 3 (1972), 1100.
- (55) Penner, S. S., ほか 2名, Acta Astronaut., 3 - 1 (1976), 69.
- (56) Haynes, B. S. and Wagner, H. Gg., Prog. Energy Combust. Sci., Vol.7
(1981), 229, Pergamon Press.
- (57) Bourke, P. J., ほか 11 名, J. Phys., A 3 (1970), 216.
- (58) 白樫・富田, 機論, 43 - 374 (昭 52), 3808.
- (59) Hjelmfelt, A. T. Jr. and Mockros, L. F., Appl. Sci. Res., 16 (1966),
149.
- (60) Dent, J. C. and Salama, N. S., SAE Paper No. 750886 (1975).
- (61) Lancaster, D. R., SAE Trans. Vol. 85 (1976), 671, Paper No. 760159.
- (62) Witze, P. O., SAE Trans. Vol. 86 (1977), 1012, Paper No. 770220.
- (63) Rask, R. B., ASME Meeting on Fluids Engineering, (1981), 11.
- (64) Wakisaka, T., ほか 3名, Inst. Mech. Engrs. Conf. on Fuel Economy and
Emissions of Lean Burn Engines, C91/79 (1979), 51.
- (65) Fitzgeorge, D. and Allison, J. L., Proc. Inst. Mech. Engr. (A. D.),
4 (1962-63), 151.
- (66) Dent, J. C. and Salama, N. S., Inst. Mech. Engr. Conf. on Combust.
in Engines C83/75 (1975), 23.
- (67) Flagan, R. C. and Appleton, J. P., Combust. & Flame, 23 (1974), 249.

- (68) Khan, I. M. and Wang, C. H. T., Inst. Mech. Engrs. Symp. on Air Pollution Control in Transport Engines, C 151/71 (1971), 293.
- (69) Shahed, S. M., ほか 2名, SAE Paper No. 730083 (1973).
- (70) Chiu, W. S., ほか 2名, SAE Paper No. 760128 (1976).
- (71) Dent, J. C. and Mehta, P. S., SAE Paper No. 811235 (1981).
- (72) Mansouri, S. H., ほか 2名, SAE Trans., 91 - 1 (1982), 1078, Paper No. 820273.
- (73) Newhall, H. K., Proc. 12th Symp. (Int.) Combust., (1969), 603.
- (74) Khan, I. M. , ほか 2名, Inst. Mech. Engrs. Symp. on Air Pollution Control in Transport Engines, C142/71, (1971), 205.
- (75) Bastress, E. K. , ほか 2名, Northern Research Engng. Corp. Report, No. 1160 - 1 (1971).
- (76) 大聖・斉藤, 自動車技術会論文集, 7 (昭 49), 28.
- (77) Corrsin, S., A. I. Ch. E. J., 3 - 3 (1957), 329.
- (78) 和栗・ほか 3名, 機論, 25 - 156 (昭 34), 820.
- (79) 村山・宮本, 内燃機関, 18 - 224 (昭 54), 9.
- (80) Prothero, A., Combust. & Flame, 13 - 8 (1969), 399.
- (81) Hinze, J. O., Turbulence, (1959), 185, McGraw-Hill.
- (82) Wygnanski, I. and Fiedler, H. : J. Fluid Mech., 38 3 (1969), 377.
- (83) Townsend, A. A. ; Austr. J. Sci. Res. A 1 (1948), 161.
- (84) Lyn, W. T., Proc. 9th Symp. (Int.) Combust., (1963), 1069.
- (85) Annand, W. J. D. and Ma, T. H., PIME, 185 - 72/71 (1970-71), 976.
- (86) 松岡・神本, 第 3回内燃機関合同シンポジウム講演論文集, (昭 57), 85.
- (87) Bray, K. N. C., Proc. 17th Symp. (Int.) Combust., (1979), 223.
- (88) 森・宮内, 燃焼に伴う環境汚染物質の生成機構と抑制法, (昭 54), 3, 日本機械学会技術資料.
- (89) 徐・ほか 2名, 機講論, No. 780 - 6 (昭 53), 4.

