

# コンピュータによる仮想エンジンの実用化研究

2016年1月

北田 泰造



# 目次

## 第1章 序論

1.1 研究の背景と目的	1
1.2 論文の構成	2

## 第2章 エンジン性能シミュレータの開発

2.1 緒言	4
2.2 エンジン性能シミュレータの概要	4
2.3 一次元吸排気脈動の計算方法	6
2.3.1 有限体積法(ALE法)による圧力脈動計算法	6
2.3.2 脈動計算スキームの評価	7
2.3.3 摩擦損失と熱伝達モデルの係数評価	9
2.3.4 等エントロピー流れの関係式との整合性	11
2.3.5 管路を通過する流量との整合性	13
2.3.6 吸排気管に発生する圧力脈度の予測精度	14
2.4 エンジンの熱力学計算法	15
2.4.1 熱力学計算方法の概要	15
2.4.2 一領域燃焼モデル	15
2.4.3 二領域燃焼モデル	18
2.4.4 ディーゼル燃焼のための二領域燃焼モデル	20
2.5 車両モデルとのリンク計算	22
2.5.1 車両モデルを加えたシミュレーションの概要	22
2.5.2 ドライブトレーンのモデル	22
2.5.3 車両の発進加速の計算例	23
2.6 ユーザーインターフェースの開発	25
2.7 結言	26

## 第3章 ガソリンエンジンのノッキング予測技術の開発

3.1 緒言	28
3.2 計算方法	28
3.2.1 化学反応計算	28
3.2.2 燃焼計算サブプログラム	30
3.2.3 エンジン性能シミュレータとのリンク	31
3.3 計算結果	31
3.3.1 筒内圧の予測精度	31
3.3.2 ノッキング予測精度の改善と問題点	32
3.3.3 化学反応計算でノッキングを予測するための素反応モデルの修正	34
3.4 結言	35

<b>第4章 一次元脈動計算を利用した吸排気吐出音の予測法</b>	
4.1 緒言	37
4.2 吸排気圧力脈動と吐出音	37
4.3 開放端からの音響放射の計算	38
4.3.1 球形音響放射モデルを使った音圧の予測	38
4.3.2 差分法を使った音圧の予測	39
4.4 計算例	40
4.4.1 レゾネータによる消音の予測	40
4.4.2 差分法による音響放射の計算	42
4.4.3 マフラーによる消音の予測	45
4.5 結言	46
<b>第5章 ディーゼル燃焼計算の実用化研究</b>	
5.1 緒言	47
5.2 化学平衡計算を使った燃焼計算の高速化方法	48
5.2.1 化学平衡計算による燃焼計算方法	48
5.2.2 計算例	51
5.2.3 まとめ	54
5.3 一次元吸排気脈動計算との連成	55
5.3.1 KIVA コードとエンジン性能シミュレータのリンク方法	55
5.3.2 計算精度の検証	56
5.3.3 KIVA コードの計算サイクル数による影響	57
5.3.4 計算例	58
5.3.5 まとめ	61
5.4 化学反応計算と化学平衡計算の着火遅れ予測	62
5.4.1 素反応モデルと化学計算方法	62
5.4.2 化学反応計算の検証	64
5.4.3 メイン1段噴射の計算結果と考察	65
5.4.4 パイロットを使う噴射パターンの計算結果と考察	68
5.4.5 まとめ	72
5.5 化学反応計算の速度向上	73
5.5.1 化学反応計算方法の改良	73
5.5.2 各化学反応計算法の計算時間と計算精度	75
5.5.3 不等ピッチ計算格子	76
5.5.4 KIVA コードに組み込んだ化学反応計算法の速度比較	77
5.5.5 化学反応と化学平衡計算を使い分ける方法(Hybrid 法)	78
5.5.6 化学反応計算の並列化による計算時間短縮	80
5.5.7 まとめ	80
5.6 排出ガス予測精度向上	81
5.6.1 排出ガス計算方法と改良前の計算結果	81
5.6.2 Soot 予測精度向上のための計算格子の改良	83



5.6.3	Soot 予測精度向上のための計算格子数の見直し	85
5.6.4	NO 予測精度向上のための promptNO モデルの導入	87
5.6.5	排出ガス計算方法改良後の計算精度の向上	88
5.6.6	NOx-Soot トレードオフ曲線の予測	88
5.6.7	まとめ	89
5.7	結 言	90
<b>第6章 最適化計算システム</b>		
6.1	緒 言	92
6.2	エンジン性能計算の最適化手法	92
6.2.1	iSIGHT™を使った多目的最適化	92
6.2.2	モンテカルロ法による最適解の探査	93
6.2.3	最適化計算システムの開発	95
6.2.4	最適化計算システムを使った計算例	96
6.2.5	まとめ	98
6.3	ディーゼル燃焼計算の最適化手法	99
6.3.1	燃料噴射モデルの作成	99
6.3.2	最適化計算の適用例	100
6.3.3	まとめ	106
6.4	結 言	106
<b>第7章 動弁系振動計算コードの開発</b>		
7.1	緒 言	107
7.2	動弁系振動の計算方法	107
7.2.1	一次元振動モデル	107
7.2.2	振動計算のアルゴリズム	108
7.2.3	計算精度の検証	109
7.3	バルブスプリングの多質点モデル化	109
7.4	直動式動弁系の計算例	111
7.5	スイングアームを持つ動弁系の計算例	114
7.6	スプリング振動のアニメーション表示	115
7.7	ユーザーインターフェースの開発	116
7.8	結 言	116
<b>第8章 結 論</b>		
謝 辞		118
		120

<b>付録 A 特性曲線法の導出</b>	
A.1 特性曲線法の計算概念	121
A.2 特性曲線の導出	123
A.3 圧縮性流体の保存式	124
<b>付録 B 2step Lax-Wendroff 法による計算方法</b>	126
<b>付録 C Riemann 問題の解析解</b>	127
<b>付録 D 円管の熱伝達式と Woschni の熱損失式の理解</b>	
D.1 円管の熱伝達式の導出	129
D.2 Woschni の熱損失式の考え方	130
<b>付録 E 化学平衡組成と断熱火炎温度の計算方法</b>	
E.1 化学平衡組成の計算方法	132
E.2 定圧断熱火炎温度の計算方法	134
E.3 定容断熱火炎温度の計算方法	136
E.4 Gibbs 自由エネルギーと化学平衡	137
<b>付録 F ターボチャージャモデル</b>	
F.1 タービン側の計算方法	140
F.2 コンプレッサ側の計算方法	141
F.3 タービンロータ回転速度の計算方法	141
<b>付録 G 球形音響放射モデル</b>	
G.1 波動方程式の極座標化	142
G.2 球面波の基礎式の解法	142
G.3 音響放射モデルの導出	143
G.4 エンジン性能シミュレータの球形音響放射モデル	144
<b>付録 H PRF 鶴島モデルの改良</b>	
H.1 鶴島モデルに追加した酸水素系の素反応式	145
H.2 燃料のオクタン価 (RON) による着火遅れの違い	145
<b>付録 I ディーゼル噴射弁の詳細モデル</b>	
I.1 燃料噴射弁の動作	147
I.2 芯弁リフトと燃料噴射速度の計算方法	147
I.3 計算例	148
<b>付録 J 動弁系用カムの設計計算法</b>	
J.1 ポリノミアルカムの設計計算法	149
J.2 関数カムの設計計算法	150
J.3 ポリノミアルカムと関数カムの比較	152
<b>研究業績</b>	
I. 各章の論文	i
II. その他の論文	ii

# 第1章 序 論

## 1.1 研究の背景と目的

自動車の急速な普及によって人と物の移動がたやすくなる一方で、環境への悪影響や燃料枯渇の不安に直面してきた。自動車メーカ各社は、絶え間ない技術開発によりこれらの問題を何度も乗り越えてきた。この困難な状況下で、間違いなくその一助になったものが車載コンピュータの進化であり、これにより可能になったきめ細かなエンジン制御を駆使して最高のエンジン性能を引き出している。しかし、このきめ細かな制御を実現するためには詳細な制御条件を設定する必要があるため、開発に必要な人的資源が膨大になりエンジン開発そのものを困難にしているだけでなく、市場で思わぬ不具合が発生する原因にもなっている。

一方、CAE(Computer Aided Engineering)技術は、コンピュータの実用的な利用が可能になり始めた1970年代初頭から、計測が困難な事象や設計段階では予想できていなかった不可解な事象に対して、幾つかの物理モデルを繋ぎ合わせるにより現象を解明する目的で利用され始めた。その後、1980年代のEWS(Engineering Work Station)や1990年以降のPC(Personal Computer)の高性能化と低価格化により、新しいエンジン装置の効果を事前に確認する手段として利用されるようになってきた。そして2000年以降になると、エンジン開発のコンセプトを固めるためのフロントローディングのツールとして利用されるようになった。この流れを受けて、エンジン性能評価に利用するCAEソフトウェア、いわゆる仮想エンジン(Virtual Engine)の開発に取り組んできた。

そこで目指してきた仮想エンジンを0次元モデル(0D)、一次元モデル(1D)、および、三次元モデル(3D)に分類して図1-1に示す。ここで言う0次元モデルとは、エンジン内で起こっている物理現象をモデル化し、それらのモデルを繋ぎ合わせるによりエンジン性能を見積もる計算方法である。計算負荷が低いため現実の時間より速く計算することができる。この計算コードでは、主に車両や変速機などのモデルを追加して、JC08モードなどを運転した場合の燃費を計算している。また、このモデルに制御ロジックを加えると、その制御に対する応答を得ることができるため制御設計にも役立っている。しかし、0次元モデルの範疇では精度良くエンジン性能を予測することが困難であるため、これについては実験データを整理

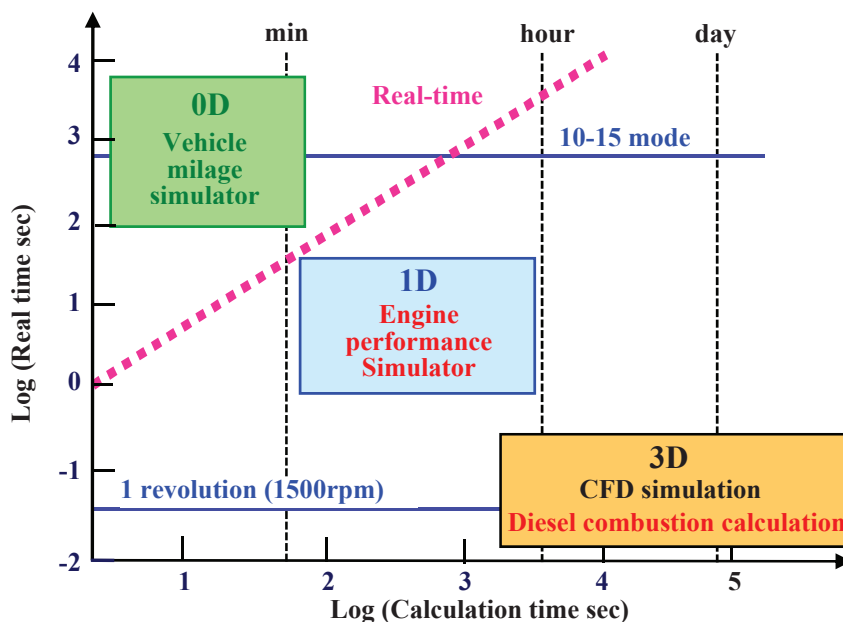


Fig. 1-1 Time domain of our original CAE code for estimating engine performance

して作成したマップを利用することになる。

一元モデルとは、例えば、圧力脈動に影響される吸排気管内の空気の流れを配管に沿って求める計算などを指し、この計算を利用してエンジンに充填される空気量を精度良く予測するエンジン性能シミュレータがこの範疇に含まれる。

三次元モデルとは、ここでは熱流体の CFD (Computational Fluid Dynamics) コードを利用することを意味する。1990 年から市販の CFD コードを使って、ガソリンエンジンの筒内流動、燃料拡散や燃焼などの現象解明を行ってきた。また、クリーンディーゼルエンジン開発の一助として、ディーゼルエンジン燃焼計算の実用化研究を 2009 年から手掛けてきた。計算機の格段の性能向上により、CFD に加えて化学反応計算で簡略化素反応モデルを解く燃焼計算が行えるようになってきた。

そこで、エンジン開発で利用できる実用的な仮想エンジンを開発することを目的にして、「コンピュータによる仮想エンジンの実用化研究」に取り組んだ。具体的には、実用的な仮想エンジンを構築しコンピュータを使ってエンジン出力、排出ガス量やエンジン騒音を精度良く予測できるようにすることである。図 1-1 に示した分類では(1)一次元計算のエンジン性能シミュレータと(2)三次元計算のディーゼル燃焼計算コードの開発を中心にした研究内容になる。この研究により次の成果が期待できる。

- (1) エンジン性能シミュレータの開発：従来の試作と試験を繰り返すエンジン開発に代わり、計算で開発コンセプトに合ったエンジンの設計仕様を絞り込んでから開発できるようになり、開発期間の大幅な短縮と開発コストの低減を実現することができる。
- (2) ディーゼル燃焼計算コードの開発：エンジン出力を最大に引き出す燃料噴射と燃焼室形状を計算で求められるようになる。また、NO(一酸化窒素)と Soot(煤)を精度良く予測できるようになり、ディーゼルエンジン開発の負担になっている排出ガス規制適合試験を支援できるようになる。これにより、大幅なエンジン開発期間の短縮が期待できる。

エンジンを試作する前に、そのエンジンに込めたコンセプトの実用性を検証できることは、CAE 技術者にとっての究極の目標である。また、この研究で目指した仮想エンジンを使ってフロントローディングを進めることにより、大幅な開発期間の短縮とエンジンの完成度を高めることができる。

## 1.2 論文の構成

本論文は、次のような構成になっている。

第 2 章では、1990 年から長年に渡って開発に携わり、今でも改良を続けているエンジン性能シミュレータについて示す。このエンジン性能シミュレータの開発がライフワークの一つになっている。この計算コードの心臓部になるのが一次元吸排気脈動計算である。当初、計算負荷の低い特性曲線法で計算プログラムの開発を進めた。その後、二次精度の差分法で圧縮性流体を計算する 2step Lax-Wendroff 法を試したが、擬似振動が大きいことが分かり有限体積法に切り替えた。この計算方法は、容易に燃料や高温の EGR (Exhaust Gas Recirculation) ガスなどを配管内に投入できることや、圧力制御弁などのエンジン要素をモデル化し易いメリットがある。しかし、陽解法では計算が破綻する不具合が散発したため半陰解法で解く ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) 法に改めた。最終的に落ち着いたこの方法は、計算時間が長くなるものの極めて安定した計算が実現できる。また、エンジン性能シミュレータに使っている燃焼モデルは、当初作成した一領域燃焼モデルに加えて、未燃部と既燃部を取り扱う二領域モデルを追加した。このモデルでは燃焼ガスを取り扱う既燃部の温度を化学平衡計算で精度良く求めている。また、この既燃部で算出される化学組成を使って、拡大 Zeldovich 機構により NO(一酸化窒素)排出量を予測できる。

第 3 章では、第 2 章の内容を発展させ、化学反応計算で簡略化素反応モデルを解く方法を導入して二領域モデルの未燃部の計算を行うことにより、ノッキング予測精度を高めた研究について述べる。

第4章では、エンジン性能シミュレータで求めることができる吸排気開放端の流速変動から、吸排気吐出音を予測する方法についての研究内容を述べる。

第5章は、一連の「ディーゼル燃焼計算の実用化研究」を纏めたものである。ガソリンエンジンの場合は燃焼室形状でおおよそその熱発生パターンが決まるが、ディーゼルエンジンでは燃焼室形状だけでなく、燃料噴射の段数とタイミングによって様々な熱発生パターンになる。そのため、入力データとして熱発生パターンを設定するエンジン性能シミュレータではエンジン性能をうまく予測できない。そこで、三次元CFDを使いディーゼルエンジンの熱発生パターンを求めてエンジン出力を精度良く予測する研究に着手した。エンジンの筒内現象に特化した計算コード KIVA-3V に最新の噴霧分裂モデル、蒸発モデルと筒内乱流モデルを組み込んだ計算コードを早稲田大学から譲り受けて燃焼計算部の改良を行った。この計算コードの開発経緯に合わせて5.2節から5.6節の5つに分けてその内容を記載する。

5.2節では、当量比と温度をパラメータに計算した平衡状態の化学種のモル分率を纏めたマップを使って、燃焼計算を行う方法を考案した内容を示す。この方法を利用すると、ディーゼル燃焼計算内では化学平衡計算を一切行わなくて済むため大幅な高速化を実現できる。5.3節では、エンジン性能シミュレータとリンクして、ディーゼル燃焼計算コードでは取り扱わない吸排気の部分をエンジン性能シミュレータで補うことにより、図示平均有効圧 IMEP (Indicated Mean Effective Pressure) を算出できるようにした改良について示す。5.4節では、化学反応計算が行えるように計算コードを作成し、化学反応計算が必要な運転領域と化学平衡計算を使った簡易計算でも対応できる運転領域を明確にした内容を示す。5.5節では、化学反応計算のアルゴリズムを見直して計算速度の高速化を実現したこと。および、化学反応計算の一部を化学平衡計算で補って高速化する手法について示す。5.6節では、NO と Soot 排出量の予測精度向上のために取り組んだ内容について述べる。これら一連の研究により、当初目指していたエンジン出力のみならず NO-Soot トレードオフ曲線までも予測可能になり、エンジン開発に不可欠な排出ガス規制適合作業での利用が視野に入ってきた。

第6章では、エンジン開発のフロントローディングに欠かせない最適化計算システムに関する研究、第7章では、動弁系の振動計算システムの研究について述べる。



## 第2章 エンジン性能シミュレータの開発

### 2.1 緒言

エンジンは、筒内(シリンダー内)に取り込んだ空気と燃料の混合気を燃焼させて熱エネルギーを造り、熱エネルギーを仕事に変換する装置である。空気に加える燃料には適正な量が存在するため、エンジンに詰め込むことができる空気量でエンジン出力がほぼ決まる。以前のエンジンはキャブレターを使って空気に燃料を供給していた。この装置は、絞りを設けて空気の流速を上げることで圧力降下を発生させ、燃料を吸い出すもので、この絞りによって圧力損失が発生するため充填できる空気量が少なくなる欠点があった。その後の電子機器の急速な進歩と普及に伴い、電磁弁で開閉する噴射装置を使って燃料を空気に混合することができるようになり、絞りを無くして充填効率を高めることができるようになったばかりか、吸気管内に発生する圧力脈動を同調させて特定のエンジン回転速度の充填効率を高められるようになった。さらに、可変バルブタイミング VVT(Variable Valve Timing)装置の実用化で、エンジン回転速度に応じて吸気弁の閉じるタイミングを設定できるようになり、広いエンジン回転速度の範囲で圧力脈動を同調させて充填空気量を高めることができるようになった。その結果、小型で高性能なエンジンを自動車用の駆動力発生装置として利用できるようになってきている。

このエンジン性能を高める開発を後押しするため、吸排気管内の圧力脈動を計算してエンジン性能を精度良く予測する計算コードが要望されるようになったので、エンジン性能シミュレータの開発に取り組んだ。このエンジン性能シミュレータの概要を 2.2 節に、計算コードの核となる圧力脈動の計算方法について 2.3 節に、筒内に充填された空気と燃料の混合気から仕事を取り出す燃焼モデルについて 2.4 節に示す。2.5 節では、車両モデルと変速機モデルをエンジン性能シミュレータにリンクして発進や加速などが計算できる機能を、2.6 節では、Windows™アプリケーションで整備した利用環境について述べる。

また、吸気系の圧力脈動を高めたことにより、吸気開放端の流速変動が大きくなって吸気吐出音が増大したため、この弊害を押さえる機構が必要になった。そこで、エンジン性能シミュレータで計算される吸排気開放端の流速変動から吸排気吐出音を予測する方法についての研究も行った。この研究については章を改めて第4章に示す。

### 2.2 エンジン性能シミュレータの概要

ここで言うエンジン性能シミュレータとは、図 2-1 に示すように、一元脈動計算を行う管要素とさまざまな境界要素を組み合わせた吸排気系モデルで充填空気量を予測し、これに熱力サイクル計算を組み合わせさせてトルクや出力を予測する計算コードを指す。エンジンの吸排気系モデルは、管要素を基本にして、管の前後にどのような境界要素が繋がるかを記述することによって容易に定義できる。管で繋いでいく境界要素として、シリンダー、容器、分岐管、開放端などの基本部品から、ターボチャージャーや圧力制御バルブなどの機能部品まで幅広く用意している。充填された空気から出力に変換する熱力学モデルは一領域燃焼モデルを標準にしているが、二領域燃焼モデルと三次元計算のディーゼル燃焼計算コードをリンクして使う機能を備えている。

この計算コードを使うことにより、体積効率や出力などのエンジン性能を求めることができる。図 2-2 は、1.8L ガソリンエンジンの体積効率と正味平均有効圧 BMEP(Brake Mean Effective Pressure)を実測値(○印)と重ねて示したものである。図に示す程度の計算精度でエンジン性能を予測することができる。この計算では、次の 2.3 節に示す有限体積法による圧力脈動計算法と、2.4 節に示す一領域燃焼モデルを使っている。

現用のエンジン性能シミュレータは、時間の経過に合わせてエンジン回転速度、点火時期や当量比を変えて連続的にエンジン性能を計算する点が大きな特徴である。エンジンの吸排気脈動に強い影響を受ける体積効率は、エンジン回転速度に対する感度が高く 100rpm 程度の僅かな違いでも大きく変化する。開発当初のエンジン性能シミュレータは、実験と同じようにエンジン回転速度 500rpm ごとに計算を行っていたため、体積効率を精度良く計算できていないと判断されることが度々あったが、この連続的に計算する方法ではエンジン回転速度に対する実測値とのズレを認識できるので、エンジン性能を精度良く計算できていると評価されるようになった。

また、このエンジン回転速度を変えて計算できる機能により、車両と変速機のモデルを組み合わせることで車両の発進性や加速性などを評価できるようになった。この内容については 2.5 節に記載する。

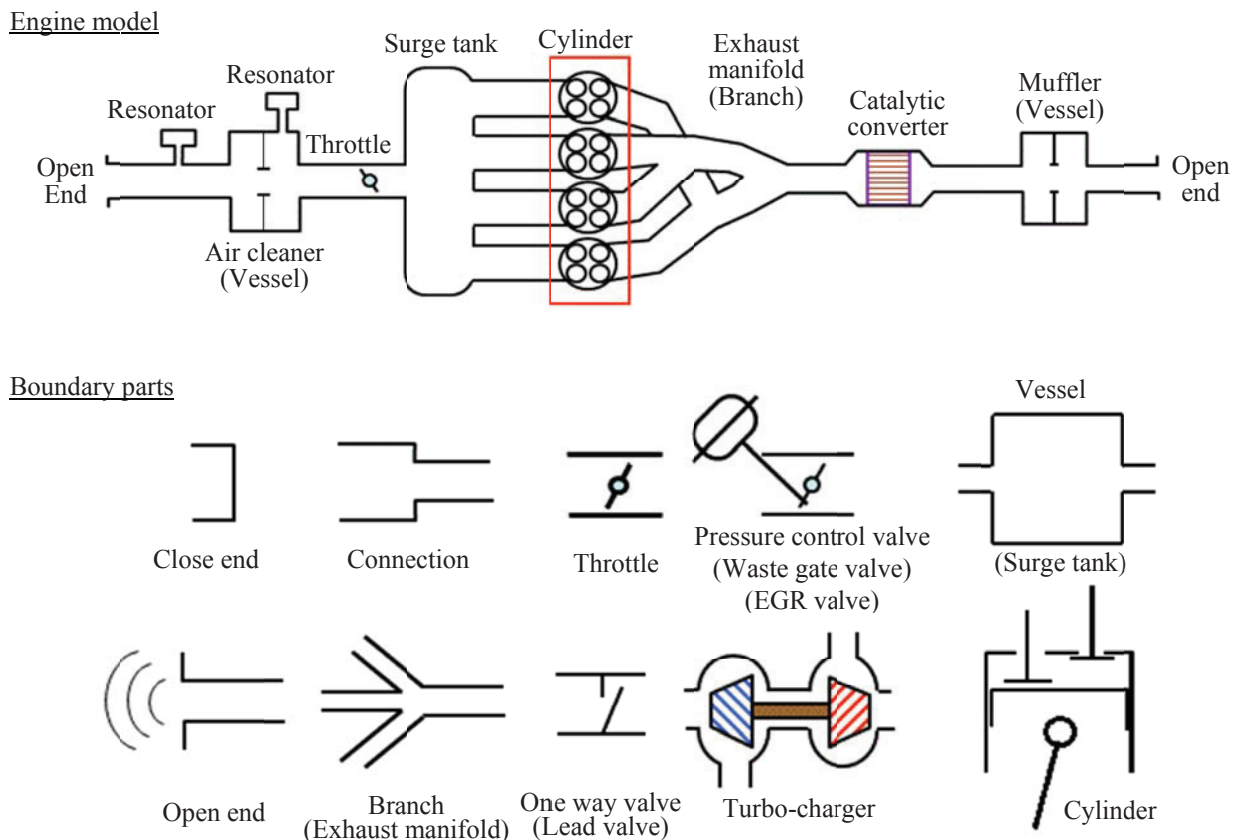


Fig. 2-1 Engine model and boundary parts for engine performance calculation code

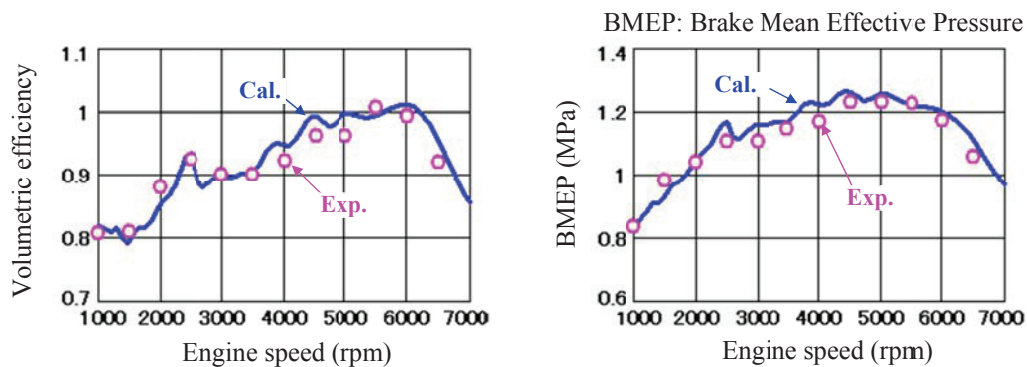


Fig. 2-2 Example of volumetric efficiency and BMEP with respond to engine speed (1.8L gasoline engine WOT (Wide Open Throttle))

### 2.3 一次元吸排気脈動の計算方法

この計算コードの要である一元吸排気脈動の計算方法は、当初、特性曲線法<sup>(2-1)</sup>や差分法の 2step Lax-Wendroff 法<sup>(2-2)</sup>を利用していたが、有限体積法を半陰解法で解く ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) 法<sup>(2-3)</sup>に発展させたことにより、計算時間が多少かかるものの極めて安定して計算できるようになった。

#### 2.3.1 有限体積法(ALE 法)による圧力脈動計算法

現行のエンジン性能シミュレータでは、陽解法の有限体積法である FLIC (FLow In Cell) 法<sup>(2-4)</sup>をベースにして半陰解法に改良した ALE 法を一元吸排気脈動計算に採用した。この方法は繰り返し計算を行うため陽解法の計算スキームに比べて計算時間が長くなるが、途中で計算が破綻することなく安定した計算を実現できる。

ALE 法の計算スキームは、①ラグランジ的に、流れに乗せて流体要素を移動させ、その状態変化を計算するステップと、②オイラー的に、移動した流体要素を再配置して元の計算格子に収めるステップから成る。すなわち、ステップ①で圧力脈動を、ステップ②で移流量を計算している。このステップ①の圧力脈動計算は(a)圧力と密度を求める計算と(b)流速を求める計算で構成され、圧力と流速の整合性が完全に取れるまで繰り返し計算を行う。また、圧力と密度を計算する格子と流速を計算する格子を図 2-3 に示すように千鳥に配置する。

##### (a) 圧力と密度の計算方法

圧力の計算格子では、圧力の計算セル前後の流速差によりセルの体積が圧縮(または膨張)される。このセル容積の変化から時間ステップ  $dt$ (s)後の密度と圧力を求める。セル体積  $V$ ( $m^3$ )はセル前後の速度差から(2.1)式で、密度  $\rho$  ( $kg/m^3$ )はセル体積  $V$ の変化から(2.2)式で求まるが、圧力  $p$ (Pa)については(2.3)式の全エンタルピーを比熱比で除した物理量(内部エネルギー+運動エネルギー/比熱比)  $e$ (J/kg)を介して求める。

$$V_i^n = V_i^{n-1} + (u_{i+1}^n - u_i^n)Sdt \quad (2.1)$$

$$\rho_i^n = \rho_i^{n-1} \frac{V_i^{n-1}}{V_i^n} \quad (2.2)$$

$$e_i^n = \frac{1}{\kappa - 1} \frac{p_i^n}{\rho_i^n} + \frac{1}{2\kappa} \left( \frac{u_{i+1}^n + u_i^n}{2} \right)^2 \quad (2.3)$$

ここで、 $u$ は流速(m/s)、 $S$ は管の断面積( $m^2$ )、 $\kappa$ は比熱比を示す。添字  $n$ は現在の時間ステップを、 $n-1$ は  $dt$ 前の時間ステップを、 $i$ は計算セルの位置を示し図 2-3 内の記号に従う。セルの体積が増加すると外部に仕事をするためにセル内のエネルギーが費やされ、逆に減少すると外部から仕事を加えられてセル内のエネルギーが増大する。(2.4)式はそのエネルギーの変化を表している。圧力  $p$ は(2.3)式を変形した(2.5)

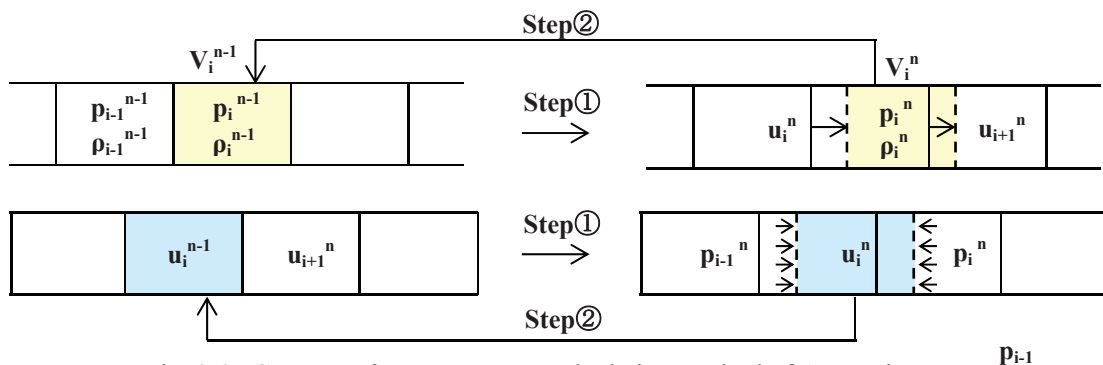


Fig. 2-3 Concept of pressure wave calculation method of ALE scheme



式で求める。

$$e_i^n = e_i^{n-1} - \frac{p_i^n}{\rho_i^{n-1} V_i^{n-1}} (V_i^n - V_i^{n-1}) - e_{loss} \quad (2.4)$$

$$p_i^n = (\kappa - 1) \rho_i^n \left( e_i^n - \frac{1}{2\kappa} \left( \frac{u_{i+1}^n + u_i^n}{2} \right)^2 \right) \quad (2.5)$$

ここで、 $e_{loss}$  は時間ステップ  $dt$  の間に流体から管壁を通して流出(または流入)する熱伝達量(J/kg)を表す。この  $e_{loss}$  の算出については 2.3.3 項に示す。

### (b) 流速の計算方法

流速の計算格子では、計算セル界面の圧力差から加速度を計算して流速の変化を求める。具体的には、流速の計算セル前後に作用する力の差(圧力差×断面積) (N) を流速セルの質量(密度×体積) で割って加速度を計算する。(2.6)式では、これに時間ステップ  $dt$  を掛けて流速の変化量を求めている。

$$u_i^n = u_i^{n-1} + \frac{S(p_{i-1}^n - p_i^n - p_{loss})}{0.5(\rho_{i-1}^{n-1} V_{i-1}^{n-1} + \rho_i^{n-1} V_i^{n-1})} dt \quad (2.6)$$

ここで、 $p_{loss}$  は摩擦損失ヘッド(Pa)である。この摩擦損失ヘッドについても 2.3.3 項に示す。

### 2.3.2 脈動計算スキームの評価

脈動計算スキームの選定にあたり、解析解が明らかな Riemann 問題<sup>(2-5)</sup> と呼ばれる衝撃波管内に生じる現象を対象にして精度を調査した。この計算モデルは高压室と低压室の隔膜を破るもので、その際に発生する衝撃波、膨張波と接触面を観察して計算精度を評価する。この解析解の求め方を付録 C に記載する。

図 2-4 は、この Riemann 問題を現行のエンジン性能シミュレータの有限体積法(ALE法)で計算した結果(○印)と解析解を重ねて表示したものである。4つの図には、無次元時刻  $t^*=0.14154$  での無次元密度  $\rho^*$ 、無次元圧力  $p^*$ 、無次元内部エネルギー  $e^*$  と無次元速度  $u^*$  を示している。無次元数とは、ある距離  $x_0$ (m)、流速  $u_0$ (m/s) と密度  $\rho_0$ (kg/m<sup>3</sup>) を基準値に決めて無次元化したもので、無次元圧力  $p^*$  は(2.7)式で、無次元時間  $t^*$  は(2.8)式で、無次元内部エネルギー  $e^*$  は(2.9)式で換算する。

$$p^* = \frac{p}{\rho_0 u_0^2} \quad (2.7)$$

$$t^* = \frac{u_0}{x_0} t \quad (2.8)$$

$$e^* = \frac{1}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho^*} \quad (2.9)$$

図 2-4 は距離  $x_0$  を 100 分割して計算した結果であるが、アンダーシュートやオーバーシュートが無く安定して計算できている。ただし、接触面では解析解のような鋭角な変化は再現できておらず鈍った計算結果になっている。

図 2-5 は、初期のエンジン性能シミュレータで使っていた特性曲線法の計算結果を示している。この方法を使うと安定した計算が実現できるが、計算過程で一次元の内挿を行っているため、衝撃波面や膨張波への遷移点でも図 2-4 に比べ理論値からのずれが大きい。付録 A に特性曲線法の計算理論を記載する。

図 2-6 は、この鈍化した計算結果を解消する目的で 2step Lax-Wendroff 法を使って計算した結果である。この計算方法は二次精度を有するので衝撃波面を捉えることができるものの、それぞれの遷移点で強いオーバーシュートとアンダーシュートが発生する。エンジン性能シミュレータでは管壁との摩擦を考慮した

圧力損失と管との熱伝達を計算に含めるため、このような変動をある程度抑制することができるが幾らかの擬似振動が残る。この擬似振動により計算結果が実測値に近く見えるが、計算誤差に起因したもので計算スキームとして不適と判断した。2step Lax-Wendroff 法の計算方法を付録 B に記載する。

この擬似振動を解消するために TVD (Total Vibration Diminishing) 法<sup>(2-6)</sup>の検討を行った。この方法は、計算誤差による解の振動を増大させないように、計算結果に影響を与えない程度に流束を制限する方法である。この方法により、2step Lax-Wendroff 法で現れていた強いオーバーシュートとアンダーシュートが抑制されて、図 2-7 に示すシャープな衝撃波面を捕捉できる。この流束制限関数には Minmod リミッター<sup>(2-7)</sup>

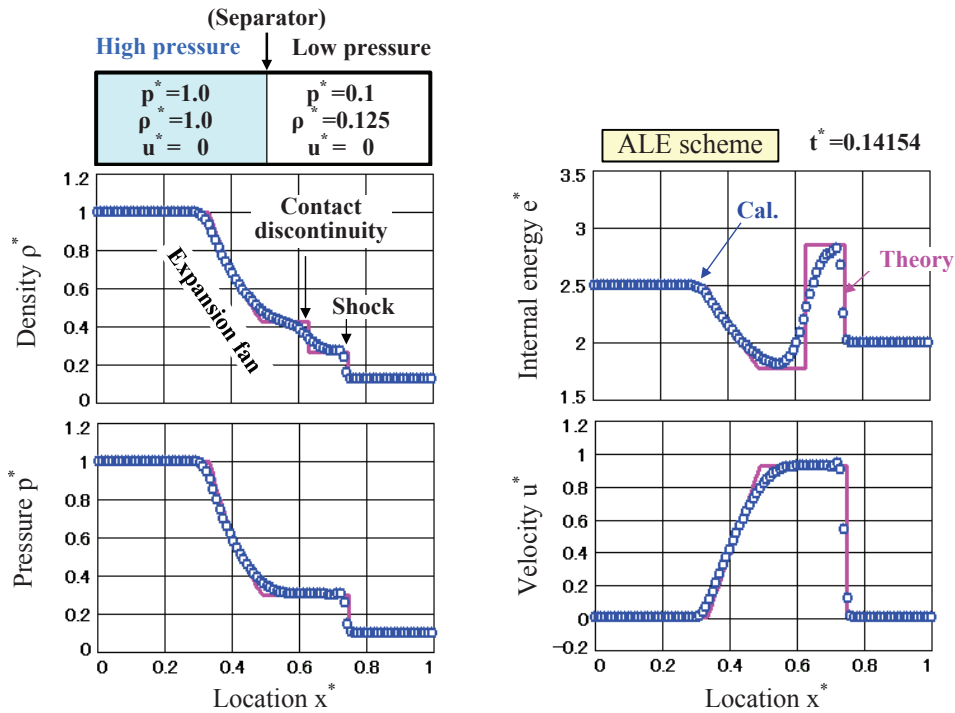


Fig. 2-4 Calculation precision of ALE scheme on Riemann's shock tube problem

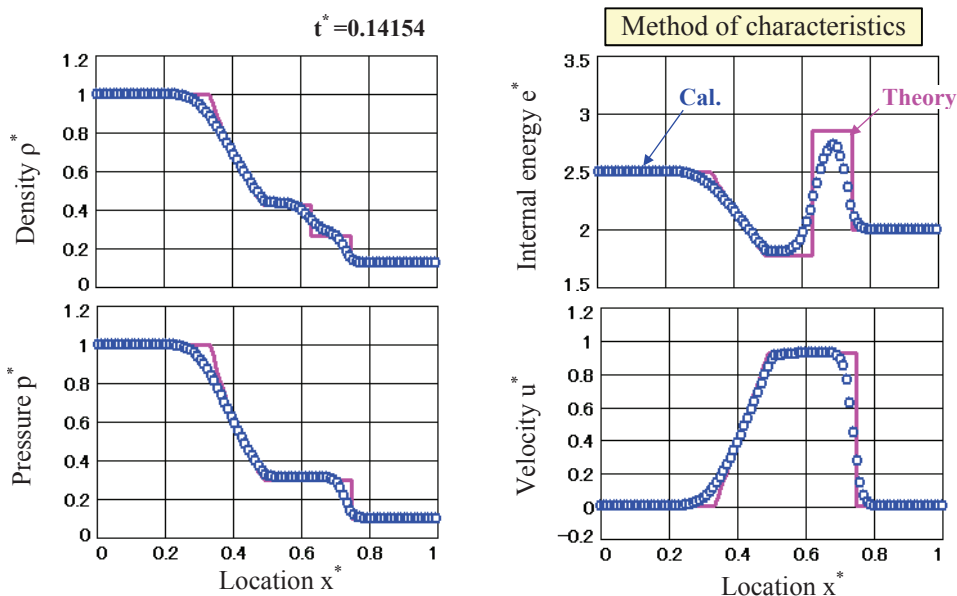


Fig. 2-5 Calculation precision of method of characteristics on Riemann's shock tube problem

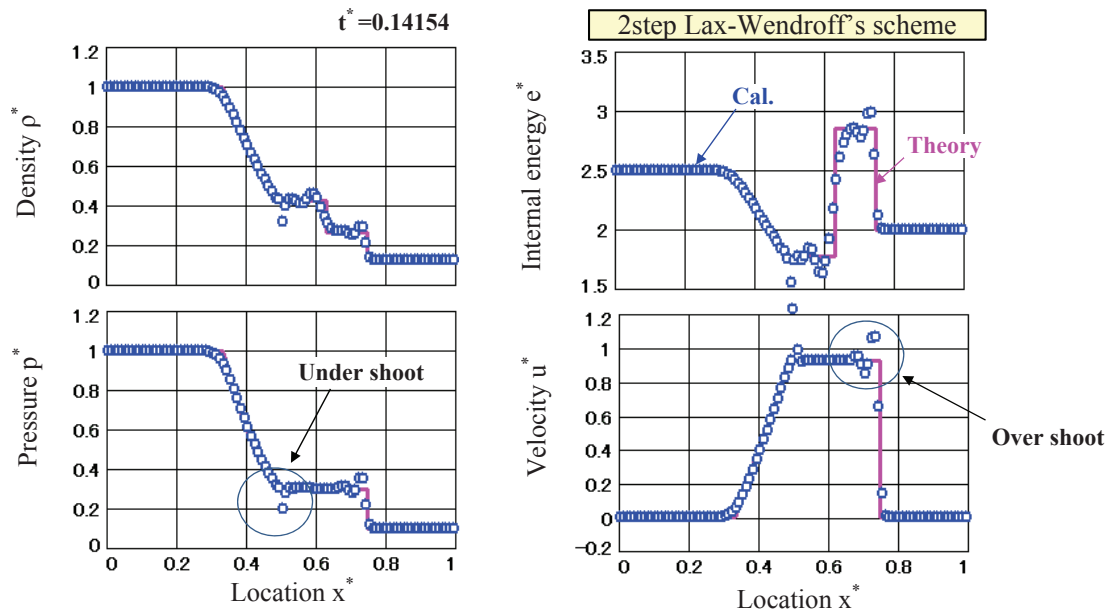


Fig. 2-6 Calculation precision of 2step Lax-Wendroff's scheme on Riemann's shock tube problem

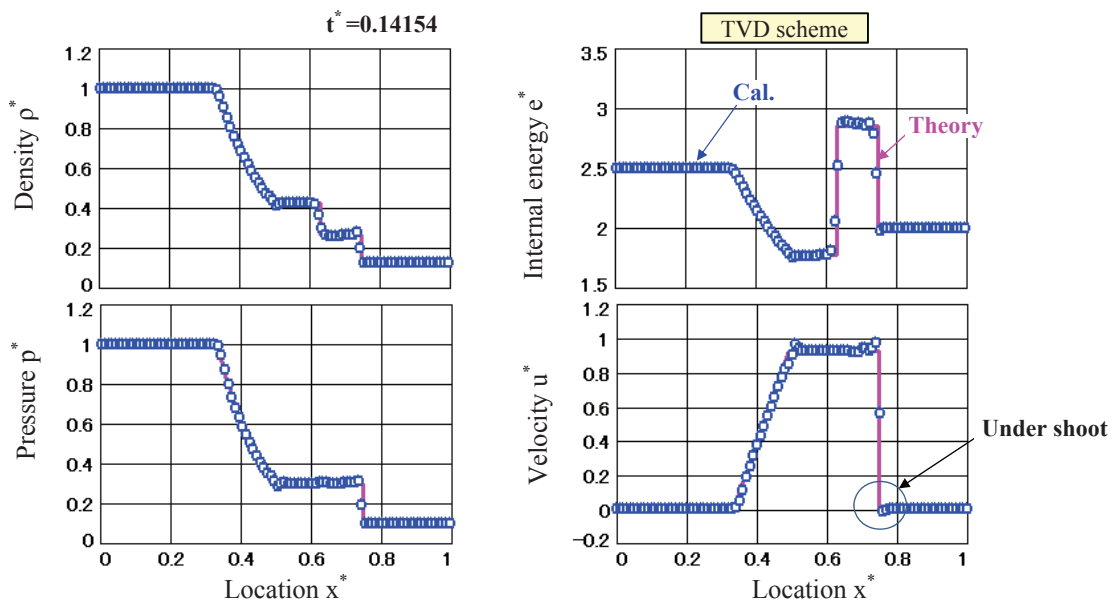


Fig. 2-7 Calculation precision of TVD scheme on Riemann's shock tube problem

を用いた。本方法は計算手順が多く煩雑な計算コードになること、陽解法であるため急な現象の変化(管路への燃料噴射など)に対応し難いといった欠点を有するため、現時点ではエンジン性能ミュレータに採用していない。

### 2.3.3 摩擦損失と熱伝達モデルの係数評価

文献<sup>(2-8)</sup>に記載されている衝撃波管の実測値を使って、管路内の圧力損失ヘッド  $p_{loss}$  と管との熱伝達量  $e_{loss}$  を求める計算モデルの係数を評価した。ここでは、管壁との摩擦によって生じる圧力損失(摩擦損失)を取り扱う。この圧力損失ヘッド  $p_{loss}$  (Pa)は(2.10)式の形を取る。

$$p_{loss} = \lambda_f \frac{L}{D} \rho \frac{u^2}{2} \quad (2.10)$$

ここで、 $L$ は管の長さ(m)、 $D$ は管の直径(m)である。 $\lambda_f$ は管摩擦係数で、エンジンの吸排気管には0.02<sup>(2-9)</sup>を採用した。また、 $dt$ 時間(s)内に円管内を流れる気体から管壁に伝わる熱伝達量 $e_{loss}$ (J/kg)は、空気を仮定して(2.11)式で求めた。この式の導出を付録Dに記載する。

$$e_{loss} = 4 \times 0.023 \lambda Pr^{0.4} \frac{(T - T_w) u^{0.8}}{D^{1.2} \mu^{0.8} \rho^{0.2}} dt \quad (2.11)$$

ここで、 $\lambda$ は熱伝導率(W/mK)、 $Pr$ はプラントル(Prandtl)数、 $T_w$ は壁温(K)、 $\mu$ は粘性係数(Pa·s)である。

以上の圧力損失ヘッド $p_{loss}$ と管との熱伝達量 $e_{loss}$ の式を使って衝撃波管内の脈動計算を行った結果を、実測値とともに図2-8に示す。この図より圧力脈動は実測値と概ね一致していることが確認できる。温度変動は実測値から外れているところもあるが、ピーク値は上下とも実測値と一致している。また、閉塞端(衝

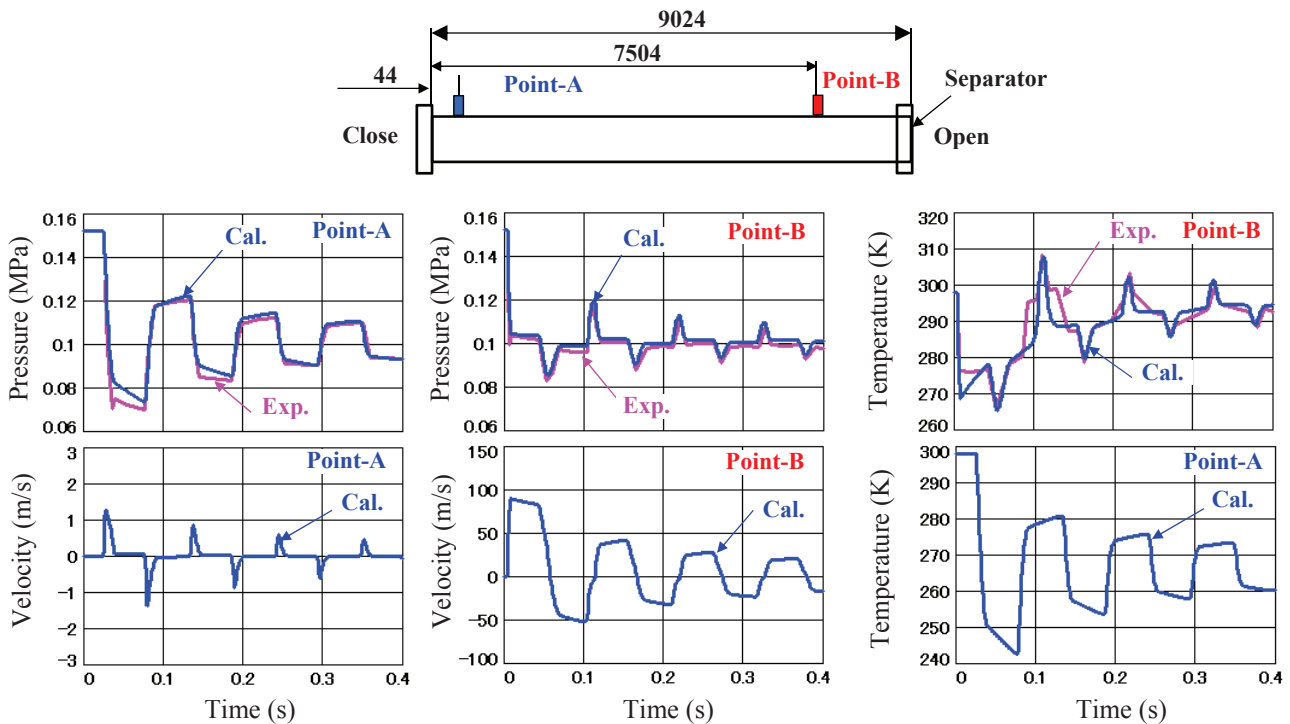


Fig. 2-8 Pressure, velocity and temperature variations in shock tube

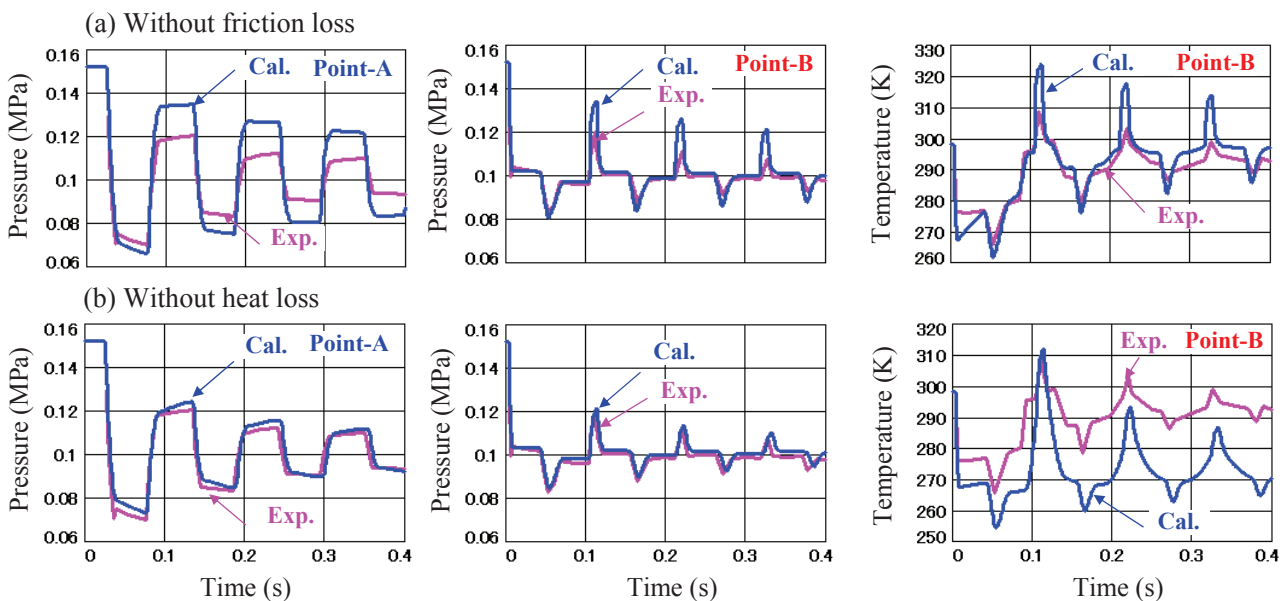


Fig. 2-9 Pressure, velocity and temperature variations without friction or heat loss in shock tube

撃波管の左側)が圧力の腹(流速の節)に、開放端(同右側)が圧力の節(流速の腹)になっているので、圧力振幅が大きい Point-A で流速脈動は小さく、圧力振幅が小さい Point-B で流速脈動が大きくなる。

図 2-9 は、圧力損失または管壁面への熱伝達を切った場合の計算結果を実測値とともに示したものである。圧力損失を切ると圧力振幅と温度振幅が実際より大きくなり、熱伝達を切ると初期の圧力降下によって低下した温度が回復しないことが分かる。

### 2.3.4 等エントロピー流れの関係式との整合性

#### (1) 評価モデルと等エントロピー流れの関係式

管路に2つの容器を挟んだ評価モデル(図 2-10)を使って、管路を通過する流れが等エントロピー流れの関係式<sup>(2-10)</sup>を満足するか確かめた。このモデルでは各部の状態を(2.12)式の等エントロピー流れの関係式で表すことができる。 $k$ は気体の比熱比で、添字は図 2-10 に対応し 1, 3, 5, 7 位置を激点状態としている。

$$\begin{aligned} \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} &= \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} u_2^2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_3}{\rho_3} = \frac{k}{k-1} \frac{p_4}{\rho_4} + \frac{1}{2} u_4^2 = \frac{k}{k-1} \frac{p_5}{\rho_5} = \frac{k}{k-1} \frac{p_6}{\rho_6} + \frac{1}{2} u_6^2 \\ &= \frac{k}{k-1} \frac{p_7}{\rho_7} \end{aligned} \quad (2.12)$$

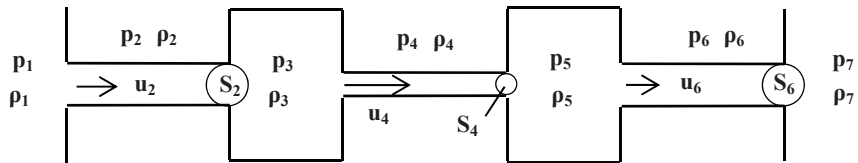


Fig. 2-10 Two vessel model for validation of pressure wave calculation scheme

#### (2) 容器から管路に流れ込む気体の体積流量の補正法

図 2-11 に示すモデルのように、容器(または開放端)から圧力の低い管路に気体が入る場合、管路に流れ込む気体の膨張を考慮する必要がある。そのため、容器から流入する体積流量  $F_u$ (m<sup>3</sup>/s)を管路の圧力に応じて膨張させ管路の体積流量  $F_o$ (m<sup>3</sup>/s)を計算している。具体的には、上流の容器から管路に流れ込む場合、(2.13)式のように容器内の密度  $\rho_{i-1}$ と管路内の密度  $\rho_i$ を使って補正する。

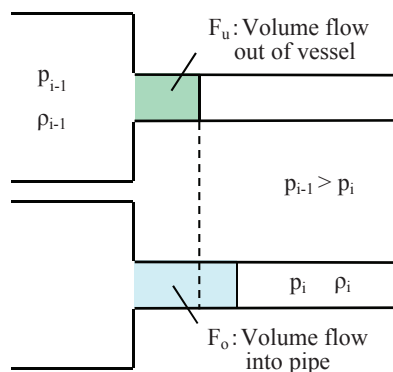


Fig. 2-11 Concept of converting volume flow out of vessel

$$F_{oi} = F_{ui} \frac{\rho_{i-1}}{\rho_i} \quad (2.13)$$

(3) 音速の制限

管路内で発生する流速は音速  $a$ (m/s) を超えることができないので、この制限を加えている。(2.14)式で管路内の音速を計算した。

$$a_i = \sqrt{\kappa \frac{p_i}{\rho_i}} \quad (2.14)$$

(4) 管路と容器内の圧力, 温度と流速の計算結果

$p_1=0.1013$  (MPa),  $\rho_1=1.204$  (kg/m<sup>3</sup>),  $S_2=S_6=5.027 \times 10^{-3}$  (m<sup>2</sup>) (=直径80mm),  $S_4=1.257 \times 10^{-3}$  (m<sup>2</sup>) (=直径40mm), 比熱比  $\kappa=1.4$ , 圧力比  $p_7/p_1=0.9$ ,  $T_1=293.15$  (K) として計算を行った。ここでは、等エントロピー流れの関係式(理論値)と比較するため摩擦損失と熱伝達を考慮していない。図 2-12 に示すように、下流の開放端の圧力を  $p_7=0.09117$  (MPa) で計算を開始した直後は圧力, 温度, 流速ともに振動するが、徐々に弱まり一定の値に収束する。温度は圧力と流速に比べて収束に時間が掛かる。これは、計算直後に管路内の気体が圧力差で膨張するため断熱変化によって温度が低下し、その後に開放端から気体が流入するためである。流入する気体は等エントロピー流れの関係に従い断熱自由膨張するので温度変化を伴わない。

図 2-13 は、定常状態に達した計算結果を等エントロピー流れの関係式で求めた値と比較したものである。横軸に示すポイント(位置)は図 2-10 の添字の箇所に対応している。この図から、数値計算の結果が理論値と一致することが確認できる。また、この条件は断熱自由膨張に相当するため、流速を失う容器部(③, ⑤)と下流開放端(⑦)の温度は上流開放端(①)の温度と同一になるが、数値計算もこの現象を再現している。

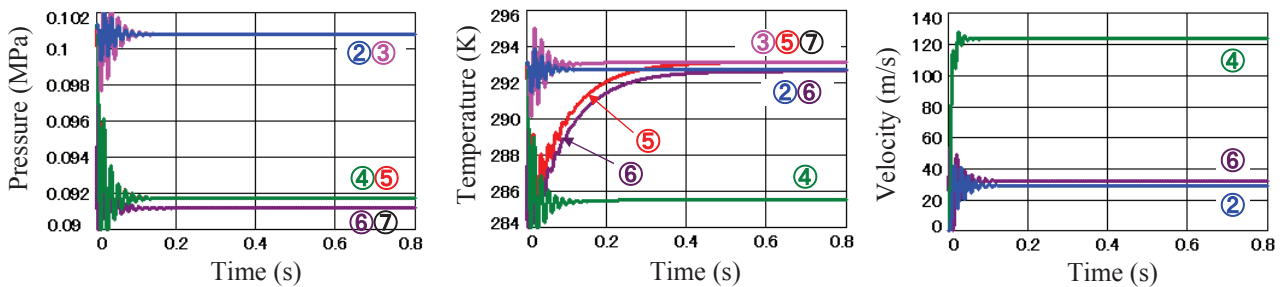


Fig. 2-12 History of pressure, temperature and velocity in 2 vessel model

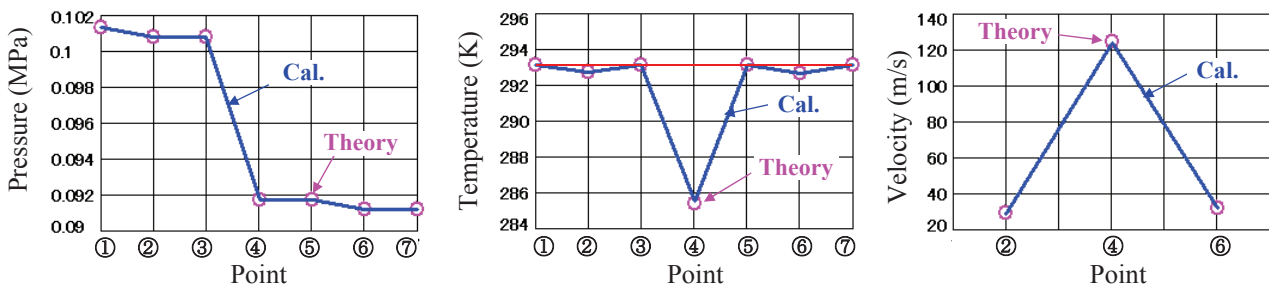


Fig. 2-13 Pressure, temperature and velocity in 2 vessel model

### 2.3.5 管路を通過する流量との整合性

次に、等エントロピー流れの関係式から導出した(2.15)式で算出される質量流量  $m_1$ (kg/s)が、数値計算でも正しく求められているかを調べた。上下流の開放端の圧力比をパラメータに取って数値計算した結果を(2.15)式の理論値と合わせて図 2-14 に示す。図に示した質量流量は単位断面積当たりの値である。この図から良好に予測できていることが分かる。ここでも、 $p_1=0.1013$  (MPa)、 $\rho_1=1.204$  (kg/m<sup>3</sup>)、 $\kappa=1.4$  とし摩擦損失と熱伝達を考慮していない。管路長は 400mm である。

$$m_1 = S_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 \rho_1 \left( \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right)} \quad (2.15)$$

管路内の圧力, 温度, 流速の変化は、数値計算では図 2-15 に示すように計算される。臨界圧力比(0.5283)を下回ると上下流の圧力比によらず、管路内の圧力, 温度, 流速の変化は同一になる。流速は管路の出口付近で最大になり、この位置で音速の制限を受ける。

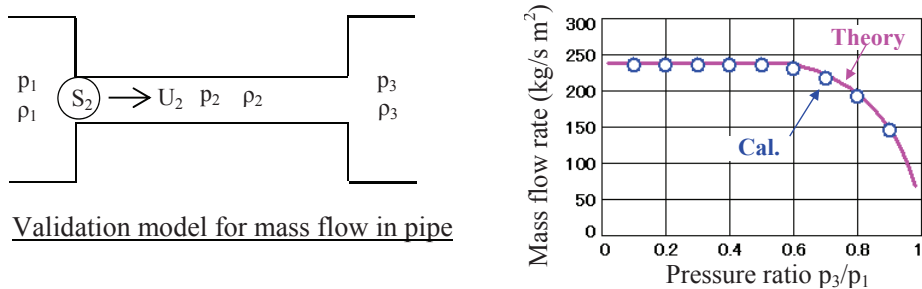


Fig. 2-14 Validation for calculation scheme with theoretical values

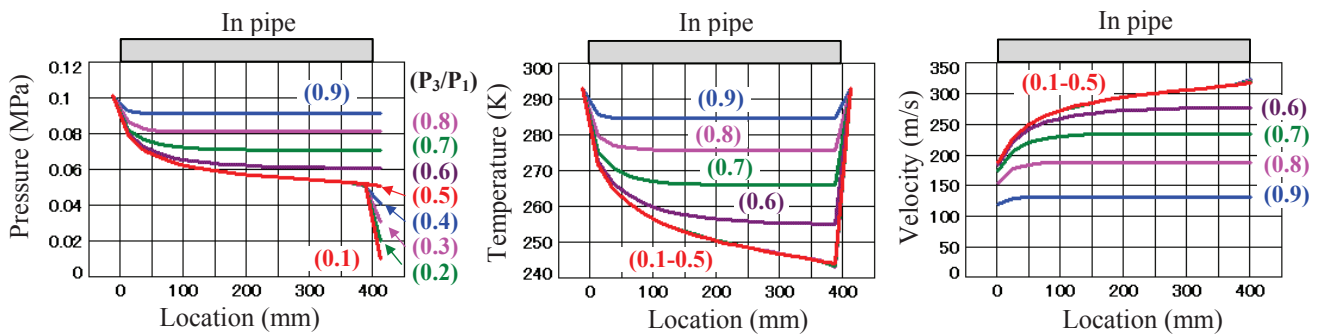


Fig. 2-15 Pressure, temperature and velocity distribution in pipe



### 2.3.6 吸排気管に発生する圧力脈動の予測精度

最後に、現行のエンジン性能シミュレータの吸排気管内の圧力脈動がどの程度精度良く予測できているかを調査する。図 2-16 は 1.6L 4気筒エンジンで計算した圧力脈動を実測値とともに示したものである。②は吸気弁の直上流で、ここでの圧力変動が体積効率に最も影響を及ぼす。この結果によると実測値を精度良く捉えている。③と④は排気弁後とエキゾストマニホールド合流部の圧力であるが、吸気弁の直前ほどは実測値との一致は良くない。この理由は、音速を左右する排気温度の予測に誤差があることと、合流部を小さな容器として取り扱っているため、ここでの圧力波の反射が大きく計算されることによる。この部分の計算精度を高めるには、流れ込む方向を考慮した合流部モデルの作成が必要である。また、①に示すサージタンク内の実測値には小さな波が乗っている。これはサージタンク内の定在波(サージタンクの壁面で反射して往復する圧力波)によるもので、一次元の脈動計算ではこの波を再現することはできない。

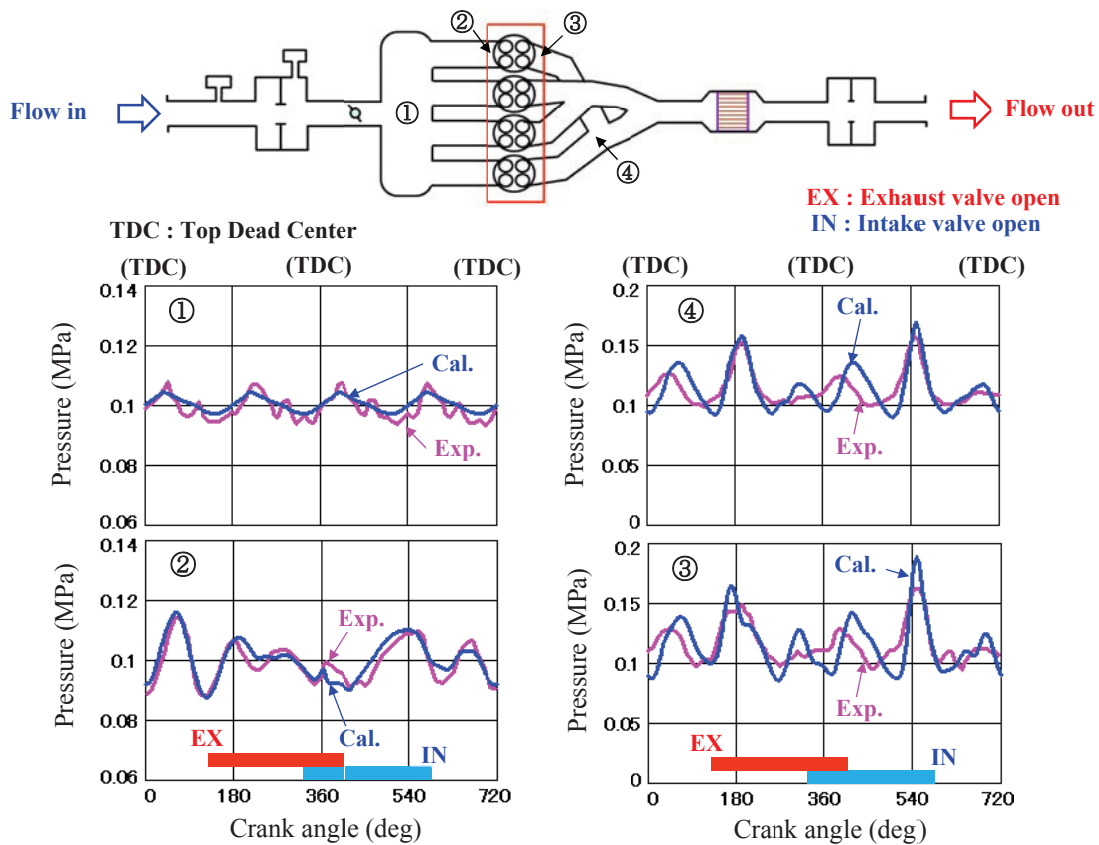


Fig. 2-16 Pressure waves in surge tank, intake manifold and exhaust manifold (1.6L gasoline engine 4000rpmWOT)



## 2.4 エンジンの熱力学計算法

### 2.4.1 熱力学計算法の概要

充填された空気量からエンジン出力を求めるには、燃料を混合して燃焼させることにより発生する熱量を取り出す燃焼モデルが必要になる。エンジン性能シミュレータの開発当初に簡単な一領域燃焼モデルを作成して利用してきたが、筒内圧と筒内温度を精度良く求めるため二領域燃焼モデル<sup>(2-11)</sup>を追加した。この二領域燃焼モデルとは、文字通り既燃部と未燃部の二つの領域を考慮して計算する方法である。本研究では、既燃部の温度を求めるために化学平衡計算<sup>(2-12)</sup>を取り入れており、高温の燃焼で発生する熱解離(分子の分解による吸熱現象)による発熱量の低下と、作動ガスの化学組成によって変わる比熱比を考慮することにより、筒内圧と筒内温度の計算精度を高めエンジン出力の予測精度を向上させた。また、化学平衡計算によって求められる OH, O と H ラジカルを使い NO(一酸化窒素)排出量を予測できるようにした。一領域燃焼モデルについては 2.4.2 項に、二領域燃焼モデルについては 2.4.3 項に示す。また、ディーゼル燃焼を対象にした二領域燃焼モデルを開発しており、その内容を 2.4.4 項に記載する。さらに、ガソリンエンジンの高圧縮比化によって顕在化した未燃部の低温酸化反応を予測するため、化学反応計算で簡略化素反応モデルを解く方法を取り入れた。この方法については次の第 3 章で述べる。

### 2.4.2 一領域燃焼モデル

#### (1) 内部エネルギーの取り扱い

内部エネルギー $E$ (J)は温度 $T$ (K)に対応する量で、理想的な気体であれば定容比熱 $C_v$ (J/kgK)を一定とした(2.16)式で計算できる。実際には定容比熱は温度によって変化するため、実存ガス(含む空気)を広い温度域で取扱う場合はこの式では表せないが、簡単のため利用している。

$$E = G C_v T \quad (2.16)$$

この式の $G$ は作動ガスの質量(kg)である。さらに、比熱比 $\kappa$ とガス定数 $R_g$ (J/kgK)を使えば(2.17)式で、理想気体の状態方程式を介して圧力 $p$ (Pa)と容積 $V$ (m<sup>3</sup>)を使った(2.18)式でも表せる。

$$E = G \frac{1}{\kappa - 1} R_g T \quad (2.17)$$

$$E = \frac{1}{\kappa - 1} pV \quad (2.18)$$

#### (2) ピストンによる圧縮仕事と作動ガスの発熱による内部エネルギーの変化

内部エネルギーの変化量 $\Delta E$ は、ピストンによる圧縮仕事 $p\Delta V$ と作動ガスの発熱量 $\Delta Q$ (J)に対して(2.19)式に示す関係がある。

$$\Delta E = \Delta Q - p\Delta V \quad (2.19)$$

エンジンでは、クランク角に対するピストン変位が既知で、次の計算ステップのシリンダー容積が分かっているため、(2.20)式を使って次のステップの内部エネルギー $E_2$ を計算できる。

$$E_2 = E_1 - p_1(V_2 - V_1) + \Delta Q_{in} - \Delta Q_w \quad (2.20)$$

ここで、 $\Delta Q_{in}$ は計算ステップ内で燃焼によって得られる発熱量(J)、 $\Delta Q_w$ は計算ステップ内のシリンダー壁面を通して流出(または流入)する熱伝達量(J)である。この $E_2$ は(2.18)式を変形した(2.21)式を使って圧力 $p_2$ に変換することができる。添字 1 と 2 はある時間ステップと次の時間ステップを表す。

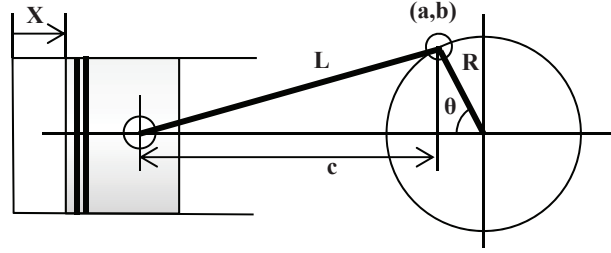


Fig. 2-17 Schematic of crank structure

$$p_2 = \frac{(\kappa - 1)E_2}{V_2} \quad (2.21)$$

時間ステップを追ってシリンダー容積  $V$  を変化させて (2. 20) 式と (2. 21) 式の計算を行うことにより、筒内圧の変化を計算できる。

### (3) ピストン変位の計算

ピストン変位  $X$ (m) は、図 2-17 に示す幾何学的な関係から導出した (2. 22) 式で求めることができる。

$$a = R \cos \theta$$

$$b = R \sin \theta$$

$$c = \sqrt{L^2 - b^2} = \sqrt{L^2 - (R \sin \theta)^2}$$

$$X = (L + R) - (a + c) = (L + R) - (R \cos \theta + \sqrt{L^2 - (R \sin \theta)^2}) \quad (2.22)$$

ここで、 $R$  はクランク半径 (m)、 $L$  はコンロッド長 (大端-小端間) (m)、 $\theta$  はクランク角 (deg) である。この幾何学的モデルを理解しておけば、ピストンピンオフセットやクランクオフセットにも対応できる。

### (4) 燃焼による熱発生量の設定方法

計算で与える熱発生率は、実験データを参考に多角形で近似した熱発生パターンをベースにして、実測の燃焼期間に合うように時間幅を調整している。熱発生総量  $Q_{in}$  (J) は燃料の発熱量  $Q_{fuel}$  (J) に燃焼効率  $\eta_{cb}$  を乗じた (2. 23) 式で与えている。

$$Q_{in} = \eta_{cb} Q_{fuel} \quad (2.23)$$

この燃焼効率  $\eta_{cb}$  は、希薄側では燃料の未燃分 (燃え残り) を考慮せずに  $\eta_{cb}=1.0$  に設定し、CO (一酸化炭素) や  $H_2$  (水素) が発生する過濃側では次の (2. 24) 式を使って設定している。図 2-18 に、熱発生パターンの設定例と一領域燃焼モデルで使用している燃焼効率を示す。

$$\eta_{cb} = \frac{\Phi - 1.38 * (\Phi - 1)^{1.2}}{\Phi} \quad (2.24)$$

### (5) 熱損失の計算法

燃焼室壁面との熱伝達量の予測に Woschni の式<sup>(2-13)</sup>を利用した。燃焼室 (筒内) からの熱伝達量  $q_w$  (J) は、壁面温度  $T_w$  (K) と筒内のガス温度  $T$  (K) との差に、平均熱伝達率  $\alpha_w$  (W/m<sup>2</sup>K)、燃焼室壁面の面積  $S_w$  (m<sup>2</sup>) と計算ステップの時間  $dt$  (s) を乗じた (2. 25) 式で与えた。

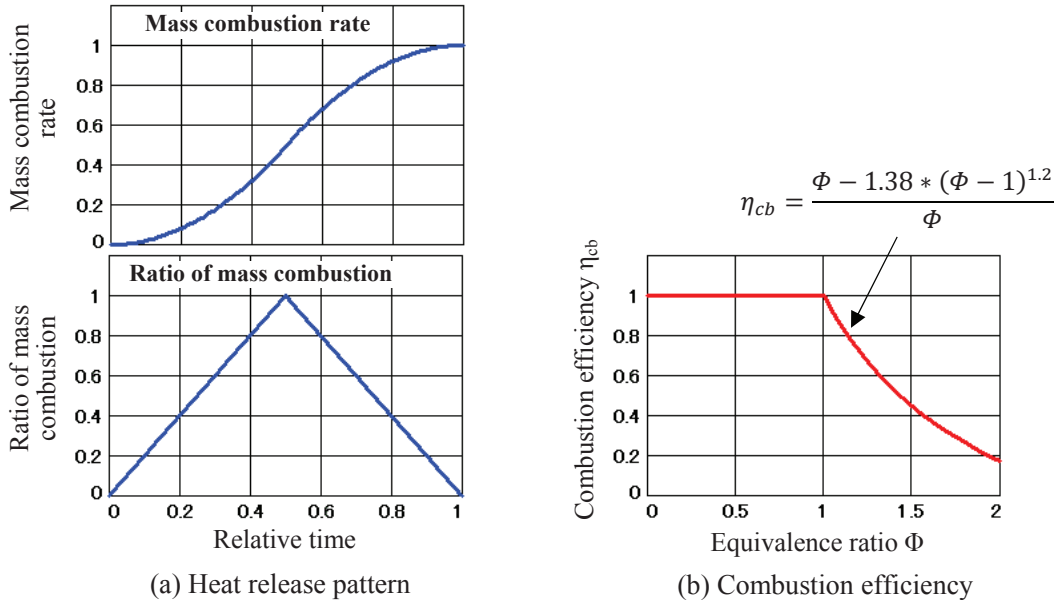


Fig. 2-18 Definition of heat release pattern and combustion efficiency

$$Q_w = \alpha_m S_w (T - T_w) dt \quad (2.25)$$

なお, Woschni の式ではこの平均熱伝達率  $\alpha_m$  を次のように定義している。  
(吸排気行程)

$$\alpha_m = 0.013 D^{-0.2} u^{0.8} P^{0.8} T^{-0.53} (6.18 C_m)^{0.8} \quad (2.26)$$

(圧縮行程と膨張行程の燃焼開始前)

$$\alpha_m = 0.013 D^{-0.2} u^{0.8} P^{0.8} T^{-0.53} (2.28 C_m)^{0.8} \quad (2.27)$$

(圧縮行程と膨張行程の燃焼開始後)

$$\alpha_m = 0.013 D^{-0.2} P^{0.8} T^{-0.53} \left( 2.28 C_m + 3.24 \times 10^{-3} \frac{V_s}{R_g G_{cyl}} (p - p_m) \right)^{0.8} \quad (2.28)$$

ここで,  $D$  はシリンダーの直径 (m),  $V_s$  は下死点におけるシリンダー容積 ( $m^3$ ),  $G_{cyl}$  はシリンダーに充填された空気の質量 (kg),  $R_g$  はガス定数で  $R_g = 287$  (J/kgK) とした.  $p$  は筒内圧 (Pa),  $p_m$  は (燃焼を伴わない) モータリング運転を仮定したときの筒内圧 (Pa) である. (2.28) 式で (2.27) 式から追加された項は燃焼による熱伝達量の増大を示しており, 燃焼時の筒内圧  $p$  とモータリング時の筒内圧  $p_m$  の差に比例して熱伝達が増大する実験結果から Woschni がモデル化したものである. この Woschni の式の考え方については付録 D で詳細に示す.

### 2.4.3 二領域燃焼モデル

#### (1) 二領域燃焼モデルの必要性

一領域燃焼モデルは、計算は容易であるが下記の要素が不足している。

- (a) 一定の定容比熱を仮定しているため、筒内圧と筒内温度を精度良く見積もることができない、
- (b) 燃焼による化学組成の変化を計算していないため、熱解離による発熱量の低下を考慮できない、
- (c) 化学組成を取り扱っていないためNO(一酸化窒素)を計算できない。

このような計算精度の低下要因を解消するために二領域燃焼モデルを追加した。

#### (2) 二領域燃焼モデルの計算手順

二領域燃焼モデルは文字通り未燃部と既燃部の2つの領域を取り扱う計算方法で、時系列の質量燃焼割合を計算条件として与え、図2-19に示すように、この質量燃焼割合に従って未燃部から予混合気を切り取って既燃部に移す操作を繰り返して計算を進める。未燃部から既燃部に移された予混合気は、既燃部の高い温度により急激な化学反応を起こして即座に化学平衡状態に至り発熱すると仮定する。この後の計算は以下の手順で行う。まず、次の計算ステップの既燃部の体積  $V_{b2}$  を仮定して(2.29)式で内部エネルギー  $E_{b2}$  を求める。次に、化学種のモル分率  $Y_{b2}$  と内部エネルギー  $E_{b2}$  から(2.30)式に示す関数  $F(Y_{b2,i(i=1,ns)}, E_{b2})$  で温度  $T_{b2}$  を求め、完全ガスの状態方程式(2.31)式から圧力  $p_{b2}$  を算出する。未燃部側では、(2.32)式でシリンダー容積  $V_{cyl2}$  から  $V_{b2}$  を引いて未燃部の体積  $V_{u2}$  を求め、既燃部と同様に(2.33), (2.34), (2.35)式を使って圧力  $p_{u2}$  を算出する。既燃部の圧力  $p_{b2}$  と未燃部の圧力  $p_{u2}$  を比較して両者の圧力が一致しない場合は、 $V_{b2}$  の仮定を修正して計算を繰り返す。

$$E_{b2} = E_{b1} - p_1(V_{b2} - V_{b1}) + \Delta Q_{in} + \Delta Q_{wb} \quad (2.29)$$

$$T_{b2} = F(Y_{b2,i(i=1,ns)}, E_{b2}) \quad (2.30)$$

$$p_{b2} = \frac{m_{b2} R_g T_{b2}}{V_{b2}} \quad (2.31)$$

$$V_{u2} = V_{cyl2} - V_{b2} \quad (2.32)$$

$$E_{u2} = E_{u1} - p_1(V_{u2} - V_{u1}) + \Delta Q_{wu} \quad (2.33)$$

$$T_{u2} = F(Y_{u2,i(i=1,ns)}, E_{u2}) \quad (2.34)$$

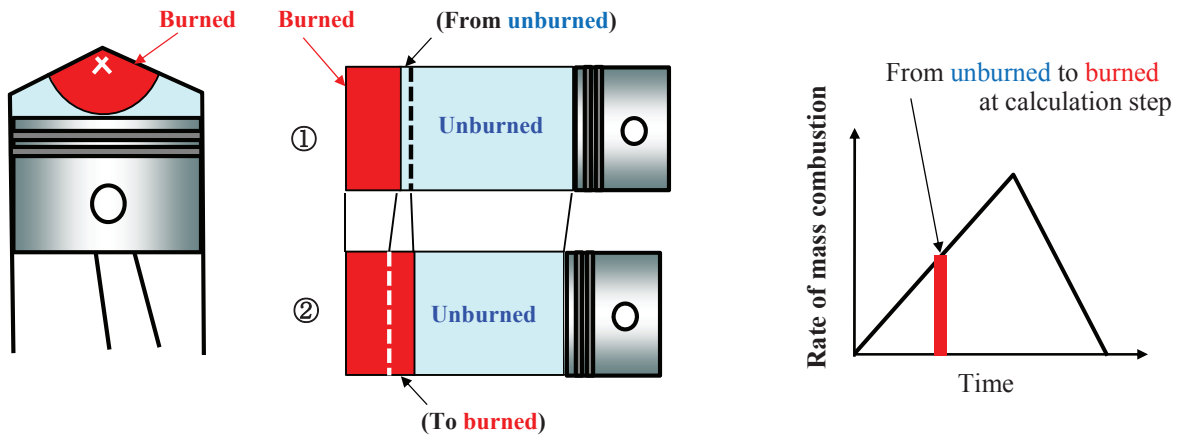


Fig.2-19 Calculation procedure of two zone combustion model.

$$p_{u2} = \frac{m_{u2} R_g T_{u2}}{V_{u2}} \quad (2.35)$$

ここで、 $m$ はモル数、 $R_g$ はガス定数(J/kgK)、 $\Delta Q_{in}$ は計算ステップ内で化学種の組成が変化することで生じるエネルギーの変化量(J)、 $\Delta Q_w$ は計算ステップ内の熱損失量(J)を表している。添字 u と b は未燃部と既燃部を、添字 1 と 2 は計算ステップの前と後の状態を示す。また、 $F(Y_{b2,i} (i=1, nsp), E_{b2})$ はモル分率と内部エネルギーから温度を求める関数で、計算開始時に温度 100K ごとに各化学種の内部エネルギーを計算してマップを作り、この関数が呼ばれるとマップを内挿して温度を求める。

### (3) 発熱量の計算方法

化学組成の変化によって生じる既燃部の発熱量  $\Delta Q_{in}$ (J) は(2.36)式で表され、 $X_i$  と  $\Delta h_{fi}$  はそれぞれ化学種  $i$  のモル数(mol)と標準生成エンタルピー(J/mol)を示す。この既燃部では  $O_2, N_2, H_2O, H_2, CO_2, CO, OH, O, H, NO$  の 10 化学種を取り扱い、NO のモル数は拡大 Zeldovich 機構<sup>(2-14)</sup>で、NO 以外のモル数は Gibbs 自由エネルギー最小化法<sup>(2-12)</sup>による化学平衡計算で求める。Gibbs 自由エネルギー最小化法の詳細を付録 E に記載する。

$$\Delta Q_{in} = \sum_i ((X_{b2,i} - X_{b1,i}) * \Delta h_{fi}) \quad (2.36)$$

### (4) 熱損失量の計算方法

一領域の計算で示した Woschni の式を拡大解釈して、燃焼開始後に使う(2.37)式の熱伝達率  $\alpha_b$  を使って(2.38)式で既燃部の熱損失量  $\Delta Q_{wb}$  を、圧縮時に使う(2.39)式の熱伝達率  $\alpha_u$  を使って(2.40)式で未燃部の熱損失量  $\Delta Q_{wu}$  を計算する。簡単のため、(2.38)式に示すように、火炎と燃焼室壁面の接触面積を既燃部の体積割合にした。 $S_w$ は燃焼室の表面積(m<sup>2</sup>)、 $T_w$ は壁面温度(K)である。

$$\alpha_b = 0.013 D^{-0.2} p^{0.8} T_b^{-0.53} \times \left( 2.28 C_m + 3.24 \times 10^{-3} \frac{V_s}{G_{cyl2} R_g} (p - p_m) \right)^{0.8} \quad (2.37)$$

$$\Delta Q_{wb} = \alpha_b (T_{b2} - T_w) \times S_w \frac{V_{b2}}{V_{cyl2}} \quad (2.38)$$

$$\alpha_u = 0.013 D^{-0.2} p^{0.8} T_u^{-0.53} (2.28 C_m)^{0.8} \quad (2.39)$$

$$\Delta Q_{wu} = \alpha_u (T_{u2} - T_w) \times S_w \frac{V_{u2}}{V_{cyl2}} \quad (2.40)$$

### (5) NO(一酸化窒素)の予測方法

化学平衡計算で算出される OH, O と H ラジカルを利用し(2.41)～(2.43)式に示す拡大 Zeldovich 機構を使って NO 排出量を予測する。この正負の反応速度を決める速度定数と活性化エネルギーの値について幾つか提案されているが、ここでは倉谷が提案している値<sup>(2-15)</sup>を使った。



$$k_f = 6.89 \times 10^{13} \exp\left(\frac{-75100}{R_g T}\right)$$

$$k_b = 1.55 \times 10^{13}$$



$$k_f = 9.81 \times 10^9 T \exp\left(\frac{-6610}{R_g T}\right)$$

$$k_b = 2.10 \times 10^9 T \exp\left(\frac{-38550}{R_g T}\right)$$



$$k_f = 4.20 \times 10^{13}$$

$$k_b = 1.36 \times 10^{14} \exp\left(\frac{-48520}{R_g T}\right)$$

#### (6) ノッキングの予測法

Livengood-Wu 積分法<sup>(2-16)</sup>を使ってノッキングの発生を予測する。この方法は、(2.44)式に示すように、時々刻々の着火遅れ  $\tau_d$ (s)の逆数を時間  $t$  で積分して得られるインデックス  $id$  が 1 を越えるとノッキングが発生すると判断するものである。この予測に使う(2.45)式の着火遅れ式は文献<sup>(2-16)</sup>に記載されている式に当量比  $\phi$  の項を加えたものである。当量比  $\phi$  に与えた指数はディーゼルの着火遅れ式<sup>(2-17)</sup>の値を流用した。この式の  $OCN$  はオクタン価、 $p$  は圧力 (Pa)、 $p_o$  は大気圧 (Pa)、 $T$  は温度 (K) である。

$$id = \int \frac{1}{\tau_d} dt > 1 \quad (2.44)$$

$$\tau_d = 0.01869 \left(\frac{OCN}{100}\right)^{3.4017} \left(\frac{p}{p_o}\right)^{-1.7} \phi^{-0.445} \exp\left(\frac{3800}{T}\right) \quad (2.45)$$

また、新しく開発されるガソリンエンジンには圧縮比 13 を超えるものがあり、このような高圧縮比になると未燃部で低温酸化反応が起こり、緩やかな発熱が生じてノッキング予測に影響を与える。この影響を含めた計算を可能にするため、化学反応計算を使って圧縮中の未燃ガスの組成変化を計算する研究に取り組んだ。この内容については第 3 章に示す。

#### 2.4.4 ディーゼル燃焼のための二領域燃焼モデル

エンジン性能シミュレータはガソリンエンジン用に開発されたため、既燃部と未燃部の二つの領域のみを取り扱う二領域燃焼モデルで燃焼状態を計算する。この二領域燃焼モデルにディーゼル燃焼の特徴を持たせるための改良を行った。図 2-20 はディーゼル用の二領域燃焼モデルのコンセプトを示している。このモデルでは、既燃部の当量比を  $\phi = 1$  以上で燃焼を進め、設定した燃料噴射量に達した時点で燃焼を終了する仕組みにしている。通常この当量比を  $\phi = 1$  として計算するが、全負荷運転などの CO (一酸化炭素) が多

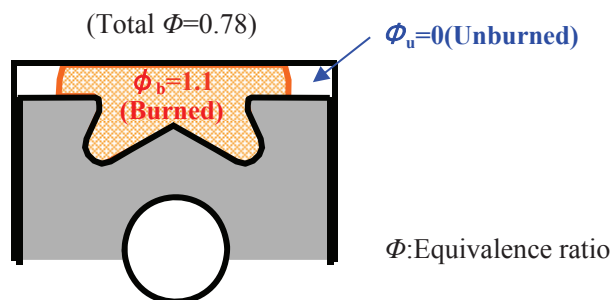


Fig.2-20 2-zone combustion model concept for diesel combustion



量に出る運転条件では、当量比を  $\phi=1$  以上に設定して CO の排出量を実測値に近づける。

図 2-21 は、この計算で求めた結果を第 5 章で示す KIVA コードを使ったディーゼル燃焼計算の計算結果と重ねて示したものである。この計算では、図 2-21 (a) に○印で示す 10 点の点列データを二領域燃焼モデルの熱発生パターンに設定し、既燃部の当量比を  $\phi=1.1$  にしている。点列データは KIVA コードの計算で得た熱発生パターンをトレースしたものである。この計算でも実測値に近い図示平均有効圧が得られたが、KIVA コードと比較すると少し大きい値になった。これは、KIVA コードで発生している壁面付着や燃焼に至らない燃料を考慮していないため、燃料からの発熱量が大きくなったことが原因である。図 2-22 に示す化学種のモル分率から KIVA コードでは CO の排出量が多く発熱が悪いこと、上死点后 120 度の総炭素数 ( $\text{CO}_2+\text{CO}$ ) の比較から KIVA コードの総炭素数が少なく燃焼に至っていない燃料が存在することが分かる。このようなことから、シンプルな計算モデルでディーゼル燃焼をある程度精度良く計算できる廣安のモデル<sup>(2-18)</sup>などを、エンジン性能シミュレータに組み込むことが有効と考えられる。

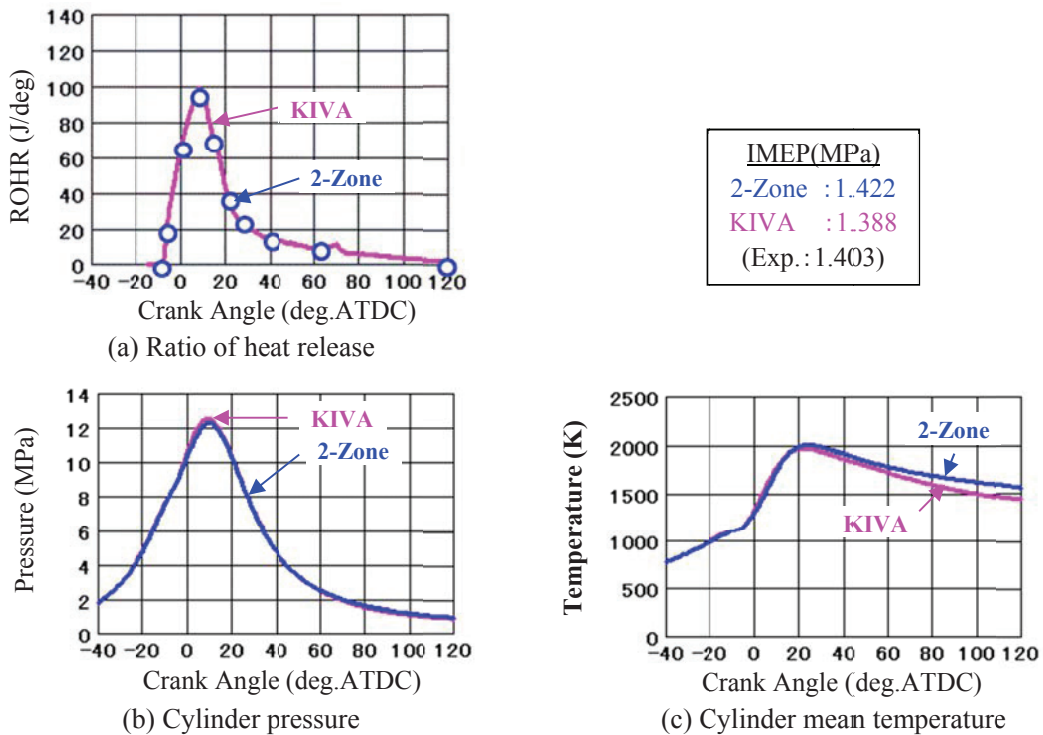


Fig.2-21 Comparison of cylinder pressure and temperature between 2-zone combustion model and KIVA code

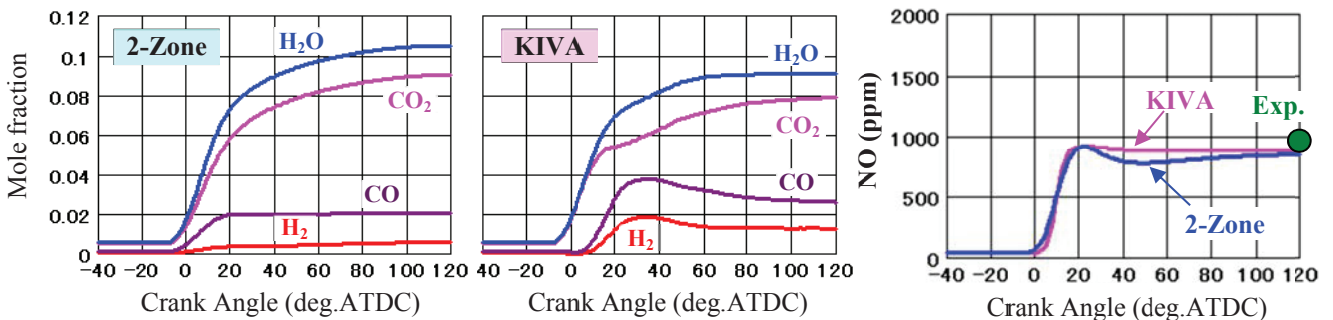


Fig.2-22 Comparison of chemical species between 2-zone combustion model and KIVA code

## 2.5 車両モデルとのリンク計算

### 2.5.1 車両モデルを加えたシミュレーションの概要

現行のエンジン性能シミュレータは、時間に従いエンジン回転速度、点火時期や当量比を変化させて、連続的にエンジン性能を計算することができる。そこで、車両とドライブトレインのモデルを加えて車両の加速特性を計算できるように整備した。また、タービンロータの回転速度を考慮したターボチャージャのモデルも備えており、ターボチャージャ搭載車の加速レスポンスを計算することもできる。ターボチャージャの計算方法については付録 F に示す。ドライブトレインのモデルには自動変速機(A/T), 手動変速機(M/T), 無段変速機(CVT)や電動モータなどを用意した。

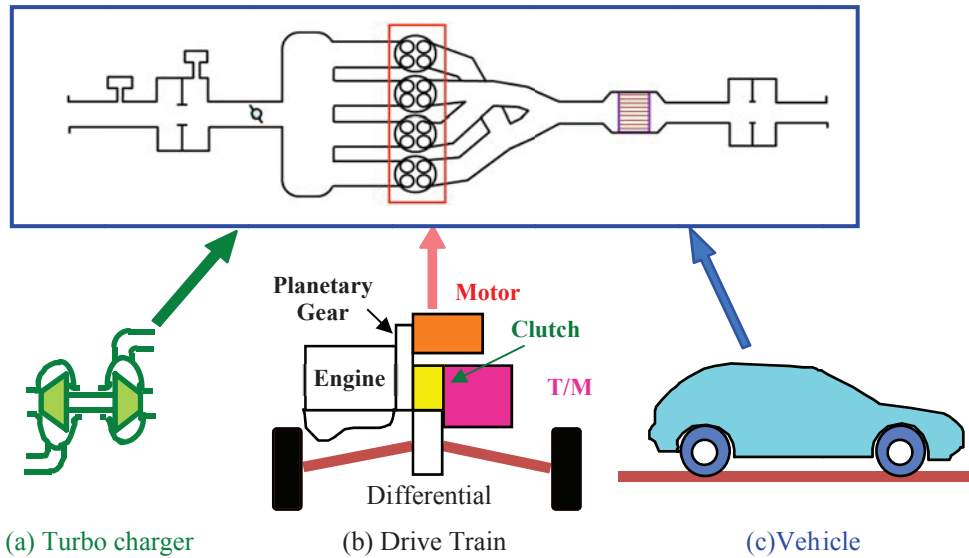


Fig.2-23 Turbo-charger, drive-train and vehicle model co-operated with engine performance simulator

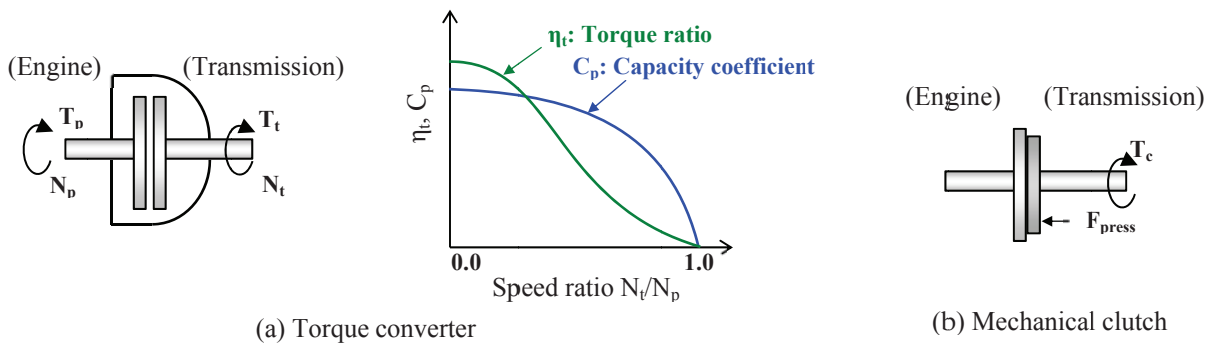


Fig.2-24 Torque converter model and mechanical clutch model

### 2.5.2 ドライブトレインのモデル

#### (1) A/T (Automatic Transmission)

自動変速機 A/T は、変速比を決めるサブルーチンと図 2-24(a)に示すトルクコンバータ(トルコン)モデルを組み合わせて構成する。変速比を決めるサブルーチンでは変速機の出力軸回転速度とスロットル開度に対する変速段数のマップを使う。ヒステリシスを持たせるために回転上昇と下降の2枚のマップを利用する。トルコンのモデルは、速度比(出力軸回転速度  $N_t(\text{rpm})$ /入力軸回転速度  $N_p(\text{rpm})$ )に対する容量係数  $C_p(\text{Nm}/\text{rpm}^2)$ とトルク比  $\eta_t$ をデータとして用意し、そのデータセットから速度比に対応する値を取り出して、エンジンからトルコンが吸収するポンプトルク  $T_p(\text{Nm})$ を(2.46)式で、トルコンから出力されるタービント



ルク  $T_t$  (Nm) を (2.47) 式で計算する.

$$T_p = C_p N_p^2 \quad (2.46)$$

$$T_t = \eta_t T_p \quad (2.47)$$

## (2) M/T (Manual Transmission)

手動変速機 M/T は、変速比を決めるサブルーチンと図 2-24 (b) に示す機械式クラッチのモデルを組み合わせたものである。変速比を決めるサブルーチンは M/T 用に設定した 2 枚のマップを A/T と同じように利用する。クラッチで伝達されるトルク  $T_c$  (Nm) は、押し付け力  $F_c$  (N) に摩擦係数  $\eta_c$  と平均接触面半径  $R_c$  (m) を掛けた (2.48) 式で求める。

$$T_c = \eta_c F_c R_c \quad (2.48)$$

## (C) CVT (Continuously Variable Transmission)

連続可変変速機 CVT も変速比を決めるサブルーチンとトルコンのモデルで構成されているが、この変速比を決めるサブルーチンでは、出力軸回転速度とスロットル開度から直接変速比を求める。

### 2.5.3 車両の発進加速の計算例

一例として、A/T を使った車両の発進加速シミュレーションの結果を図 2-25 に示す。車両重量は 1290kg、排気量 1.5L の 4 気筒エンジンを想定した。アイドリング状態からスロットル開度 30% で発進した場合のエンジン回転速度の変化、クランク軸トルクとエンジン出力トルクを示す。クランク軸トルクとは、ピストンで受け止めた筒内圧でクランク軸を回転させるトルクを示しており図のように大きく変動する。このトルクはエンジンの回転慣性モーメントで鈍されるのでエンジン出力トルクは滑らかになる。一方、エンジン回転速度はクランク軸トルクの影響を受けて変動するが、エンジン回転速度の増加に伴って、この回転変動が小さくなっていく様子が見て取れる。

図 2-26 は、このアクセル開度で加速を続けた場合のエンジンと A/T の挙動をシミュレーションした例である。加速を続けるとシフトマップに従いエンジン回転速度 3000rpm 付近で 1 速から 2 速へ、2 速から 3 速へ、3 速から 4 速へとシフトアップを繰り返していく。トルコン前後の速度差で、エンジンからトルコンに伝わるポンプトルクとトルコンから変速機に伝わるタービントルクが決まり、エンジンと変速機の回

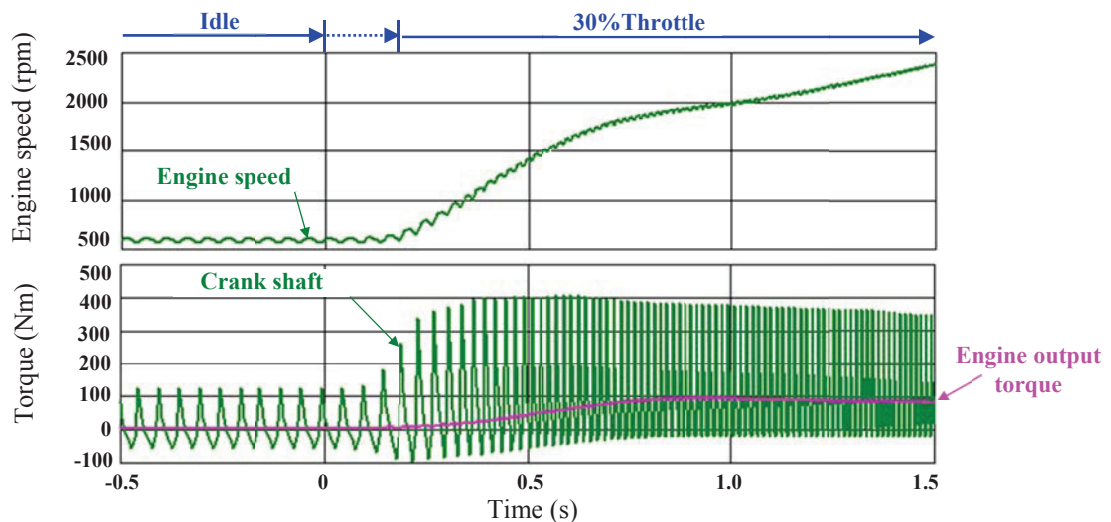


Fig.2-25 Engine speed and torque transitions at vehicle acceleration

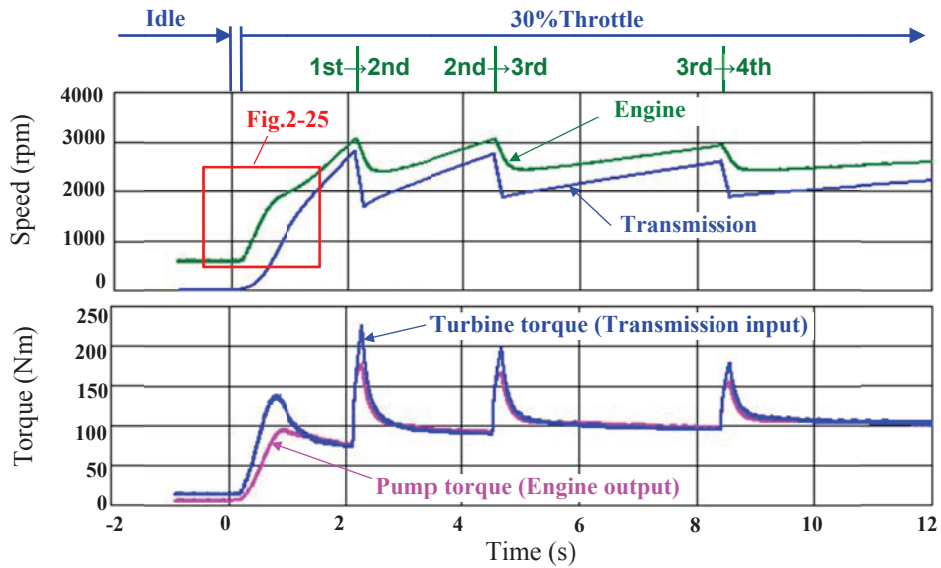


Fig.2-26 Speed and torque transitions around torque converter at vehicle acceleration

転速度が変化する。この計算機能を用いると、エンジンや変速機の設定が車両の加速性にどのように影響を及ぼすかを見積もることができる。ただし、エンジン性能シミュレータの計算負荷がまだ高いため、JC08運転モードなどの長時間の運転パターンで燃費や排出ガス量などを評価することは難しい。しかし、このような短時間の車両特性評価、とりわけ、ターボチャージャなどの過給機を取り付けた車両の加速性評価には有効な手法である。

## 2.6 ユーザーインターフェースの開発

エンジン性能シミュレータの操作性を高めるため、VisualC++™を利用してWindows™アプリケーションを作成する方法でGUI(Graphical User Interface)環境を構築した。図2-27は主に利用する操作パネルの表示の一例で、右上のパネル(B)でマウスを使ってエンジン部品を繋ぎ合わせ吸排気系レイアウトを完成させる。左の操作パネル(A)の[I]ボタンを押して計算の前処理を完了させた後、[R]ボタンを押して計算を実行するようにしている。計算終了後に[GraphMaker]ボタン押すと右下のパネル(C)が表示され、即座に計算結果を観察できる。このようなGUI環境の整備により、多くの技術者に利用してもらえる計算システムにすることができた。

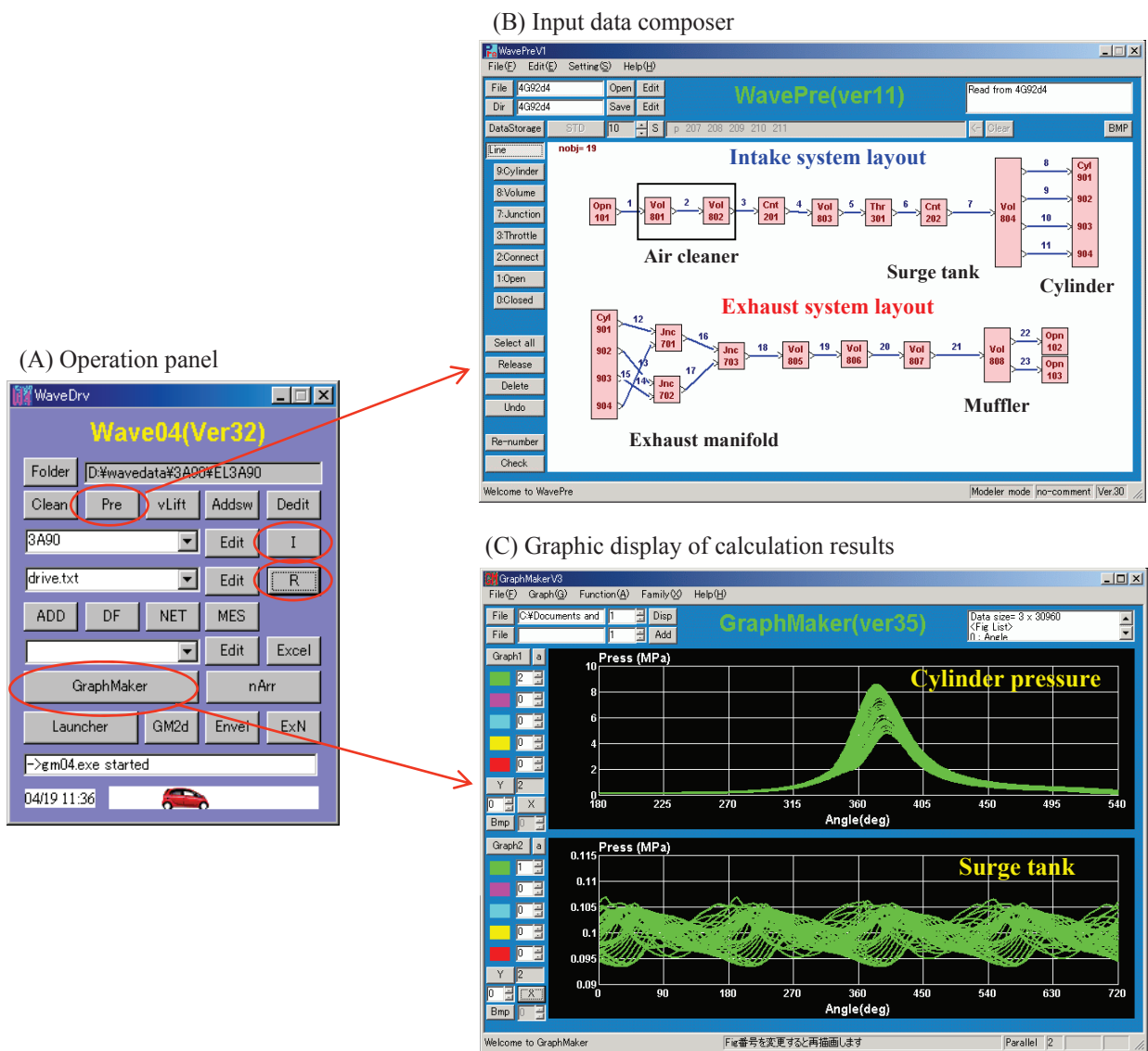


Fig.2-27 GUI of engine performance simulator

## 2.7 結 言

吸排気脈動計算と燃焼計算を組み合わせたエンジン性能シミュレータを開発した。この計算コードの核になる圧力脈動計算に半陰解法を使った有限体積法を用いることにより、極めて安定して計算を行えるようになった。体積効率の予測精度を左右する配管内の圧力損失と管壁面との熱伝達量の予測法についても十分に吟味した。燃焼計算では、二領域燃焼モデルを使って発熱量を精度良く予測できるようにした。さらに、連続的に条件を変えて計算できる機能を使い、車両と変速機モデルをリンクして車両の加速性能を予測することができる。

ここで示したエンジン性能シミュレータは、今ではエンジン開発に欠かせないツールになっており、同様の機能を持った市販の計算コードも幾つか販売されている。しかし、エンジン性能シミュレータの計算プログラムに必要な計算モデルを組み込んで、開発を目指している新機能を即座にシミュレーションできるメリットは大きく、これからも独自に開発した強みを存分に活かしていきたい。

現行の計算コードは、実測値を参考に決めた熱発生パターンを入力データとして与える方法を取っており、これを計算で求める課題が残っている。以前のエンジン性能シミュレータには、図 2-28 に示のように、点火点から球形に火炎が広がることを仮定して熱発生パターンを求める擬似三次元モデルを持っていた<sup>(2-19)</sup>。しかし、燃焼中の燃焼速度の変化や火炎の移動を考慮していなかったため、熱発生パターンを精度良く再現できなかった。この機能を完成させれば、燃焼室形状の違いによる熱発生パターンの相違を示せるメリットが大きいと考え、この現象に対するモデル化に取り組んでいる。また、現行の吸気管内への燃料噴射モデルは、吸気管内とシリンダー内で気化する割合を一律に与える単純なものなので、噴射後の燃料の微粒化と気化、空気との混合などの現象を解析してモデル化を進めている。一次元圧力脈動計算では、流れ込む方向を考慮した合流モデルへの変更を予定している。このような改良を加えて、エンジン性能シミュレータを完全なものにしていく計画である。

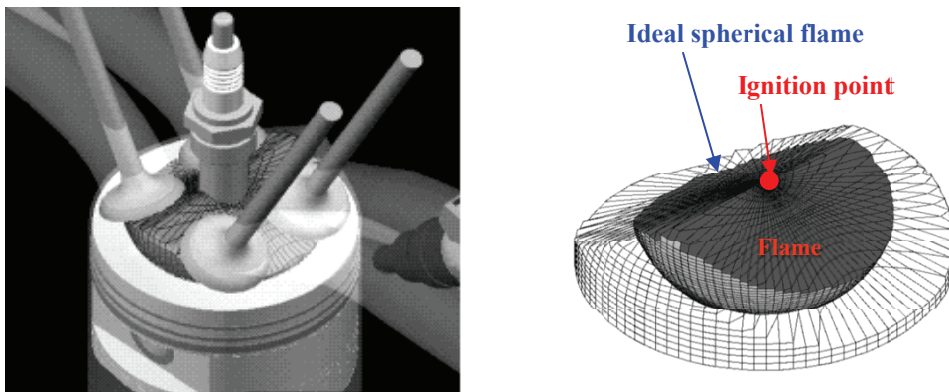


Fig.2-28 Example of quasi dimensional flame propagation model

## 参考文献

- (2-1) J.B.Heywood: Internal combustion engine fundamentals, McGraw-Hill, p.756-762 (1988).
- (2-2) 日本機械学会編: 流れの数値シミュレーション(初版), コロナ社, p.104-105 (1988).
- (2-3) 日本機械学会編: 熱と流れのコンピュータアナリシス(初版), コロナ社, p.197-198 (1988).
- (2-4) 日本機械学会編: 流れの数値シミュレーション(初版), コロナ社, p.111-112 (1988).
- (2-5) 中川智視, 松良悦正, 土屋正春, 田中 靖久: 吸排気管内脈動解析法の改良, 自動車技術 Vol. 48, No. 4, p. 34-39 (1994).
- (2-6) 八田夏夫: 流れの計算(1版), 森北出版, p.170-190 (1994).
- (2-7) 藤井孝蔵: 流体力学の数値計算法, 東大出版会, p.68-76 (1994).
- (2-8) 織田剛, 嶋本譲, 金丸一宏: 二重格子法による吸・排気管系内ガス流動の解析, 自動車技術会論文集 Vol. 24, No. 1, p. 39-44 (1993).
- (2-9) 日本機械学会編: 機械工学便覧基礎編 A5 流体力学, 日本機械学会, p.74-75.
- (2-10) 日本機械学会編: 機械工学便覧基礎編 A5 流体力学, 日本機械学会, p.56-57.
- (2-11) J.B.Heywood: Internal combustion engine fundamentals, p.766-778, McGraw-Hill (1988).
- (2-12) 日本機械学会編: 燃焼工学ハンドブック(初版), 日本機械学会, p.9-12 (1995).
- (2-13) G.Woschini: A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine, SAE670931 (1967).
- (2-14) 大竹一友, 藤原俊隆: 燃焼工学(初版), コロナ社, p.174-179 (1889).
- (2-15) 倉谷健治: 燃焼反応に関する速度定数について, 東京大学宇宙航空研究所報告, 第11巻第4号(A), p.765-767 (1975).
- (2-16) A.M.Douaud, P.Eyzat: Four-Octane-Number Method for Predicting the Anti-Knock Behavior of Fuels and Engines, SAE780080 (1978).
- (2-17) 太田安彦: ディーゼル機関の着火と燃焼,  
[http://www.geocities.jp/bequemereise/diesel\\_comb3.html](http://www.geocities.jp/bequemereise/diesel_comb3.html).
- (2-18) J.B.Heywood: Internal combustion engine fundamentals, McGraw-Hill, p.778-784 (1988).
- (2-19) 燃焼室形状とシリンダ内流動が熱損失に及ぼす影響, 北田泰造, 竹村純, 安東弘光,  
第11回内燃機関シンポジウム, p.139-144 (1993.7).

## 第3章 ガソリンエンジンのノッキング予測技術の開発

### 3.1 緒言

地球温暖化に影響を及ぼすとされるCO<sub>2</sub>(二酸化炭素)排出量を抑えると共に、限りある石油資源を有効に利用するため、低燃費を目指した自動車用エンジンの開発が重要視されている。エンジンの燃費を向上させる一つの方法が圧縮比を高く設定することで、新開発のガソリンエンジンでは圧縮比13を超えるものが現れている。このような高圧縮比になると、圧縮上死点付近で圧力と温度が高くなるため低温酸化反応が生じ、まだ燃焼を開始していない上死点付近の筒内圧が幾分高くなる現象が現れる<sup>(3-1)</sup>。この未燃ガスの低温酸化反応LT0(Low Temperature Oxidization)による発熱を予測するために、本研究では、二領域燃焼モデルの計算に、化学反応計算でガソリン PRF(Primary Reference Fuel)素反応モデルを解く方法を取り入れた燃焼計算サブプログラムを開発した。そして、実際のエンジン運転条件に近づけるために、第2章に示したエンジン性能シミュレータとリンクして計算する方法を考案した。この章では、新しく取り入れた計算方法の内容、低温酸化反応の発熱を加えることによる筒内圧予測精度の改善、および、Livengood-Wu積分法<sup>(3-2)</sup>と比較して得られた化学反応計算によるノッキング予測法の精度向上について述べる。

### 3.2 計算方法

#### 3.2.1 化学反応計算

##### (1) 化学反応計算の方法

ガソリン PRF の簡略化素反応モデルについては HCCI(Homogeneous-Charge Compression Ignition)エンジンの開発に呼応して研究が進められ、幾つかの素反応モデル<sup>(3-3)(3-4)</sup>が公開されている。その中から鶴島モデル<sup>(3-5)</sup>を選んだ。このモデルは、表3-1に示す33化学種38反応式のコンパクトな素反応モデルである。二領域燃焼モデルに組み込む化学反応計算コードは独自に作成したもので、次の(3.1)式を解いている。この式は、化学種が含まれる素反応式(j行)の生成速度と消滅速度を合算したものになっており、この式の $X_i$ は $X_i$ が含まれる側に存在する化学種の本数、 $X_m$ は $X_i$ が含まれる側と反対側に存在する化学種の本数、 $k_{+j}$ は $X_i$ が生成される速度定数、 $k_{-j}$ は $X_i$ が消滅する速度定数を示している。

$$\frac{d[X_i]}{dt} = \sum_j \left( k_{+j} \prod_m [X_m] - k_{-j} \prod_l [X_l] \right) \quad (3.1)$$

作成した計算コードでは、(3.1)式を(3.2)式の漸化式に改めて完全陰解法で解く計算方法を取った。この式の $dt$ は時間ステップ(s)で、 $n$ は現在、 $n-1$ は $dt$ 時間前の状態を示す。

$$[X_i]^n = \frac{[X_i]^{n-1} + \sum_j (k_{+j} \prod_m [X_m]^n) dt}{1 + \sum_j (k_{-j} \prod_{l(l \neq i)} [X_l]^n) dt} \quad (3.2)$$

##### (2) 化学反応計算の検証

図3-1は、オクタン価95を想定したガソリン PRF-空気予混合気を使い、当量比 $\phi=0.8, 1.0, 1.2$ 、初期温度700K、初期圧力2MPaの条件で自着火を計算したものである。定容を仮定しているため圧力上昇を伴っている。ここには示していないが、化学反応計算の精度を検証するために SENKIN(CHEMKIN2内に内包)<sup>(3-6)</sup>で計算を行い、圧力、温度と化学種の本数率が完全に一致することを確認している。図中の○印は化学平衡計算で求めた平衡状態の値を示しており、化学反応計算の圧力、温度と本数率の最終値は、理論混合比以下では化学平衡計算の値と概ね一致しているが、過濃域ではCOからCO<sub>2</sub>への変化が緩慢で、当量比 $\phi=1.2$



Table 3-1 Gasoline PRF simplified elementary chemical reaction model in this work. (cm<sup>3</sup>-mol-sec-cal units)

No	REACTION	A	N	EA
! === n-NC7H16, LOW TEMPERATURE REACTION ===				
R1	nC7H16 + O2 = C7H15 + HO2	1.000E+16	0.00	4.600E+04
		REV / 1.000E+12	0.00	0.000E+00 /
R2	C7H15 + O2 = C7H15O2	1.000E+12	0.00	0.000E+00
		REV / 2.510E+13	0.00	2.740E+04 /
R3	C7H15O2 = C7H14OOH	1.510E+11	0.00	1.900E+04
		REV / 1.000E+11	0.00	1.100E+04 /
R4	C7H14OOH + O2 = O2C7H14OOH	3.160E+11	0.00	0.000E+00
		REV / 2.510E+13	0.00	2.740E+04 /
R5	O2C7H14OOH => C7KET + OH	8.910E+10	0.00	1.700E+04
R6	C7KET => C5H11CO + CH2O + OH	3.980E+15	0.00	4.300E+04
R7	C5H11CO + O2 => C3H6 + C2H4 + CO + HO2	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R8	nC7H16 + OH => C7H15 + H2O	6.000E+14	0.00	3.000E+03
R9	C7H15 + O2 = C7H14 + HO2	3.160E+11	0.00	6.000E+03
		REV / 3.160E+11	0.00	1.950E+04 /
R10	C7H14 + O2 => C5H11 + CH2O + HCO	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R11	nC7H16 + HO2 = C7H15 + H2O2	1.000E+13	0.00	1.695E+04
R12	C7H15 => C5H11 + C2H4	2.500E+13	0.00	2.881E+04
R13	C5H11 = C3H7 + C2H4	1.138E+15	-0.42	2.701E+04
! === iso-C8H18, LOW TEMPERATURE REACTION ===				
R14	iC8H18 + O2 = C8H17 + HO2	1.000E+16	0.00	4.600E+04
		REV / 1.000E+12	0.00	0.000E+00 /
R15	C8H17 + O2 = C8H17O2	1.000E+12	0.00	0.000E+00
		REV / 2.510E+13	0.00	2.740E+04 /
R16	C8H17O2 = C8H16OOH	1.510E+11	0.00	2.180E+04
		REV / 1.000E+11	0.00	1.100E+04 /
R17	C8H16OOH + O2 = O2C8H16OOH	3.160E+11	0.00	0.000E+00
		REV / 2.510E+13	0.00	2.740E+04 /
R18	O2C8H16OOH => C8KET + OH	8.910E+10	0.00	1.700E+04
R19	C8KET => C6H13CO + CH2O + OH	3.980E+15	0.00	4.300E+04
R20	C6H13CO + O2 => C3H6 + C3H6 + CO + HO2	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R21	iC8H18 + OH => C8H17 + H2O	6.000E+13	0.00	3.000E+03
R22	C8H17 + O2 = C8H16 + HO2	3.160E+11	0.00	6.000E+03
		REV / 3.160E+11	0.00	1.950E+04 /
R23	C8H16 + O2 => C6H13 + CH2O + HCO	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R24	iC8H18 + HO2 = C8H17 + H2O2	1.000E+13	0.00	1.695E+04
R25	C8H17 => C6H13 + C2H4	3.617E+17	-1.27	2.970E+04
R26	C6H13 = C3H7 + C3H6	7.204E+13	-0.03	2.790E+04
! === HIGH-TEMPERATURE REACTION ===				
R27	C3H7 + O2 = C3H6 + HO2	3.000E+11	0.00	3.000E+03
R28	C3H6 + C3H6 => C2H4 + C2H4 + C2H4	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R29	C2H4 + OH = C2H3 + H2O	1.200E+13	0.00	5.955E+03
R30	C2H3 + O2 = CH2O + HCO	4.000E+12	0.00	-2.500E+02
R31	CH2O + OH = HCO + H2O	2.430E+10	1.20	-4.470E+02
R32	HCO + O2 = CO + HO2	1.350E+13	0.00	4.000E+02
R33	CO + OH = CO2 + H	6.000E+06	1.30	-7.580E+02
R34	H2O2 + OH = HO2 + H2O	1.000E+13	0.00	1.800E+03
R35	H + O2 + M = HO2 + M	2.800E+18	-0.90	0.000E+00
R36	HO2 + HO2 = H2O2 + O2	1.300E+11	0.00	-1.630E+03
R37	H2O2 + M = OH + OH + M	1.200E+17	0.00	4.600E+04
R38	C2H4 + O2 => CH2O + CH2O	3.000E+13	0.00	3.000E+04

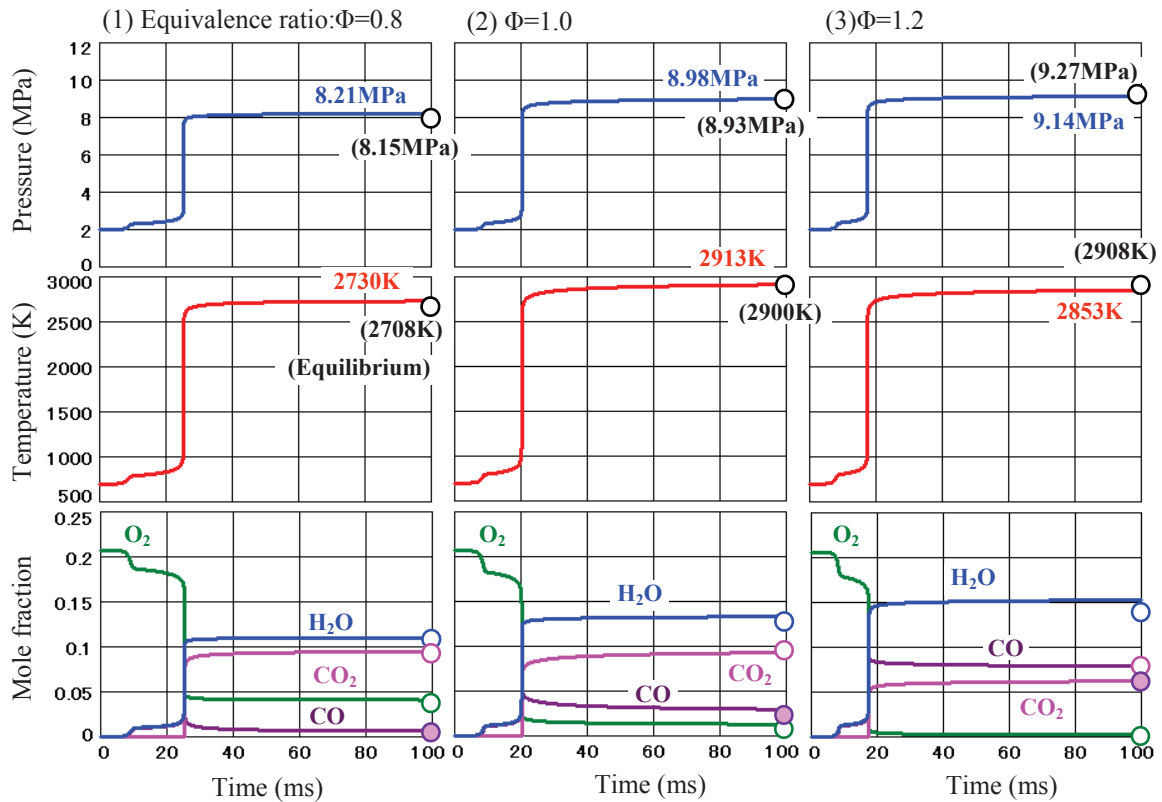


Fig.3-1 Temperature, pressure and mole fraction before and after self-ignition at constant volume

では化学平衡計算に比べて温度が約 50K 低い. 次の 3.3 節で示す計算の筒内圧を実測と比較する際には, この差異を考慮しておく必要がある. 図 3-2 は化学平衡計算で当量比を変えて求めた圧力, 温度と化学種のモル分率を示したものである.

### 3.2.2 燃焼計算サブプログラム

二領域燃焼モデルでは未燃部と既燃部の2つの領域を取り扱い, 時系列の質量燃焼割合を計算条件として与え, この質量燃焼割合に従って未燃部から予混合気を切り取って既燃部に移す操作を行なっている. 未燃部から既燃部に移された予混合気は, 既燃部の高い温度により急激な化学反応を起こして発熱する. この計算モデルでは, 既燃部に移した予混合気をそのまま反応させるために, 既燃部でも化学反応計算を行っている. この後の計算手順は, 第2章で示した二領域燃焼モデルと同一である. また, 熱損失の計算方法も, 第2章と同じく Woshini の式<sup>(3-7)</sup>を使った.

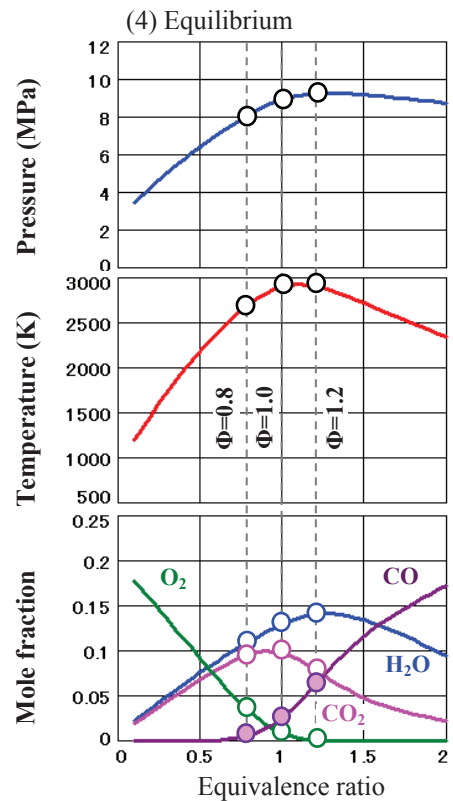


Fig.3-2 Adiabatic flame temperature, pressure and mole fraction at constant volume



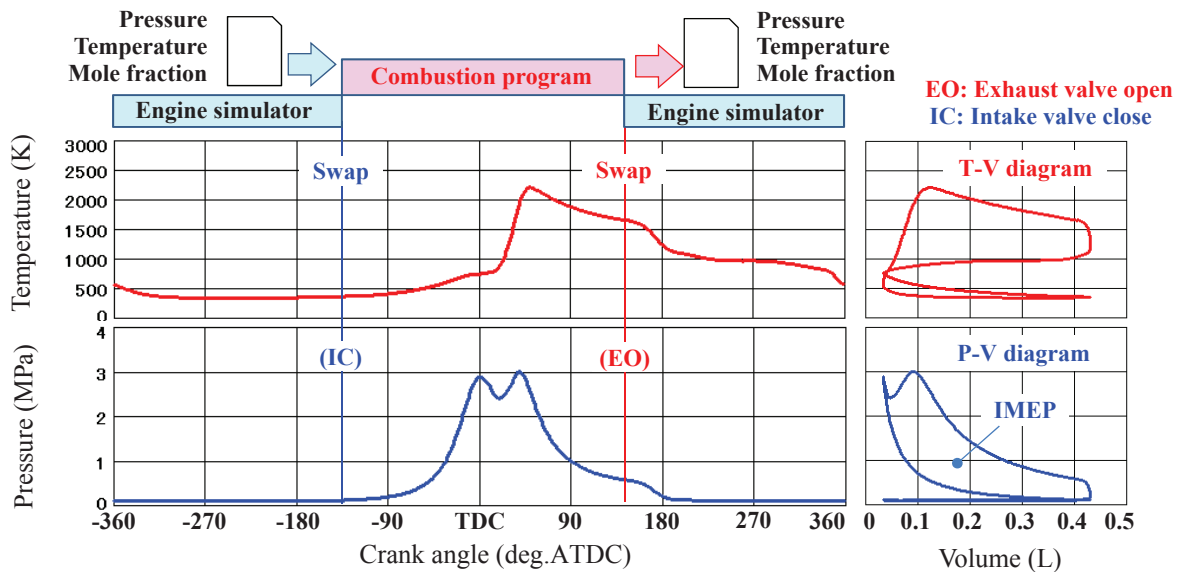


Fig.3-3 Combustion sub-model code and engine performance simulator link system

### 3.2.3 エンジン性能シミュレータとのリンク

シリンダーに充填される空気量を精度良く求めるため、吸排気脈動計算を行うエンジン性能シミュレータに燃焼計算サブプログラムをリンクして計算を行った。概要を図3-3に示す。吸気バルブ閉からの圧縮行程と排気バルブ開までの膨張行程を燃焼計算サブプログラムで計算し、それ以外の部分をエンジン性能シミュレータで計算する。具体的には、まずエンジン性能シミュレータを起動し、燃焼計算に切り替えるタイミングになると、燃焼計算に必要なデータを一纏めにしたファイルを作成して燃焼計算サブプログラムを実行するようにした。そして、計算が終了すると停止していたエンジン性能シミュレータを再開し、燃焼計算サブプログラムが出力した結果ファイルを読み込み、残りの膨張行程と排気行程の計算を行う。実際には、エンジン性能シミュレータの計算を単独で10サイクル程度行って計算を安定させてから燃焼計算を行っている。このリンク計算を行うことにより、空気の充填量を精度良く見積もることができるとともに、燃焼に影響を及ぼす残留ガス量の把握や、算出される吸気-圧縮-膨張-排気行程の筒内圧から図示平均有効圧 IMEP (Indicated Mean Effective Pressure) を求めることができる。

## 3.3 計算結果

### 3.3.1 筒内圧の予測精度

図3-4に、排気量1.2L圧縮比 $\epsilon=13$ の3気筒ガソリンエンジンを1500rpmWOT(全開運転)で計算した結果を実測値と共に示す。燃料のオクタン価はRON(Research Octane Number)95、当量比は $\phi=1.176$ である。計算のRON95燃料はイソオクタン( $iC_8H_{18}$ )とヘプタン( $nC_7H_{16}$ )を95:5の容積割合で混合したものである。この実測値は任意の10サイクルの値で、燃料の一部が化学反応を開始して発熱する低温酸化反応(冷炎反応)が上死点後に発生しており、その発熱により筒内圧が高くなっている。図に示すように、化学反応計算を使って低温酸化反応を再現すると、上死点後の筒内圧が幾分高くなり実測に近い値になる。この低温酸化反応の発熱は、図3-5に示すように $H_2O$ と $CO$ が生成されることによる。低温酸化反応が開始するタイミングまでは、アルキルペルオキシド( $C_7H_{15}O_2$ と $C_8H_{17}O_2$ )、ケトンヒドロペルオキシド( $C_7KET$ と $C_8KET$ )とOHラジカルが増加し、その後減少に転じる。また、ホルムアルデヒド( $CH_2O$ )も生成され低温酸化反応中も増加する。このイソオクタンとヘプタン混合燃料では、低温酸化反応でヘプタンが完全に崩壊しイソオクタンのみが残る計算結果になる。また、低温酸化反応を考慮せず上死点付近の筒内圧が低くなる計算では、図示平均有効圧の見積りが1.6%低くなる。

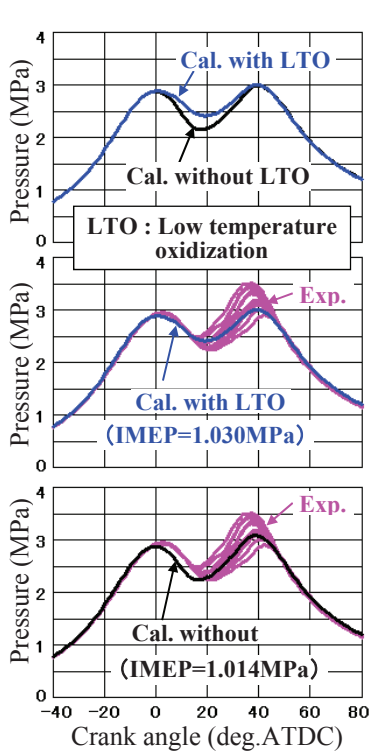


Fig. 3-4 Example of improved in-cylinder pressure prediction calculated with LTO (1500rpmWOT)

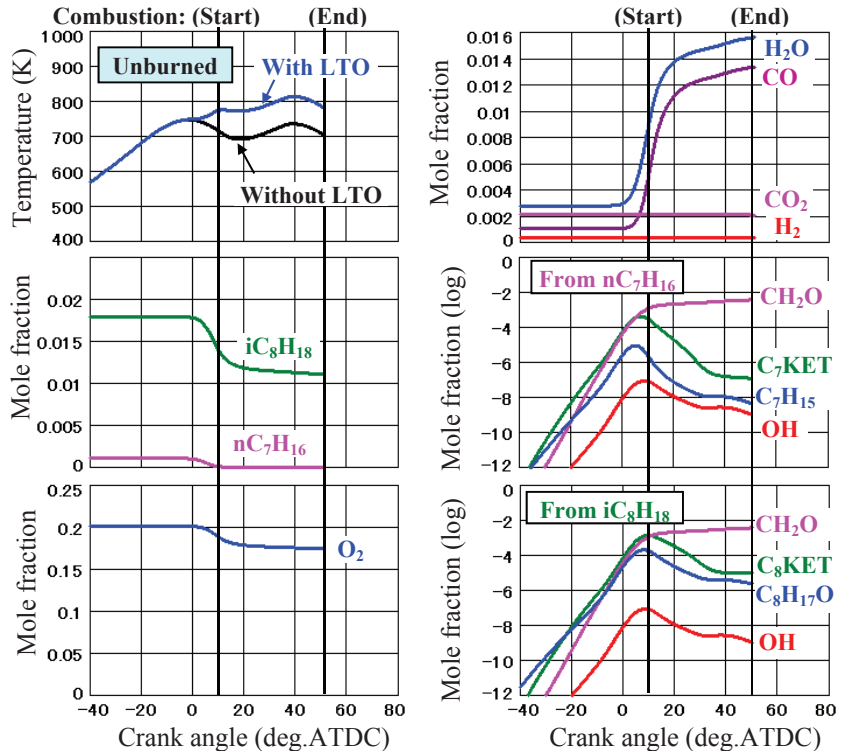


Fig. 3-5 Example of temperature and chemical species characteristics in unburned zone calculated with LTO (1500rpmWOT)

### 3.3.2 ノッキング予測精度の改善と問題点

化学反応計算を使って未燃部の温度を正しく予測できたので、続いてノッキング予測精度がどの程度向上するかを調査した。実測の筒内圧から明確なノッキングが認められるものを選んで、熱発生開始時期と熱発生率を実機に合わせる方法でノッキング予測精度を調べた。図 3-6 は、80 サイクルの筒内圧計測結果から速い燃焼を示す 10 サイクルを表示したものである。この中で最も強いノッキングを示す Sample-1 をシミュレーション対象にした。熱発生パターンは点火時期により多少変化するが、燃焼室形状によって大略の形が決まるので、全ての計算で図 3-7 に示すやや後高(熱発生率が最大になるタイミングが後半)の熱発生パターンを使い、燃焼期間のみを調整して実測の熱発生率に合わせた。

図 3-8 は、計算で求めた筒内圧と熱発生率を実測に重ねて表示したものである。また、上段には既燃部、未燃部、筒内の平均温度を示している。(a)は化学反応計算の結果であるが、低温酸化反応による発熱は認められるもののノッキングは発生していない。(b)は Livengood-Wu 積分法でノッキングの発生時期を予測し、そのタイミングで未燃予混合気を強制的に燃焼させたもので、実機のノッキングが再現できている。

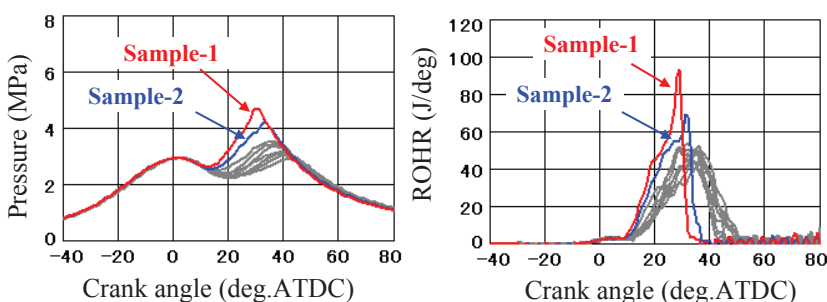


Fig. 3-6 Top ten high speed combustion among 80 samples (1500rpm WOT)

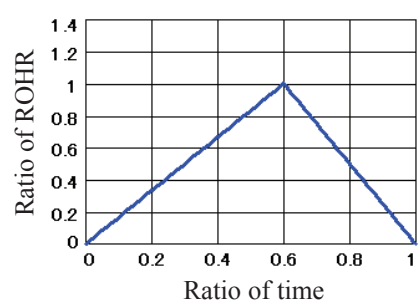


Fig.3-7 Heat release pattern used in this work

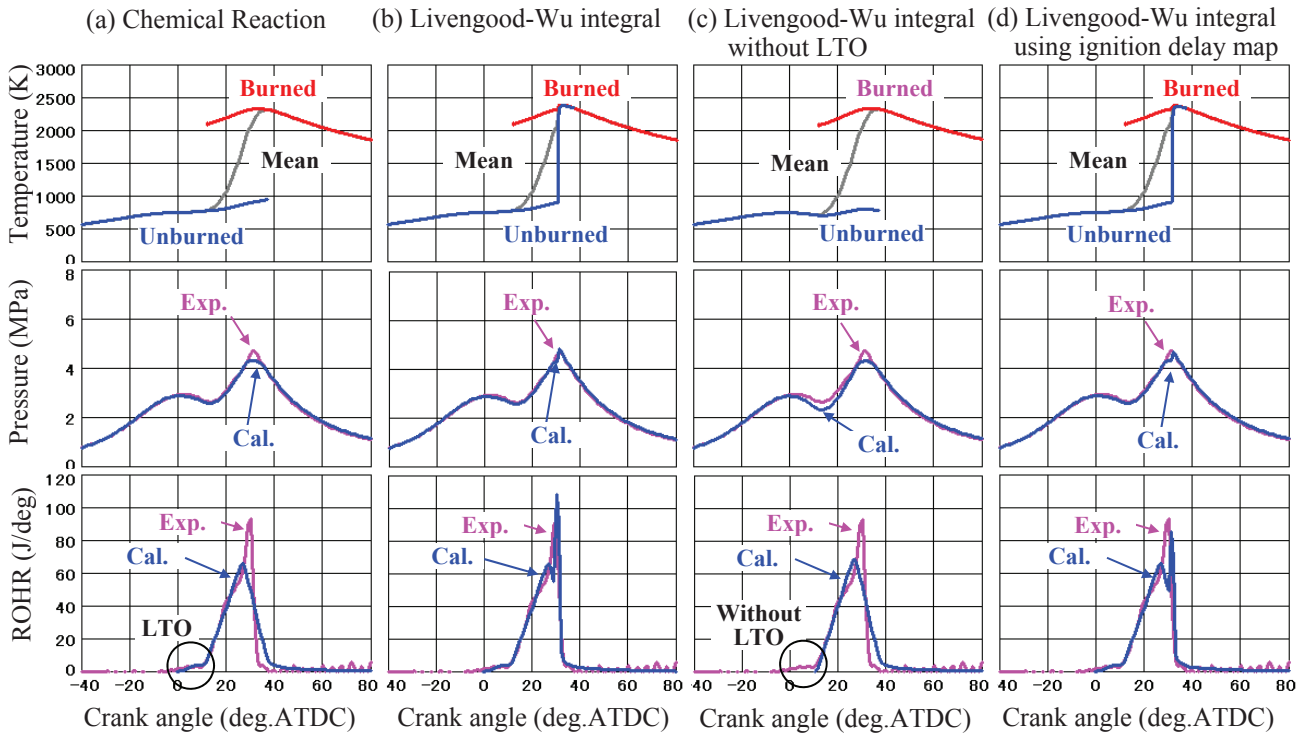


Fig. 3-8 Comparison of several knocking estimation methods (1500rpmWOT,  $\varepsilon=13$ ,  $\Phi=1.176$ )

第2章でも示した Livengood-Wu 積分法は、(3.3)式のように、時々刻々の着火遅れ  $\tau_d$ (s)の逆数を時間  $t$  で積分して得られるインデックス  $id$ が1を越えるとノッキングが発生すると判断するものである。この予測に使った着火遅れは(3.4)式で、これは文献<sup>(3-2)</sup>に記載されている式に当量比  $\phi$ の項を加えたものにした。当量比  $\phi$ に与えた指数はディーゼルの着火遅れ式<sup>(3-8)</sup>の値を流用した。この式の  $OCN$ は燃料のオクタン価、 $p$ は圧力(Pa)、 $p_o$ は大気圧(Pa)、 $T$ は温度(K)である。

$$id = \int \frac{1}{\tau_d} dt > 1 \quad (3.3)$$

$$\tau_d = 0.01869 \left( \frac{OCN}{100} \right)^{3.4017} \left( \frac{p}{p_o} \right)^{-1.7} \Phi^{-0.445} \exp \left( \frac{3800}{T} \right) \quad (3.4)$$

図 3-8(c)は、(b)と比較するために未燃部の化学反応計算を停止して低温酸化反応を止めたもので、低温酸化反応による発熱が無いため上死点後の筒内圧と未燃ガス温度が低くなりノッキングが発生しない。

図 3-8(d)も Livengood-Wu 積分法であるが、時々刻々の着火遅れ時間を着火遅れマップから引いてくる方法を取った。この計算に用いた着火遅れマップは図 3-9(1)で、初期圧力と初期温度を変えて多数の化学反応計算を行い、その結果を纏めたものである。この方法でも実機のノッキングを良く再現している。

図 3-9は、着火遅れマップによるノッキング予測法を(3.4)式で着火遅れを見積もる方法と比較して示したものである。着火遅れマップを見る限り、両者の着火遅れの見積もりにはかなりの違いが出るように思えるが、ノッキング予測で利用する○印の着火遅れの差が小さいため Livengood-Wu の積分値(着火遅れのID)の推移には大きな違いがなく、両者のノッキング発生時期の予測も近い値になっている。(3.4)式の関数で求める着火遅れは、ノッキング発生時期の予測に効く肝心な部分をしっかり押さえているといえる。

化学反応計算を使って未燃部の温度の推移を正しく予測できるようになったことにより、Livengood-Wu 積分法でノッキング発生タイミングを精度良く予測できるようになった。しかし、化学反応計算は着火遅れを長く見積もっているため素反応モデルを修正する必要がある。

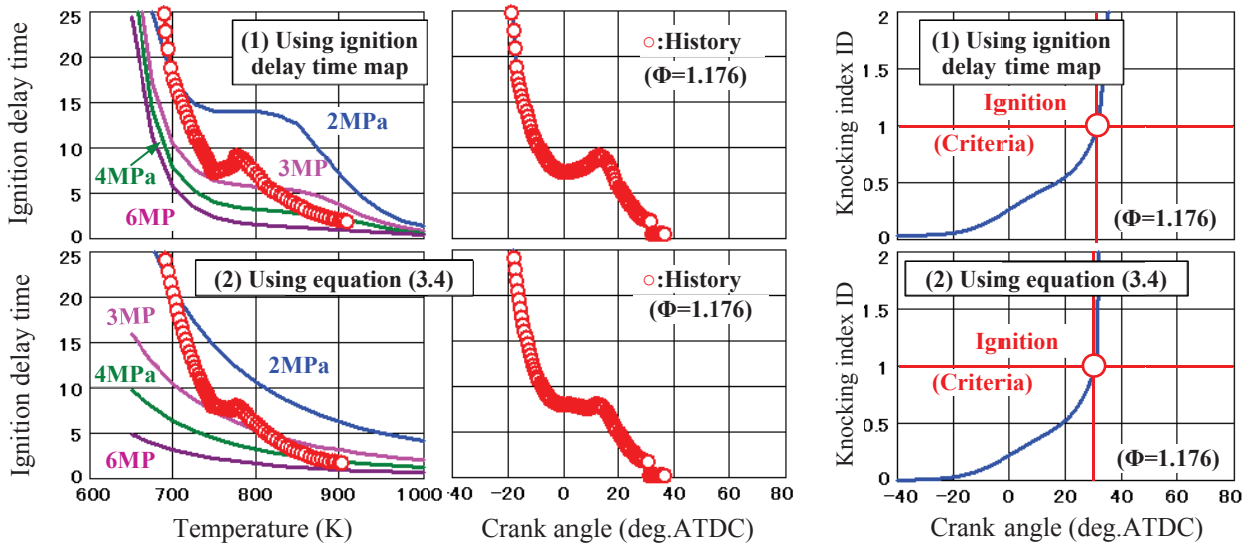


Fig. 3-9 Livengood-Wu integral knocking estimation by using different ignition delay time estimation methods. (1500rpmWOT,  $\varepsilon=13$ ,  $\Phi=1.176$ )

### 3.3.3 化学反応計算でノッキングを予測するための素反応モデルの修正

図 3-8(a)に示すように、化学反応計算では着火遅れを長く見積もっておりノッキングが発生しない。そこで、化学反応が速くなるように素反応モデルの修正を試みた。イソオクタンの崩壊過程を記述した反応式の中で、低温酸化反応の発生に影響を及ぼさず、着火遅れの感度が最も高い表 3-1 の R25 式の活性化エネルギーを調整し、図 3-8 の条件で実機のノッキング発生時期を再現できるようにした。見直した式と調整した値を表 3-2 に示す。この変更によって、着火遅れは図 3-10 のように約 3/4 に短くなる。

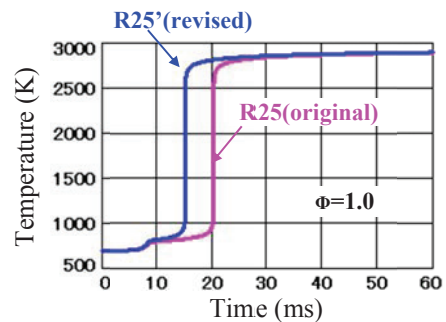


Fig. 3-10 Comparison of self-ignition timing between revised R25' and original R25 at constant volume

Table 3-2 Revised activation energy of R25 reaction ( $\text{cm}^3\text{-mol-sec-cal}$  units)

No	REACTION		A	N	EA
R25	C8H17	=> C6H13 + C2H4	3.617E+17	-1.27	<b>3.470E+04</b>

修正後のノッキング発生状況は図 3-11(a) のようになった。実測ではノッキングによって熱発生率が大きくなる期間に幅があるが、計算は未燃ガスを一つの領域として取り扱うため瞬時に燃え切ってしまう。今回の修正では、実測で未燃ガスが燃え切って熱発生が完了するタイミングを一致させた。

この修正した素反応モデルで、条件を変えてノッキングが再現できるかを確認したものが図 3-11(b), (c), (d) である。(b) の計算対象は図 3-6 に示した Sample-2 で、(a) と同じ 1500rpm 全開運転で 2 番目に速く燃焼してノッキングが発生しているものである。この熱発生率に合わせて計算した結果においても実機のノッキング発生時期をうまく予測できている。(c) は同じエンジンで回転速度を 3000rpm にした場合であるが、この条件ではノッキング発生時期を多少早く見積もっているものの許容できるレベルである。(d) は圧縮比を 11 に下げたものであるが、これもノッキング発生時期を良く再現している。また、(c)

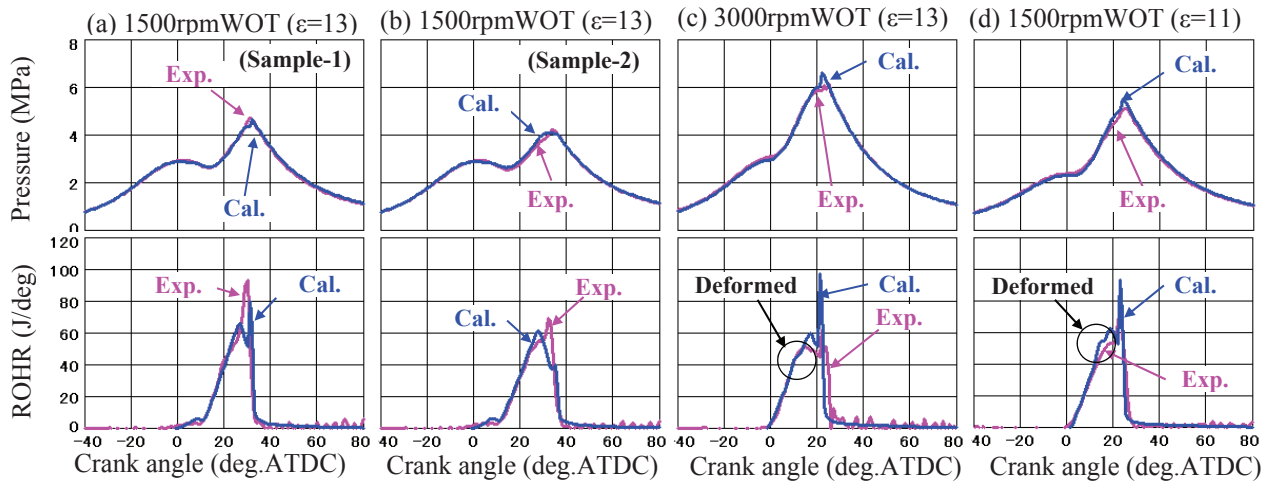


Fig.3-11 Revised elementary reaction verification with different heat release, engine speed and compression ratio

と(d)にも三角形の熱発生パターンを与えているが、低温酸化反応による発熱の影響でノッキング発生前の熱発生パターンに変形が認められる。

### 3.4 結 言

高圧縮比エンジンでは、低温酸化反応により圧縮上死点付近の筒内圧が幾分高くなる現象が発生する。これを再現できるようにするため、二領域燃焼モデルの計算に化学反応計算でガソリン PRF 素反応モデルを解く方法を取り入れた燃焼サブプログラムを作成し、エンジン性能シミュレータとリンクして計算を行うシステムを開発した。この計算システムにより、実機に近い筒内圧が再現できるようになり、Livengood-Wu 積分法で精度良くノッキングが予測できるようになった。また、化学反応計算でノッキング発生時期を見積もるには、素反応モデルの一部を修正して化学反応を速める必要があることが分かった。

今後、オクタン価が変わった場合や、同じオクタン価でも組成が異なった場合などにも対応できる素反応モデルになっているか検証する必要がある。また、ガソリンエンジンでは着火時期と燃焼速度がサイクルごとに変化して燃焼変動が大きいため、実機でのノッキング予測に、この燃焼変動をどのように考慮してノッキング発生時期を見積もるかが課題である。また、予め化学反応計算を行って作成した着火遅れマップを使って Livengood-Wu 積分法で予測したノッキング発生時期と、化学反応計算での予測が異なる原因について明らかにしたい。

## 参考文献

- (3-1) M. Yamakawa, T. Youso, T. Fujikawa, T. Nishimoto, Y. Wada, K. Sato, H. Yokohata: Combustion Technology Development for a High Compression Ratio SI Engine, JSAE20119380 (2011).
- (3-2) A. M. Douaud, P. Eyzat: Four-Octane-Number Method for Predicting the Anti-Knock Behavior of Fuels and Engines, SAE780080 (1978).
- (3-3) A. Patel, S. C. Kong, R. D. Reitz: Development and Validation of a Reduced Reaction Mechanism for HCCI Engine Simulations, SAE2004-01-0558 (2004).
- (3-4) S. Tanaka, F. Ayala, J. C. Keck: A reduced chemical kinetic model for HCCI combustion of primary reference fuels in a rapid compression machine, Combustion and Flame, Vol.133, p.467-481 (2003).
- (3-5) T. Tsurushima: A new skeletal PRF kinetic model for HCCI combustion, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.32, p.2835-2841 (2009).
- (3-6) A. E. Lutz, R. J. Kee, J. A. Miller: SENKIN: A Fortran Program for Predicting Homogeneous Gas Phase Chemical Kinetics With Sensitivity Analysis, SANDIA REPORT SAND87-8248, UC-401, Sandia National Lab. (US), (1991).
- (3-7) G. Woschini: A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine, SAE670931 (1967).
- (3-8) 太田安彦: ディーゼル機関の着火と燃焼,  
[http://www.geocities.jp/bequemereise/diesel\\_comb3.html](http://www.geocities.jp/bequemereise/diesel_comb3.html).



## 第4章 一次元脈動計算を利用した吸排気吐出音の予測法

### 4.1 緒言

自動車の動力源である4サイクルエンジンは、吸気、圧縮、膨張、排気の4つの行程を繰り返す間欠的な動力機関である。そのため、燃焼室内が2500K以上の燃焼ガスに晒される時間が短く断続的であるため安価な素材を使って燃焼室を作製できるなどのメリットがある反面、空気を吸い込む期間と排気を吐き出す期間を間欠的に繰り返すため、エアダクトやテールパイプから外部に音を放射してしまう宿命を背負っている。よって、この音を抑えることが車両の品質を決める重要な要素の一つとなっている。

第2章に示したエンジン性能シミュレータはエンジン性能の予測に主眼を置いていたが、オプションの一つとして吸排気吐出音の計算機能を加えた。この章では、本研究で考案したエンジン性能シミュレータで計算される吸排気開放端の流速変動から吐出音を計算する方法、吸排気吐出音の特徴を明らかにした内容、および、その特徴を観察して効率的な消音を実施した事例について述べる。

### 4.2 吸排気圧力脈動と吐出音

空気はたやすく伸び縮みする圧縮性流体であり、周りを硬い壁で囲まれた吸排気管の中では、ちょうどバネのように一方方向に伸び縮みする弾性体と定義できる。図4-1に示すように、エンジンの吸排気系ではこれらのバネ要素が分岐部や容器で結合されてネットワークを形成しており、エンジンの吸排気作用がこの系を揺する外力になっている。吸気側では、ピストンの下降によって筒内(シリンダー内)に発生する負圧波が上流に溯り、サージタンク、エアクリーナや開放端などで反射して正圧波に転じて筒内に戻る。排気側では、排気弁が開くと同時に噴き出す高温高圧のブローダウン波が、触媒、マフラーや開放端で反射して

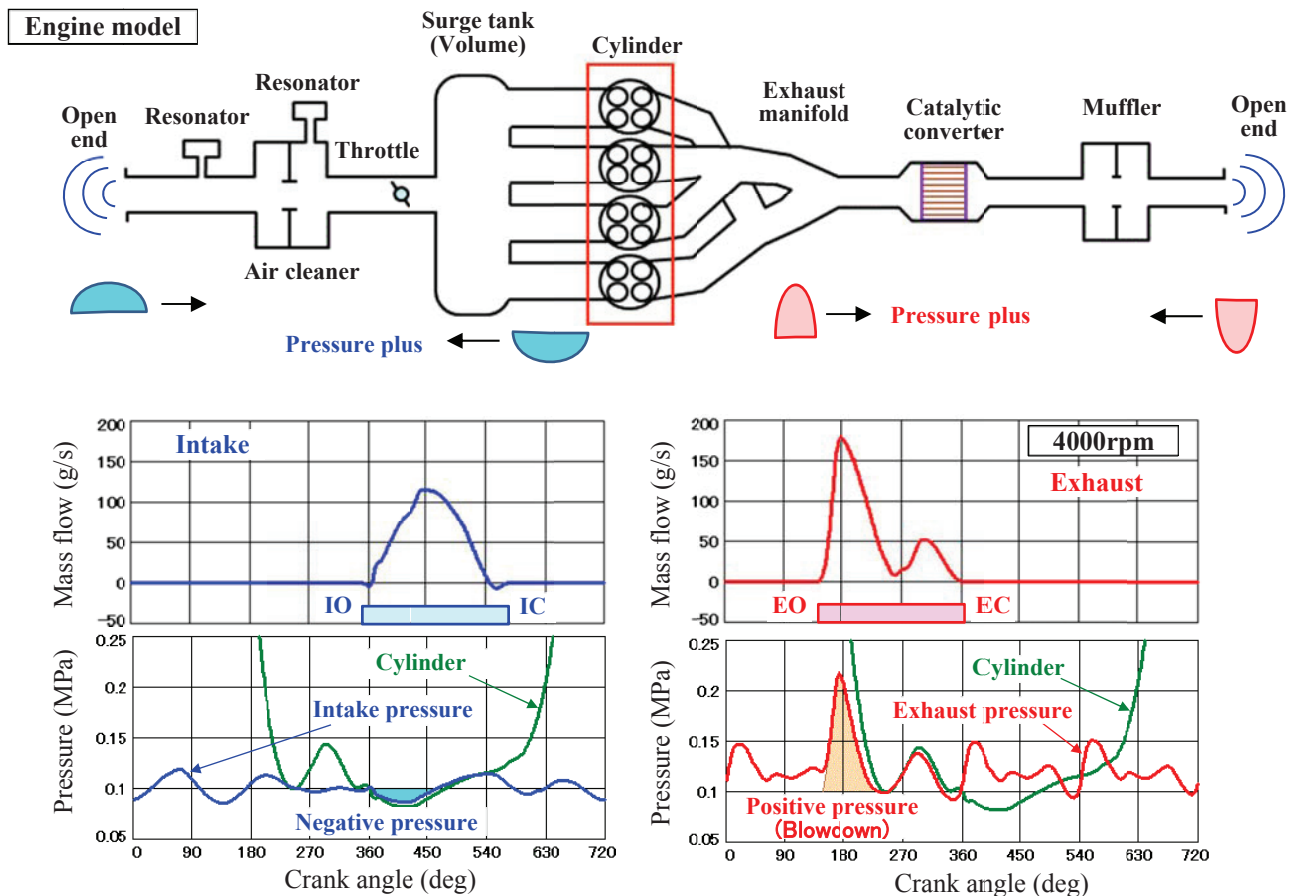


Fig.4-1 Intake and exhaust noise generation process

負圧波に転じて筒内に戻る。吸排気管内では、この現象が絶え間なく折り重なって発生しているので一見複雑に見える。この振動系は開放端を介して外界と結ばれており、開放端で発生する流速変動が大気を揺すり吸気音や排気音として観測者の耳に届く。もし、この振動系に作用する外力の周期が吸排気系の固有振動数と一致すれば、共振現象が発生して大きな吐出音の発生に繋がる。

### 4.3 開放端からの音響放射の計算

#### 4.3.1 球形音響放射モデルを使った音圧の予測

吐出音を予測するには、開放端で発生する流速変動を観測点の音圧に変換する計算が必要になる。図 4-2 は、音響インテンシティ法で測定したテールパイプからの放射音を示している。乗用車用の 4 室マフラーを取り付けて十分に消音した場合には、ほぼ球形に音圧波が広がっていることが分かる。この計測から、音圧が開放端を起点に球形に広がるモノポール音と仮定しても支障が無いと判断できる。そこで、球形音響放射モデル<sup>(4-1)(4-2)</sup>を利用して計測点の音圧変動  $\delta p$ (Pa) を予測することを考え、簡単のため呼吸球を想定した(4.1)式をこの計算に使う。この式は、周波数ごとの流速変動成分による音響放射に開放端の管の断面積を掛けた形になっている。この球形音響放射モデルについては付録 G に詳細を記載する。

$$\delta p_j = \frac{\delta u_j \omega_j \rho r_p^2}{4R} \tag{4.1}$$

ここで、 $\delta u$  は流速の振幅(m/s)、 $\omega$  は角速度(rad/s)、 $\rho$  は(大気)の密度(kg/m<sup>3</sup>)、 $r_p$  は管出口半径(m)、 $R$  は管

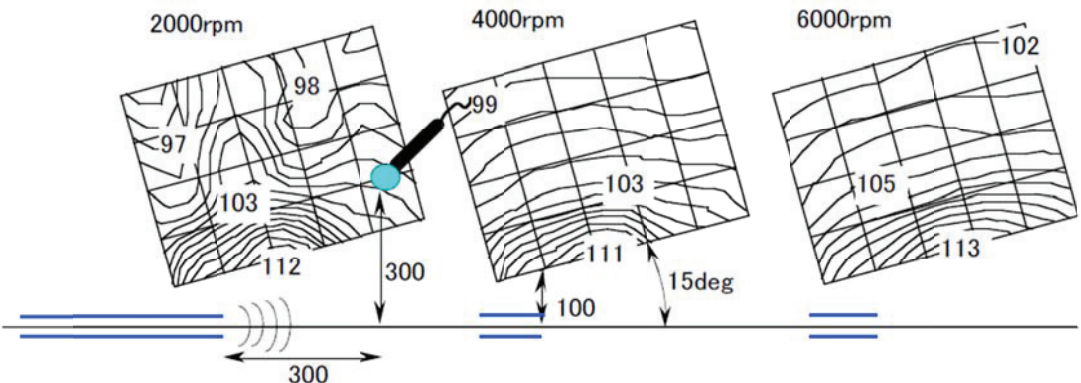


Fig.4-2 Acoustic radiation visualization from exhaust tail pipe using sound intensity measuring instrument

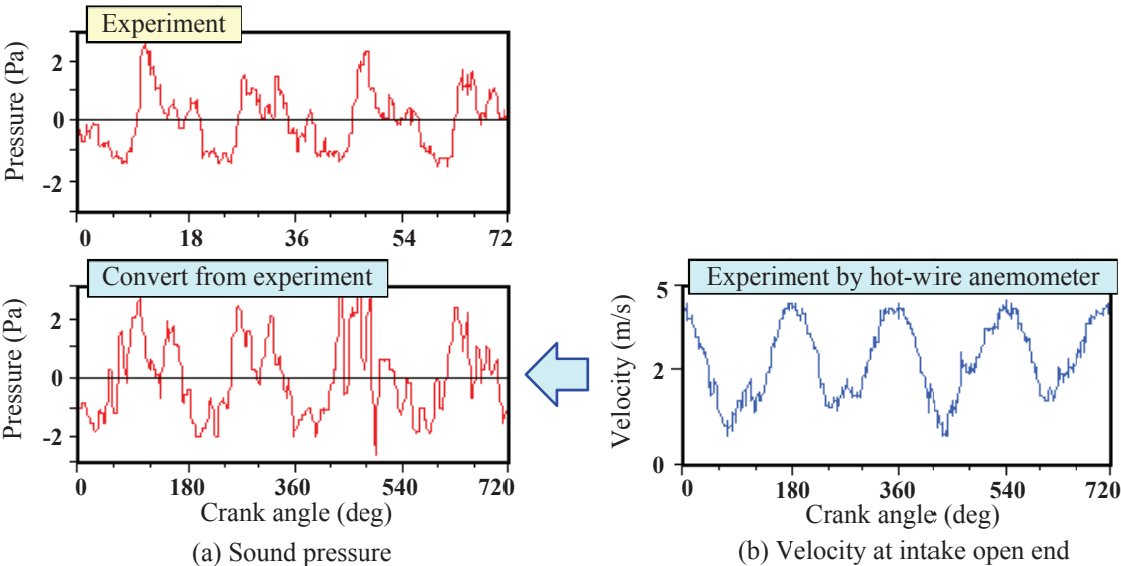


Fig.4-3 Acoustic wave converted from velocity fluctuation by spherical acoustic radiation model

出口と観測点間の距離(m)で、添字  $j$  は回転次数を示す。角速度  $\omega$  は、エンジン回転速度  $N_e$ (rpm) と回転次数  $j$  を使って(4.2)式で表すことができる。  $\pi$  は円周率である。

$$\omega_j = 2\pi j \frac{N_e}{60} \quad (4.2)$$

図 4-3 は、熱線風速計で求めた流速変動を球形放射モデルで音圧変動に変換して実測の値と比較したものである。流速変動の測定値には僅かにノイズが乗っているため、流速変動から予測した音圧は実測の音圧より多少激しく振動しているが、音圧変動の骨格(低周波振動成分)はほぼ一致していることが分かる。また、ここで注目すべきは、流速変動では小さく現れている高周波成分を音圧に変換すると、その振幅を増大することである。これは、(4.1)式から分かるように音圧は周波数に比例して大きくなるためである。

#### 4.3.2 差分法を使った音圧の予測

消音が十分でない場合は必ずしも球形に音圧が拡がらないので、非圧縮性流体を仮定した差分法による計算も試行した。これは、軸対称二次元の条件を加えて定式化した(4.3)～(4.5)式を解いて吸排気開放端からの音圧伝播を計算するものである。

(連続の式)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} = 0 \quad (4.3)$$

(運動量保存式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial r} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial r} + \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r^2} \right) \quad (4.5)$$

ここで、  $x$  と  $r$  は軸方向と半径方向の長さ(m) ,  $u$  と  $v$  は軸方向と半径方向の流速(m/s) ,  $t$  は時間(s) ,  $p$  は圧力(Pa) ,  $\rho$  は密度(kg/m<sup>3</sup>) ,  $\mu$  は粘性係数(Pa・s)である。

図4-4に示すように、吸気管(または排気管)を中心軸に置いた半径1000mm,長さ2000mmの円筒形の広い空間を取り扱うが、軸対称二次元の計算で解くことにより計算負荷を低く抑えている。いくつかの非圧縮性流体の計算スキームを試した結果<sup>(4-3)</sup>, 計算時間が短く済む利点からSOLA(Solution for transient Liquid flow Algorithm)法<sup>(4-4)</sup>を選んで独自にコード化した。以降に示す計算では、吸気管(または排気管)の半径を基準長さ(計算セルの縦と横の長さ)に取りこの空間に計算格子を張った。

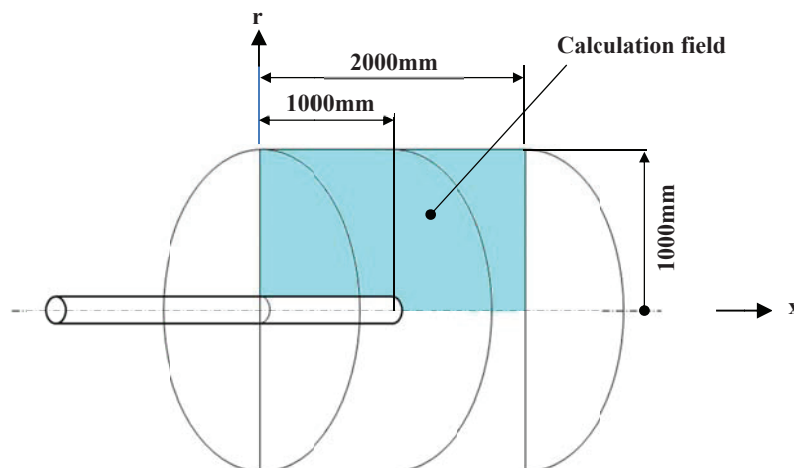


Fig.4-4 Calculation field of acoustic radiation calculation

## 4.4 計算例

### 4.4.1 レゾネータによる消音の予測

球形音響放射モデルを用いて吸気系レゾネータのマッチングを行った。図4-5は、1.5L ガソリンエンジンの吸気吐出音をレゾネータで下げる試みを行った実測値と計算値を示している。このエンジンでは、エンジン回転速度の2次振動成分(C2)の明確な共振点が2800rpm付近に現れ、4次振動成分(C4)は5500rpm付近で高くなっている。そこで、エアダクトに360Hzのレゾネータ(RS1)を入れて(図4-5の③、④)5500rpm付近の4次振動成分(C4)を抑え、エアクリーナに100Hzのレゾネータ(RS2)を入れたり(同③、④)、エアホースに100Hzのレゾネータ(RS3)を入れて(同②、③)、2800rpmの2次振動成分(C2)のピーク値を減少させる改良を行った。

この改良例を利用して計算で再現できるかどうか確かめたところ、音圧レベル SPL (Sound Pressure Level) の絶対値は相違しているものの、ここで取り上げたレゾネータの組み合わせ(同②~④)の優劣の順は、広い回転速度範囲で実測と一致していることが分かった。ただし、6次振動成分(C6)の5000rpm以上は実測を捉え切れていない。

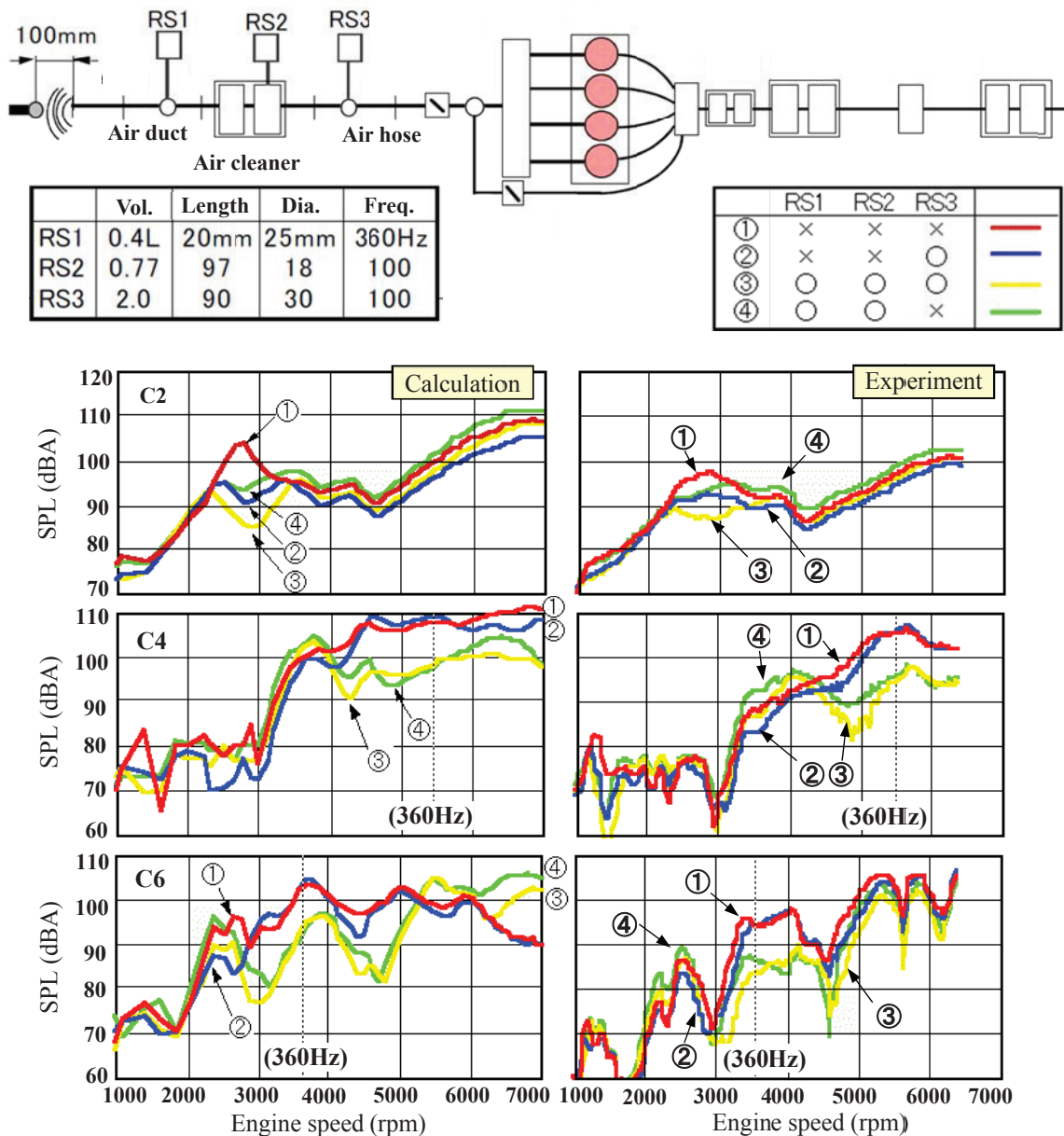


Fig.4-5 Calculation results of sound deadening effect using intake resonators with experiment data



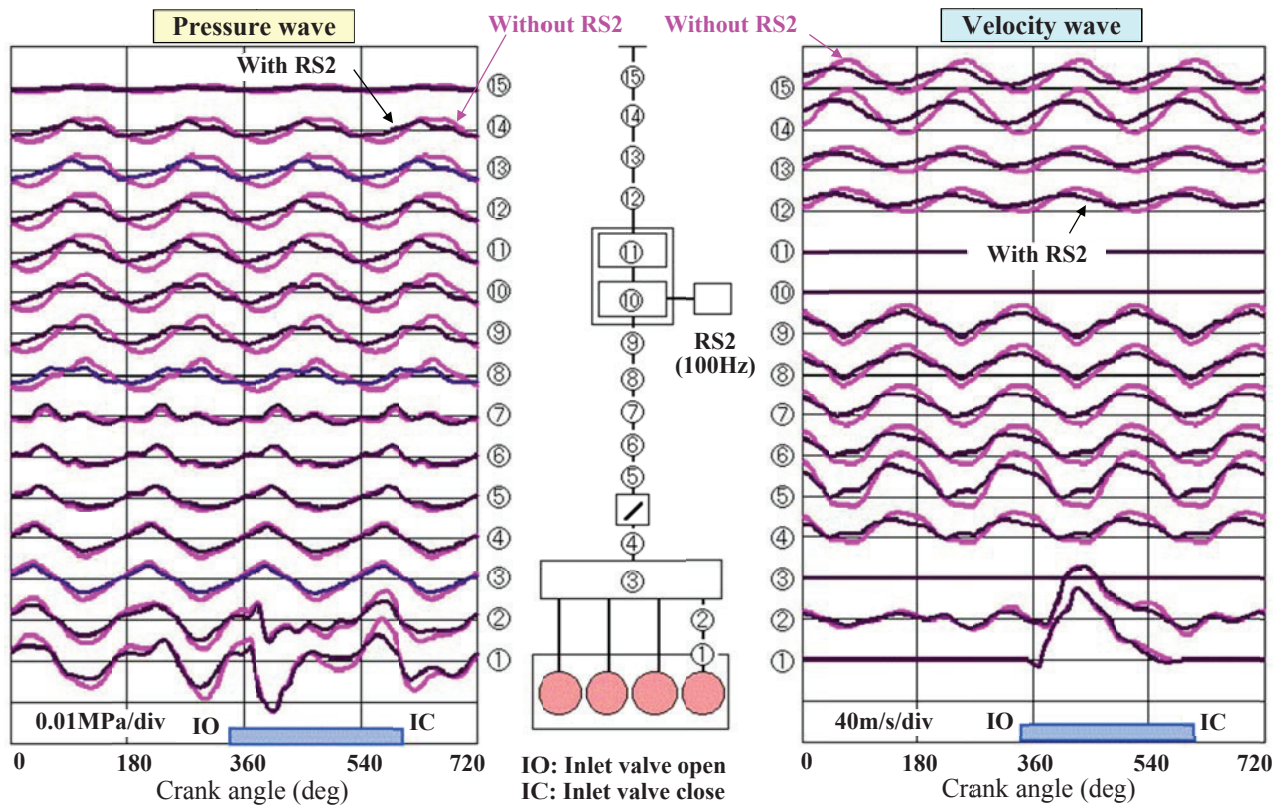
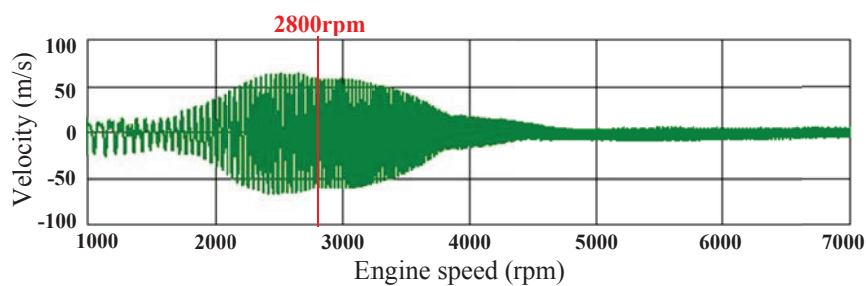
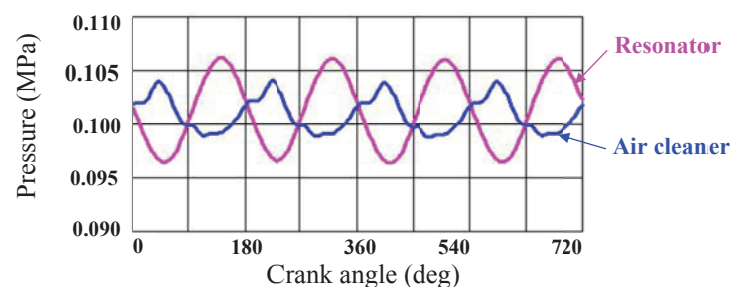


Fig.4-6 Calculation results of sound deadening effect using intake resonator RS2 at 2800rpm

次に、2次振動成分(C2)の共振点2800rpmで、エアクリーナに取り付けたレゾネータ(RS2)の効果をチェックした。レゾネータ(RS2)を付けた場合と付けない場合について、吸気管内に発生する圧力変動と流速変動の違いを図4-6に示す。吸気系の共振周波数とほぼ等しい周波数(100Hz)のレゾネータを取り付けると、動吸振作用が働きエアクリーナに発生する圧力脈動を吸収できるので、この位置(図4-6:⑩)を中心に圧力振幅が減衰し、これに伴ってエアダクト内の流速振動も減衰する。ここでは、容量770ccのレゾネータで流速変動がほぼ半減している。



(a) Velocity in connection pipe between air cleaner and resonator



(b) Pressure of air cleaner and intake resonator RS2 at 2800rpm

Fig.4-7 Pressure and velocity oscillation around intake resonator RS2

このレゾネータの動吸振作用を確かめた。図 4-7(a)はエンジン回転速度をスイープさせてエアクリーナとレゾネータを結ぶ導管の流速変動を計算したものである。この図から、動吸振作用を期待している 2800rpm の前後でエアクリーナとレゾネータを行き来する激しい流速変動が発生していることが分かる。共振点(2800rpm)のレゾネータ内とエアクリーナ内の圧力変動を示した図 4-7(b)から、レゾネータ内の圧力変動はエアクリーナ内の圧力変動と逆位相になり、エアクリーナに発生する圧力脈動を打ち消している様子が分かる。

#### 4.4.2 差分法による音響放射の計算

##### (1) 差分の計算による指向性の評価

図 4-8 は差分法で音響放射の計算を行い、マイク位置による違いを調べると共に球形音響放射モデルの計算結果と比較したものである。差分法による計算は指向性を持っているので観測点で音圧が異なる。吸気管前方の計測位置(a, 正規位置)では指向性の影響で音圧が高く、真横(d)では低くなる。球形音響放射モデルは、指向性を考慮していないので真横(d)に近い音圧レベルになると考えられる。ただし、2000rpm~3000rpm の 4 次振動成分(C4)では、差分法の音圧が球形音響放射モデルより 10dB 程度大きくなっている。

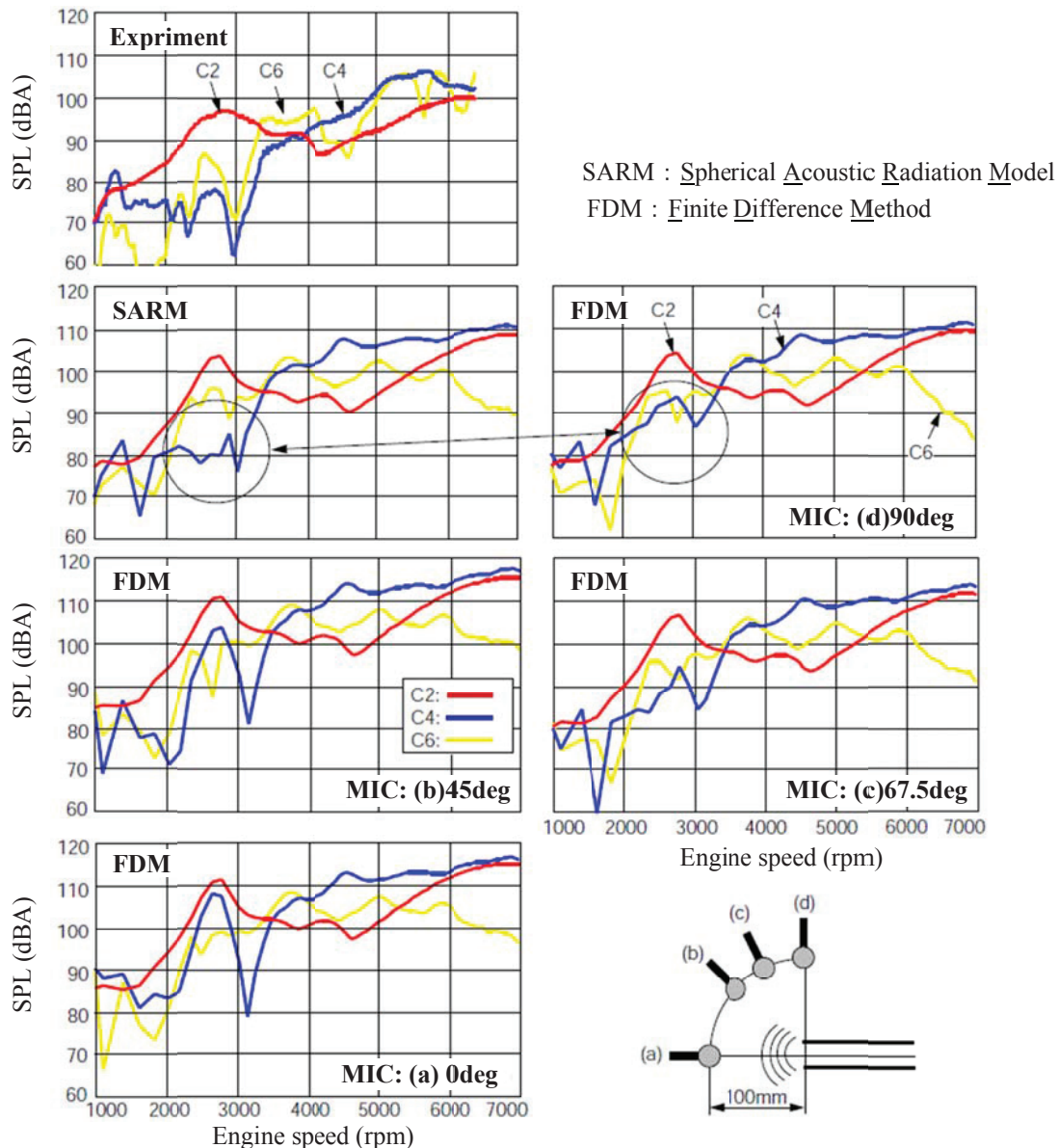


Fig.4-8 Comparison of sound components between spherical acoustic radiation model and FDM



実測値との比較では、予想に反して計測位置と異なる真横(d)の方が実測値に近い結果になった。このような経緯から、図 4-5 のレゾネータによる消音効果の計算では球形音響放射モデルを使って計算した値を示している。今後、実測値との比較例を増やすとともに、マイクに相当する障害物を差分法の計算格子に置くなどの改良を加えていきたい。

(2) エンジン回転速度を変化させた過渡時の音圧の計算例

図 4-9 はエンジン回転速度を変化させて音圧を評価した例で、差分法を使って計算した。マイクの位置は図 4-8(a) の前方 100mm である。(a) がレゾネータを付けていない場合、(b) が図 4-5 に示す 3 個のレゾネ

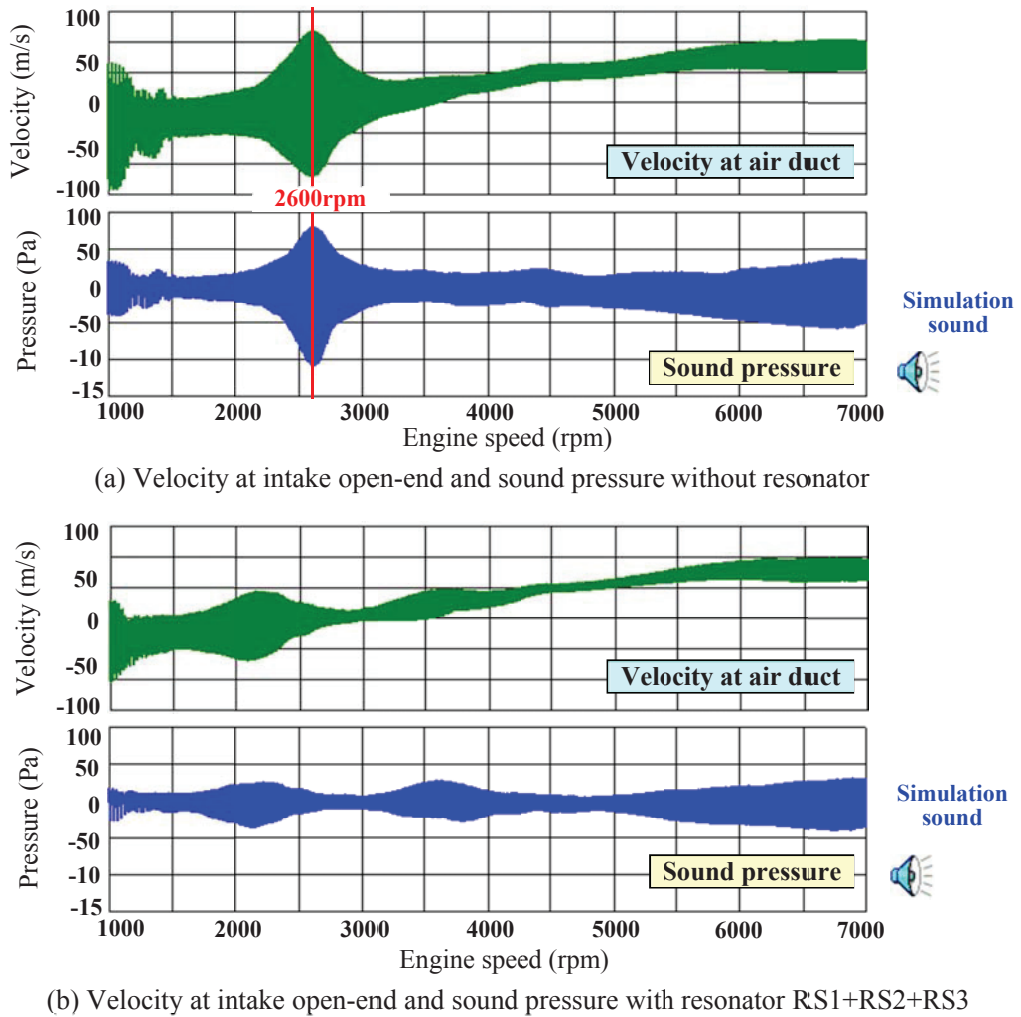


Fig.4-9 Comparison of sound pressure and velocity at intake open-end between with and without resonators

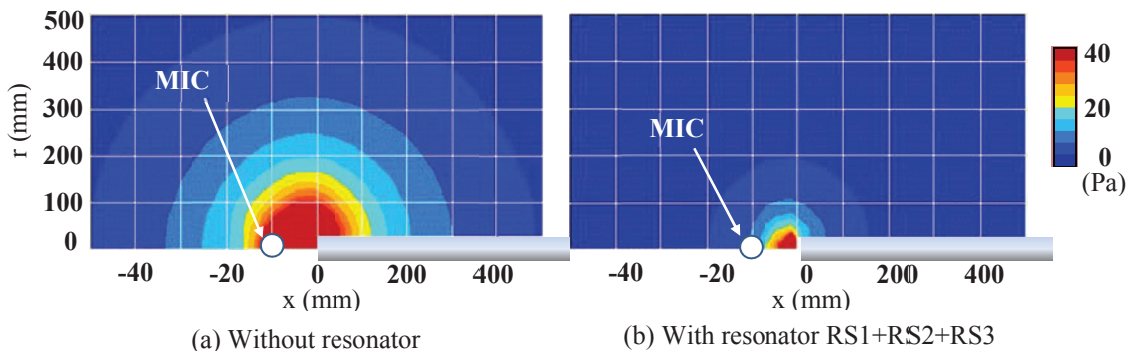


Fig.4-10 Comparison of sound radiation at 2800rpm with and without resonators

ータを取り付けた場合である。上段が吸気開放端の流速を下段が音圧を示す。レゾネータを取り付けていない場合は 2600rpm 付近で吸気開放端の流速変動が増大して音圧も高くなっているが、レゾネータを取り付けることにより流速変動を抑えて音圧が下がっていることが分かる。ここでは、圧力振幅のピークが 2600rpm で現れ、前述の 2800rpm とは異なっている。

図 4-10 は、エンジン回転速度 2800rpm でレゾネータ有り無しの音圧分布を比較したものである。この図から、音圧がほぼ球形に拡がっていくことと、レゾネータを取り付けることで音圧が著しく低下している様子が分かる。

### (3) 車両発進加速時の騒音予測

次に、2.5 節と同じ車両の発進加速条件で、レゾネータ有無による吸気吐出音の違いについてシミュレーションを行った。図 4-11 は、アイドル運転から 30%スロットルで A/T 車を加速し続けた状況を想定しており、エンジン回転速度と変速機回転速度、エンジン出力トルクと変速機入力トルク、および、レゾネータ有り無しと無しの音圧を示している。このスロットル開度では 3000rpm で変速を繰り返すため 2000rpm から 3000rpm を使うことになり、レゾネータによる消音効果が図のように大きく現れる。

開発した計算システムは、音圧の計算値から WAVE ファイルを作成する機能を備えており、パソコンで合成音を聞くことができる。前述のように高周波域の音圧を十分に精度良く計算できていないため、実際の音よりもマイルドになってしまう欠点がある。しかし、エンジン回転速度に応じた音の強弱を通して加速音を感じ取ることができる。

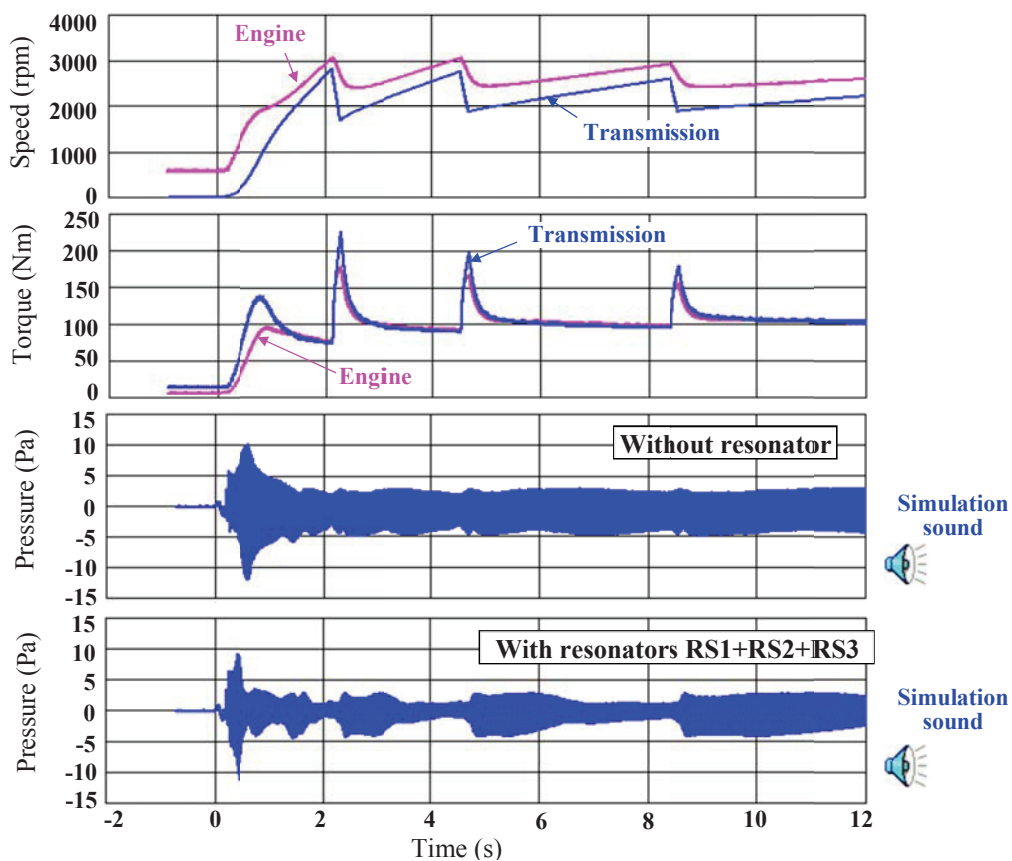


Fig.4-11 Comparison of sound pressure at actual drive condition between with and without resonators

#### 4.4.3 マフラーによる消音の予測

メインマフラーの消音についての検討を行った。排気音は強力なブロードダウン波が起振源であり、これを消音するには十分な容積を持ったメインマフラーが必要になる。図 4-12 に示すものは乗用車用の 4 室マフラーの一仕様である。マフラーの内部構造は様々であるが、ここで示したマフラー内の基本的な流れは、エンジンから流入する排気を一番奥の部屋に導いて、絞りを通過させて拡張を繰り返しながら一番前の部屋に送り、そこからテールパイプを通して外気に放出するようになっている。また、これに加えてエンジン側から引き込む導管にパンチング孔を設け、排気の一部を手前の拡張室にバイパスさせる流れも作っている。これらの流れを容器と分岐を組み合わせたモデルで表現し、計算を行った結果を図に示している。エンジン回転速度の 2 次振動成分(C2)については、エンジン回転速度に対する音圧変化をどうにか予測できている。しかし、4 次振動成分(C4)と 6 次振動成分(C6)は傾向すら予測できていない。音圧のオーバーオール(OA)値は、2 次振動成分(C2)の影響が大きい 4000rpm 以下では実測値に近い値を示すが、それ以上の回転速度域では実測値よりかなり低い。この理由は、拡張室内で二次的に発生する定在波(拡張室の壁面で反射して往復する圧力波)と、拡張室に繋がる管から噴き出す排気によって発生する気流音を考慮していないためと考えられる。この気流音とは、管から噴き出す気体によって生成される渦による高周波の音を意味する。また、この図には球形音響放射モデルと差分法で求めた吐出音を載せている。差分法の方が多少小さい音圧を示すものの両者の傾向に大きな違いは無かった。

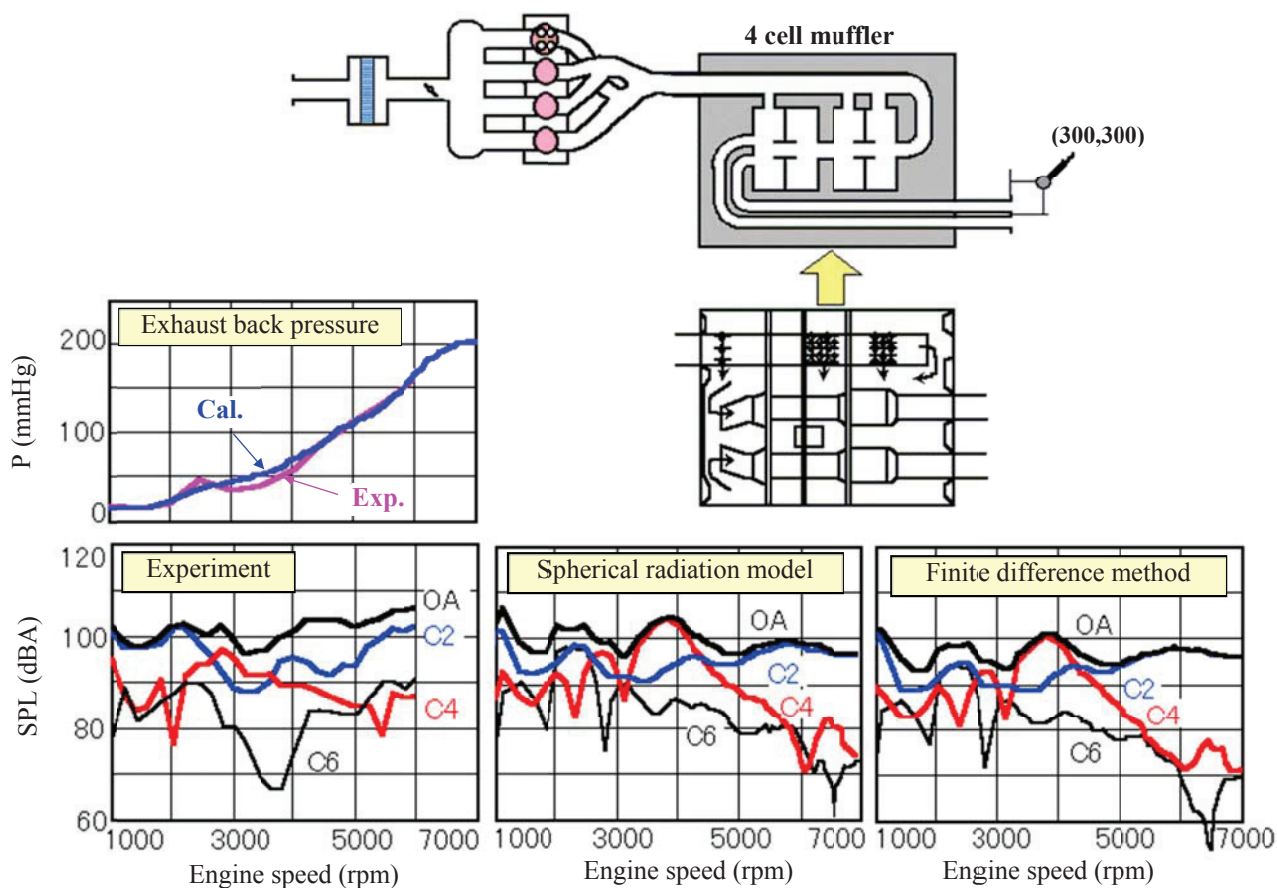


Fig.4-12 Example of exhaust noise reduction estimation for main muffler

## 4.5 結 言

エンジン性能シミュレータで計算される吸排気開放端の流速変動から吸排気吐出音を計算する方法について研究を行い、球形音響放射モデルと差分法による予測法を実用化した。吸気吐出音は実用的な精度で計算でき、レゾネータの仕様と配置による消音効果を精度良く予測できることを確認した。これにより、吸気系を試作して試験を行う前に、有効なレゾネータの仕様と配置を絞り込めるようになった。

排気系では高圧のブローダウン波を消音する必要があるため、マフラーを使った大掛かりな消音が必要になる。マフラー内では三次元的な形状要因で決まる定在波や高周波の気流音などが副次的に発生するため、1次元脈動計算ではその影響を予測できない。このような騒音を予測するには三次元計算が必要になるが、音速を捕捉するために細かい時間ピッチで計算を進める必要があり、現状では実用的な利用はかなり難しい。ただし、一次元の圧力脈動計算でも20年前は負荷が高い計算であったことを考えると、近い将来、吸排気吐出音を完全に予測できると期待している。

## 参考文献

- (4-1) 西脇一字, 嶋本讓: 燃機関の排気騒音レベル予測 第2報, ニシリンダ機関, 二段膨張消音器系での発火運転による研究, 日本機械学会論文集, Vol. 45, No. 398(1979).
- (4-2) 日本音響学会編: 音響工学講座1 基礎音響工学(初版), コロナ社, p. 64-68 (1993).
- (4-3) Masato Kichita, Naoto Yamada, Taizo Kitada: Modeling of Sound propagation from exhaust pipe, 第8回 環太平洋自動車技術会議(IPC-8), Vol. 2, p. 323-328, SAE9531534 (1995.).
- (4-4) 日本機械学会編: 熱と流れのコンピュータアナリシス(初版), コロナ社, p. 196-199 (1988).

## 第5章 ディーゼル燃焼計算の実用化研究

### 5.1 緒言

ディーゼルエンジンを欧州 Euro6 や国内ポスト新長期規制などの排出ガス基準に対応させるには、多くの仕様や制御変数を適切に設定する必要がある、これを効率良く行うためには CAE を活用することが重要である。早稲田大学では、米国 Los Alamos 国立研究所で開発された RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) に基づく CFD (Computational Fluid Dynamics) コード KIVA-3V rel. 2<sup>(5-1)</sup> をベースにして、燃料噴霧分裂の微粒化過程に Reitz らが提案している KH-RT (Kelvin-Helmholtz instability and Rayleigh-Taylor instability) モデル<sup>(5-2)</sup> を、化学反応の解法に Golovitchev の PaSR (Partially Stirred Reactor) 法<sup>(5-3)</sup> などを加えた計算コード (KIVA-Waseda コード) を開発し、実機の筒内現象を実用的な精度でシミュレーションできるように改良を行っている。さらに、最新の乗用車用ディーゼルエンジンでも十分な精度で計算できるように、噴射ノズル内に生じるキャビテーションをモデル化したノズル内部流モデル<sup>(5-4)</sup> を加えて、高圧のコモンレール式噴射装置でも筒内の燃焼過程を精度良くシミュレーションする試み<sup>(5-5)</sup> を行ったが、目標としていた NO (一酸化窒素) と Soot (煤) 排出量の定量的な予測までには至らなかった。

この KIVA コードを早稲田大学から譲り受け「ディーゼル燃焼計算の実用化研究」と銘打って、実際のディーゼルエンジン開発で使えるように幾つかの改良を行ってきた。5.2 節から 5.6 節にかけて、その詳細について順を追って論ずる。

5.2 節では、燃焼中に発生する化学種の生成量と発熱量をより正確に求めるため、燃焼による化学種の変化を計算する PaSR 法を化学平衡計算に変えた。化学平衡計算においても多数のセルで計算を行うため十分に速い計算速度が必要となる。そこで、予め当量比と温度をパラメータに化学平衡計算を行って作成したマップを用いて、燃焼状態の化学種のモル分率を求める計算方法を考案した。この方法を使うことにより、実用的な時間と精度で燃焼計算が行えるようになった。この節では、この計算方法の詳細と計算例を示す。

5.3 節では、第2章に示したエンジン性能シミュレータとリンクし、吸気-圧縮-膨張-排気行程の筒内圧履歴を計算して図示平均有効圧を求められるように改良した。これにより、実測値との隔たりや燃焼方式の改良による効果をダイレクトに示せるようになった。ここではエンジン性能シミュレータとリンクする機構とこれを使った計算結果について示す。

5.4 節では、化学反応計算で簡略化素反応モデルを解く方法を導入して、化学平衡計算が適応できる運転領域を明確にした。高負荷運転であれば Livengood-Wu 積分法<sup>(5-6)</sup> と化学反応計算の着火遅れの予測に差は無いため、計算負荷の低い化学平衡計算を利用できる。しかし、EGR (Exhaust Gas Recirculation) を大量に導入してパイロット噴射や早期のプレ噴射などを行う中負荷以下の運転条件では、低温酸化反応による発熱が燃焼に影響を及ぼすため、化学反応計算を使って計算する必要があることを示した。

5.5 節では、計算負荷の高い化学反応計算を実用的な計算時間で使えるように改良した内容について示す。また、化学反応計算の負担を減らすために、化学反応計算が不要な計算セルを化学平衡計算に切り替える方法を取り入れたので、これについても述べる。

5.6 節では、排出ガス規制適合試験の支援を目指して NO と Soot の予測精度を向上させた研究について示す。Soot 排出量は廣安<sup>(5-7)</sup>-NSC (Nagle Strickland-Constable)<sup>(5-8)</sup> モデルで計算しているが、計算格子のサイズに影響を受けるため、実用的な Soot 排出量が再現できる格子サイズを見極めた。また、大量の EGR を加えた中負荷以下の NO 排出量を再現できるように、拡大 Zeldovich 機構<sup>(5-9)</sup> に PromptNO モデル<sup>(5-10)</sup> を加えた反応モデルを導入した。これらの改良によって EGR 率に対する NO と Soot 排出量の予測精度が向上し、NO-Soot トレードオフ曲線まで予測できる見込みを得ることができた。本節ではこの内容について述べる。



## 5.2 化学平衡計算を使った燃焼計算の高速化方法

ディーゼルエンジンの全負荷出力を精度良く予測するために、KIVA-Waseda コードの燃焼計算に使っている PaSR 法<sup>(5-3)</sup>を化学平衡計算に変更した。化学平衡計算でも数万の計算セルを数ミリ秒の時間刻みで計算を繰り返すとかなりの時間を要する。そこで、予め当量比と温度をパラメータに化学平衡計算を行い、その結果をマップ化して温度・濃度場の化学種のモル分率を求めるようにした。これにより実用的な時間と精度で計算できるようになった。また、化学平衡計算で求めた化学種のモル分率を使って拡大 Zeldovich 機構<sup>(5-9)</sup>で計算する NO 排出量も、精度良く求められるようになった。5.2 節では、これらの計算方法の詳細と計算例について述べる。

### 5.2.1 化学平衡計算による燃焼計算方法

#### (1) マップを利用した化学平衡計算方法

ベースにした KIVA コードの筒内流動、噴霧の微粒化、蒸発、拡散の計算モデルはかなり洗練されており、現在のパソコンの性能であれば短時間で計算できる。しかしながら、燃焼による熱発生量を求める化学反応計算にはまだかなりの計算負荷が掛かっている。例えば、これまで取り扱ってきた 70 化学種を対象に 304 行の反応式で記述された詳細素反応モデルを計算する場合、数十日の計算時間を要し、開発業務で利用できる時間には程遠い。また、陽解法で化学反応計算を解く PaSR 法は実用的な計算時間で解けるものの、繰り返し計算を行わないため計算精度が十分とは言えず、乗用車用ディーゼルエンジンの排出ガス (NO, Soot) 量を実用レベルで予測することができない。

そこで、化学平衡計算で発熱量を求める方法に変更した。計算の超高速化を実現するため、予め当量比と温度をパラメータに化学平衡計算を行ってマップを作成し、マップから温度と濃度に対する化学種のモル分率を求める方法を考案した。計算で扱う化学種は  $C_{14}H_{28}$  (代理燃料),  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ,  $C(S)$ ,  $OH$ ,  $O$ ,  $H$ ,

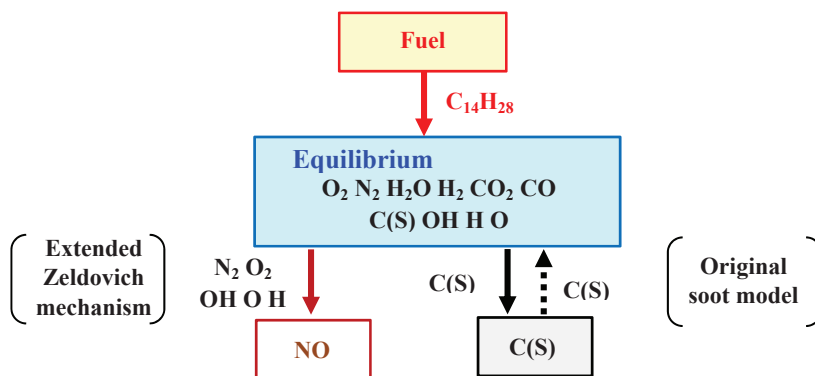


Fig.5-1 Correlation diagram of chemical species

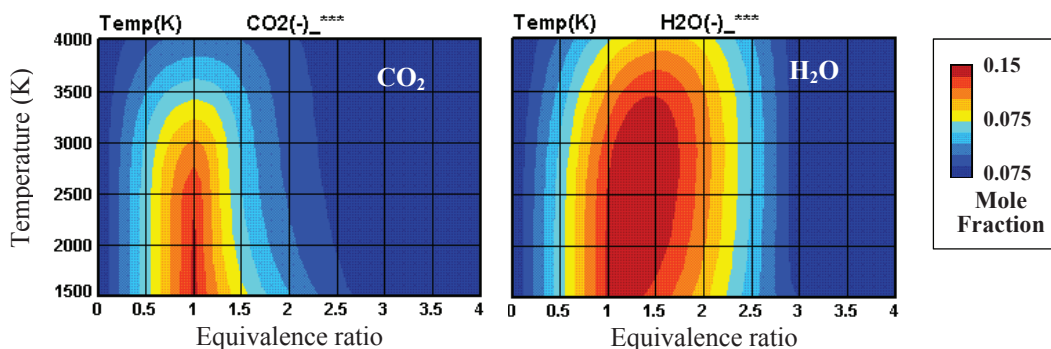


Fig.5-2 Example of chemical species maps



NO の 12 個であるが、 $C_{14}H_{28}$  は反応すれば直ぐに消滅するため、NO は別途拡大 Zeldovich 機構で解くため化学平衡計算から除外した。Soot (=C(S)) は、化学平衡計算で生成量を求め、Soot の酸化速度を使い化学平衡計算で取り扱う化学種に戻す操作を行うことにより酸化を表現した。なお、化学平衡計算は Gibbs 自由エネルギー極小化法<sup>(5-11)</sup>を使った。化学種の取り扱いを図 5-1 に、化学平衡計算で作成した  $CO_2$  と  $H_2O$  のマップを図 5-2 に示す。圧力が化学平衡組成に及ぼす影響は小さいため、ここでは計算速度を優先して一点の圧力 (8.1MPa) で化学平衡計算を行って求めたマップを化学種ごとに準備したが、圧力に対する精度を高める必要が生じた場合、幾つかの圧力に対するマップを作りその補間値を利用すれば良いと考えている。化学平衡計算の詳細を付録 E に記載する。

## (2) 自着火遅れの計算方法

自着火遅れは、ガソリンエンジンのノッキング予測法がそのままディーゼルエンジンの自着火遅れに利用できる考えた。ある温度と圧力での自着火遅れ時間を (5.2) 式で求め、(5.1) 式で自着火遅れ時間の逆数を積分してしきい値 (=1) を越えると自着火に至るとする Livengood-Wu 積分法<sup>(5-6)</sup>を利用した。文献<sup>(5-6)</sup>を参考に (5.2) 式の圧力の係数と活性化エネルギーを決め、文献<sup>(5-12)</sup>を参考に当量比の影響を示す項を加えた。 $C_f$  はセタン価によって変わる係数であるが一定値を与えた。

$$id = \int \frac{1}{\tau_d} dt > 1 \quad (5.1)$$

$$\tau_d = C_f \phi^{-0.445} \left(\frac{p}{p_o}\right)^{-1.7} \exp\left(\frac{3800}{T}\right) \quad (5.2)$$

ここで、 $\tau_d$  は自着火遅れ時間 (s)、 $\phi$  は当量比、 $p$  は圧力 (MPa)、 $p_o$  は大気圧 (MPa)、 $T$  は温度 (K)、 $id$  は自着火の指標、 $t$  は時間 (s) を示す。なお、自着火遅れは EGR 率で大きく変化するが、この式では EGR 率の影響を考慮していない。

## (3) 燃料の反応速度の計算方法

気化した燃料 ( $C_{14}H_{28}$ ) が反応すると即座に 10 成分 ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ,  $C(S)$ ,  $OH$ ,  $O$ ,  $H$ ) の化学種が平衡組成に至るものとした。そして、この燃料が化学的に反応する速度をアレニウス型の温度の関数式 (5.3) 式で与え、層流時間スケール  $\tau_k$  (s) を計算している。

$$\tau_k = A_k^{-1} \exp\left(\frac{2800}{R_g T}\right) \quad (5.3)$$

ここで、 $A_k$  は速度定数 (1/s)、 $R_g$  はガス定数 1.987 (cal/molK) である。また、乱流混合によって決まる特性時間  $\tau_t$  (s) はローカルの乱れから (5.4) 式で表せる。

$$\tau_t = C_k \frac{k}{\varepsilon} \quad (5.4)$$

ここで、 $C_k$  はモデル定数 (0.142)、 $k$  は乱れエネルギー ( $m^2/s^2$ )、 $\varepsilon$  は乱れの散逸率 ( $m^2/s^3$ ) である。

化学的反応と乱流混合を考慮した反応速度  $R_{fuel}$  ( $kmol/m^3s$ ) は Kong らが提唱する方法<sup>(5-13)</sup>で求めている。この方法では、(5.5) 式に示すように層流時間スケール  $\tau_k$  と乱流混合時間スケール  $\tau_t$  に重み  $f$  を乗じた値を利用する。この重み  $f$  は燃焼の進展を示すもので、酸素のモル濃度が 0 になれば重み  $f$  が 1 になるパラメータになっており (5.6) 式のように記述される。

$$R_{fuel} = \frac{1}{\tau_k + f\tau_t} Y_{fuel} \quad (5.5)$$

$$f = \frac{1 - e^{-c}}{0.632} \quad (5.6)$$

$$c = \frac{Y_{all} - Y_{N_2} - Y_{O_2}}{Y_{all} - Y_{N_2}} \quad (5.7)$$

ここで、 $f$ はモル濃度(kmol/m<sup>3</sup>)で、添字  $n$  は化学種名, fuel は燃料, all は全体を示す.

#### (4) 熱発生量の計算方法

化学種ごとに多項式で記述されたエンタルピーと定圧比熱のデータ<sup>(5-14)</sup>を使って、一定の温度間隔(100K)で内部エネルギーを計算して纏めたデータテーブルを作ってから燃焼計算を始めるようになっており、このデータテーブルの内部エネルギーを使って、燃焼に伴う化学種の変化による熱発生量を計算する.

#### (5) NOの生成量予測法

NOの生成はサーマルNOのみを考慮して拡大Zeldovich機構で計算する. ここで必要なO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, OH, O, Hについては化学平衡計算で求めた値を利用し, NOの生成で消費されるO原子とN原子はN<sub>2</sub>とO<sub>2</sub>から減じている. 速度定数と活性化エネルギーの値は(5.8)~(5.10)式の値<sup>(5-9)</sup>を使った. この計算式は第2章に示したものと同一である.



$$k_f = 6.89 \times 10^{13} \exp\left(\frac{-75100}{R_g T}\right)$$

$$k_b = 1.55 \times 10^{13}$$



$$k_f = 9.81 \times 10^9 T \exp\left(\frac{-6610}{R_g T}\right)$$

$$k_b = 2.10 \times 10^9 T \exp\left(\frac{-38550}{R_g T}\right)$$



$$k_f = 4.20 \times 10^{13}$$

$$k_b = 1.36 \times 10^{14} \exp\left(\frac{-48520}{R_g T}\right)$$

#### (6) Sootの生成量予測法

Soot(=C(S))の予測については鋭意研究が進められているが未だ不明な点が多く, NOの生成予測のような信頼できる解き方が確立していない. この平衡計算を使う燃焼計算では, Sootを排出するかどうかを判断するレベルの予測を可能にすることを旨として次のような方法でSoot排出量を推算した. それは, 化学平衡計算で求めたSootを一時的に保存し, 時間遅れを付けて化学平衡計算に戻すもので, この操作によりSootの酸化現象を表現している. 単位時間に化学平衡計算に戻すSootの量 $R_{soot}$ (kmol/m<sup>3</sup> s)は, 温度のみに影響されるアレニウス型の関数(5.11)式で定義した. 実測値と一致するように速度定数を決めた合わせ込みレベルの計算であり, 今後, 多数の実験結果に合致するように修正していく予定である.

$$R_{soot} = A_{soot} \exp\left(\frac{-2800}{R_g T}\right) Y_{soot} \quad (5.11)$$

ここで,  $A_{soot}$  は速度定数 (1/s),  $Y_{soot}$  は Soot のモル濃度 ( $\text{kmol}/\text{m}^3$ ) である. 以上に示した化学種の取り扱いの全体像は図 5-1 のようになる.

### 5.2.2 計算例

コモンレール式噴射系を備えた 3.2L ターボチャージャ+インタークーラ付ディーゼルエンジンについて, 3800rpm 全負荷 (Case1), 2000rpm 全負荷 (Case2) と 2000rpm 部分負荷 (Case3) の 3 つの運転条件で計算を行った. 計算には 1/6 セクターメッシュ (下死点で 17072 セル, 上死点で 5984 セル) を使用した. また, 運転条件ごとに噴射パターンを計測することができないため, 燃料噴射速度の立ち上りと立ち下りの勾配が実測値と同じになるように噴射パターンを設定した. 内部 EGR 量は実測できないので, 第 2 章に示したエンジン性能シミュレータの計算結果を参考にして決めている. 表 5-1 にエンジンの基本諸元を, 表 5-2 にエンジンの運転条件を記載する.

Table 5-1 Engine specification

Bore × Stroke mm	98.5×105.0
Connecting rod length mm	159.5
Number of cylinder	4
Compression ratio	17.0
Number of nozzle holes	6
Injection Angle deg.	145

Table 5-2 Engine drive condition

	Case1	Case2	Case3
Engine speed rpm	3800	2000	2000
Brake torque Nm	311	355	179
Swirl ratio	1.96	1.96	2.24
Injection pressure MPa	175	100	93
Number of injection	1	2	2
Total injection quantity*1 mg/st	71.0	63.2	35.9
Excess air ratio	1.29	1.45	1.50
EGR ratio %	0.0	0.0	15.9

\*1: Adjusted to surrogate fuel( $\text{C}_{14}\text{H}_{28}$ )

図 5-3 に Case1~3 の計算結果を示す. 各 Case とも筒内圧は実測値とかなり良く一致している. 図 5-4 に示す NO 排出量を見ると, Case2 の計算値は実測値を幾らか上回るものの実用的に十分利用できるレベルである. Soot 排出量は Case1 について Soot の酸化速度を調整して合わせ込んだものである. この簡易な方法でも Soot が多量に発生する Case1 と発生量が少ない Case2, 3 の区別は可能である. このように実測値に近い排出ガス量の予測が可能になったことにより, この計算結果を三次元アニメーションで表示して, 燃焼室のどの部分で NO と Soot が発生しているかを論じられるようになった.

図 5-5 は Case1 (3800rpm 全負荷) で, 燃料噴射後クランク角が 15 度経過した上死点 (TDC) から 10 度ごとに温度, 当量比 (未燃, 既燃), NO 濃度と Soot 濃度分布を表示したものである. 噴射した燃料は燃焼室キャビ

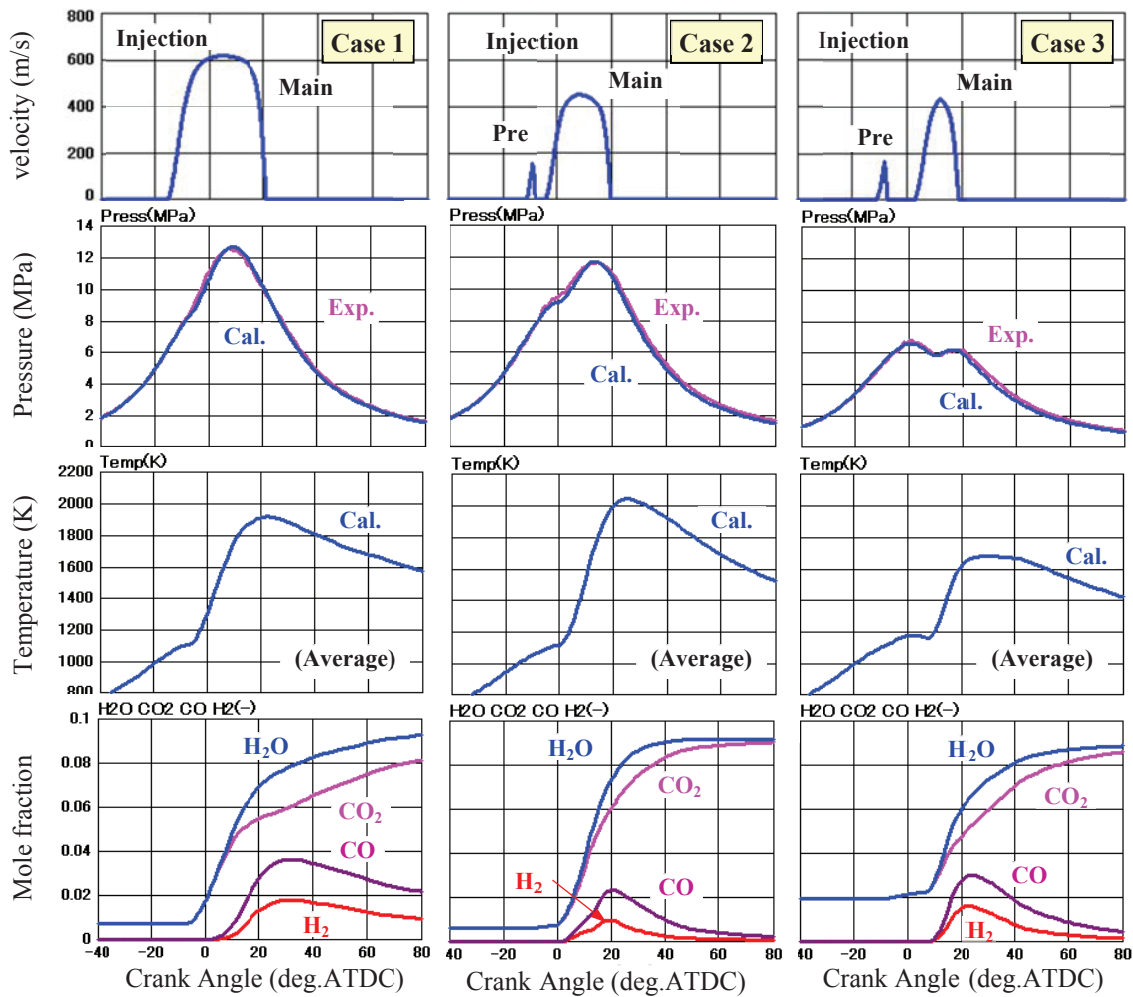


Fig. 5-3 Comparison of cylinder pressure experimental and calculated results

ティのリップ部付近で着火し、ピストンの下降によって火炎がスキッシュ部に引き込まれるとともに、キャビティ底部の方にも燃焼が進んでいく様子が見て取れる。スキッシュ部に進む燃焼は当量比が低いリーン燃焼になっているため、その高温部を中心にNOが発生している。一方、キャビティ底部に進む燃焼は当

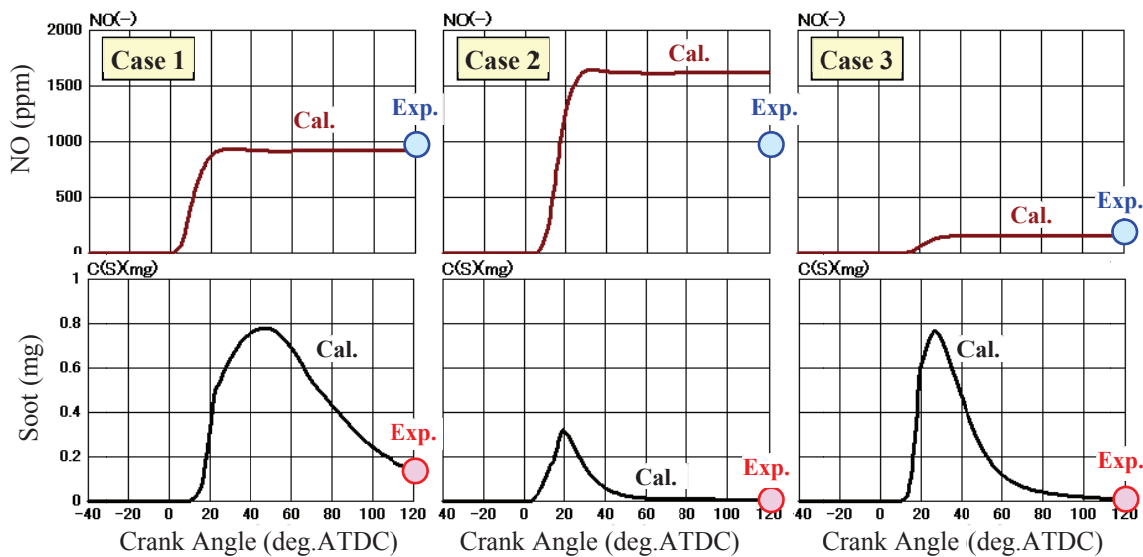


Fig. 5-4 Comparison of NO and soot emissions experimental and calculated results



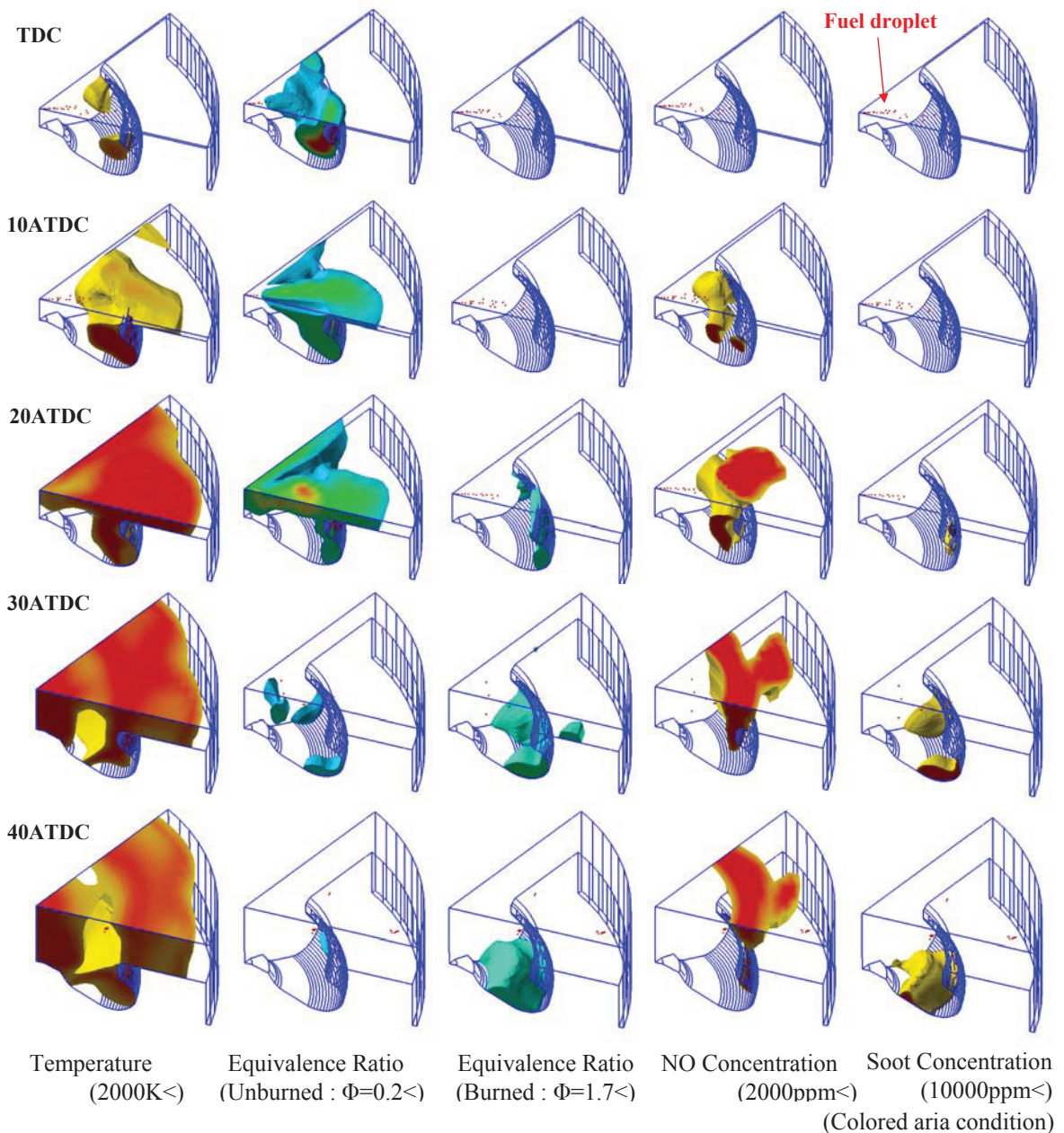


Fig.5-5 Temperature, equivalence ratio, NO and soot distributions (Case 1)

量比が高くリッチ燃焼になっているため、燃料濃度が高い燃焼部分で Soot が発生している様子が観察される。

図 5-6 は、横軸に温度を縦軸に当量比を取り、当量比を 0.1 ごと、温度を 100K ごとのゾーンに区切って、それぞれのゾーンでの燃焼割合、NO と Soot の生成量を示したものである。図の中で色の付いていない部分は、燃焼ガスや NO、Soot が全く存在しないゾーンを意味する。

燃焼中(上死点后 60 度迄)は、温度の高い理論混合比(当量比  $\phi=1.0$ )付近で NO が多く生成され、Soot は当量比  $\phi=2.0$  付近の濃い領域で生成されていることが分かる。その後、クランク角が進むにつれて理論混合比付近で燃焼したガスは周囲空気と混ざり合い、燃焼ガスが集中する部分は当量比  $\phi=0.5\sim 1.0$  のエリアに落ち着く。また、周りの空気への燃焼ガスの拡散が進んでも、理論混合比付近のガスは常に周りより高い温度を保っている。

NO は、図 5-4 に示すように燃焼中(上死点后 30 度付近まで)に発生し、その後は分解せずに残留する特徴がある。燃焼ガスが周りの空気と混合して当量比が低下する影響を受け、クランク角が進むと NO の濃度

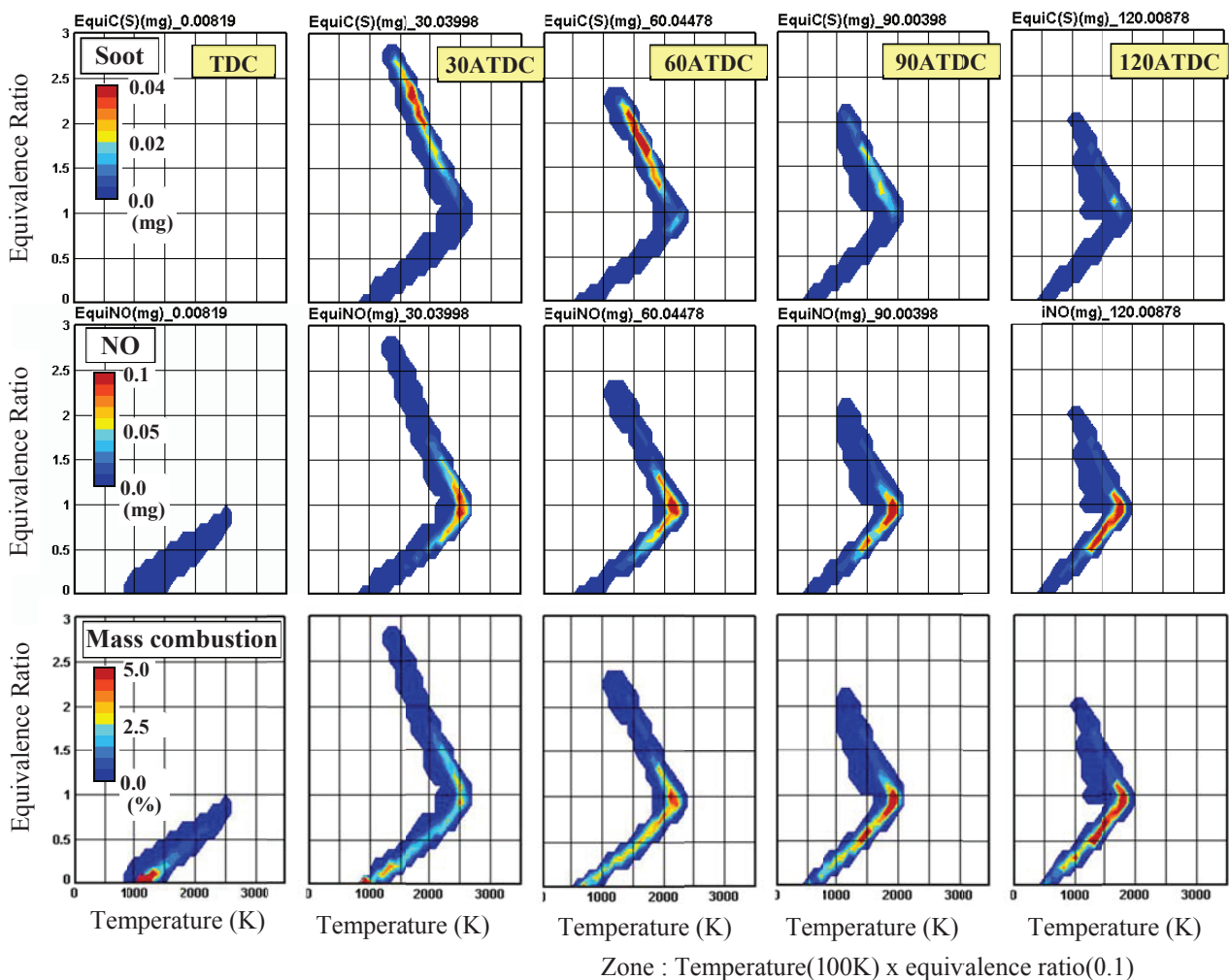


Fig.5-6 Zone concentrations of combustion, NO and soot (Case 1)

も当量比の低い方(希薄側)に移動する様子を図 5-6 から読み取れる。Soot は空気と混ざり合い酸化して消滅すると同時に、その濃度分布の中心が理論混合比付近まで移動する。

### 5.2.3 まとめ

発熱量を精度良く求めるため化学平衡計算を使った方法への変更を試み、予め当量比と温度をパラメータに化学平衡計算を行って作成したマップを使い、温度・濃度場の化学種のもル分率を求めるユニークな手法を開発した。これによりディーゼルエンジンの筒内現象を素早く計算できるようになった。また、NO の排出ガス量についても実用レベルの予測ができるようになった。この計算方法を使うと安価なパソコンでも 1/6 セクターモデルを 30 分程度で計算できるので、自動計算ソフトで連続計算を行い多数の実験データと照らし合わせることで、EGR を大量に与えた場合の燃焼速度や自着火遅れの変化などを整理できる。Soot 排出量については、広い運転条件で実験データと対比させて実用的な精度で予測できるように整備したいと考えている。

本研究では実用化を優先させたため、化学素反応モデルの利用をやめて化学平衡計算と Livengood-Wu 積分法などのモデルを利用する方法に切り替えた。しかし、素反応モデルを実用的な時間で精度良く解けるように整備できれば、燃焼速度、自着火遅れ、排出ガス量などに加えて燃焼過程での化学種の変化も論じられるため、将来的には、化学反応計算で素反応モデルを解く計算コードを実用化したいと考えている。



### 5.3 一次元吸排気脈動計算との連成

早稲田大学で改良を重ねてきた KIVA コードに、短時間で熱発生量を求められるように工夫した燃焼モデルを加えることにより、三次元計算でありながら実用的な時間と精度で筒内圧、筒内温度と排出ガス量 (NO, Soot) を求められる計算コードを開発した。しかし、この計算コードだけではエンジン性能の指標となる図示平均有効圧 IMEP (Indicated Mean Effective Pressure) を求めることができず、実測値に対しての隔たりや燃焼方式の改善による効果をダイレクトに示すことができない問題があった。そこで、吸排気脈動計算を使って充填空気量を予測するエンジン性能シミュレータと連成して計算を行うシステムを開発した。この計算システムを用いることにより、KIVA コードで計算を行う吸気弁閉時からの圧縮行程と排気弁閉時までの膨張行程に吸排気行程を加えたフルサイクルのシミュレーションが可能となり、図示平均有効圧でエンジンの性能を示せるようになった。5.3 節では、この計算システムの内容と計算精度、この計算システムで可能になった計算例について示す。

#### 5.3.1 KIVA コードとエンジン性能シミュレータのリンク方法

吸気弁閉時からの圧縮行程と排気弁閉時までの膨張行程を KIVA コードで計算し、それ以外の部分をエンジン性能シミュレータで計算するシステムを開発した。計算システムの処理の流れは図 5-7 に示すようになる。まず、エンジン性能シミュレータを起動して計算を安定させるため数サイクル計算を行う。KIVA の計算に切り替えるタイミングになると、エンジン性能シミュレータは KIVA の計算に必要なデータを纏めたファイルを作成して KIVA を起動する。KIVA はそのファイルを読み込んで燃焼計算を行う。KIVA の計算が終了すると一時停止していたエンジン性能シミュレータを再開して KIVA が出力した結果ファイルを読み込んで排気行程と吸気行程の計算を行う。このように吸気-圧縮-膨張-排気のフルサイクルの筒内圧履歴を求め図示平均有効圧を算出する。

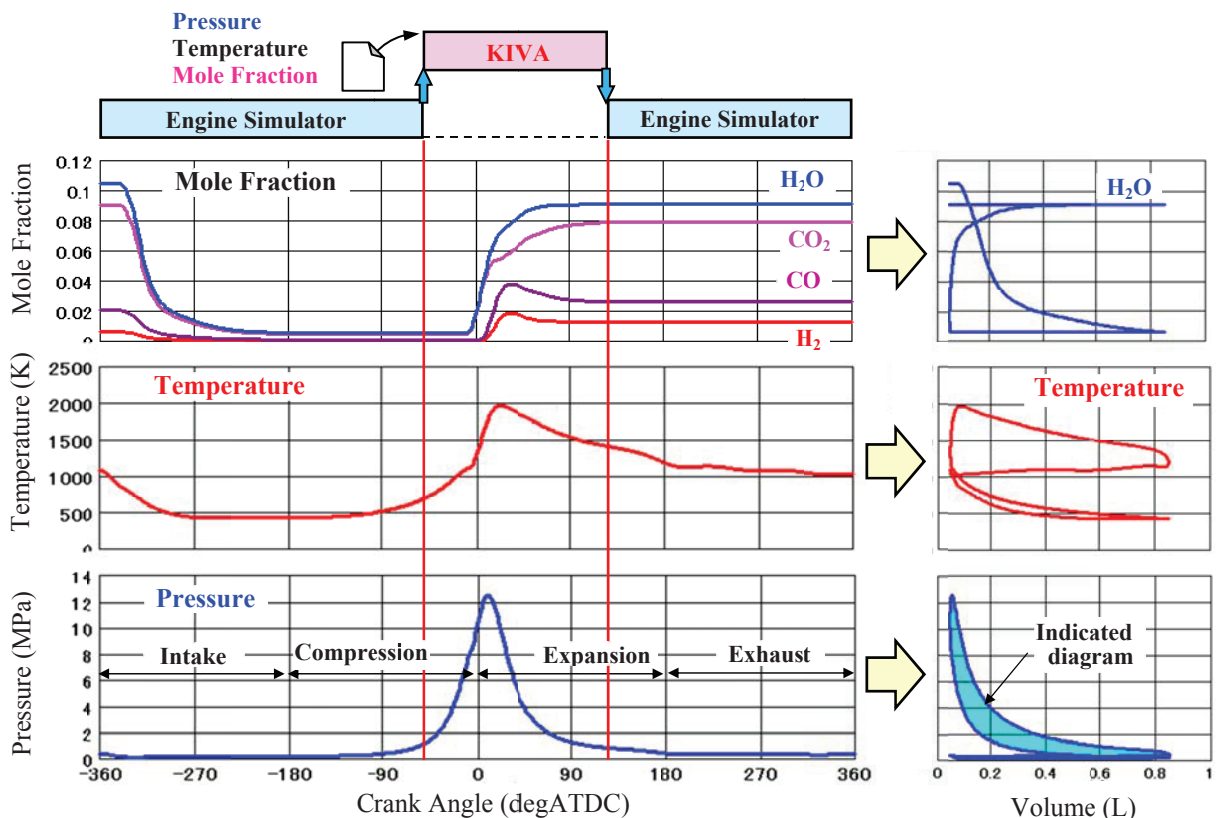


Fig.5-7 KIVA code and Engine simulator link system overview

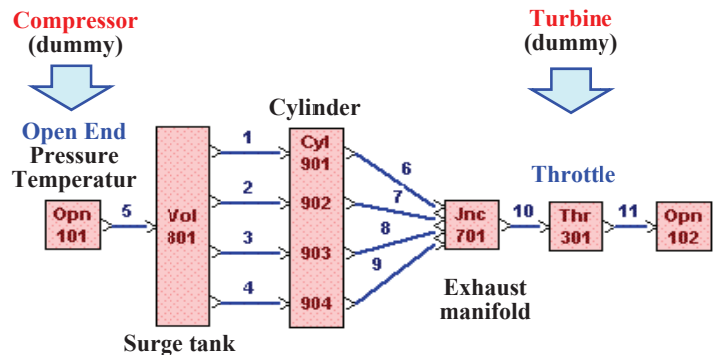


Fig.5-8 Engine model for gas dynamics simulation

最近のディーゼルエンジンにはターボチャージャが付いており、この装置を図 5-8 に示すように簡素化して計算している。具体的には、サージタンク入口に圧力と温度を与えてサージタンク内圧と空気流量を、エキゾストマニホールド出口のタービン取り付け部に絞りを与えて排気管内圧を実測値に合うように調整している。エンジン性能シミュレータには、タービンで回収するエネルギーとコンプレッサで消費されるエネルギーから、計算ステップごとにタービンロータの回転数を求めて過給圧を計算するモデルも含まれているが、取り扱いが煩雑なため今回の計算例では使用していない。

### 5.3.2 計算精度の検証

5.2 節と同じコモンレール噴射系を持つ 3.2L ディーゼルエンジンで、5.2 章と同じ運転条件 Case1~3 について KIVA コードとエンジン性能シミュレータをリンクして計算し、その結果を実測と比較して図 5-9 と表 5-3 に示す。ここで示したエンジンについては、P-V 線図で見ると上死点付近(燃焼初期)の一部を除いて十分な精度で実測と筒内圧が一致しており、図示平均有効圧は 3% 以内で一致した。このことから、KIVA コードで使っている噴霧の微粒化、燃料の気化、着火遅れなどの予測モデルは良好であると判断した。図 5-10 に平均筒内温度と NO 生成量を示している。上死点近傍の筒内温度が最高になるタイミングのみで NO が生成されることが分かる。

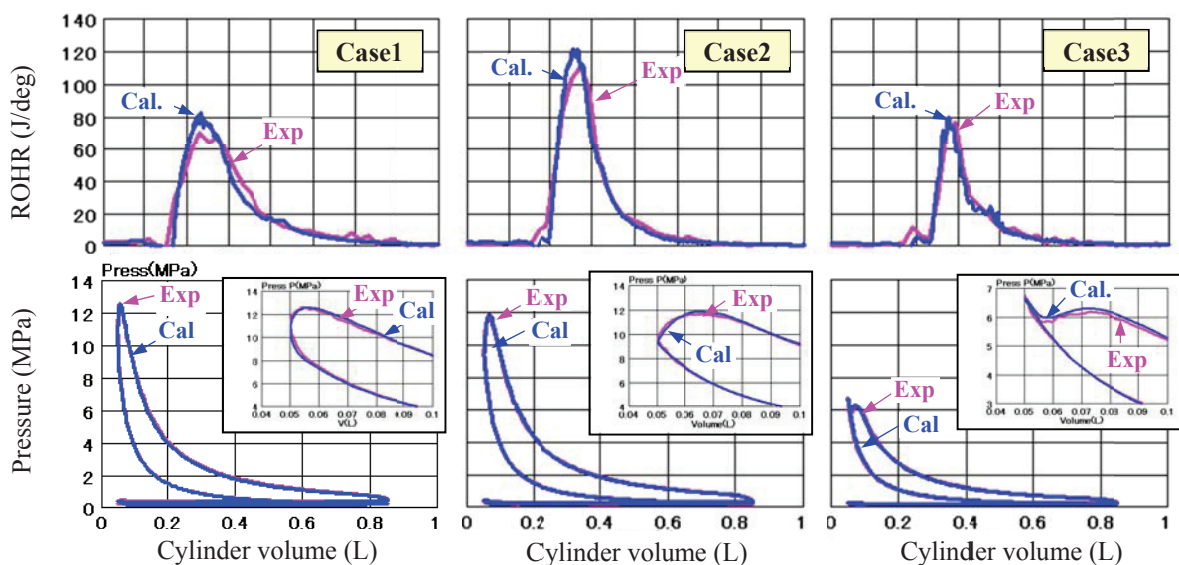


Fig.5-9 Comparison of cylinder pressure experimental and calculated results

Table 5-3 Calculation results compared to experiment

	Case1	Case2	Case3
IMEP(Cal.) MPa	1.388	1.624	0.845
IMEP(Exp.) MPa	1.403	1.625	0.819
Difference (above two) %	-1.0	0.0	+3.0

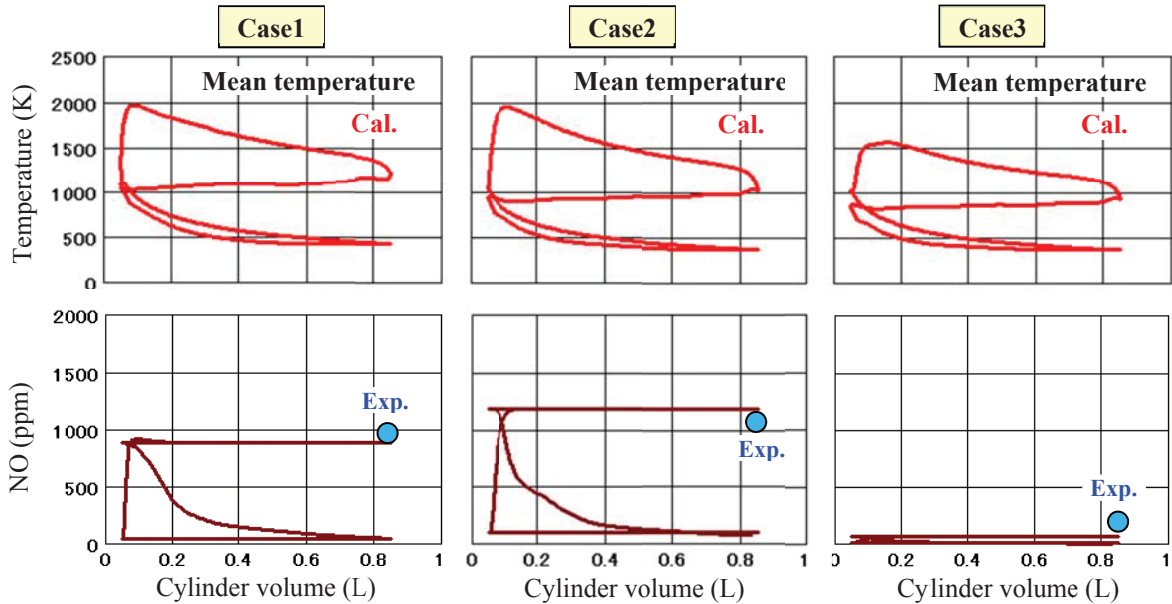


Fig.5-10 Calculated NO generation and temperature history with experimental NO values

### 5.3.3 KIVA コードの計算サイクル数による影響

図5-11は、KIVA コードをリンクした計算を3回行って求めた筒内圧、筒内温度とガス組成の変化を示したものである。エンジン性能シミュレータで生成される燃焼ガス成分が KIVA コードの値に近くなるように

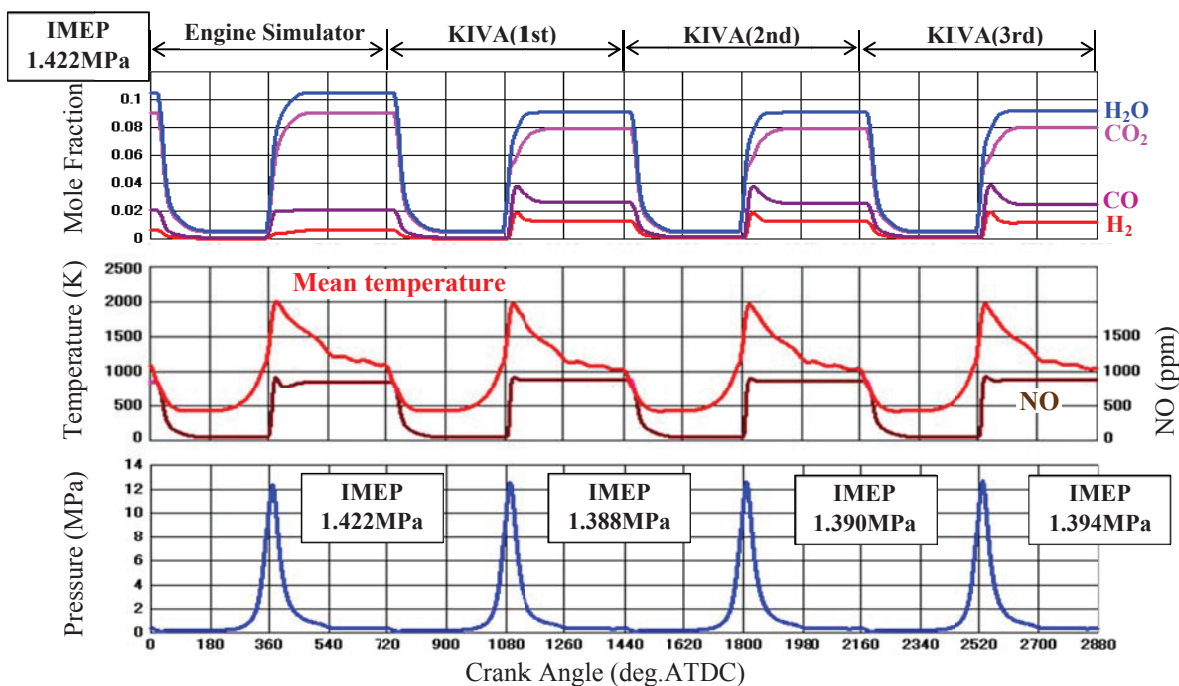


Fig.5-11 Effect of number of calculation cycles (Case1)

調整し5サイクル計算してから、KIVAコードとリンクした計算を行った。図で2サイクル目のエンジン性能シミュレータで得た残留ガスを使った場合と、3、4サイクル目のKIVAコードで得た残留ガスを使った場合の図示平均有効圧には大きな差はなく、エンジン性能シミュレータである程度精度良く残留ガス成分を予測できていれば、KIVAの計算を複数回行わなくても十分な精度で計算できることが確認できた。

### 5.3.4 計算例

試験用の2.5Lコモンレール付ディーゼルエンジンでインジェクタの噴孔数を10から9、8に減らした場合、エンジン性能がどのように変化するかを計算した。ここでは、燃料噴射量を同一にするため、噴射期間を長くすることで噴孔数を減らした分の燃料量を補っている。噴孔径は変えていない。表5-4にエンジンの運転条件を、図5-12に噴射パターンを示す。

従来は、図5-13に示すクランク角を横軸に取った筒内圧を観察して、どの仕様の性能が高いかを論じていたが、ディーゼル燃焼では上死点付近の圧力が際立って目立ち、ピストン速度が高く多くの仕事を生み出している上死点後60度付近の筒内圧が目立たないため、一見すれば10噴孔の性能の方が良いように思われがちであった。この判断を矯正するために、筒内平均温度や発熱量を並べたり、KIVAコードで計算できる範囲の部分的なP-V線図を積分して比較したりしていたが十分とは言えなかった。

Table 5-4 Calculation condition for comparing number of holes

Engine Speed	rpm	3500
Brake Torque	Nm	311
Swirl Ratio		2.1
Injection Pressure	MPa	193
Number of Injection		1
Total Injection Quantity*	mg/st	75.4
Excess Air Ratio		1.30
EGR Ratio	%	0.0

\*:Adjusted to Surrogate Fuel(C<sub>14</sub>H<sub>28</sub>)

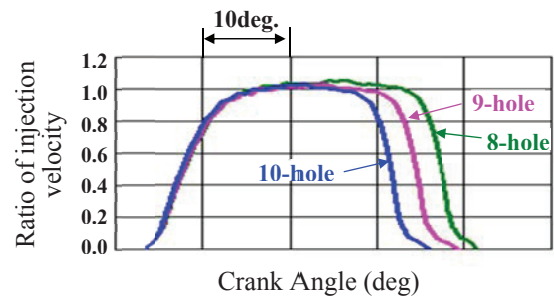


Fig.5-12 Injection rate differences among number of injection holes

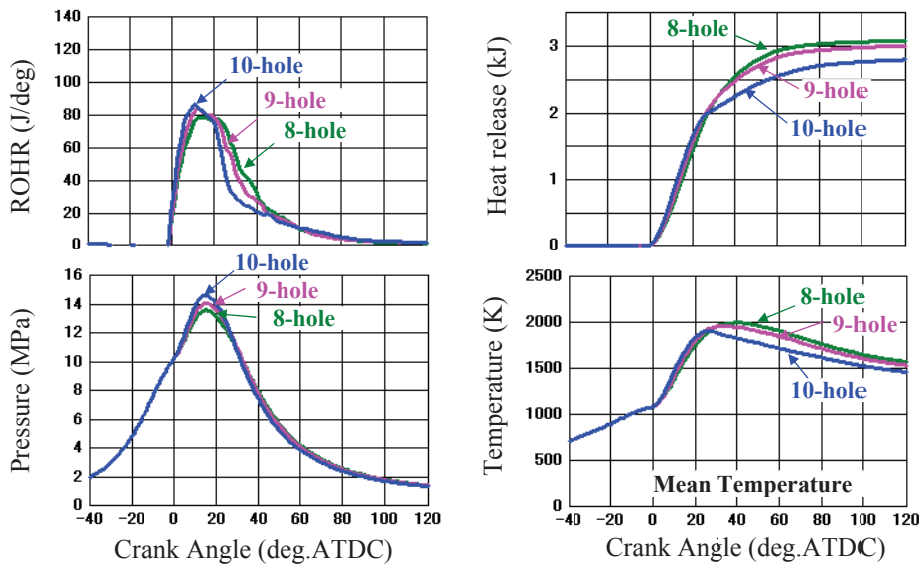


Fig.5-13 Effect on engine performance by number of injection holes (3500rpm, Full Load,λ=1.30)

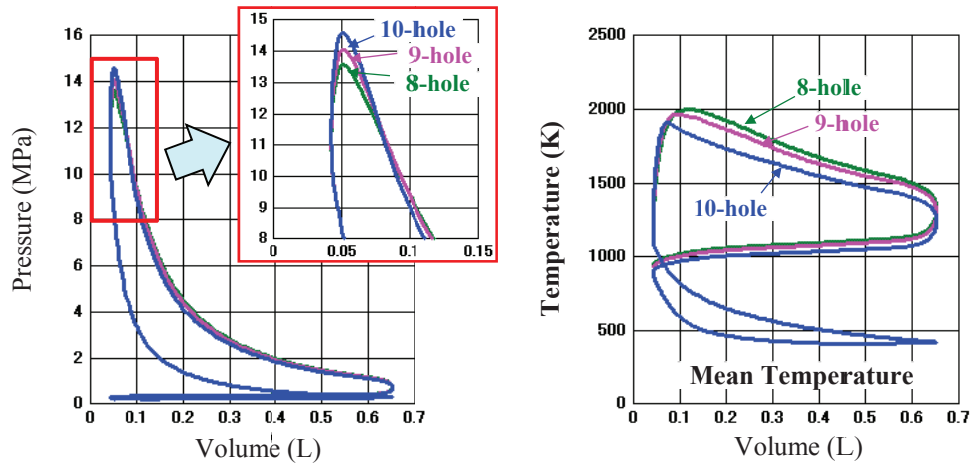


Fig.5-14 Effect on engine performance by number of injection holes (3500rpm, Full Load,  $\lambda=1.30$ )

エンジン性能シミュレータを使って KIVA コードの計算で不足している部分を補えば，図 5-14 に示す吸気-圧縮-膨張-排気のフルサイクルの筒内圧から，なじみ深い図示平均有効圧を得ることができるため，性能の良し悪しを的確に比較できる。

図 5-15 は噴孔数と図示平均有効圧の関係と比較したものである。計算では噴孔数を減らすと出力が高くなる予測になった。これは，噴孔数を減らして噴射期間を長くする方が空気利用率を高めて熱発生量を増大できることによる。図 5-13 右上の熱発生量の比較から，噴孔数の少ない方が大きな熱発生量を得られることが分かる。図 5-14 に示す P-V 線図ではその違いが分かりづらいが，筒内平均温度を縦軸に取った T-V 線図では違いが明確になっている。H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CO, H<sub>2</sub> のモル分率を示した図 5-16 では，噴孔数を減らすと CO と H<sub>2</sub> の生成量が少なく CO<sub>2</sub> と H<sub>2</sub>O が多くなっており，燃料と空気の混合が良好になって濃い混合比で燃焼する割合が小さく抑えられていると推察できる。

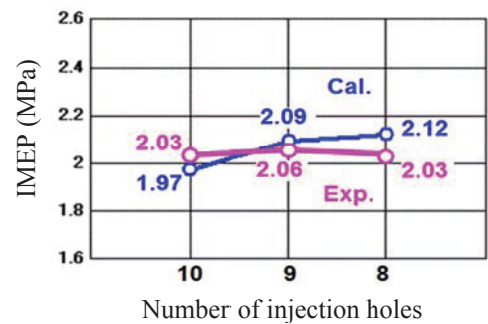


Fig.5-15 Comparison of IMEP by number of injection holes (3500rpm, Full Load,  $\lambda=1.30$ )

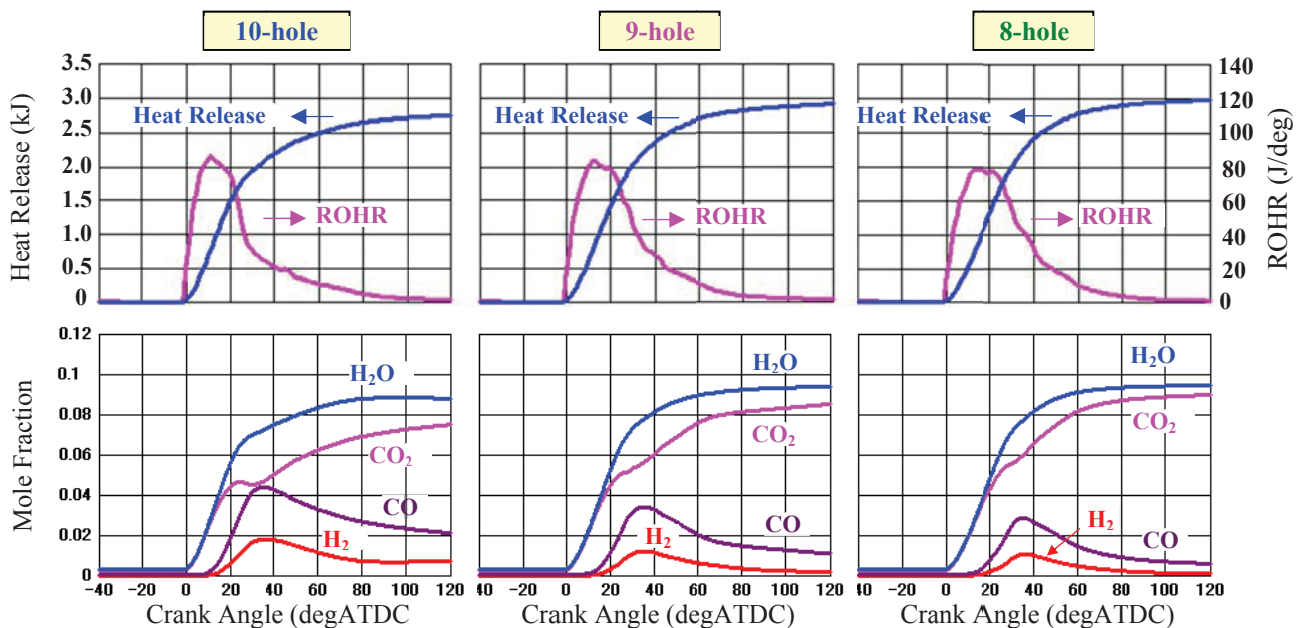


Fig.5-16 Effect on chemical species by number of injection holes (3500rpm, Full Load,  $\lambda=1.30$ )



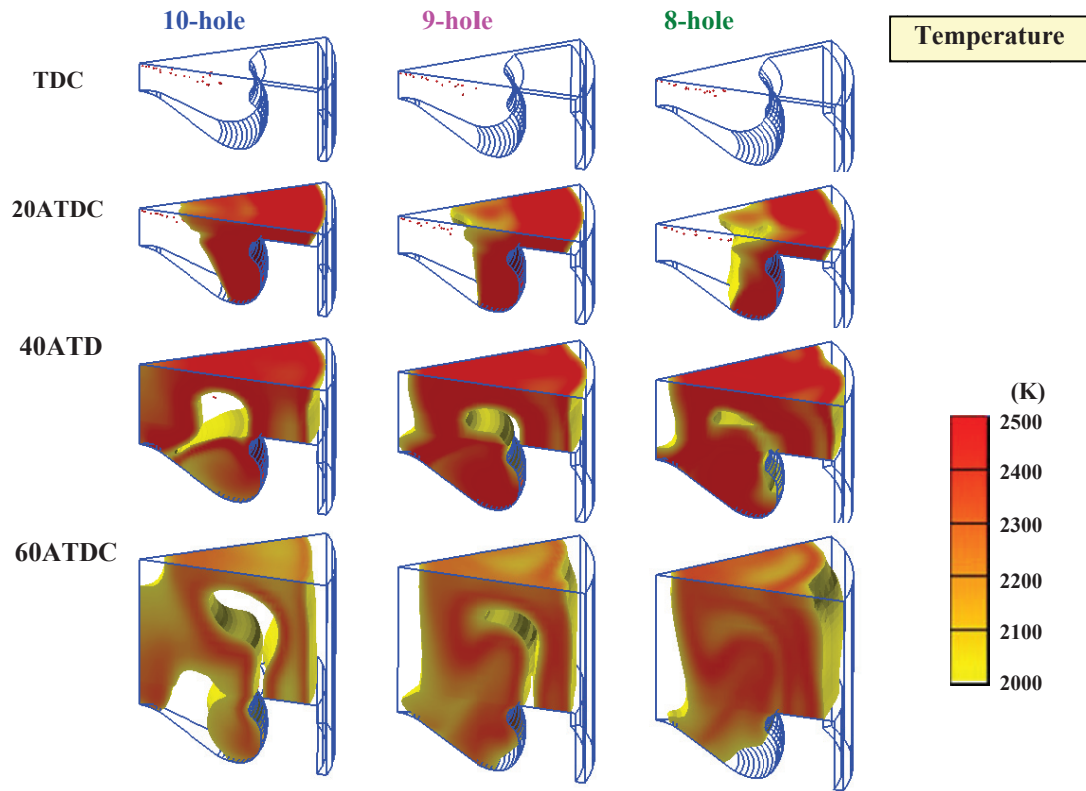


Fig.5-17 Temperature distribution in cylinder (3500rpm, Full Load,  $\lambda=1.30$ )

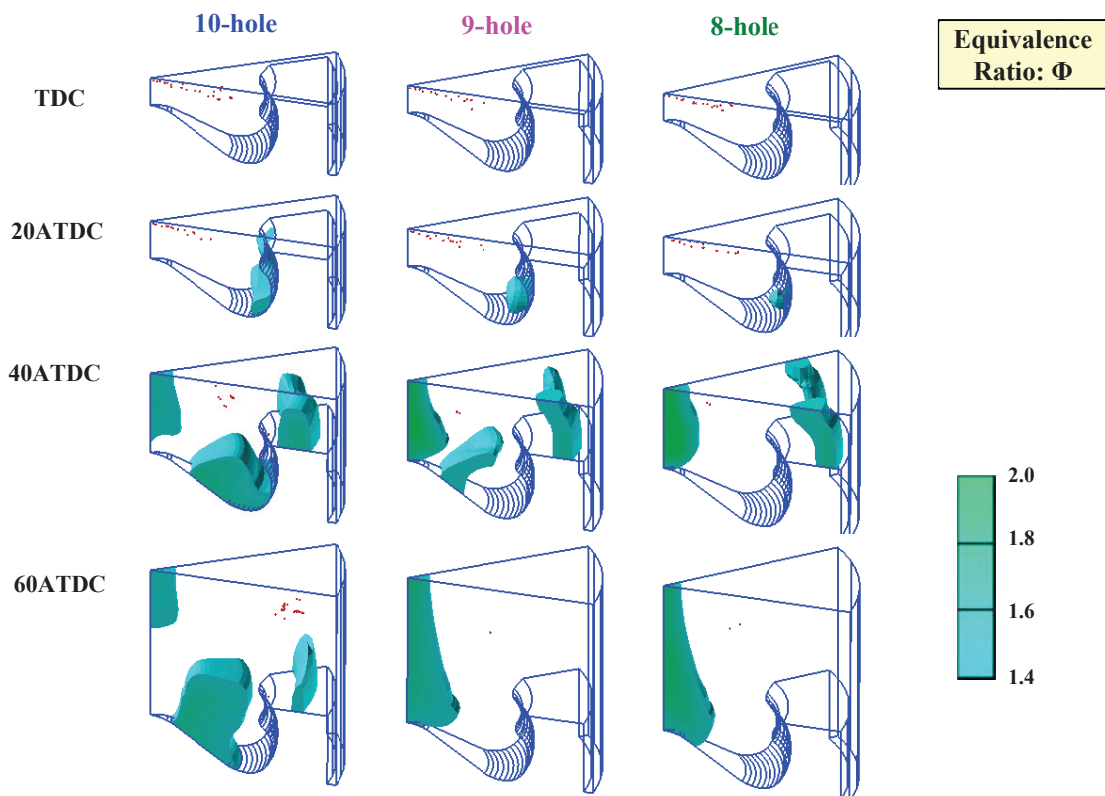


Fig.5-18 Rich mixture distribution of fuel in cylinder (3500rpm, Full Load,  $\lambda=1.30$ )



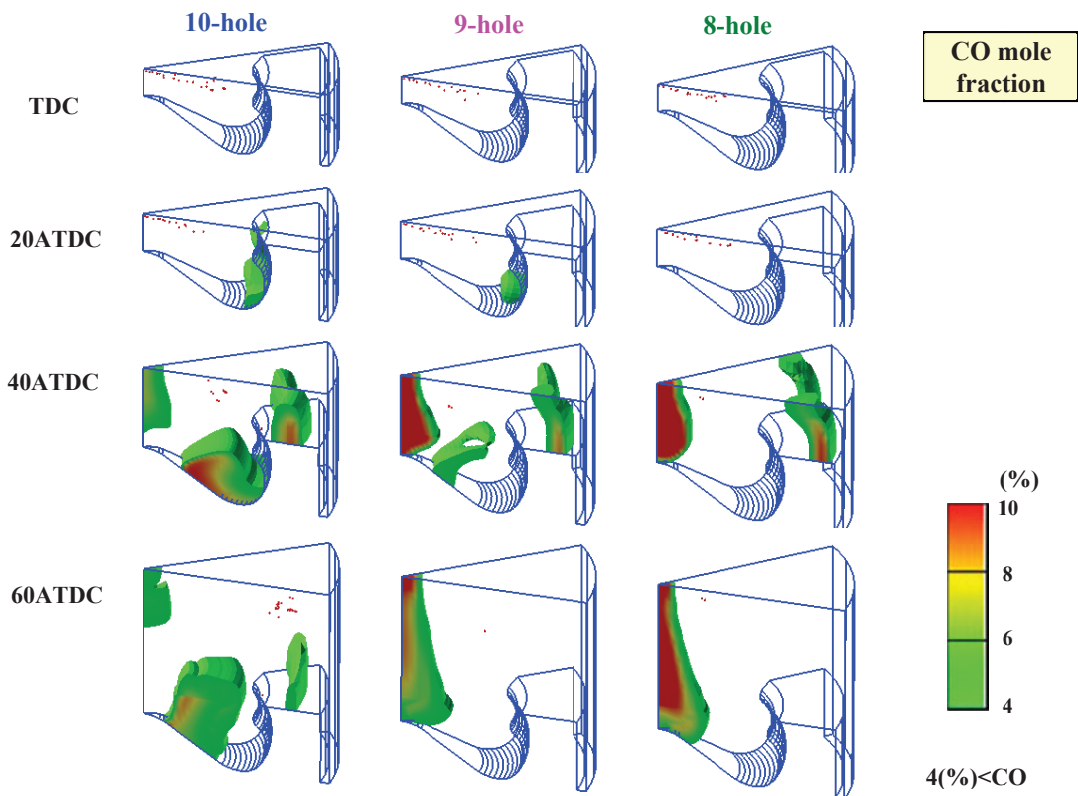


Fig.5-19 CO distribution in cylinder (3500rpm, Full Load,  $\lambda=1.30$ )

試験では、噴孔数を9にすると図示平均有効圧が若干上がるものの、噴孔数8は噴孔数10と変わらない結果になった。試験結果は計算結果と異なるが、噴孔数を減らすことによってエンジン性能を高くできる可能性があることを計算によって示せたことは意義深いと考えている。

図5-17から図5-19は、筒内の温度分布、当量比分布とCO濃度分布を上死点(TDC)からクランク角20度ごとに表示したものである。10噴孔はキャビティ底に濃い燃焼ガスが滞留しており、これによって燃焼温度が低くなっている様子が確認できる。これに対し8噴孔と9噴孔は広い空間で温度の高い燃焼が実現できていることが分かる。

### 5.3.5 まとめ

KIVAコードだけではエンジン性能の指標となる図示平均有効圧を求めることができず、実測値に対しての隔たりや燃焼方式の改善による効果をダイレクトに示すことができない欠点があった。そこで、吸排気脈動計算を使って充填空気量を予測するエンジン性能シミュレータと連成して計算を行うシステムを開発した。この計算システムを用いることにより、KIVAコードで計算を行わない部分をエンジン性能シミュレータで補足して吸気-圧縮-膨張-排気フルサイクルシミュレーションが行えるようになり、図示平均有効圧を使ってエンジン性能を表示できるようになった。

## 5.4 化学反応計算と化学平衡計算と着火遅れ予測

5.2 節に示した化学平衡計算を使って熱発生を解く計算コードでも、高負荷運転時の出力、NO 排出量をかなり精度良く予測できる。しかし、EGR を大量に導入してパイロットや早期のプレ噴射を行なう中負荷運転域では、着火遅れの予測精度が十分でないため上死点付近の筒内圧を再現できていなかった。これは着火遅れを Livengood-Wu 積分法<sup>(5-6)</sup>によるモデル計算(以下、簡易計算と記載)で簡便に予測していることに起因していると考えられる。そこで、化学反応計算で素反応モデルを解く方法を取り入れて、簡易計算の着火遅れ予測との違いを確かめた。KIVA コードの燃焼計算用サブルーチンを自作の化学反応計算に差し替え、合理的な計算時間で収まるように簡略化された素反応モデルを利用した。この 5.4 節では、この研究で作成した化学反応計算方法について述べた後、化学反応計算と簡易計算で求めた着火遅れを比較した結果について示す。

### 5.4.1 素反応モデルと化学計算方法

#### (1) 簡略化素反応モデル

ここでは、化学反応計算による計算負荷を極力抑え、着火遅れ時間と着火から化学平衡に至る現象が再現できる簡略化素反応モデルの作成を目指した。簡略化素反応モデルについては HCCI エンジン開発に呼応して研究が進められ幾つかの素反応モデル<sup>(5-15) (5-16)</sup>が公開されている。その中から、第 3 章でガソリンのノッキング予測に利用した鶴島が提案したヘプタン-イソオクタン混合燃料の素反応モデル<sup>(5-17)</sup>を選び、イソオクタンの崩壊過程を取り除いたものをベースにした。しかし、そのままの素反応モデルでは着火から平衡状態に至る過程が正しく表現できなかったため、表 5-5 に示す R26~R29 の 4 式<sup>(5-18)</sup>を加え、また NO(一酸化窒素)排出量を予測するために、拡大 Zeldovich 機構の 3 式<sup>(5-9)</sup>を R30~R32 に加えて 28 化学種 32 式の素反応モデルとした。この鶴島モデルの改良について付録 H に示す。

#### (2) 化学反応の計算方法

KIVA コードに組み込んで化学反応計算を行うための計算コードを独自に作成した。それぞれの化学種  $X_i$  の生成(消滅)は(5.12)式で表される。この式は化学種  $X_i$  が含まれる素反応式(j 行)を合算したものになっている。

$$\frac{d[X_i]}{dt} = \sum_j \left( k_{+j} \prod_m [X_m] - k_{-j} \prod_l [X_l] \right) \quad (5.12)$$

ここで、 $X_i$  は自分と同じ側に存在する化学種を、 $X_m$  は自分と反対側に存在する化学種を、 $k_{+j}$  は自分が生成される速度定数を、 $k_{-j}$  は自分が消滅する速度定数を示している。作成した計算コードでは、これを(5.13)式に示す漸化式に改めて完全陰解法で解く計算方法を取っている。

$$[X_i]^n = \frac{[X_i]^{n-1} + \sum_j (k_{+j} \prod_m [X_m]^n) dt}{1 + \sum_j (k_{-j} \prod_{l \neq i} [X_l]^n) dt} \quad (5.13)$$

ここで、 $dt$  は時間ステップ(s)で、添字 n は現在、n-1 は  $dt$  時間前の状態を示す。なお、この(5.12)式と(5.13)式は第 3 章に記載した(3.1)式と(3.2)式と同じものである。

Table 5-5 Diesel surrogate fuel simplified elementary chemical reaction model. (cm<sup>3</sup>-mol-sec-cal units)

No	REACTION	A	N	EA
!	=== n-NC7H16, LOW TEMPERATURE REACTION ===			
R1	nC7H16 + O2 = C7H15 + HO2	1.000E+16	0.00	4.600E+04
		REV / 1.000E+12	0.00	0.000E+00 /
R2	C7H15 + O2 = C7H15O2	1.000E+12	0.00	0.000E+00
		REV / 2.510E+13	0.00	2.740E+04 /
R3	C7H15O2 = C7H14OOH	1.510E+11	0.00	1.900E+04
		REV / 1.000E+11	0.00	1.100E+04 /
R4	C7H14OOH + O2 = O2C7H14OOH	3.160E+11	0.00	0.000E+00
		REV / 2.510E+13	0.00	2.740E+04 /
R5	O2C7H14OOH => C7KET + OH	8.910E+10	0.00	1.700E+04
R6	C7KET => C5H11CO + CH2O + OH	3.980E+15	0.00	4.300E+04
R7	C5H11CO + O2 => C3H6 + C2H4 + CO + HO2	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R8	nC7H16 + OH => C7H15 + H2O	6.000E+14	0.00	3.000E+03
R9	C7H15 + O2 = C7H14 + HO2	3.160E+11	0.00	6.000E+03
		REV / 3.160E+11	0.00	1.950E+04 /
R10	C7H14 + O2 => C5H11 + CH2O + HCO	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R11	nC7H16 + HO2 = C7H15 + H2O2	1.000E+13	0.00	1.695E+04
R12	C7H15 => C5H11 + C2H4	2.500E+13	0.00	2.881E+04
R13	C5H11 = C3H7 + C2H4	1.138E+15	-0.42	2.701E+04
!	=== HIGH-TEMPERATURE REACTION ===			
R14	C3H7 + O2 = C3H6 + HO2	3.000E+11	0.00	3.000E+03
R15	C3H6 + C3H6 => C2H4 + C2H4 + C2H4	3.160E+13	0.00	1.000E+04
R16	C2H4 + OH = C2H3 + H2O	1.200E+13	0.00	5.955E+03
R17	C2H3 + O2 = CH2O + HCO	4.000E+12	0.00	-2.500E+02
R18	CH2O + OH = HCO + H2O	2.430E+10	1.20	-4.470E+02
R19	HCO + O2 = CO + HO2	1.350E+13	0.00	4.000E+02
R20	CO + OH = CO2 + H	6.000E+06	1.30	-7.580E+02
R21	H2O2 + OH = HO2 + H2O	1.000E+13	0.00	1.800E+03
R22	H + O2 + M = HO2 + M	2.800E+18	-0.90	0.000E+00
R23	HO2 + HO2 = H2O2 + O2	1.300E+11	0.00	-1.630E+03
R24	H2O2 + M = OH + OH + M	1.200E+17	0.00	4.600E+04
R25	C2H4 + O2 => CH2O + CH2O	3.000E+13	0.00	3.000E+04
!				
!	130107SAKAI:ADD H2-O2 RXNS			
R26	O2 + H = OH + O	9.756E+13	0.000	14844.6
R27	H2 + O = OH + H	5.120E+04	2.670	6278.7
R28	OH + OH = O + H2O	1.510E+09	1.140	100.4
R29	OH + HO2 = H2O + O2	2.890E+13	0.000	-497.1
!				
!	130902:Add:NO			
R30	O + N2 = NO + N	6.890E+13	0.0	75100.0
		REV / 1.550E+13	0.00	0.000E+00 /
R31	N + O2 = NO + O	9.810E+09	1.0	6610.0
		REV / 2.100E+09	1.0	38550.0 /
R32	N + OH = NO + H	4.200E+13	0.0	0.0
		REV / 1.360E+14	0.00	48520.0 /

### 5.4.2 化学反応計算の検証

この計算コードを検証するため、SENKIN (CHEMKIN2 に内包)<sup>(5-19)</sup>で計算を行い、全ての化学種のもル分率と温度の時間変化がほぼ完全に一致していることを確認した。ただし、計算時間は SENKIN の 1.4~1.5 倍要している。図 5-20 (1)~(3) は均一なヘプタン-空気予混合気の当量比を変え、初期温度 1000K, 圧力 8.1MPa の定圧燃焼で着火遅れを計算したものである。○印は化学平衡計算で求めた値を示している。この図から、主要化学種は急激な着火現象の直後に平衡濃度になり、温度も平衡温度に達していることが確認できる。

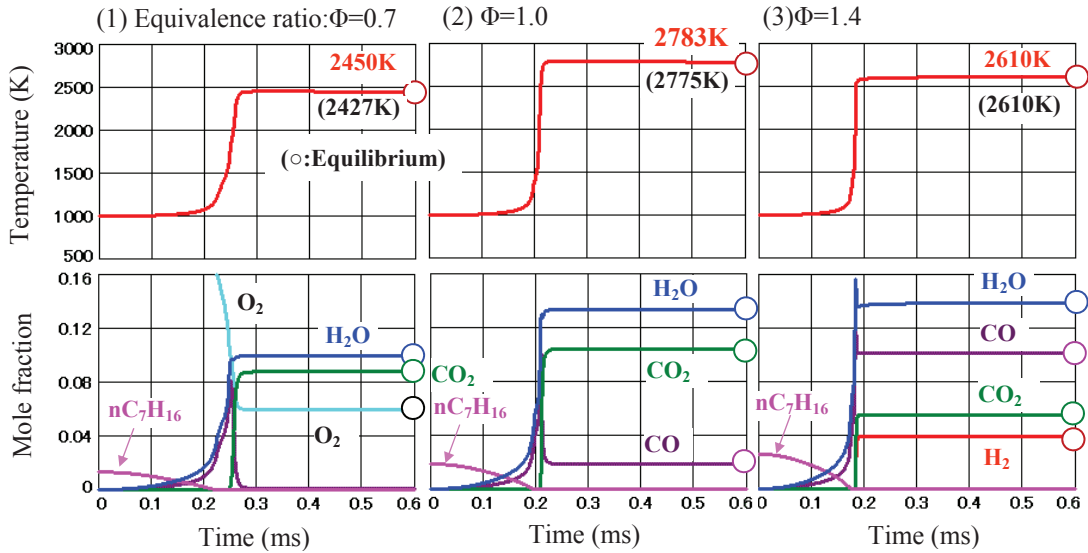


Fig. 5-20 Results of chemical kinetics calculation with elementary chemical reaction model (Table 5-5)

図 5-21 (4) は表 5-5 の素反応モデルから R26 以降を削除して計算したものである。着火遅れはほぼ同じであるが CO から CO<sub>2</sub> への変化が遅く着火後の現象をうまく再現できていない。図 5-21 (5) は当量比を変化させて計算した平衡温度と主要化学種のもル分率である。

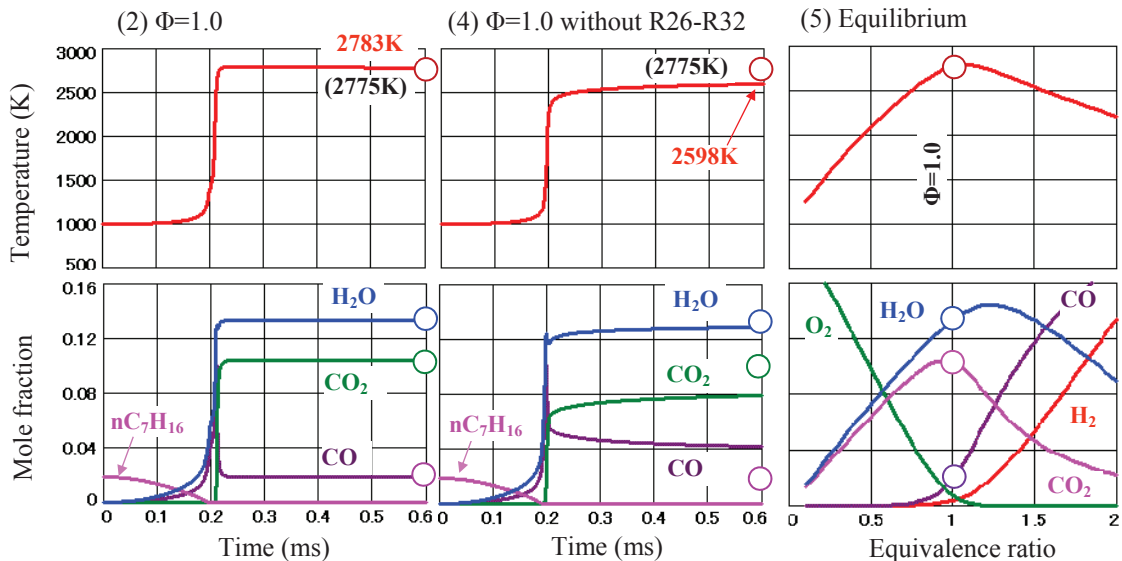


Fig. 5-21 Comparison between this chemical model and original TURUSHIMA model (without R26-R32)

### 5.4.3 メイン1段噴射の計算結果と考察

メイン1段噴射(上死点付近で1回だけ燃料を噴く噴射パターン)で化学反応計算と簡易計算で求めたエンジン性能の違いを調べた。図5-22は、3.2Lの4気筒エンジンで3800rpm全負荷運転での噴射速度,筒内圧,熱発生率,主要化学種のモル分率とNO濃度を実測値と重ねて示したものである。ここでは、簡易計算の着火遅れ $\tau_d$ (s)を(5.14)式で求めた。EGRの影響を考慮するため(5.2)式に酸素分圧の項を加えている。

$$\tau_d = 0.005 \left( \frac{p}{p_o} \right)^{-1.7} \phi^{-0.445} \left( \frac{p_{O_2}}{p_{O_2s}} \right)^{-3} \exp \left( \frac{3800}{T} \right) \quad (5.14)$$

ここで、 $p$ は圧力(Pa),  $T$ は温度(K),  $\phi$ は当量比,  $p_{O_2}$ は酸素分圧(Pa)を示し, 添字 $o$ は大気圧状態を,  $s$ はEGRガスを含まない状態を意味する。

図5-23は、圧力8.1MPaの理論混合比で、この式で計算した着火遅れを化学反応計算の結果と重ねて示したものである。着火遅れにこのような違いがあるにも拘わらず、化学反応計算と簡易計算の筒内圧にほとんど差が無く図示平均有効圧も変わらない。また、計算結果の筒内圧は上死点付近で実測値より多少大きくなるものの、ほぼ実測値をトレースできている。化学反応計算のNO濃度は若干多い見積もりになっているが、温度に対するNOの生成感度を考えると妥当と考えられ、筒内の温度と当量比分布の予測も良好と推測できる。上死点後30度付近のCOとH<sub>2</sub>のモル分率に違いが生じているが、これは簡易計算で扱っている化学種の数が少ないことが影響している。化学反応計算と簡易計算で図示平均有効圧とNO生成量に差がないものの、着火点は図5-24に示すように異なっている。化学反応計算では噴霧の根元付近のスワール下流で着火するのに対し、簡易計算では噴霧中の根元で着火する。

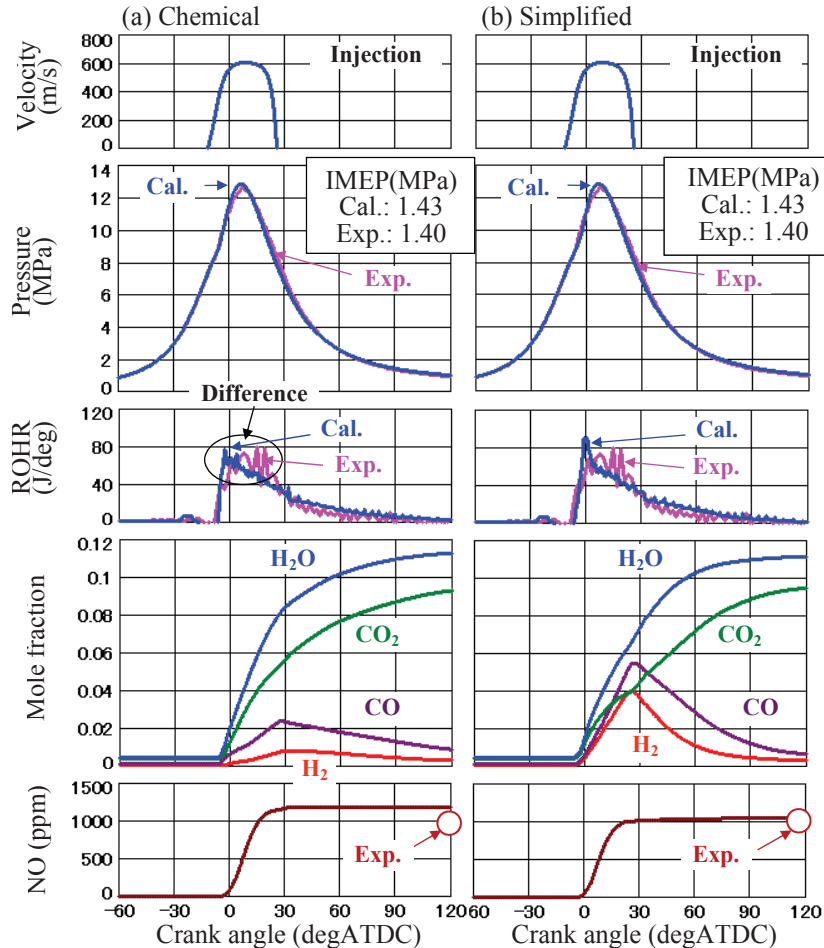


Fig. 5-22 Results of chemical and simplified calculations (3.2L, 4cylinder, 3800rpm, EGR0%)

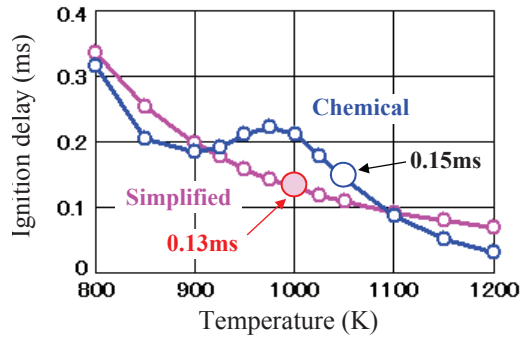


Fig. 5-23 Ignition delay comparison between chemical reaction and simplified model (Heptane,  $\Phi=1.0$ ,  $P=8.1\text{MPa}$ )

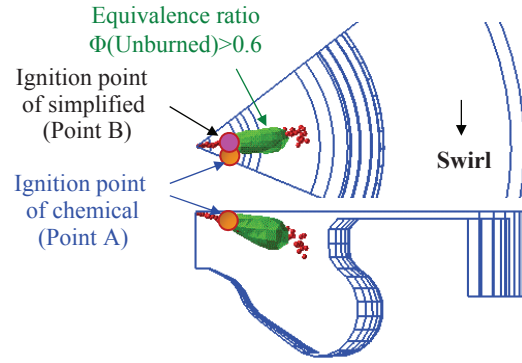
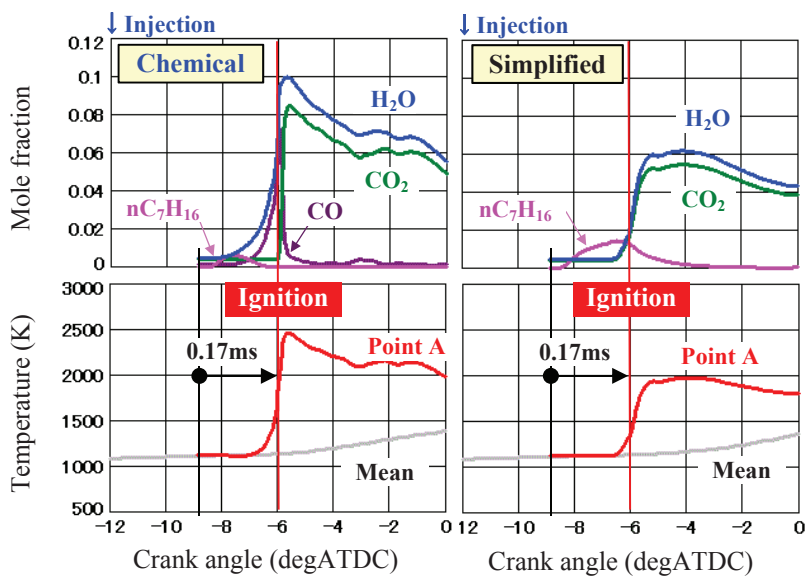
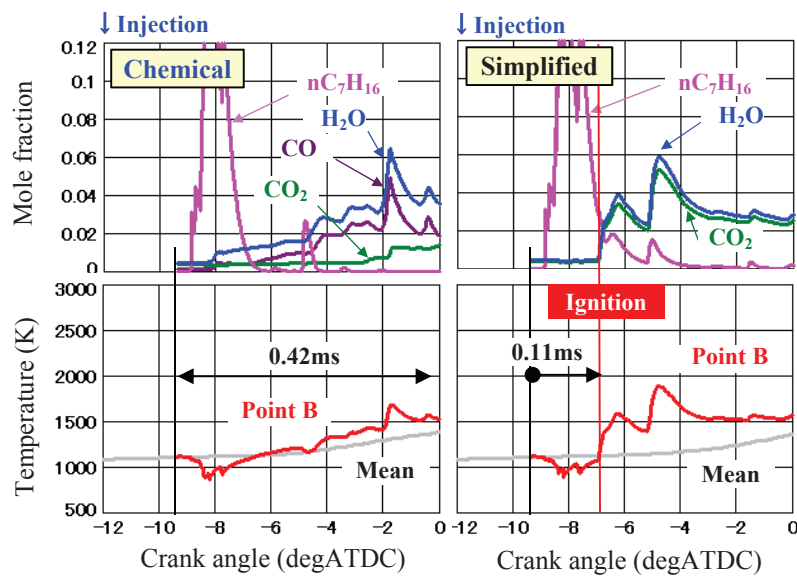


Fig. 5-24 Ignition points of chemical and simplified calculations



(a) Chemical calculation ignition point (Point A in Fig.5-24)



(b) Simplified calculation ignition point (Point B in Fig.5-24)

Fig. 5-25 Temperature and mole fraction at ignition points both chemical and simplified calculations of chemical and simplified calculations



図 5-25(a)は化学反応計算の着火点(図 5-24:Point A)での着火の様子を観察したものである。化学反応計算の着火遅れは 0.17ms で目安にした図 5-23 の値(1050K の 0.15ms)に近い。また、ほぼ同じタイミングで簡易計算も着火している。図 5-25(b)は簡易計算の着火点(図 5-24:Point B)で、簡易計算の着火遅れ 0.11ms も図 5-23 の値(1000K の 0.13ms)に近い。しかし、この着火点では化学反応計算は着火しない。これは、噴霧内のため燃料の気化潜熱により温度が 100K 程低下して簡易計算の倍近くの着火遅れ領域になることも要因の一つであるが、それだけでは説明できず噴霧内であることが影響しているものと考えられる。

そこで、化学反応計算コードを改良して、燃料を加えて当量比を 0.6 から 1.0 に濃くする場合、空気を加えて 1.0 から 0.6 に薄くする場合と当量比 0.8 に固定した場合の着火遅れを比較した。図 5-26 は、設定した当量比の時間変化、化学反応計算の燃料(ヘプタン)のモル分率と温度の変化、簡易計算の着火遅れと Livengood-Wu 積分の値を示している。燃料を追加した場合、化学反応計算では当量比一定の場合に比べて燃料の消滅が遅く、この影響を受けて着火遅れが長くなるが、簡易計算では燃料を追加した場合と当量比一定の場合とで着火遅れに差はない。一方、空気を加えた場合、化学反応計算でも着火遅れに差がない結果になった。したがって、断続的に燃料が流入する場合、Livengood-Wu 積分法を使った簡易計算では、この着火遅れが長くなる現象が捉えられないと考えられる。

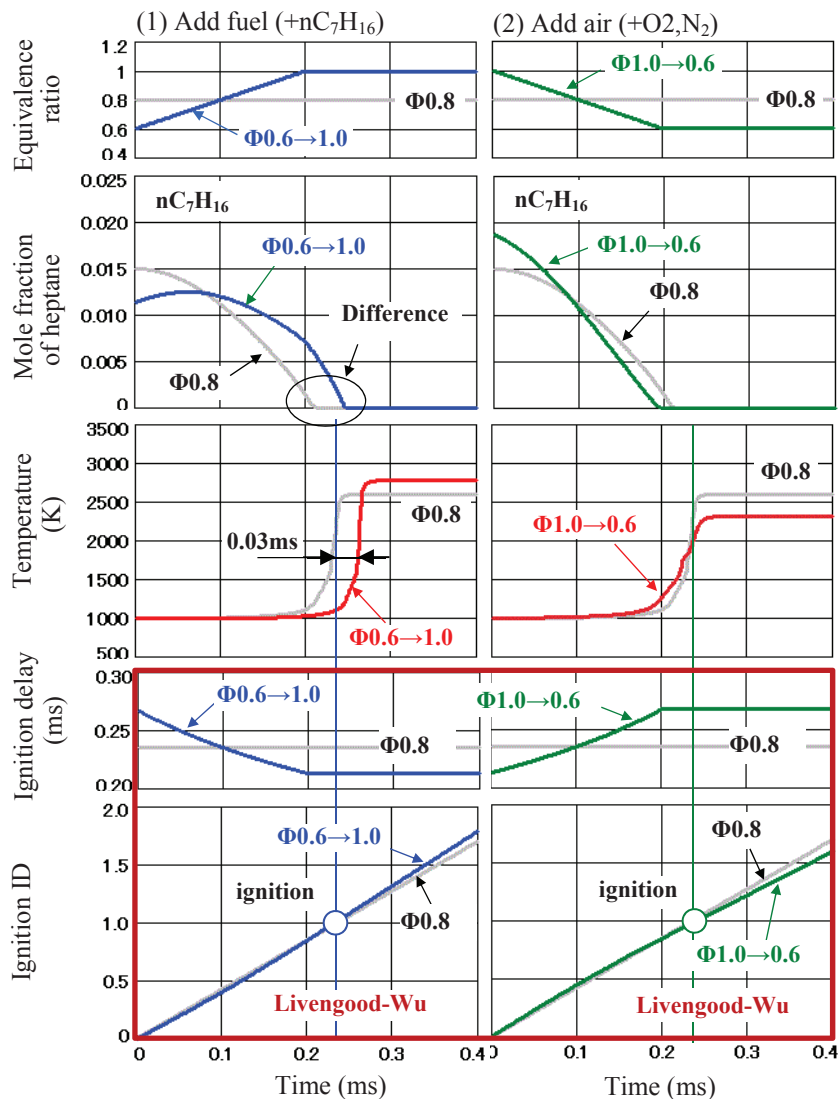
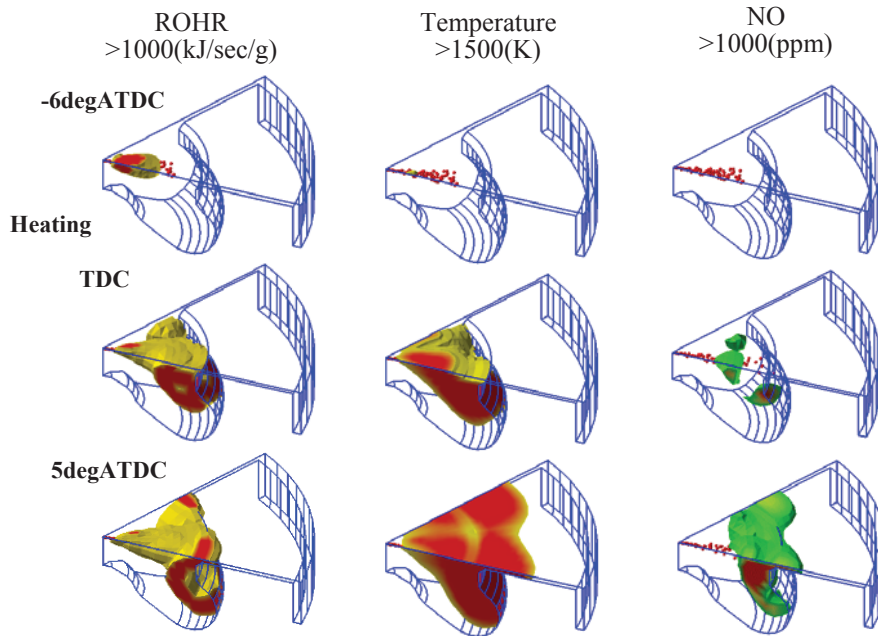
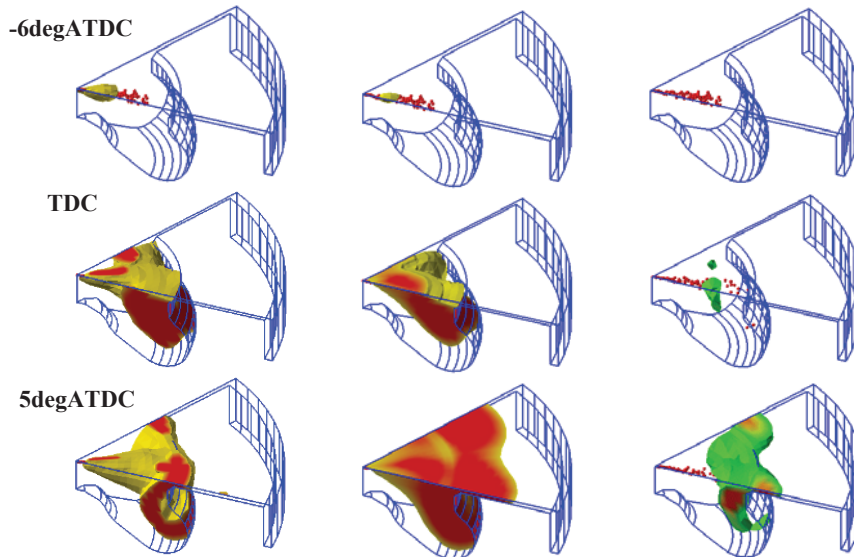


Fig. 5-26 Ignition delay comparison between chemical calculation and Livengood-Wu integral at 8MPa



(a) Chemical calculation



(b) Simplified calculation

Fig.5-27 Combustion characteristics of chemical and simplified calculations

図 5-27 は燃焼初期の燃焼室内の熱発生率 (ROHR), 温度と NO 濃度分布を示している. 上死点前 6 度の化学反応計算の熱発生率が低温酸化反応による発熱分だけ簡易計算より大きく計算されている以外には, 化学反応計算と簡易計算に差はなく NO 濃度にも大きな違いは認められない. 以上の考察から, この運転条件では着火点の違いはあるが簡易計算でも十分に実用に足ると結論付けることができる.

#### 5.4.4 パイロットを使う噴射パターンの計算結果と考察

2.2L 4 気筒ディーゼルエンジンのパイロット, プレ, メインとアフターからなる 4 段噴射で, EGR を 23% 加えた 1500rpm 部分負荷運転での化学反応計算と簡易計算の結果を図 5-28 に示す. (5.14) 式で求めた値では着火遅れが一致しないため, この簡易計算では着火遅れ時間を 10% 短縮した. このことから Livengood-Wu 積分法による着火遅れの予測には実用上の限界があると言える. また, 実測値として示した平均筒内温度はガス定数 290 (J/kgK) 一定で筒内圧から換算したものである.

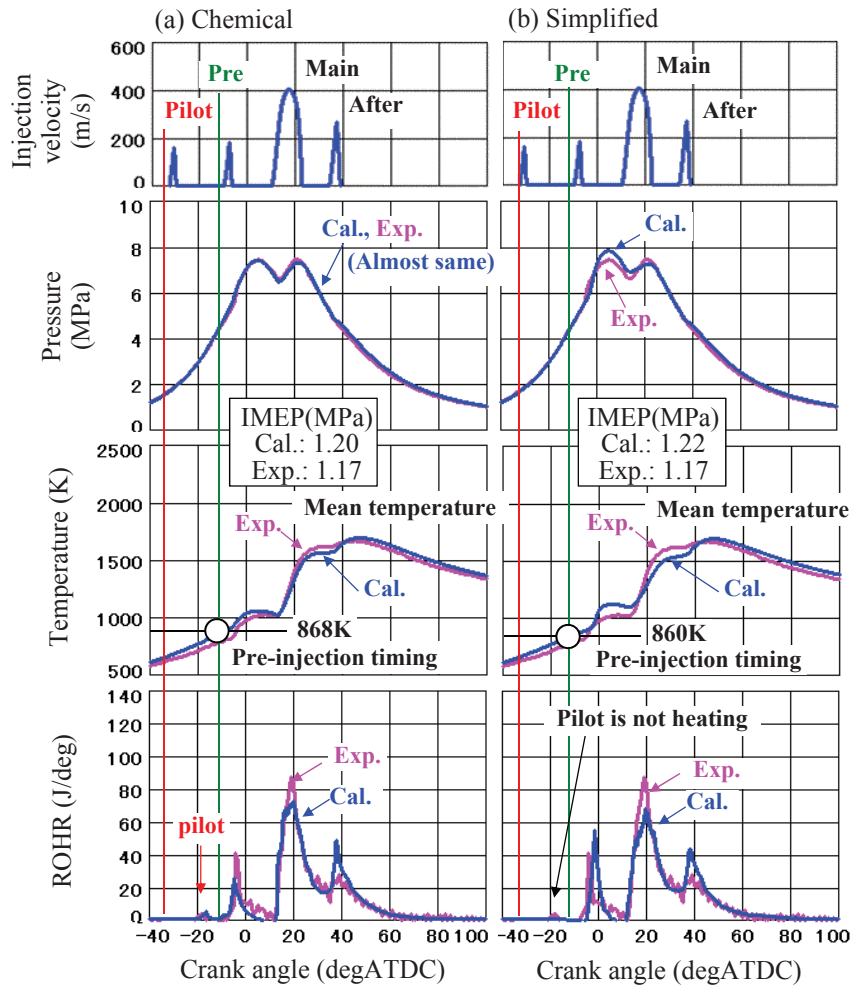


Fig.5-28 Results of chemical and simplified calculations (2.2L 4cylinder, 1500rpm, EGR23%)

図に示すように、簡易計算のパイロット噴射の燃料は実測のタイミングで発熱せず次のプレ噴射の燃料と一緒に燃焼するため、プレ噴射後の熱発生が急激になり上死点付近の筒内圧が実測値を上回ってしまう。一方、化学反応計算ではパイロット噴射の燃料から低温酸化反応による発熱が生じ、この影響を受けてプレ噴射の燃焼が緩やかになり上死点付近の筒内圧が実測値とほぼ一致する。しかし、初期燃焼がこの程度でただけでは図示平均有効圧に及ぼす影響は小さく図中に記載した程度の相違に留まる。この計算の値は実測を上回っているが、これはアフター噴射の燃料からの発熱が実測より多く計算されているため、改良すべき項目の一つと考えている。図中に○印で示した温度は計算で求めたプレ噴射開始時の平均筒内温度で、化学反応計算の温度は低温酸化反応によって簡易計算より8度高くなっている。

図 5-29 は、パイロット噴射で発熱している様子を図にしたもので、化学反応計算で求めた熱発生率、温度と当量比を示している。噴射した燃料は蒸発して空気と混合し大部分はキャビティ上部に留まるが、一部はスキッシュエリアに溢れる。そして、これらの燃料蒸気が滞留する部分で発熱が生じて温度が上昇している様子が見られる。

これに続くプレ噴射の燃焼の様子を示したものが図 5-30 で、同じく熱発生率、温度と当量比の分布を表示している。化学反応計算では上死点前 10 度で既に発熱が始まり、上死点前 4 度では燃料(ヘプタン)が消滅して幾らかの発熱が生じている。一方、簡易計算では上死点前 10 度ではまだ発熱が生じておらず、パイロット噴射を含めた燃料が滞留していることが分かる。そして、上死点前 4 度で着火し滞留していた燃料が上死点付近で一斉に燃焼して急激な熱発生になっている。

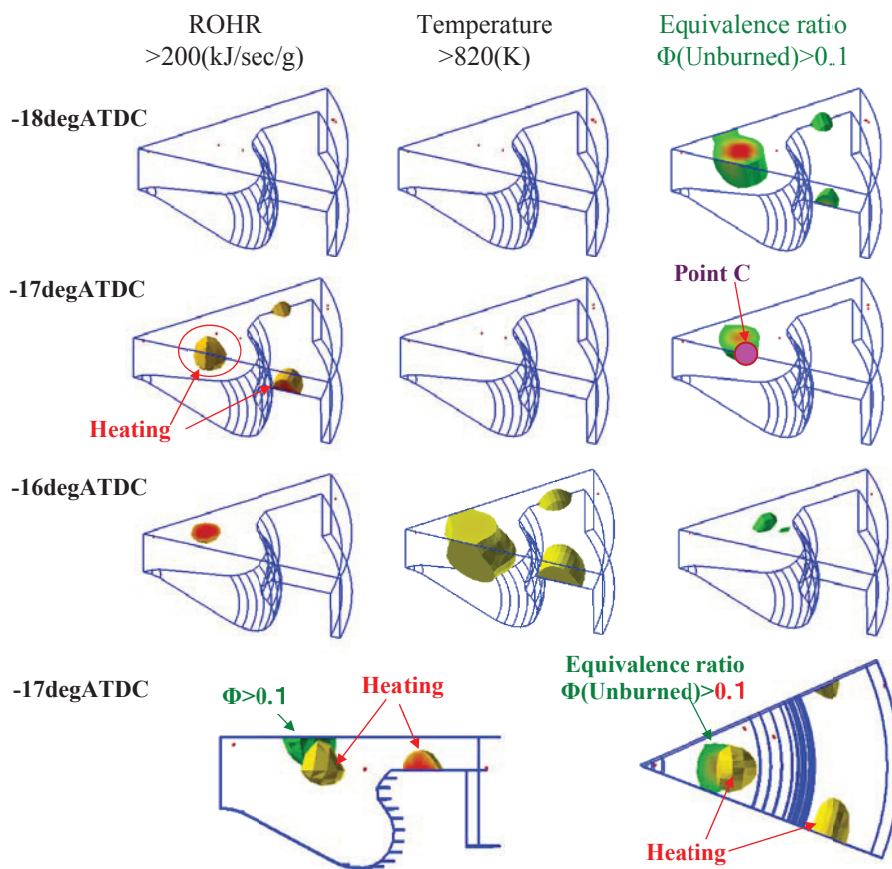
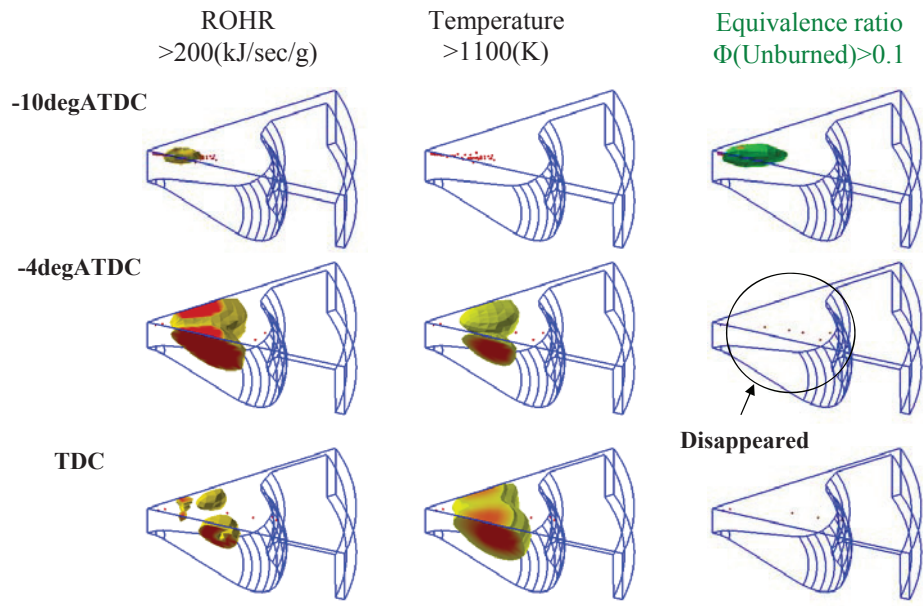
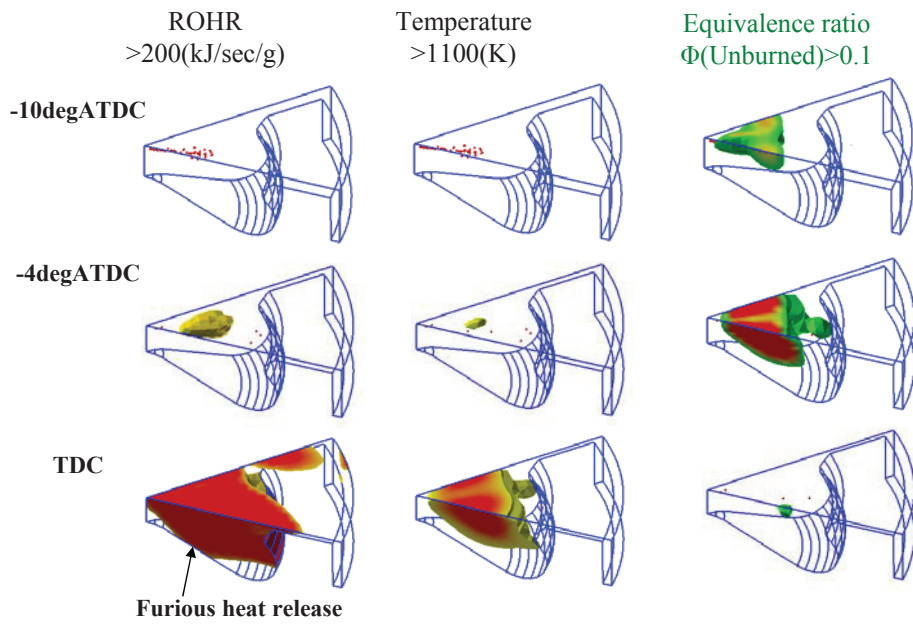


Fig.5-29 Heat release locations after pilot injection using chemical calculation



(1) Chemical calculation



(2) Simplified calculation

Fig.5-30 Differences of combustion characteristics after pre injection between chemical and simplified calculations



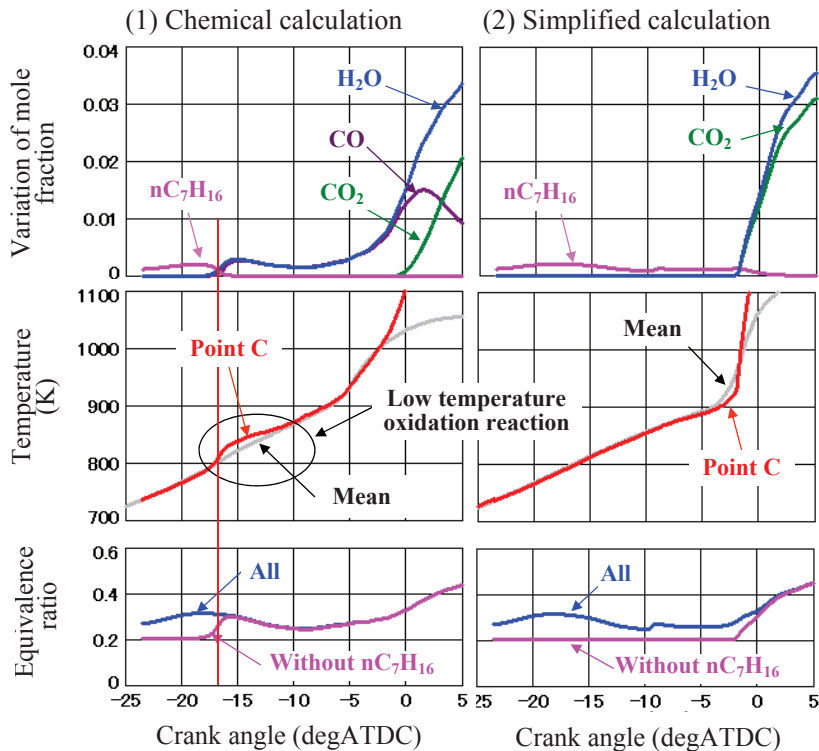


Fig. 5-31 Confirmation of low temperature oxidation reaction after pilot injection (Point C in Fig. 5-29)

図 5-31 は、図 5-29 に示す観察点(Point C)での化学種、当量比と温度の変化を示したものである。図に示した  $H_2O$ 、 $CO_2$  と  $CO$  のモル分率は EGR に含まれる量を取り除いたものである。化学反応計算では発熱が始まるタイミングで燃料が消滅し  $H_2O$  と  $CO$  が発生する低温酸化反応が起こり、これに伴って僅かな温度上昇が認められる。そして、上死点付近での  $CO$  から  $CO_2$  への変化によって発熱している。一方、簡易計算では上死点付近で着火して  $H_2O$  と  $CO_2$  が生成されて発熱する計算になる。

#### 5.4.5 まとめ

Livengood-Wu 積分を使った簡易的な方法と化学反応計算で素反応モデルを解く方法による着火遅れの相違を調査した。メイン 1 段噴射では化学反応計算と同様に簡易計算でも実測の筒内圧を再現できることが分かった。ただし、両者の着火点が異なっていることを念頭に置いておく必要がある。また、パイロット、プレ、メインとアフターからなる 4 段噴射で EGR を 23% 加えた場合は、化学反応計算を使うことによりパイロット噴射燃料の低温酸化反応を再現でき、この影響を受けてプレ噴射燃料を滑らかに燃焼させることができるため上死点付近で実測に近い筒内圧を再現できる。一方、簡易計算ではパイロット噴射の燃料はプレ噴射の燃料と共に急激に燃焼するため、上死点付近の筒内圧が実測と一致しない。しかし、この程度の筒内圧の相違では図示平均有効圧に及ぼす影響は小さく、エンジン出力や燃費の予測であれば簡易計算を利用しても問題は無いものと考えられる。メイン 1 段噴射の場合の計算時間は、2.5GHz パソコンで簡易計算が約 7 分に対して化学反応計算は 6 時間以上かかるため、用途に応じて使い分ける運用が適切である。しかし、何より化学反応計算の高速化が重要であるためその改良を進めたい。



## 5.5 化学反応計算の速度向上

EGR を加えてパイロットや早期のプレ噴射を行なう中負荷の運転条件では、Livengood-Wu 積分法で着火遅れを予測し化学平衡計算で熱発生量を求める簡易な方法では上死点付近の筒内圧を再現できない。これは、低温酸化反応による緩やかな発熱が着火遅れとその後の燃焼に影響を及ぼすため、この運転領域では化学反応計算を使ってこの現象を再現する必要があることを 5.4 節で述べた。しかし、化学反応計算で素反応モデルで解くと計算負荷が高く、多数の計算を行ってエンジンの特徴を多面的に捉え最適な設計値を見つけ出す利用での障害になっている。そこで、化学反応計算の計算速度を高めるための改良と化学反応計算と化学平衡計算を使い分けて高速化を図る方法を検討した。5.5 節では、これらの計算方法の内容と実現した計算時間の短縮について述べる。

### 5.5.1 化学反応計算方法の改良

#### (1) 一般的な陰解法による化学反応計算法

5.4 節に示した化学反応計算式(5.12)式を再度確認する。この式は、それぞれの化学種  $X_i$  の生成(消滅)速度を表わしており化学種  $X_i$  が含まれる素反応式(j 行)を合算した形になっている。 $[X_i]$  は化学種 i のモル濃度(mol/cm<sup>3</sup>)を示す。

$$\frac{d[X_i]}{dt} = \sum_j \left( k_{+j} \prod_m [X_m] - k_{-j} \prod_l [X_l] \right) \quad (5.12)$$

この式の  $X_j$  は  $X_i$  と反応式の同じ辺に存在する化学種を、 $X_m$  は  $X_i$  と反対の辺に存在する化学種を、 $k_{+j}$  は  $X_i$  が生成される速度定数、 $k_{-j}$  は  $X_i$  が消滅する速度定数である。この節では、5.4 章に示した完全陰解法の漸化式(5.13)式を、 $A$  と  $B$  を使って(5.15)式の形に書き改める。

$$[X_i]^n = \frac{[X_i]^{n-1} + A dt}{1 + B dt} \quad (5.15)$$

$$A = \sum_j (k_{+j} \prod_m [X_m]^n) \quad (5.16)$$

$$B = \sum_j (k_{-j} \prod_{l(l \neq i)} [X_l]^n) \quad (5.17)$$

ここで、 $dt$  は時間ステップ(s)、添字 n は現在、n-1 は  $dt$  時間前の状態を示す。

#### (2) BDF 法を使った化学反応計算法

陰解法の収束性を高めるために Gear の後退差分 BDF (Backward Differential Formula) 法<sup>(5-20)</sup> と呼ばれる計算手法を取り入れた。この方法では(5.15)式の漸化式を(5.18)式に改めて利用する。この式で使用する係数  $\alpha_n$  は表 5-6 に示す値で、ここでは 4 次(過去 4 点の値で近似)までを利用するようにした。

$$[X_i]^0 = \frac{-\sum_{n=1}^m \alpha_n [X_i]^{-n} + A dt}{\alpha_0 + B dt} \quad (5.18)$$

この漸化式は、収束計算で求める値(添字 0 で表示)の変化率が過去の履歴を使って(5.19)式で近似的に予測できることと、化学反応によって生成(消滅)する変化量を(5.20)式で表せることの 2 点を抛りどころに両者を融合したものになっている。図 5-32 のように、添字 -n は n ステップ前を表している。

Table 5-6 Coefficients for BDF calculation method

Order	$\alpha_0$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\alpha_4$
1st	1	-1			
2nd	3/2	-2	1/2		
3rd	11/6	-3	3/2	-1/3	
4th	25/12	-4	3	-4/3	1/4

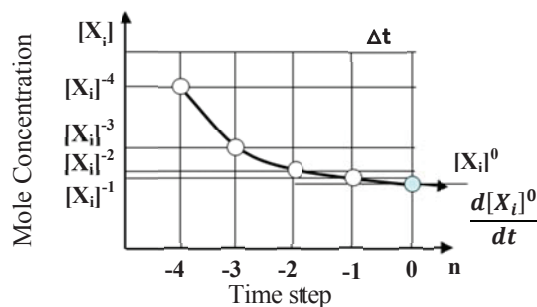


Fig. 5-32 Time step used in BDF method

$$\frac{d[X_i]^0}{dt} = \frac{\alpha_0[X_i]^0 + \sum_{n=1}^m \alpha_n [X_i]^{-n}}{dt} \quad (5.19)$$

$$\frac{d[X_i]^0}{dt} = A - B[X_i]^0 \quad (5.20)$$

### (3) 外挿(Extrapolation)法を使った化学反応計算法

各モル濃度  $[X_i]$  の時間変化から、収束計算に入る前に外挿法を使って次の計算ステップの近似値  $[X_i]^0$  を予測する方法を取り入れた。ここでは、表 5-7 に示す係数  $\beta^{(5-21)}$  を (5.21) 式に当てはめて過去 4 点までのデータから外挿する方法を取っている。ここでも  $[X_i]^{-n}$  は  $n$  ステップ前の値を示す。

$$[X_i]^0 = \sum_{n=1}^m \beta_n [X_i]^{-n} \quad (5.21)$$

この (2) BDF 法と (3) 外挿法では、最初は 1 次精度から始めて 4 次精度になるまで計算を進める。計算時間のピッチを変えた場合、再び 1 次精度に戻す操作を行なう。

Table 5-7 Coefficients for extrapolation method

Order	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$
1st	1			
2nd	2	-1		
3rd	3	-3	1	
4th	4	-6	4	-1

### (4) Newton-Raphson(NR)法を使った化学反応計算法

化学反応計算を高速で解く方法として、影響係数(ある化学種がある化学種の反応速度に及ぼす影響度を示し偏微分値  $F'_{ij}$  を意味する)を行列に取り、Newton-Raphson 法(以下 NR 法と記載)で解く方法が利用される。(5.15)式を変形して(5.22)式に示す化学種  $i$  に対する関数  $F_i$  を作ると、化学種  $i$  のモル濃度  $[X_i]^n$  による偏微分値  $F'_{ii}$  を(5.23)式で、化学種  $j$  ( $i$  以外のモル濃度  $[X_j]^n$ ) による偏微分値  $F'_{ij}$  を(5.24)式で表すことができる。

$$F_i = (1 + Bdt)[X_i]^n - (Adt + [X_i]^{n-1}) \quad (5.22)$$

$$F'_{ii} = \frac{\partial F_i}{\partial [X_i]^n} = (1 + Bdt) \quad (5.23)$$

$$F'_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial [X_j]^n} = - \frac{\partial A}{\partial [X_j]^n} dt + \frac{\partial B [X_i]^n}{\partial [X_j]^n} dt \quad (5.24)$$

この (5.23) 式と (5.24) 式を行列の形にまとめると (5.25) 式の ( $A$ ) 行列になる。

$$(\mathbf{A}) = \begin{pmatrix} F'_{11} & F'_{12} & \cdots & F'_{1m} \\ F'_{21} & F'_{22} & \cdots & F'_{2m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ F'_{m1} & F'_{m2} & \cdots & F'_{mm} \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

現時点での真値との誤差  $F'_i$  を(5.26)式のように  $(\mathbf{B})$  行列に纏めて、 $(\mathbf{A})$  行列の逆行列  $(\mathbf{A})^{-1}$  を計算して乗ずれば、 $[X_i]^n$  の補正量を示す(5.27)式の  $(\Delta X)$  行列を求めることができ、この補正量を使って(5.29)式に示すようにモル濃度  $[X_i]^n$  の補正を繰返して真値(関数  $F'_i=0$ )に近づけていく。

$$(\mathbf{B}) = \begin{pmatrix} (1 + Bdt)[X_1]^n - (Adt + [X_1]^{n-1}) \\ (1 + Bdt)[X_2]^n - (Adt + [X_2]^{n-1}) \\ \vdots \\ (1 + Bdt)[X_m]^n - (Adt + [X_m]^{n-1}) \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

$$(\Delta X) = \begin{pmatrix} \Delta X_1 \\ \Delta X_2 \\ \vdots \\ \Delta X_m \end{pmatrix} \quad (5.27)$$

$$(\Delta X) = (\mathbf{A})^{-1}(\mathbf{B}) \quad (5.28)$$

$$[X_i]^{n'} = [X_i]^n + \Delta X_i \quad (5.29)$$

### 5.5.2 各化学反応計算法の計算時間と計算精度

これらの化学反応計算法による高速化割合を調べるために、初期温度 1000K、圧力 8.1MPa の定圧燃焼を想定して、均一なヘプタン-空気予混合気で着火遅れの計算を行った。計算に利用した化学素反応モデルは 5.4 節と同じものである。これらの化学反応計算法をコード化したサブルーチンを KIVA コードでも使えるようにするため温度の更新を上位の計算ルーチンに委ね、化学反応計算のサブルーチンでは、設定した時間内は温度一定で計算を行っている。温度を更新する時間ステップの長短によって着火遅れ時間が幾分ずれることになるが、今回の比較では SENKIN (CHEMKIN2 パッケージに内包)<sup>(5-19)</sup> で計算される着火遅れとほぼ同じになる時間ステップ ( $10^{-7}$  秒) に設定して計算を行い図 5-33 に結果を纏めた。この NR 法では逆行列を三角分解法 (LU) と Gauss-Jordan 法 (GJ) で計算したものを掲載している。SENKIN は短い時間ステップで温度の更新を行うためフェアな比較ではないが、SENKIN は約 1 秒程度の計算時間を要しており、(4b)NR 法 (GJ) は 0.44 秒、(5)BDF 法と外挿法を組み合わせた計算法では 0.59 秒しか計算時間を要しておらず、十分に速い計算が実現できている。

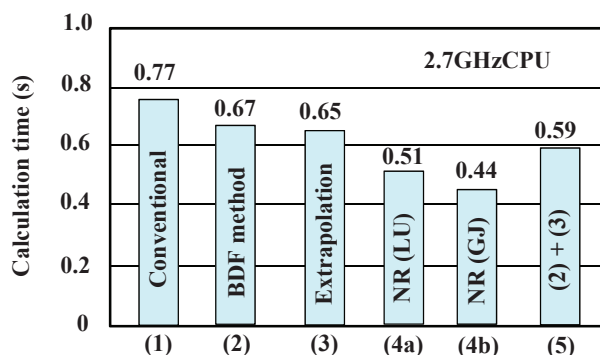


Fig. 5-33 Calculation time of several algorithms

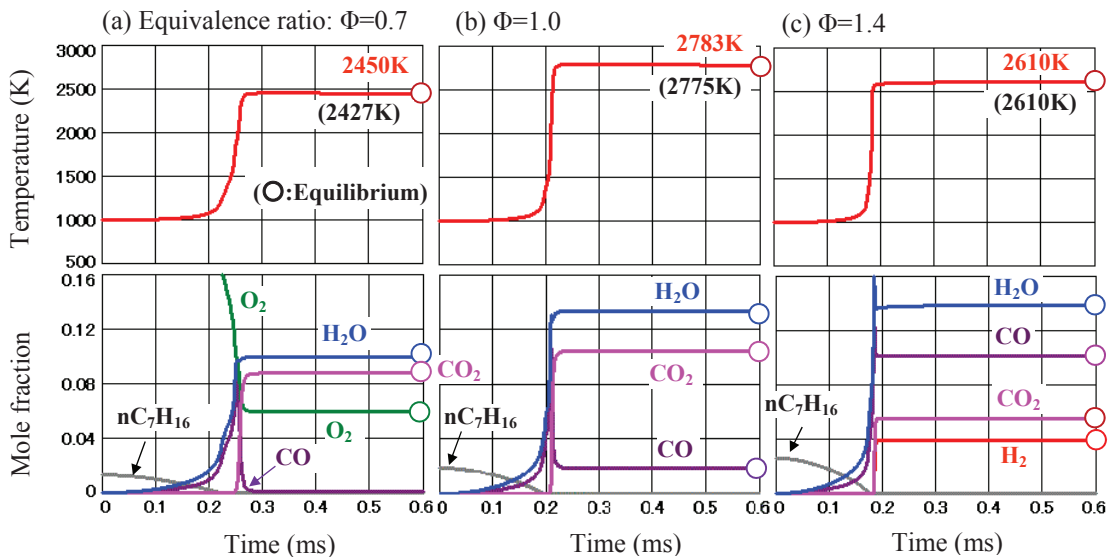


Fig. 5-34 Temperature and mole fraction before and after self-ignition at constant pressure

図 5-34(a)～(c)は当量比  $\phi=0.7, 1.0, 1.4$  で温度と主要化学種の時間変化を示したものである。何れの計算法でも結果に差が無かったので最速の(4b)NR法(GJ)の結果を示している。この図から、主要化学種は急激な着火現象の直後に平衡濃度になり温度も平衡に達していることが確認できる。○印は化学平衡計算で求めた値である。

KIVA コードでの温度計算について補足する。この KIVA コードでは、計算開始時に CHEMKIN と同じ形式の熱力学テーブル<sup>(5-14)</sup>を使って各化学種の 100K ごとの内部エネルギーのマップを作り、このマップを使って化学種のモル数増減による発熱(吸熱)量を計算する。燃焼計算を行うサブルーチンでは、化学種の増減を求めるだけで、別のサブルーチンで発熱量と温度変化を計算する仕組みになっている。

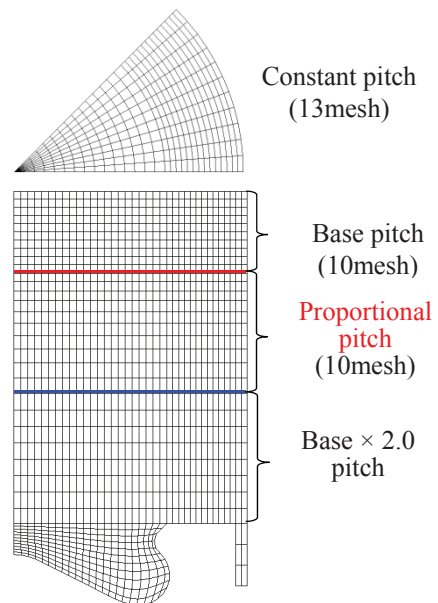


Fig. 5-35 Proportional pitch calculation mesh at 140degATDC

### 5.5.3 不等ピッチ計算格子

プレ噴射やアフター噴射に対応すると同時に計算時間を短縮するため計算格子の不等ピッチ化を行った。特にアフター噴射ではピストンがかなり下降した上死点後 40 度付近で燃焼するため、シリンダー上部の計算格子もキャビティ並に細かくする必要がある。しかし、全シリンダー部を一律に細かくすると計算時間が増大する。そこで、図 5-35 のようにアフター噴射で燃焼するシリンダー上部を細かい計算格子で作成し、それより下方は等比的に計算格子を拡大する不等ピッチ計算格子を採用した。この不等ピッチ計算格

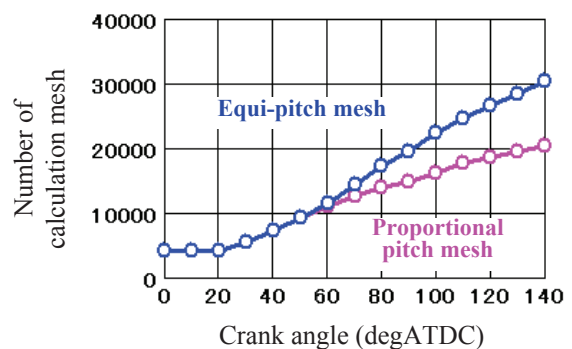


Fig. 5-36 Comparison of proportional pitch and equi-pitch mesh number

子を利用することにより図 5-36 に示すように上死点后 140 度で等ピッチの約 2/3 まで計算格子数を削減することができる。

#### 5.5.4 KIVA コードに組み込んだ化学反応計算法の速度比較

(2)BDF 法, (3)外挿法, (4a)NR 法(LU), (4b)NR 法(GJ)と(5)BDF 法と外挿法を組み合わせた方法の計算時間を(1)従来の陰解法と比較して図 5-37 に示す。また, (0)従来の陰解法で等ピッチ計算格子を使った場合の計算時間も示す。5.4 節に示した 2.2L の 4 気筒ディーゼルエンジンでの 1500rpm 中負荷運転を計算対象にしている。

先に示した着火遅れ計算と同じく(4b)NR 法(GJ)の計算時間が最も短く 3.74 時間で計算を完了しており,

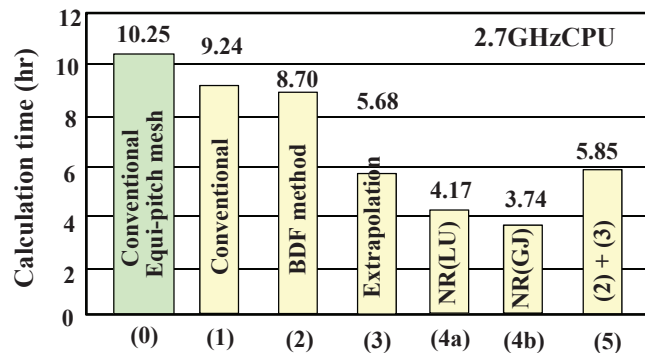


Fig. 5-37 Calculation time of several algorithms for KIVA code

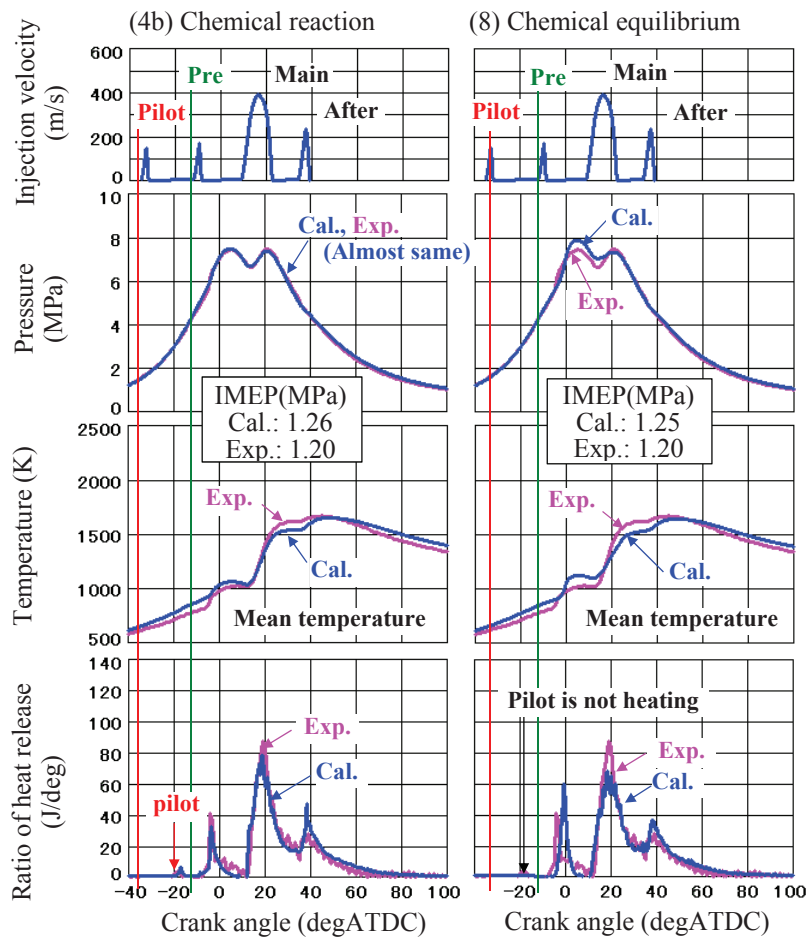


Fig. 5-38 Results of chemical reaction and chemical equilibrium calculations (2.2L 4cylinder, 1500rpm, EGR23%)

(1)従来の陰解法に要した 9.24 時間の 2/5 に低減できた。一方で、(2)BDF 法による計算時間の短縮は小さく、(5)BDF 法と外挿法を組み合わせた方法も期待に反して(3)外挿法の計算時間より若干長くなった。(4a)NR 法(LU)は 5.5.2 項の計算結果と同じように(4b)NR 法(GJ)より計算時間が多少長い。また、不等ピッチ計算格子化により計算時間を 10.25 時間から 9.24 時間と約 10%短縮できている。

何れの計算法でも計算結果に差が無いので(4b)NR 法(GJ)の結果を代表させて図 5-38(4b)に示す。比較のため(8)従来の化学平衡計算ベースの燃焼計算で解いた結果も添えている。化学反応計算を行うことによりパイロットとプレ噴射燃料による発熱が適切に予測できていることが分かる。

### 5.5.5 化学反応と化学平衡計算を使い分ける方法(Hybrid 法)

計算格子の不等ピッチ化と NR 法(GJ)による化学反応計算により 3.74 時間まで短縮できたが、多数の計算が必要な最適化計算での利用を考えると計算時間を更に短縮する必要がある。そこで、着火遅れを正しく計算するために、低温酸化反応を考慮する必要がある条件では化学反応計算を、そうでない条件では化学平衡計算を使う方法(以下 Hybrid 法と記載)を検討した。具体的には図 5-39 に示すフローチャートに従い、セルに燃料が運ばれて来た時点でセルの温度が  $T_1$  を上廻れば化学平衡計算を、以下なら化学反応計算を使う。また、化学反応計算が進み温度  $T_2$  を上廻れば化学平衡計算に切り替える。

$T_1$  を 1100K,  $T_2$  を 2000K と 2200K にした場合の筒内圧, 筒内温度, 熱発生, 化学反応計算と化学平衡計算の分担割合を図 5-40 に示す。この計算例では全ての計算セルで化学反応計算から始まり、メインの燃焼が始まるタイミングから徐々に化学平衡計算に切り替わり、上死点後 80 度で  $T_2=2200K$  では全計算セルの約 30%,  $T_2=2000K$  では約 70%が化学平衡計算になる。この方法を利用することにより、十分な熱発生予測精度を維持し図 5-41 に示すように計算時間を短縮することができる。また、化学反応計算に比べてアフター噴射後の熱発生率に若干の違いが見られる程度で大きな問題は認められない。図 5-42 に上死点後 40 度での化学反応計算と化学平衡計算の使い分けを示す。

この温度  $T_1$  は、5.4 節で得た知見から 1000K 以下では低温酸化反応による発熱を考慮する必要があることが分かっているので余裕を見て 1100K に設定した。また、化学反応計算から化学平衡計算へ切り替える方法の候補として、この①設定した温度  $T_2$  で切り替える方法の他に②当量比を計算して当量比から求めた断熱火炎温度を判断基準にして切り替え温度  $T_2$  を設定する方法、③当量比,  $CO_2$  と  $CO$  のモル分率から燃焼の進行度を判断して切り替える方法を試行する予定だったが、予想外に①設定した温度  $T_2$  で切り替える方法でも図 5-40 に示すように支障なく計算できているのでこの方法を採用した。この方法では当量比

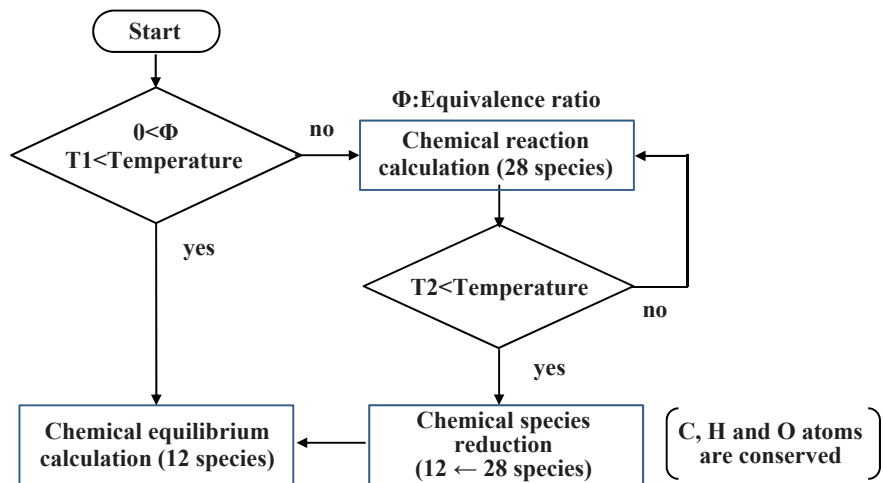


Fig. 5-39 Computational flowchart of chemical reaction and equilibrium hybrid calculation method



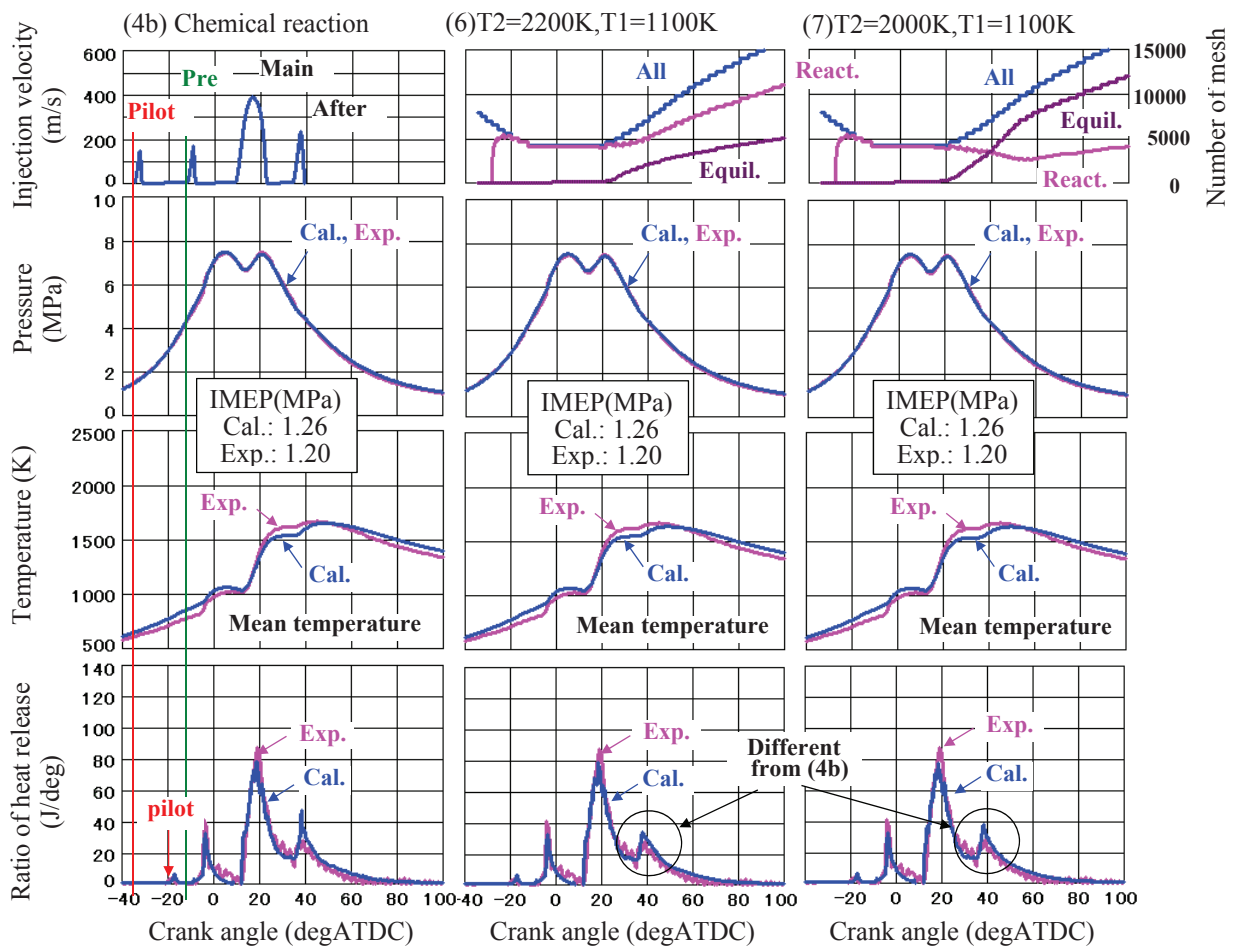


Fig. 5-40 Results of chemical reaction and equilibrium hybrid calculation (2.2L 4cylinder, 1500rpm, EGR23%)

などを計算しなくて済むため計算コードがシンプルで計算時間的にも有利であると考えているが、今後、②と③の方法についてもコード化を行い得失を評価する予定である。

ここで利用した化学平衡計算は 5.2 節に記載したもので、予め化学平衡計算を行って化学種ごとにデータ化したマップを作成しておき、当量比と温度で決まる平衡状態の化学種のモル分率をそのマップから引いてくる方法を取っている。そのため、極めて高い計算速度で化学平衡状態の化学種のモル分率を求めることができる。この化学平衡計算では 12 化学種 ( $C_7H_{16}$  (燃料),  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ,  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $C$ ,  $OH$ ,  $O$ ,  $H$ ,  $NO$ ) を取り扱っている。参考として (8) 化学平衡計算の場合と (9) 非燃焼の場合の計算時間も図 5-41 に示している。

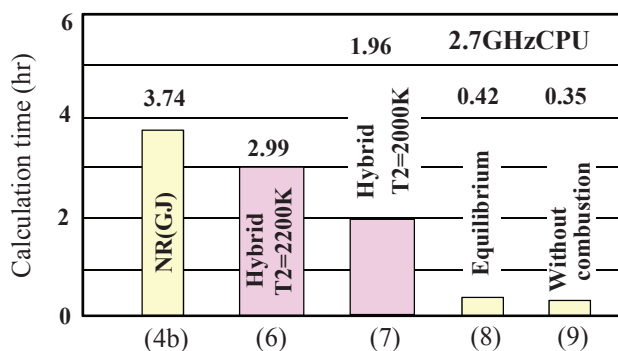


Fig. 5-41 Calculation time advantage of chemical reaction and equilibrium hybrid calculation method

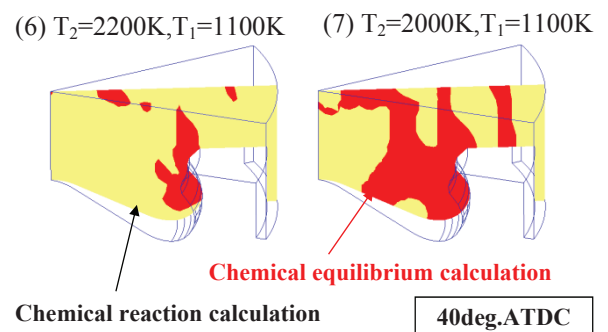


Fig. 5-42 Portions of chemical reaction and chemical equilibrium calculations (2.2L 4cylinder, 1500rpm, EGR23%)

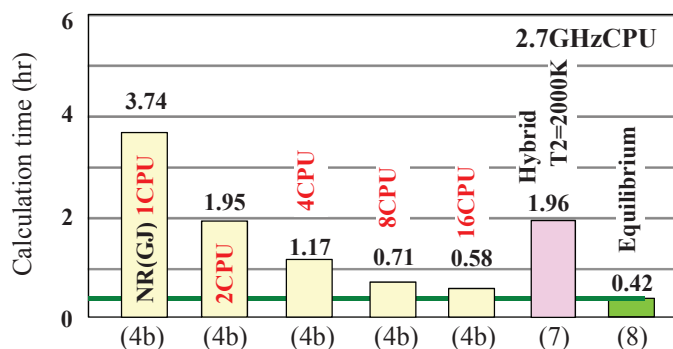


Fig. 5-43 Calculation time advantage by using parallel computation

### 5.5.6 化学反応計算の並列化による計算時間短縮

OpenMP<sup>(5-22)</sup>を利用して、計算負荷が高い化学反応計算の部分の並列化を行い計算時間の短縮度合いを確かめた。図 5-43 に NR(GJ) 法を使って 2, 4, 8 と 16 並列で行った計算時間を示す。期待通り計算時間が短縮されるが、化学反応計算以外は並列化していないため頭打ちする。1 ケースの計算を行う場合は並列化を使った計算が有利だが、最適化を狙って多数の計算を行う場合はなるべく並列化を行わないことが望ましい。新しい PC(Personal Computer) は 4 コア (4CPU) になっているので、並列化を利用して 4 コアをフルに使うと 1 時間程度で化学反応計算を行うことが可能である。

### 5.5.7 まとめ

パイロット、プレ、メインとアフターからなる 4 段燃料噴射で EGR を 23% 加えた場合を例に挙げ、従来の一般的な陰解法の化学反応計算で 10.25 時間要していたものが、影響係数を行列に取って Newton-Raphson (NR) 法で解く計算方法に改め、計算格子の不等ピッチ化も取り入れたことで 3.74 時間まで低減することができた。さらに、化学反応計算と化学平衡計算を使い分ける Hybrid 法を用いることにより、化学反応計算から化学平衡計算への切り替えを 2000K で行なったケースで 1.96 時間にまで短縮することができた。これにより多数の計算を行う最適化計算で実用的に使える目処が立った。今後は、排出ガス規制適合作業での利用を見据えて NO<sub>x</sub>(窒素酸化物) と Soot 排出量の予測精度を高めていきたい。

本研究で使用している簡略化素反応モデルは小規模なため、従来の陰解法の収束性を向上させる手法を取れば済むものと考えていたが、化学反応計算の定石である影響係数の行列を作って NR 法で解く方法が有利であることが改めて判明した。今後、この計算方法に VODE<sup>(5-23)</sup> などの ODE(Ordinary Differential Equation) ソルバーを組み込み、さらに計算速度を向上できるか確かめる予定である。

## 5.6 排出ガス予測精度の向上

5.5 節で示したように、簡素化した化学素反応モデルと高速化した計算法を用いて化学反応計算でも実用的な時間で計算できるようになった。これにより、実用的な時間で低温酸化反応による緩やかな発熱を含めて計算できるようになり、EGR を与えてパイロットや早期のプレ噴射を行う部分負荷の運転条件でも、着火遅れを精度良く予測して十分な精度で筒内圧が再現できるようになってきた。さらに、これに加えて NO(一酸化窒素)と Soot(煤)排出量を精度良く予測できれば、排出ガス規制適合作業の一部を支援できる開発ツールになると考え排出ガス予測法の実用化について検討した。まず、Soot 排出量の予測に廣安-NSC モデルを NO 排出量の予測に拡大 Zeldovich 機構を組み込んだが、大量の EGR を加える部分負荷の条件では両者の排出量を精度良く予測できなかった。そこで、計算格子の品質と格子数の見直しにより Soot 予測精度の向上を、promptNO モデルの追加により NO 予測精度の向上を図った。5.6 節では、これらの計算方法とその計算結果について述べる。

### 5.6.1 排出ガス計算方法と改良前の計算結果

#### (1) Soot 排出量の予測モデル

Soot 排出量の予測計算は、素反応モデルの解法とは別のサブプログラムで行う形式を取り、廣安モデルで Soot の生成量  $M_{sf}(g)$  を NSC(Nagle Strickland-Constable)モデルで酸化量  $M_{so}(g)$  を計算する。Soot 生成速度(g/s)を求める廣安モデル<sup>(5-7)</sup>は(5.30)式で表される。

$$\frac{dM_{sf}}{dt} = A_{sf}M_{fuel}p^{0.5}\exp\left(-\frac{12500}{R_gT}\right) \quad (5.30)$$

ここで、 $A_{sf}$  はモデル定数、 $M_{fuel}$  は燃料の質量(g)、 $p$  は圧力(bar)、 $R_g$  はガス定数(cal/molK)、 $T$  は温度(K)である。一方、Soot の酸化速度(g/s)を求める NSC モデル<sup>(5-8) (5-24)</sup>は(5.31)式で表される。

$$\frac{dM_{so}}{dt} = A_{so}M_s \frac{6W_c}{\rho_s D_s} R_{total} \quad (5.31)$$

ここで、 $A_{so}$  はモデル定数、 $M_s$  は Soot の質量(g)、 $W_c$  は炭素の分子量(g/mol)、 $\rho_s$  は Soot の密度(g/cm<sup>3</sup>)、 $D_s$  は Soot の粒子径(cm)で、 $R_{total}$  は(5.32)式である。

$$R_{total} = \left(\frac{K_A p_{O_2}}{1 + K_Z p_{O_2}}\right)X + K_B p_{O_2}(1 - X) \quad (5.32)$$

$$X = \frac{p_{O_2}}{p_{O_2} + K_T/K_B} \quad (5.33)$$

$$K_A = 20 \exp\left(-\frac{30000}{R_gT}\right) \quad (5.34)$$

$$K_B = 4.46 \times 10^{-3} \exp\left(-\frac{15200}{R_gT}\right) \quad (5.35)$$

$$K_T = 1.51 \times 10^5 \exp\left(-\frac{97000}{R_gT}\right) \quad (5.36)$$

$$K_Z = 21.3 \exp\left(\frac{4100}{R_gT}\right) \quad (5.37)$$

この  $p_{O_2}$  は酸素分圧(atm)を示す。計算に利用した定数を表 5-8 に纏める。これら全ての定数には標準的な値を使い合わせ込みは一切行っていない。

Table 5-8 Constants of Hiroyasu-NSC model

Symbol	Contents (unit)	Value
$A_{sf}$	Constant of Hiroyasu model	350
$A_{so}$	Constant of NSC model	2.5
$D_s$	Soot diameter (cm)	$2.5 \times 10^{-6}$
$\rho_s$	Soot density (g/cm <sup>3</sup> )	2.0
$W_c$	Molecular weight (g/mol)	12.0
$R$	Universal gas constant (cal/mol K)	1.987

(2) NO 排出量の計算方法

NO 排出量の計算は、5.2 節に示した拡大 Zeldovich 機構<sup>(5-9)</sup>を 5.4 節に示した改良鶴島モデルに組み込んで行っている。

(3) 排出ガス計算方法改良前の計算結果

以上に示した計算方法を使って予測した筒内圧、熱発生率、NO と Soot 排出量を図 5-44 に示す。熱発生率は実測値と良く一致しており筒内圧は実測値をうまくトレースできている。数値で示した図示平均有効圧は、膨張行程の筒内圧を若干高めに予測しているため幾分大きな値になっている。この図の NO と Soot は実測値に対する比率で示している。NO 排出量はかなり少なく実測の半分にも達していない。Soot は燃焼に伴って増加し、その後、周囲の空気により酸化されて減少する様子が再現できているが、排気弁が開くタイミングでは実測より多い予測になっている。

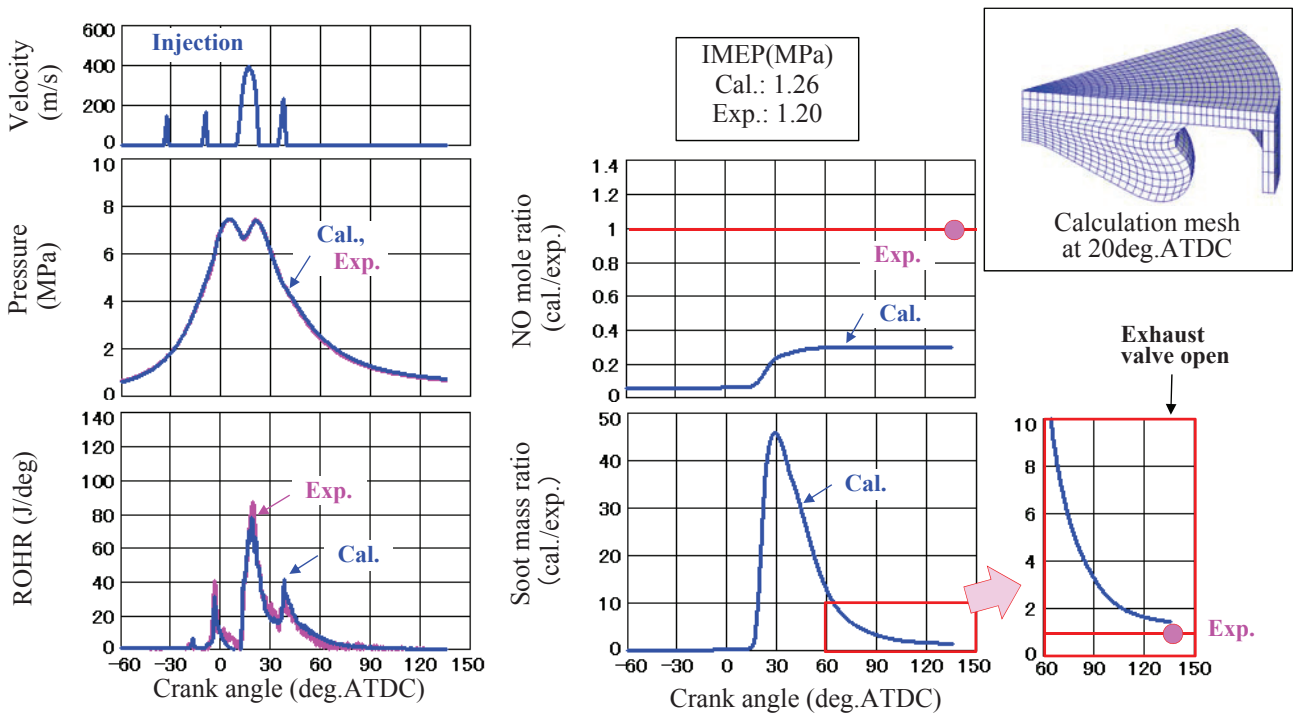


Fig.5-44 Calculation results before improving NO and soot calculation measures (2.2L 4cylinder, 1500rpm, EGR23%)

### 5.6.2 Soot 予測精度向上のための計算格子の改良

Soot の排出量が多い理由として、燃焼ガスと空気の混合が悪いこと Soot の酸化が実際よりも弱いことが考えられる。そこで、計算格子を見直すことにより人工粘性を抑えてピストンキャビティ内の流動性を高めることにより実測の Soot 排出量に近づくかを調査した。5.6.1 項で使った計算格子(図 5-45(1))は、ピストンキャビティの外周を基準に内挿法を使って内部の格子を生成したものであり、格子の直交性を取ることで、壁との粘性抵抗の影響を正しく計算するため壁近傍に計算格子を寄せることが必要と考えられる。そこで、図 5-45 に示すように Laplace 方程式を解く方法で格子の直交化を行ない、Poisson 方程式を解く方法で壁近傍に計算格子を集める手法を取り入れた。いずれも座標変換の計算方法<sup>(5-25)</sup>を応用したものである。

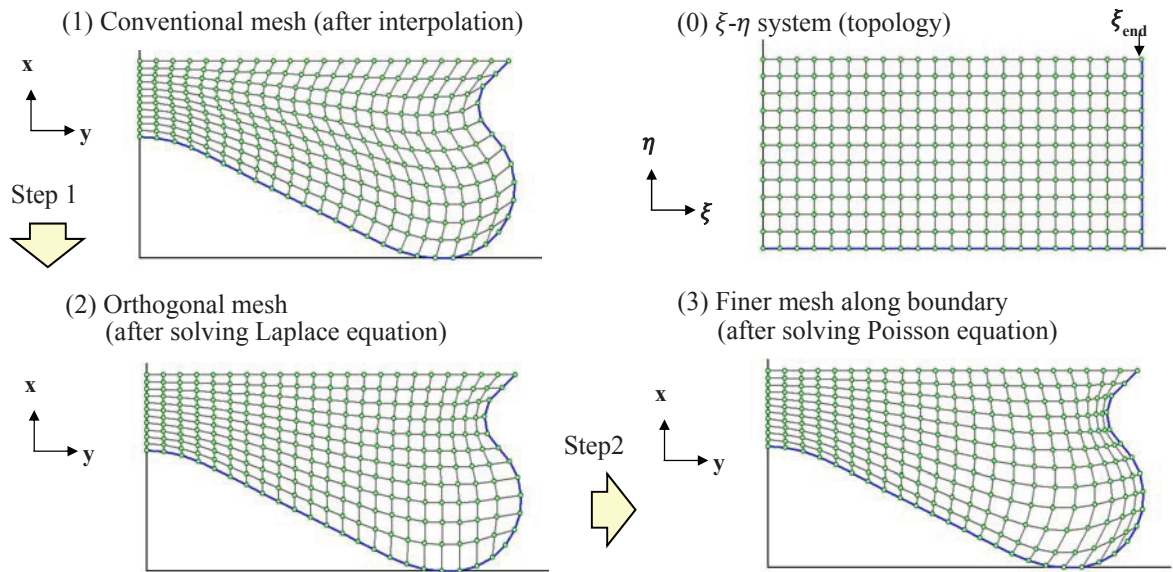


Fig.5-45 Orthogonal calculation mesh developing procedure with Laplace and Poisson equations

#### (1) 計算格子の直交化方法 (Step1)

まず、計算格子の直交化方法について述べる。二次元平面で一般座標系 $(\xi - \eta)$ からデカルト座標系 $(x-y)$ への変換を考えると、 $\xi$ と $\eta$ の Laplace 方程式はそれぞれ(5.38)式と(5.39)式になり、

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = 0 \quad (5.38)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = 0 \quad (5.39)$$

これをデカルト座標系に変換すると、 $x$ と $y$ について(5.40)式と(5.41)式で表すことができる。式中の $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ は(5.42)から(5.44)式である。

$$\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} = 0 \quad (5.40)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 y}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} = 0 \quad (5.41)$$

$$\alpha = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta}\right)^2 \quad (5.42)$$



$$\beta = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} \quad (5.43)$$

$$\gamma = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2 \quad (5.44)$$

(5.40)式から  $x_{ij}$  についての漸化式(5.45)式が導かれる。

$$x_{ij} = \frac{A_x - B_x}{2(\alpha + \gamma)} \quad (5.45)$$

$$A_x = \alpha(x_{i+1,j} + x_{i-1,j}) + \gamma(x_{i,j+1} + x_{i,j-1}) \quad (5.46)$$

$$B_x = 0.5\beta(x_{i+1,j+1} - x_{i-1,j+1} - x_{i+1,j-1} + x_{i-1,j-1}) \quad (5.47)$$

$y_{ij}$  についても同様の漸化式が導かれ、これらの漸化式を使って  $x_{ij}$  と  $y_{ij}$  を少しずつ修正して計算格子の直交化を完成させる。

## (2) 壁面近傍の計算格子の細分化(Step2)

壁の近傍に計算格子を寄せるために(5.48)式と(5.49)式の Poisson 方程式を解く。これは(5.38)式の生成項に  $P_{\xi,\eta}$  を、(5.39)式の生成項に  $Q_{\xi,\eta}$  を与えた形を取り、直交化と同様の変換により漸化式を求めて  $x_{ij}$  と  $y_{ij}$  を解く。

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = P_{\xi,\eta} \quad (5.48)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = Q_{\xi,\eta} \quad (5.49)$$

この  $P_{\xi,\eta}$  と  $Q_{\xi,\eta}$  には(5.50)式と(5.51)式を使った。(5.50)式の  $\xi_{end}$  は最も外側(ピストンキャビティ外周)の点を示す。

$$P_{\xi,\eta} = 150 \exp(0.5(\xi_{end} - \xi)) \quad (5.50)$$

$$Q_{\xi,\eta} = -150 \exp(1.5\eta) \quad (5.51)$$

以上の改良で得た格子を使って計算した当量比と Soot 濃度分布を、従来の計算格子での結果と比較して

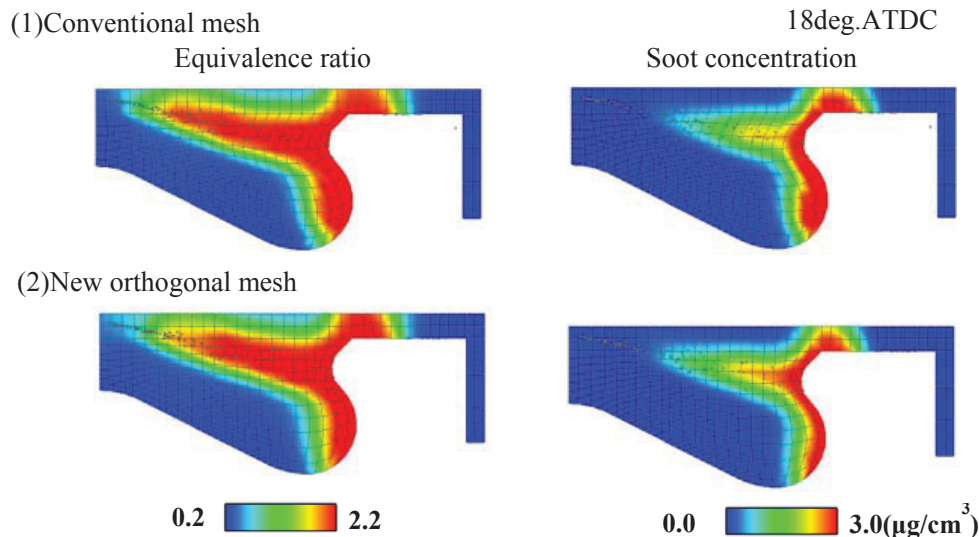


Fig.5-46 Effect of calculation mesh quality on equivalence ratio and soot concentration in piston cavity



図 5-46 に示す. 改良を加えた計算格子では, 壁近くの燃料混合気濃度と Soot 濃度分布の数値拡散が抑えられていることが確認できる.

### 5.6.3 Soot 予測精度向上のための計算格子数の見直し

次に, 計算格子数の見直しを行った. 図 5-47 に計算格子数を変えて Soot 排出量を計算した結果を示す. 図に示した Base の上死点での計算格子数は 4160 で 5.6.1 項の計算に使った計算格子数と同一である. この図より, 計算格子数と Soot 排出量には相関があり Base の計算格子数を 2 倍以上に増やさないと実測に近い Soot 排出量が予測できないことが分かった. 図 5-48 は計算格子数が熱発生率と Soot 量の推移に及ぼす影響を示したものである. 計算格子数を増やすと Soot の酸化が促進されるため Soot 排出量が少ない計算結果になる. 一方で, 計算格子数を多少粗くしても熱発生率にはあまり影響を及ぼさないことが分かった.

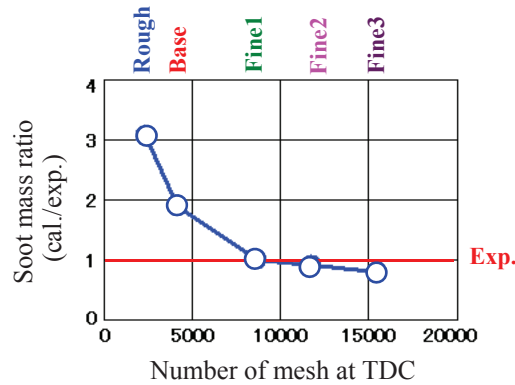


Fig.5-47 Effect of Calculation mesh density on calculation precision of soot emission

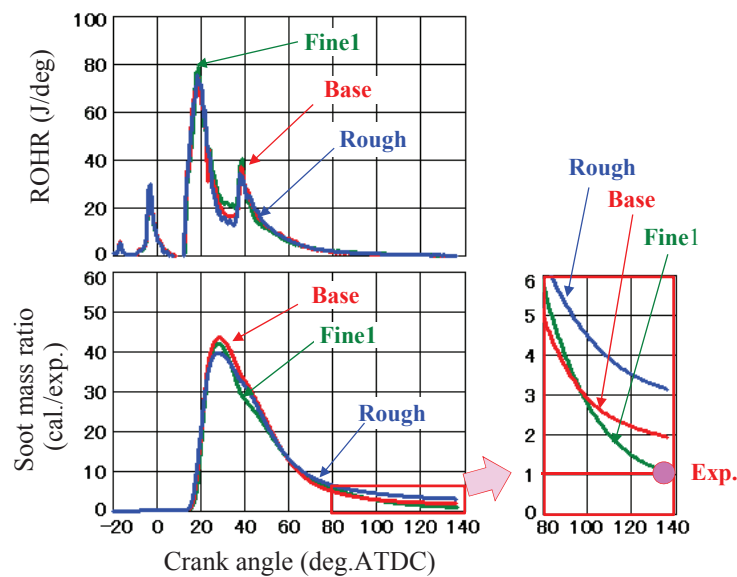


Fig.5-48 Effect of calculation mesh density on soot generation and oxidization and heat release ratio

図 5-49 は Soot 濃度の空間分布を時間ごとに観察したものである。計算格子を増やすと計算誤差が転じて現れる数値粘性が弱くなるため流動性が良くなり、Soot が滑らかにキャビティ底を移動して巻き上がる現象が強くなる。これにより Soot が酸素に触れる確率が増して酸化が促進され、Soot 排出量が少なく計算されるようになり実測値に近づく。

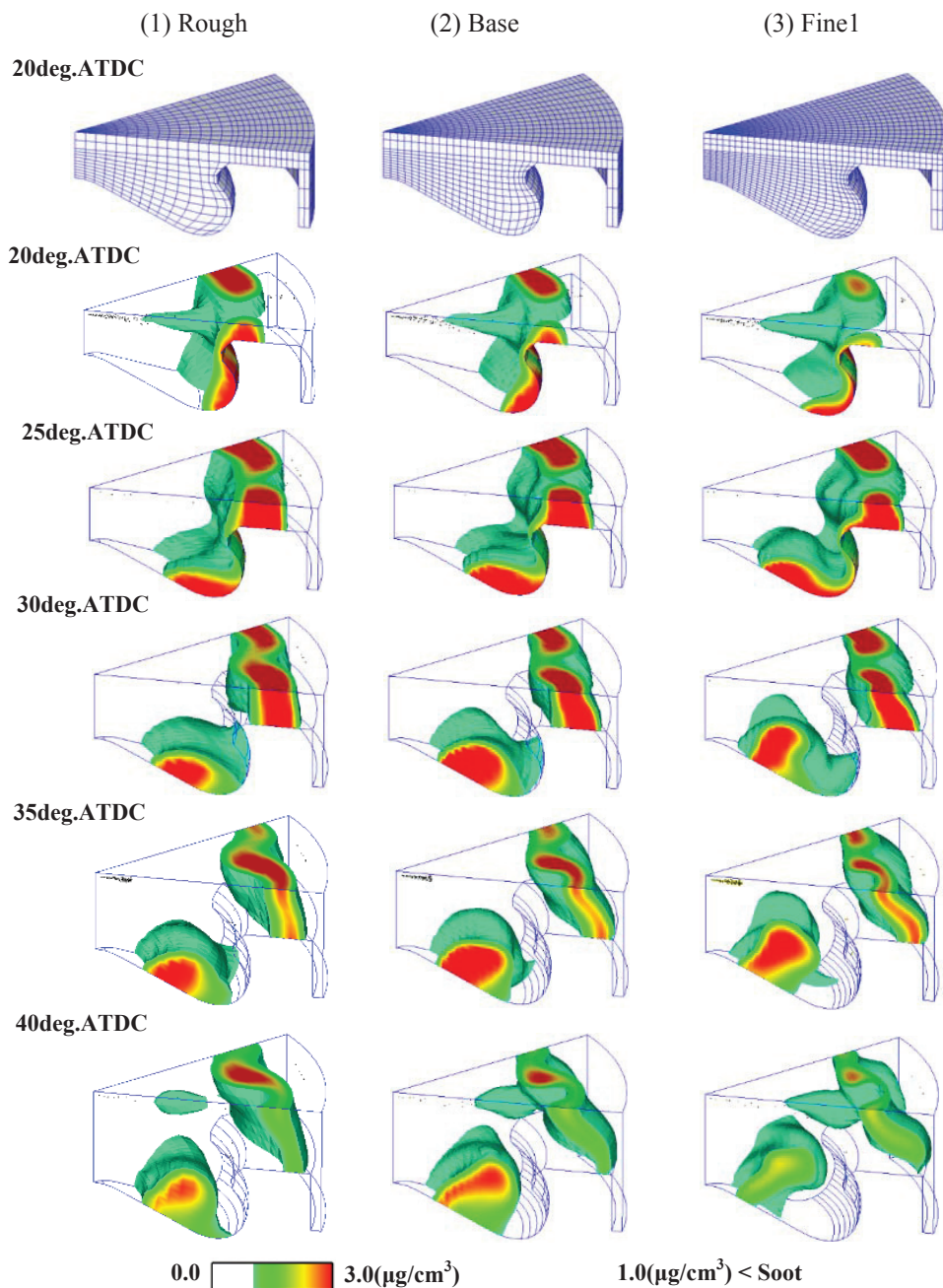


Fig.5-49 Effect of calculation mesh density on soot transportation

#### 5.6.4 NO 予測精度向上のための promptNO モデルの導入

EGR を加えて部分負荷で運転する条件では、燃焼温度と酸素濃度が低下するため拡大 Zeldovich 機構だけでは NO 生成量を低く見積もってしまう。そこで、このような運転条件では promptNO モデルを追加して計算する必要があると考え、表 5-9 に記載した Fenimore が提唱する promptNO モデル<sup>(5-10)</sup>の実用性について調べた。このモデルでは CH 基が必要になるが、5.4 節の表 5-5 に示した素反応モデルを拡張して利用した。

Table 5-9 Prompt NO model used with chemical reaction model in Table 1 (cm<sup>3</sup>-mol-sec-cal units)

No	REACTION				A	N	EA			
R1a	CH	+	N2	=	HCN	+	N	4.400E+12	0.0	21976.0
R2a	HCN	+	O	=	NCO	+	H	2.300E+07	1.71	6996.0
R3a	CN	+	O2	=	NCO	+	O	8.700E+12	0.0	-429.0
R4a	HCN	+	OH	=	CN	+	H2O	4.700E+12	0.0	10281.0
					REV /			7.400E+12	0.0	7382.0 /

拡大 Zeldovich 機構のみと promptNO モデルを加えた計算方法で、初期温度 1000K, 圧力 8.1MP の定圧条件で自着火させた場合の NO 生成過程を図 5-50 に示す。この計算では EGR を加えていない。PromptNO はその名が示すように即座に化学平衡濃度に達する現象で当量比 1.4 以上で発動する<sup>(5-26)</sup>とされる。この図でも、当量比  $\phi=1.2$  以下では両者の NO 生成過程に差がないものの、当量比  $\phi=1.4$  を超えると着火後に NO 生成速度が高くなる現象が promptNO モデルを加えた計算に現れている。

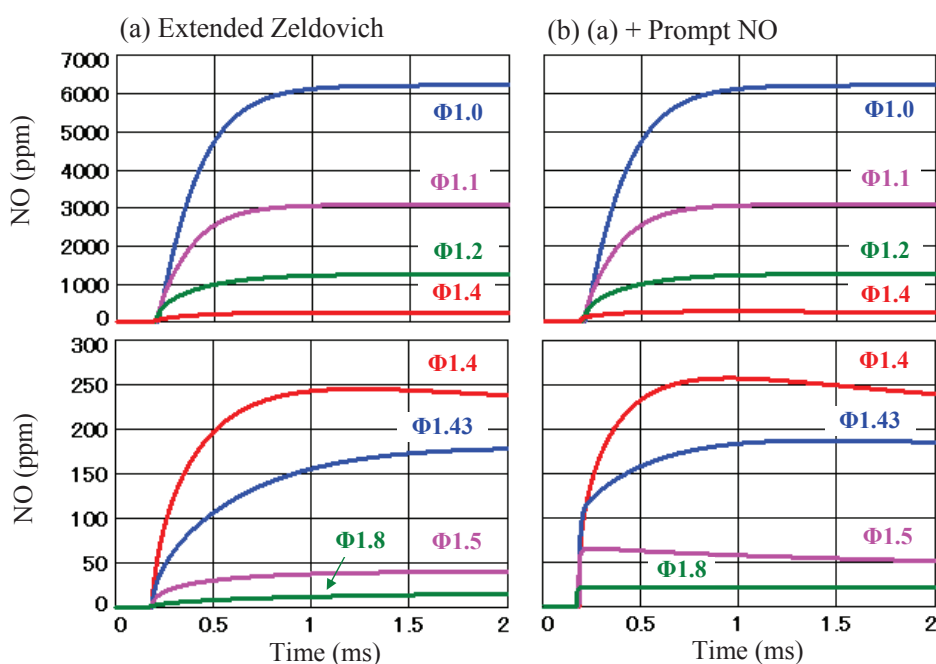


Fig.5-50 NO generation properties by extended Zeldovich mechanism with and without prompt NO model

### 5.6.5 排出ガス計算方法改良後の計算精度の向上

図 5-51 は、Soot と NO 計算法の改良を行った後の計算結果を示している。NO と Soot の排出量が実測に近い値で予測できるようになった。一方で、Soot の酸化が活性化されたため発熱量が増えて膨張行程の筒内圧が幾分高くなり、計算の図示平均有効圧と実測との差が大きくなっている。これに対して、計算の入力パラメータを見直す必要があると考えている。

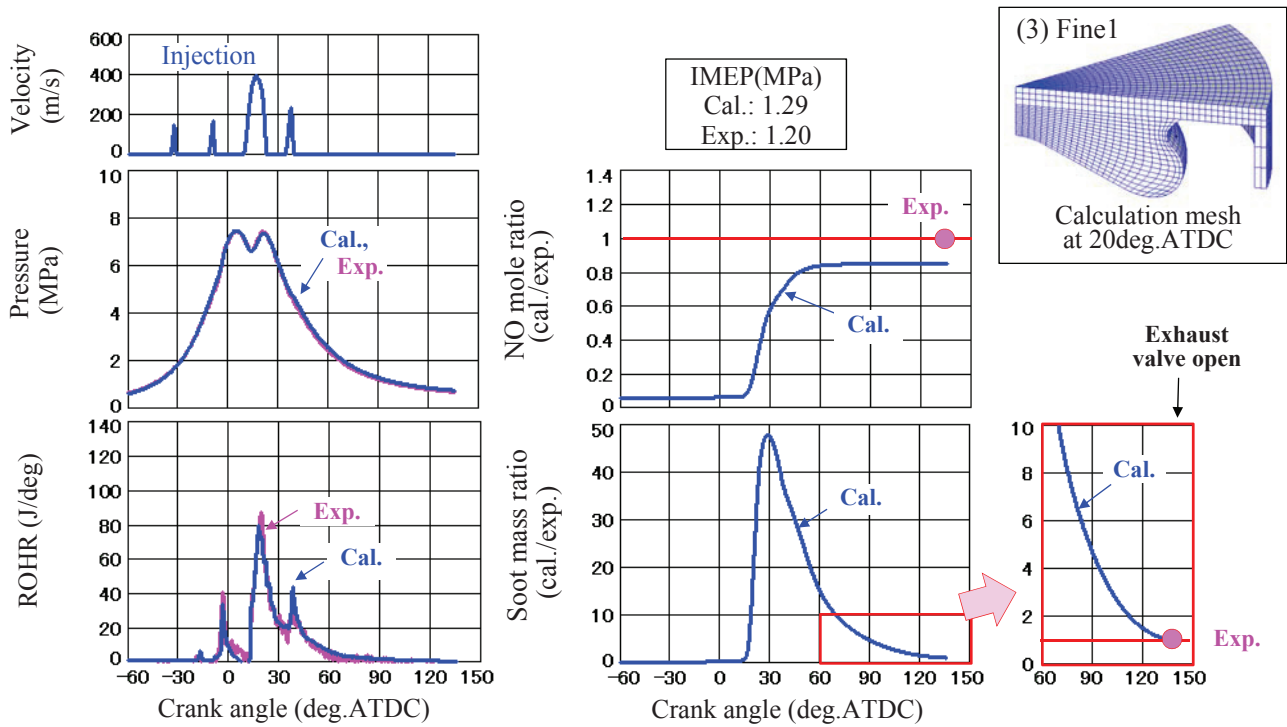


Fig.5-51 Calculation results after improving NO and soot calculation measures (2.2L 4cylinder, 1500rpm, EGR23%)

### 5.6.6 NOx-Soot トレードオフ曲線の予測

EGR 率に対する NOx-Soot トレードオフ曲線を計算した結果を実測値と重ねて図 5-52 に示す。この図の NOx の計算値は NO の値を使っている。図に示すように EGR 率に対して直線的に変化する NOx 排出量について

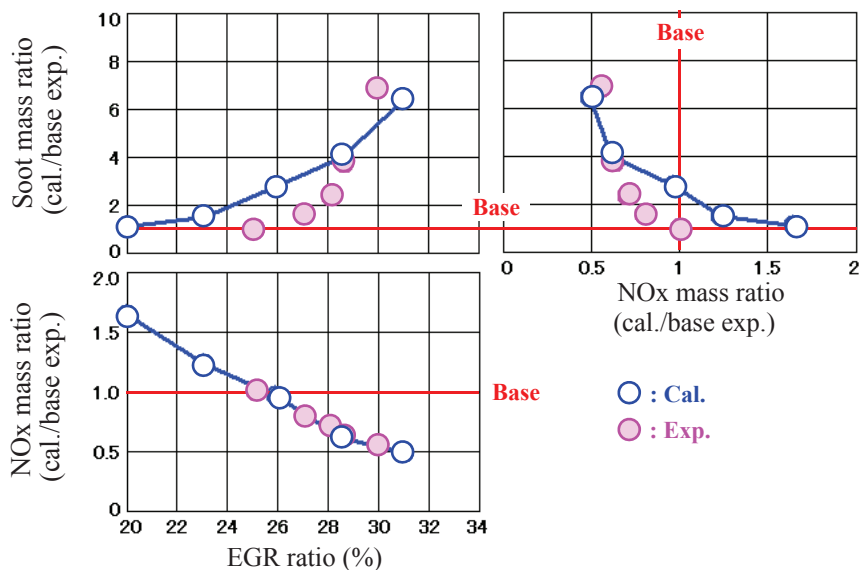


Fig.5-52 NO-Soot tradeoff curve by prompt NO model and Hiroyasu-NSC soot estimation (2.5L 4cylinder, IMEP=0.9MPa)

ては実測値と一致しているが、EGR 率 30%付近で急上昇する Soot 排出量についてはその特徴を十分に再現できていない。このため、ここで示した Soot 排出量の予測法はまだ不十分であると考えており、現象論的に Soot の生成と酸化を表現した高度な計算法の導入を計画している。

#### 5.6.7 まとめ

Soot 排出量の予測には計算格子の品質を高める改良を、NO 排出量の予測には拡大 Zeldovich 機構に promptNO モデルを加える改良を行うことにより、大量の EGR を加えた部分負荷の条件下でも、Soot と NO の排出量を実用的な精度で予測できるようになった。これにより、排ガス規制適合作業の一部を支援できる可能性が見えてきた。しかし、Soot 排出量の予測精度を確保するために増加する計算格子数は計算時間の増大に繋がるため、更なる化学反応計算の高速化に取り組んでいきたい。また、NO<sub>x</sub>-Soot トレードオフ曲線などを自動的に作成するソフトウェアも開発していく予定である。

## 5.7 結 言

KIVA コードに幾つかの改良を加えて、当初目標にしていた実用的なディーゼル燃焼計算コードに上げることができ、全負荷から中負荷運転までのエンジン性能と排出ガス(NO と Soot)量を、実用的な計算時間で精度良く予測できるようになった。この第5章での成果を纏めると次のようになる。

- (1) 予め当量比と温度をパラメータに化学平衡計算を行って作成したマップをもとに、温度・濃度場の化学種のモル分率を求めるユニークな手法を開発し、実用的な時間と精度で燃焼計算を行えるようにした。
- (2) エンジン性能シミュレータとリンクして計算を行うシステムを開発し、図示平均有効圧を求められるようにした。
- (3) 化学反応計算で簡略化素反応モデルを解く方法を導入して、化学反応計算が必要な運転領域と化学平衡計算を使う簡易計算でも対応できる運転領域を明確にした。
- (4) Newton-Raphson 法を使って化学反応計算の高速化を実現した。これに加えて、化学反応計算が不要な計算セルを化学平衡計算で代用する方法(Hybrid 法)を考案し更なる高速化を実現した。
- (5) Soot 排出量については計算格子の見直しを、NO 排出量については promptNO モデルの導入を行い、EGR を大量に加えた部分負荷運転でも、実用的な精度で NO と Soot を予測できるようにした。

本研究により、EGR を大量に与えた運転においても NO と Soot を十分な精度で予測することができ、NO-Soot トレードオフ曲線を描けるようになったことから、エンジン開発で負担の大きい排ガス規制適合作業への利用が見えてきた。しかし、現用の小規模な簡略化素反応モデルでは、低負荷運転領域の着火遅れを実際より長く見積もってしまう問題が残っており、この運転領域への対応を研究課題として取り組んでいる。

また、NO-Soot トレードオフ曲線を求めるためには、指定された出力条件で計算を行う必要がある。そのため、目標とする出力の運転条件を少ない計算回数で自動的に見つけ出す計算システムが必要になる。この内容については、第6章に示す最適化計算システムで論じる。

## 参考文献

- (5-1) A. A. Amsden: KIVA-3V, A Block-structured KIVA Program for Engines with Vertical or Canted Valves, LA-13313-MS (1997).
- (5-2) M. A. Patterson and R. D. Reitz: Modeling the Effects of Spray Characteristics on Diesel Engine Combustion and Emission, SAE980131 (1998).
- (5-3) V. I. Golovitchev: Towards Universal EDC-Based Combustion Model for Compression-Ignited Engine Simulations, SAE2003-01-1849 (2003).
- (5-4) C. K. Sarre, S. C. Kong, R. D. Reitz: Modeling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays, SAE1999-01-0912 (1999).
- (5-5) 廣谷直也, 草鹿仁, 大聖泰弘, 口田征人, 北田泰造: ノズル内形状を考慮した高圧噴射ディーゼルエンジンの噴射モデルの構築, 第20回内燃機関シンポジウム講演論文集(2009), p. 91-96.
- (5-6) A. M. Douaud, P. Eyzat: Four-Octane-Number Method for Predicting the Anti-Knock Behavior of Fuels and Engines, SAE780080 (1978).
- (5-7) H. Hiroyasu, T. Kadota: Models for Combustion and Formation of Nitric Oxide and Soot in Direct Injection Diesel Engines, SAE760129 (1976).
- (5-8) J. Nagle, R. F. Strickland-Constable: Oxidation of carbon between 1000-2000°C, Proceedings of the Fifth Conference on Carbon, ScienceDirect, p. 154-164 (1962).



- (5-9) 倉谷健治: 燃焼反応に関する速度定数について, 東京大学宇宙航空研究所報告, 第 11 巻第 4 号(A), p. 765-767 (1975).
- (5-10) G. P. Merker, C. Schwarz, G. Stiesch, F. Otto: *Simulating Combustion*, Springer, p. 138-140 (2006).
- (5-11) 日本機械学会編: 燃焼工学ハンドブック(初版), p. 9-12, 日本機械学会 (1995)
- (5-12) 太田安彦: ディーゼル機関の着火と燃焼,  
[http://www.geocities.jp/bequemereise/diesel\\_comb3.html](http://www.geocities.jp/bequemereise/diesel_comb3.html).
- (5-13) S. C. Kong, Z. Han, R. D. Reitz: The Development and Application of a Diesel Ignition and Combustion Model for Multidimensional Engine Simulation, SAE950278 (1995).
- (5-14) J. B. Heywood: *Internal combustion engine fundamentals*, p. 130-131, McGraw-Hill (1988).
- (5-15) A. Patel, S. C. Kong, R. D. Reitz: Development and Validation of Reduced Reaction Mechanism for HCCI Engine Simulations, SAE2004-01-0558 (2004).
- (5-16) S. Tanaka, F. Ayala, J. C. Keck: A reduced chemical kinetic model for HCCI combustion of primary reference fuels in a rapid compression machine, *Combustion and Flame*, Vol. 133, p. 467-481 (2003).
- (5-17) T. Tsurushima: A new skeletal PRF kinetic model for HCCI combustion, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 32, p. 2835-2841 (2009).
- (5-18) K. J. Hughes, T. Turanyi, A. R. Clague, M. J. Pilling: Development and Testing of a Comprehensive Chemical Mechanism for the Oxidation of Methane, *International Journal of Chemical Kinetics*, Vol. 33, p. 513-538 (2001).
- (5-19) A. E. Lutz, R. J. Kee, J. A. Miller: SENKIN: A Fortran Program for Predicting Homogeneous Gas Phase Chemical Kinetics With Sensitivity Analysis, SANDIA REPORT SAND87-8248, UC-401, Sandia National Lab. (US), (1991).
- (5-20) 沼田龍介: 定微分方程式の数値解法,  
[http://rnumata.org/research/materials/ode\\_numerical.pdf](http://rnumata.org/research/materials/ode_numerical.pdf), p. 11 (2004).
- (5-21) 機械学会編: コンピュータアナリシスシリーズ 4 流れのシミュレーション(第 2 版), p. 58 (1988)
- (5-22) 牛島省: OpenMP による並列プログラミングと数値計算法(第 3 刷), p. 58, 丸善出版社(2008).
- (5-23) P. N. Brown, G. D. Byrne and A. C. Hindmarsh: VODE: A Variable-Coefficient ODE Solver, LLNL Report UCRL-98412 (1988).
- (5-24) R. Hessel, R. Reitz, M. Musculus, J. O'Connor, D. Flowers: A CFD Study of Post Injection Influences on Soot Formation and Oxidation under Diesel-Like Operating Conditions, SAE2014-01-1256 (2014).
- (5-25) 河村哲也: 流体力学 I(初版), p. 102-109, 朝倉書店 (2002).
- (5-26) 大竹一友, 藤原俊隆: 燃焼工学(初版), p. 174-178, コロナ社 (1889).

## 第6章 最適化計算システム

### 6.1 緒言

コンピュータの劇的な進歩によって、0次元計算や一次元計算については大量の計算でもストレス無く処理できるようになってきた。これまでは、経験を駆使して少ない計算回数で最適な設計値を引き出す腕前を競っていたが、この変化によって、目的に合った最適化アルゴリズムを選びさえすればコンピュータが最適な設計値を求めてくれる時代に移ろうとしている。CAEの分野においても、まさにパラダイムシフトが起きつつある。そこで、エンジン開発のフロントローディングに最適化手法が有効になると考え、ニーズに合った最適化手法の実用化についての研究を行った。

### 6.2 エンジン性能計算の最適化手法

第2章に示したエンジン性能シミュレータを独自に開発して、新エンジンの開発や既存のエンジンの改良などに幅広く利用している。この計算コードは1ケースの計算に要する時間が数分と比較的短く、長年の使用実績から計算精度の信頼性が高いため、この計算コードを使って合理的な最適化手法についての検討を行った。市販の最適化ソフトウェア iSIGHT™ の多目的最適化に対応した遺伝的アルゴリズムで最適化を行った結果と、独自に開発したモンテカルロ法と応答曲面解析を組み合わせた最適化手法による計算システムの内容と最適化結果について示す。

#### 6.2.1 iSIGHT™を使った多目的最適化

市販の最適化ソフトウェア iSIGHT™ は、GUI(Graphical User Interface)環境で計算処理の手順を指定し最適化計算アルゴリズムを選べば、自動的に最適値を求めてくれるソフトウェアで、Ver. 8 からは多目的最適化計算に対応した遺伝的アルゴリズム NSGA-II<sup>(6-1)</sup>と NCGA<sup>(6-2)</sup>が使えるようになっている。iSIGHT™ では(1)入力ファイルの一部を書き換え、(2)計算を実行し、(3)目的値にした計算結果を取り込み、(4)その結果に従って次に計算する制御パラメータの値を決めるという一連の作業を繰り返し、計算が終了するとパレート曲線(パレート最適解の集合)が求まる。パレート(Pareto)とは目的値の一つが最適であることを意味する。ユーザーは、最適化計算の種類に応じて制御パラメータを操作するアルゴリズムを指定する。

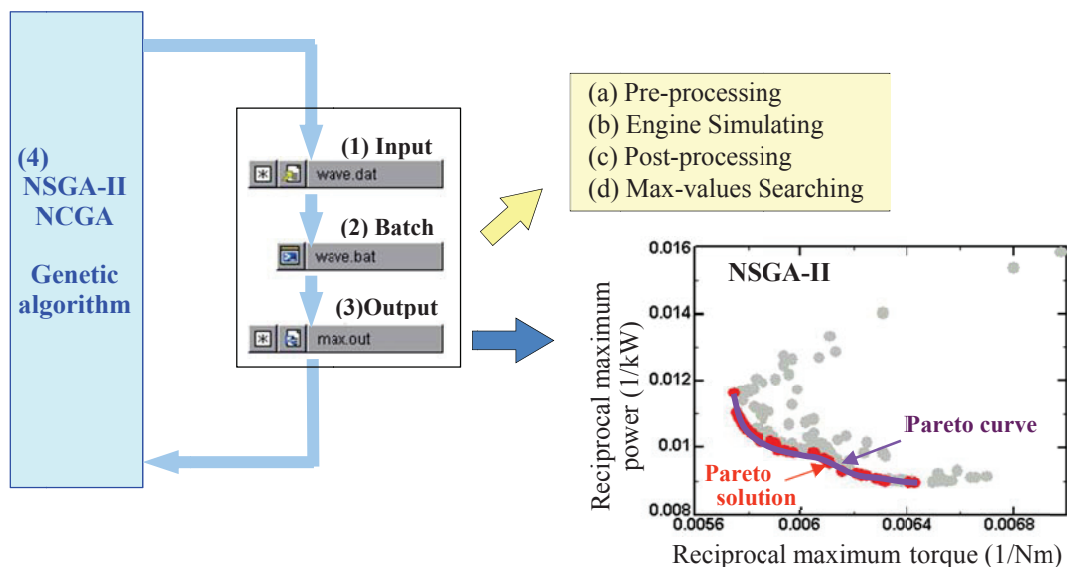


Fig.6-1 Multi-objective optimization with iSIGHT™

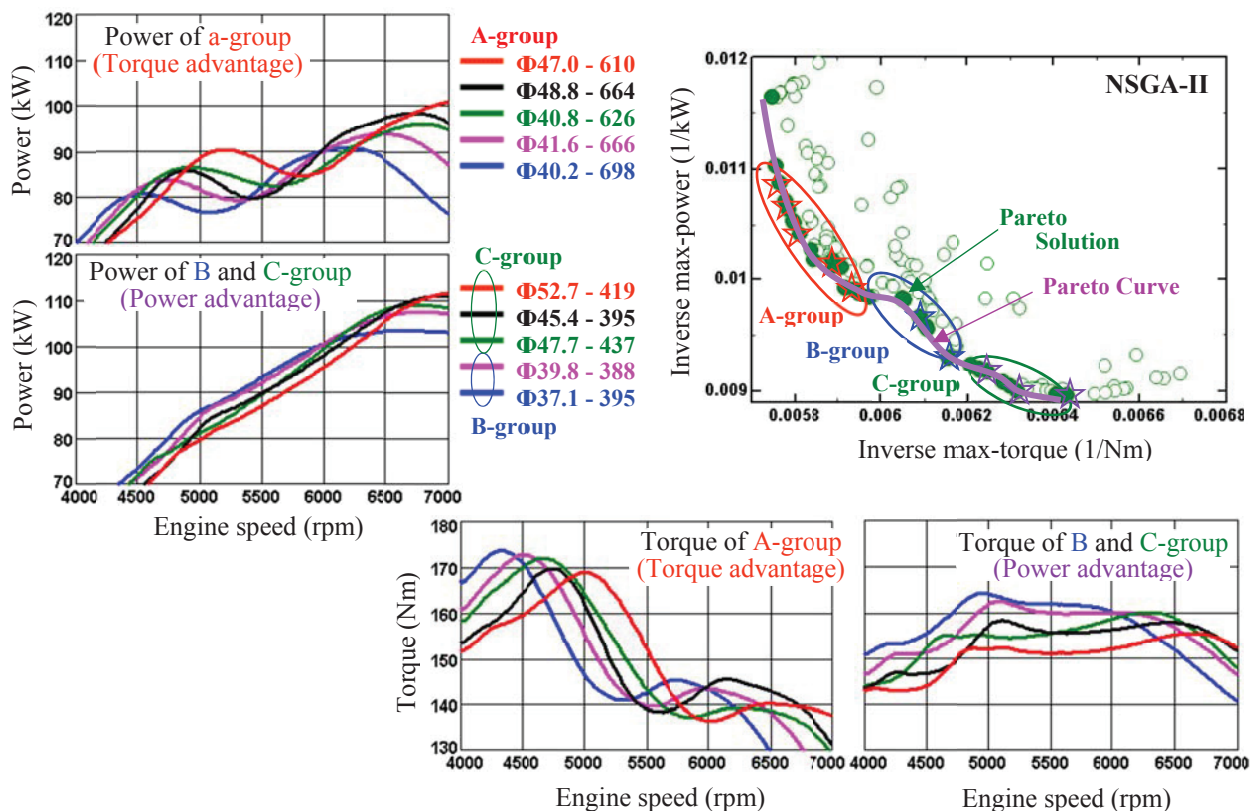


Fig.6-2 Example of multi-objective optimization as engine maximum power and maximum torque between intake manifold length and diameter

図 6-1 はエンジン性能シミュレータを使って iSIGHT™で最適化計算を行った例である。ここでは、一連のエンジン性能計算を Batch ファイルで一纏めにした形で取り扱った。

図 6-2 は、1.6L4 気筒ガソリンエンジンの吸気管長さや径を制御パラメータに取り、エンジンの最大トルクと最高出力を目的値として NSGA-II で最適化計算を行った結果を示している。右上の図は母集団 32 個の第 5 世代までの 192 条件の計算結果を表しており、ほぼ満足できるパレート曲線が描けていることが分かる。このパレート最適解を観察すると A、B、C 群の 3 つの部分が見えてくる。出力優位の C 群とトルク優位の A 群、その間のパレート面が凹んだ部分の B 群である。この B 群の部分はトレードオフの関係からずれている能率の悪い箇所であり、この付近で最高出力や最大トルクを狙う必要があるならば、吸気管長さや径だけを変更するのではなく、根本から吸気系のレイアウトを見直す必要があることを示唆している。

パレート最適解をほぼ等間隔で 10 点取り、エンジン回転速度を横軸に出力とトルクを縦軸に取って並べたものを図 6-2 内に示す。図から出力カーブとトルクカーブがカスケード状に変化している様子が見られる。出力図の横にそのパレート最適解を得た制御パラメータの吸気管長さや径を示している。吸気管長さに対しては A 群は長く C 群は短くなっており、長ければトルク優位、短ければ出力優位になっていることが分かる。一方、吸気管径については大小が混在しており、この解析でははっきりした傾向を見つけ出すことはできない。

### 6.2.2 モンテカルロ法による最適解の探索

#### (1) 多目的最適化計算との比較

最適化のループを持たず制御パラメータをランダムに振って計算を行うモンテカルロ法でも、図 6-3 右上の図に示す iSIGHT™の多目的最適化と同様のパレート曲線が得られる。図 6-2 と比較して、モンテカルロ法ではパレート曲線から離れた無駄な点もかなり計算されていることが分かる。

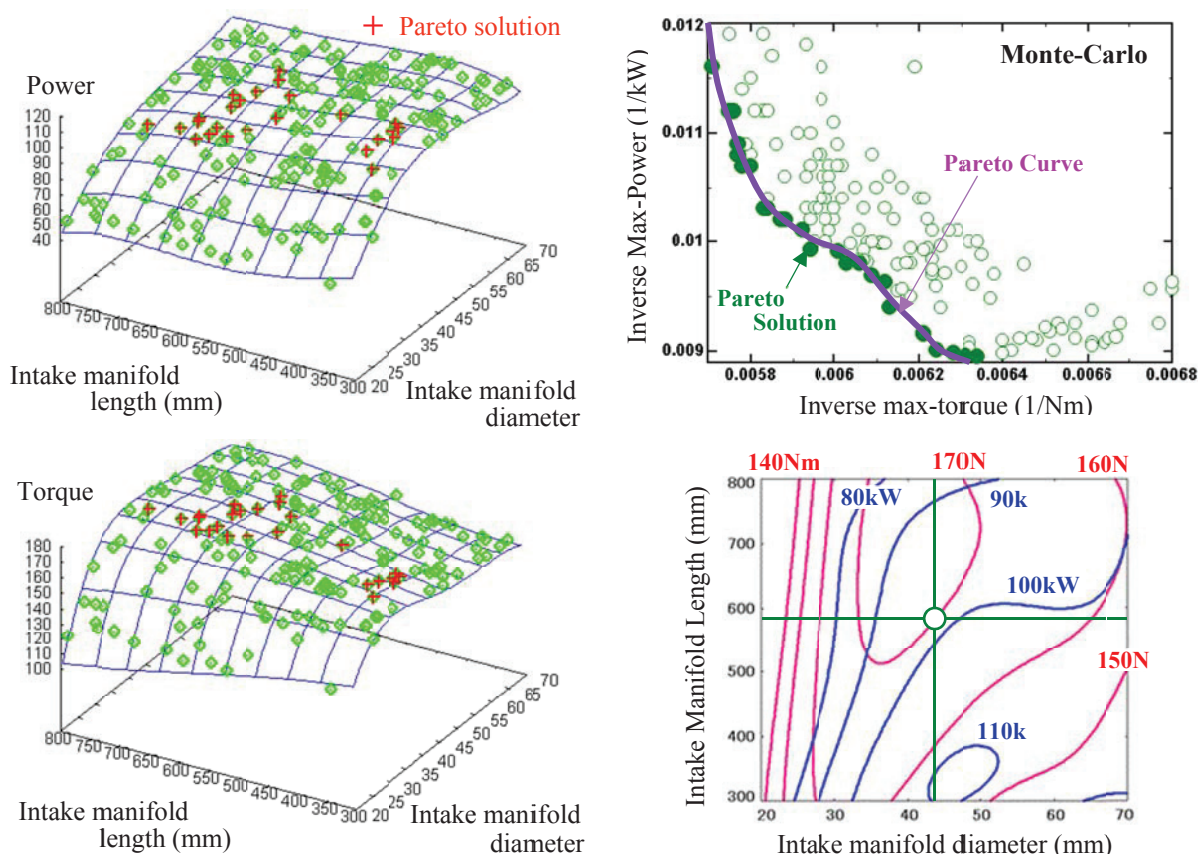


Fig.6-3 Optimization by Monte-Carlo method with response surface analysis

## (2) 応答曲面解析法

モンテカルロ法の計算結果をもとにして最高出力と最大トルクの応答曲面<sup>(6-3)</sup>を求めたところ、図 6-3 の左図に示すように全計算点がほぼ応答曲面上に乗っていることが分かった。各計算点に対する応答曲面の誤差は、ズレが大きくなる周辺部でも最高出力と最大トルク共に 5%以内でフィットした。この図は、最高出力と最大トルクに分けて各計算点における値をプロットしたものである。+印で示した点はパレート最適解を示す。

モンテカルロ法では、指定した範囲内にランダムに計算点を設定するため最適値から遠い無駄な計算も行うが、逆にその無駄な点を利用して、目的値に及ぼす制御パラメータの影響を視覚的に判断できる等高線マップを描くことができる。図 6-3 の右下の図に示すように、最高出力と最大トルクの等高線を重ね合わせると自分の好みに合った最適設計値を容易にイメージできる。例えば、最大トルク 170Nm を確保しつつ最高出力を最大限に引き出すには、吸気管長さ 590mm で吸気管径を 43mm(図 6-3 右下図の○印点)に取れば良いことが一目で分かり説得力もある。また、この図から先程の多目的最適化計算では分からなかった吸気管径が最高出力と最大トルクに与える影響が理解できる。吸気管径が細くなればエンジンに流入する空気量が少なくなることは自明だが、太くてもエンジンに入る流速が低下してエンジンに空気を効果的に押し込めなくなる現象(吸気慣性の低下)が発生するため好ましくないことが分かる。

## (3) 応答曲面の計算方法

ここで利用した応答曲面は、四次の関数を使って表される曲面に誤差の二乗和が最小になるように多重回帰させて求めたものである。具体的には、吸気管長さ $x$ と径 $y$ 、最高出力や最大トルクを $z$ とすると四次曲面は(6.1)式となり $a_0 \sim a_{14}$ の15個の係数を求めれば応答曲面が決まる。



$$z = a_0 + a_1x + a_2y + a_3x^2 + a_4xy + a_5y^2 + a_6x^3 + a_7x^2y + a_8xy^2 + a_9y^3 + a_{10}x^4 + a_{11}x^3y + a_{12}x^2y^2 + a_{13}xy^3 + a_{14}y^4 \quad (6.1)$$

計算点が  $n$  個とすると (6.2) 式に示す行列になり、

$$\begin{pmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 & x_1^2 & x_1y_1 & y_1^2 & x_1^3 & x_1^2y_1 & x_1y_1^2 & y_1^3 & x_1^4 & x_1^3y_1 & x_1^2y_1^2 & x_1y_1^3 & y_1^4 \\ 1 & x_2 & y_2 & x_2^2 & x_2y_2 & y_2^2 & x_2^3 & x_2^2y_2 & x_2y_2^2 & y_2^3 & x_2^4 & x_2^3y_2 & x_2^2y_2^2 & x_2y_2^3 & y_2^4 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_n & y_n & x_n^2 & x_ny_n & y_n^2 & x_n^3 & x_n^2y_n & x_ny_n^2 & y_n^3 & x_n^4 & x_n^3y_n & x_n^2y_n^2 & x_ny_n^3 & y_n^4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_{14} \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

$$(Z_j) = (X_{ij}) \times (A_i) \quad (6.2')$$

次の (6.3) 式を解けば  $a_0 \sim a_{14}$  の 15 個の係数が定まる。その係数を使って (6.1) 式より任意の  $x$  と  $y$  の値に対する  $z$  を求めて応答曲面を描くことができる。

$$(A_i) = ((X_{ij})^T(X_{ij}))^{-1} \times (X_{ij})^T \times (Z_j) \quad (6.3)$$

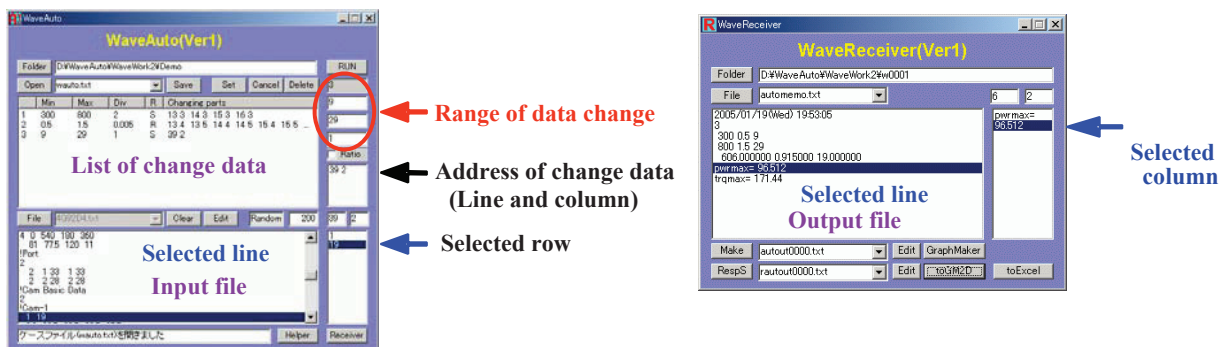
### 6.2.3 最適化計算システムの開発

#### (1) モンテカルロ法に対応した計算システムの概要

乱数を使い入力ファイルの数値を書き換えて計算コードを走らせるだけのソフトウェアならば、それほど困難なく作成できる。モンテカルロ法と応答曲面解析で最適値を求める方法であれば、ライセンスの制約がある iSIGHT™ の利用を避ける方がより多くの利用者に活用され効果的である。そこで、独自に最適化計算システムを開発した。

この自動計算ソフトウェアは、図 6-4(1)に示す Windows™ アプリケーションになっている。入力ファイルの行と列をクリックして制御パラメータの変更リストを作り、このリストに従って指定した回数の計算を実行するものである。エンジン性能シミュレータ用として開発したが柔軟なシステムになっており、計算を実行するコード名や処理操作の記述を変更することによって種々の計算コードにも対応できる。

この自動計算ソフトウェアで計算した結果は多数のファイルに分かれて保存されているので、それぞれのファイルから必要なデータを抽出して計算結果を一纏めにしたファイルを作り、そのファイルをもとにして応答曲面を求める解析ソフトウェア(図 6-4(2))も開発した。このソフトウェアも自動計算ソフトウェアと同様に、応答曲面を求めるための数値を出力ファイルの行と列で指定するようにした。



(1) Automatic calculation software

(2) Output data analysis software

Fig.6-4 In-house automatic calculation software and output data analysis software

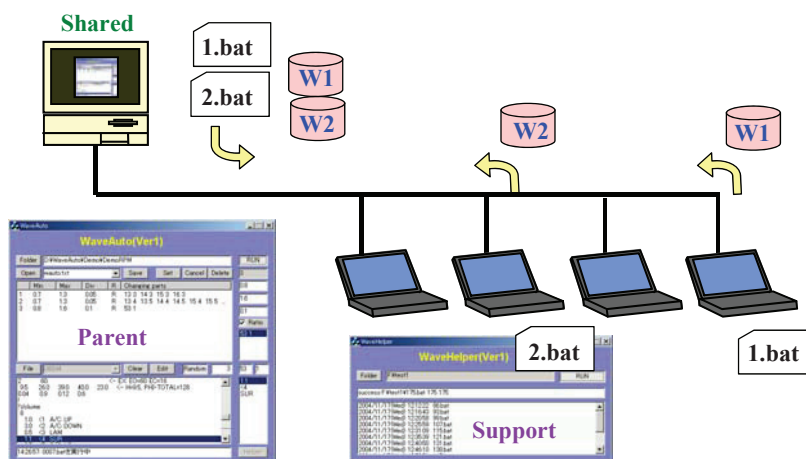


Fig.6-5 Dispersed processing system for optimization

## (2) 分散処理システム

エンジン性能シミュレータは一次元脈動計算を行っているため、現在の PC(Personal Computer)でも 1 ケース計算するのに十分程度かかることもある。そこで、多数の計算をストレスなく取り扱えるようにするため、複数の PC に分散して計算を行う支援ソフトウェアを開発した。図 6-5 に示すように、この支援ソフトウェアをインストールした PC を、自動計算ソフトウェアをセットした PC の共有フォルダーにマウントして利用する。この支援ソフトウェアは、自動計算ソフトウェアが発行した手順書(Batch ファイル)と入力データを一纏めにしたフォルダーを自分の PC に持ち帰り、その手順書に従って計算を行った後、計算結果を元のフォルダーに戻す作業を繰り返し行う。マウント先のプログラムを使って計算を行うため、自分の PC にエンジン性能シミュレータなどのプログラムをインストールする必要がなくデータも残らないので、空いている PC を気軽に利用することができる。

### 6.2.4 最適化計算システムを使った計算例

多数の PC を用意してこの最適化計算システムを利用すると、実用上の計算時間の制約が低くなり大規模な計算量でも処理できる。図 6-6 は吸気管長さや径に吸気バルブタイミングを加えた制御パラメータで計算を行った例を示している。吸気バルブタイミングも制御パラメータの一つになった応答曲面が求まるので、任意のバルブタイミングを指定すると即座にそのバルブタイミングでの吸気管長さや径に対する最高出力と最大トルクをマップで表示することができる。

図 6-7 は、応答曲面解析で計算結果を評価するためにどの程度の計算回数が必要かを調べたもので、吸気と排気のバルブタイミングを制御パラメータに取ってエンジン回転速度ごとに最大トルクを求めた結果を示している。上の 2 つの図に示すように計算点数 25 点でも最大誤差は 1.5%(平均誤差 0.16%)と極僅かであり、下のコンター図では 25 点と 200 点の等高線形状の違いを見出すことはできない。応答曲面は四次関数なので多峰性に富んだ解は表現できないが、ここで取り扱っている制御パラメータは、最大トルクに及ぼす影響が単純であるため四次関数でも十分対応でき、少ない計算点数でも精度の良い応答曲面が作成できていると考えられる。

近年、可変バルブタイミングが一般的に利用されるようになり、エンジン回転速度ごとに吸気と排気のバルブタイミングを設定できるようになってきた。予めこのような計算方法で最良点を予測しておくことで効率良く開発を進めることができる。さらに、このようなコンター図を使えば最大トルクを目玉の中心を狙った設定ができる。図 6-7 のコンター図の赤い部分(目玉の中心)はトルクが高くなる箇所を示しており、エンジン回転速度と共にこの部分が移動していることが分かる。



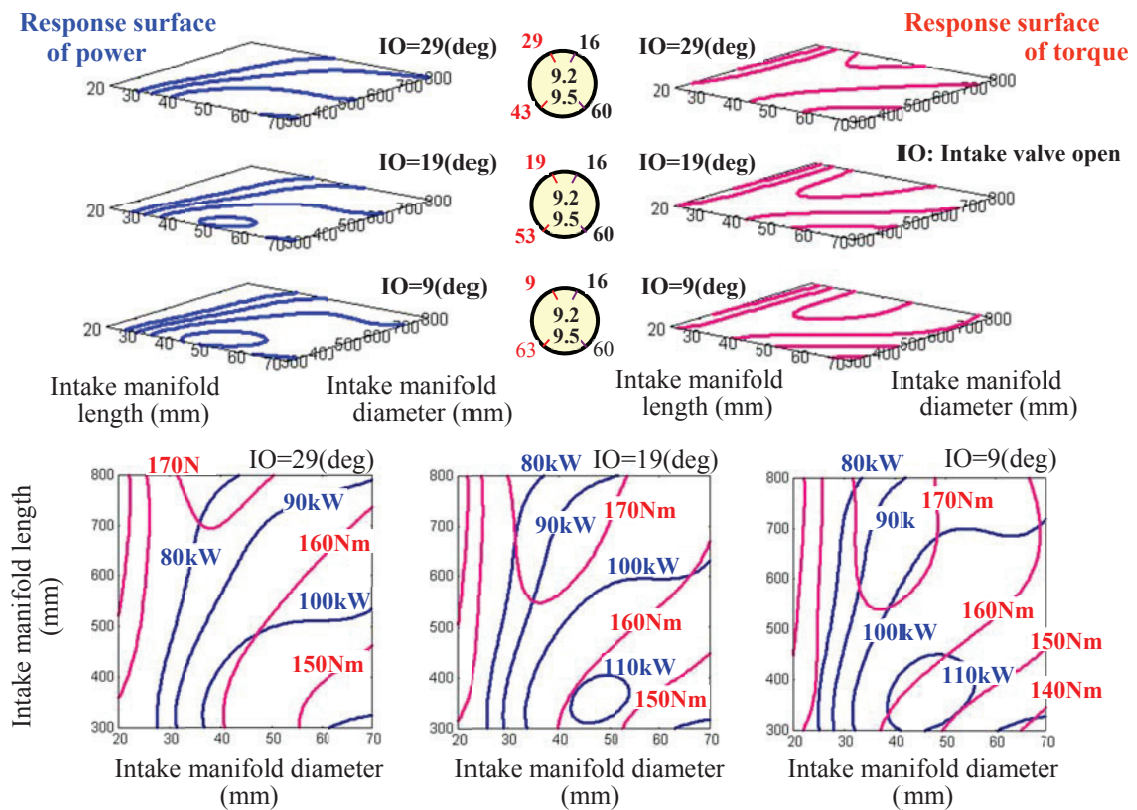


Fig.6-6 Example of multi-objective optimization as engine maximum power and maximum torque

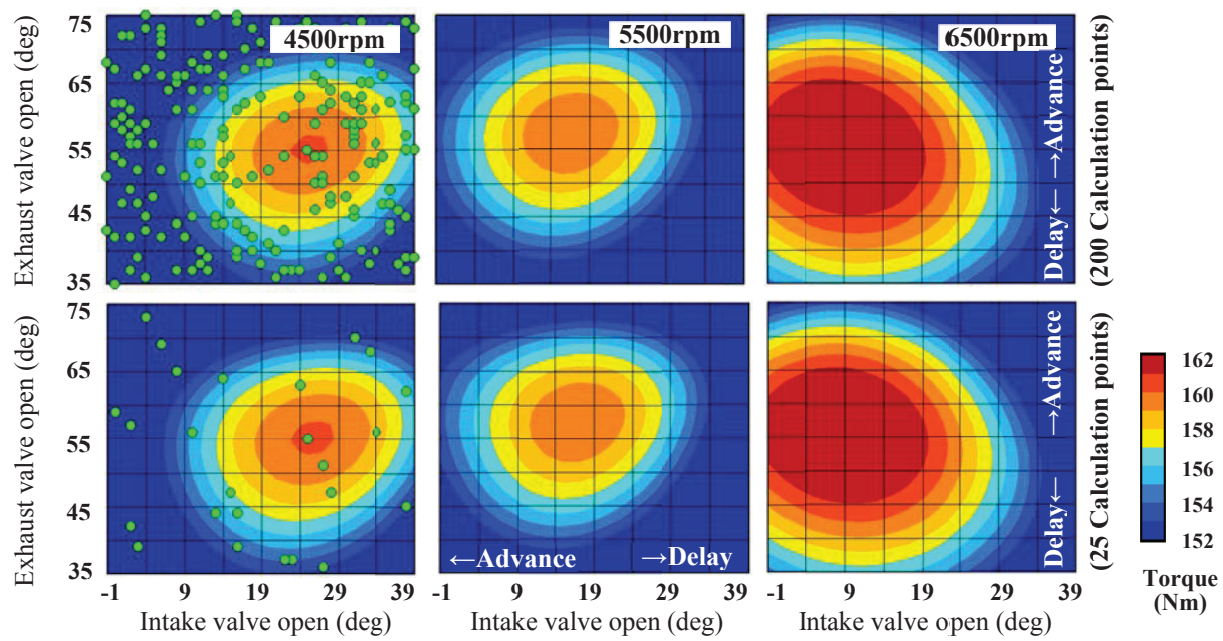
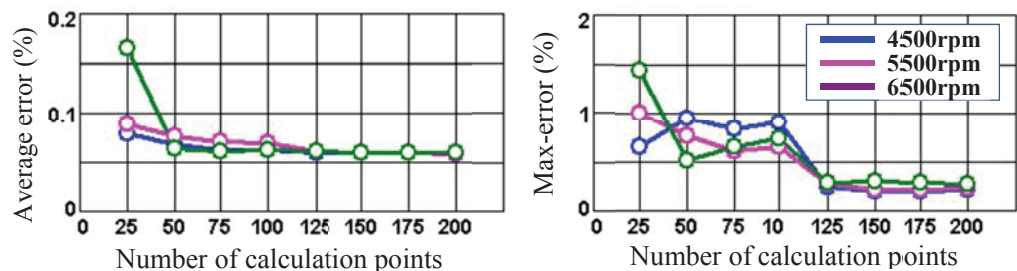


Fig.6-7 Example of intake/exhaust valve timing optimization at each engine speed

### 6.2.5 まとめ

iSIGHT™ の遺伝的アルゴリズムを使った多目的最適化計算は少ない計算回数で最適値に到達するため、計算負荷が高い三次元計算などで最適値を導き出す手法として有効であり、この分野での利用を進める。一方、本研究で開発したモンテカルロ法と応答曲面を組み合わせた最適化計算法では、指定した範囲に一樣に計算点を設定し無駄な計算を行うが、この無駄な計算を利用して目的値の全体像を表すマップを描くことができる。そのため制御パラメータが目的値に与える影響を視覚的に捕らえることができるメリットを持っているので、負荷の低い計算にはこの方法を利用する計画である。なお、これらの方法は CAE のみならず実験計測でも利用できるもので用途を拡げていきたい。

### 6.3 ディーゼル燃焼計算の最適化手法

第5章に示したように、早稲田大学で改良を重ねてきたKIVAコードをベースに計算負荷の低い燃焼モデルに切り替えて、三次元計算でありながら実用的な時間と精度でエンジン出力や排出ガス(NO, Soot)量を計算できるように改良した。また、KIVAコードで計算しない部分をエンジン性能シミュレータで補ってフルサイクルの筒内圧を求め図示平均有効圧を算出する計算システムを開発した。これを使えばエンジンの性能を的確に比較することができる。このディーゼル燃焼計算コードを対象に、6.2.3項の最適化計算システムを利用してエンジンの性能を俯瞰的に捉える手法について研究を行った。本節では、その内容を詳しく述べる。また、ディーゼル燃焼計算を自動化する上で不可欠な燃料噴射モデルについても示す。

#### 6.3.1 燃料噴射モデルの作成

ディーゼル燃焼コードの改良に着手した時点では、実測値をベースに作成した時間に対する噴射速度の点列を入力データとして与えており、かなりの時間を要する手作業を必要とした。最適化計算システムを利用してディーゼル燃焼の最適化を実施するには、どうしてもこの作業を取り除く必要があったので、燃料噴射モデルの開発に取り組んだ。また、コモンレール噴射系のメリットである噴射の自由度を表現するためには極めて重要な計算モデルでもある。具体的には、噴射圧と噴射量から時系列の噴射速度を求められる計算モデルを作成する必要がある。この計算モデルの作成にあたり、噴射弁の作動イメージを作るために、運動方程式を立てて芯弁リフトを計算する詳細なシミュレーションを行った。このシミュレーションの内容は付録Iに記載する。

図6-8はコモンレール噴射弁の作動図である。芯弁は上部室の圧力とスプリング力でシートに押し付けられているが、制御バルブが開いて圧力が抜けると芯弁がリフトして噴射する仕組みになっている。図6-9は芯弁に働く力を整理した運動方程式で計算した芯弁リフトと、シート部と噴孔の通路面積を2つのオフィスと見立てて計算した噴射速度を示している。この図から、噴射速度に影響している芯弁リフト量はリフト開始と着座前の低リフト部分に限られることが分かったので、詳細な噴射モデルをKIVAコードに組み込む必要はないと考え、リフト開始部に二次関数を着座部に一次関数を与えて計算する簡易な方法を取った。

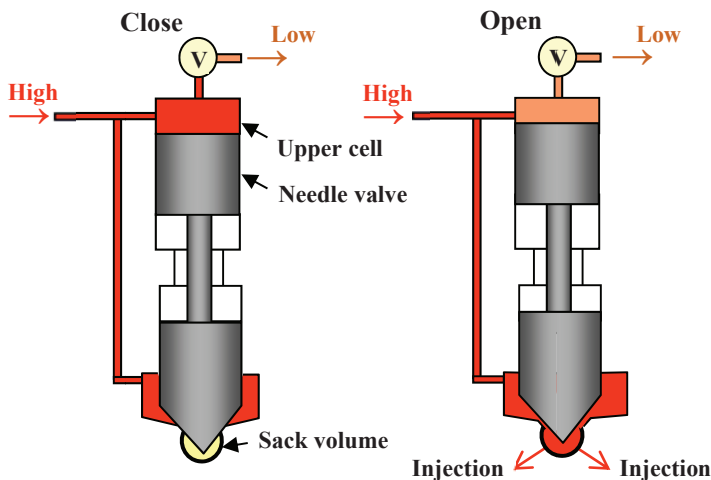


Fig.6-8 Schematic diagram of common rail injector

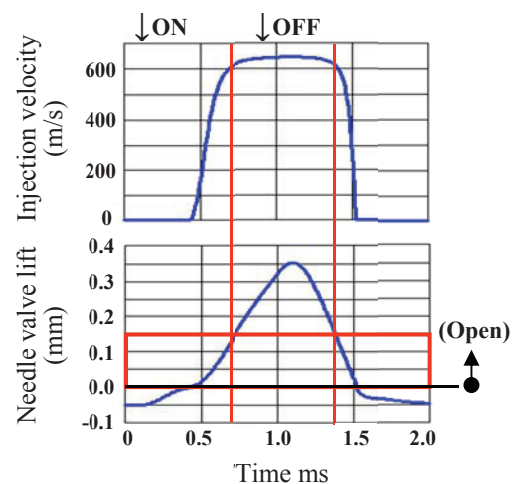


Fig.6-9 Injection velocity and needle valve lift by detailed calculation

### 6.3.2 最適化計算の適用例

#### (1) 計算の信頼性確認

ディーゼル燃焼計算には、5.2 節で示した極めて高速で計算できるように仕上げた化学平衡計算を使う計算方法を用い、エンジン性能シミュレータとリンクして計算を行った。この計算方法は、第5章で示したようにパイロット噴射や早期のプレ噴射の運転条件には対応できていないので、近接プレ噴射を行う低負荷運転を計算対象に選んで最適化を行った。エンジンは 2.25L 4 気筒の試作エンジンで、その諸元を表 6-1 に、運転条件を表 6-2 に示す。この計算でもコンプレッサを吸気開放端でタービンを排気絞りで代用させてターボチャージャ付エンジンを模擬した。ここでは、プレ噴射とメイン噴射のインターバルと総燃料噴射量を固定し、プレ噴射量の割合を変化させ計算を行った。前述の燃料噴射モデルで求めた芯弁リフトと燃料噴射速度を図 6-10 に示す。

最適化計算を始める前に、実機との相関が取れているかを確認したものが図 6-11 と図 6-12 である。図 6-11 にプレ噴射量ごとに筒内圧、熱発生率 (ROHR)、筒内平均温度と主要化学種のモル分率を、図 6-12 に筒内圧と熱発生率についてプレ噴射量の違いによる差異を示している。この運転条件では、全負荷と同じ着火遅れ定数を利用すると実測より着火が遅くなったので、着火遅れ定数を修正して実測と一致させた。これにより、筒内圧は実測値に近くなり図示平均有効圧は 3% 以内で実測値と一致した。圧力の変化率から算出した熱発生率を見ても、着火後の予混合燃焼による急激な熱発生をうまく捉えており、その後続く

Table 6-1 Engine specification

Bore mm	86
Stroke mm	97
Number of cylinder	4
Displacement L	2.254
Compression ratio	14.9
Number of nozzle holes	10

Table 6-2 Engine drive condition

Engine speed min <sup>-1</sup>	2000
Swirl ratio	2.8
Injection pressure MPa	87
Number of injection	2
Total injection quantity <sup>*1</sup> mg/st	22
Excess air ratio	1.30
EGR ratio %	11.0

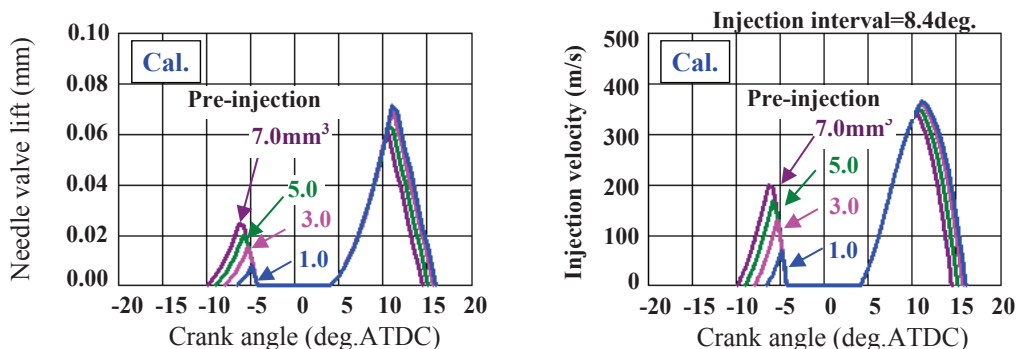


Fig. 6-10 Needle valve lift and injection velocity

メイン噴射の燃焼もプレ噴射量が少ない(a)を除き良好であることが分かる。このプレ噴射量が少ない(a)では、実測は着火が遅れて急激な熱発生が生じているが、計算ではその現象をうまく再現できていない。

この燃焼計算では、化学平衡計算で求めた化学種を使い拡大 Zeldovich 機構で NO 濃度を計算している。NO 濃度はエンジンの性能を制限する重要な値であると同時に、燃焼部の温度と当量比(=空気過剰率)が妥

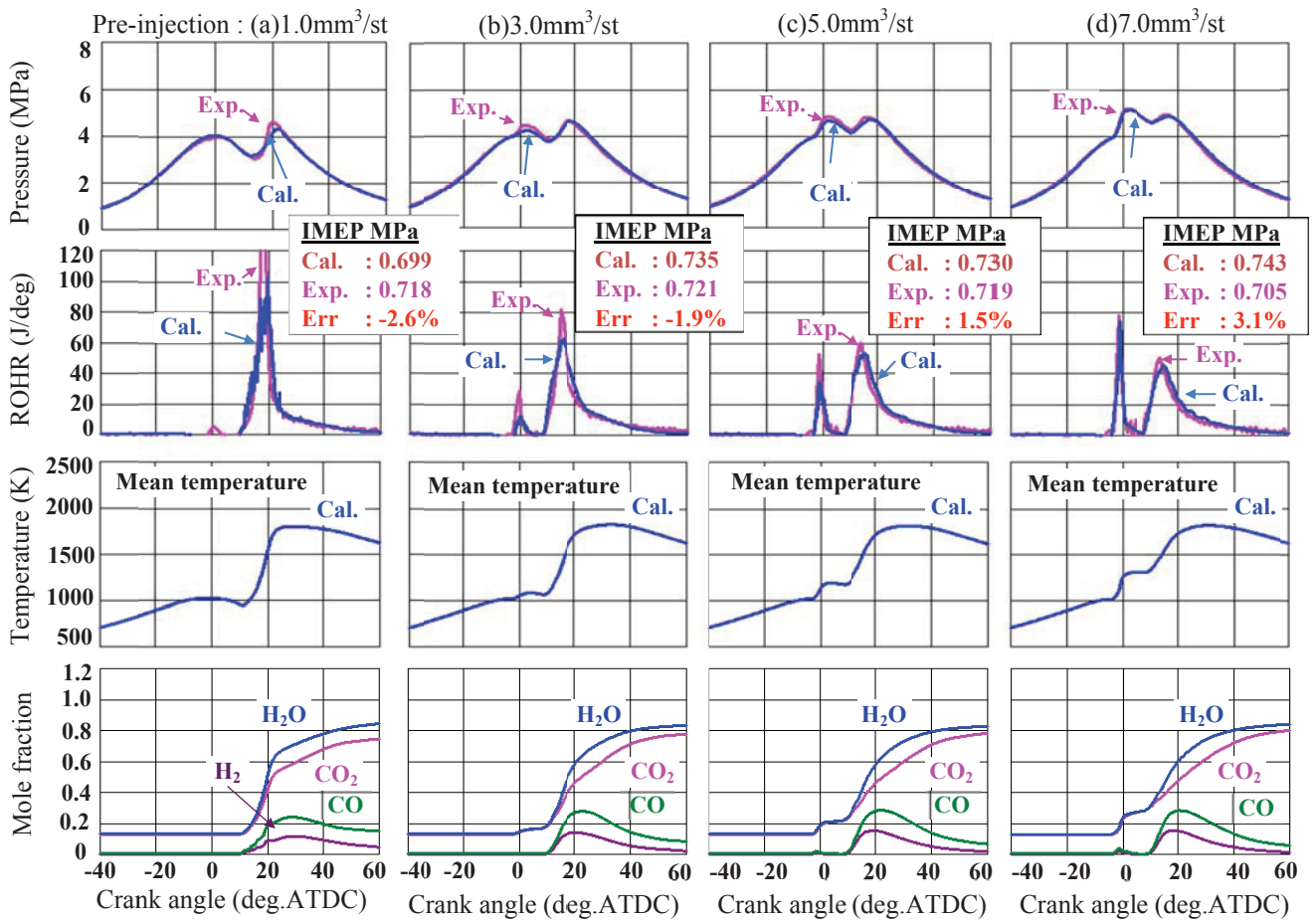


Fig. 6-11 Cylinder pressure, ratio of heat release, temperature and chemical species during combustion process

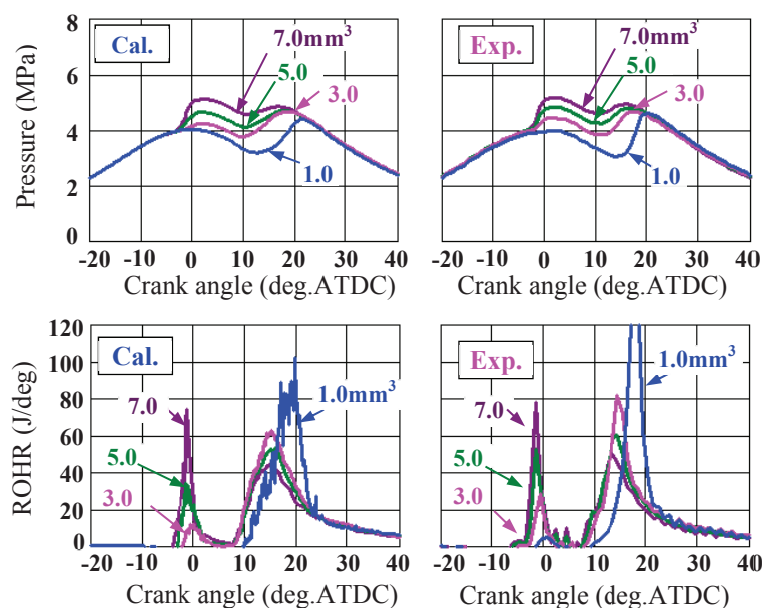


Fig. 6-12 Cylinder pressure and ratio of heat release comparison to experimental data



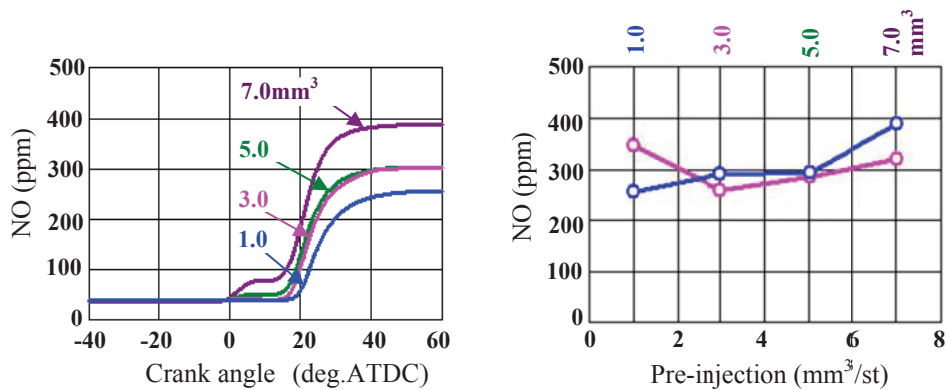


Fig.6-13 NO concentration comparison to experimental data

当であるかの判断材料にもなる。図 6-13 に示すように、NO 濃度は実測値に近く筒内の温度分布や化学種の生成量も良好であると考えられる。

## (2) 応答曲面を使ったエンジン性能の観察

このように、計算結果が実測値と概ね一致していることが確認できたので、6.2.3 項に示した最適化計算システムを使って(1)総燃料噴射量、(2)プレ噴射量と(3)噴射タイミングを制御パラメータとして計算を行った例を示す。ここでは、等出力でのプレ噴射量の影響を調べることを目的としているので、等出力状態を造るために噴射タイミングと総燃料噴射量を制御パラメータに加えている。計算結果から等出力条件を求めるために必要な(a)図示平均有効圧(IMEP)と、目的値として(a)図示熱効率、(b)NO 生成量、(c)熱発生率のピーク値を取り出している。200 回の計算を CAE 用の 4 コアパソコン 2 台に分散することにより約 8 時間で計算した。制御パラメータと許容設定範囲、目的値とその制限を表 6-3 に纏めた。

図 6-14 の左の図に示す点が計算を行ったポイントで、これらの計算結果から求めた図示平均有効圧(IMEP)と図示熱効率( $\eta_i$ )を六面体の図でその右側に示している。右の図は図示平均有効圧 0.7MPa の等出力面が見えるように六面体の表面を取り除いて表示したものである。この断面で図示平均有効圧 0.7MPa の図示熱効率の分布を観察することができる。

この処理により、プレ噴射量と噴射タイミングの関係で図示熱効率はどうなるか、総燃料噴射量と噴射タイミングはどの範囲に制限されるかなどを理解するための地形図が描ける。さらに、この図を元にして次のような手順を踏んで処理することにより意図する設計値を容易に抽出することができる。

Table 6-3 Input parameters and optimized objects

Input parameters (Injection condition)

(1) Total-injection mg/st	18~24
(2) Pre-injection mg/st	0~6
(3) Injection timing deg.ATDC*	0~8

\*Injection interval=8.4deg.



Optimized objects (Engine output)

(o) Indicated mean effective pressure	Reference
(a) Indicated thermal efficiency $\eta_i$	Maximize
(b) NO ppm	Minimize
(c) ROHRmax J/deg.	Minimize

← Equi-IMEP

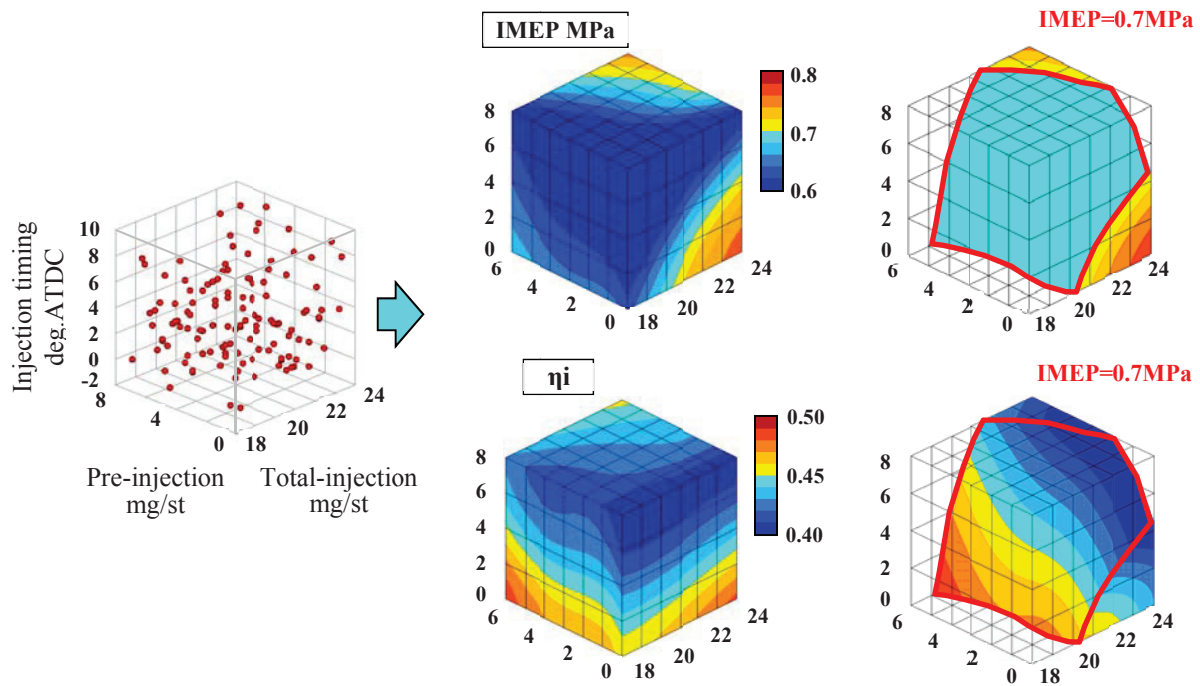


Fig. 6-14 Calculation points and calculation results by automatic optimizing calculation system

図 6-15 に示す白抜きの○印は、図示平均有効圧 0.7MPa の面の離散点から抽出した図示熱効率と NO 濃度のパレート解を示し、中実の●印は、図示熱効率が 0.4 以上で NO 排出量が 300ppm 以下、最大熱発生率 (ROHR) が 60J/deg の制約を与えて選び出したポイントを示している。この処理を行うことにより 4 つの候補に絞り込むことができる。ここに示したパレート解とは、図示平均有効圧が最高、または NO 濃度が最低のものを意味する。また、最大熱発生率は騒音の大きさを代表する数値と考えている。

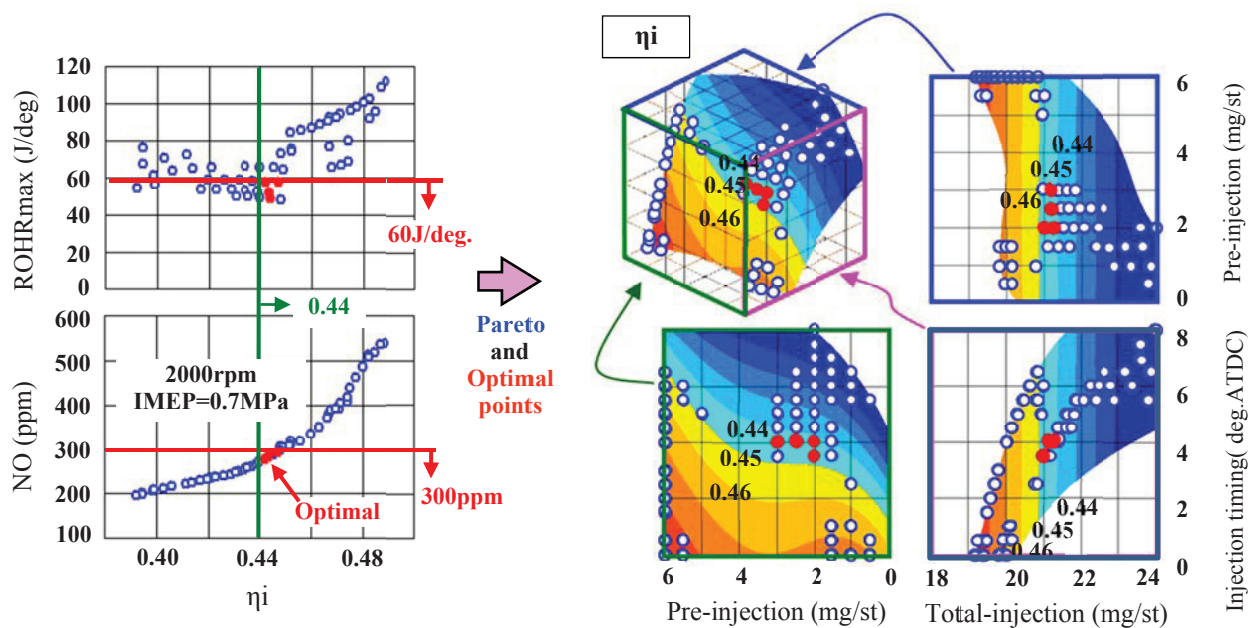


Fig. 6-15 Proposed selecting procedure with automatic optimizing calculation system

### (3) 最適解の評価

最後に、ここで選んだ4候補の設計値でもう一度計算を行って評価する。図 6-16 に示すように、再計算して得た図示平均有効圧は応答曲面の値の 0.7MPa に対して多少のズレがあるものの、その差は僅かなので十分に信頼できると考えられるが、この誤差も念頭に置いて評価を進めた。

図 6-17 は、4候補について再計算を行った筒内圧と熱発生率を示したもので、再計算(Cal.)で得た図示熱効率と最大熱発生率の数値を応答曲面(RSM)の数値と並べて図中に記載した。

図 6-18 と表 6-4 に、それぞれの候補の図示熱効率, NO 排出量と最大熱発生率(ROHRmax)を示す。この図と表から、図示熱効率は④が若干低く①②③はほぼ同じで、NO 排出量は①が多く④が若干少なく、最大熱発生率は②が最も小さい。これらを総合的に評価して②を最適解と判断した。

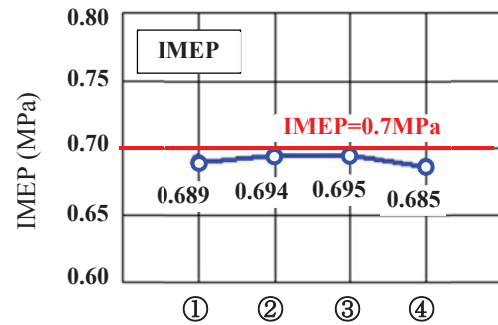


Fig. 6-16 Deviation of recalculating IMEP from RSM values

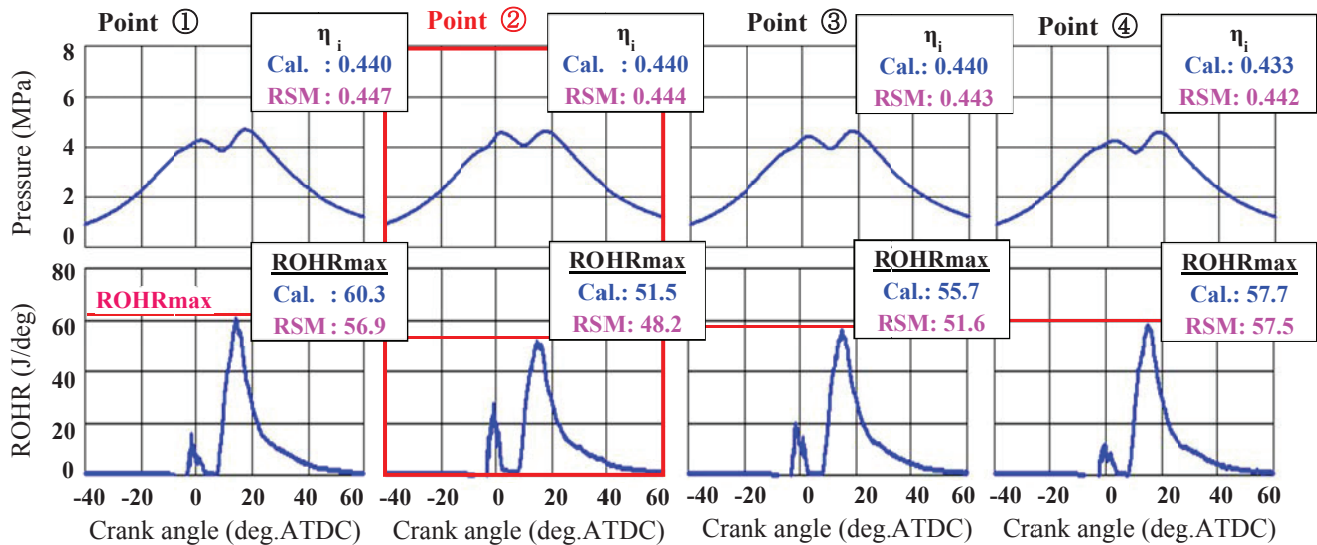


Fig. 6-17 Cylinder pressure and ratio of heat release recalculating results

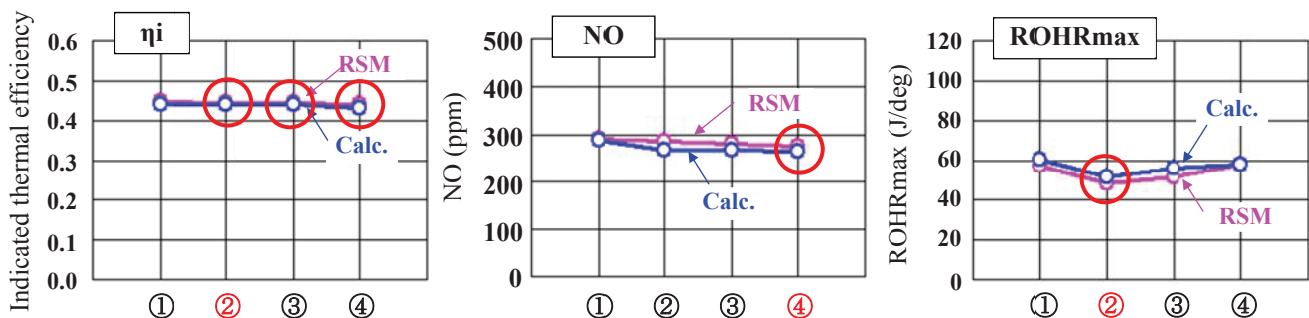


Fig.6-18 Comparison between recalculating and RSM results

Table 6-4 List of the selected candidates

Point	Total-injection mg/st	Pre-injection mg/st	Injection timing deg.ATDC	$\eta_i$ -	NO ppm	ROHRmax J/deg.
①	21.00	2.0	3.5	0.440	288	60.3
②	21.16	3.0	4.0	0.440	266	51.5
③	21.19	2.5	4.0	0.440	268	55.7
④	21.24	2.0	4.0	0.433	265	57.7

(4) 選択した最適解の燃焼状態の観察

図 6-19 は最適点に選んだ②の燃焼の様子を観察したもので、2000K 以上の温度分布, 当量比  $\phi=0.2$  以上の未燃ガスの分布, 当量比  $\phi=1.5$  以上の既燃ガスの分布, 500ppm 以上の NO の分布と 5% 以上の CO の分布を示している。プレ噴射により着火した火炎に向かってメイン噴射を行うようにタイミングに設定されており、高温部を通り抜けることにより噴霧が暖められて、スムーズなメイン噴射燃料の着火が実現できていると考えられる。また、メイン噴射による燃焼では、温度の高い部分で NO が、燃料の濃い燃焼部で CO が発生しているものの、比較的広い空間でうまく空気を利用して燃焼できていると評価できる。

三次元計算を行えばアニメーションを作成することができるので、良い燃焼状態と悪い燃焼状態の比較が容易に行える。これにより、燃焼を改良するためのイメージが得られ燃焼設計にフィードバックできることが、CAE を利用する最大の利点であると考えている。

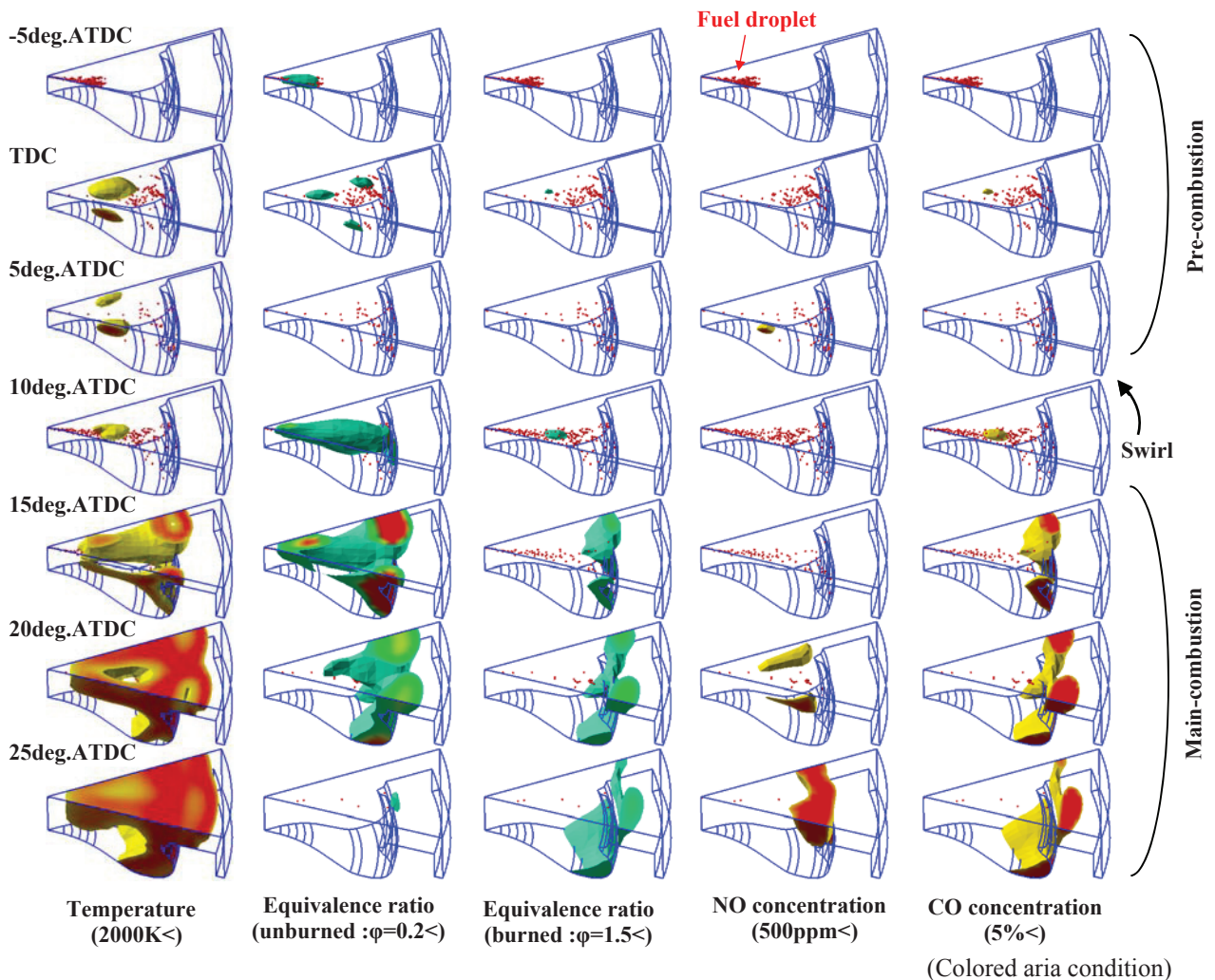


Fig. 6-19 Temperature, equivalence ratio, NO and CO distributions (Point ②)



### 6.3.3 まとめ

本研究で開発した最適化計算システムとこの節で示した解析手法を取ることで、実用的な計算回数と計算時間で設計コンセプトに合った最適解を容易に求められることを示した。対象としたディーゼル燃焼計算コードの改良を始めた時点では、計算が突然ダウンすることが度々あったが、エラーが発生する部分を丹念に改良してきた結果、ここで取り上げた計算条件で約 1000 回の計算を行ったが一度も停止することは無かった。最適化計算システムで取り扱う計算コードには十分なロバスト性が欠かせないことをこの研究を通して実感した。

## 6.4 結 言

エンジン開発期間の短縮と開発コストを低減するためには、開発に取り掛かる前に CAE を利用して設計仕様を絞り込む「フロントローディング」が重要である。これを実現するためには最適化計算法の実用化が必要になる。この章で実施した研究、開発とその成果を以下にまとめた。

- (1) 遺伝的アルゴリズムとモンテカルロ法による最適化計算法の比較を行った。遺伝的アルゴリズムを使えば、少ない計算回数でパレート曲線を描けること、モンテカルロ法と応答曲面法を使えば、制御パラメータがエンジン性能に及ぼす影響の全体像を描けることが分かった。
- (2) モンテカルロ法に対応した最適化計算システムを独自に開発した。この計算システムは自動計算と解析ソフトウェアを組み合わせたもので、容易に応答曲面を求めることができる。また、多数の PC に計算を分散するソフトウェアも開発して、実用上の計算時間の制約を引き下げた。
- (3) エンジン性能シミュレータを対象とした最適化計算では、エンジン出力とトルクを最適化するための吸気管の長さや径の設定方法と、エンジントルクを最大限に引き出す吸排気バルブタイミングの設定方法について示した。
- (4) ディーゼル燃焼計算コードを対象とした最適化計算では、低負荷運転で出力を最大に引き出すブレ噴射とメイン噴射量のバランスの設定方法について示した。

これまで最適化計算システムを利用できる計算対象は、計算負荷の低い次元までの計算コードに限られていた。しかし、計算機の急速な進化により三次元計算でも利用できるようになってきたので、今後は、三次元計算を対象にした実用的な最適化計算システムを目指して改良を続けていく計画である。

## 参考文献

- (6-1) K.De: KanGAL report 200001, Indian Institute of Technology Kanpur (2000)
- (6-2) 渡邊真也, 廣安知之, 三木光範: 数理モデル化とその応用, 情報処理学会論文誌 Vol. 43, No. SIG10 (2002)
- (6-3) 山田秀著; 実験計画法(方法編), p185, 日科技連 (2004)



## 第7章 動弁系振動計算コードの開発

### 7.1 緒言

コンピュータの進化により、吸排気系レイアウトとバルブタイミングなどを決めれば、エンジン性能シミュレータで簡単にエンジン出力を予測できるようになった。しかし、このソフトウェアでエンジン性能を引き出せる理想的なバルブタイミングとバルブリフトを決めても、それが動弁系の制約で使用できないケースが多々ある。また、吸排気のバルブタイミングを変えてエンジン性能を最大限に引き出す可変動弁機構から、マルチリンクを使いバルブリフト量も連続的に可変する機構まで一般的になる勢いで、その進化は止まらない。このような進化に対応して動弁系の実力を最大限に引き出すためにも、動弁系振動を容易に予測できる計算コードが望まれている。

これまでの動弁系振動解析では、バルブリフトカーブをフーリエ展開して次数ごとの振幅を求め、実用回転速度の上限付近で、動弁系の固有振動数に強く影響を及ぼす強い振動次数成分が無いかを確かめるものであった。最近になって、市販の汎用ソフトウェア LS-DYNA™ を使った有限要素法 FEM (Finite Element Method) の動弁系振動解析や、市販の機構解析ソフトウェア ADAMS/Engine™ を使って振動計算を行えるようになった<sup>(7-1)</sup>が、入力モデルを作成する時間が長く掛かるため、条件を変えて多数の計算を行うことは困難である。そこで、エンジン技術者が日常的に利用して使い慣れているエンジン性能シミュレータと同じセンスで利用できる動弁系振動計算コードの開発を行った。この章では、計算コードの概要、振動計算方法と計算例について述べる。

### 7.2 動弁系振動の計算方法

#### 7.2.1 一次元振動モデル

この計算コードでは一次元の振動モデルを取り扱う。具体的には、入力データとして各スプリング要素の両端にどのような境界要素(質量, 固定, 外力振幅)が付くかを記述することでモデルの繋がりを定義する。計算の対象として取り扱うモデルは、図 7-1 に示すように一見単純に見えるバネ-質点モデルだが、動弁系特有のバルブクリアランスやバルブシートへの着座、高回転速度域でバルブリフト中にタペットがカムから離れるジャンプや、さらに回転速度を上げると発生するスプリングの線材同士が衝突する線間接触など

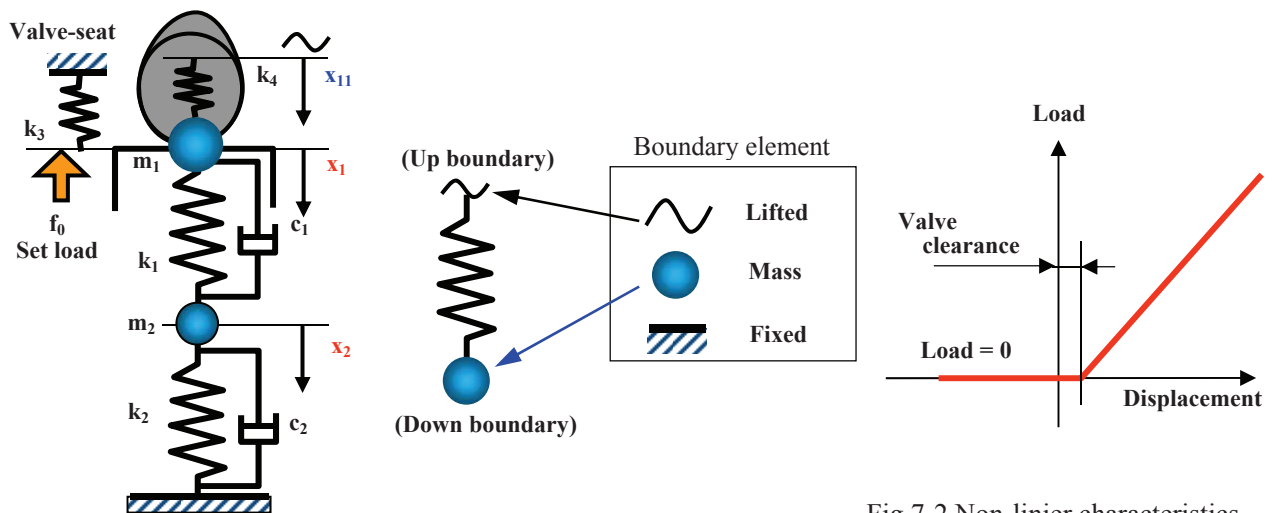


Fig.7-1 Sample of direct acting valve train model

Fig.7-2 Non-linear characteristics of valve spring

の不連続な現象，すなわち，突然バネ定数が切り替わる現象が各所で発生する．そこで，図 7.2 に示すような非線形性をバネ要素に持たせる必要がある．また，バルブスプリングには振動を抑えるために密巻部を設けており，バルブ着座時の振動が大きいと通常接触している線間が開いてスプリングのバネ定数が変わり，動弁系固有振動数が変化するようになっている．動弁系の振動計算では，このようにバネ定数が突然の変化がした場合でも，発散することなく安定して計算を進められるアルゴリズムを採用することが重要になる．

### 7.2.2 振動計算のアルゴリズム

安定して振動計算を行うために，運動方程式を差分に展開して完全陰解法で解くアルゴリズムを考案した．この方法は各質点の変位を仮定し，すべての変位が矛盾なく決まるまで仮定した変位を修正しながら計算を繰り返す方法である．図 7-1 に示す 2 質点の動弁系を例にとると，質点  $m_1$  と  $m_2$  の運動方程式はそれぞれ (7.1) 式と (7.2) 式で表される．

$$m_1 \frac{d^2 x_1}{dt^2} + (c_1 + c_2) \frac{dx_1}{dt} - c_2 \frac{dx_2}{dt} + (k_1 + k_2)x_1 - k_2 x_2 = f \sin(\omega t) \quad (7.1)$$

$$m_2 \frac{d^2 x_2}{dt^2} + c_2 \frac{dx_2}{dt} - c_2 \frac{dx_1}{dt} + k_2 x_2 - k_2 x_1 = 0 \quad (7.2)$$

ここで， $m$  は質量 (kg)， $x$  は変位 (mm)， $k$  はバネ定数 (N/mm)， $c$  は減衰係数 (Ns/mm)， $t$  は時間 (s)， $f$  は荷重 (N)， $\omega$  は角速度 (rad/s)，添字 1, 2 は各要素番号を示す．時間方向の二次精度の前進差分<sup>(7-2)</sup>で，加速度と速度はそれぞれ (7.3) 式と (7.4) 式で表示できる．

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{2x^n - 5x^{n-1} + 4x^{n-2} - x^{n-3}}{dt^2} \quad (7.3)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{3x^n - 4x^{n-1} + x^{n-2}}{2dt} \quad (7.4)$$

上付の添字  $n$  は時間ステップ ( $n-1$  は  $n$  よりも 1 ステップ， $n-2$  は 2 ステップ， $n-3$  は 3 ステップ過去) を示す．この (7.3) 式と (7.4) 式を (7.1) 式と (7.2) 式に代入すると，質点  $m_1$  と  $m_2$  の変位は (7.5) 式と (7.6) 式の離散式で表すことができる．

$$x_1^n = \frac{\frac{m_1}{dt^2} (5x_1^{n-1} - 4x_1^{n-2} + x_1^{n-3}) + \frac{c_1 + c_2}{dt} \left( 2x_1^{n-1} - \frac{1}{2}x_1^{n-2} \right) + \frac{c_2}{dt} \left( \frac{3}{2}x_2^n - 2x_2^{n-1} - \frac{1}{2}x_2^{n-2} \right) + k_2 x_2^n + f \sin(\omega t)}{2 \frac{m_1}{dt^2} + \frac{3}{2} \frac{c_1 + c_2}{dt} + k_1 + k_2} \quad (7.5)$$

$$x_2^n = \frac{\frac{m_2}{dt^2} (5x_2^{n-1} - 4x_2^{n-2} + x_2^{n-3}) + \frac{c_2}{dt} \left( 2x_2^{n-1} - \frac{1}{2}x_2^{n-2} \right) + \frac{c_2}{dt} \left( \frac{3}{2}x_1^n - 2x_1^{n-1} - \frac{1}{2}x_1^{n-2} \right) + k_2 x_1^n}{2 \frac{m_2}{dt^2} + \frac{3}{2} \frac{c_2}{dt} + k_2} \quad (7.6)$$

この離散式で上付の添字  $n$  が付いた  $n$  ステップの変位に注目すると， $x_1^n$  を求めるのに  $x_2^n$  を，逆に  $x_2^n$  を求めるのに  $x_1^n$  を使っているので， $x_1^n$  と  $x_2^n$  とが矛盾なく成り立つ解を見つけるには繰り返し計算を行う必要がある．しかし，このようにして求めた結果は  $n$  ステップでのすべての変位が矛盾なく成り立っているので，急にバネ定数が切り替った場合でも発散することなく安定して計算することができる．また，計算の時間ピッチに対する制約が緩いので，計算ステップをクランク角 1 度に固定して計算を行うことがで

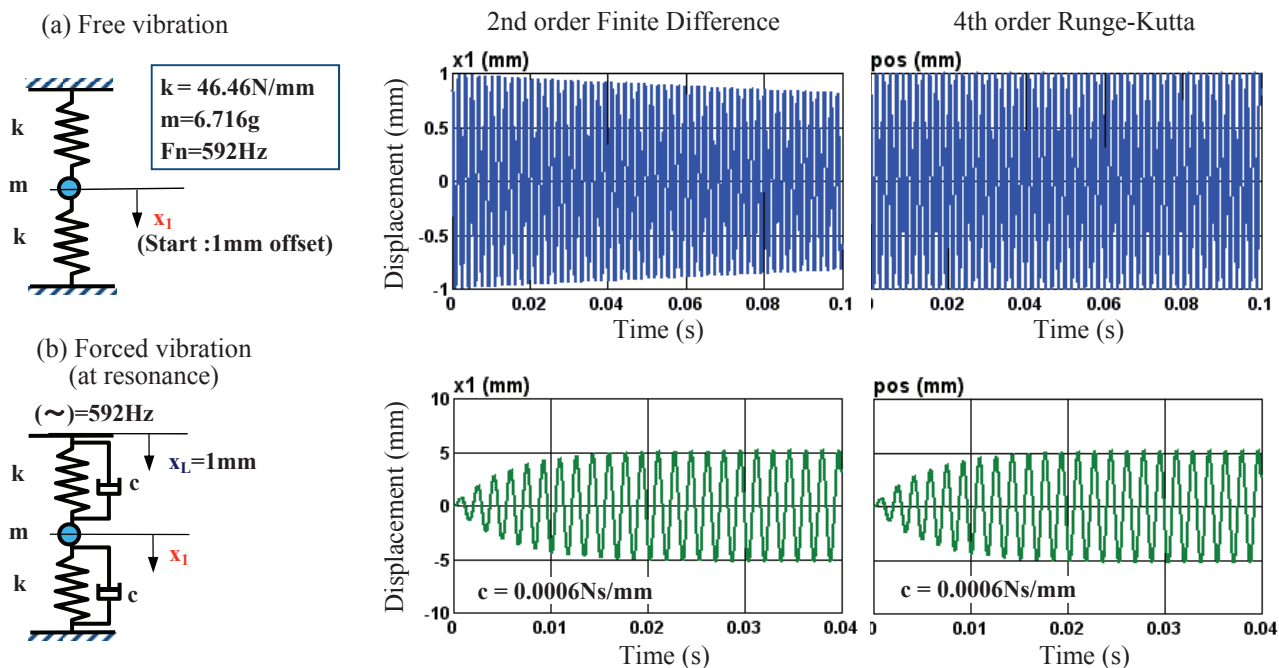


Fig.7-3 Precision of calculus of finite differences with second order accuracy

きる。1 ステップの時間はエンジン回転速度によって大きく変わるが、陰解法のアルゴリズムにより問題なく解くことができる。

### 7.2.3 計算精度の検証

この差分を使った振動計算の精度を検証するために、スプリング単体の1質点モデルで質点をオフセットさせて減衰の様子を観察すると図7-3(a)のようになった。陽解法の四次ルンゲクッタ法は計算精度が高いため0.1秒間ではほとんど減衰しないが、二次精度の差分では計算誤差によって生じる人工粘性の影響で振幅が約20%低減している。

スプリングの一端に共振周波数(592Hz)の振幅を与えて質点の変位を観察した例を図7-3(b)に示す。ここでは適当な減衰係数( $c=0.0006\text{Ns/mm}$ )を与えている。この減衰係数を与えた条件では、差分二次精度の共振倍率は四次ルンゲクッタと変わらない。スプリング要素には常にこの程度の減衰係数を含めるので、実用的には二次精度の差分で計算を行っても支障を来すことがないと考えられる。

また、適切な減衰係数が分からず、とりあえず計算を行う場合のために一次精度の差分も利用できるようにした。この一次精度の差分を利用すると計算誤差による人工粘性が程よく作用するため、スプリング要素に減衰係数を与えなくても計算を行うことができる。

## 7.3 バルブスプリングの多質点モデル化

吸排気バルブスプリングを多質点でモデル化するために専用のソフトウェアを用意した。このソフトウェアでは、スプリングのバネ定数と固有振動数を与え質点の数を設定すれば、分散させる質量が求められるようになっており、密巻部を持つスプリングにも対応させている。また、多質点化により動弁系質量に含めるバルブスプリングの質量が変わるため、この補正も行えるようにした。目的の固有振動数を満足する分散質量は、たわみ影響係数を纏めた行列を作成して反復計算法<sup>(7-3)</sup>を使って求めた。図7-4(1)に示すスプリングを3質点に分散させる場合は、行列で記述した固有角振動数 $\omega_n(\text{rad/s})$ を求める式と各質点の影響係数は(7.7)式と(7.8)~(7.12)式のようになる。

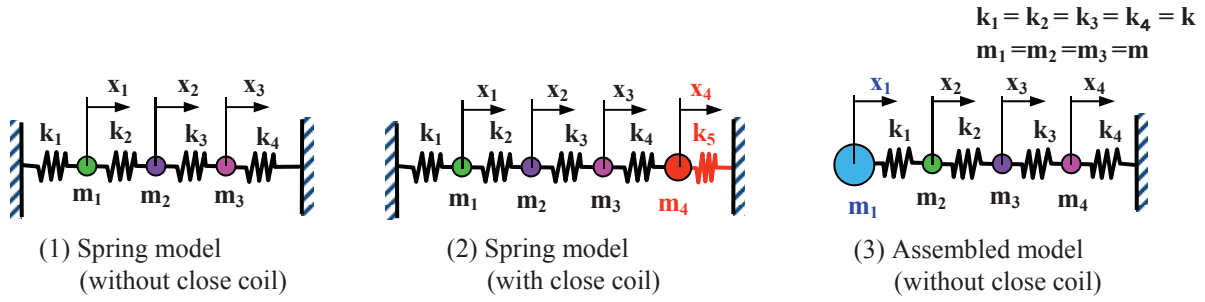


Fig.7-4 Multi mass calculation model for valve spring

$$\frac{1}{\omega_n^2} \begin{pmatrix} x_1' \\ x_2' \\ x_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

$$a_{11} = \frac{m_1}{k_1 + 1/(\frac{1}{k_2} + \frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})} = \frac{3m}{4k} \quad (7.8)$$

$$a_{21} = \frac{1/(\frac{1}{k_2} + \frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})}{1/(\frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})} a_{11} = \frac{2}{3} a_{11} = \frac{1}{2} \frac{m}{k} \quad (7.9)$$

$$a_{31} = \frac{1/(\frac{1}{k_2} + \frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})}{1/(\frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})} a_{11} = \frac{1}{3} a_{11} = \frac{1}{4} \frac{m}{k} \quad (7.10)$$

$$a_{22} = \frac{m_2}{1/(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2}) + 1/(\frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})} = \frac{m}{k} \quad (7.11)$$

$$a_{32} = \frac{1/(\frac{1}{k_3} + \frac{1}{k_4})}{k_4} a_{22} = \frac{1}{2} a_{22} = \frac{1}{2} \frac{m}{k} \quad (7.12)$$

この(7.7)式で  $x_1 \sim x_3$  と  $x_1' \sim x_3'$  が一致すれば、 $\omega_n$  が固有振動数に、 $x_1 \sim x_3$  が固有振動モードになる。影響係数  $a_{ij}$  は質量  $m_j$  が質点  $i$  の変位  $x_i$  に及ぼす影響度を示している。例えば、 $a_{21}$  は質点 1 の質量  $m_1$  が質点 2 の変位  $x_2$  に及ぼす影響度を示している。なお、 $a_{13} \sim a_{33}$  は  $a_{31} \sim a_{11}$  と、 $a_{12}$  は  $a_{32}$  と同一の式になるので記載を省略した。反復計算法は、影響係数を計算して行列を作成し、適当な初期値を変位  $x_1 \sim x_3$  に与えて  $x_1' \sim x_3'$  と一致するまで、 $x_1 \sim x_3$  を  $x_1' \sim x_3'$  に置き換えて計算を反復する方法である。通常、 $x_1$  と  $x_1'$  を 1 (単位量) にする。ここでは、目標の固有振動数を満足する質量  $m$  を求めるので、質量  $m$  を修正して影響係数を計算し直し、反復計算法で固有振動数を求める作業を目標の固有振動数になるまで繰り返す。また、図 7-4(1) の振動系で決めた質量を既知として、密巻部の質量(図 7-4(2) の  $m_4$ ) と動弁系の修正質量(図 7-4(3) の  $m_1$ ) を同じようにして求める。

## 7.4 直動式動弁系の計算例

### (1) エンジン設計回転数付近の動弁系振動

カムで直接タペットを押下げてバルブを開く直動タイプの動弁系振動を計算した例を示す。この振動系には密巻部を含んだ6質点のバルブスプリング、バルブクリアランスを持ったカムとバルブシートを含めている。また、バルブスプリングにはセット荷重  $f_0(N)$  を与えている。

図7-5は設計上限のエンジン回転速度(7500rpm)での計算例を示している。強制外力としてバルブクリアランスを含めたカムリフト量をカム部に与えている。図7-5(b)に示した動弁系荷重はバルブ加速度に動弁系質量を掛けた値である。この動弁系荷重はスプリングの静荷重(設計値)に対して十分余裕を持っているが、このエンジン回転速度ではスプリングがかなり励振されており、スプリングの動荷重との余裕が小さいタイミングがある。エンジン回転速度をさらに上げると、スプリング力で動弁系荷重を支えきれなくなるタイミングが直ぐに現れると推察できる。スプリングの下端( $k_7$ )は密巻になっているので、図7-5(c)に示すように、バルブ着座時に線間が開いたり閉じたりしてスプリングの振動を減衰させている。線間が閉じるタイミングで、線同士の接触による衝撃荷重が発生している様子が分かる。また、スプリングの両端の荷重( $k_7$ と $k_7$ )は逆位相に振動している。

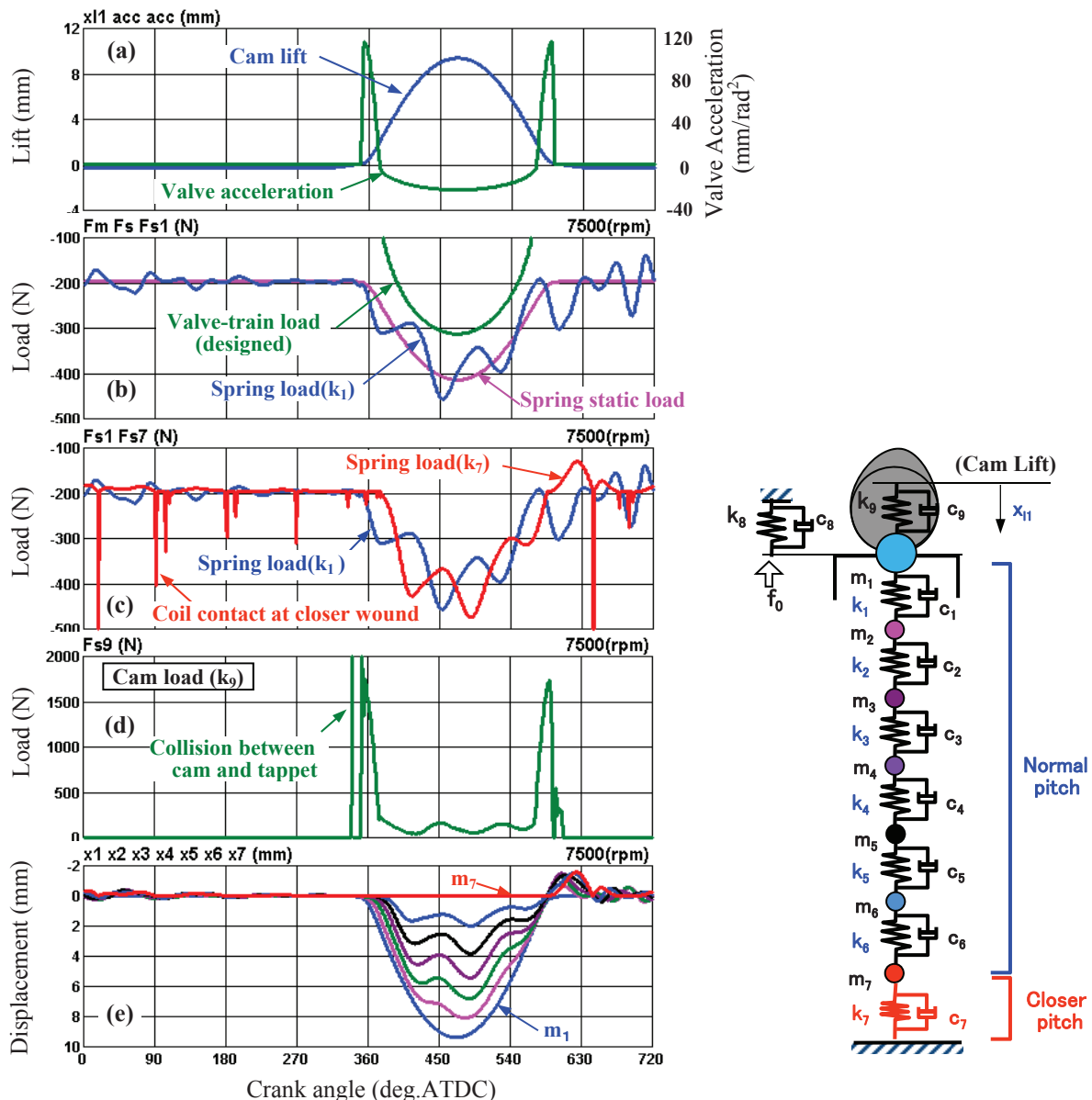


Fig.7-5 Example of direct acting valve-train calculation (7500rpm)



(2) ジャンプ発生時のシミュレーション

設計回転速度(7500rpm)を超えてエンジンを運転すると、ある回転速度からジャンプと呼ばれる現象が起こる。これは、バルブスプリングが動弁系荷重を支えきれなくなるタイミングが発生し、タペットがカム面から離れる現象を指す。ジャンプが発生し始めたエンジン回転速度での動弁系挙動を図 7-6 に示す。図 7-6(a)のカムリフトとバルブリフト( $m_1$ の変位)を重ねた線では差が判別し難いので、図 7-6(b)に両者の差とバルブリフトを拡大して示す。これによると、最大リフトの前後で2度の小さなジャンプが発生していることが分かる。図 7-6(c)に示すように、スプリング荷重の変動により動弁系荷重を支えきれなくなるタイミングが発生し、そこでジャンプが起こっている。引張りに対してカムのバネ要素が荷重を発生しないようにバネ定数を0に切り替えているため、ジャンプを再現することができる。図 7-6(d)のカム荷重( $k_9$ )を見ると、ジャンプで一旦離れたタペットがカム面に戻るタイミングで衝撃荷重が発生していることが分かる。また、バルブリフトを拡大した図 7-6(b)からは、僅かな変位量ではあるが、バルブ着座時にバウンスが発生し減衰していく様子が分かる。バウンスとは、バルブが速度(ランブ速度)を持ってバルブシートに着座するとき、その衝撃をシートで吸収しきれずに飛び跳ねる現象を言う。

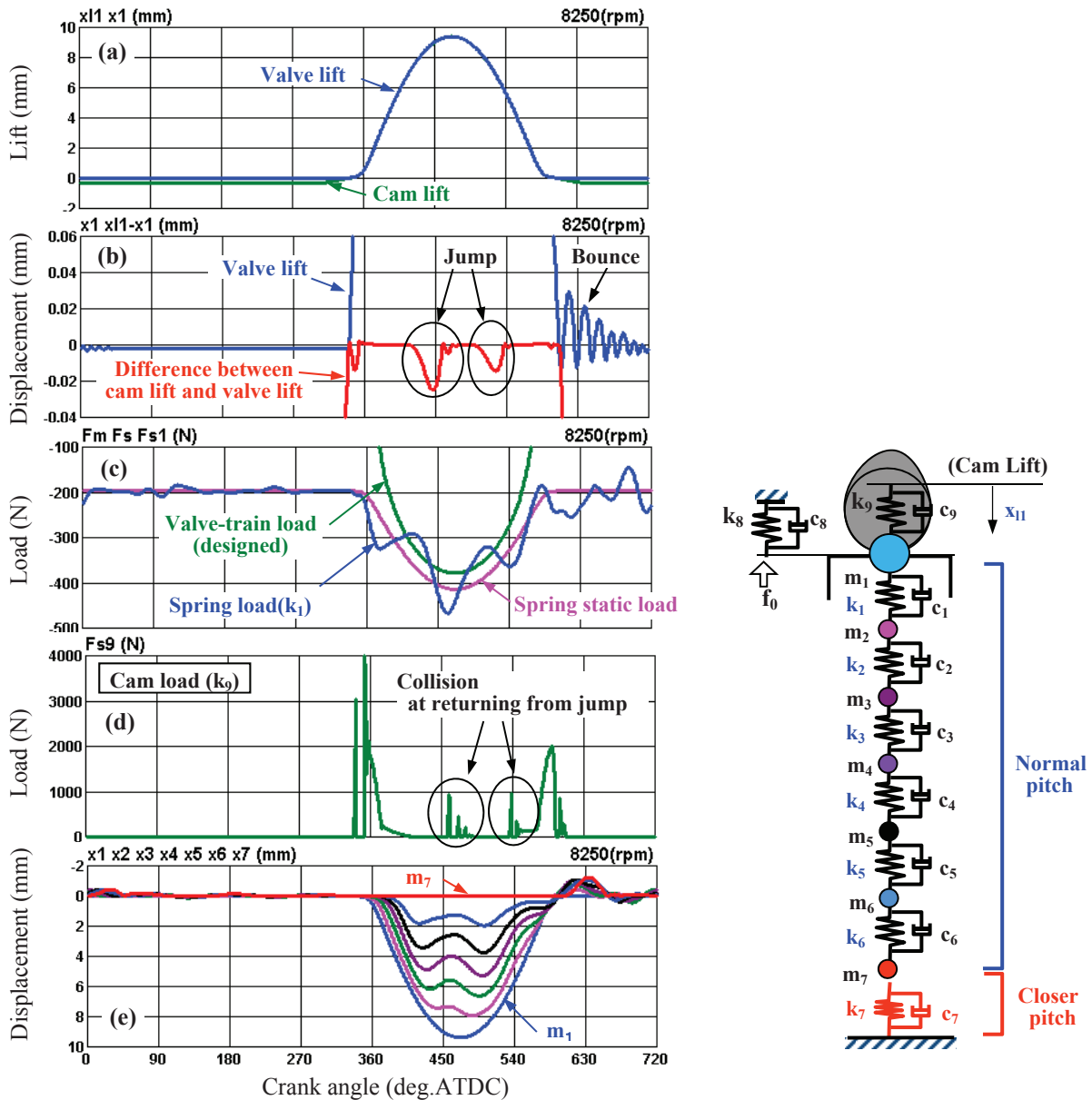


Fig.7-6 Example of direct acting valve-train calculation (8250rpm)

### (3) スプリングの線間接触時のシミュレーション

さらにエンジン回転速度を上げるとスプリング力で動弁系荷重を支えきれなくなり、図 7-7(a)に示すようなカムリフトを大きく上回るジャンプが発生する。こうなるとバルブは設定したリフト通りに作動せず、ランプ速度を越えてバルブシートに着座するため大きなバウンスが発生する。このバウンスは徐々に減衰するものの着座期間を通して持続する。大きなジャンプが発生するとバルブリフト量が大きくなり設定よりもバルブスプリングを押し下げる。そして、スプリングの内部で生じている振動と相まって線材同士が衝突する線間接触が発生する。図 7-7(c)と(d)に線間が0になる様子を、図 7-7(b)に線材の接触によって衝撃荷重が発生する様子を示している。この線間接触を再現するため、設定した質点間の距離より縮むと大きなバネ定数に切り替えて計算を行うように設定している。

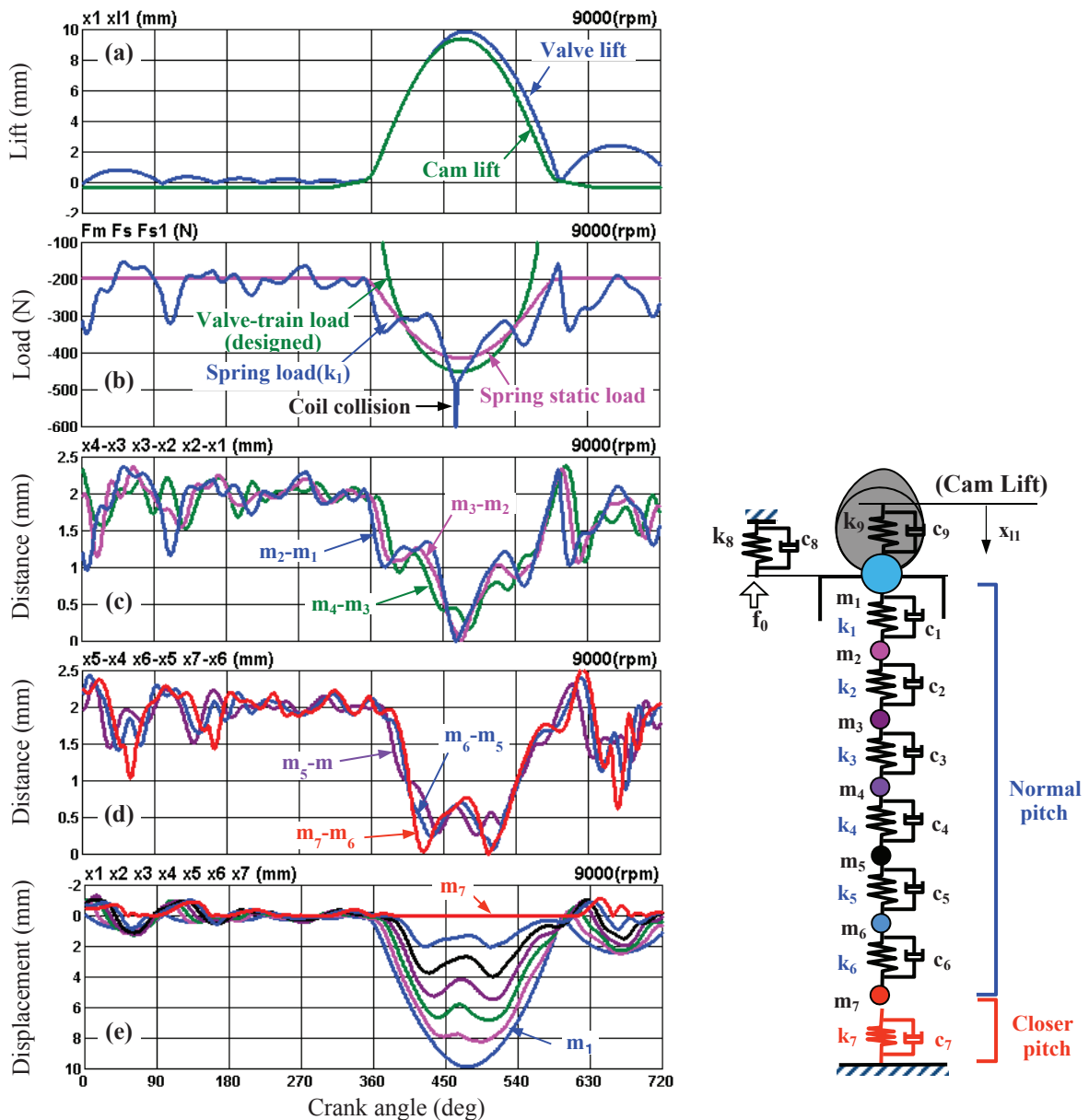


Fig.7-7 Example of direct acting valve-train calculation (9000rpm)

### 7.5 スイングアームを持つ動弁系の計算例

この計算コードは、スイングアームのようなロッカー比を持った要素を特別な質点として取り扱う機能を持っている。図 7-8 にロッカー比 1.4(一定)のスイングアームを含めた振動系を計算した例を示す。この振動系モデルでは、バルブのステム部をバネ要素、ヘッド部を質量要素としてモデル化している。図 7-8(a)のようにバルブリフトはカムリフトに対してロッカー比倍に、図 7-8(d)のようにスイングアームのカム側の正加速度荷重がバルブ側のロッカー比倍になる。カムとスイングアーム間にバルブクリアランスを与え、カムとスイングアーム間のバネ要素( $k_{11}$ )、および、スイングアームとバルブ間のバネ要素( $k_{10}$ )に非線形性を持たせて圧縮のみ荷重を伝えるようにしている。これにより、バルブ着座時にバルブクリアランス内をスイングアームが上下している様子を図 7-8(b)のように再現することができる。また、図 7-8(c)に示すように、バルブステムにはバルブ着座時にスプリングセット荷重の引っ張りが、リフト時にバルブヘッド部の質量にバルブ加速度を乗じた力が加わり、着座のタイミングでバルブステムとバルブシートに衝撃荷重が発生する。

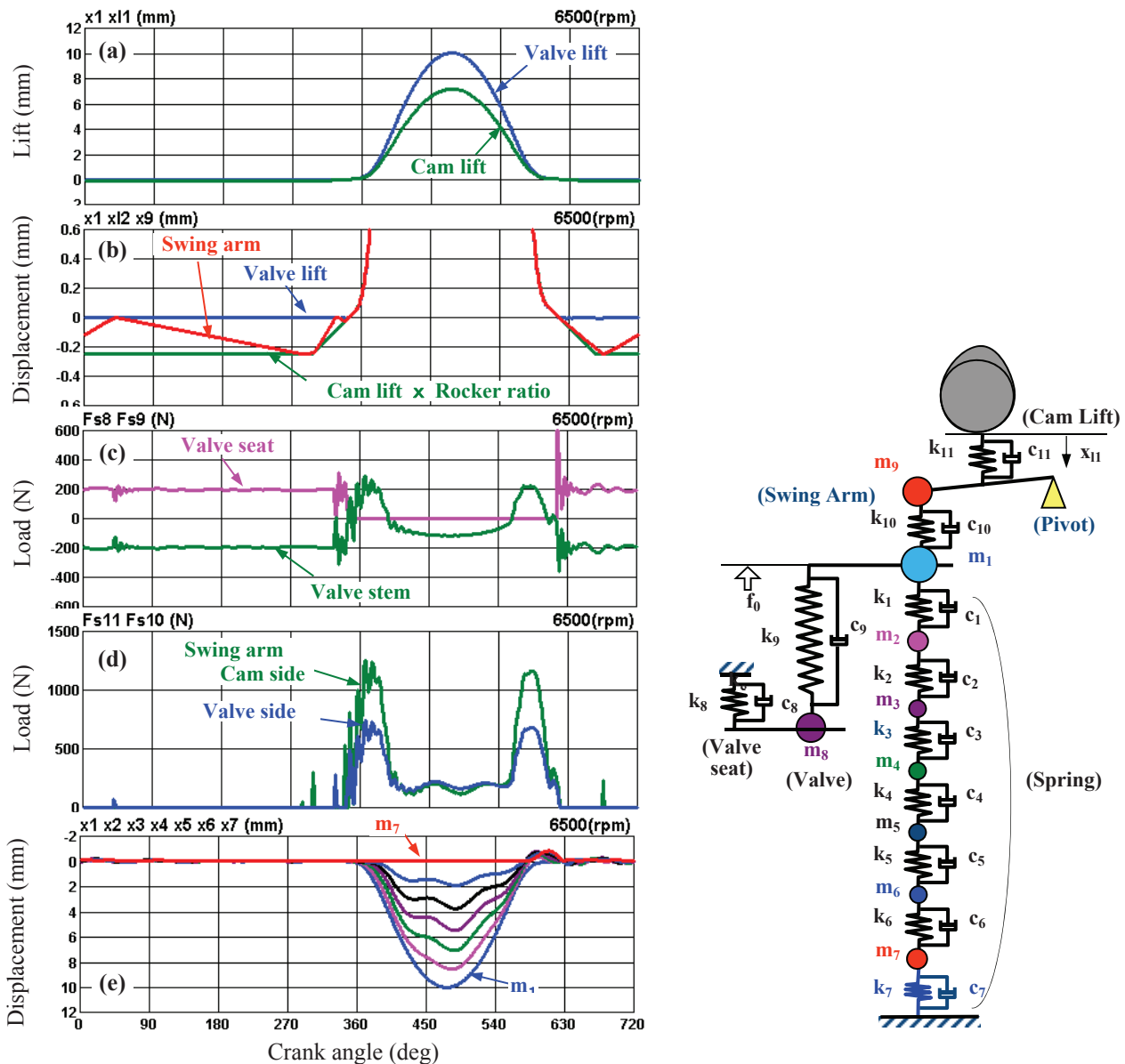


Fig.7-8 Example of swing arm type valve-train calculation (Rocker ratio 1.4)

## 7.6 スプリング振動のアニメーション表示

クランク角を横軸に取りスプリングの変位を示した図 7-5(e)から、スプリングの線材がどのように振動しているかをイメージすることは難しい。そこで、視覚的に現象を理解できるようにスプリングの振動をアニメーション表示するソフトウェアを用意した。

図 7-9 は、7.4 節(1)項の直動式動弁系における 7500rpm 運転でのスプリング挙動を示したものである。この図に示したスプリングの画像を見ると、バルブリフトが始まると先ずスプリングの下端が縮む様子や、戻る時はスプリングの上端から開いていく様子が観察できる。また、バルブが着座したタイミングから少し遅れて密巻部が開く現象を理解することができる。

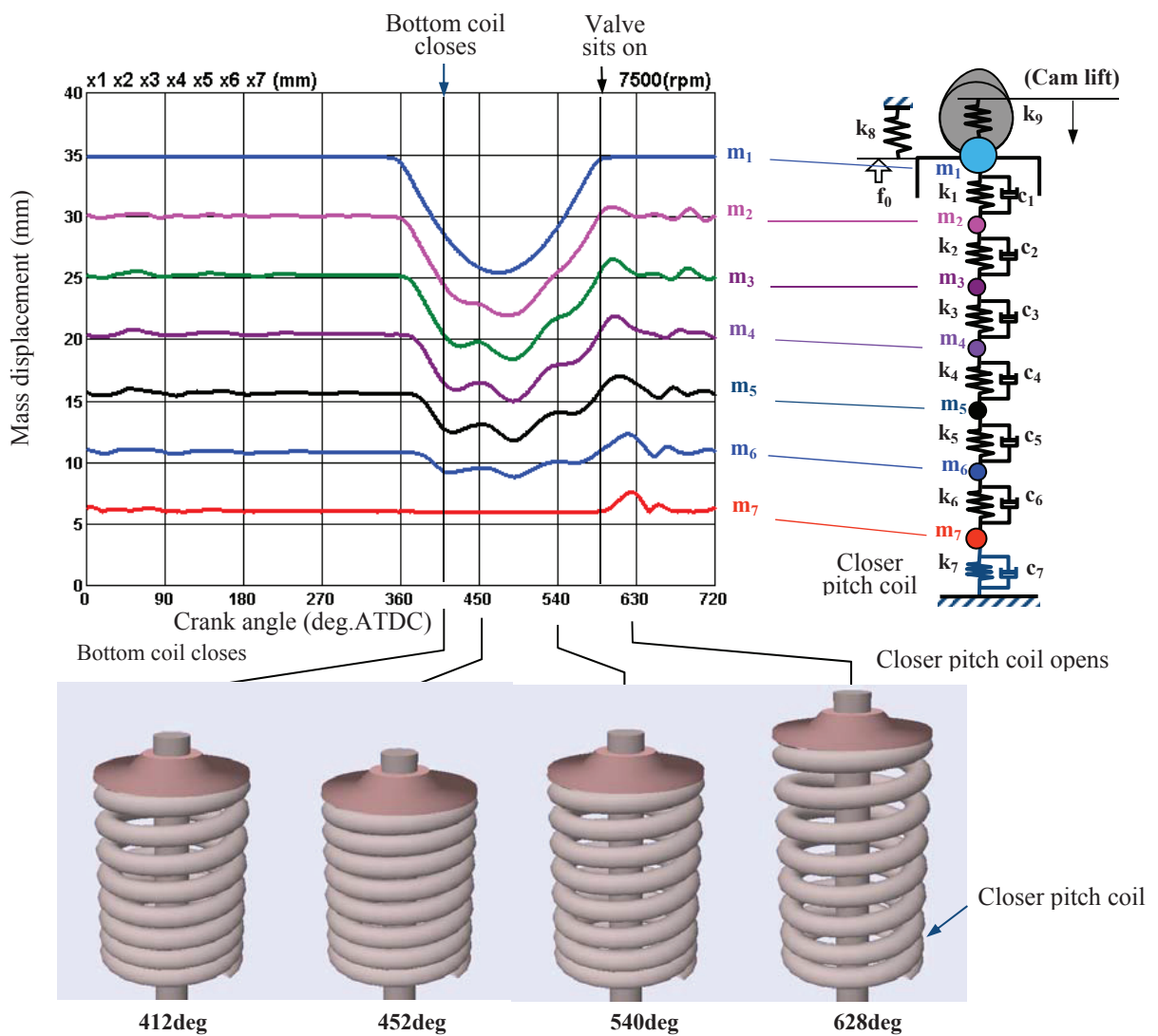


Fig.7-9 Spring movement animation of direct acting type (7500rpm)

## 7.7 ユーザーインターフェースの開発

第2章のエンジン性能シミュレータと同様、操作性を高めるため VisualC++™ を使って Windows™ アプリケーションを作成する方法で GUI(Graphical User Interface)環境を独自に整備した。主に利用する操作パネルを図 7-10 に示している。まず、右上のパネル(B)でマウスを使い動弁系要素を繋ぎ合わせて入力データを完成させ、操作パネル(A)の[RUN]ボタンを押して計算を実行する。計算終了後[GraphMaker]ボタン押して左下のパネル(C)を立ち上げ、計算結果を即座に観察できるようになっている。

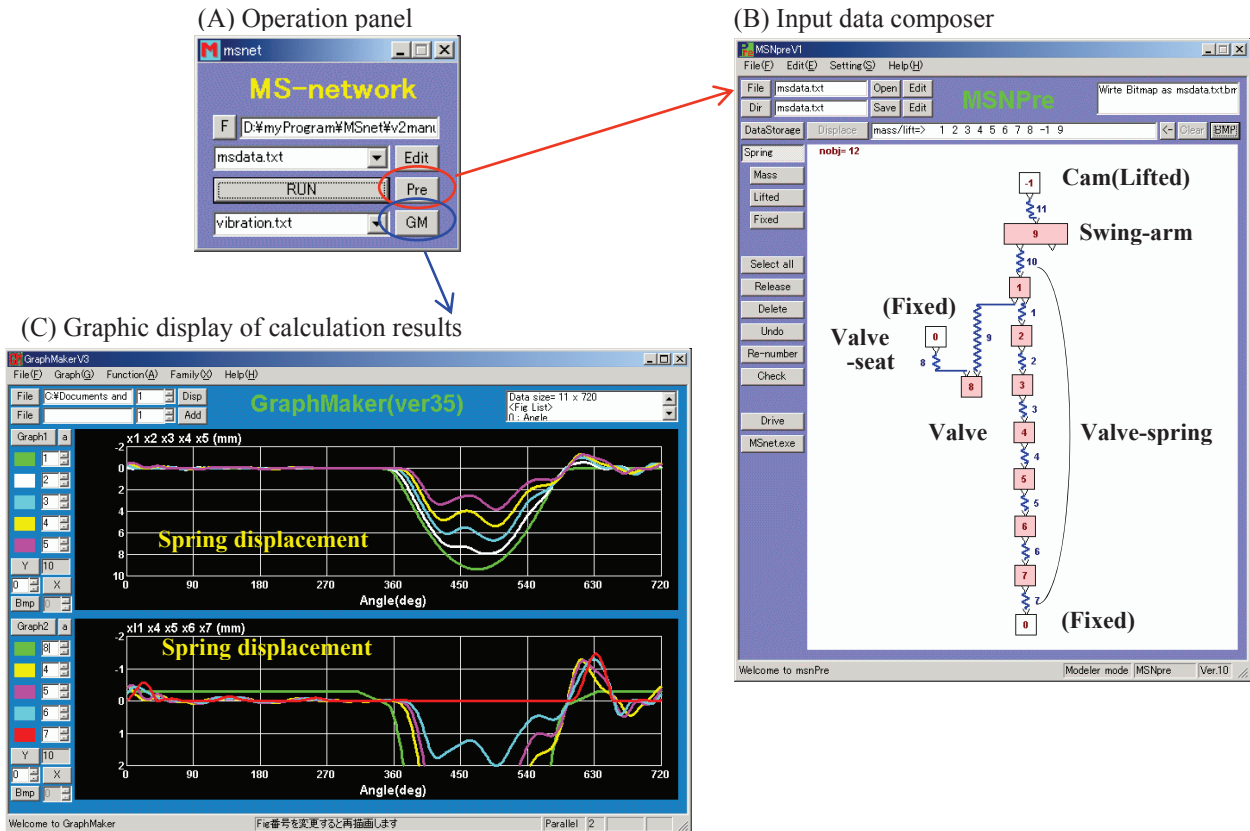


Fig.7-10 GUI for valve-train simulator

## 7.8 結 言

エンジン性能シミュレータを使って見つけ出した最大限に出力を引き出せるバルブタイミングが、設計的に成り立っているか否かを即座に見極めることを目指して動弁系振動計算コードを開発した。この計算では動弁系特有のジャンプやバウンスなどで非線形バネ定数を取り扱う必要があるため、陰解法の差分で振動を解く方法を取り入れた。また、バルブスプリングの多質点モデルを容易に作成できるソフトウェアも開発した。この計算コードを利用することにより、実績のあるバルブタイミングに対してどの程度有利か不利かを判断できるものの、動弁系の振動はエンジン回転速度に対する感度が高く微妙なため、試験を省略できるまでには到っていない。しかし、この計算コードは操作パネル上でスプリングと質量などを組み合わせて振動系の入力データを作成できるなど取り扱いが容易で、バルブスプリングの振動をアニメーション表示する機能を備えているので、設計者が簡単に利用して設計対象の動弁系振動を容易にイメージできるメリットは大きいと考えている。



市販のソフトウェアの充実により，計算対象の物理現象や計算アルゴリズムを十分に理解せず見当違いの結果を出す CAE 技術者が多くなっている．これを避けるために，このような比較的簡単な計算対象については独自にコーディングする必要性を感じている．これからもこの取り組みを続けていきたい．なお，この計算で必要になる自動車用カムの設計計算法を付録 J に記載した．

## 参考文献

- (7-1) 藤本昌弘, 東博文, 大澤範貢, 中井英雄, 水上外喜市: 直動式動弁系の動的解析によるバルブジャンプ予測, 三菱自動車テクニカルレビュー, NO. 14, p. 20-25 (2002).
- (7-2) 日本機械学会編: 流れの数値シミュレーション(初版), コロナ社, p. 57-59 (1987).
- (7-3) 北郷薫, 玉置正恭: 機械振動学 基礎と応用(第2版), 工学図書, P. 84-92 (1980).

## 第8章 結 論

エンジンの性能は、種々の設計パラメータによって敏感に特徴を変える微妙なものであり、開発コンセプトに合致した低燃費かつ低排出ガス性能を満足するエンジンを開発するには、多大な仕事量が必要になるため CAE を使った開発支援が重要である。また、エンジンの性能を設計段階で予測できることはエンジン技術者にとっての究極の目標でもある。計算機の性能向上は目覚しく、この研究を開始した 30 年前(1980 年代)はスーパーコンピュータを利用できる僅かな技術者しか三次元流動計算を手掛けることができなかった。しかし、今日では安価なパソコンでも三次元流動計算に化学反応計算まで加えて燃焼計算を行い、エンジン性能を評価できるようになってきた。そこで、この技術革新をエンジン開発に取り入れるべく「コンピュータによる仮想エンジンの実用化研究」に取り組んできた。その結果、大きく次のような成果が得られた。

- (1)エンジン性能シミュレータを利用することによって、従来の試作と試験を繰り返すだけの開発から、予め設計コンセプトを満たす設計パラメータを絞り込んでから開発を行う方法に切り替えることができた。この方法を取ることで、開発期間の大幅な短縮と開発コスト低減を実現することができる。
- (2)ディーゼル燃焼計算コードの開発によって、エンジン出力を最大に引き出す燃料噴射パターンと燃焼室形状を計算で設定できるようになった。また、NO と Soot が精度良く予測できるようになり、ディーゼルエンジン開発で負担の大きい排出ガス規制適合作業への利用に目処がついた。これにより開発期間の大幅な短縮とより細かな制御設計が期待できる。
- (3)独自に開発した最適化計算システムを使って、CAE によるフロントローディングを開発業務に展開できるようになった。

以下に、本研究で得た結果を章ごとに示す。

第 2 章では、一次元吸排気脈動計算でシリンダーに充填される空気量を見積もり、燃焼モデルでエンジン出力を計算するエンジン性能シミュレータを開発し、その計算例について示した。この計算コードの核である圧力脈動計算には半陰解法を使った有限体積法を導入して、実用的な精度で安定した計算を実現した。燃焼計算には二領域燃焼モデルを取り入れ、化学平衡計算で既燃部の化学組成を求めて発熱量を精度良く計算することによりエンジン出力の予測精度を向上させた。これに付随して第 3 章では、ガソリンエンジンの高圧縮比化に対応するため、化学反応計算で簡略化素反応モデルを解く方法を使って未燃部の化学組成を求め、圧縮行程での低温酸化反応による発熱現象を再現できるようにした。これにより、ノッキング現象の発生予測精度を高めた。

第 4 章では、エンジン性能シミュレータで計算される吸排気開放端の流速変動から吸排気吐出音を計算する方法を開発した。これにより、試作する前に吸気系に取り付けるレゾネータの最適な配置と仕様を絞り込めるようになり、これを利用した実例などを示した。

第 5 章には 5 節に分けて「ディーゼル燃焼計算の実用化研究」の詳細を記載した。5.2 節では、当量比と温度をパラメータに整理した平衡状態の化学種のモル分率マップを利用することにより、燃焼計算の超高速化を実現した。5.3 節では、エンジン性能シミュレータとリンクする計算システムを取り入れて、図示平均有効圧でエンジン性能を評価できるようにした。5.4 節では、化学反応計算と化学平衡計算をディーゼル燃焼計算に組み込んで比較した結果から、化学反応計算を利用する必要がある運転領域を明確にした。その結果、パイロットや早期のプレ噴射を行う場合は、低温酸化反応による発熱を考慮するため計算負荷の高い化学反応計算を使う必要があることが分かった。5.5 節では、化学反応計算の計算速度を実用レベ

ルまで高めるための計算アルゴリズムの改良を行った。また、化学反応計算の一部を化学平衡計算に置き換える方法を提案し、この方法を使うことにより計算時間を半減できることを示した。5.6 節では、NO と Soot の予測精度を高める研究を行い、高 EGR 中負荷運転時の NO-Soot トレードオフ曲線まで予測できるようにした。

第6章では、エンジン開発のフロントローディングに欠かせない最適化計算システムを開発した。また、第7章では、陰解法の差分による振動計算法を取り入れた動弁系振動計算コードを開発した。

仮想エンジンの構築を目指して研究を行ってきたが、まだ解明すべき問題が幾つか残っている。その一つがガソリン燃焼を大きく作用する火炎伝播速度である。ガソリンエンジンはエンジン回転速度の上昇にほぼ比例して火炎伝播速度が高くなる特徴がある。そのため、高いエンジン回転速度でも運転することができ大きな出力が取り出せる。これは、シリンダー内に導入される空気の流速が高くなり強い乱れが発生して火炎伝播が促進されるためである。今後は、この現象のモデル化と計算コードへの組み込みに全力を注ぎたいと考えている。

エンジン内に現れる様々な現象は一見して複雑で理解することが困難のように思われるが、それは多くの事象が重なり合っているからであることを、CAE を使ったエンジン性能予測の研究に長年携わったお陰でようやく開眼した次第である。15 世紀にガリレオ(Galileo Galilei)が「自然という書物は数学の言葉で書かれている」と語り<sup>(8-1)</sup>、それを 16 世紀にニュートンが微分方程式を発明して実証したように、個々の物理現象は極めてシンプルである。そして、CAE を利用することによりこのシンプルな物理現象を重ね合わせることができ、実現象を再現することができる。しかしながら、まだ数式化ができていない物理現象が多いのも事実であり、実験に基づく経験的なモデルを作成して利用することもしばしば必要になる。これらの現象についても近い将来、解き明かされるものと確信している。

今日のエンジンがもたらしている恩恵をこれからも継続して得るため、限りあるエネルギー資源を有効に利用する必要がある。私も「コンピュータによる仮想エンジンの実用化研究」を通して、エンジンの燃費と排出ガス性能の更なる向上の一助になりたいと切望している。

## 参考文献

(8-1) 原岡喜重, オイラーの方程式が分かる(第1版), 講談社, p. 3-4 (2013).

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり、丁寧にご指導して下さった鳥取大学大学院工学研究科 機械宇宙工学専攻 川添博光教授に心より感謝致します。社会人ドクターとしてやって行けるか悩んでいたおり、三菱自動車工業(株)の良き友人である柳本憲男氏と上司の山本茂雄氏に背中を押され、そして、川添先生に暖かく迎え入れて頂き、本論文まで導いて頂いたことに改めて御礼申し上げます。また、本論文作成に当たりまして、大澤克幸教授、小田哲也准教授にきめ細かなご指導を頂いたことに心より御礼申し上げます。

第2章に示したエンジン性能シミュレータの開発にあたっては、三菱自動車工業(株) 渡邊哲也氏、口田征人氏の協力と、当時の上司であった安東弘光氏のご助言が欠かせなかったと深く感謝しております。また、三菱重工業(株) 土佐陽三氏、石田裕幸氏から親切なご指導を受けたことを忘れることはできません。

第5章のディーゼル燃焼計算の実用化では、三菱自動車工業(株) 口田征人氏、林伸治氏の協力が欠かせませんでした。このディーゼル燃焼計算コードのベースである KIVA-Waseda コードを快く提供して下さった早稲田大学 大聖泰弘教授、草鹿仁教授、また、この計算コードの導入にあたってご指導して下さった早稲田大学の皆様、三菱重工業(株) 遠藤浩之氏、今森祐介氏に感謝しております。

第3章と第5章の簡略化素反応モデルの実用化では、私の化学的知識の乏しさを補って協力をして下さった福井大学 酒井康行講師に深く感謝致します。

第4章に記載した吸排気吐出音の研究は、三菱自動車工業(株) 口田征人氏の惜しみない協力を得て完成に至りました。また、吸気吐出音に影響するレゾネータの研究に関して、当時丸五ゴム工業(株) 井山英男氏に協力して頂いたことに感謝致します。

職場である三菱自動車工業(株)においては、社会人ドクターとしての取り組みに関して、ご理解とご支援を頂いた開発本部副本部長 山本茂雄氏、パワートレイン研究部長 信ヶ原恵氏、および、パワートレイン研究部の先輩、同僚と配下の諸君に厚く御礼申し上げます。

最後に、私の技術者としての夢を叶えることを承諾してくれて、暖かく見守り続け励ましてくれた妻の郁子に心より感謝致します。

## 付録 A 特性曲線法の導出

筒内にどれだけ空気を導入できるかを精度良く予測するには、吸排気管内の圧力脈動を知る必要がある。初期のエンジン性能シミュレータでは、計算負荷が低い特性曲線法を用いて圧力脈動を計算した。コンピュータが無い時代の技術者は、この特性曲線法を用いて圧力波の伝播の様子を図化して求めていた。そして、コンピュータが身近な存在になり、いち早く計算コード化されたものの一つである。ここでは、この特性曲線法の原理と計算方法について記載する。

### A.1 特性曲線法の計算概念

1次元の非粘性圧縮性流体の流れを表す方程式は下記の3式<sup>(A-1)</sup>になる。

(質量保存式)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (a.1)$$

(運動量保存式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (a.2)$$

(エネルギー保存式)

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + a^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (a.3)$$

ここで、 $x$ は距離(m)、 $t$ は時間(s)、 $u$ は流速(m/s)、 $p$ は圧力(Pa)、 $\rho$ は密度(kg/m<sup>3</sup>)、 $a$ は音速(m/s)である。

この偏微分式から3本の特性線①、②、③が取り出せる。(a.4)式の圧力伝播(特性線①、②)に沿って状態量(a.5)式が保存され、

$$\frac{dx}{dt} = u \pm a \quad (a.4)$$

$$\frac{du}{dt} = \mp \frac{1}{\rho a} \frac{dp}{dt} \quad (a.5)$$

(a.6)式の粒子の移動(特性線③)に沿って状態量(a.7)式が保存される。この導出についてはA.2で述べる。

$$\frac{dx}{dt} = u \quad (a.6)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{a^2} \frac{dp}{dt} \quad (a.7)$$

また、特性線上では(a.5)式より、① $dx/dt = u + a$ に沿って(a.8)式が、② $dx/dt = u - a$ に沿って(a.9)式が成り立つ。

$$u_4 = u_1 - \frac{p_4 - p_1}{\rho_1 a_1} \quad (a.8)$$

$$u_4 = u_2 + \frac{p_4 - p_2}{\rho_2 a_2} \quad (a.9)$$

(a.8)式と(a.9)式から、時間ステップ $dt$ 後の流速 $u_4$ と圧力 $p_4$ は(a.10)、(a.11)式で表せる。添字は図A-1内の記号に対応している。

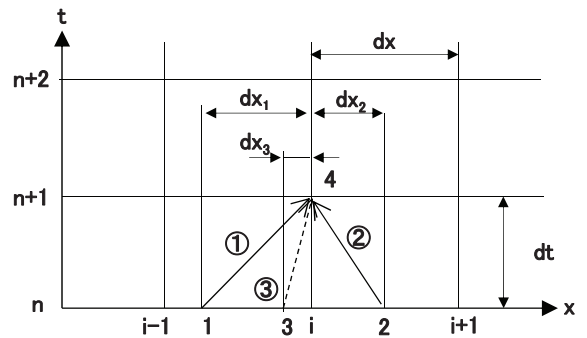


Fig. A-1 Calculation schematic for method of characteristics



$$u_4 = \frac{\rho_1 a_1 u_1 + \rho_2 a_2 u_2 + p_1 - p_2}{\rho_1 a_1 + \rho_2 a_2} \quad (a.10)$$

$$p_4 = \frac{u_1 - u_2 + \frac{p_1}{\rho_1 a_1} + \frac{p_2}{\rho_2 a_2} u_2}{\frac{1}{\rho_1 a_1} + \frac{1}{\rho_2 a_2}} \quad (a.11)$$

③  $dx/dt=u$  に沿って (a.12) 式が成り立つので時間ステップ  $dt$  後の密度  $\rho_4$  は (a.12) 式で表せる.

$$\rho_4 = \rho_3 + \frac{p_4 - p_3}{a_3^2} \quad (a.12)$$

ここで, 添字 1, 2, 3 を付けた  $u, p, \rho, a$  を直線補間で求める. そのため, 特性線①②③に沿った移動量  $dx_1, dx_2, dx_3$  が必要になる.

(a) 特性線①に沿った移動量  $dx_1$

移動量  $dx_1$  は (a.13) 式と (a.14) 式を (a.4) 式に代入して得た (a.15) 式になる. ここで, 添字  $i$  で示す物理量は時間  $n$  の値を示す.

$$u_1 = \frac{dx_1 u_{i-1} + (dx - dx_1) u_i}{dx} \quad (a.13)$$

$$a_1 = \frac{dx_1 a_{i-1} + (dx - dx_1) a_i}{dx} \quad (a.14)$$

$$dx_1 = \frac{(u_i + a_i) dx}{\frac{dx}{dt} + (u_i + a_i) - (u_{i-1} + a_{i-1})} \quad (a.15)$$

(b) 特性線②に沿った移動量  $dx_2$

移動量  $dx_2$  も特性線①に沿った計算法と同様に (a.16) 式になる.

$$dx_2 = \frac{(u_i - a_i) dx}{-\frac{dx}{dt} + (u_i - a_i) - (u_{i+1} - a_{i+1})} \quad (a.16)$$

(c) 特性線③に沿った移動量  $dx_3$

移動量  $dx_3$  は,  $u_4$  を算出した後で (a.17) 式で求める.

$$dx_3 = u_4 dt \quad (a.17)$$

具体的な特性曲線法の計算手順は以下のようになる.

- 1) (a.15), (a.16) 式で時間ステップ中の移動量  $dx_1, dx_2$  を計算する.
- 2) 添字 1, 2 で示す点の  $u_1, p_1, \rho_1, a_1, u_2, p_2, \rho_2, a_2$  を補間して求める.
- 3) (a.10), (a.11) 式で添字 4 に示す点の  $u_4, p_4$  を求める.
- 4) (a.17) 式と  $u_4$  で時間ステップ中の移動量  $dx_3$  を計算する.
- 5) 添字 3 で示す点の  $u_3, p_3, \rho_3$  を補間して求める.
- 6) (a.12) 式と  $p_4$  から添字 4 で示す点の  $\rho_4$  を求めて  $a_4$  を計算する.
- 7) この  $u_4, p_4, \rho_4, a_4$  を次の時間ステップの  $i$  位置の値にして計算を繰り返す.

## A.2 特性曲線の導出

(a.4)式と(a.6)式に使った特性曲線と(a.5)式と(a.7)式に示した常微分式を導出する。まず、(a.1), (a.2), (a.3)式を行列の形に書き改めると次の(a.18)式のように記述できる<sup>(A-2)</sup>。

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x} = 0 \quad (\text{a.18})$$

ここで、行列  $\mathbf{W}$  は(a.19)式、行列  $\mathbf{A}$  は(a.20)式である。

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \rho \\ u \\ p \end{pmatrix} \quad (\text{a.19})$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} u & \rho & 0 \\ 0 & u & \frac{1}{\rho} \\ 0 & a^2 \rho & u \end{pmatrix} \quad (\text{a.20})$$

この  $\mathbf{A}$  行列の固有値解析を行なうと(a.21)式から3つの固有値  $u, u-a, u+a$  が存在していることが分かる。

$$\mathbf{A} - \lambda \mathbf{I} = \begin{vmatrix} u - \lambda & \rho & 0 \\ 0 & u - \lambda & \frac{1}{\rho} \\ 0 & a^2 \rho & u - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

$$(u - \lambda)(u + a - \lambda)(u - a - \lambda) = 0 \quad (\text{a.21})$$

この固有値  $u+a, u-a, u$  に沿って値が保存されているので全微分に書き改めることができる。

$u \pm a$  に沿って(a.2)式と(a.3)式の全微分を取ると  $u$  に対して(a.22)式が、 $p$  に対して(a.23)式が求まり、両者から(a.5)式を導くことができる。

$$\left( \frac{du}{dt} \right)_{u \pm a} = \frac{\partial u}{\partial t} + (u \pm a) \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \pm a \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \pm a \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{a.22})$$

$$\left( \frac{dp}{dt} \right)_{u \pm a} = \frac{\partial p}{\partial t} + (u \pm a) \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} \pm a \frac{\partial p}{\partial x} = -a^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} \pm a \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{a.23})$$

$$\frac{du}{dt} = \mp \frac{1}{\rho a} \frac{dp}{dt} \quad (\text{a.5})$$

$u$  に沿って(a.1)式と(a.3)式の全微分を取ると  $\rho$  に対して(a.24)式が、 $p$  に対して(a.25)式が求まり、両者から(a.7)式が導かれる。

$$\left( \frac{d\rho}{dt} \right)_u = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{a.24})$$

$$\left( \frac{dp}{dt} \right)_u = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} = -a^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{a.25})$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{a^2} \frac{dp}{dt} \quad (\text{a.7})$$

### A.3 圧縮性流体の保存式

圧縮性流体のオイラー (Euler) 方程式から (a. 1), (a. 2), (a. 3) 式の保存式への導出について述べる. このオイラー方程式は, 時間方向の保存変数ベクトル  $\mathbf{Q}$  とこれに対する流束ベクトル  $\mathbf{E}$  を使って (a. 26) 式のように表示できる.  $\mathbf{Q}$  ベクトルは (a. 27) 式,  $\mathbf{E}$  ベクトルは (a. 28) 式である.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} = 0 \quad (\text{a. 26})$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{pmatrix} \quad (\text{a. 27})$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{pmatrix} \quad (\text{a. 28})$$

ここでは,  $e$  で単位体積当たりの全エネルギー ( $\text{J}/\text{m}^3$ ) を表すと, 圧力との関係は (a. 29) 式になる.  $\kappa$  は比熱比を示す.

$$e = \frac{1}{\kappa - 1} p + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (\text{a. 29})$$

この (a. 26) 式を行ごとに展開して (a. 1), (a. 2), (a. 3) 式を求める.

(質量保存式)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{a. 1})$$

(運動量保存式)

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} &= 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + 2\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + u^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + u \left( -u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial p}{\partial x} + 2\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + u^2 \frac{\partial \rho}{\partial x} &= 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{a. 2})$$

(エネルギー保存式)

ここでは, まず (a. 29) 式で  $e$  を消去してから展開する.

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial((e + p)u)}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial \left( \frac{1}{\kappa - 1} p + \frac{1}{2} \rho u^2 \right)}{\partial t} + \frac{\partial \left( \frac{\kappa}{\kappa - 1} p u + \frac{1}{2} \rho u^3 \right)}{\partial x} &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{k-1} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{2} u^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{k}{k-1} u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{k}{k-1} p \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{3}{2} \rho u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} u^3 \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \\
& \frac{1}{k-1} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{2} u^2 \left( -u \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \rho u \left( -u \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{k}{k-1} u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{k}{k-1} p \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{3}{2} \rho u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} u^3 \frac{\partial \rho}{\partial x} \\
& = 0 \\
& \frac{1}{k-1} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{1}{2} u^3 \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{1}{2} \rho u^2 \frac{\partial u}{\partial x} - \rho u^2 \frac{\partial u}{\partial x} - u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{k}{k-1} u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{k}{k-1} p \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{3}{2} \rho u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} u^3 \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0 \\
& \frac{1}{k-1} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{k-1} u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{k}{k-1} p \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\
& \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + k p \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \\
& \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + a^2 \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{a.3}
\end{aligned}$$

ここでは、音速  $a$ (m/s) を(a.30)式で記述している。

$$a = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} \tag{a.30}$$

## 参考文献

- (A-1) 大住敏彦, 吉岡定七: ガス交換過程シミュレーションによる吸気音予測 予測精度向上の検討, 第10回内燃機関合同シンポジウム講演論文集, p157-162.
- (A-2) 藤井孝蔵: 流体力学の数値解法, 東京大学出版会, p.102-103 (1994).

## 付録 B 2step Lax-Wendroff 法による計算方法

付録 A.3 で示した圧縮性流体のオイラー (Euler) 方程式から話しを進める. もう一度, (b.2) 式の変数ベクトル  $\mathbf{Q}$  と (b.3) 式の流束ベクトル  $\mathbf{E}$  を使ってオイラー方程式 (b.1) 式を記述する.

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} = 0 \quad (b.1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{pmatrix} \quad (b.2)$$

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (e + p)u \end{pmatrix} \quad (b.3)$$

ここで,  $t$  は時間 (s),  $x$  は長さ (m),  $\rho$  は密度 ( $\text{kg/m}^3$ ),  $p$  は圧力 (Pa),  $u$  は流速 (m/s),  $e$  は単位体積当たりの全エネルギー ( $\text{J/m}^3$ ) を示し, 圧力との関係は (b.4) 式である. この式の  $\kappa$  は比熱比を示す.

$$e = \frac{1}{\kappa - 1} p + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (b.4)$$

Lax-Wendroff 法<sup>(B-1)</sup> は, 「予測子修正子法」と呼ばれる手法を使って二段階で圧縮性流体を解く計算スキームである. 第 1 step で一次精度の中間的な予測値を計算し, この値を使って第 2 step で次の時間ステップの値を求める. この方法は幾つかの形が提案されているが, その中から Richtmyer<sup>(B-2)</sup> のスキームを採用した. この方法では予測子段階を (b.5) 式で, 修正子段階を (b.6) 式で解く.

(予測子段階)

$$\mathbf{Q}_{i+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{2} (\mathbf{Q}_{i+1}^n + \mathbf{Q}_i^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (\mathbf{E}_{i+1}^n - \mathbf{E}_i^n) \quad (b.5)$$

(修正子段階)

$$\mathbf{Q}_i^{n+1} = \mathbf{Q}_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\mathbf{E}_{i+1/2}^{n+1/2} - \mathbf{E}_{i-1/2}^{n+1/2}) \quad (b.6)$$

ここで, 添字  $i$  はセルの番号を,  $n$  は時間ステップを表わす.  $1/2$  はそれぞれの中間点を示す.

この方法を取ると二次精度での計算が可能になるが, 2.3 節に示したようにオーバーシュートとアンダーシュートが発生するため, 計算に影響を与えない程度に流束を制限するか粘性抵抗を高める方法を取る必要がある.

## 参考文献

(B-1) 大住敏彦, 吉岡定七: ガス交換過程シミュレーションによる吸気音予測 予測精度向上の検討, 第 10 回内燃機関合同シンポジウム講演論文集, p157-162.

(B-2) 日本機械学会編: 流れの数値シミュレーション (初版), コロナ社, p. 104-105 (1988).



## 付録C Riemann 問題の解析解

2.3 節に示した Riemann 問題の解析解の求め方<sup>(C-1)</sup>について記載する。領域番号は図 C-1 に対応する。

領域①:  $x_o + V_s t < x$

$$\rho_1 = \rho_R \quad (c.1)$$

$$u_1 = 0 \quad (c.2)$$

$$p_1 = p_R \quad (c.3)$$

領域②:  $x_o + V_{cd} t < x \leq x_o + V_s t$

$$p_2 = p_R \Phi \quad (c.4)$$

$$u_2 = u_R + a_R \sqrt{\frac{2}{k} \frac{\Phi - 1}{\sqrt{k-1 + (k+1)\Phi}}} \quad (c.5)$$

$$V_{cd} = u_2 \quad (c.6)$$

$$\rho_2 = \rho_R \frac{k-1 + (k+1)\Phi}{k+1 + (k-1)\Phi} \quad (c.7)$$

$$V_s = u_R + \frac{(\Phi - 1)a^2}{k(u_2 - u_R)} \quad (c.8)$$

(c.4)～(c.8)式に含まれる  $\Phi$  は、次の (c.9) 式の関係を満たすように決める。

$$\sqrt{\frac{2}{k} \frac{\Phi - 1}{\sqrt{k-1 + (k+1)\Phi}}} = \frac{2}{k-1} \frac{a_L}{a_R} \left\{ 1 - \left( \frac{p_R}{p_L} \Phi \right)^{\frac{k-1}{2k}} \right\} \quad (c.9)$$

領域③:  $x_o + ((k+1)V_{cd} - a_L)t < x \leq x_o + V_{cd}t$

$$p_3 = p_2 \quad (c.10)$$

$$\rho_3 = \rho_L \left( \frac{p_3}{p_L} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (c.11)$$

$$u_3 = u_2 \quad (c.12)$$

領域④:  $x_o - a_L t < x \leq x_o + ((k+1)V_{cd} - a_L)t$

$$u_4 = \frac{2}{k+1} \left( \frac{x - x_o}{t} - a_L \right) \quad (c.13)$$

$$p_4 = p_L \left( \frac{x_o}{a_L} \right)^{\frac{2k}{k-1}} \quad (c.14)$$

$$a_4 = a_L - \frac{k-1}{2} u_4 \quad (c.15)$$

$$\rho_4 = \rho_L \left( \frac{p_4}{p_L} \right)^{\frac{1}{k}} \quad (c.16)$$

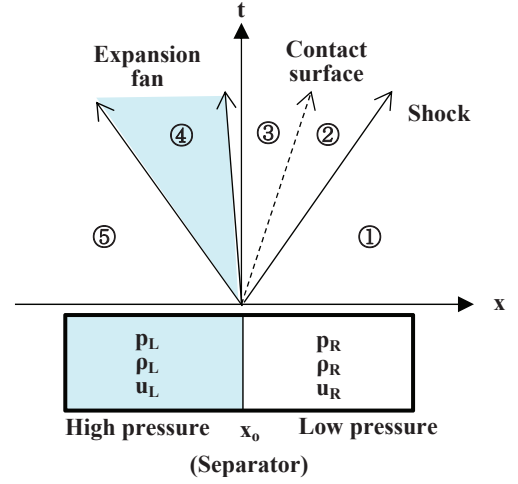


Fig. C-1 Riemann's shock tube problem model

領域⑤ :  $x \leq x_o - a_L t$

$$\rho_5 = \rho_L \quad (c.17)$$

$$u_5 = 0 \quad (c.18)$$

$$p_5 = p_L \quad (c.19)$$

以上の式で,  $x$ は無次元距離,  $t$ は無次元時間,  $u$ は無次元流速(m/s),  $p$ は無次元圧力(Pa),  $\rho$ は無次元密度(kg/m<sup>3</sup>),  $a$ は無次元音速,  $k$ は比熱比を示し, 添字は図 C-1 に示す領域番号, または記号に従う.

## 参考文献

(C-1) 山本和之: CANS1D モデルパッケージ md\_shktb 衝撃波管 ver. 1,

[http://www.astro.phys.s.chiba-u.ac.jp/netlab/cans/cans1d/md\\_shktb/Readme.pdf](http://www.astro.phys.s.chiba-u.ac.jp/netlab/cans/cans1d/md_shktb/Readme.pdf).

## 付録D 円管の熱伝達式と Woschni の熱損失式の理解

### D.1 円管の熱伝達式の導出

エンジン性能シミュレータの脈動計算で利用している円管内の強制対流熱伝達の式の導出について述べる。円管の平均 Nusselt 数  $Nu_m$  は McAdams の実測値<sup>(0-1)</sup> を使えば (d.1) 式で表示できる。

$$Nu_m = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (d.1)$$

この式の  $Re$  は Reynolds 数,  $Pr$  は Prandtl 数である。平均 Nusselt 数は (d.2) 式で, Reynolds 数は (d.3) 式で表される。Prandtl 数は物質と温度に対して決まる値である。

$$Nu_m = \alpha_m \frac{D}{\lambda} \quad (d.2)$$

$$Re = u \frac{D}{\nu} \quad (d.3)$$

ここで,  $\alpha_m$  は平均熱伝達率 (または平均熱伝達係数) ( $W/m^2K$ ),  $D$  は管の直径 (m),  $\lambda$  は熱伝導率 ( $W/mK$ ),  $u$  は流速 (m/s),  $\nu$  は動粘性係数 ( $m^2/s$ ) である。(d.2) 式と (d.3) 式を (d.1) 式に代入し整理すると (d.4) 式になる。

$$\begin{aligned} \alpha_m \frac{D}{\lambda} &= 0.023 \left( u \frac{D}{\nu} \right)^{0.8} Pr^{0.4} \\ \alpha_m &= 0.023 \lambda D^{-0.2} u^{0.8} \nu^{-0.8} Pr^{0.4} \end{aligned} \quad (d.4)$$

さらに, (d.5) 式で動粘性係数  $\nu$  を粘性係数  $\mu$  ( $Pa \cdot s$ ) に書き換え, 完全ガス状態方程式 (d.6) 式で密度  $\rho$  ( $kg/m^3$ ) を圧力  $p$  (Pa) と温度 (K) に置き換えると (d.7) 式となる。 $R_g$  は作動ガスのガス定数 ( $J/kgK$ ) である。

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (d.5)$$

$$\frac{p}{\rho} = R_g T \quad (d.6)$$

$$\begin{aligned} \alpha_m &= 0.023 \lambda D^{-0.2} u^{0.8} \mu^{-0.8} \rho^{0.8} Pr^{0.4} \\ \alpha_m &= 0.023 \lambda D^{-0.2} u^{0.8} \mu^{-0.8} \left( \frac{p}{R_g T} \right)^{0.8} Pr^{0.4} \end{aligned} \quad (d.7)$$

この (d.7) から円管の平均熱伝達率  $\alpha_m$  は下記の特徴を持つことが分かる。

- (a) 流速の 0.8 乗に比例する。
- (b) 管の直径の -0.2 乗に比例する。
- (c) 圧力の 0.8 乗に比例する。
- (d) 温度の -0.8 乗に比例する。ただし, 熱伝導率  $\lambda$  と粘性係数  $\mu$  は温度の関数なので, これを考慮する必要がある。

本研究のエンジン性能シミュレータでは, 単位質量のガスから管の壁面への伝熱量  $e_{loss}$  ( $J/kg$ ) を下記の (d.8) 式で求めており, この式が (2.11) 式に相当する。

$$\begin{aligned} e_{loss} &= \frac{q_{out}}{0.25\pi D^2 L \rho} = \frac{\alpha_m (T - T_w) \times \pi D L}{0.25\pi D^2 L \rho} = \frac{4\alpha_m (T - T_w)}{D\rho} = \frac{4 \times 0.023 \lambda D^{-0.2} u^{0.8} \nu^{-0.8} Pr^{0.4} (T - T_w)}{D\rho} \\ &= 4 \times 0.023 \lambda \nu^{-0.8} Pr^{0.4} \frac{(T - T_w) u^{0.8}}{D^{1.2} \rho} = 4 \times 0.023 \lambda Pr^{0.4} \frac{(T - T_w) u^{0.8}}{D^{1.2} \mu^{0.8} \rho^{0.2}} dt \end{aligned} \quad (d.8)$$

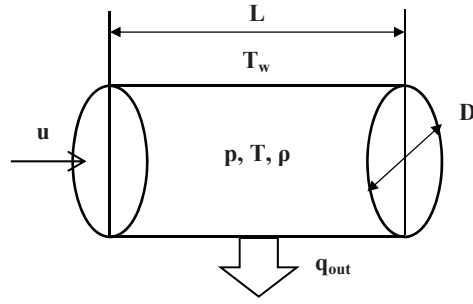


Fig. D-1 Parameters of heat transfer calculation model of pipe

ここで、 $L$ は管の長さ(m)、 $\pi$ は円周率、 $T_w$ は壁温(K)、 $q_{out}$ は長さ $L$ の円管からの伝熱量(W)である。これらの変数を円管の図に載せて図D-1に示す。この(d-8)式では、動粘性係数 $\nu$ より温度変化が小さい粘性係数 $\mu$ を利用するようにした。

## D.2 Woschniの熱損失式の考え方

エンジン性能計算で重要な役割を果たす筒内からの熱損失の計算にはWoschniの式<sup>(D-2)</sup>が広く使われており、エンジン性能シミュレータでも利用した。このWoschniの式の考えは、D.1に示した円管内からの伝熱計算式がもとになっている<sup>(D-3)</sup>。平均熱伝達率 $\alpha_m$ について円管の(d.7)式の温度の項を改めて(d.9)式にしている。 $C_w$ は定数で110、 $\alpha_m$ の単位は $\text{kcal}/\text{m}^2\text{hC}$ である。

$$\alpha_m = C_w D^{-0.2} u^{0.8} p^{0.8} T^{-0.53} \quad (d.9)$$

この式の流速 $u(\text{m/s})$ については、平均ピストン速度 $C_m(\text{m/s})$ に比例する量と考え(d.10)式のように与える。定数 $C_1$ は、流動が強い吸排気行程では $C_1=6.18$ 、圧縮膨張行程では $C_1=2.28$ を取る。

$$u = C_1 C_m \quad (d.10)$$

燃焼開始後は、燃焼によって活性化される伝熱現象を表す $W_c$ を加えた(d.11)式を使う。(d.12)式で計算する $W_c$ は、燃焼による圧力増加に比例して熱伝達率が大きく現象を表している。

$$u = C_1 C_m + W_c \quad (d.11)$$

$$W_c = C_2 \frac{V_s T_l}{p_l V_l} (p - p_m) \quad (d.12)$$

ここで、 $V_s$ は下死点のシリンダー容積( $\text{m}^3$ )、 $T_l$ 、 $p_l$ 、 $V_l$ は任意のタイミングでの温度(K)、筒内圧( $\text{kgf}/\text{cm}^2$ )、シリンダー容積( $\text{m}^3$ )、 $p$ は現時点の筒内圧( $\text{kgf}/\text{cm}^2$ )、 $p_m$ はモータリング運転を仮定した場合の現時点の筒内圧( $\text{kgf}/\text{cm}^2$ )である。 $C_2$ は定数で $3.24 \times 10^{-3}$ を与える。以上をまとめるとWoschniの式では(d.13)式になる。

$$\alpha_m = C_w D^{-0.2} p^{0.8} T^{-0.53} \left( C_1 C_m + C_2 \frac{V_s T_l}{p_l V_l} (p - p_m) \right)^{0.8} \quad (d.13)$$

エンジン性能シミュレータでは、完全ガスの状態方程式(d.14)式で(d.12)式を変形した(d.15)式を使う。

$$p_l V_l = G_{cyl} R_g T_l \quad (d.14)$$

$$\alpha_m = C_w' D^{-0.2} p^{0.8} T^{-0.53} \left( C_1 C_m + C_2 \frac{V_s}{G_{cyl} R_g} (p - p_m) \right)^{0.8} \quad (d.15)$$

ここで,  $G_{cyl}$  はシリンダーに充填された空気の質量(kg),  $R_g$  はガス定数で空気の値  $R_g=287.2$  (J/kgK) を使う. また, 熱伝達率  $\alpha_m$  の単位を W/m<sup>2</sup>K に, 圧力の単位を Pa に合わせるため  $C_w$  の値を  $C_w'=0.0130$  に変更した. この  $C_w$  から  $C_w'$  への換算は(d. 16)式のようになる.

$$\begin{aligned} C_w' &= C_w \left( \frac{1.0332}{0.1013 \times 10^6} \right)^{0.8} \times 4.186 \times \frac{1000}{3600} \\ &= 110 \times 1.0159 \times 10^{-4} \times 4.186 \times \frac{1000}{3600} = 0.0130 \text{ (W/m}^2\text{K)} \end{aligned} \quad (d. 16)$$

単位時間  $dt$ (s) でシリンダーに伝わる熱伝達量  $Q_w$ (J) は, 燃焼室壁面の面積  $S_w$ (m<sup>2</sup>), 壁面の温度  $T_w$ (K) と筒内のガス温度  $T$ (K) を使って(d. 17)式で求める.

$$Q_w = \alpha_m S_w (T - T_w) dt \quad (d. 17)$$

現行のエンジン性能シミュレータでは利用していないが, スワール比  $C_{SR}$  の影響を付加した修正式が Woschni から提案されており, 吸排気行程に対して(d. 18)式が, 圧縮膨張行程に対して(d. 19)式が示されている.

$$u = 6.18 C_m + 0.417 C_{SR} \quad (d. 18)$$

$$u = 2.28 C_m + 0.308 C_{SR} \quad (d. 19)$$

## 参考文献

- (D-1) 藤本武助, 佐藤俊: 機械工学講座 18 伝熱工学(初版), p. 31-34, 共立出版 (1979).
- (D-2) G. Woschni: A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine, SAE670931 (1967).
- (D-3) 窪山達也: 古典を巡る: 熱損失の経験式(Woschniの式), ENGINE REVIEW Vol. 2, No. 3, p. 20-24 (2012).



## 付録 E 化学平衡組成と断熱火炎温度の計算方法

### E.1 化学平衡組成の計算方法

Gibbs エネルギー極小化法(Gibbs Free Energy Minimization Method)<sup>(E-1)</sup>を使った化学平衡計算方法について示す。

#### E.1.1 計算方法の概要

$\mu_i$ なる変数を用いた(e.1)式で各化学種のもル濃度  $n_j$ を求めることができる。式の導出は文献<sup>(E-1)</sup>を参照。

$$n_j = n_o \exp \left[ - \sum_{i=1}^n a_{ij} \mu_i - \frac{G_j}{R_g T} - \ln \left( \frac{p}{p_o} \right) \right] \quad (\text{e.1})$$

この  $\mu_i$  は原子ごとに決まる変数で、燃料-空予混合では C, H, O, N の 4 原子に対して 4 つの変数を取り扱う。  $a_{ij}$  は釣り合い係数で分子(j)に含まれる原子(i)の数を示している。また、  $G_j$  は分子(j)の Gibbs 標準自由エネルギー(J/mol)で温度に応じ与えられる。  $n_o$  は総もル数、  $R_g$  はガス定数(J/molK)、  $T$  は温度(K)、  $p$  は圧力(Pa)を示す。  $p_o$  は標準状態の圧力で大気圧 0.1013MPa、  $n$  は計算で取り扱う原子の数である。系内の各原子数  $d_i$  は(e.2)式で、もル数の総和  $n_o$  は(e.3)式で求まり、

$$d_i = \sum_{j=1}^m a_{ij} n_j \quad (i = 1, n) \quad (\text{e.2})$$

$$n_o = \sum_{j=1}^m n_j \quad (\text{e.3})$$

この(e.2)式と(e.3)式に(e.1)式を入れて整理すると(e.4)式と(e.5)式になる。  $m$  は化学種の数を示す。

$$d_i = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \exp \left( - \sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j \right) \quad (i = 1, n) \quad (\text{e.4})$$

$$1 = \sum_{j=1}^m \exp \left( - \sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j \right) \quad (\text{e.5})$$

式中の  $C_j$  は、簡単のため温度と圧力で決まる値を(e.6)式のように纏めたものである。

$$C_j = \frac{G_j}{R_g T} + \ln \left( \frac{p}{p_o} \right) \quad (\text{e.6})$$

(e.4)式と(e.5)式の計  $n+1$  個の式を解けば  $\mu_1 \sim \mu_n$  と  $n_o$  の  $n+1$  個の未知数を求めることができるが、これらの式は非線形(変数  $\mu_k$  と  $n_o$  が掛算の形で内包)であり解法には工夫を要する。

#### E.1.2 Newton-Raphson 法の計算理論

ここでは、Newton-Raphson 法を使って非線形の連立方程式を解いている。この方法は  $(x, y, z)$  点から補正量  $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  を使って  $(x_o, y_o, z_o)$  点を近似する(e.7)式の関係を利用したものである。取り扱う変数が  $x, y, z$  の場合は(e.8)式に示す行列を解いて補正量  $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  を求め、この補正量を使い(e.9)式で新たな  $(x, y, z)$  を計算する。この操作を(e.8)式の右辺の値が全て 0 になるまで繰り返す。(e.9)の添字  $n$  は近似の繰り返し回数を示す。

$$f(x_o, y_o, z_o) = f(x, y, z) + \Delta x f'_x(x, y, z) + \Delta y f'_y(x, y, z) + \Delta z f'_z(x, y, z) \quad (\text{e.7})$$

$$\begin{pmatrix} f'_{1x}(x, y, z) & f'_{1y}(x, y, z) & f'_{1z}(x, y, z) \\ f'_{2x}(x, y, z) & f'_{2y}(x, y, z) & f'_{2z}(x, y, z) \\ f'_{3x}(x, y, z) & f'_{3y}(x, y, z) & f'_{3z}(x, y, z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1(x_o, y_o, z_o) - f_1(x, y, z) \\ f_2(x_o, y_o, z_o) - f_2(x, y, z) \\ f_3(x_o, y_o, z_o) - f_3(x, y, z) \end{pmatrix} \quad (\text{e.8})$$

$$(x^{n+1}, y^{n+1}, z^{n+1}) = (x^n + \Delta x, y^n + \Delta y, z^n + \Delta z) \quad (\text{e.9})$$

### E. 1.3 Newton-Raphson 法による解法

Newton-Raphson 法を使って化学平衡を計算する. (e. 4)式を関数の形に変形した(e. 10)式の偏微分を取り(e. 1)式を代入して整理すると(e. 11)と(e. 12)式になる.

$$f(\mu_1 \sim \mu_n, n_o) = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) - d_i = 0 \quad (i = 1, n) \quad (\text{e. 10})$$

$$f(\mu_1 \sim \mu_n, n_o) = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \cdot (e^{-a_{1j}\mu_1} \sim e^{-a_{nj}\mu_n} \cdot e^{-C_j}) - d_i = 0 \quad (i = 1, n) \quad (\text{e. 10}')$$

$$f'_{i,\mu_1} = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) (-a_{1j}) = -\sum_{j=1}^m a_{ij} n_j a_{1j}$$

$$\vdots$$

$$(\text{e. 11})$$

$$f'_{i,\mu_n} = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) (-a_{nj}) = -\sum_{j=1}^m a_{ij} n_j a_{nj}$$

$$f'_{i,n_o} = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot \frac{1}{n_o} n_j = \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{ij} n_j \quad (\text{e. 12})$$

次に, (e. 5)式を関数の形に変形した(e. 13)式の偏微分を取り(e. 1)式を代入して整理すると(e. 14)と(e. 15)式になる.

$$f_{n+1}(\mu_1 \sim \mu_n, n_o) = \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) - 1 = 0 \quad (\text{e. 13})$$

$$f_{n+1}(\mu_1 \sim \mu_n, n_o) = \sum_{j=1}^m (e^{-a_{1j}\mu_1} \sim e^{-a_{nj}\mu_n} \cdot e^{-C_j}) - 1 = 0 \quad (i = 1, n) \quad (\text{e. 13}')$$

$$f'_{n+1,\mu_1} = \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) (-a_{1j}) = \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j (-a_{1j})$$

$$\vdots$$

$$(\text{e. 14})$$

$$f'_{n+1,\mu_n} = \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) (-a_{nj}) = \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j (-a_{nj})$$

$$f'_{n+1,n_o} = 0 \quad (\text{e. 15})$$

(e. 11), (e. 12), (e. 14), (e. 15)式を纏めると解くべき行列(e. 16)式が求まる.

$$\begin{pmatrix} -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots \\ -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \\ \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{1j} & \cdots & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{nj} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\mu_1 \\ \vdots \\ \Delta\mu_n \\ \Delta n_o \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_1 - \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \\ \vdots \\ d_n - \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \\ \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j - 1 \end{pmatrix} \quad (\text{e. 16})$$

この行列を解いて修正量( $\Delta\mu_1 \sim \Delta\mu_n, \Delta n_o$ )を求め, (e. 9)式のように補正した新たな値( $\mu_1 \sim \mu_n, n_o$ )を使って計算を繰り返し, 右辺の行列が0に成るまで収束させていく.

## E.2 定圧断熱火炎温度の計算方法

まず、定圧断熱火炎温度を求めるために解くべき行列(e.17)式を示す。

$$\begin{pmatrix} -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j & \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \left(-\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j & \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \left(-\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \\ \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{1j} & \cdots & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{nj} & 0 & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j \frac{\partial C_j}{\partial T} \\ -\sum_{j=1}^m h_j n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m h_j n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m h_j n_j & \sum_{j=1}^m n_j \left(\frac{\partial h_j}{\partial T} - h_j \frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\mu_1 \\ \vdots \\ \Delta\mu_n \\ \Delta n_o \\ \Delta T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_1 - \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \\ \vdots \\ d_n - \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \\ \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j - 1 \\ H_r - \sum_{j=1}^m h_j n_j \end{pmatrix} \quad (\text{e.17})$$

この(e.17)式の最終行は定圧変化で平衡状態になった時の燃焼温度  $T$  を求めるためのもので、反応物の全生成エンタルピー  $H_r$  (J) と生成物のエンタルピー  $h_j$  (J/mol) の総和が一致する(e.18)式がその条件を示している。この(e.18)式に(e.1)式を代入すると(e.19)式で表示できる。

$$H_r = \sum_{j=1}^m n_j h_j \quad (\text{e.18})$$

$$H_r = n_o \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) H_j \quad (\text{e.19})$$

この各化学種のエンタルピー  $h_j$  は温度の関数である。(e.19)式を(e.20)式に書き改めて、Newton-Raphson法で計算できるように  $\mu_1 \sim \mu_n, n_o$  と  $T$  の  $n+2$  個の未知数に対して偏微分を取ると(e.21)～(e.23)式になる。

$$f(\mu_1 \sim \mu_n, n_o, T) = n_o \sum_{j=1}^m h_j \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) - H_r = 0 \quad (i = 1, n) \quad (\text{e.20})$$

$$\begin{aligned} f'_{i,\mu_1} &= n_o \sum_{j=1}^m h_j \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) (-a_{1j}) = -\sum_{j=1}^m h_j n_j a_{1j} \\ &\vdots \end{aligned} \quad (\text{e.21})$$

$$\begin{aligned} f'_{i,\mu_n} &= n_o \sum_{j=1}^m h_j \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) (-a_{nj}) = -\sum_{j=1}^m h_j n_j a_{nj} \\ f'_{i,n_o} &= \sum_{j=1}^m h_j \cdot \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj} \mu_k - C_j\right) = \sum_{j=1}^m h_j \cdot \frac{1}{n_o} n_j = \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m h_j n_j \end{aligned} \quad (\text{e.22})$$

$$\begin{aligned}
f'_{i,T} &= n_o \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) \frac{\partial h_j}{\partial T} - n_o \sum_{j=1}^m h_j \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) \left(\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \\
&= n_o \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) \left(\frac{\partial h_j}{\partial T} - h_j \frac{\partial C_j}{\partial T}\right) = \sum_{j=1}^m n_j \left(\frac{\partial h_j}{\partial T} - h_j \frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \quad (\text{e. 23})
\end{aligned}$$

$\mu$  と  $n_o$  についても温度  $T$  の偏微分を取ると (e. 24) と (e. 25) 式になり、これを各行の末尾に加えている。

$$f(\mu_1 \sim \mu_n, n_o, T) = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) - d_i = 0 \quad (\text{e. 10''})$$

$$f'_{i,T} = \sum_{j=1}^m a_{ij} \cdot n_o \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) \left(-\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) = \sum_{j=1}^m a_{ij} n_j \left(-\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \quad (\text{e. 24})$$

$$f_{n+1}(\mu_1 \sim \mu_n, n_o, T) = \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) - 1 = 0 \quad (\text{e. 13''})$$

$$f'_{n+1,T} = \sum_{j=1}^m \exp\left(-\sum_{k=1}^n a_{kj}\mu_k - C_j\right) \left(-\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) = \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j \left(-\frac{\partial C_j}{\partial T}\right) \quad (\text{e. 25})$$

この (e. 10'') と (e. 13'') 式は、(e. 10) と (e. 13) 式を温度  $T$  の関数にするための表記を追加したものである。また、(e. 6) 式で示した定義より  $C_j$  は (e. 26) 式に展開することができ、温度  $T$  の偏微分を取ると (e. 27) 式になる。そして、これを (e. 17) 式の行列に代入すると (e. 28) 式になり、この行列を使って定圧断熱火炎温度を計算する。

$$C_j = \frac{h_j - s_j T}{R_g T} + \ln\left(\frac{P}{P_o}\right) = \frac{h_j}{R_g T} - \frac{s_j}{R_g} + \ln\left(\frac{p}{p_o}\right) \quad (\text{e. 26})$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial T} = -\frac{h_j}{R_g T^2} \quad (\text{e. 27})$$

$$\begin{pmatrix}
-\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j & \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \frac{h_j}{R_g T^2} \\
\vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
-\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j & \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \frac{h_j}{R_g T^2} \\
\frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{1j} & \cdots & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{nj} & 0 & -\frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j \frac{h_j}{R_g T^2} \\
-\sum_{j=1}^m h_j n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m h_j n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m h_j n_j & \sum_{j=1}^m n_j \left(C_{pj} + \frac{h_j^2}{R_g T^2}\right)
\end{pmatrix}
\begin{pmatrix}
\Delta\mu_1 \\
\vdots \\
\Delta\mu_n \\
\Delta n_o \\
\Delta T
\end{pmatrix}
=
\begin{pmatrix}
d_1 - \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \\
\vdots \\
d_n - \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \\
\frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j - 1 \\
H_r - \sum_{j=1}^m h_j n_j
\end{pmatrix} \quad (\text{e. 28})$$

ここで、 $C_{p,j}$ は化学種  $j$  の定圧比熱(J/molK)である。化学平衡計算と同じように変数  $\mu_j$  と総モル数  $n_o$  に加えて温度  $T$  を逐次修正して解を求める。

### E.3 定容断熱火炎温度の計算方法

定容燃焼では反応前後の内部エネルギーが一致するので(e.18)式を(e.29)式に書き改める。

$$E_r = \sum_{j=1}^m n_j e_j \quad (\text{e.29})$$

$E_r$  は反応物の内部エネルギー、 $e_j$  は各化学種の内部エネルギーである。また、(e.6)式の  $C_j$  を変形すると(e.6')式になり、温度  $T$  の偏微分を取ると(e.30)式になる。

$$C_j = \frac{G_j}{R_g T} + \ln\left(\frac{R_g T}{p_o V}\right) \quad (\text{e.6'})$$

$$C_j = \frac{h_j - s_j T}{R_g T} + \ln\left(\frac{p}{p_o}\right) = \frac{h_j}{R_g T} - \frac{s_j}{R_g} + \ln\left(\frac{R_g}{p_o V}\right) + \ln(T)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial T} = -\frac{h_j}{R_g T^2} + \frac{1}{T} = -\frac{h_j - R_g T}{R_g T^2} = -\frac{e_j}{R_g T^2} \quad (\text{e.30})$$

(e.29)式と(e.30)式で(e.28)式の定圧変化の行列を書き改めると(e.31)式の定容変化の行列になる。

$$\begin{pmatrix} -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{1j} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j & \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \frac{e_j}{R_g T^2} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m a_{nj} n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j & \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \frac{e_j}{R_g T^2} \\ \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{1j} & \cdots & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j a_{nj} & 0 & -\frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j \frac{e_j}{R_g T^2} \\ -\sum_{j=1}^m e_j n_j a_{1j} & \cdots & -\sum_{j=1}^m e_j n_j a_{nj} & \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m e_j n_j & \sum_{j=1}^m n_j \left( C_{vj} + \frac{e_j^2}{R_g T^2} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\mu_1 \\ \vdots \\ \Delta\mu_n \\ \Delta n_o \\ \Delta T \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} d_1 - \sum_{j=1}^m a_{1j} n_j \\ \vdots \\ d_n - \sum_{j=1}^m a_{nj} n_j \\ \frac{1}{n_o} \sum_{j=1}^m n_j - 1 \\ E_r - \sum_{j=1}^m e_j n_j \end{pmatrix} \quad (\text{e.31})$$

ここで、 $C_{v,j}$ は化学種  $j$  の定容比熱(J/molK)である。定容の場合は温度  $T$  に加えて圧力  $p$  も逐次修正して解く必要がある。

## E.4 Gibbs 自由エネルギーと化学平衡

順序が逆になったが、改めて Gibbs 自由エネルギーと化学平衡の関係について述べる。

### E.4.1 Gibbs 自由エネルギーとエントロピー

Gibbs 自由エネルギー  $G$ (J) は (e. 32) 式で定義される物理量で、その変化量  $dG$  は (e. 33) 式になる。

$$G = H - TS \quad (\text{e. 32})$$

$$dG = dH - TdS - SdT \quad (\text{e. 33})$$

ここで、 $H$  はエンタルピー (J),  $T$  は温度 (K),  $S$  はエントロピー (J/K) である。(e. 33) 式に温度一定の条件を加えると (e. 34) 式になる。

$$dG = dH - TdS \quad (\text{e. 34})$$

エントロピーの変化量  $dS$  は (e. 35) 式で定義され内部エネルギー  $E$ (J) を使って表わせれば (e. 36) 式になる。

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (\text{e. 35})$$

$$dS = \frac{dE}{T} + \frac{pdV}{T} \quad (\text{e. 36})$$

ここで、 $Q$  は熱量 (J),  $p$  は圧力 (Pa),  $V$  は容積 ( $\text{m}^3$ ) である。さらに、右辺第 1 項の内部エネルギーを定容比熱  $C_v$ (J/molK) で、第 2 項を完全ガスの状態方程式 (e. 37) 式を使って書き改めると (e. 38) 式になる。

$$pV = nR_g T \quad (\text{e. 37})$$

$$dS = nC_v \frac{dT}{T} + nR_g \frac{dV}{V} \quad (\text{e. 38})$$

この (e. 38) 式を積分するとエントロピーは (e. 39) 式で表せることになる。

$$S = \int dS = nC_v \int \frac{dT}{T} + nR_g \int \frac{dV}{V}$$
$$S - S_o = nC_v \ln \frac{T}{T_o} + nR_g \ln \frac{V}{V_o} \quad (\text{e. 39})$$

ここで、 $n$  はモル数,  $R_g$  ガス定数 (J/molK) で、添字  $o$  は積分定数 (積分の基準とした値) を意味する。

エントロピーにも温度一定条件を加えてモル濃度  $[X]$  ( $\text{mol}/\text{m}^3$ ) を使って書き改めると (e. 40) 式になる。

$$S - S_o = nR_g \ln \frac{V}{V_o} = nR_g \ln \frac{[X_o]}{[X]} \quad (\text{e. 40})$$

### E.4.2 Gibbs 自由エネルギーと化学平衡の関係

Gibbs 自由エネルギーと化学平衡状態の関係について、基準値からの Gibbs 自由エネルギーを取れば (e. 41) 式となり、これに (e. 40) 式を含めると (e. 42) 式で表すことができる。

$$\Delta G = G - G_o = -T(S - S_o) \quad (\text{e. 41})$$

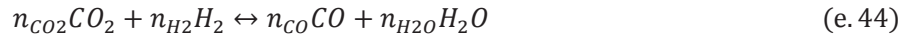
$$G = G_o - nR_g T \ln \frac{[X_o]}{[X]} = G_o + nR_g T \ln \frac{[X]}{[X_o]} \quad (\text{e. 42})$$

ここで、基準のモル濃度  $[X_o]$  を 1 と規定して、1 モル当たりの値にしたものを化学ポテンシャル<sup>(E-2)</sup>  $\lambda$  (J/mol) と呼び (e. 43) 式で定義される。

$$\lambda = \lambda_o + R_g T \ln [X] \quad (\text{e. 43})$$



例として、下記の(e. 44)式に示す量論式の 1700K の平衡定数  $K_p$  を求める。



各化学種の化学ポテンシャルは(e. 45)～(e. 48)式で記述することができ、化学平衡状態では(e. 49)式の関係が成立する。

$$\lambda_{CO_2} = \lambda_{o\ CO_2} + R_g \text{Tln}[X_{CO_2}] \quad (e. 45)$$

$$\lambda_{H_2} = \lambda_{o\ H_2} + R_g \text{Tln}[X_{H_2}] \quad (e. 46)$$

$$\lambda_{CO} = \lambda_{o\ CO} + R_g \text{Tln}[X_{CO}] \quad (e. 47)$$

$$\lambda_{H_2O} = \lambda_{o\ H_2O} + R_g \text{Tln}[X_{H_2O}] \quad (e. 48)$$

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda_{CO_2} + \lambda_{H_2} - \lambda_{CO} - \lambda_{H_2O} \\ &= \lambda_{o\ CO_2} + \lambda_{o\ H_2} - \lambda_{o\ CO} - \lambda_{o\ H_2O} + R_g \text{Tln} \frac{[X_{CO_2}][X_{H_2}]}{[X_{CO}][X_{H_2O}]} = 0 \end{aligned} \quad (e. 49)$$

よって、平衡定数  $K_p$  は(e. 50)式で求めることができる。

$$K_p = \frac{[X_{CO_2}][X_{H_2}]}{[X_{CO}][X_{H_2O}]} = \exp\left(\frac{\lambda_{o\ CO_2} + \lambda_{o\ H_2} - \lambda_{o\ CO} - \lambda_{o\ H_2O}}{R_g T}\right) \quad (e. 50)$$

この 1 モル当たりの Gibbs 自由エネルギー  $\lambda_o$  (J/mol) は(e. 51)式のように 1mol 当たりのエンタルピー  $h_o$  (J/mol) とエントロピー  $s_o$  (J/molK) から求めることができる。このエンタルピー  $h_o$  とエントロピー  $s_o$  は表 E-1 の熱力テーブル<sup>(E-3)</sup>の数値  $a_1 \sim a_7$  を使って(e. 52)式と(e. 53)式で求めることができる。

$$\lambda_o = h_o - TS_o \quad (e. 51)$$

$$h_o = \left(a_1 T + \frac{a_2}{2} T^2 + \frac{a_3}{3} T^3 + \frac{a_4}{4} T^4 + \frac{a_5}{5} T^5 + a_6\right) R_g \quad (e. 52)$$

$$S_o = \left(a_1 \ln T + a_2 T + \frac{a_3}{2} T^2 + \frac{a_4}{3} T^3 + a_5 T^5 + a_6\right) R_g \quad (e. 53)$$

Table E-1 Thermodynamic table (reference E-3)

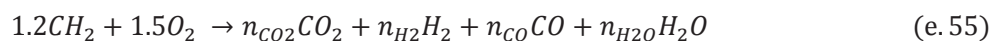
	a1	a2	a3	a4	a5	a6	a7
CO2	4.4608E+00	3.0982E-03	-1.2393E-06	2.2741E-10	-1.5526E-14	-4.8961E+04	-9.8636E-01
H2	3.1002E+00	5.1119E-04	5.2644E-08	-3.4910E-11	3.6945E-15	-8.7738E+02	-1.9629E+00
CO	2.9841E+00	1.4891E-03	-5.7900E-07	1.0365E-10	-6.9354E-15	-1.4245E+04	6.3479E+00
H2O	2.7168E+00	2.9451E-03	-8.0224E-07	1.0227E-10	-4.8472E-15	-2.9906E+04	6.6306E+00

1700K の 1 モル当たりの Gibbs 自由エネルギー  $\lambda_o$  を(e. 50)式に代入すると、(e. 54)式のように平衡定数  $K_p=3.384$  を求めることができる。

$$K_p = \exp\left(\frac{(-829414) + (-268101) - (-494422) - (-620330)}{8.318 * 1700}\right) = 3.384 \quad (e. 54)$$

#### E. 4.3 Gibbs 自由エネルギー極小化法による化学平衡の算出法

平衡定数を使わずに Gibbs 自由エネルギーの極小点を計算して化学平衡状態を求める方法(Gibbs 自由エネルギー極小化法)でも、化学平衡状態のモル分率を求めることができる。ここでは炭素と水素の比が 1 : 2 の燃料の当量比  $\phi=1.2$  の燃焼ガスを例にとって平衡組成を求める。当量比  $\phi=1.2$  の量論式は(e. 55)式になる。



この方法は、文字通り (e.56) 式に示す Gibbs 自由エネルギーの極小点  $\Delta G(J)$  を見つけ出すものである。

$$\Delta G = n_{CO_2}\lambda_{CO_2} + n_{H_2}\lambda_{H_2} + n_{CO}\lambda_{CO} + n_{H_2O}\lambda_{H_2O} \quad (e.56)$$

ここでは、化学ポテンシャルに乗ずるモル数を (e.57) ~ (e.59) 式で各原子数のバランスを取る必要がある。

(炭素原子 : C)

$$n_{CO} = 1.2 - n_{CO_2} \quad (e.57)$$

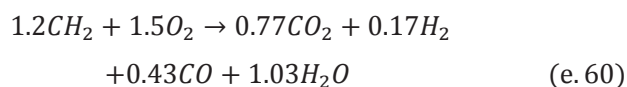
(酸素原子 : O)

$$n_{H_2O} = 2 \times 1.5 - 2 \times n_{CO_2} - n_{CO} \quad (e.58)$$

(水素原子 : H)

$$n_{H_2} = (2 \times 1.2 - 2 \times n_{H_2O})/2 \quad (e.59)$$

図 E-1 に示す一連の計算結果から得た平衡状態の各化学種のモル数は (e.60) 式に記載した数値になる。また平衡定数は (e.61) 式に示すように  $K_p=3.384$  になり (e.54) 式と同じ数値になる。



$$K_p = \frac{0.77 \times 0.17}{0.43 \times 1.03} = 3.384 \quad (e.61)$$

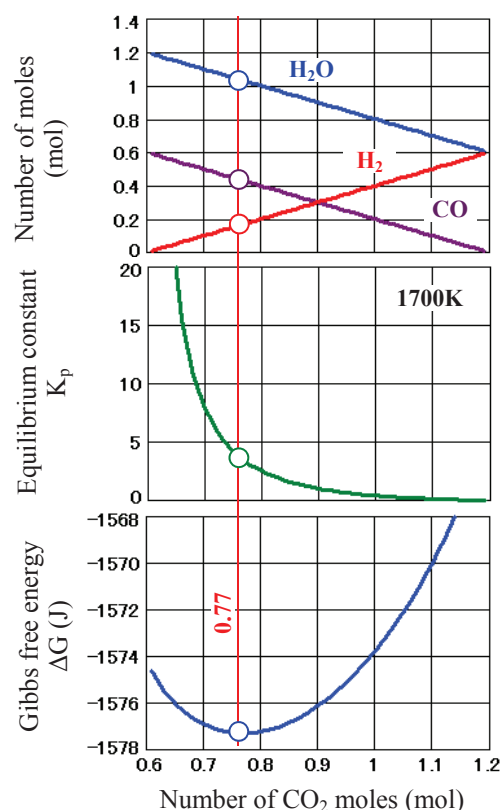


Fig.E-1 Gibbs free energy minimization method.

## 参考文献

- (E-1) 日本機械学会編：燃焼工学ハンドブック (初版)，p.9-12，日本機械学会 (1995)。
- (E-2) R. A. ストリーロ (水谷幸夫訳)：基礎燃焼学 (第1版)，p.98-105，森北出版社，(1977)。
- (E-3) J.B.Heywood: Internal combustion engine fundamentals, p.131, McGraw-Hill (1988)。

## 付録F ターボチャージャモデル

エンジン性能シミュレータで使用しているターボチャージャの計算モデルについて述べる。

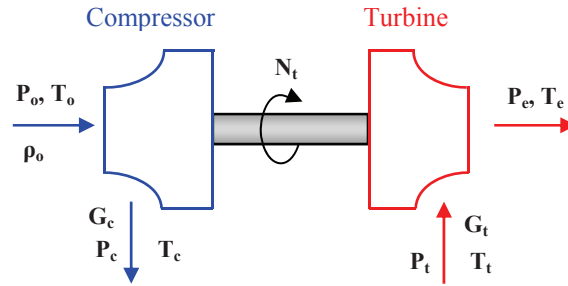


Fig.F-1 Schematic of turbine and compressor.

### F.1 タービン側の計算方法

タービンで排気ガスから回収できるエネルギー $H_t$ (J)は、排気有効エネルギーにタービン効率 $\eta_t$ を乗じた(f.1)式<sup>(F-1)</sup>になる。

$$H_t = \eta_t \frac{k}{k-1} R_g T_t \left( 1 - \left( \frac{p_e}{p_t} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) G_t dt \quad (f.1)$$

ここで、 $p$ は圧力(Pa)、 $T$ は温度(K)、 $G_t$ は質量流量(kg/s)、 $k$ は比熱比、 $R_g$ はガス定数(J/kgK)で、添字は図F-1に従う。本研究のエンジン性能シミュレータでは(f.2)式で修正流量 $G_t^*$ (kg/s $\cdot$ K<sup>1/2</sup>/(kg/cm<sup>2</sup>))を換算して質量流量 $G_t$ を求めている。この修正流量 $G_t^*$ はターボチャージャ生産メーカーから提供される流過特性マップ(図F-2)を使ってタービン前後の圧力比 $R_{pt}$ (= $p_t/p_e$ )から求める。

$$G_t = G_t^* \frac{p_o}{\sqrt{T_o}} \quad (f.2)$$

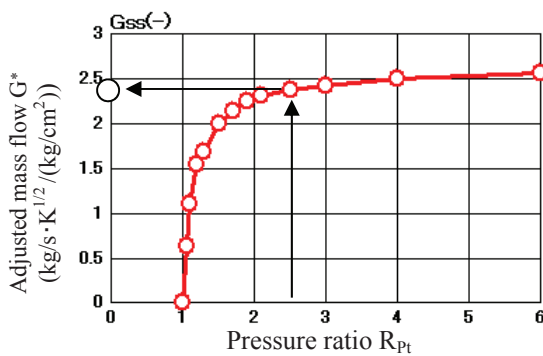


Fig.F-2 Turbine flow characteristic

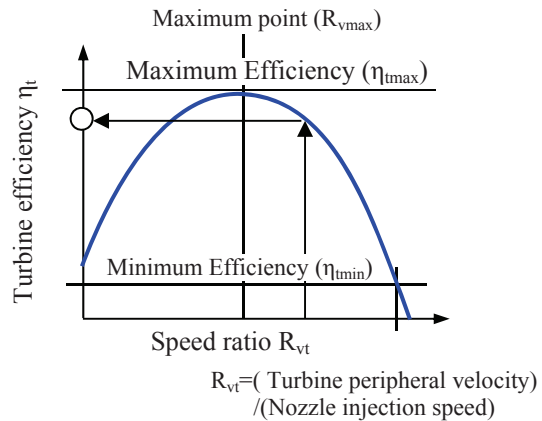


Fig.F-3 Turbine efficiency curve

タービン効率 $\eta_t$ は速度比 $R_{vt}$ (=タービン周速/ノズルの噴出速度)の影響を受ける。そこで、タービンの最大効率 $\eta_{tmax}$ 、最小効率 $\eta_{tmin}$ と最大効率を発生する速度比 $R_{vmax}$ をデータとして与え、図F-3に示す二次曲線を定義して速度比からタービン効率を求める。なお、タービンを通じた排気ガス温度 $T_e$ (K)は(f.3)式で計算する。

$$T_e = T_t - T_t \left( 1 - \left( \frac{p_e}{p_t} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) \frac{1}{\eta_t} \quad (f.3)$$

## F.2 コンプレッサ側の計算方法

コンプレッサで消費されるエネルギー $H_c$ (J)は、給気断熱圧縮仕事をコンプレッサ効率 $\eta_c$ で割った(f.4)式になる。この式の $G_c$ はコンプレッサを流れる質量流量(kg/s)で(f.5)式になる。

$$H_c = \frac{1}{\eta_c} \frac{k}{k-1} R_g T_o \left( \left( \frac{p_c}{p_o} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) G_c dt \quad (f.4)$$

$$G_c = \rho_o Q_c \quad (f.5)$$

ここで、 $\rho_o$ は空気の密度(kg/m<sup>3</sup>)、 $Q_c$ は体積流量(m<sup>3</sup>/s)である。この体積流量 $Q_c$ は、図F-4の実線(タービンロータ回転数 $N_t$ (rpm)ごとのデータ)を使い、コンプレッサ前後の圧力比 $R_{pc}$ (= $p_c/p_o$ )に対応させて求める。コンプレッサ効率 $\eta_c$ は効率マップ(図F-4の破線)を使って求める。なお、コンプレッサで圧縮された空気の温度 $T_c$ (K)は(f.6)式で計算する。

$$T_c = T_o + T_o \left( \left( \frac{p_c}{p_t} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \frac{1}{\eta_c} \quad (f.6)$$

## F.3 タービンロータ回転速度の計算方法

タービンロータを加減速させるエネルギー $H_{tc}$ は、ターボチャージャの機械効率 $\eta_m$ (軸受け摩擦など)を考慮して(f.7)式となる。タービン回転速度を $N_{tc}$ (rev/s)とするとエネルギー $H_{tc}$ を得た後の回転速度 $N_{tc}^n$ (rev/s)は(f.8)式で求めることができる。

$$H_{tc} = \eta_m H_t - H_c \quad (f.7)$$

$$N_{tc}^n = \sqrt{N_{tc}^2 + \frac{H_{tc}}{2 \pi^2 I_{tc}}} \quad (f.8)$$

ここで、 $I_{tc}$ はタービンロータの慣性モーメント(kgm<sup>2</sup>)、 $\pi$ は円周率である。

## 参考文献

(F-1) 藤本武助：新編 流体機械大要(8版)，養賢堂，p.117-118 (1978)。

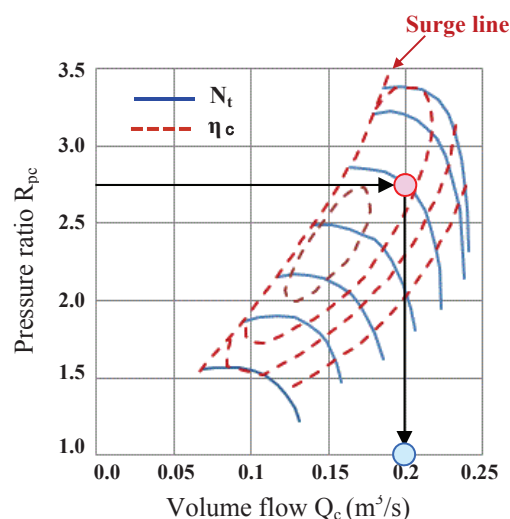


Fig.F-4 Compressor efficiency map

## 付録 G 球形音響放射モデル

第4章に記載した球形音響放射モデル<sup>(G-1)</sup>について述べる。

### G.1 波動方程式の極座標化

音響放射モデルの基本になる波動方程式を (g.1) 式に示す。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (g.1)$$

ここで、 $a$  は音速 (m/s),  $x, y, z$  は距離 (m),  $t$  は時間 (s),  $\phi$  は速度ポテンシャルと呼ばれる変数 (m<sup>2</sup>/s) で、圧力  $p$  (Pa) に対して (g.2) 式、速度  $u$  (m/s) に対して (g.3) 式の関係がある。

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (g.2)$$

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (g.3)$$

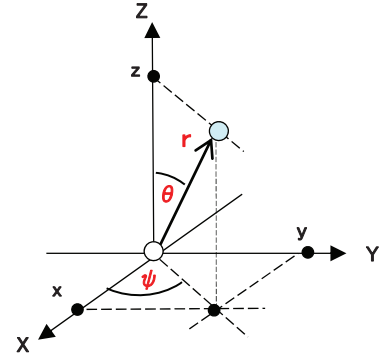


Fig.G-1 Parameters in polar coordinate system.

音響放射を求めるために、(g.4), (g.5), (g.6) 式を使って (g.1) 式を極座標表示の (g.7) 式に変換する。

$$x = r \sin \theta \cos \psi \quad (g.4)$$

$$y = r \sin \theta \sin \psi \quad (g.5)$$

$$z = r \cos \psi \quad (g.6)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \psi^2} - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (g.7)$$

ここで、 $r$  は距離 (m),  $\theta$  と  $\psi$  は図 G-1 に示す角度 (rad) である。今回は中心点からのモノポール音響放射を求めるので、 $\theta$  と  $\psi$  方向の変化が無いので (g.7) 式を (g.8) 式に簡素化できる。

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (g.8)$$

### G.2 球面波の基礎式の解法

時間微分項について、微分方程式解法の常套手段を使って時間の二階微分である (g.8) 式の第2項を、(g.9) 式を使って整理すると (g.10) 式になる。

$$\phi = D e^{i\omega t} \quad (g.9)$$

$$\frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{a^2} i^2 \omega^2 D e^{i\omega t} = -\frac{\omega^2}{a^2} D e^{i\omega t} = -\frac{\omega^2}{a^2} \phi = -k^2 \phi \quad (g.10)$$

ここで、 $\omega$  は角速度 (rad/s),  $k$  は  $\omega/a$  の値 (rad/m),  $D$  は定数である。この (g.10) 式の関係性を (g.8) 式に含めると (g.11) 式となる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + k^2 \phi = 0 \quad (g.11)$$

次に、空間微分にも対応できるように、速度ポテンシャル  $\phi$  の (g.9) 式に半径  $r$  の要素を補った (g.12) 式を想定して指数  $c$  を求める。

$$\phi = D' e^{i\omega t} \frac{e^{cr}}{r} \quad (g.12)$$

この (g.12) 式について、半径  $r$  の一階微分を取ると (g.13) 式、二階微分を取ると (g.14) 式となり、これを (g.11) 式に代入すれば (g.15) 式となる。これを整理すると指数  $c$  の解は (g.16) 式になり速度ポテンシャル

は(g. 17)式で表すことができる.

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} = D' e^{i\omega t} \left( -\frac{1}{r^2} e^{cr} + \frac{c}{r} e^{cr} \right) \quad (g. 13)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} = D' e^{i\omega t} \left( \frac{2}{r^3} e^{cr} - \frac{c}{r^2} e^{cr} - \frac{c}{r^2} e^{cr} + \frac{c^2}{r} e^{cr} \right) = D' e^{i\omega t} \left( \frac{2}{r^3} - \frac{2c}{r^2} + \frac{c^2}{r} \right) e^{cr} \quad (g. 14)$$

$$D' \left( e^{i\omega t} \left( \frac{2}{r^3} - \frac{2c}{r^2} + \frac{c^2}{r} \right) e^{cr} + \frac{2}{r} e^{i\omega t} \left( -\frac{1}{r^2} + \frac{c}{r} \right) e^{cr} + k^2 e^{i\omega t} \frac{e^{cr}}{r} \right) = 0 \quad (g. 15)$$

$$\frac{c^2}{r} + \frac{k^2}{r} = 0$$

$$c = \pm ik \quad (g. 16)$$

$$\phi = A \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} + B \frac{e^{i(\omega t + kr)}}{r} \quad (g. 17)$$

今回は, 中心から外への伝播のみを考えれば良く (g. 17) 式の左辺第 1 項のみが対象になる. よって, 圧力は (g. 18) 式, 流速は (g. 19) 式のように書くことができる.

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho \frac{\partial \left( A \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} \right)}{\partial t} = \frac{\rho A i \omega e^{-ikr}}{r} e^{i\omega t} \quad (g. 18)$$

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial r} = -\frac{\partial \left( A \frac{e^{i(\omega t - kr)}}{r} \right)}{\partial r} = \frac{A(1 + ikr)e^{-ikr}}{r^2} e^{i\omega t} \quad (g. 19)$$

### G.3 音響放射モデルの導出

点音源からの音響放射に展開して (g. 18) 式と (g. 19) 式の  $A$  を求める. そのため, 半径  $r_0$  の有限の球体 (呼吸球) を想定する. まず, この球体の表面速度  $u_0$  (m/s) を (g. 19) 式を使って (g. 20) 式と表し, これを  $A$  について書き改めて (g. 21) 式にする.

$$u_0 = \frac{A(1 + ikr_0)e^{-ikr_0}}{r_0^2} \quad (g. 20)$$

$$A = u_0 \frac{r_0^2}{1 + ikr_0} e^{+ikr_0} \quad (g. 21)$$

また, 球体の体積変化  $Q$  (m<sup>3</sup>/s) は (g. 22) 式で表せるので, 表面速度  $u_0$  の式に変えて (g. 20) 式に代入すると,  $A$  は (g. 23) 式となる.

$$Q = 4\pi r_0^2 u_0 \quad (g. 22)$$

$$A = \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{1 + ikr_0} e^{+ikr_0} \quad (g. 23)$$

最後に, 点音源にするため球体の半径の極限操作 ( $r_0 \rightarrow 0$ ) を行うと  $A$  は (g. 24) 式になり, この  $A$  の値を (g. 18) 式に代入すると音圧の (g. 25) 式を求めることができる.

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} A = \lim_{r_0 \rightarrow 0} \left( \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{1 + ikr_0} e^{+ikr_0} \right) = \frac{Q}{4\pi} \quad (g. 24)$$

$$p = \frac{\rho Q i \omega e^{-ikr}}{4\pi r} e^{i\omega t} = \frac{i\omega \rho Q}{4\pi r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (g. 25)$$



#### G.4 エンジン性能シミュレータの球形音響放射モデル

エンジン性能シミュレータでは、簡単のためこの球体の体積変動  $Q$  が開放端の体積変動に等しいとして、(g. 25) 式の  $Q$  を (g. 26) 式で求めた  $Q'$  ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) に置き換えた (g. 27) 式を使って音圧  $P$  を計算している。

$$Q' = \pi r_p^2 v_p \quad (\text{g. 26})$$

$$p = \frac{i\omega\rho Q'}{4\pi r} e^{i(\omega t - kr)} = \frac{i\omega\rho r_p^2 v_p}{4r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (\text{g. 27})$$

ここで、 $r_p$  は開放端のパイプ半径 (m)、 $v_p$  は開放端の流速変動 (m/s) である。第 4 章では、この (g. 27) 式の指数の前置部分を (4. 1) 式と表示している。

#### 参考文献

(G-1) 日本音響学会編：音響工学講座 1 基礎音響工学 (初版)，コロナ社，p. 64-68 (1993)。

## 付録 H PRF 鶴島モデルの改良

### H.1 鶴島モデルに追加した酸水素系の素反応式

PRF(Primary Reference Fuel)鶴島モデル<sup>(H-1)</sup>では平衡状態が取れていないため、表 H-1 の水酸系反応 4 式<sup>(H-2)</sup>を加える改良を行なった。この改良により、図 H-1 に示すように、着火後すぐに平衡温度に達し主要化学種も平衡濃度と一致するようになった。また、オリジナルの鶴島モデルには O(酸素)ラジカルが反応系に含まれていないため、拡大 Zeldovich 機構<sup>(H-3)</sup>を使って NO の生成を計算できなかったが、この水酸系反応式の追加により NO の生成量を予測できるようになった。

Table. H-1 Additional reactions to Tsurushima model. Unit:  $\text{cm}^3\text{-cal-mol-K}$

(Reaction)	(A)	( $\beta$ )	(E)
$\text{O}_2 + \text{H} = \text{OH} + \text{O}$	9.756E+13	0.000	14844.6
$\text{H}_2 + \text{O} = \text{OH} + \text{H}$	5.120E+04	2.670	6278.7
$\text{OH} + \text{OH} = \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	1.510E+09	1.140	100.4
$\text{OH} + \text{HO}_2 = \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	2.890E+13	0.000	-497.1

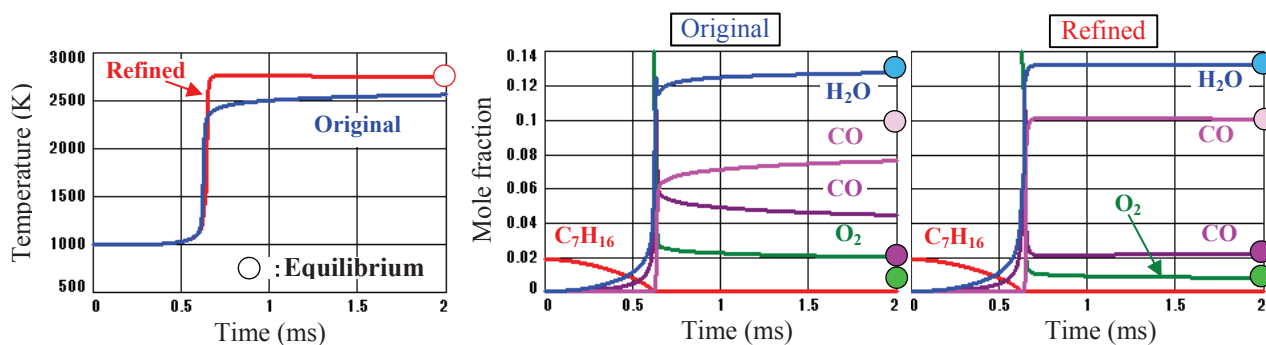


Fig. H-1 Refined Tsurushima model (n-Heptane,  $\Phi=1.0$ , Constant pressure 4MPa)

### H.2 燃料のオクタン価 (RON) による着火遅れの違い

改良鶴島モデルを使って、理論混合比 ( $\phi=1.0$ ) の燃料-空気予混合気でおクタン価 (RON) 0, 80, 100 ごとに、初期温度を変えて圧力 4MPa の定圧燃焼で計算した着火遅れを図 H-2 の左の図に示す。また、右の図には文献<sup>(H-1)</sup>から引用したショックチューブでの実測値とオリジナル鶴島モデルの着火遅れの計算結果を示す。

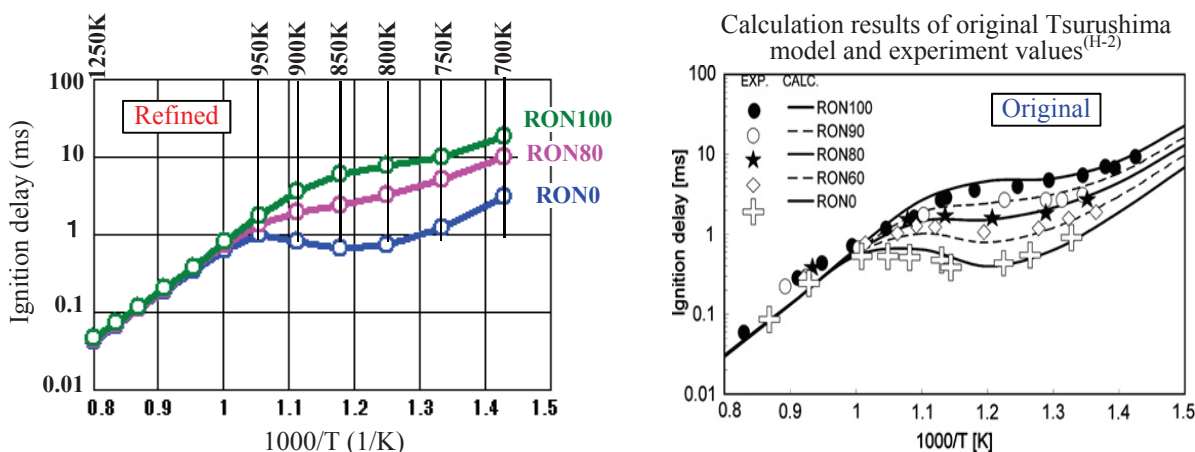


Fig. H-2 Ignition delay of RON 0,80,100 fuel (n-Heptane,  $\Phi=1.0$ , Constant pressure 4MPa)

この図より, 改良鶴島モデルも実測値に近い着火遅れの予測になっていることが確認できる. ただし, RON80 の 800K 付近で着火遅れが幾分長くなっている相違が見られる.

文献<sup>(H-1)</sup>には, 低温酸化反応 LTO (Low Temperature Oxidization) の様子を示した温度上昇の図が無いので, RON0 燃料(n ヘプタン)で初期温度を振って計算を行った結果を図 H-3 に示す. この図の左の図(750K ~850K)では, 急激な温度の立ち上がり(熱炎反応)に先んじて温度が少し上昇する低温酸化反応(冷炎反応)が認められる. また, 真中の図(850K~950K)では, 初期温度が上昇すると着火遅れが長くなる NTC (Negative Temperature Coefficient)現象が発生している. 950K を越えると低温酸化反応は発生せず, 右の図に示すように, 温度が高くなると着火遅れが短くなる.

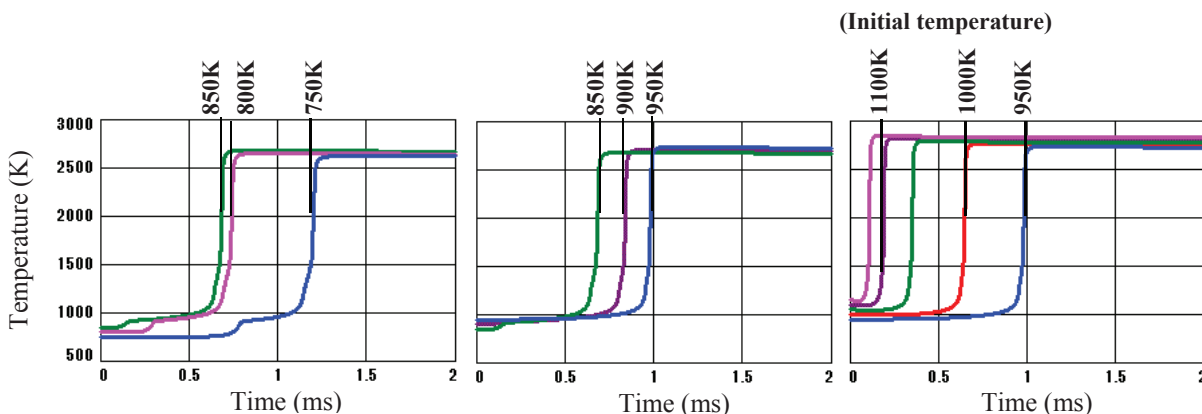


Fig. H-3 Temperature history of refined Tsurushima model (n-Heptane,  $\Phi=1.0$ , Constant pressure 4MPa)

### 参考文献

- (H-1) T.Tsurushima: A new skeletal PRF kinetic model for HCCI combustion, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.32, p.2835-2841 (2009).
- (H-2) K. J. Hughes, T. Turanyi, A. R. Clague, M. J. Pilling: Development and Testing of a Comprehensive Chemical Mechanism for the Oxidation of Methane, International Journal of Chemical Kinetics, Vol. 33, p513-538 (2001).
- (H-3) 大竹一友, 藤原俊隆: 燃烧工学(初版), コロナ社, p.174-179 (1889).

## 付録 I ディーゼル噴射弁の詳細モデル

6.3 節で触れたディーゼル燃焼計算用の詳細な燃料噴射弁モデルについて述べる。

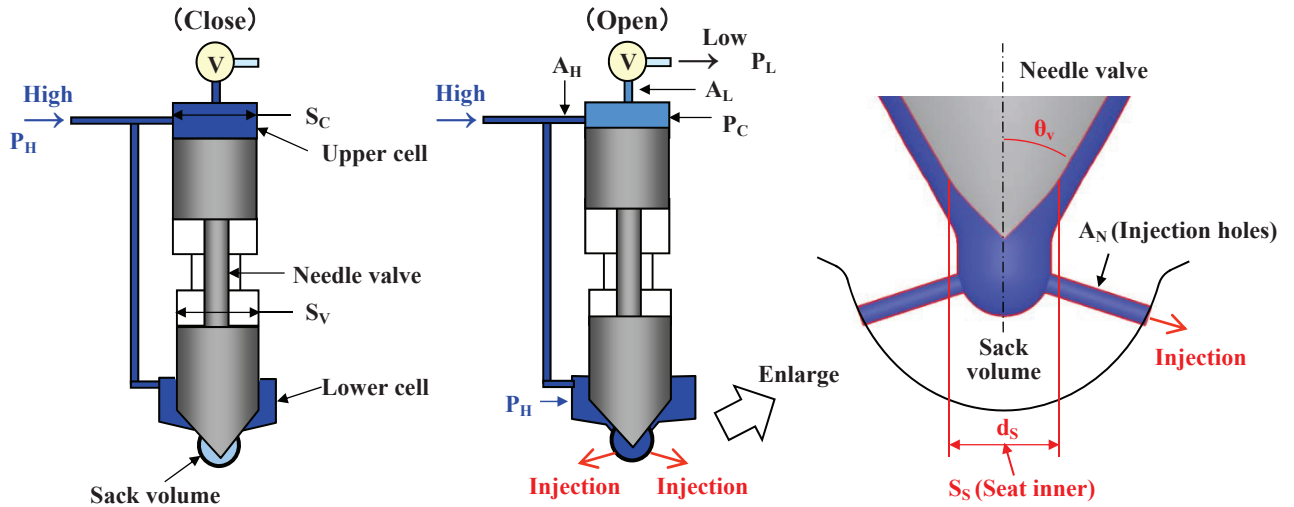


Fig.I-1 Schematic of injector model.

### I.1 燃料噴射弁の動作

ここで取り扱う噴射弁は次のような動作を行なって燃料噴射を行う。まず、着座時は上部室と下部室に高圧ラインの圧力(=噴射圧)が加わるが、下部室はシート内側の面積が小さいため芯弁がシートに押し付けられている。制御弁が開いて燃料が低圧ラインに抜けると上部室の圧力が低下し、芯弁がリフトして下部室とサック部が繋って燃料を噴射する。制御弁を閉じると上部室の圧力が高圧に復帰し、芯弁が下降して着座に至り燃料噴射を終了する。燃料噴射弁の作動とサック部周り形状を図 I-1 に示す。

### I.2 芯弁リフトと燃料噴射速度の計算方法

(i.1) 式に示す芯弁周りの運動方程式を解いて芯弁リフト  $x(m)$  を求めている。

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + (C_v + C_s) \frac{dx}{dt} + k_s x = F \quad (i.1)$$

この式の  $m$  は芯弁の質量 (kg),  $C_v$  は芯弁リフト時の減衰係数 (Ns/m),  $C_s$  はシートでの減衰係数 (Ns/m),  $k_s$  はシートのバネ定数 (N/m).  $C_s$  と  $k_s$  は着座時のみに作用する。  $F$  は芯弁に作用する荷重 (N) で次の (i.2) 式で計算する。ここでは上向きを正方向に取っている。

$$F = -S_c p_c + (S_v - S_s) p_H + S_s p_s \quad (i.2)$$

ここで、  $S_c$  と  $S_v$  は上部室と下部室の断面積 ( $m^2$ ),  $S_s$  はシート内側の面積 ( $m^2$ ),  $p_c$  は上部室の圧力 (Pa),  $p_s$  はサック内の圧力 (Pa),  $p_H$  は高圧ラインの圧力 (Pa) で噴射圧に等しい。

この上部室の圧力  $p_c$  は高圧ラインから供給される燃料量、低圧ラインに抜ける燃料量と上部室の容積変化量を考慮して (i.3) 式で計算する。

$$p_c = p_c^n + E_k \frac{(A_H u_H - A_L u_L) + 0.5(v + v^n) S_c}{V_c^n} dt \quad (i.3)$$

ここで、  $E_k$  は燃料の圧縮率 (Pa),  $A_H$  と  $u_H$  は上部室に繋がる高圧ラインの通路面積 ( $m^2$ ) と流速 (m/s),  $A_L$  と  $u_L$  は上部室に繋がる低圧ラインの通路面積 ( $m^2$ ) と流速 (m/s),  $v$  は芯弁リフト速度 (m/s),  $V_c$  は上部室の容積 ( $m^3$ ),  $dt$  は計算ステップ (s) である。添字  $n$  は 1 計算ステップ前の値を示す。また、  $u_H$  と  $u_L$  は (i.4) 式と (i.5) 式で表される。

$$u_H = \sqrt{\frac{2(p_H - p_C)}{\rho}} \quad (i.4)$$

$$u_L = \sqrt{\frac{2(p_C - p_L)}{\rho}} \quad (i.5)$$

$p_L$ は低圧ラインの圧力(Pa),  $\rho$ は燃料の密度(kg/m<sup>3</sup>)である.

芯弁リフトを数値計算するために(i.1)式を(i.6)式の漸化式に展開する.

$$v = v^n + \frac{F - (c_v + c_s)v^n - k_s x^n}{m} dt \quad (i.6)$$

そして, (i.6)式で更新された速度  $v$  を使って(i.7)式で芯弁リフト  $x$  を計算する.

$$x = x^n + \frac{(v + v^n)}{2} dt \quad (i.7)$$

また, ノズルからの燃料噴射速度  $u_n$ (m/s)は二重絞りの式を使って(i.8)式で求めた.

$$u_n = \sqrt{\frac{2(p_H - p_{cyl})}{\left(\left(\frac{A_N}{A_S}\right)^2 + 1\right)\rho}} \quad (i.8)$$

この  $A_S$ はバルブシートの通路面積(m<sup>2</sup>)で(i.9)式で求める,  $A_N$ はノズル穴の総通路面積(m<sup>2</sup>),  $p_{cyl}$ は筒内圧(Pa),  $d_s$ はシートと芯弁が接触する径(m),  $\theta_v$ は図 I-1 に示す芯弁の先端角(rad)である.

$$A_S = \pi d_s x \sin\theta_v \quad (i.9)$$

サック部の圧力  $p_s$ (Pa)は  $u_n$ (m/s)を使って(i.10)式で求めることができる.

$$p_s = p_{cyl} + \frac{1}{2}\rho u_n^2 \quad (i.10)$$

### I.3 計算例

芯弁リフトと燃料噴射速度の計算例を図 I-2 に示す. この計算に使った噴射弁の寸法などは秘匿のため, 記載を差し控える.

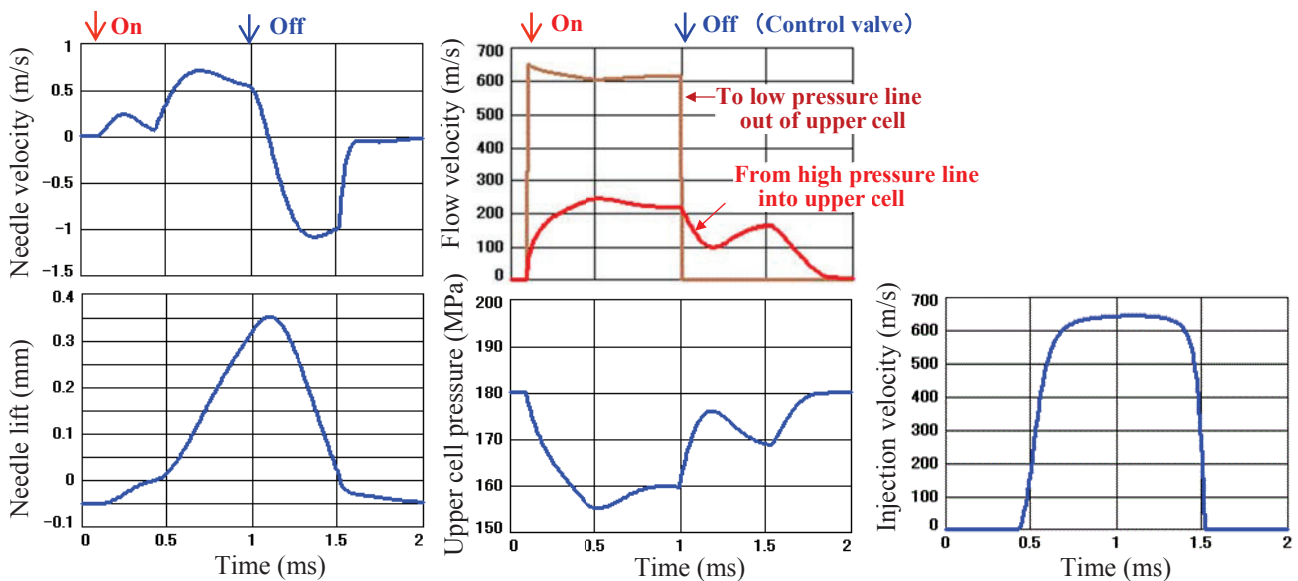


Fig.I-2 Example of calculation results using detailed injector model.

## 付録 J 動弁系用カムの設計計算法

第7章の補足として、一般的なポリノミアルカム<sup>(J-1)</sup>と関数カムについて記載する。

### J.1 ポリノミアルカムの設計計算法

ここでは、上りと下りを分けて定義する方法について示す。

4個の未知数  $a_p, a_q, a_r$  と  $B$  を仮定して(j.1)式でリフト  $H(x)$  を定義し、微分を繰返して速度  $S(x)$ , 加速度  $A(x)$  とジャーク  $J(x)$  を求める。

(リフト量)

$$H(x) = a_p x^p + a_q x^q + a_r x^r + \frac{1}{2} B x^2 + H \quad (j.1)$$

(速度)

$$S(x) = p a_p x^{p-1} + q a_q x^{q-1} + r a_r x^{r-1} + B x \quad (j.2)$$

(加速度)

$$A(x) = p(p-1)a_p x^{p-2} + q(q-1)a_q x^{q-2} + r(r-1)a_r x^{r-2} + B \quad (j.3)$$

(ジャーク)

$$J(x) = p(p-1)(p-2)a_p x^{p-3} + q(q-1)(q-2)a_q x^{q-3} + r(r-1)(r-2)a_r \quad (j.4)$$

ここで、 $x$  はカム角 (rad),  $H$  はバルブリフト量 (mm),  $B$  は最大負加速 ( $\text{mm}/\text{rad}^2$ ) である。

上り区間では、開弁角  $x = -\theta_0$  で(j.5)~(j.7)式,  $x = -\theta_1$  で(j.8)式の条件が定義できるので、4個の未知数  $a_p, a_q, a_r$  と  $B$  を求めることができる。この  $S_0$  は上りランプ速度 ( $\text{mm}/\text{rad}$ ) である。

$$H(-\theta_0) = 0 \quad (j.5)$$

$$S(-\theta_0) = S_0 \quad (j.6)$$

$$A(-\theta_0) = 0 \quad (j.7)$$

$$A(-\theta_1) = 0 \quad (j.8)$$

下りの区間では最大負加速度  $B$  が決まっているので、上りに対して制約条件を1つ減らす必要がある。ここでは負加速度から正加速度に切り替わるタイミング  $x = \theta_3$  での定義をやめて、閉弁タイミング  $x = \theta_4$  で(j.9)~(j.11)式の3条件を定義することにより、3個の未知数  $a_p, a_q, a_r$  を求める。

$$H(-\theta_4) = H_5 \quad (j.9)$$

$$S(-\theta_4) = S_5 \quad (j.10)$$

$$A(-\theta_4) = 0 \quad (j.11)$$

$S_5$  は下りランプ速度 ( $\text{mm}/\text{rad}$ ) で、 $H_5$  はハイランプ量 (mm) である。なお、 $x$  の指数  $p, q$  と  $r$  は設計変数で任意の値を設定して好みのカムリフトを作り出す。

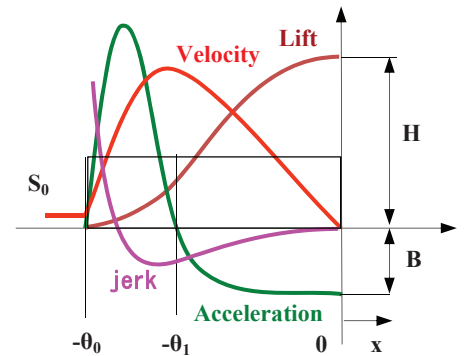


Fig.J-1 Polynomial cam (ascent side).

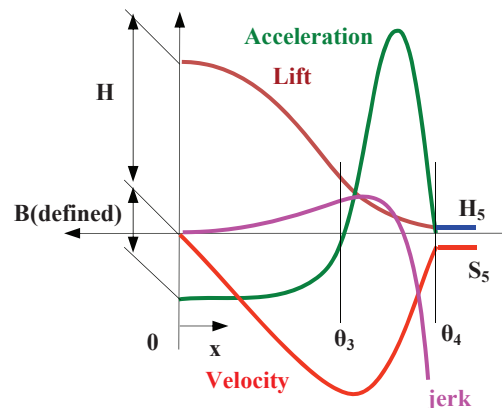


Fig.J-2 Polynomial cam (descend side).



## J.2 関数カムの設計計算法

関数カムは、上り下りの正加速度区間と負加速度区間の加速度に任意の関数を定義してカムリフトを設計する方法である。この関数の組み合わせについては種々のものが提案されているが、ここでは、簡単な加速区間に2次関数を、減速区間に4次関数を使った関数カムについて示す。

(1) 上り加速区間(2次関数)

(加速度)

$$A_1(x_1) = a_1 x_1^2 - a_1 \theta_1 x_1 \quad (j.12)$$

(速度)

$$S_1(x_1) = \frac{a_1}{3} x_1^3 - \frac{a_1}{2} \theta_1 x_1^2 + S_0 \quad (j.13)$$

(リフト量)

$$H_1(x_1) = \frac{a_1}{12} x_1^4 - \frac{a_1}{6} \theta_1 x_1^3 + S_0 x_1 \quad (j.14)$$

(2) 上り減速区間(4次関数)

(加速度)

$$A_2(x_2) = a_2 x_2^4 - a_2 \theta_2^4 \quad (j.15)$$

(速度)

$$S_2(x_2) = \frac{a_2}{5} x_2^5 - a_2 \theta_2^4 x_2 \quad (j.16)$$

(リフト量)

$$H_2(x_2) = \frac{a_2}{30} x_2^6 - \frac{a_2}{2} \theta_2^4 x_2^2 + H \quad (j.17)$$

この  $a_1$  と  $a_2$  は、正加速度区間の  $x_1 = \theta_1$  と負加速度区間の  $x_1 = -\theta_2$  の速度とリフト量が同一である条件を使って下記のように求める。

(速度)

$$\begin{aligned} S_1(\theta_1) &= -\frac{1}{6} \theta_1^3 a_1 + S_0 \\ S_2(-\theta_2) &= \frac{4}{5} \theta_2^5 a_2 \\ \frac{1}{6} \theta_1^3 a_1 + \frac{4}{5} \theta_2^5 a_2 &= S_0 \end{aligned} \quad (j.18)$$

(リフト量)

$$\begin{aligned} H_1(\theta_1) &= -\frac{a_1}{12} \theta_1^4 + S_0 \theta_1 \\ H_2(-\theta_2) &= -\frac{7}{15} \theta_2^6 a_2 + H \\ -\frac{a_1}{12} \theta_1^4 + \frac{7}{15} \theta_2^6 a_2 &= H - S_0 \theta_1 \end{aligned} \quad (j.19)$$

(j.18)式と(j.19)式で  $a_1$  を消去した(j.20)式で  $a_2$  を求め、この  $a_2$  を(j.18)式に代入した(j.21)式で  $a_1$  を求める。

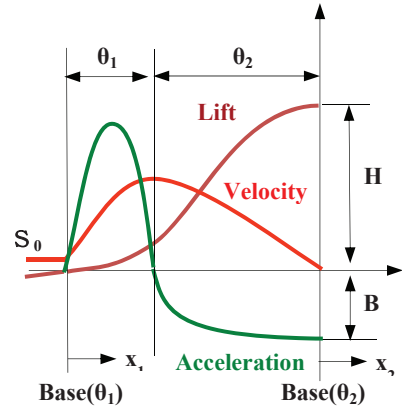


Fig.J-3 Functional cam (ascent side).

$$a_2 = \frac{\frac{1}{2}S_0\theta_1 - H}{\theta_2^5 \left(-\frac{2}{5}\theta_1 - \frac{7}{15}\theta_2\right)} = -\frac{15S_0\theta_1 - 30H}{\theta_2^5(12\theta_1 + 14\theta_2)} \quad (j.20)$$

$$a_1 = \frac{-\frac{4}{5}\theta_2^5 a_2 + S_0}{\frac{1}{6}\theta_1^3} = -\frac{4.8\theta_2^5 a_2 - 6S_0}{\theta_1^3} \quad (j.21)$$

また、最大負加速度  $B$  は(j.15)式の  $x_2$  に 0 を代入した(j.22)式になる.

$$B = -a_2\theta_2^4 \quad (j.22)$$

### (3) 下り減速区間(4次関数)

下りでは最大負加速度  $B$  も境界条件になるため、加速度に1次関数を加えた(j.23)式を利用する.

(加速度)

$$A_3(x_3) = a_3x_3^4 + Dx_3 + B \quad (j.23)$$

(速度)

$$S_3(x_3) = \frac{a_3}{5}x_3^5 + \frac{1}{2}Dx_3^2 + Bx_3 \quad (j.24)$$

(リフト量)

$$H_3(x_3) = \frac{a_3}{30}x_3^6 + \frac{1}{6}Dx_3^3 + \frac{1}{2}Bx_3^2 + H \quad (j.25)$$

この1次関数の係数  $D$  は(j.26)式で定義できる.

$$A_3(\theta_3) = a_3\theta_3^4 + D\theta_3 + B = 0$$

$$D = -a_3\theta_3^2 - \frac{B}{\theta_3} \quad (j.26)$$

### (4) 下り加速区間(2次関数)

(加速度)

$$A_4(x_4) = a_4x_4^2 + a_4\theta_4x_4 \quad (j.27)$$

(速度)

$$S_4(x_4) = \frac{a_4}{3}x_4^3 + \frac{a_4}{2}\theta_4x_4^2 + S_5 \quad (j.28)$$

(リフト量)

$$H_4(x_4) = \frac{a_4}{12}x_4^4 + \frac{a_4}{6}\theta_4x_4^3 + S_5x_4 + H_5 \quad (j.29)$$

下り区間の未知数  $a_3$  と  $a_4$  は、上り区間と同様の計算処理を行って求めた(j.30)と(j.31)式を使って算出する.

$$a_3 = \frac{(20\theta_3 + 15\theta_4)B\theta_3 + 30S_5\theta_4 + 60(H-H_5)}{\theta_3^5(8\theta_3 + 9\theta_4)} \quad (j.30)$$

$$a_4 = -\frac{1.8\theta_3^5 a_3 + 6S_5 - 3B\theta_3}{\theta_4^3} \quad (j.31)$$

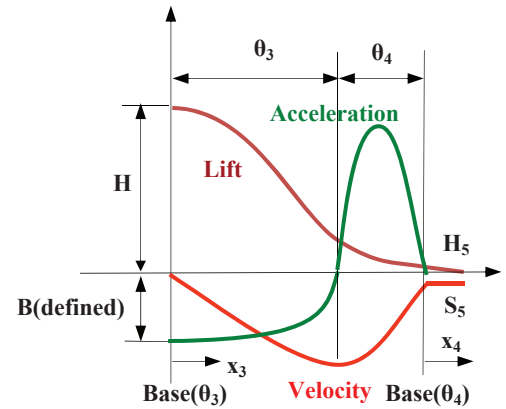


Fig.J-4 Functional cam (descend side).

### J.3 ポリノミアルカムと関数カムの比較

図 J-5 にポリノミアルカムと関数カムを比較して示す。ここでは、上り下りの正加速度区間 19deg, 負加速度区間 38deg, バルブリフト 7mm として計算した。ただし、ポリノミアルカムの下りの正負加速度区間は設定より若干ずれた値になる。図のバルブリフト量では関数カムとポリノミアルカムの違いを見つけることができないが、一階微分した速度で多少の相違が表れ、二階微分の加速では両者の違いが認められる。図 J-6 に加速度を微分したジャークと呼ばれる物理量を示している。関数カムでは正加速区間と負加速度区間の間が不連続になるが、ポリノミアルカムでは滑らかに結ばれる。

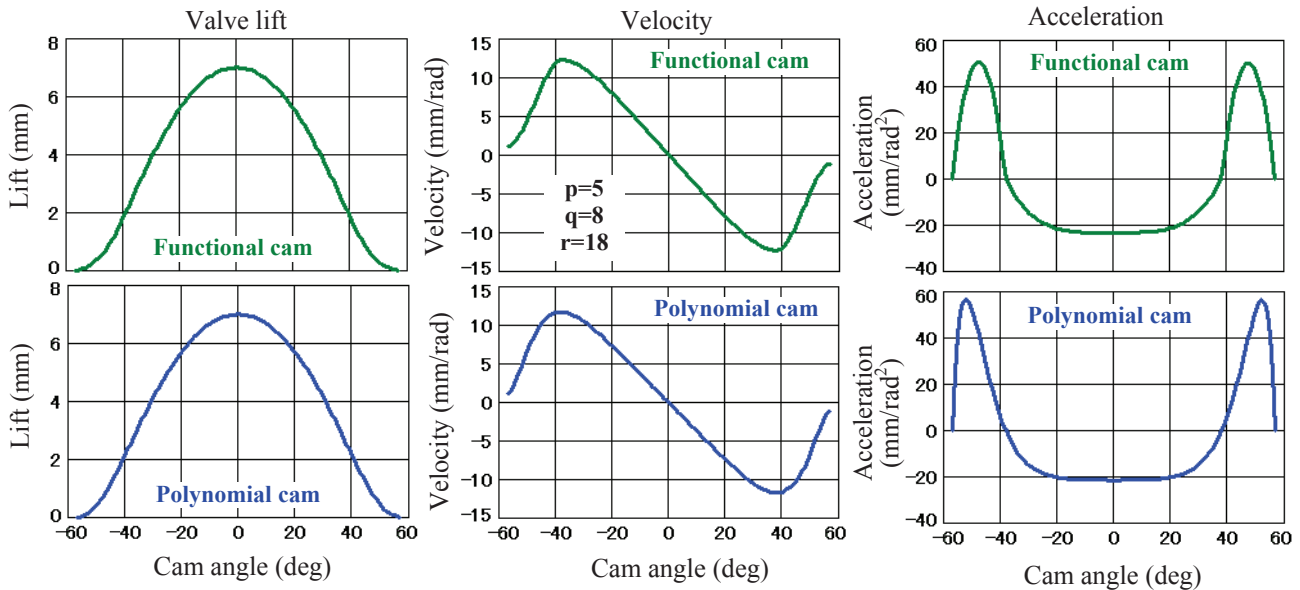


Fig.J-5 Comparison of valve lift, velocity and acceleration between polynomial cam and functional cam.

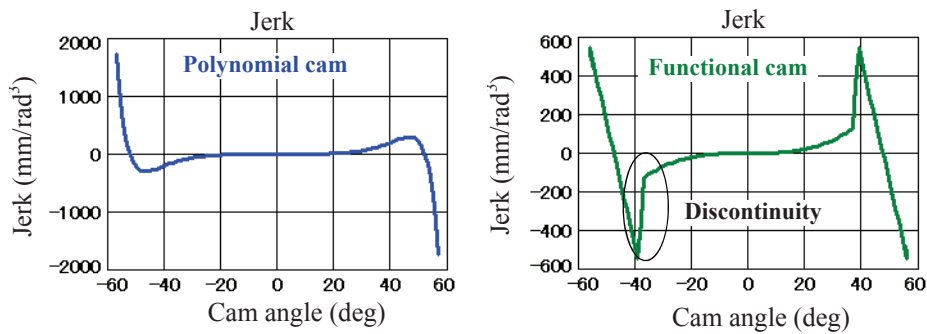


Fig.J-6 Comparison of cam jerk between polynomial cam and functional cam.

### 参考文献

(J-1) 高行男：機構学入門(第1版)，東京電気大学出版局，p.191-197 (2008)。

## 研究業績

### I. 各章の論文

#### 第2章の論文

1. エンジン性能シミュレータの開発, 北田 泰造, 口田 征人, 熊谷 寛, 三菱自動車テクニカルレビュー, No. 7, pp. 40-49, 1995. 4, 三菱自動車工業(株)
2. 新エンジン性能シミュレータの開発, 北田 泰造, 口田 征人, 大橋 朋宏, 三菱自動車テクニカルレビュー, No. 11, pp. 31-38, 1999. 4, 三菱自動車工業(株).

#### 第3章の論文

3. A Study on Knocking Prediction Improvement Using Chemical Reaction Calculation, Taizo Kitada, Masato Kuchita, Shinji Hayashi, Takayuki Shirota, Yasuyuki Sakai, Hiromitsu Kawazoe, SAE paper 2015-01-1905 (Journal article), 2015.9, SAE.  
(Powertrains, Fuels & Lubricants Meeting, JSAE 20159041, 2015.9, 自動車技術会/SAE 合同)
4. 化学反応計算によるノッキング発生予測精度向上の研究, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, 城田 貴之, 酒井 康行, 川添 博光, 第25回内燃機関シンポジウム, 講演番号008, pp. 1-8(CD-ROM), 2014.11, 日本機械学会.

#### 第4章の論文

5. Modeling of Sound propagation from exhaust pipe, Masato Kichita, Naoto Yamada, Taizo Kitada, SAE paper 9531534, 1995.11, SAE.  
(第8回環太平洋自動車技術会議(IPC-8), Vol. 2, pp. 323-328, 1995.11, 自動車技術会/SAE 合同).
6. 高解像度スキームによる吸排気騒音の予測, 北田 泰造, 振動・騒音シンポジウム, pp. 25-3, 1994.12, 山口大学, 日本機械学会, 自動車技術会.
7. 部分二次元計算によるエンジン排気騒音の予測, 石田 裕幸, 土佐 陽三, 高木 茂, 北田 泰造, 口田 征人, 三菱重工技法 Vol. 32. No. 1, pp. 45-48, 1995.1, 三菱重工工業(株).

#### 第5章の論文

8. A Study on Practical Use of Diesel Combustion Calculation, Taizo Kitada, Masato Kuchita, Shinji Hayashi, COMODIA2012, pp. 524-529, 2012.7, 日本機械学会
9. ディーゼルエンジンの燃焼計算の実用化, 北田 泰造, 口田 征人, 金井 瑞樹, 草鹿 仁, 第21回内燃機関シンポジウム, pp. 303-308, 2010.11, 日本機械学会.
10. ディーゼルエンジンの燃焼計算の実用化 一次元吸排気脈動計算との連成, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, 第22回内燃機関シンポジウム, pp. 459-464, 2011.12, 自動車技術会.
11. 一次元吸排気脈動計算と連成した実用的なディーゼル燃焼計算方法, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, マリーンエンジニアリング, Vol. 48, No. 5, pp. 63-69, 2013.9, 日本マリーンエンジニアリング学会.
12. ディーゼルエンジン燃焼計算の実用研究 化学反応計算による着火遅れの予測, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, 川添 博光, 酒井 康行, 安東 弘光, 自動車技術会論文集 Vol. 45, No. 6, pp. 933-938, 2014.11, 自動車技術会.
13. ディーゼルエンジン燃焼計算の実用化研究 燃焼計算の速度向上方法, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, 酒井 康行, 川添 博光, 自動車技術会論文集 Vol. 47, No. 2, pp. 未定, 2016.3(予定), 自動車技術会.  
(自動車技術会学術講演会春季大会, 講演番号018, pp. 1-6(CD-ROM), 2015.5, 自動車技術会)

14. ディーゼルエンジン燃焼計算の実用化研究 排出ガス予測精度向上法,  
北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, 酒井 康行, 川添 博光, 自動車技術会論文集 Vol. 47, No. 2,  
pp. 未定, 2016. 3(予定), 自動車技術会.  
(自動車技術会学術講演会秋季大会, 講演番号 139, pp. 1-6(CD-ROM), 2015. 10, 自動車技術会)

#### 第6章の論文

15. エンジン性能シミュレータ最適化計算システムの開発, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治,  
三菱自動車テクニカルレビューNo. 18, pp. 43-49, 2006. 4, 三菱自動車工業(株).
16. ディーゼルエンジンの燃焼計算の実用化(第3報) 最適化計算システムの開発,  
北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治, 第23回内燃機関シンポジウム, A1-10, pp. 1-6(CD-ROM), 2012. 10,  
自動車技術会.
17. A Study on Practical Use of Diesel Combustion Calculation and Development of Automatic  
Optimizing Calculation System, Taizo Kitada, Masato Kuchita, Shinji Hayashi,  
SAE paper 2015-01-1845 (Technical paper), 2015. 9, SAE.  
(Powertrains, Fuels & Lubricants Meeting, JSAE 20159047, 2015. 9, 自動車技術会/SAE 合同)

#### 第7章の論文

18. 動弁系振動計算コードの開発, 北田 泰造, 口田 征人, 三菱自動車テクニカルレビューNo. 20,  
pp. 75-83, 2008. 4, 三菱自動車工業(株).

## II. その他の論文

19. Efficacy and Feasibility of Cylinder Block Oil-Cooling for Passenger Car Engine,  
Yoshiaki DANNO, Hiroshi KAMADA, Taizo KITADA,  
JSAE Review Vol. 10 No. 4, pp. 36-43, 1989. 1, 自動車技術会.
20. 仮想パワートレインモデルの開発, 口田 征人, 北田 泰造, 木戸 和夫, 三菱自動車テクニカル  
レビュー, No. 14, pp. 20-26, 2002. 4, 三菱自動車工業(株).
21. 仮想パワートレインモデルの開発, 口田 征人, 北田 泰造, 木戸 和夫, 自動車技術, Vol. 56,  
pp. 83-88, 2002. 6, 自動車技術会.
22. 燃料用アルコールの燃焼特性-熱面着火温度および燃焼速度について(修士論文),  
竹内 貫一郎, 塚本 時弘, 北田 泰造, 内燃機関 Vol. 21, No. 263, pp. 9-18, 1982. 8, 山海堂.
23. 乗用車用エンジンにおけるシリンダブロック油冷の効果と成立性, 団野 喜朗, 鎌田 寛, 北田 泰造,  
自動車技術, Vol. 42, pp. 1058-1064, 1988. 4, 自動車技術会.
24. 燃焼室形状とシリンダ内流動が熱損失に及ぼす影響, 北田 泰造, 竹村 純, 安東 弘光,  
第11回内燃機関シンポジウム, pp. 139-144, 1993. 7, 日本機械学会.
25. 仮想エンジン燃費マップを利用した車両燃費シミュレーション, 北田 泰造, 口田 征人, 林 伸治,  
第20回内燃機関シンポジウム, pp. 121-126, 2009. 9, 自動車技術会.
26. エンジンのシリンダ内現象の数値解析と応用, 北田 泰造, 機械学会関西支部 第214回講習会,  
日本機械学会.
27. 一次元脈動計算を利用した吸排気吐出音の予測, 北田 泰造, 自動車技術会関西支部講習会,  
2002. 11, 自動車技術会.
28. エンジン性能シミュレータの最適化計算システムの開発, 北田 泰造,  
自動車技術会関西支部講習会, 2006. 11, 自動車技術会.
29. 吸排気系騒音の計測解析, 北田 泰造, 自動車の計測技術(初版), pp. 76-78, 1998. 4, 朝倉書店.