

平成 28 年度

博士論文

濃度勾配を有する予混合気中の
斜めデトネーションに関する研究

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

指導教員 津江 光洋教授

学籍番号 37-147040

岩田 和也

目次

1.序論	1
1.1 諸言	1
1.2 斜めデトネーションの基礎	1
1.2.1 燃焼	1
1.2.2 圧縮性流体现象	3
1.2.3 デトネーション	4
1.2.3.1 デトネーションの 1 次元解析	5
1.2.3.2 デトネーションの動的特性	7
1.2.4 斜めデトネーション	8
1.2.4.1 斜めデトネーションの 1 次元解析	10
1.2.5 航空宇宙推進機関への応用	12
1.3 デトネーション推進機関	13
1.3.1 パルスデトネーションエンジン	13
1.3.2 回転デトネーションエンジン	14
1.3.3 斜めデトネーションエンジン	15
1.3.4 ラム加速器	17
1.4 先行研究	18
1.4.1 くさび平面上の斜めデトネーション	18
1.4.1.1 Li らによる研究	19
1.4.1.2 Da Silva と Deshaies による研究	19
1.4.1.3 Verreault と Higgins による研究	19
1.4.1.4 Verreault らによる研究	19
1.4.2 鈍頭物体上の斜めデトネーション	20
1.4.2.1 Lehr による研究	20
1.4.3 C-J 斜めデトネーション	20
1.4.3.1 Maeda らによる研究	20
1.4.4 斜めデトネーションエンジン	20

1.4.4.1 Menees らによる研究	21
1.4.4.2 Chan らによる研究	21
1.4.5 濃度勾配中の伝播デトネーション	21
1.4.5.1 石井らによる研究	22
1.4.5.2 Vollmer らによる研究	22
1.4.5.3 Fujii らによる研究	22
1.4.4 濃度勾配中の斜めデトネーション	23
1.4.4.1 Cambier らによる研究	23
1.4.4.2 Vlasenko と Sabel'nikov による研究	23
1.4.4.3 Sislan らによる研究	23
1.5 研究目的	24
1.6 研究内容	25
2.数値計算	26
2.1 方針	26
2.2 支配方程式	26
2.2.1 熱物性値	30
2.2.2 輸送物性値	32
2.2.2.1 粘性係数	32
2.2.2.2 熱伝導率	33
2.2.2.3 拡散係数	34
2.2.3 化学反応	34
2.3 差分法	38
2.3.1 対流項	38
2.3.1.1 Harten-Yee の対象風上型 TVD	38
2.3.1.2 AUSM+ - up	40
2.3.2 拡散項	42
2.3.3 時間積分	42
2.3.3.1 TVD 2 次精度ルンゲ・クッタ法	43
2.3.3.2 LU-SGS	43
2.3.3.3 対角化点陰解法	45

2.4 濃度勾配	47
3.くさび平面上の斜めデトネーション	49
3.1 問題設定	49
3.2 計算条件	50
3.3 検証計算	51
3.3.1 均一流条件	51
3.3.2 グリッド依存性	54
3.4 不均一流 ODW	57
3.4.1 波面構造	57
3.4.1.1 V 字型構造の非定常形成過程	77
3.4.2 勾配幅 H_0 の影響	83
3.4.3 燃焼特性	87
3.4.4 均一可変当量比条件との比較	93
3.4.5 先行火炎先端位置	95
3.4.6 V 字火炎発生条件	97
3.4.7 不均一性の影響因子	101
3.4.8 結果と考察のまとめ	107
4.鈍頭物体上の斜めデトネーション	109
4.1 問題設定	109
4.2 計算条件	110
4.3 検証計算	110
4.3.1 均一流条件	110
4.3.2 グリッド依存性	112
4.4 不均一流 ODW	114
4.4.1 波面構造	114
4.4.2 勾配幅 H_0 の影響	132

4.4.3 均一可変当量比条件との比較.....	134
4.4.4 振動燃焼発生条件	137
4.4.5 燃焼特性.....	138
4.4.6 不均一性の影響因子	144
4.4.7 結果と考察のまとめ	147
5. C-J 斜めデトネーション	148
5.1 問題設定	148
5.2 計算条件	149
5.3 均一量論混合気流条件	150
5.4 不均一流 ODW	151
5.4.1 波面構造.....	152
5.4.2 燃焼特性.....	158
5.4.3 ODW 波面角度	161
5.4.4 不均一性の影響因子	166
5.4.5 結果と考察のまとめ	168
6. 結論	169
参考文献.....	172
謝辞	178

1.序論

1.1 諸言

航空宇宙分野の推進・燃焼において重要な一つの大きなテーマとして、宇宙輸送機、つまりロケットや、2011 年まで利用されていたスペースシャトルの推進手段の完全再使用化がある。現在宇宙までの輸送・移動手段として専ら用いられるのはロケットであるが、使い捨て型のエンジンを使用しているため、効率性・信頼性・コストの観点から再使用可能なエンジンを開発することがこれからの宇宙開発の発展にとって必要不可欠である。その実現策として主要な選択肢のひとつは、航空機に搭載されるような空気吸い込み式のエンジンにロケットエンジンを置き換えるというものである。これにより宇宙輸送機も航空機とほぼ同様の運用方式が可能になり、遥かに円滑な宇宙開発が可能になると期待されるが、従来の航空機を遥かに超える飛行速度でのエンジン作動は技術的な困難を多く伴い、特に有効な燃焼の達成は最大の課題のひとつである。これまで半世紀以上にわたり、多くの研究者がその課題に取り組んできたものの、実現までの道は険しく、困難に面した現状を打破する革新的な技術が待たれている。

デトネーションは急速なエネルギー発生を伴う、燃焼現象の特殊な一分岐であり、そうした高速域での燃焼に伴う問題を解決するものとして最も有力視されるひとつである。基礎研究が成熟しているだけでなく、実際に実験機の開発等が盛んに行われており、推進技術としての有効性が実証されている。一方で斜めデトネーションはデトネーションの特殊な一形態であり、未だ基礎研究が発展途上の段階にあるが、最も高い飛行速度で有効な燃焼形式として注目されている。我々はこの斜めデトネーションを研究対象として取り上げ、上記の推進応用により即した新たな知見を供与するための基礎的な研究を行っている。本論文ではその研究内容と得られた結果や議論をまとめることを主旨とする。

1.2 斜めデトネーションの基礎

本論文が主題とする斜めデトネーションは燃焼、そして圧縮性流体现象が相互に作用をおよぼすことで成立する物理現象である。そこでまず本節では以降、これら燃焼および圧縮性流体现象について述べ本研究の理解のために必要な基礎的事柄の説明を行う。その上でデトネーション、およびその一分岐としての斜めデトネーションの概念の導入を順次行うことにする。

1.2.1 燃焼

燃焼は強い発熱と発光を伴う酸化反応を指す。燃焼は 2000K を超える高温を生じ、その熱が未燃物質に熱伝導の形で伝わり反応が持続するという自己持続性を持つ一方で、燃焼の開始には一般に電気火花など点火源による高エネルギーの付与が必要である。

燃焼の過程を通じて起こる全体の化学反応は、次式のように燃料と酸化剤が生成物であ

る水および二酸化炭素になる単一の総括反応で記述される.



実際の反応過程は総括反応そのままには進まず, 下記(R1-3 - R1-5)に挙げるような素反応と呼ばれる中間生成物が多く関わる最小単位の反応が多数, 個々に進行する[1, 2].



単純な構造のメタンの燃焼であっても数十の中間生成物が数百の素反応過程で生成・消滅することが知られている. これらの素反応が完全に進んだとして, 反応物・生成物の増減を全て加味すると総括反応が起こっていると見なすことが出来る. 素反応において生成される H, OH, CH などの中間生成物は, 高温領域で生成される不安定で寿命の短い化学種であり, 特に活性化学種(あるいはラジカル)と呼ばれる. これら活性化学種のうち, 例えば CH などによる発光は, 火炎に特徴的な青い発光として観察される.

(R1-1, 1-2)で示されるような燃焼が進行するためには, 活性化エネルギーにあたるエネルギーが付与されなければならない, 混合気が高温高压になることでその条件が達成される. その役割は先述の電気火花などの点火源が担うことになる. しかし, 実際に混合気が燃えるような高温高压条件に置かれてから, 着火により温度上昇と最終生成物増加が開始するまでにはタイムラグがあり, 着火遅れと呼ばれる. 着火以前は(R1-3 - 1-5)のような反応によりラジカルが蓄積していき, 着火時は一気に指数的に増加する. 着火によって特に発熱の大きい素反応が活発になり急激に温度上昇を起こし, 短時間で燃焼後の平衡状態へと近づいていく. 着火遅れは混合気の組成・圧力・温度によって広いオーダー(μs ~ ms)で変化し, 一般的な傾向として, 未燃混合気が高温であるほど着火遅れが短くなる.

上記の着火遅れをはじめとする燃焼特性に関しては, 混合気の組成の影響も温度と同様に大きく, 次式で定義される当量比によって整理される. 当量比は燃料の酸化剤に対する相対的な供給量を表している.

$$\text{当量比}(\Phi) = \frac{(F/O)}{(F/O)_{st}} \quad (1-1)$$

F, O はそれぞれ燃料, 酸化剤質量である. 分子が実際の質量比であるのに対し, 分母の st は量論混合比条件を表しており, すなわち燃料と酸化剤が過不足なく供給され, 完全燃焼した場合全て消費される条件にあたる. よって当量比が 1 の混合気は量論組成であり, 一方で 1 より大きい場合燃料が過剰となり燃料過濃組成, そして 1 より小さい場合酸化剤が過剰となり燃料希薄組成である. 概ね当量比が 1 に近いほど火炎温度が高く, 着火遅れは短くなる.

燃焼現象を区分する上で, 燃料と酸化剤の供給方法による種別も燃焼の理解に重要となる. すなわち予混合火炎は火炎帯よりも上流で予め燃料と酸化剤が混合されている火炎で

あり，拡散火炎は二者が別々に供給される火炎形態である．これら 2 種類の火炎は，火炎帯への反応物の流入方向という点で対照的であり，予混合火炎では燃料と酸化剤が火炎面に対し同方向から流入するのに対し，拡散火炎では逆方向から流入する．デトネーションは予混合火炎に属しており，一方で後述するスクラムジェットエンジン内の燃焼は拡散火炎に分類される．

1.2.2 圧縮性流体现象

流体は圧縮性，すなわち圧縮力により密度変化するか否かによって，圧縮性流体および非圧縮性流体に区別される．身近な例では空気が圧縮性流体，水が非圧縮性流体にあたる．流体が圧縮性の有無によって区別されるのは，それによりナヴィエ・ストークス方程式を含む保存則の取り扱いが大きく変わってくるためである．すなわち圧縮性流体では流体要素がもつ密度の時間変化を考えなくてはならず，非圧縮流体が連続の式を密度変化ゼロのための拘束条件と置き換え保存則を単純化できる点と異なる．保存則の例として，一定断面積の 1 次元流れの中で異なる 2 点 1,2 で成立する連続の式，運動量保存則，エネルギー保存則の式をそれぞれ下記(1-2) - (1-4)に示す[2-4]．ただしこれらは，外部とのエネルギーの出入，粘性等による輸送現象を無視できるとした(断熱，非粘性)形式である．

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (1-2)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (1-3)$$

$$h_1 + 1/2 u_1^2 = h_2 + 1/2 u_2^2 \quad (1-4)$$

また，観測される流体现象も圧縮性の有無により全く異なり，例えば速度の増減に伴い密度が有意に変化し，また温度や圧力も変化する．ただ，速度が小さい範囲ではこれら圧縮性の効果が小さく，非圧縮流体として近似的に扱うことができる．その圧縮性の効果の大小は，主にマッハ数 M として速度 u の音速 a に対する比を用いて整理することができる．

$$M = u/a \quad (1-5)$$

ここで，音速 a は流体の温度を含む熱的性質で決まり(1-6)のように記述される．

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (1-6)$$

γ は比熱比， R は気体定数， T は温度である．概ね $M < 0.3$ では非圧縮性流れ， $M > 0.3$ では圧縮性流れとされ上記のような圧縮性流体现象が有意になってくる．

さらに $M=1$ を境とし $M < 1$ が亜音速流れ， $M > 1$ が超音速流れとして分類されるが，超音速流れの場合には衝撃波に代表されるより特徴的な流体现象を伴う．衝撃波は爆発など，急激な変化を引き起こす現象に伴い周囲に伝播する波であり，音波の集積により形成される．衝撃波はその波面を通じての不連続的な流れの変化(速度，温度，圧力)として観察される．すなわち通過後の流体は温度，圧力が上昇する一方で衝撃波に対する相対速度は減少する

ため、流体を減速圧縮する作用をもつといえる。その伝播速度は伝播する媒質(流体)に対して音速を超えるため、衝撃波からみると伝播していく先の流体が超音速で波面に流入し、通過した流体は亜音速まで不連続的に減速する。上述のことを模式的に表したものを図 1-1 に示す。衝撃波そのものは外部などからのエネルギー供給が伴う現象ではないため、通過前の超音速流れ、通過後の亜音速流れの関係は断熱流体に成り立つ保存則(1-2)-(1-4)により記述することができる。

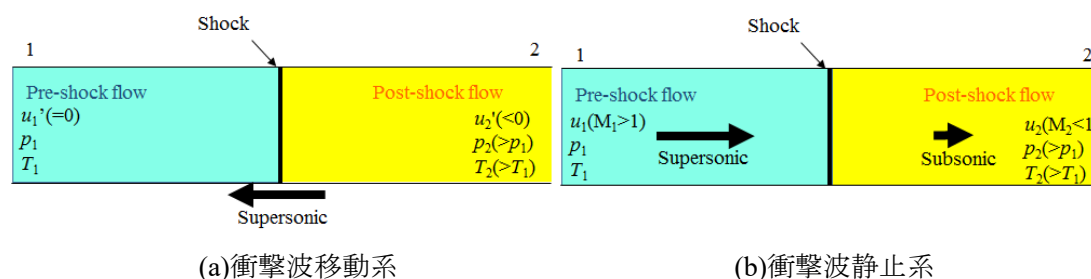


図 1-1 衝撃波前後の流れ

以上述べてきた衝撃波は超音速の伝播速度を有するゆえ、観測者に対し移動して観察される(図 1-1(a))のが通常であるが、一方で超音速で移動する物体上には、付着して衝撃波が定在する。このような衝撃波の波面は、物体の進行方向に対し斜めに向いて保持されるようになり、このような衝撃波は特に斜め衝撃波という。斜め衝撃波前後での流体の状態変化は、 u_1, u_2 を波面に垂直な成分としてとれば(1-2)-(1-4)と全く同じ保存則が成立する。これは波面に平行な速度成分が、質量保存則のため通過前後で変化しないことによる。

以上述べた、燃焼、および衝撃波を含む圧縮性流体現象はデトネーション、および斜めデトネーションを述べるのに欠くことのできないものであり、次節でも述べる通りこれらは二者が密接に相互作用を起こすエネルギー現象である。

1.2.3 デトネーション

衝撃波が流体に不連続的に断熱圧縮を引き起こすものであることは前節で述べた通りだが、燃料と酸化剤からなる予混合気中に強い衝撃波が起こった場合、自発的に燃焼が引き起こされるに十分な高温・高圧状態となる。これにより先行する衝撃波の背後に火炎面が形成される場合があるが、衝撃波が十分に強ければ衝撃波と火炎がほぼ合体するような形で近接し、相互作用を及ぼすようになる。すなわち、衝撃波の断熱圧縮が火炎の生成を促進し、一方で火炎面の生成はガスの膨張を伴うために周囲に圧縮波を伝播させ、それが衝撃波に追いつき重なることで衝撃波を強める。このように先行衝撃波と火炎面が近接し相互作用が起こる現象をデトネーションと呼ぶ。日本語では爆轟とも呼び、デトネーションを起こしうる可燃性混合気を特に爆轟性混合気と呼んだりもする。

デトネーションは可燃性混合気の中を、超音速で伝播する。そのため、デトネーションは

超音速燃焼の一種としてとらえることが出来、また予混合火炎としても分類できる。デトネーションの伝播速度は、混合気の組成・圧力・温度に応じて固有の定常値をもつようになり、チャプマン・ジュゲ(C-J=Chapman-Jouguet)速度とよばれる。C-J 速度は、以降で述べるユゴニオ曲線を用いた解析によって理論的に導出することができ、多くの実験データと良く一致することが確かめられている。その速度は音速を大きく超え、マッハ数は多くの混合気に対し 5 を超える極超音速域となる。C-J 速度に対応する解析解には亜音速のものも同時に存在するが、亜音速で伝播する低速火炎はデトネーションとの区別のため特にデフラグレーションと呼ばれる。我々が日常生活の中で目にするような火炎は、基本的には全てデフラグレーションである。しかしデフラグレーションの伝播機構は衝撃波で誘起される燃焼であるデトネーションとは大きく異なり、熱伝導・物質拡散に基づくために、C-J 速度とは定常的に一致することはなく、原則的に解析上の解の範疇で取り扱われる。

1.2.3.1 デトネーションの 1 次元解析

デトネーションは衝撃波と同様に、流体中の不連続面として捉えられ、化学反応による発熱を有する衝撃波ともみなせる(図 1-2)。しかし、(1-4)内の h に内部エネルギー、化学生成エンタルピーの両者が含まれるとして扱う場合、デトネーション波面前後でも(1-2)-(1-4)がそのまま保存則として成立する。

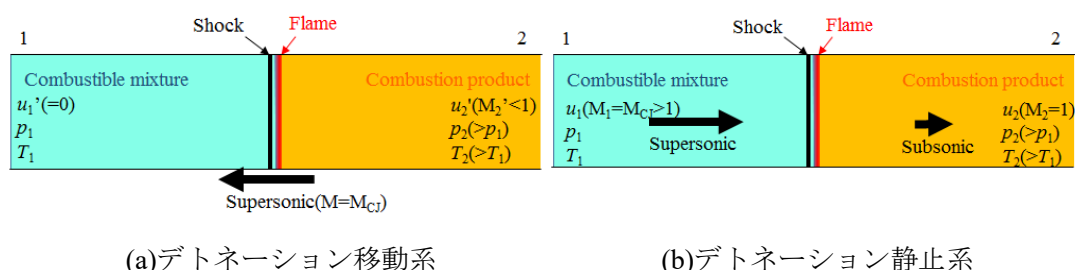


図 1-2 デトネーション前後の流れ

これをさらに図式的な解釈を可能な形にするため、まず次式(1-7), (1-8)のように変形を行う[2, 4].

$$j^2 = -\frac{p_2 - p_1}{v_2 - v_1} \quad (1-7)$$

$$h_2 - h_1 - \frac{1}{2}(v_2 + v_1)(p_2 - p_1) = 0 \quad (1-8)$$

ここで j はデトネーションへの流入流束 $j = \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$ である。(1-7)は連続の式(1-2)および運動量保存則(1-3)の 2 つから導かれ、一方(1-8)は(1-2)-(1-4)全てから導かれる。 p と v の関係を p - v グラフとして図示すると、それぞれ $-j^2$ を傾きとする直線、および下に凸の曲線となる(図 1-3)。これらをそれぞれレイリー線、ユゴニオ曲線と呼ぶ。後者のうち、特に化学反応による発熱量 0 のものは衝撃波前後の関係を記述するものに一致するので衝撃波断熱曲線、発熱量が正のものはデトネーション断熱曲線と呼び区別される。

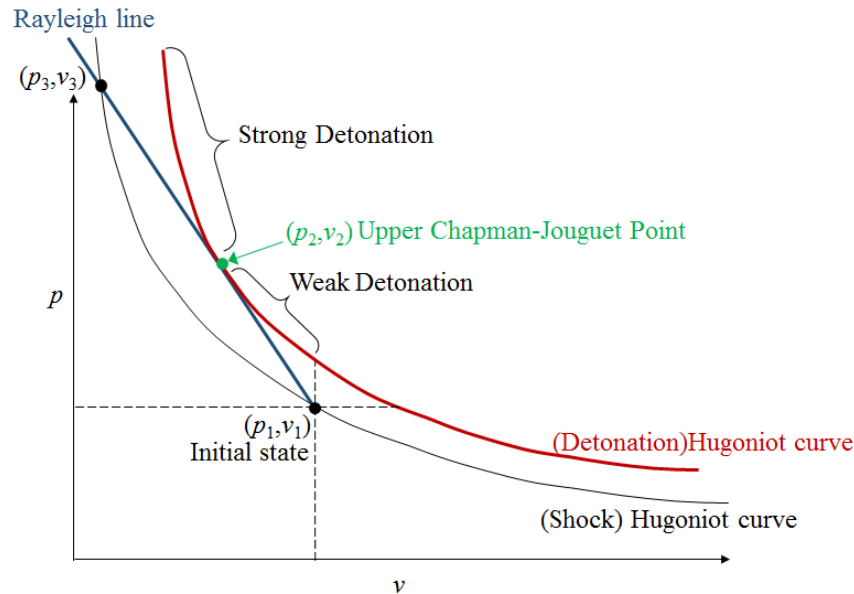


図 1-3 レイリー線，ランキン・ユゴニオ曲線による解析

デトネーション波面内の流体の状態は，レイリー線とこれらユゴニオ曲線との交点として記述できる．火炎通過前の先行衝撃波直後の状態は衝撃波断熱曲線との交点 (p_3, v_3) となり，そこから発熱反応が進行するにつれデトネーション断熱曲線は p - v グラフ上を右上に移動していく．それに対しレイリー線(1-7)はエネルギー保存則に依存せず変化しないため，流体状態としてのユゴニオ曲線との交点はレイリー線上を右下に移動し，燃焼がほぼ完結した定常状態では1つの接点をもつ状態に到達する(図 1-3 中赤曲線)．この接点をチャプマン・ジュゲ点とよび，この状態では燃焼ガスのデトネーション波面に対する相対マッハ数が1となることが導かれる[2-4]．そしてこのときの C-J 速度はレイリー線の傾き $-j^2$ より求まり，デトネーション波面通過後の燃焼ガスの流れの状態量も理論的に求められる．この $-j^2$ は混合気の初期状態から求まるので，デトネーションの強さを決めるパラメータとも見なせる．

レイリー線がデトネーション断熱曲線に接する条件の傾きより大きく，デトネーション断熱曲線と2点で交わる状態も非定常的には成立し得る．C-J 点より左上は強いデトネーション，あるいはオーバードリブンとよばれる解の領域であり，波面後マッハ数が1より小さい．C-J 点より右下は弱いデトネーションの分岐だが，こちらは相対マッハ数が1より大きくエントロピーが減少する分岐に対応するため，純粋な発熱反応過程では存在しえない．そのため非定常状態の解になりうるのは原則的にオーバードリブンの領域のみである．

以上の解析ではすべて，デトネーションを一つの不連続面として取り扱ってきたが，実際には着火遅れ分の距離が衝撃波面と火炎面の間に存在し，反応誘導距離と呼ばれる．反応誘導距離が短いほど，つまり衝撃波通過後の混合気の反応性が高いほど火炎は先行衝撃波に近づき，より相互作用を強めることになる．衝撃波面を通過し反応誘導距離を経てマッハ 1

に至るまでの波面内構造は、1次元の ZND モデルとして解析されてきた[2, 4]。ZND モデルは詰まるところ(1-2) - (1-4)の点 2 を先行衝撃波以降の各点にとり反応過程の進行とともに解いたものである。そのような半数値的な解析により導かれる流れ方向(x)の温度、圧力分布の例を概略図として図 1-4 に示す。反応誘導距離内では温度、圧力ともほぼ一定であり、着火に伴い両者とも C-J 状態に至るまで急激な変化を起こす。

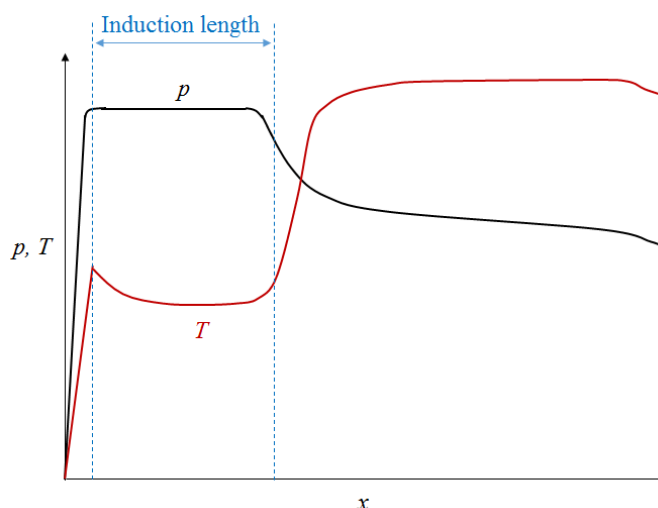


図 1-4 ZND モデルによる 1 次元デトネーション内分布[2]

1.2.3.2 デトネーションの動的特性

C-J 状態のデトネーションは解析上も、実際に観測される速度も定常になるが、その構造は厳密に定常的ではなく、セル構造とよばれる三次元的な非定常構造を持つ(図 1-5)[2, 4, 5]。先行衝撃波面と垂直に横波と呼ばれる衝撃波が分岐し、三重点と呼ばれる交点を形成する。横波は三重点とともに、先行衝撃波面に沿う形で移動していく。三重点は特に圧力の高い点であり、また下流にすべり面を伴い強い乱流を発生するため、デトネーションが伝播する壁面にすす膜を塗布しておく、この三重点の軌跡が魚のうろこに似た模様を残すようになる。このような三重点を境に、デトネーション波面はオーバードリブン状態のマッハステム、および衝撃波と火炎面が比較的離れた入射衝撃波に分けられそれぞれ交互に遷移しながら伝播する。デトネーション全体として見れば伝播速度が一定であることは実験でも確かめられている通りだが、このような非定常構造は伝播デトネーションには必ず付随し、その伝播機構に不可欠な作用を及ぼすこともわかっている[2, 4]。

定常的なデトネーションが形成されるまでの加速・収束過程も、重要な非定常過程であり、DDT および直接開始の 2 種類がある。DDT は Deflagration to Detonation Transition の略であり、低速の亜音速燃焼すなわちデフラグレーションから始まり、加速してデトネーションに遷移する現象を指す。また、直接開始は大きなエネルギーを与えられることにより、デフラグレーションを経ず直接デトネーションが開始される現象である。どちらも、デトネーショ

ンが開始してすぐは、チャプマン・ジュゲ速度よりも大きな速度を有し(オーバードリブン状態)やがて減衰してチャプマン・ジュゲ速度に落ち着いていくことが一般的である。

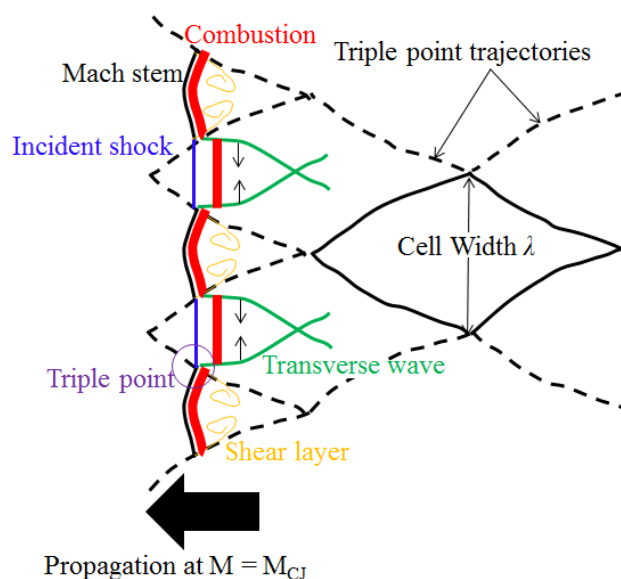


図 1-5 デトネーションのセル構造[5]

1.2.4 斜めデトネーション

前節で述べた通り、デトネーションは C-J 速度と呼ばれる固有の伝播速度を有し、通常マッハ 5 を上回るような極超音速域の速度である。そのため、通常遭遇するような状況においては観測者に対し移動、つまり空間的に伝播することになる。しかし、もしデトネーションが発生する予混合気が流速を有し C-J 速度を(十分に)上回る場合、デトネーションはくさびや球面などの固体障害物上に保持される形で静止するようになる。このような場合のデトネーションは斜めデトネーション(ODW=Oblique Detonation Wave)と呼ばれ、通常の伝播デトネーションと狭義において区別される。斜めデトネーションは、斜め衝撃波に火炎面が近接し相互作用を起こすようになったものとしても捉えることができる。それゆえ、垂直衝撃波と斜め衝撃波の関係は、そのまま伝播デトネーションと斜めデトネーションの関係に対応するといつてよい。

しかし単純に角度を有するという違いだけでなく、斜めデトネーションには伝播デトネーションと本質的に異なる特性を持つ。特にくさび上に形成される斜めデトネーションの場合、くさび先端付近にはデトネーションにならず、衝撃波面と火炎面が分離して存在している領域があり、誘導領域と呼ばれる(図 1-6(a))。誘導領域内の反応を伴わない衝撃波は先行衝撃波とよばれる(便宜上略称を OSW=Oblique Shock Wave として ODW と区別する)。またその下流で発生する火炎は、便宜上デトネーションと区別するためデフラグレーション面と呼ばれることがあるが、厳密には超音速流中で生じる火炎ゆえ、亜音速燃焼であるデフラグレーションの定義からは外れる。そこで、本論文では単純に先行火炎と呼ぶことにする。

先行火炎は圧縮波を上流側へ放出するが、先行衝撃波下流でも超音速が保たれるため、圧縮波は図 1-6(a)中で右上に向かう。この圧縮波の通過により、反応誘導距離が右上側ほど縮まっていくので先行衝撃波と火炎が加速度的に近づいていく。最終的に火炎による圧縮波が集積し衝撃波に追いつくとその角度が上昇し、三重点を形成する。それより下流では衝撃波と火炎が近接し、デトネーション波面として相互作用するようになる。こうしたデトネーションへの遷移構造は定性的に異なる様々な形式が確認されており、図 1-6(a)のような不連続的に波面角度が増加する **abrupt-transition**、明確な三重点なしに連続的に遷移する **smooth-transition** などがある[6]。ここではくさび上の斜めデトネーションを例にとったが、球体など鈍頭物体上の斜めデトネーション(図 1-6(b))では先行衝撃波が物体に付着する解がなく離脱した垂直衝撃波となるため、物体先端付近ですでにデトネーションとなっており、下流にいくにつれ波面角度が減少する構造に置き換わる。これらを理論的に見た場合の違いについて次節で詳しく後述する。

出現するセル構造も斜めデトネーションでは様相が大きく異なる。伝播デトネーションでは本質的に非定常でセル構造を必ず伴っていたのに対し、斜めデトネーションはセル構造のない、ZND 構造に近い完全に定常な波面の領域が存在し、三重点の位置から横波が出現する領域に至るまである程度の距離が生じる。そのうえ、上流側の領域では一方向に伝播する横波のみが出現し、さらに下流で双方向伝播する横波の領域が現れたり[7, 8]、出現するまでの距離も混合気流条件により異なるなど、様々に出現形態が変化し現在も全てが明らかにされていない。このような特性のため、三重点の近傍に限れば、斜めデトネーションは完全に定常な構造を議論できるという点が重要である。

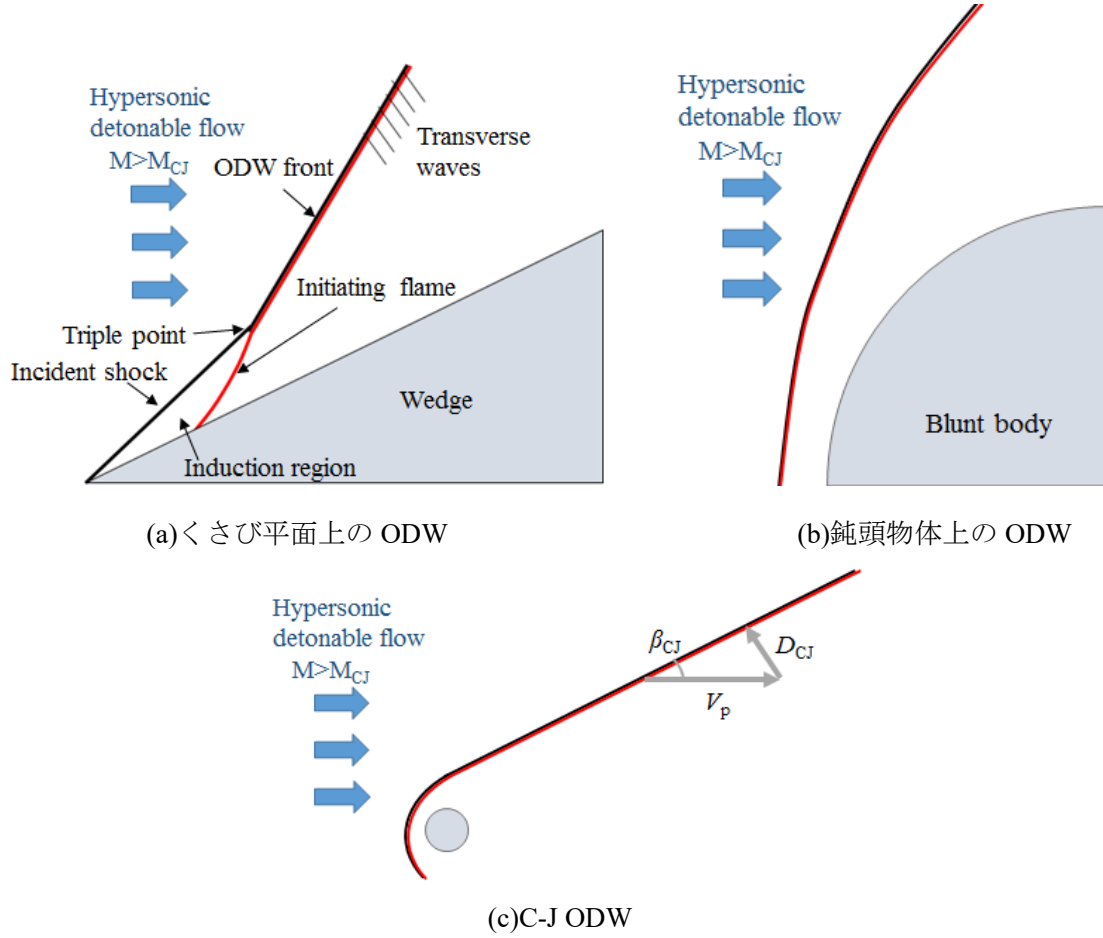


図 1-6 斜めデトネーションの概略図

1.2.4.1 斜めデトネーションの 1 次元解析

すでに述べた通りだが，伝播デトネーションが発熱反応を伴う衝撃波と見なせる一方で，斜めデトネーションは発熱反応を伴う斜め衝撃波として扱うことができる．そのため，斜め衝撃波に対して述べたのと同様に，(1-2) - (1-4)中の u_1, u_2 を斜めデトネーション波面に垂直な流入，流出速度 u_{1n}, u_{2n} とすればこれら保存則がそのまま成立する．これをここで改めて以下の通りに書き直して示す[3, 9, 10].

$$\rho_1 u_{1n} = \rho_2 u_{2n} \quad (1-9)$$

$$p_1 + \rho_1 u_{1n}^2 = p_2 + \rho_2 u_{2n}^2 \quad (1-10)$$

$$h_1 + 1/2 u_{1n}^2 = h_2 + 1/2 u_{2n}^2 \quad (1-11)$$

斜めデトネーション角 β ，偏向角 θ を用いると， $u_{1n} = u_1 \sin \beta$ ， $u_{2n} = u_2 \sin(\beta - \theta)$ となることに注意すれば，添え字 2 をデトネーションにより化学組成が平衡状態になった位置におくことで $\beta - \theta$ の関係を表す極線を描くことができる．その一般的な例の概略を図 1-7 に色

付きの太曲線で示す[11]. 反応のない場合の極線が斜め衝撃波に対する解になり、図中には細い実線で併せて示している. 斜めデトネーション, 斜め衝撃波に共通しているのは, ある偏向角 θ_{detach} 以下では解が 2 つ存在する一方で, θ_{detach} 以上となる定常解が存在しえず, これ以上の偏向角をもつくさび, あるいは鈍頭物体上では図 1-6(b)で示したような, 中心軸上で垂直波面からはじまり下流にいくにつれ角度が減少していく, 離脱デトネーション(離脱衝撃波)が形成されることである. これは θ_{detach} 以下の 2 つの解の上側($\beta=\beta_{\text{detach}}$ より上), 斜めデトネーションでいえば赤い曲線領域に相当し, 波面上各所では全て, 極線上の波面角度-通過後流線の偏向角の関係が満たされている. この $\beta>\beta_{\text{detach}}$ の解を強いオーバードリブン(強い斜め衝撃波)と呼ぶ. 図 1-6(b)で示した鈍頭物体上の斜めデトネーションがこの解領域に相当する. 一方で θ_{detach} 以下のくさびでは通常 $\beta<\beta_{\text{detach}}$ の解(図中緑の領域)が成り立ち, 弱いオーバードリブン(弱い斜め衝撃波)と呼ぶ. 図 1-6(a)のくさび上の斜めデトネーションがこの解領域に相当する. これらの境となる θ_{detach} よりわずかに小さい偏向角 θ_{sub} で, デトネーション下流の流れが超音速になるか亜音速になるか分岐しているため, 実質的に強いオーバードリブンになるか弱いオーバードリブンになるかで下流が亜音速/超音速($M_2\leq 1$)に分かれることになる(強い斜め衝撃波/弱い斜め衝撃波の場合も同様).

しかし斜めデトネーションの解では斜め衝撃波の場合と異なり, β が最小値をとる偏向角が存在し, それより低い偏向角で β が再び大きくなり強いオーバードリブン解の曲線と交わることで, 斜めデトネーションの解極線が全体として閉じた曲線になっている. この最小値をとる点(図中黄色の点)こそが C-J 点に相当し, ここで $M_{2n}=1$, つまりデトネーション波面に垂直な流れ成分のマッハ数が 1 となる. ここより右側の弱いオーバードリブンの領域では $M_{2n}<1$ で定常的に成立し得るが, 左側の青い領域は弱いアンダードリブンと呼ばれ $M_{2n}>1$ に相当し, 1.2.3.1 でも述べたのと同様に物理的に成立しない.

以上のことにより, 斜めデトネーションが定常的にある一定の角度 β で存在しうるのは, 極線上で, 黄色の C-J 点と緑の弱いオーバードリブンの領域に限られる. ここでの C-J 点の解が, 伝播デトネーションに対し 1.2.3 で述べた C-J 解に相当する. それに対し弱いオーバードリブン解は 1.2.3.1 で述べたオーバードリブンの解に相当するわけだが, 伝播デトネーションとは異なり C-J 速度以上の, オーバードリブン状態での伝播速度を持つ解が定常的に存在することになる. むしろ C-J 点はその中でただ 1 点の解として特異的に存在している.

このように定常解としてオーバードリブン状態が存在しうるのは, デトネーションの下流側に物体が存在するためである. 伝播デトネーションの場合も実は特殊な定常解として, デトネーション通過後の既燃ガスと同じ速度で移動するピストン等が存在すればオーバードリブン状態での定常解が存在しうる.

ただ一方で, 物体上で生じた(オーバードリブンな)斜めデトネーションは, 物体下流まで伸び, 物体側面や後方からの膨張波(圧縮波と逆に圧力・温度を下げる波)によりデトネーション角が減衰する. それでもなおデトネーションが持続していれば, ある一定の角度となって(混合気が存在する限り)無限遠まで直線波面として伸びていくことになる(図 1-6(c)). こ

のときのデトネーションはC-J解でなくてはならず、つまり $\beta = \beta_{CJ}$ となるはずである。偏向角も図 1-7 中の θ_{CJ} で一定となる。なぜC-J解でなくてはならないかというと、物体がその下流に存在しないためデトネーションが定常になるためにはC-J速度を持ち、下流マッハ数が1となってそれ以上下流の擾乱からの波が追いつかない必要があるためである。このように外部からの影響なしに自立する斜めデトネーションを、特に自己保持斜めデトネーションと呼ぶこともある。このときの波面角度 β_{CJ} はC-J速度 D_{CJ} と、予混合気流と物体の相対速度 V_p の波面に垂直な成分との釣り合いの関係より定まることになり、

$$\beta_{CJ} = \sin^{-1}(D_{CJ}/V_p) \quad (1-12)$$

が物体後方の斜めデトネーション(および物体上のC-J解での斜めデトネーション)に対し成立する。これはデフラグレーションにおいて、ブンゼンバーナー火炎[1, 12]の火炎面角度と燃焼速度の関係にそのまま対応している。

以上のことから、図 1-6 で挙げた3つの斜めデトネーションに対し、くさび上=弱いオーバードリブンデトネーション、鈍頭物体上=強いオーバードリブンデトネーション、物体後方=C-Jデトネーションと対応づけることができ、それぞれ理論的に異なる分類に属することがいえる。

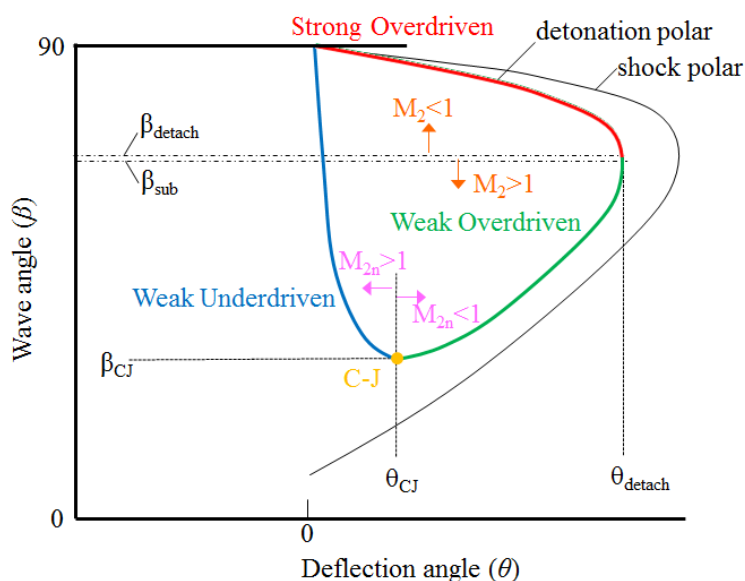


図 1-7 斜めデトネーション角の1次元解析[11]

1.2.5 航空宇宙推進機関への応用

もともとは19世紀末、炭鉱の爆発事故において発見されたデトネーションという現象は、安全工学の面から、その発生を防ぐという観点のもと基礎研究が行われてきた。航空宇宙推進機関への応用が提唱され、研究が開始されたのは1960年ごろである[2, 13]。

デトネーションは、前節まで述べてきた通り、衝撃波による強い圧縮と、火炎による熱

エネルギー付加の 2 つをその現象の中に含んでいる。これはつまりガスタービン等を構成する、圧縮機、燃焼器の双方の働きを持っているとみなすことができる。熱サイクルの側面から捉えなおせば特別な機械要素なしに高圧縮比による高熱効率を達成できることになり、特に重量や大きさ、コストに制限を受ける航空宇宙推進への応用の点で有利である。Kindracki によって行われた熱サイクル解析によると、C-J 状態のデトネーションによるサイクルの熱効率は、等圧および等積サイクルを上回ることがわかっている[13,14]。実際に航空宇宙推進に適用した場合の性能は、比推力(単位推進剤量あたりの発生加速力)で比較されることになるが、これについても従来のデフラグレーション等低速燃焼を用いた推進機関に比べ、飛躍的に向上することが解析および実験において確かめられている[13, 15, 16]。

以上のことから、デトネーション、そして斜めデトネーションは従来の内燃機関の性能を大きく改善する可能性をもつ、将来の航空宇宙推進の動力源として最も注目を浴びている。後述するパルスデトネーションエンジン、回転デトネーションエンジン等、様々な形のエンジンとしての応用が提案され、実際の飛行試験、数値シミュレーションなど今日に至るまで多岐にわたり研究開発が行われている。

1.3 デトネーション推進機関

デトネーションを利用した航空宇宙機用エンジンが、従来のデフラグレーションを基本とした燃焼によるエンジンに比べ高性能を示すことは前節において述べた通りだが、ここでは実際デトネーションによって推力を得るエンジンの概念を、現在までに提案されているものについて紹介する。

現在研究開発されているエンジンとして主流なものが、パルスデトネーションエンジン、回転デトネーションエンジンであり、どちらも伝播デトネーションを用いた推進機関である。それに対し、斜めデトネーションエンジン、ラム加速器は斜めデトネーションを用いて加速を行う推進機関であり、現段階では比較的基礎的な研究が多く発展途上段階にある。

以降の節でそれぞれのエンジンについて、具体的に述べる。

1.3.1 パルスデトネーションエンジン

パルスデトネーションエンジン(PDE=Pulse Detonation Engine)は、伝播デトネーションを細長い直管チューブ状の燃焼器内にて間欠的に発生させ、デトネーション波面後の高圧によって推力を得るエンジンである。その燃焼 1 サイクルを模式図として図 1-8 に示す[13]。(1)供給弁より燃料および空気を導入し混合を行った上で、(2)管端で点火する。(3)(4)DDT を経てデトネーションを発生させ、デトネーションが出口放出後は、(5)(6)希薄波のエンジン内への進行によって既燃ガスの排出が自動的に行われ、(1)燃焼室内が低圧に戻るとともに予混合気の供給が再開始する。有効な推力が得られるのは、(3)~(6)の供給孔側管端の圧力が高い状態であり、自動車エンジンに似た間欠的な出力発生を行う。このようなサイクル運転

のため、複数燃焼器チューブによる位相差運転によってより連続的な推力の維持を行う試みが行なわれている。笠原らは実際に試験用パルスデトネーションエンジン「轟」シリーズを製作し、地上走行試験、飛行推力試験を行ってきた[17]。地上走行試験時は1チューブによる構成で、飛行推力試験は4チューブによる位相差運転により有効な推力の発生に成功した。試験ではエチレン-亜酸化窒素推進剤で130sの比推力の結果だったが、量論水素-空気の空気吸い込み式エンジンでは理論、実験ともに4000s前後が達成されており[15]、従来のエンジンに比べ格段に高い性能が達成可能であることが実証されている。

パルスデトネーションエンジンはデトネーションエンジンの中で最も長く研究開発が行なわれてきた形式であり、酸化剤を搭載するロケットエンジン、酸化剤を周囲大気より吸い込むジェットエンジン双方に適用可能である。ジェットエンジン形式では $M=3$ までの飛行でターボジェットエンジンよりも高い比推力を有している[13]。また斜めデトネーションエンジンと組み合わせ、 $M=15$ まで複合サイクルのジェットエンジンとして使用する、再使用型宇宙往還機の推進機関へ応用する概念も提唱されている[18]。

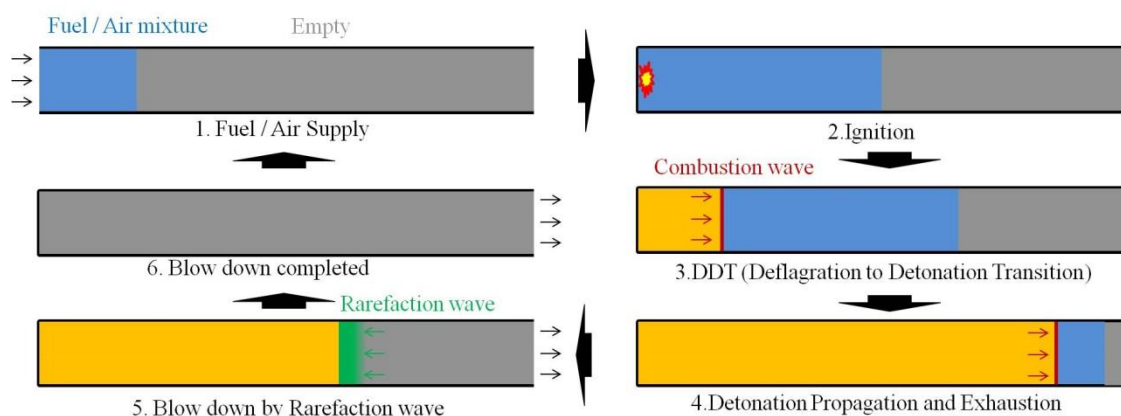


図 1-8 パルスデトネーションエンジン[13]

1.3.2 回転デトネーションエンジン

回転デトネーションエンジン(RDE=Rotating Detonation Engine)は、二重円筒の燃焼器において、円環形流路を周方向に伝播するデトネーションを発生することで推力を得るものである。その作動原理を簡単に図 1-9 に概略として示す[20]。混合気は、円周上に配置された燃料、空気供給孔よりそれぞれ混合過程を経て供給される。デトネーションはこれにより形成される予混合気領域が存在する限り、その中を伝播し続け、燃焼ガスを連続的に軸方向に排出し続ける。通常、供給孔の開閉操作は行わず一定の噴射圧とし、デトネーション通過前の低背圧時のみ供給、デトネーション通過時の高背圧で停止する仕組みである。このエンジンではデトネーションが定常的に燃焼器内に存在するため、推力発生も連続的となる。理論的な比推力は従来の航空宇宙機エンジンよりもはるかに高く、空気吸い込み式の場合では2000~4000sが可能とされる。

デトネーションエンジンとしての応用範囲は、ロケットエンジン、ジェットエンジン、さらには定置型ガスタービンに至るまで幅広く、現在ではパルスデトネーションエンジンに代わり、日本も含めた世界各国の研究開発の主軸になりつつある。笠原らは回転デトネーションエンジンの実験室内運転試験を行っており、300N クラスの推力発生を達成している[19].

また一方で、再使用型宇宙往還機の推進機関としてのコンセプトも存在しており、スクラムジェットエンジン(後述)と同様の飛行マッハ数にて超音速流入空気を酸化剤とする概念も検討されている[13].

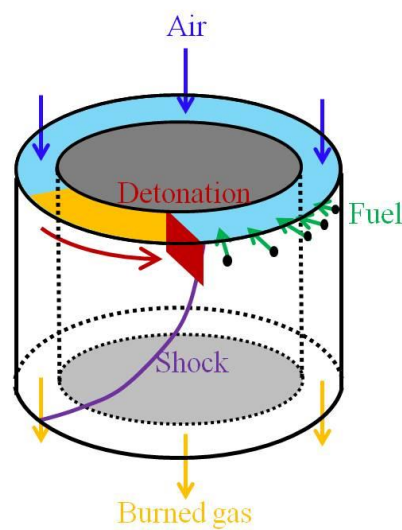


図 1-9 回転デトネーションエンジン[13, 20]

1.3.3 斜めデトネーションエンジン

前節までの 2 エンジンとは異なり、斜めデトネーションエンジン(ODWE=Oblique Detonation Wave Engine)はその名の通り、斜めデトネーションを用い、エンジン内に定常的に静止したデトネーションにより推力を得る。図 1-10 にその構造の概略を示す。デトネーションの速度を考えると混合気が極超音速で流入、あるいは逆に物体が極超音速で混合気中を進むような状況に使用が限られることになるが、ODWE は前者の環境下で用いられ、具体的には再使用型宇宙往還機がマッハ 6 以上で飛行する場合の極超音速空気吸い込み式エンジンとして動作する[13, 16, 21-23].

図 1-10 が示す通り、旅客機のジェットエンジンとは異なりターボ機械を一切排除したラムジェットエンジン構造をもち、空気取り入れ口に流入した空気は斜め衝撃波によって数段階の圧縮を経て、減速される。ただし燃焼器手前でもなお C-J 速度よりも高速な状態である。混合気の生成はこの圧縮過程にて、空気取入口の各所より燃料供給によって行う。斜めデトネーションの保持は燃焼器内のくさび[24-26]、鈍頭物体[27-29]など、偏向角を与える流

路壁形状によって達成し、燃焼ガスはノズルでの加速段階で推力を発生する．このように定在デトネーションを用いた連続燃焼を採用することにより、定常的に大きな推力発生を可能とする．

このように超音速流中での燃焼を利用する同様の空気吸い込み式エンジンとして、スクラムジェットエンジン[30]が兼ねてより極超音速飛行に有用なエンジンとして、最も注目され長年にわたり基礎的・応用的研究がなされてきた．スクラムジェットエンジンでは図 1-11 にその模式図を示す通り、ODWE と共通したラムジェットエンジン構造だが、燃料の供給を燃焼器内で行い、混合と超音速流中での燃焼を同時に行う．そもそも圧縮過程での減速を経て超音速に留めるのは、亜音速までの減速に伴う過剰な昇温での熱解離を防ぐためだが、超音速流中では混合・燃焼器内での保炎ともに非常に困難であり、燃料や燃焼器形状・サイズの選択に強い制限が避けられない．その点 ODWE は混合過程と燃焼過程を分離することで短距離での燃焼を可能にしている．加えてデトネーションがデフラグレーションに比べ火炎帯が短いことも合わさって、エンジンの軽量・小型化が可能である．そのため極超音速飛行で甚大となる冷却負荷の低減も達成できるようになる．これらのメリットのため、スクラムジェットエンジンの作動可能速度域がマッハ 6-12 に対し、ODWE はより高いマッハ数でも作動でき、同レベルの推力を維持しつつマッハ 15 以上で比推力が上回るようになる[16]．

ただ、混合が超音速流中で行われるために均一な混合気の生成が難しく[22, 31, 32]、燃焼器より上流での着火を防ぐ技術の確立が課題となるが[22, 33, 34]、スクラムジェットエンジンの代替技術、あるいは一部研究者により、より高マッハ数での利得を生かしたうえでの複合サイクルエンジンとしての適用を提唱されており[35]、斜めデトネーションそのものの基礎的性質の研究[6, 24-29, 36-41, 42-44]、ODWE の性能解析・数値シミュレーション[16, 45-48]や超音速の予混合技術の研究[32-35, 49]も並行して各国で活発に進められている．

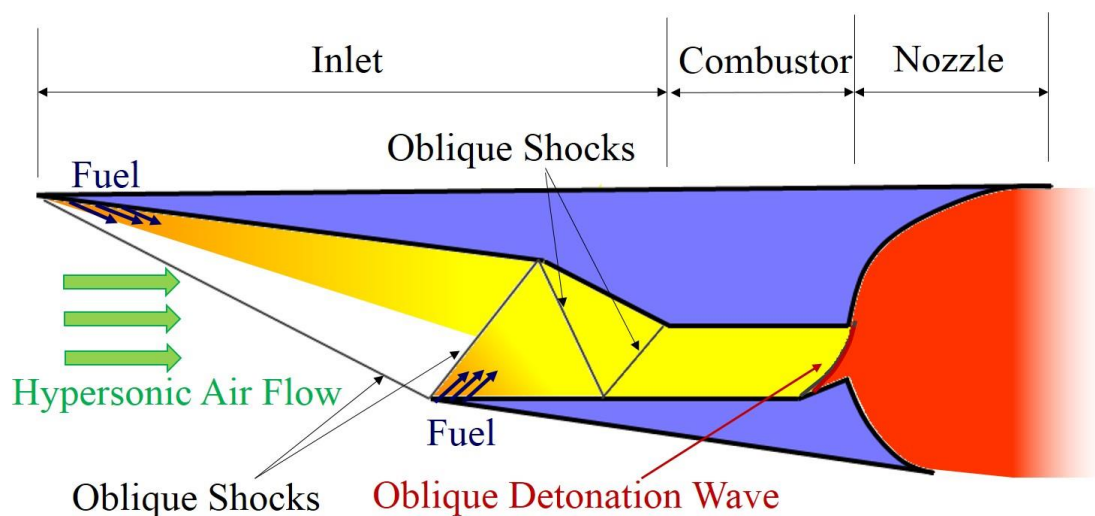


図 1-10 斜めデトネーションエンジン[13]

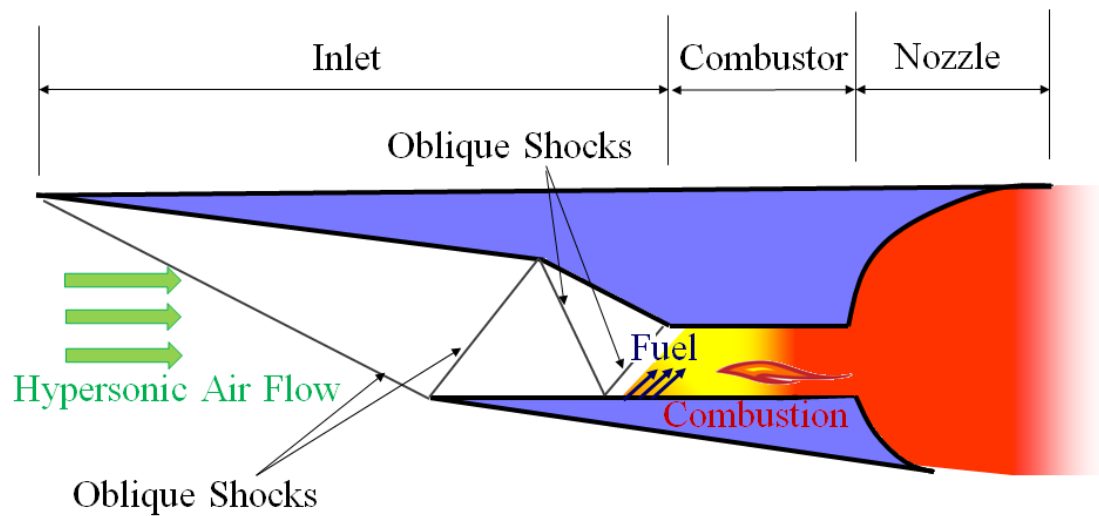


図 1-11 スクラムジェットエンジン[30]

1.3.4 ラム加速器

もう一つ斜めデトネーションを用いる推進機関として、ラム加速器(RAMAC=RAM ACcelerator)がある。こちらは ODWE とは異なり、極超音速で動く物体を利用してデトネーションを定在させる。つまり図 1-12 に示すように、発射体の側面に斜めデトネーションを発生させ、それにより発生する高圧を物体後面で受け加速力とするものである[1, 13, 50]。このような加速を可能とするために初期の加速は、別途ガス銃等を用いた上で、RAMAC の低速作動状態である亜音速燃焼モード(物体後面のデフラグレーションによる加速)[1, 13]を経て行わなければならない。RAMAC を用いることにより、発射体を 6000-8000 m/s まで加速することが可能とされており[13]、次世代の宇宙物資輸送手段として提唱され、数値的・実験的研究が行われている[51-53]。

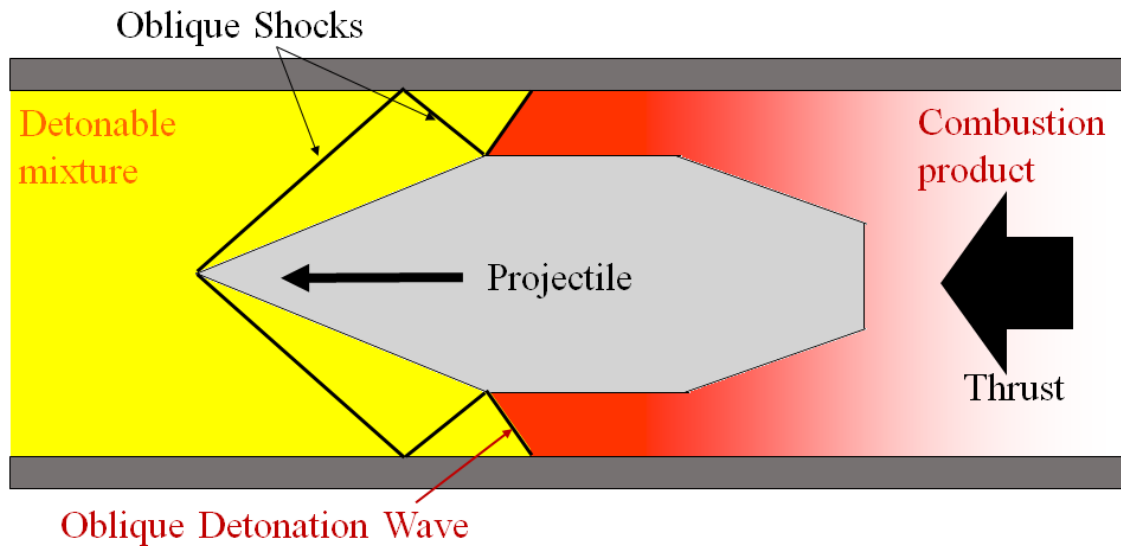


図 1-12 ラム加速器[1, 50]

1.4 先行研究

前節の通り，デトネーションは多岐にわたる航空宇宙推進機関へ応用が可能であり，特に斜めデトネーションは再使用型宇宙往還機の極超音速飛行の性能を拡張しうるものとして，数値計算・実験両面からさまざまなアプローチで基礎・応用研究が行われてきた．本節では斜めデトネーションに関する先行研究について，本研究に特に関連の深いものを中心に提起しその内容を概説する．

現在までの斜めデトネーションの基礎研究は，1.2.4 でも述べたような，下記の特徴を主な興味の対象として取り上げている．

- ・ くさび上 ODW，先行火炎の構造パターンと発生条件
- ・ 球面上 ODW，振動燃焼の発生とそのパターン
- ・ 横波の発生とそのパターン
- ・ 物体下流の CJ 斜めデトネーションへの発達過程

それぞれ図 1-6 で分類されたような，弱いオーバードリブン，強いオーバードリブン，C-J 解にあたる領域の斜めデトネーションを個別に対象としている．極超音速条件の実現の難しさのため，全体として数値計算の割合が多いが，実験研究では軽ガス銃を用いたバリスティックレンジ実験が主要である．かつては風洞を用いた研究が多かったが均一混合気の実成が難しく，現在では稀である．他にもイクспанションチューブや，斜めショックチューブなど特殊な $\mu\text{s}\sim\text{ms}$ オーダーの実験装置も用いられてきた．

1.4.1 くさび平面上的斜めデトネーション

1.4.1.1 Li による研究[37]

ODW に対し、初めてパラメトリックに数値計算を行ったのが Li である。Li は $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$ 組成の混合気がくさび上に形成する ODW について計算を行い、その先行火炎から、ODW への遷移構造について明らかにし、それらのくさび角、 N_2 希釈率による変化および ODW が離脱する条件を求め、また上流からの擾乱に対する安定性を調べた。

基本的に非反応衝撃波、誘導領域、先行火炎、反応衝撃波(ODW)という構造はいずれの条件でも変化はなかったが、その大きさが希釈率が低く、くさび角が大きいほど小さくなることがわかった。また、ODW の離脱が起こるためには遷移点下流で亜音速の領域がある程度以上大きくなる必要があることがわかった。

1.4.1.2 Da Silva と Deshaies による研究[6]

Da Silva と Deshaies は水素-空気混合気に対し、 $M=7-9$ の範囲で、また圧力、温度、くさび角を様々に変え、特にその ODW への遷移形態について詳細反応機構を含めた数値計算を行った。Li が予測したような誘導領域を含む構造を得た上で、Smooth-transition と呼ばれる、先行衝撃波角が滑らかに増加して遷移する形態、および Abrupt-transition と呼ばれる、三重点を通して不連続的に遷移する形態が観察された。それら ODW 波面角は 1 次元解析による極線に沿い弱いオーバードリブン領域に含まれることが確認された。遷移形態がどちらになるかは、着火遅れ時間、およびそれと発熱反応時間を併せた総反応時間との比で整理できることが示唆され、着火遅れ時間が総反応時間に占める割合が大きいほど Abrupt-transition となる傾向が見られた。

1.4.1.3 Verreault と Higgins による研究[38]

Verreault と Higgins はバリスティックレンジ実験の発射体として、円錐形状のものを採用し、前述の先行研究で分類されたような直線平面上の ODW、SIC を観察した。混合気は $\text{H}_2+\text{O}_2+7\text{Ar}$ 、飛翔体速度は 1700-2200m/s、圧力は 10-200kPa、また円錐の角度は $15^\circ-60^\circ$ の範囲で変化させている。Delayed ODW として分類された現象は、Abrupt-transition に類似した、円錐面状で急激に波面角度が増加する様子を示しており、数値計算で予測された ODW 構造を実証している。他にも ODW が円錐先端から既に始まる Prompt ODW や、また振動燃焼が発生する条件を、発射体の運動による ODW 開始エネルギーと、化学反応速度の面からその境界を議論し観測事実によく一致した予測を行った。すなわち、どちらの条件も満たせば Prompt ODW となるが、反応速度の条件を満たさなければ(半頂角を減らしていくと)Delayed ODW、開始エネルギーの条件を満たさなければ(圧力を減らしていくと)振動燃焼となる傾向が見られた。

1.4.1.4 Verreault による研究[8]

Verreault らは有限差分法と特性曲線法双方による数値計算により、くさび上の ODW の横波構造の出現とその挙動について解析した。オーバードライブ度($=(\text{ODW 垂直流入速度}/C\text{-J 速度})^2$)が低いほど横波に相当する不安定性が現れ、そのときのオーバードライブ度は 1 次元伝播デトネーションで振動が発生する条件とほぼ一致した。また有限差分法による解析

では、ODW 遷移点よりある程度下流で横波が上流向きのもののみ出現し、またさらに下流で双方向の横波が現れセル構造に相当する軌跡を示した。これら横波はどちらも波面に沿い下流に移流され、その発生源は上流側にあることも示唆された。

1.4.2 鈍頭物体上の斜めデトネーション

1.4.2.1 Lehr による研究[36]

斜めデトネーションの基礎研究において、初めて本格的に実験を行ったのが Lehr である。Lehr は軽ガス銃によって射出された鈍頭物体上において ODW, あるいは衝撃波と火炎が分離した形態である衝撃波誘起燃焼(SIC=Shock-Induced Combustion)の構造をシュリーレン撮影によって観察した。M=4~6.5 の速度域、水素-空気/水素-酸素混合気に対し横波構造のある ODW, 定常的な SIC, および振動燃焼が観察された。振動燃焼は、物体先端に至るよどみ流れ上での圧縮波と接触面の交換により衝撃波と火炎位置が振動する現象である。これによって実験では Combustion Cell と呼ばれる、接触面で区切られる規則的な縞模様が観察された。

1.4.3 C-J 斜めデトネーション

1.4.3.1 Maeda らによる研究[28]

Maeda らは、直径 4.76mm 球体を発射体とするバリスティックレンジ実験により、 $C_2H_2/O_2/Ar(Kr)$ 混合気内において C-J 斜めデトネーションが保持される形態について混合気充填圧、および球体無次元速度を変え(C-J 速度の 1.2-1.8 倍)シュリーレン撮影を行った。充填圧が十分に高ければ全体が安定した ODW となるが、圧力が低くなるにつれ、球体付近でのみ SIC となり球体下流で ODW へと遷移する Straw-Hat 型 ODW, そして全体が SIC となる現象へと遷移することがわかった。

Straw-Hat 型はさらに維持型と減衰型に分類され、維持型は定常的に C-J 角で保持される一方で、減衰型は球体より時間経過とともに離れていくことがわかった。維持型では ODW 遷移箇所の近くで局所爆発が起きていることが確認された一方で減衰型はそれがなく、チャンバー入口の破膜の影響による ODW であることが示唆された。これは安定 ODW, 維持型 Straw-Hat ODW で波面角度が C-J 角と一致した一方、減衰型で不一致となったことから裏付けられた。

また ODW が成立するか否かは球体直径をセルサイズで除した無次元直径で整理できることがわかり、2 種類の希釈ガスに対しほぼ一定値(3.5 および 6.0)が境界となった。これにより ODW が成立するためには球体直径内に一定数以上のセルが含まなければならないことが結論づけられた。

1.4.4 斜めデトネーションエンジン

斜めデトネーションエンジンに関する応用研究は、ほぼ数値計算および解析に限られ、実

験については予混合方法に関するものを含めても数は少ない。研究対象は空気取入口からノズルまで全体を含めたものが多く、スクラムジェットエンジンとの性能比較を併せて行っている。

1.4.4.1 Menees らによる研究[16]

Menees らは、マッハ 6 以降をスクラムジェットエンジンあるいは ODWE, より高マッハ数でロケットを用いるという構成の宇宙往還機モデルに対し、空力抵抗, および燃料タンク等構造の耐熱性を考慮に入れた解析計算を行い、両者の推力係数・比推力・ペイロード運搬能力を比較した。構造への伝熱量の 90%が燃料の再生冷却で吸熱されることを想定し、動圧および燃料上限温度の影響もパラメータとして含め、さらに燃焼効率は 100%を仮定した。推力係数の計算結果は全飛行マッハ数領域でスクラムジェットエンジンがやや上回ったが、冷却必要量の違いのために $M=14\sim15$ 以上で ODWE の比推力が上回った。また斜めデトネーションが短距離で完結することから構造重量も ODWE が軽く、ペイロードの積載割合も上回り、ロケットマッハ数がスクラムジェットでは $M=18$ に対し $M=19$ となり LOx 積載量が低減された。

1.4.4.2 Chan らによる研究[45]

Chan らは、飛行マッハ数 11 の条件を想定した、ODWE(ここでは予混合での超音速燃焼を行うエンジンとしてシュクラムジェットエンジン(Shcramjet=SHock-Induced Combustion RAMjet)として呼称)とスクラムジェットエンジンの推力性能の比較を、3 次元の RANS 乱流モデリングによる数値計算によっておこなった。計算では両エンジンとも同様の形状として燃焼器入口からノズル出口までを対象とし、燃料噴射過程も含めた。

結果として比推力はスクラムジェットが 1450s, シュクラムジェットが 1109s とスクラムジェットが上回ったが、シュクラムジェットの燃焼器の長さは 1/5 で済み、重量, 冷却負荷の小ささからより高い飛行マッハ数で性能の優劣が変わりうることが示唆された。

1.4.5 濃度勾配中の伝播デトネーション

1.4.1-1.4.4 で紹介した研究に共通しているのは、全て均一な混合気が存在が前提になっているということである。1.4.4.1 Menees らによる研究では燃料噴射過程も含んでいるため例外にはなるが、この研究で考えられるように、斜めデトネーションがエンジン内で起こる状況では、混合気組成が不均一であることが通常である。伝播デトネーションに関しても、爆発事故, そして PDE や RDE も混合過程の存在のため不均一混合気存在は不可避であるといえる。不均一混合気では、音速が不均一であるためデトネーションで形成される衝撃波の強度も一様でないため、その影響が非常に大きい場合もあると考えられ、現に実証もされている。

このようなより実際に即した環境におけるデトネーションの様子は、伝播デトネーションに関するものを中心として研究対象にされ、均一混合気に対する研究に比べ数は少ないものの特に近年多く議論されるようになってきた。

1.4.5.1 石井らによる研究[54]

石井らは、矩形のデトネーションチャンバーを用い、伝播方向と垂直に濃度勾配を導入しその波面形状および三重点軌跡の様子を観察した。濃度勾配の作成は、流路上部に分離プレートを隔てて設けた拡散ガスチャンバーに充填した酸素あるいは窒素を、プレート解放によって水素/酸素混合気へ拡散させることにより行い、点火までの待機時間の設定により濃度勾配強さを調整した。また濃度測定は、拡散ガスに分子量と拡散係数の近いエタンに置き換え、赤外吸光法を用いて各待機時間に対し行った。

拡散ガスが酸素の場合は全ての待機時間条件で C-J 速度のデトネーションが観察されたが、拡散ガスが窒素の場合は C-J 速度を明らかに下回る速度のデトネーションが形成された。また波面形状は待機時間の短いほど曲率の強いものとなり、下流にいくにつれ曲率は徐々に小さくなることが確認された。またセル構造は拡散ガスが酸素の場合は濃度勾配による不均一性は見られなかったが、拡散ガスが窒素の場合では窒素の薄い場所ほどセルが小さい一方、窒素濃度の大きい分離プレートの近くでは上向き/下向きの横波の強さの違いを引き起こし平行四辺形に近いセル模様を残した。

1.4.5.2 Vollmer らによる研究[55]

Vollmer らは濃度勾配中での DDT 特性について着目し、多数の直方体障害物を設けた矩形流路内の水素-空気混合気の DDT 成否とその過程について観察した。濃度勾配の作成は天井部設置の水平スリットからの水素供給によって流れ方向と垂直に導入し、その測定はガスクロマトグラフィによって行い 3 次元の数値計算との比較検証も行っている。

DDT の成否は障害物の大きさ、配置が大きくその傾向に影響し、水素濃度がより高い/低い濃度で起きる可能性が上がり、障害物条件によっては不均一混合気の場合でより DDT が起こりやすくなる場合もみられた。そしてその DDT の成否は、均一混合気の場合と異なり混合気や障害物条件を代表する一つのパラメータでは整理できないこともわかり、障害物の形状の影響など、多次元的な流れ場を記述する影響因子を用いた議論が必要であることが示唆された。

1.4.5.3 Fujii らによる研究[56]

Fujii らは、RDE 内のエチレン/酸素噴射過程で生じる不均一混合がデトネーション速度の欠損に与える影響を、2 次元の Euler 方程式による数値計算によって調べた。エチレン-酸素を予混合気として、および別々に供給する場合を比較し噴射孔の間隔を変えてその影響を調べた。

予混合気噴射、および非予混合気噴射で噴射孔間隔が小さい場合はデトネーション速度はほぼ C-J 速度に一致したが、非予混合気噴射孔間隔が大きい場合は不完全燃焼が生じ C-J 速度を上回った。消費された燃料から算出した C-J 速度の減少のみではこの現象は説明できず、そこで長方形で区切られた既燃ガス・予混合気/各推進剤が並べられた単純な場を考え既燃ガス領域の幅を変えて比較したところ、幅が大きいほど速度欠損が大きくなったことから、不均一混合だけでなく既燃ガスの存在がデトネーション速度の現象に強く影響して

いることがわかった。

1.4.4 濃度勾配中の斜めデトネーション

1.4.3 では、伝播デトネーションに与える濃度勾配の影響を議論した研究を紹介したが、それらとは対照的に斜めデトネーションに関する同様の研究は非常に数が少ない。以下の項で取り上げる 3 例が、筆者の知る限りで濃度勾配を取り入れた研究の全てである。全て数値計算であり、ほぼ全ての条件で濃度勾配を人工的に設定している。

1.4.4.1 Cambier らによる研究[57]

Cambier らは、 26.5° , 18° のくさび上に保持される水素-空気斜めデトネーションの数値計算を行うため、その手法の構築を行い、実証問題として全体量論組成、当量比 0.1-1.9 の正弦波状分布、および水素のストラット噴射器からの噴射過程も含めた、3 条件の均一/不均一混合気下での斜めデトネーションを調べた。

不均一混合気の場合、波面曲率が部分的に変化した曲線形の斜めデトネーションが得られ、噴射過程も含めた条件の場合は特に不均一性が強く、大きく湾曲した形の波面が得られた。これらはそれぞれの不均一条件で反応を含まなかった場合と基本的な形状は変わらず、燃焼の寄与によりわずかに波面が上流に位置するようになるのみであり、主に不均一組成による、マッハ数の不均一性が生み出す影響による効果であることが確認された。また不均一性に関わらず、波面通過後の既燃ガスは水素/酸素のうち不足成分となる反応物は各所で全て消費されることがわかった。

1.4.4.2 Vlasenko と Sabel'nikov による研究[58]

Vlasenko と Sabel'nikov は、非粘性の極超音速反応性流れに向けた数値計算手法の確立を主眼としその構築を行い、その検証の意味も含めて水素-空気混合気中で起こるくさび上の斜めデトネーションの数値計算を行った。

その中で、筆者らは水素の分率を正弦波状に 0.5 から 2.0 まで変化させた濃度勾配を導入した条件を計算した。その条件下では斜めデトネーションはわずかに曲率のある波面形状を有するようになり、局所の波面角度は局所当量比に対し得られる保存則から求められる値と近くなった。しかしデトネーション波面の下流で組成が均一になっていくなど、特別な効果は得られなかった。

1.4.4.3 Sislan らによる研究[59]

Sislan らは、ODWE の非理想的な条件として、不均一混合および設計飛行マッハ数外での飛行を想定しそれぞれがおよぼす性能への影響を、エンジン構造全体を含めた 2 次元の数値計算により比較した。その中で不均一混合は、エンジン流入混合気の当量比分布がガウス関数の組み合わせによって人工的に与えられるものとし、外部圧縮型および混合圧縮型インテークの二種類についてそれぞれ別々の濃度勾配を導入した。前者は当量比 0.02-2.4、後者は当量比 0.02-3.5 の分布となった。

それらの不均一分布の結果、斜めデトネーションの誘導距離は 15-20cm ほど伸びそれに

より必要なエンジン長さが増え重量・冷却負荷の増加につながった。また、デトネーション波面形状は有限な曲率を有したものとなった。比推力で比較すると、調べられた飛行マッハ数 8-24 の全域において均一混合気流入の場合に比べ 29-44%低下し、混合圧縮型でより不均一混合による性能低下が大きかったが、それでも外部圧縮型よりも上回り、また $M=22$ 付近でも 400s を達成した。このことから、不均一混合が起こる場合でも、ODWE はかなり大きい飛行マッハ数まで十分に有用であることが確認された。

1.5 研究目的

以上述べてきたように、斜めデトネーションは極超音速の予混合気流中で形成される超音速燃焼であり、斜めデトネーションエンジンを代表とした、再使用型宇宙往還機用推進機関への有用性に着目した多くの研究が行われている。

一方、前節 1.4.4 で紹介した通り、そのようなエンジンの実用環境を考慮、模擬したような不均一混合気中での斜めデトネーションの特性については先行研究例が非常に少ない。それら数少ない研究によると、マッハ数の不均一性の影響が支配的となり、波面形状が強弱の曲率を有するようになり、エンジンにおいても濃度勾配は性能低下につながる原因となることが結論づけられている。その他特殊な物理的特性や、濃度勾配中特有の現象などは観察されなかったと報告されてはいるものの、各々の研究において濃度勾配条件・主流条件として調べられたものは数点に限られ、また得られている現象に対する物理的考察、例えば局所的な当量比と波面形状変化の関連性、燃料消費特性などについての理解は、必ずしもこれらの研究の主題ではないということもあり限定的である。

斜めデトネーションへの濃度勾配の影響を工学応用上の重要性と照らし合わせた場合、エンジン内混合過程における均一混合気作成の難しさのため濃度勾配は不可避であり、そのような条件下の斜めデトネーションの特性に関する知見は、エンジン設計・性能評価のために不可欠である。しかし現状得られている理解では、宇宙機の飛行速度に応じ様々に変化する主流・濃度勾配条件、および設計自由度のあるエンジン構造に対する斜めデトネーションの特性を予測、把握するには包括的ではなく不足しているものといえる。

そこでこれら斜めデトネーションが起きうる条件を様々に変えた場合の、基礎的物理を議論、整理することは斜めデトネーションエンジンのより精密な性能評価と将来的な設計に重要な知見を供与するものと考えられる。

本研究では以上のような観点から、濃度勾配条件、主流条件、斜めデトネーションを様々に変えたパラメトリックスタディを行い、個々の物体形状に特有にみられる波面構造および燃焼特性を観察し、それらに共通して得られる濃度勾配の影響を表すパラメータを導き統一的に整理することを目的とする。

このような本研究は斜めデトネーションの研究の現状において、濃度勾配中の物理的現象を主題として議論した初めての研究として位置づけることができ、またこれまで調べられていた条件の範囲を著しく拡大しより統一的な理解を図ったものといえることができる。

1.6 研究内容

以上で述べた研究目的のもとに、本研究内容の構成として、次のような3つの状況で保持される斜めデトネーションに分けて、それぞれ議論を行っていく。

- ・くさび平面上の斜めデトネーション
- ・鈍頭物体上の斜めデトネーション
- ・C-J斜めデトネーション

これら3つの分類は1.2.4でも述べた通りで図1-6(a)-(c)に示したままの対応関係であるが、それぞれ弱いオーバードリブン、強いオーバードリブン、C-J解に対応しており理論的に異なる区分に属するものである。過去の研究でもこれらは特有な現象がそれぞれに異なることから別個に議論されることが多く、本研究でもそれを考慮した上で個々の解析からはじめ統一的な考察へと発展させていく方針で議論を進めていく。

より具体的には、各解領域に相当する斜めデトネーションにおいて、不均一予混合気流が与えられた場合に観察される、

- ・波面構造(定常/非定常)
- ・燃焼特性

を明らかにし議論した上で、それぞれの解相当の斜めデトネーションに特有に見られた波面現象を詳細に解析、考察する。そして不均一性が波面現象に対し有する影響因子とその強さについて議論し、最後に3つの解の斜めデトネーションに共通して得られる不均一性の影響を総括する知見を結論としてまとめることにする。

2.数値計算

2.1 方針

1.5 で述べたような研究目的のもと，本研究では数値計算を主なアプローチ方法として採用し，斜めデトネーションの詳細の物理を解像度良く解析していくことにした．研究対象は1.6 で述べた通りの3種類の解に相当する斜めデトネーションであり，本研究の数値計算では原則2次元空間を想定した中での現象を，主流・濃度勾配条件を様々に変えてその波面構造，燃焼特性やそれらの条件変化に対する挙動について理論的に解析していくことにする．

3種類の斜めデトネーションに関し，それぞれ計算方法・条件について当然相違点はあるものの，基本的な保存方程式等の解法は共通している．そこで，本章では以降の3つの議論を通して共通して用いられる数値計算の手法について，2.2 で理論として用いた支配方程式からはじめ，2.3 でその数値的解法，2.4 で本研究の主題とする濃度勾配の導入方法について，それぞれ詳細に述べることにする．

2.2 支配方程式

数値計算の基本となる支配方程式としては，流体力学において基本となる①連続の式(質量保存則)，②ナビエ・ストークス方程式(運動量保存則)，③エネルギー保存式を用い，また燃焼およびデトネーションにおいては化学反応が関連する多成分反応流となるため，それぞれの化学種に関する④化学種輸送方程式を用いた．方程式は全て微小流体要素に関する質量，運動量，エネルギーの増減に着目した微分形を基礎としている．

本研究では2次元空間を想定し，それら支配方程式も2次元平面，もしくは2次元軸対称($y=0$ を中心軸として)の形式のものを用いた．また，デトネーションでは衝撃波をはじめとする高速流体現象，および密度の激しい変化を伴う燃焼が関わるため，密度変化を取り入れた圧縮性流体に対する支配方程式になる．また，デトネーションにおいては原則水素-空気(酸素-アルゴン)の詳細化学反応を考え，それらに関わる9つの化学種 N_2 (Ar), H_2 , O_2 , OH , H_2O , H , O , HO_2 , H_2O_2 を含んだ．それにより解くべき④化学種輸送方程式も合計で9つとした．

① 連続の式(質量保存則)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2-1)$$

② ナビエ・ストークス方程式(運動量保存則)

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2-2)$$

圧力 p は，流体を理想気体として，次式(2-3)の状態方程式により他熱力学的状態量と関連づ

けられる.

$$p = \rho RT \quad (2-3)$$

粘性応力 τ_{ij} は後述の分子粘性 μ と速度勾配を用いて次式(2-4)のように表される.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2-4)$$

第1項は流体のせん断変形に抗して働く応力, 第2項は体積変化に対する応力で, λ は体積粘性であり, 気体の体積変化に伴って働く粘性を表す. 通常 $\lambda = 2/3 \mu$ と表されるため, 結局(2-4)を書き直すと次式(2-4)'のようになる.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2-4)'$$

③ エネルギー保存式

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho E u_i) + \frac{\partial p u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tau_{ij} u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_k h_{s,k} D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) - \sum_k \Delta h_{f,k}^o \dot{\omega}_k \quad (2-5)$$

ここでの保存量は全エネルギー E であり, 内部エネルギー e_s と運動エネルギーに分解され, $E = e_s + 1/2 u_i u_i$ と表される. 内部エネルギー e_s は化学エネルギーを含まない, 参照温度 T_{ref} における値を 0 とした顕熱によるエネルギーを示しており, 定積比熱 c_V により

$e_s = \int_{T_{ref}}^T c_V dT$ と表される. 通常 $T_{ref}=298.15\text{K}$ とされるが, 本研究では計算コード上での便宜

性も鑑みて $T_{ref}=0\text{K}$ としているが, そのことによる保存則や各化学種の熱物性値等への影響は 0 である.

右辺第3項は濃度拡散に伴う顕エンタルピーの輸送であり, 濃度拡散により生じる各化学種の移動速度が異なるために起こる, 各化学種エンタルピーの流入出を意味する. これら顕エンタルピーの表現は e_s と同様に各化学種 k の定圧比熱 $c_{p,k}$ を用い $h_{s,k} = \int_{T_{ref}}^T c_{p,k} dT$ と

表される. 右辺最後の反応熱項中に現れる $\Delta h_{f,k}^o$ は化学種 k の標準状態(1atm, T_{ref} K)におけ

る生成エンタルピーを示す. $\dot{\omega}_k$ は後述の化学種輸送方程式にも表れる, 化学反応による化学種 k の生成速度である.

④ 化学種輸送方程式

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho Y_k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) + \dot{\omega}_k \quad (2-6)$$

右辺第一項の濃度拡散項に現れる D_k は拡散係数である。以上 4 つの流体保存則(ナビエ・ストークス方程式は x, y 方向で 2 つ)と化学種に関する 9 つの、計 13 の方程式が支配方程式となるが、各方程式中の各項は、それらの物理的意味合いから、保存量 Q の時間変化項 $\partial Q / \partial t$ 、対流項 $\partial F / \partial x$ 、 $\partial G / \partial y$ 、粘性、熱伝導等勾配に基づく輸送現象による粘性項 $\partial F_V / \partial x$ 、 $\partial G_V / \partial y$ 、そして生成項 S にそれぞれベクトルの形でまとめ(2-7)に示す通り一括して表す。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_V}{\partial x} + \frac{\partial G_V}{\partial y} + S \quad (2-7)$$

上式の各項は、

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho Y_k \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho E + p)u \\ \rho Y_k u \end{pmatrix}, G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho E + p)v \\ \rho Y_k v \end{pmatrix},$$

$$F_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ q_x \\ j_{k,x} \end{pmatrix}, G_V = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ q_y \\ j_{k,y} \end{pmatrix}, S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\sum_k \Delta h_{f,k}^o \dot{\omega}_k \\ \dot{\omega}_k \end{pmatrix}$$

である。化学種輸送方程式は 1 行のみで表している。ここで $q_i = \lambda \partial T / \partial x_i$ 、 $j_{k,i} = \rho D_k \partial Y_k / \partial x_i$ である。

(2-7)の形は 2 次元平面に対する支配方程式となるが、2 次元軸対称平面を考える場合は、これに遠心距離に反比例した生成項 H および H_V が加わる。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + H = \frac{\partial F_V}{\partial x} + \frac{\partial G_V}{\partial y} + H_V + S \quad (2-8)$$

$$H = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (\rho E + p)v \\ \rho Y_k v \end{pmatrix}, H_V = \frac{1}{y} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ 2\mu(y \partial u / \partial y - v) \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + q_y + \sum_k h_{s,k} j_{k,y} \\ j_{k,y} \end{pmatrix} \quad [61]$$

以上が物理空間の直交座標系(x, y)をもとにした支配方程式だが、本研究では曲線座標系上での数値計算にも対応するため、これら支配方程式を一般座標系(ξ, η)上の形式に改めた(2-9)を最終的な支配方程式とし計算プログラムに組み込んだ[63]。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}}{\partial \eta} + \theta \hat{H} = \frac{\partial \hat{F}_V}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}_V}{\partial \eta} + \theta \hat{H}_V + \hat{S} \quad (2-9)$$

$$\begin{aligned} \hat{Q} &= \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \\ \rho Y_k \end{pmatrix}, \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (\rho E + p)U \\ \rho Y_k U \end{pmatrix}, \hat{G} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} \rho v V + \eta_x p \\ \rho u V + \eta_y p \\ (\rho E + p)V \\ \rho Y_k V \end{pmatrix}, \\ \hat{F}_V &= \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x q'_x + \xi_y q'_y \\ \xi_x j_{k,x} + \xi_y j_{k,y} \end{pmatrix}, \hat{G}_V = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x q'_x + \eta_y q'_y \\ \eta_x j_{k,x} + \eta_y j_{k,y} \end{pmatrix}, \hat{S} = \frac{1}{J} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\sum_k \Delta h_{f,k}^o \tilde{\omega}_k \\ \tilde{\omega}_k \end{pmatrix} \\ \hat{H} &= \frac{1}{Jy} \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (\rho E + p)v \\ \rho Y_k v \end{pmatrix}, \hat{H}_V = \frac{1}{Jy} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ 2\mu(y \partial u / \partial y - v) \\ u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + q_y + \sum_k h_{s,k} j_{k,y} \\ j_{k,y} \end{pmatrix} \\ &\left(U = \xi_x u + \xi_y v, V = \eta_x u + \eta_y v, q'_i = \lambda \partial T / \partial x_i + \sum_k h_{s,k} j_{k,i} + \tau_{ij} u_j \right) \end{aligned}$$

ただし $\theta=0$ で 2 次元平面, $\theta=1$ で 2 次元軸対称系の方程式に相当する. U, V は反変速度であり, 計算空間上での移動速度に対応する. 上式に現れる $\xi_x, \xi_y, \eta_x, \eta_y$ は変換のメトリクスであり, J はヤコビアンである. メトリクスは物理空間内の微小要素 (dx, dy) と計算空間内の微小要素 $(d\xi, d\eta)$ の対応関係

$$\begin{bmatrix} dx \\ dy \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial x / \partial \xi & \partial x / \partial \eta \\ \partial y / \partial \xi & \partial y / \partial \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\xi \\ d\eta \end{bmatrix} \quad (2-10)$$

から

$$\begin{bmatrix} d\xi \\ d\eta \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} y_\eta & -x_\eta \\ -y_\xi & x_\xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dx \\ dy \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y \\ \eta_x & \eta_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dx \\ dy \end{bmatrix} \quad (2-11)$$

$$1/J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \quad (2-12)$$

として物理座標 x, y の分布から計算できる. ξ, η による偏微分項は

$$\frac{\partial}{\partial x_i} = J \left(\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_{x_i}}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_{x_i}}{J} \right) \right) \quad (2-13)$$

により変形したものである. よって x_ξ, x_η, \dots を各格子点において評価できれば一般座標系をもとにした数値計算が構築できるが, 本研究では全領域で一様に $\Delta\xi, \Delta\eta=1$ とした上で,

これらを(2-11), (2-12)の定義に従い中心差分によって評価した.

以上によって, 支配方程式を(2-9)として, 状態方程式(2-3)による p の算出と併せれば, ある時間における各点の保存量 Q の値から, 未知量としての各項が全て求まり方程式が解けることになる. ただし, 厳密にそれらを全て行うためには以上の方程式中の h を計算するための熱物性値 c_v または c_p , または μ , λ などの輸送係数, そして反応生成速度 $\dot{\omega}_k$ を全てこれら保存量 Q から導く必要があり, 本研究で採用したそれらの計算方法を次節以降で説明する.

2.2.1 熱物性値

比熱 c_p および c_v , エンタルピーは理想気体では温度のみの関数であることが理論的に示されており, エントロピー s も, 理想気体に対し成立する(2-14)より, 標準状態の圧力(1atm)で一定のエントロピー s_0 は $dp=0$ から温度のみの関数となる[64].

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (2-14)$$

定圧比熱 c_p は温度に対する依存性が線形でなく, 次式(2-15)が示す通り, 温度の多項式として表される.

$$c_p/R = a_1 + a_2 T + a_3 T^2 + a_4 T^3 + a_5 T^4 \quad (2-15)$$

これを温度に関し積分することにより, エンタルピー h を得る.

$$h/R \left(= \int (c_p/R) dT \right) = a_1 T + 1/2 a_2 T^2 + 1/3 a_3 T^3 + 1/4 a_4 T^4 + 1/5 a_5 T^5 + a_6 \quad (2-16)$$

標準圧力のエントロピー s_0 は(2-14)に(2-15)を代入し温度に関する積分で得られる.

$$s_0/R \left(= \int (c_p/RT) dT \right) = a_1 \ln T + a_2 T + 1/2 a_3 T^2 + 1/3 a_4 T^3 + 1/4 a_5 T^4 + a_7 \quad (2-17)$$

以上の比熱, エンタルピー, エントロピーの各温度に対する値は, 各化学種に対し JANAF の熱物性値表に 0K~5000K の範囲で測定データとしてまとめられている[66]. a_1 - a_7 はそれらに最適にフィッティングするように化学種ごとに設定され, ふつう 300-1000K, 1000-5000K の2範囲に分けて別々の値の組み合わせを用いる. 本研究で用いた a_1 - a_7 の数値を表 2-1 にまとめる[67].

(2-16)に示すエンタルピー h は, 顕熱によるエンタルピー h_s と化学生成エンタルピー $\Delta h_{f,k}^0$ の和であり, $\Delta h_{f,k}^0$ は $h(T=T_{ref})$ として計算できる. 先述の通り, $T_{ref}=0$ K だから, (2-16)に代入すると $\Delta h_{f,k}^0 = a_6 R$ となり, これによってエネルギー方程式(2-5)の反応熱項を計算することができる. 以上から

$$h_s = h(T) - h(T_{ref}) = a_1 RT + 1/2 a_2 RT^2 + 1/3 a_3 RT^3 + 1/4 a_4 RT^4 + 1/5 a_5 RT^5 \quad (2-18)$$

である.

表 2-1 熱物性値係数

Species	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7
300K-1000K							
N ₂	3.2986770E0	1.4082400E-3	-3.9632220E-6	5.6415150E-9	-2.4448550E-12	-1.0209000E3	3.9503720E0
H ₂	3.2981240E0	8.2494420E-4	-8.1430150E-7	-9.4754340E-11	4.1348720E-13	-1.0125210E3	-3.2940940E0
O ₂	3.2129360E0	1.1274860E-3	-5.7561500E-7	1.3138770E-9	-8.7685540E-13	-1.0052490E3	6.0347380E0
OH	3.6372660E0	1.8509100E-4	-1.6761650E-6	2.3872030E-9	-8.4314420E-13	3.6067820E3	1.3588600E0
H ₂ O	3.3868420E0	3.4749820E-3	-6.3546960E-6	6.9685810E-9	-2.5065880E-12	-3.0208110E4	2.5902330E0
H	2.5000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	2.5471630E4	-4.6011760E1
O	2.9464290E0	-1.6381660E-3	2.4210320E-6	-1.6028430E-9	3.8906960E-13	2.9147640E4	2.9639950E0
HO ₂	2.9799630E0	4.9966970E-3	-3.7909970E-6	2.3541920E-9	-8.0890240E-13	1.7622740E2	9.2227240E0
H ₂ O ₂	3.3887540E0	6.5692260E-3	-1.4850130E-7	-4.6258060E-9	2.4715150E-12	-1.7663150E4	6.7853630E0
Ar	2.5000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	-7.453750E2	4.366000E0
1000K-5000K							
N ₂	2.9266400E0	1.4879770E-3	-5.6847610E-7	1.0097040E-10	-6.7533510E-15	-9.2279770E2	5.9805280E0
H ₂	2.9914230E0	7.0006440E-4	-5.6338290E-8	-9.2315780E-12	1.5827520E-15	-8.3503400E2	-1.3551100E0
O ₂	3.6975780E0	6.1351970E-4	-1.2588420E-7	1.7752810E-11	-1.1364350E-15	-1.2339300E3	3.1891660E0
OH	3.2129360E0	1.1274860E-3	-5.7561500E-7	1.3138770E-9	-8.7685540E-13	-1.0052490E3	6.0347380E0
H ₂ O	2.6721460E0	3.0562930E-3	-8.7302600E-7	1.2009960E-10	-6.3916180E-15	-2.9899210E4	6.8628170E0
H	2.5000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	2.5471630E4	-4.6011760E-1
O	2.5420600E0	-2.7550620E-5	-3.1028030E-9	4.5510670E-12	-4.3680520E-16	2.9230800E4	4.9203080E+0
HO ₂	4.0721910E0	2.1312960E-3	-5.3081450E-7	6.1122690E-11	-2.8411650E-15	-1.5797270E2	3.4760290E+0
H ₂ O ₂	4.5731670E0	4.3361360E-3	-1.4746890E-6	2.3489040E-10	-1.4316540E-14	-1.8006960E4	5.0113700E-1
Ar	2.5000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	0.0000000E0	-7.453750E2	4.366000E0

また、混合気の熱物性値は、各化学種の比熱 $c_{p,k}$ (エンタルピー h_k , エントロピー s_k) をその質量分率で重みづけした平均値として計算した。このような計算方法は混合気の気体定数 R の場合も同様である。

$$c_p = \sum_k c_{p,k} Y_k, h = \sum_k h_k Y_k, s = \sum_k s_k Y_k, R = \sum_k R_k Y_k \quad (2-19)$$

以上で述べた方法によって温度から各熱物性値、熱的状態量が計算できる。しかし数値計算においては、エネルギー方程式における保存量を全エネルギー ρE としているため、温度の値は ρE の値を用いて逆算しなければならない。本数値計算ではこの計算を Newton-Raphson 法によって以下のような手順で行う[68]。

- ① 保存量として得られた全エネルギー ρE および運動量 ρu_i から顕内部エネルギー $e_s = E - 1/2 u_i u_i$ を計算する。
- ② 前時間ステップ、もしくは③で得られた暫定温度 T^N から計算した、顕内部エネルギーの暫定値 e_s^N との差を温度の関数 $f = e_s - e_s^N$ として計算し、同時にその温度微分値 $f' = de_s/dT$ を計算する。
- ③ Newton-Raphson 法に従い $T^{N+1} = T^N - f/f'$ から次の暫定温度を計算する。
- ④ ②③を $|T^{N+1} - T^N|$ が制限値を下回るか②③繰り返し回数が制限値を上回るまで繰り返し、収束値を真の温度として決定する。

2.2.2 輸送物性値

支配方程式中の粘性項で、勾配項の前につく μ, λ, D_k は化学種、温度、圧力に依存する輸送係数であり、各輸送現象の強さに影響する。それらの各保存量、および基本量 T, p, Y_k への依存性を示した表式[62, 69]を以降の各項で述べる。

2.2.2.1 粘性係数

まず各化学種ごとの単成分の粘性係数 μ_k は、分子運動論の観点から求められ、質量流束と平均自由行程の積に比例する。その結果、温度の 1/2 乗に比例する傾向があり、粘性係数は Hirschfelder に導かれ、Chapman と Enskog によって分子間力の補正を取り入れられた、次式(2-20)で表される[62, 69]。

$$\mu_k = 2.669 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{10^3 W_k T}}{\sigma^2 \Omega^{(2,2)*}} \quad (2-20)$$

ただし σ の単位は Å(10^{-10}m)、その他は全て SI 単位系である。根号内の 10^3 は単位の違いのための補正である。衝突直径 σ は Lennard-Jones6-12 ポテンシャルのポテンシャル井戸にあたる粒子間距離に相当し、粒子間距離が σ になると衝突したとみなされる。衝突積分 $\Omega^{(2,2)*}$ は粒子が剛体で分子間力がないと仮定した場合の粘性係数の値を補正する役割を担い、Hirschfelder ら多数の研究者によって提案された、次式(2-21)で表されるものをを用いた[69]。

$$\Omega^{(2,2)*} = 1.16145 T^{*-0.14874} + 0.52487 \exp(-0.7732 T^*) + 2.16178 \exp(-2.43787 T^*) \quad (2-21)$$

ここで無次元温度 T^* は次式(2-22)で表されるように、ポテンシャル井戸深さ ε を持つ分子の相当温度(有効温度) ε/k (k :ボルツマン定数)で温度を除した値である。

$$T^* = \frac{T}{\varepsilon/k} \quad (2-22)$$

ここまでで現れた衝突直径 σ 、有効温度 ε/k はそれぞれの分子固有のポテンシャル関数から求まるパラメータであり、本数値計算で含めた各化学種に対する値は表 2-2 に示すようなものを用いた[67]。ここでは各化学種の分子量 W_k をともに示している。

表 2-2 各化学種の分子量，衝突直径，および有効温度

化学種	分子量 W_k [kg/mol]	衝突直径 σ [Å]	有効温度 ε/k [K]
N ₂	28.0134×10^{-3}	3.6210	97.5300
H ₂	2.0159×10^{-3}	2.9200	38.0000
O ₂	31.9988×10^{-3}	3.4580	107.4000
OH	17.0073×10^{-3}	2.7500	80.0000
H ₂ O	18.0153×10^{-3}	2.6050	572.40000
H	1.0079×10^{-3}	2.0500	145.0000
O	15.999×10^{-3}	2.7500	80.0000
HO ₂	33.0067×10^{-3}	3.4580	107.4000
H ₂ O ₂	34.0147×10^{-3}	3.4580	107.4000
Ar	39.9480×10^{-3}	3.330	136.5000

混合気の粘性係数 μ は一方で単純な線形結合でなく，次式(2-23)に示される Wilke の式によって半経験的に計算される．

$$\mu = \sum_k \frac{X_k \mu_k}{\sum_l X_l \Phi_{kl}} \quad (2-23)$$

Φ_{kl} は次式(2-24)を用いる．

$$\Phi_{kl} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{W_k}{W_l} \right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\mu_k}{\mu_l} \right)^{1/2} \left(\frac{W_l}{W_k} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (2-24)$$

2.2.2.2 熱伝導率

熱伝導率も，粘性係数と同様に分子運動論の観点から計算することができる．熱伝導率は分子の流束と平均自由行程の距離，および比熱の積に比例しており，それゆえに粘性係数と類似の傾向を持つことから，単成分の熱伝導率 λ_k は単成分の粘性係数 μ_k と比熱を用いた Eucken による次式(2-25)によって計算できる[69]．

$$\lambda_k = 0.25 (9c_{p,k} - 5c_{v,k}) \mu_k \quad (2-25)$$

混合気の熱伝導率は，粘性係数の場合と同形の，Wassiljewa の提案した次の経験式(2-26)により計算する[69]．

$$\lambda = \sum_k \frac{X_k \lambda_k}{\sum_l X_l \Phi'_{kl}} \quad (2-26)$$

Φ'_{kl} は Mason らが提案，修正を加えた次式を用いた[69]．

$$\Phi'_{kl} = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{W_k}{W_l} \right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\lambda_k}{\lambda_l} \right)^{1/2} \left(\frac{W_l}{W_k} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (2-27)$$

2.2.2.3 拡散係数

分子がそれ自身の濃度こう配にしたがって拡散，すなわち自己拡散する場合の自己拡散係数を考える．すると，自己拡散係数は分子の速度と平均自由行程に比例し，その点で動粘性と相似である．だが 2 成分の影響を考えた相互拡散係数に発展させる場合，分子量や衝突直径，有効温度として，2 成分の間の実効値を考えなければならない．そこで 2 成分での衝突直径 σ_{kl} ，無次元温度 T^* は

$$\sigma_{kl} = \frac{\sigma_k + \sigma_l}{2}, \quad T_{kl}^* = \frac{T}{\sqrt{(\varepsilon/k)_k (\varepsilon/k)_l}} \quad (2-28)$$

と計算する．これらを用いると，相互拡散係数 D_{kl} は Chapman と Enskog による次式(2-29)から計算できる[69]．

$$D_{kl} = D_{lk} = 1.858 \times 10^{-7} \frac{1}{P \sigma_{kl}^2 \Omega^{(1,1)*}} \sqrt{T^3 \frac{W_k + W_l}{10^3 W_k W_l}} \quad (2-29)$$

P は単位 atm の圧力値である．拡散衝突積分 $\Omega^{(1,1)*}$ は Neufeld による次式を用いる[69]．

$$\Omega^{(1,1)*} = 1.06036 T^{*-0.1561} + 0.19300 \exp(-0.47635 T^*) + 1.03587 \exp(-1.52996 T^*) + 1.76474 \exp(-3.89411 T^*) \quad (2-30)$$

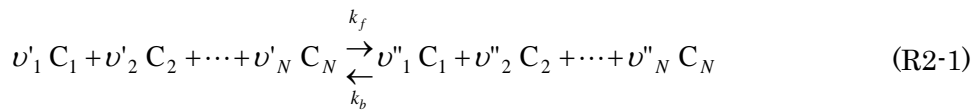
多成分の混合気の場合に拡散係数の概念を発展させると，計算すべきはある成分 k が混合気全体に対して持つ拡散係数である．その値 D_k は次式(2-31)によって計算できる[62]．

$$D_k = \frac{1 - Y_k}{\sum_{l \neq k} \frac{X_l}{D_{kl}}} \quad (2-31)$$

2.2.3 化学反応

本研究では水素-空気の燃焼に関わる化学種を多数含んだうえで，それらが関わる素反応の反応速度を全て詳細に計算し反応生成項 $\dot{\omega}_k$ を計算した．ここで採用した素反応モデルは，記述の 9 化学種が参加する，27 の素反応よりなる Konnov の詳細反応機構を用いた[70]．化学反応の計算にあたり，乱流との相互作用等は考えず，単純に各素反応に対しアレニウス型の反応速度を適用した．このような反応速度の計算方法は，過去の斜めデトネーション，および伝播デトネーションの研究のうち詳細反応機構を用いたもののほぼ全てで採用されており，比較の議論も円滑になると考えられる．

その計算方法の導入としてまず，素反応の反応式を一般化すると，



$$\sum_k^N (\nu_k' - \nu_k'') C_k = 0 \quad (\text{R2-1})'$$

ここで ν_k' は反応式左辺側の量論係数, ν_k'' は右辺側の量論係数, C_k は各化学種の化学式, N は総化学種数である. ただし多くの場合は ν_k', ν_k'' のいずれか一方は 0 である. (R2-1) における, C_k の濃度変化速度は次式(2-34)で表される.

$$\frac{d[C_k]}{dt} (= \dot{\omega}_k / W_k) = (\nu_k'' - \nu_k') \left(k_f \prod_i^N [C_i]^{\nu_i'} - k_b \prod_i^N [C_i]^{\nu_i''} \right) \quad (2-32)$$

このため, ある時間の各化学種モル濃度 $[C_k]$ の情報がわかっているならば, ν_k', ν_k'' は素反応モデルより与えられているため k_f, k_b が計算できれば生成項 $\dot{\omega}_k$ が求まることになる.

まず k_f はアレニウスの表式でよく知られる次式(2-33)より求める.

$$k_f = AT^b \exp(-E/RT) \quad (2-33)$$

A は頻度因子, b は温度指数, E は活性化エネルギーと呼ばれる. (2-33) は動力的な観点では, 衝突回数に, 活性化エネルギーを超える確率をかけたものになっている. これら 3 つの定数はそれぞれの素反応に固有な定数として素反応モデルによって与えられており, 本研究で用いた Konnov のモデルで採用されている数値を表 2-3 に示す[70].

表 2-3 化学反応モデル[70]

素反応	A [$\text{cm}^3, \text{mol}, \text{s}, \text{K}$]	b [-]	E [cal/mol]
(1) $\text{H}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{H} + \text{H}_2\text{O}$	2.1400×10^8	1.5200	3.4480×10^3
(2) $\text{OH} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}$	2.0200×10^{14}	-0.4000	0.0000
(3) $\text{H}_2 + \text{O} \rightarrow \text{OH} + \text{H}$	5.0600×10^4	2.6700	6.2880×10^3
(4) $\text{O}_2 + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{M}$	1.5000×10^{19}	-1.2570	0.0000
$\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HO}_2$	4.5200×10^{13}	0.0000	0.0000
(5) $\text{O}_2 + \text{H} + \text{N}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{N}_2$	2.0300×10^{20}	-1.5900	0.0000
$\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HO}_2$	4.5200×10^{13}	0.0000	0.0000
(6) $\text{O}_2 + \text{H} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2$	1.5200×10^{19}	-1.1330	0.0000
$\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HO}_2$	4.5200×10^{13}	0.0000	0.0000
(7) $\text{O}_2 + \text{H} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	2.1000×10^{23}	-2.4370	0.0000
$\text{O}_2 + \text{H} \rightarrow \text{HO}_2$	4.5200×10^{13}	0.0000	0.0000
(8) $\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	2.1300×10^{28}	-4.8270	3.4990×10^3
(9) $\text{OH} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}$	9.1000×10^{14}	0.0000	1.0960×10^4
(10) $\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow 2\text{OH}$	1.5000×10^{14}	0.0000	9.9970×10^2
(11) $\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{O}_2$	8.4500×10^{11}	0.6500	1.2410×10^3
(12) $\text{H} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	3.0100×10^{13}	0.0000	1.7210×10^3
(13) $\text{O} + \text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{OH}$	3.2500×10^{13}	0.0000	0.0000
(14) $2\text{OH} \rightarrow \text{O} + \text{H}_2\text{O}$	3.5700×10^4	2.4000	-2.1110×10^3
(15) $2\text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$	1.0000×10^{18}	-1.0000	0.0000
(16) $2\text{H} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}_2$	9.2000×10^{16}	-6.0000	0.0000
(17) $2\text{H} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}_2\text{O}$	6.0000×10^{19}	-1.2500	0.0000
(18) $\text{OH} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.2100×10^{22}	-2.0000	0.0000
(19) $\text{H} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{OH} + \text{M}$	4.7100×10^{18}	-1.0000	0.0000
(20) $2\text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$	1.8900×10^{13}	0.0000	-1.7880×10^3
(21) $2\text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}_2$	4.2000×10^{14}	0.0000	1.1980×10^4
(22) $2\text{HO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O}_2$	1.3000×10^{11}	0.0000	-1.6290×10^3
(23) $2\text{OH} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2 + \text{M}$	3.0400×10^{30}	-4.6300	2.0480×10^3
$2\text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2$	1.2400×10^{14}	-0.3700	0.0000
(24) $\text{H} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{HO}_2$	1.9800×10^6	2.0000	2.4340×10^3
(25) $\text{H} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	3.0700×10^{13}	0.0000	4.2160×10^3
(26) $\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{HO}_2$	9.5500×10^6	2.0000	3.9690×10^3
(27) $\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HO}_2$	2.4000	4.0420	-2.1610×10^3

$$(4)(15)[M] = (\text{total molar concentration}) - 2[\text{H}_2\text{O}] - 2[\text{H}_2] - [\text{N}_2]$$

$$(15)[M] = (\text{total molar concentration}) - [\text{H}_2] - [\text{H}_2\text{O}]$$

$$(18)(19)[M] = (\text{total molar concentration}) + 5.4[\text{H}_2\text{O}]$$

$$(4) \sim (7) F = 1.0$$

$$(23) \text{Troe Parameter: } \alpha = 0.4700, T^* = 100 \text{ K}, T^{**} = 2000 \text{ K}, T^{***} = 1.0000 \times 10^{15} \text{ K}$$

反応(4)(15)などに現れる M は第三体を指す。第三体とは、それ自体は反応前後で変化せず、衝突した反応物にエネルギーを与え活性化させることで、触媒のように働く分子のことである。通常は化学種に関係なくその役割を担うことができるため、 $[M] = (\text{全化学種モル濃度})$ とすることも多いが、反応(18),(19)などのように特定の化学種の第三体効果が強くなる場合や、反応(4)-(7)のように関わる第三体の化学種により A, b, E の値が異なってくる場合がある。

また、反応(23)などでは第三体が含まれる形と含まれない形の反応式に、それぞれ A, b, E の組が1つずつ与えられているが、これは圧力依存反応と呼ばれる素反応である[71]。圧力

依存反応では、第三体濃度が圧力に直接比例するため、第三体効果の強さが変化し、実効的な反応が三体反応か二体反応かが変化してくる。圧力依存反応の例として、第三体反応によく見られる分解反応を取り上げると[71], ある化学種 A が第三体との衝突で生じる活性化学種に対し準定常仮定(活性化学種の時間変化が実質無視できる)をおくことで、A の反応速度を次のように表せる。

$$-\frac{d[A]}{dt} = \frac{k_0 k_a [A][M]}{k_{-a}[M] + k_a} \quad (k_a = \text{励起反応速度定数}, k_{-a} = \text{脱励起反応速度定数}, \quad (2-34)$$

$k_0 = \text{生成反応速度定数}, A = \text{反応物})$

低圧極限では、 $k_{-a}[M] \ll k_a$ となるので、

$$-\frac{d[A]}{dt} = k_0 [A][M] \quad (2-35)$$

高圧極限では、 $k_{-a}[M] \gg k_a$ より

$$-\frac{d[A]}{dt} = \frac{k_0 k_a}{k_{-a}} [A] = k_\infty [A] \quad (2-36)$$

以上のように、圧力により反応速度に第三体効果が表れるかどうかは変化する。表 2-3 中では第三体が含まれる反応式が低圧極限、含まれない反応式が高圧極限にそれぞれ対応し、それぞれの条件下の正反応速度定数を k_0 , k_∞ とする。両極限間には両者の間の値をとる圧力の領域(以下、Fall-off 領域)が存在し、(2-34)を考慮し、極限も含んだ全域での統一的な k の表現が必要である。それは次式(2-37)のような表現で行われる[72, 73].

$$k = k_\infty \left(\frac{P_r}{1 + P_r} \right)^F \quad (2-37)$$

$$P_r = \frac{k_0 [M]}{k_\infty}, \ln F = \left[1 + \left\{ \frac{\log P_r + c}{n - d(\log P_r + c)} \right\}^2 \right]^{-1} \ln F_{cent},$$

$$F_{cent} = (1-a) \exp(-T/T^{***}) + a \exp(-T/T^*) + \exp(-T^{***}/T)$$

$$c = -0.4 - 0.67 \log F_{cent}, n = -0.75 - 1.27 \log F_{cent}, d = -0.14$$

F_{cent} の式中に現れる a, T^*, T^{**}, T^{***} は Troe パラメータと呼ばれ、反応モデル内で与えられる。本研究で採用した値については表 2-3 の下に示している。

以上が k_f の計算方法だが、 k_b については、平衡定数 K の定義(2-38)から導かれる k_f との関係式を用いて、 $k_b = k_f / K_C$ として計算される。

$$k_f \prod_i [C_i]^{v_i'} = k_b \prod_i [C_i]^{v_i''} \Leftrightarrow \frac{k_f}{k_b} = \prod_i [C_i]^{(v_i'' - v_i')} = K_C \quad (2-38)$$

平衡定数の値は、温度の関数であり、並行次にギブズエネルギーの変化が 0 となることから次式(2-39)のように求まる[72].

$$K_p = \prod_i^N \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(v_i'' - v_i')} = \exp \left(- \sum_i^N (v_i'' - v_i') g_i^0 / R_{uni} T \right) \quad (2-39)$$

ここで標準ギブズエネルギー g^0 は標準圧力 $p_0(1\text{atm})$ におけるギブズエネルギーであり、次式(2-40)で表される。

$$g_i^0 = h_i - T s_i^0 \quad (2-40)$$

s^0 は標準圧力でのエントロピーであり、既述の通り(2-17)より計算できる。 K_p から K_c への換算は(2-41)の通り行われる。

$$\begin{aligned} K_p &= \prod_i^N \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(v_i'' - v_i')} = \prod_i^N \left(\frac{[C_i] R_{uni} T}{p_0} \right)^{(v_i'' - v_i')} = \left(\frac{R_{uni} T}{p_0} \right)^{(v_i'' - v_i')} \prod_i^N [C_i]^{(v_i'' - v_i')} \\ &= \left(\frac{R_{uni} T}{p_0} \right)^{(v_i'' - v_i')} K_c \end{aligned} \quad (2-41)$$

2.3 差分法

支配方程式中に現れる各未知量の計算は前節に述べた方法にて全て計算できるが、式中の空間微分 $\partial/\partial\xi$ 、時間微分 $\partial/\partial t$ は離散化した点間での評価が必要であり、適切な計算負荷におさめつつ精度の高い差分評価が求められる。

そこで本研究でとった各偏微分項の評価方法について以降で説明する。

2.3.1 対流項

衝撃波や接触面のような不連続面を数値的振動等なく良い精度で捉えるために、対流項の評価に一次精度風上差分のような単純な線形の差分法でなく、不連続度、あるいはマッハ数などに応じて差分法の精度などのアプローチを切り替えられるスキームを採用するのがふつうであり、本研究でもそのような特性を有し広範囲の圧縮性流体力学の分野で用いられる、Harten-Yeeの対称風上型 TVD[63, 74]、および AUSM+ - up[75, 76]の2種類のスキームを採用した。それぞれについて以降の項において詳述する。

2.3.1.1 Harten-Yee の対象風上型 TVD[63, 68, 74]

このスキームは TVD(=Total Variation Diminising)スキームと呼ばれる基本的な差分法の一つで、不連続のない領域で2次精度を維持し、かつ不連続面は1次精度風上差分法を用いるという、複合的な差分を用いた非線形な差分法である。このような精度の切替は流束制限関数の導入によって行う。

具体的な差分化の一連の手順は、隣接点との概念上での境界 $i \pm 1/2$ 点を用いることで $(\partial \hat{F} / \partial \xi)_i = \hat{F}_{i+1/2} - \hat{F}_{i-1/2}$ ($\Delta \xi = 1$ より)とした上で、以下(2-42)のように行われる[68]。

$$\begin{aligned}
\hat{F}_{i+1/2} &= \frac{1}{2} \left[(\hat{F}_i + \hat{F}_{i+1}) + R_{\xi, i+1/2} \Phi_{i+1/2} \right] \\
\phi_{i+1/2}^l &= \sigma(\lambda_{i+1/2}^l) (g_i^l + g_{i+1}^l) - \Psi(\lambda_{i+1/2}^l + \gamma_{i+1/2}^l) \alpha_{i+1/2}^l \\
\gamma_{i+1/2}^l &= \sigma(\lambda_{i+1/2}^l) \begin{cases} (g_{i+1}^l - g_i^l) / \alpha_{i+1/2}^l & \alpha_{i+1/2}^l \neq 0 \\ 0 & \alpha_{i+1/2}^l = 0 \end{cases} \\
g_i^l &= \min \text{mod}(\alpha_{i+1/2}^l, \alpha_{i-1/2}^l) \\
\alpha_{i+1/2}^l &= R_{\xi, i+1/2}^{-1} (\hat{Q}_{i+1} - \hat{Q}_i) \\
\sigma(z) &= \frac{1}{2} \Psi(z), \Psi(z) = \begin{cases} |z| & |z| \geq \delta_1 \\ \delta_1 & |z| < \delta_1 \end{cases} \\
\delta_1 &= \delta_0 \left(|U| + c \sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2} \right)_{i+1/2}, U = \xi_x \tilde{u} + \xi_y \tilde{v}, c = \sqrt{\gamma R T}, \delta_0 = 0.1
\end{aligned} \tag{2-42}$$

$\min \text{mod}$ は以下(2-43)のように定義される関数であり、この部分が不連続・連続に対応してスキームの精度を切り替える、流束制限関数の役割を担っていると見なすことが出来る。

$$\min \text{mod}(x, y) = \text{sign}(x) \max(0, \min(|x|, \text{sign}(x)y)) \tag{2-43}$$

これをもう少しわかりやすく、条件ごとに分割して示すと、

$$\min \text{mod}(x, y) = \begin{cases} x & \text{if } xy > 0, |x| < |y| \\ y & \text{if } xy > 0, |x| > |y| \\ 0 & xy \leq 0 \end{cases} \tag{2-43}'$$

また、(2-42)中に現れる $i+1/2$ 点の各量の評価は、次式(2-44)の通り、Roe 平均[63]とよばれる密度の2乗根での重みづけによって評価する。

$$f_{i+1/2} = \frac{\sqrt{\rho_{i+1}} f_{i+1} + \sqrt{\rho_i} f_i}{\sqrt{\rho_{i+1}} + \sqrt{\rho_i}} \tag{2-44}$$

このような評価法により、点 $i+1/2$ における特性波速度($u, u \pm c$)が正しく評価され、衝撃波や接触面などの不連続面においても厳密解を与えることが出来るという条件が満たされる。

$R_{\xi, i+1/2}, R_{\xi, i+1/2}^{-1}$ はそれぞれ、流束ヤコビアン行列 $A = \partial \hat{F} / \partial \hat{Q}$ に対する右固有行列、左固有行列であり、 λ は A の固有値を指す。これらはそれぞれ

$$R_k = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \rho/\sqrt{2}c & \rho/\sqrt{2}c & 0 & \cdots & 0 \\ u & k_y\rho & (\rho u + k_x\rho c)/\sqrt{2}c & (\rho u - k_x\rho c)/\sqrt{2}c & \vdots & \ddots & \\ v & -k_x\rho & (\rho v + k_y\rho c)/\sqrt{2}c & (\rho v - k_y\rho c)/\sqrt{2}c & & \ddots & \vdots \\ q & \rho(k_y u - k_x v) & \rho(q + c^2/(\gamma-1))/\sqrt{2}c + \rho Z/\sqrt{2} & \rho(q + c^2/(\gamma-1))/\sqrt{2}c - \rho Z/\sqrt{2} & 0 & \cdots & 0 \\ Y_1 & 0 & \rho Y_1/\sqrt{2}c & \rho Y_1/\sqrt{2}c & \rho & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 & \ddots & \vdots & \\ Y_N & 0 & \rho Y_N/\sqrt{2}c & \rho Y_N/\sqrt{2}c & 0 & \cdots & 0 & \rho \end{bmatrix} \quad (2-45)$$

$$R_k^{-1} = \begin{bmatrix} 1-(\gamma-1)q/c^2 & (\gamma-1)u/c^2 & (\gamma-1)v/c^2 & -(\gamma-1)/c^2 & 0 & \cdots & 0 \\ (k_x v - k_y u)/\rho & k_y/\rho & -k_x/\rho & 0 & \vdots & \ddots & \\ [(\gamma-1)q - cz]/\sqrt{2}\rho c & (k_x c - (\gamma-1)u)/\sqrt{2}\rho c & (k_y c - (\gamma-1)v)/\sqrt{2}\rho c & (\gamma-1)/\sqrt{2}\rho c & & \ddots & \vdots \\ [(\gamma-1)q + cz]/\sqrt{2}\rho c & -(k_x c + (\gamma-1)u)/\sqrt{2}\rho c & -(k_y c + (\gamma-1)v)/\sqrt{2}\rho c & (\gamma-1)/\sqrt{2}\rho c & 0 & \cdots & 0 \\ -Y_1/\rho & 0 & 0 & 0 & 1/\rho & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & 0 & \ddots & \vdots & \\ -Y_N/\rho & 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 1/\rho \end{bmatrix} \quad (2-46)$$

ただし $k = \xi, \eta, q = (u^2 + v^2)/2, Z = k_x u + k_y v$ である。

2.3.1.2 AUSM+ - up

まずは前項の Harten-Yee の対象風上型 TVD と同様に、 $(\partial \hat{F}/\partial \xi)_i = \hat{F}_{i+1/2} - \hat{F}_{i-1/2}$ とした上で、

$$\hat{F}_{i+1/2} = M_{1/2} c_{1/2} \begin{Bmatrix} \rho_L \Psi_L \\ \rho_R \Psi_R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} M_{1/2} > 0 \\ M_{1/2} < 0 \end{Bmatrix} + P_{1/2} \quad (2-47)$$

と対流流束と圧力流束に分けて考える。 $\Psi = 1/J(1, u, v, h_t, Y_k)^T$ は基本量ベクトル、圧力流束 $P_{1/2} = 1/J(0, \xi_x p_{1/2}, \xi_y p_{1/2}, 0, 0)^T$ である ($h_t = E + p/\rho$)。 ρ も含め添え字の L, R は、 $i \pm 1/2$ 点のそれぞれ側、+側からの流束にあたり、最も単純には $L=i, R=i+1$ とすれば 1 次精度のスキームとなるが、制限関数を用いた $i-1, i, i+1, i+2$ 点の値からの各種流束制限関数を用いた内挿により 2 次精度とすることができ、本研究では minmod 制限関数を用いて ρ, p を含めた各基本量 $\phi_{L(R)}$ を次式のように評価する[80]。

$$\begin{aligned} \phi_L &= \phi_i + \frac{1}{2} \psi(r) (\phi_i - \phi_{i-1}), & r &= \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\phi_i - \phi_{i-1}} \\ \phi_R &= \phi_{i+1} + \frac{1}{2} \psi(r) (\phi_{i+1} - \phi_{i+2}), & r &= \frac{\phi_i - \phi_{i+1}}{\phi_{i+1} - \phi_{i+2}} \\ \psi(r) &= \max[0, \min(r, 1)] \end{aligned} \quad (2-48)$$

2. 数値計算

また, $M_{1/2}, c_{1/2}, p_{1/2}$ は L, R の値から選択, 内挿するなどの形で下記のように表現する.

$$M_{1/2} = f^+(M_L) + f^-(M_R) + M_p \quad (2-49)$$

$$p_{1/2} = \beta_+(M_L)p_L + \beta_-(M_R)p_R + p_u \quad (2-50)$$

$$\begin{aligned} c_{1/2} &= \min(\tilde{c}_L, \tilde{c}_R) \\ \tilde{c}_L &= c^{*2} / \max(c^*, |U_L|) \\ \tilde{c}_R &= c^{*2} / \max(c^*, |U_R|) \\ c^{*2} &= \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)} h_t (\xi_x^2 + \xi_y^2) \\ U_{L(R)} &= \xi_x u_{L(R)} + \xi_y v_{L(R)} \end{aligned} \quad (2-51)$$

$M_{L(R)}$ は (2-51) の一連から

$$M_{L(R)} = U_{L(R)} / c_{1/2} \quad (2-52)$$

と評価される. (2-49), (2-50) 中の f^\pm, β_\pm は次式のように評価され, 低亜音速から超音速まで連続的に変化し, 超音速では L, R のどちらか一方のみを使用する.

$$f^\pm(M) = \begin{cases} \frac{1}{2}(M \pm |M|) & (|M| \geq 1) \\ \pm \frac{1}{4}(M \pm 1)^2 \pm \frac{1}{8}(M^2 - 1)^2 & (|M| < 1) \end{cases} \quad (2-53)$$

$$\beta_\pm(M) = \begin{cases} \frac{1}{2}(1 \pm \text{sign}(M)) & (|M| \geq 1) \\ \frac{1}{4}(M \pm 1)^2(2 \mp M) \pm \alpha M(M^2 - 1)^2 & (|M| < 1) \end{cases} \quad (2-54)$$

ここで (2-54) 中の α は

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{3}{16}(-4 + 5f_a^2) \\ f_a &= M_o(2 - M_o) \\ M_o^2 &= \min(1, \max(\bar{M}^2, M_\infty^2)) \\ \bar{M}^2 &= \frac{1}{2}(M_L^2 + M_R^2) \end{aligned} \quad (2-55)$$

の一連によって評価される. M_∞ は一様流マッハ数として指定される参照パラメータである.

また (2-49), (2-50) 中の M_p, p_u は主に低速域の散逸を与えるための付加項で,

$$M_p = -\frac{K_p}{f_a} \max(1 - \sigma \bar{M}^2, 0) \frac{p_R - p_L}{\bar{\rho} c_{1/2}^2} (\xi_x^2 + \xi_y^2) \quad (2-56)$$

$$p_u = -2K_\mu \beta_+ \beta_- \bar{\rho} (f_a c_{1/2}) (U_R - U_L) / (\xi_x^2 + \xi_y^2) \quad (2-57)$$

$\bar{\rho} = (\rho_L + \rho_R)/2$, $K_p=0.75$, $K_\mu=0.25$, $\sigma=0.25$ である.

2.3.2 拡散項

拡散項は物理的な観点からすると、局所的な不均一性をならして均一にしようとする作用の現れである。よって不連続性をなだらかにする性質(散逸性という)を持つ差分法が適当であり、拡散流束 \hat{F}_V の評価には、そのような性質を持つ 2 次精度中心差分を採用し(2-58)が示すように評価した。

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{x_{i+1} - x_{i-1}} \quad (2-58)$$

なお、計算領域端では使用できるステンシルの制限から、片側一次差分を用いる。

拡散項そのもの $\partial \hat{F}_V / \partial \xi$ の評価は上述のような単純な中心差分でなく、次式(2-57)が示すように点 $i+1/2, i-1/2$ によって評価する方法を用いた。

$$\frac{\partial \hat{F}_V}{\partial \xi} = \hat{F}_{V,i+1/2} - \hat{F}_{V,i-1/2} \quad (2-59)$$

ここでは $\hat{F}_{V,i+1/2} = (\hat{F}_{V,i+1} + \hat{F}_{V,i})/2$ として評価した。

2.3.3 時間積分

離散された時間の点において n ステップの保存量から $n+1$ ステップの保存量を求めるにあたり、最も単純な方法として、右辺を n ステップの保存量のみから求まる(対流項)+(拡散項)+(生成項)を RHS^n として

$$\Delta \hat{Q} = \Delta t RHS^n \quad (2-9)'$$

により時間変化 $\Delta \hat{Q}$ を求めるオイラー陽解法がある。しかしこの方法では時間方向に 1 次精度の解法となり、またクーラン数の制限(2-60)から計算が安定する Δt に制限を受ける点で効率的ではない。

$$c \frac{\Delta t}{\Delta x} < 1 \quad (2-60)$$

陽解法ではこの制限のため計算の対象となる現象の時間スケールよりも Δt が遥かに小さくなるがしばしばであり、また単純なオイラー陽解法でも時間精度が小さく、非定常現象を正確に捉えられないことが欠点となる。

そこで高次精度の解が得られる陽解法、および(2-60)の制限を克服するための様々な陰解法が提案されている。本研究では非定常現象、定常現象の両方を解析対象としており、この両者について、それぞれ採用した時間積分法である陽解法の TVD2 次ルンゲ・クッタ法[77]、および陰解法としての LU-SGS[78]、また対角化点陰解法[79]についても述べることにする。

2.3.3.1 TVD 2 次精度ルンゲ・クッタ法

ルンゲ・クッタ法は、陽解法の一群で時間に対し 2 次精度以上を確保するための時間積分法である。ルンゲ・クッタ法では、オイラー陽解法のように 1 段階で時間方向に解き進めるのではなく、仮想的な中途ステップを考え、複数段階に分けた RHS の評価を経て \hat{Q}^{n+1} を得る。一般に n 次精度を得るためには n 段階を得た積分が必要となる。

本研究で用いた TVD2 次精度ルンゲ・クッタ法では、次式(2-61)の示すような 2 段階の RHS の評価により時間積分を行う[77]。

$$\begin{aligned}\hat{Q}^{(1)} &= \hat{Q}^n + \Delta t \text{RHS}^n \\ \hat{Q}^{n+1} &= \frac{1}{2} \hat{Q}^n + \frac{1}{2} \hat{Q}^{(1)} + \frac{1}{2} \Delta t \text{RHS}^{(1)}\end{aligned}\quad (2-61)$$

このような TVD2 次精度ルンゲ・クッタ法により、時間方向に 2 次精度が実現する。実際の計算過程では、1 つの時間方向のステップの中での保存量の更新、対流項等の評価を 2 回行うため、オイラー陽解法に比べ計算負荷はほぼ 2 倍となるが、高精度な非定常現象の評価のためには有効な時間積分法である。

ルンゲ・クッタ法は陽解法であるため、毎ステップの時間刻み Δt はクーラン数の制限を受ける。オイラー陽解法に比べればその制限値はやや緩和されるが、計算領域内の全ての格子点に対し(2-60)が満たされる必要がある。(2-60)は 1 次元でのクーラン数のため、ここで次元の一般座標系でのクーラン数を考える。すなわち、(2-60)中の音速 c を

$$C = |U| + |V| + c\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2} + c\sqrt{\eta_x^2 + \eta_y^2}\quad (2-62)$$

と置き換え、格子間隔 Δx を、格子の物理空間体積に相当する $1/J$ で与えた。そしてクーラン数 ν を

$$\nu = C \frac{\Delta t}{1/J}\quad (2-63)$$

と定義した。本研究では、(2-60)が全ての格子点で満足されるように、1 未満のクーラン数を設定し、同じ Δt に対し最もクーラン数が大きくなる格子点はその設定値に一致するよう Δt を決定した[68]。

2.3.3.2 LU-SGS

陰解法は、簡単には $n+1$ ステップの値を求めるために、同じ $n+1$ ステップの RHS を求め $\Delta \hat{Q} = \Delta t \text{RHS}^{n+1}$ とすることに相当する。しかし n ステップにおいて次のステップの値を厳密に知ることはできないため、近似や反復法を用いることになるが、本研究で採用した LU-SGS は、時間に対する線形変化近似を行い、さらにそれを簡略化し計算手順を削減したものである。多次元問題でも一括した行列の反転のため、計算回数が少なく解が得られるメリ

ットがあり，本研究では定常状態の解を得るためにこの方法を採用した．

具体的な手法については，まず出発点として， ξ 方向対流流束 \hat{F} を例にとり， $n+1$ ステップの値 \hat{F}^{n+1} を \hat{F}^n を用いて

$$\hat{F}^{n+1} = \hat{F}^n + \left(\partial \hat{F} / \partial \hat{Q} \right) \Delta \hat{Q} = \hat{F}^n + A \Delta \hat{Q} \quad A = \partial \hat{F} / \partial \hat{Q} \quad (2-64)$$

と表す． A は 2.3.1 でも述べた流束ヤコビアン行列である．この線形近似を，支配方程式の対流項に対し適用すると，

$$\begin{aligned} \Delta \hat{Q} &= -\Delta t \left(\frac{\partial \hat{F}^{n+1}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}^{n+1}}{\partial \eta} \right) \\ &= -\Delta t \left[\frac{\partial \hat{F}^n}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi} (A \Delta \hat{Q}) + \frac{\partial \hat{G}^n}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \eta} (B \Delta \hat{Q}) \right] \quad B = \partial \hat{G} / \partial \hat{Q} \end{aligned} \quad (2-65)$$

ただしここでは粘性項，生成項は省略している．変形すると，

$$\left(I + \Delta t \frac{\partial}{\partial \xi} (A) + \Delta t \frac{\partial}{\partial \eta} (B) \right) \Delta \hat{Q} = -\Delta t \left[\frac{\partial \hat{F}^n}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{G}^n}{\partial \eta} \right] = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-66)$$

となる． I は単位行列である．右辺に n ステップから求まる値を分離できたことに注目する．この式の形は粘性項，生成項を含めても変わらず RHS^n に含まれる形で書くことができる．そのため RHS^n をまず求め，左辺の $\Delta \hat{Q}$ にかかる行列を反転させることで $\Delta \hat{Q}$ が求められる．この行列の偏微分が $\Delta \hat{Q}$ にもかかっていることに注意すると，行列は対角成分以外の成分も存在し 1 ステップの中で全ての格子点の $\Delta \hat{Q}$ どうしで演算が行われるため，数値的な擾乱速度が無限大となり，クーラン数の制限を受けないことになる．しかしこの行列をそのまま反転させることは膨大な計算負荷を伴うため，効率的な計算のためには簡略化が必要である．

そこで LU-SGS では， Δt^2 を無視した因子化(近似因数分解法)や，固有値の正負で流束ヤコビアン行列を分離する方法 ($A = A^+ + A^-$) を用いるなどして，(2-66) を次式のように因子化する．

$$\begin{pmatrix} I + \Delta t \delta_\xi^- A^+ + \Delta t \delta_\eta^- B^+ - \Delta t A^- - \Delta t B^- \\ I + \Delta t (A^+ - A^-) + \Delta t (B^+ - B^-) \\ I + \Delta t \delta_\xi^+ A^- + \Delta t \delta_\eta^+ B^- + \Delta t A^+ + \Delta t B^+ \end{pmatrix} \Delta \hat{Q} = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-67)$$

これを簡単に，

$$LDU \Delta \hat{Q} = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-67)'$$

と表す．ここでは(2-61)左辺の行列が 3 つ L, D, U に近似因子化されている．ここで， δ は偏微分を表し添え字は偏微分方向 (ξ, η, ζ)，および前進差分(+)か後退差分(-)かを表す．ま

た, $A^\pm = A \pm \sigma_A/2$ と近似している. σ_A は A のスペクトル半径, すなわち最大固有値の絶対値である.

(2-67)'は, さらに次の3つの連立方程式で表せる.

$$\begin{aligned} L\Delta\hat{Q}^* &= \Delta t RHS^n \\ D\hat{Q}^{**} &= \Delta\hat{Q}^* \\ U\hat{Q} &= \Delta\hat{Q}^{**} \end{aligned} \quad (2-68)$$

これらは上の式から順に, 下記のような①-③の展開を行い順に評価していくことで, $RHS^n \rightarrow \Delta\hat{Q}^* \rightarrow \Delta\hat{Q}^{**} \rightarrow \Delta\hat{Q}$ という順で全ての格子点の値を一度に更新することができる.

$$\begin{aligned} \textcircled{1} \quad & (I + \Delta t(A_{i,j}^+ - A_{i,j}^-) + \Delta t(B_{i,j}^+ - B_{i,j}^-))\Delta\hat{Q}_{i,j}^* \\ & = \Delta t RHS^n + \Delta t A_{i-1,j}^+ \Delta\hat{Q}_{i-1,j}^* + \Delta t B_{i,j-1}^+ \Delta\hat{Q}_{i,j-1}^* \end{aligned} \quad (2-69)$$

$$\textcircled{2} \quad (I + \Delta t(A_{i,j}^+ - A_{i,j}^-) + \Delta t(B_{i,j}^+ - B_{i,j}^-))\Delta\hat{Q}_{i,j}^{**} = \Delta\hat{Q}_{i,j}^* \quad (2-70)$$

$$\begin{aligned} \textcircled{3} \quad & (I + \Delta t(A_{i,j}^+ - A_{i,j}^-) + \Delta t(B_{i,j}^+ - B_{i,j}^-))\Delta\hat{Q}_{i,j} \\ & = \Delta t RHS^n - \Delta t A_{i+1,j}^- \Delta\hat{Q}_{i+1,j}^{**} - \Delta t B_{i,j+1}^- \Delta\hat{Q}_{i,j+1}^{**} \end{aligned} \quad (2-71)$$

上記3つの式すべての左辺に同じ因子がかかっており, これらが $A^+ - A^- = \sigma_A$ のためスカラー量になるので容易に反転できる. また, ①について見ると, 左下の点 $(i-1,j), (i,j-1)$ の値から右上の点 (i,j) が求まるので, 図 2-1(a)のような格子を考えると右上に向かって掃引(スイープ)するようなイメージで順次 $\Delta\hat{Q}^*$ が求まっていくことになる. ②は空間差分がないので各点で $\Delta\hat{Q}^{**}$ が計算され, ③では①と反対に左下に向かってスイープし $\Delta\hat{Q}$ が求まる.

このような LU-SGS を用いることにより, 多次元問題でも一括して計算を行い, 少ない計算回数で行列の反転を行うことができる. ただし, 以上で述べたような因子化操作により, 時間精度は陽解法に比べて低くなることが知られているが, 定常状態のみを対象とする場合は時間精度は問題とならないため, 定常状態計算を目的とする本数値計算に適当な時間積分法だということができる.

以上で述べた LU-SGS を用いて, 本研究では計算領域内におけるクーラン数の最小値を指定することによって, 毎ステップの時間刻み Δt を決定した[68].

2.3.3.3 対角化点陰解法[79]

前項で述べたような LU-SGS によって, クーラン数の制限は克服できるが, それでも詳細反応機構を解く場合, その反応速度の強い非線形性のため, Δt が制限されやはり有効に時間を進められないという硬直性(=Stiffness)の問題が発生する. この問題の解決法は LU-SGS の場合と同様のアプローチで, $n+1$ ステップにおける生成項 S^{n+1} を n ステップからの線形外

挿近似を行うことによって次式のような変形を行う．

$$\Delta\hat{Q} = \Delta t S^{n+1} = \Delta t [\hat{S}^n + C \Delta\hat{Q}] \quad C_{ij} = \partial \hat{S}_i / \partial \hat{Q}_j \quad (2-72)$$

ただしここでは対流項, 粘性項を省略している. C が生成項に対するヤコビアン行列である. これを左辺に移項することで

$$(I - \Delta t C) \Delta\hat{Q} = \Delta t S^n = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-73)$$

を得る．最右辺は，対流項，粘性項を入れた場合でも成立する．この $\Delta\hat{Q}$ にかかる $(I - \Delta t C)$ を反転させることで，反応を数値的に安定に解くことが出来る．このような陰解法は，左辺に空間差分演算子が含まれず各点に対してのみ計算が行われるため，点陰解法と呼ばれる．しかし C を全成分について計算することは負荷が大きく，また，必ずしも優対角性を持った行列でないために，大きな Δt に対してはやはり安定性を欠き発散しやすくなってしまう．そこで Ju ら[79]が提案した対角化点陰解法はヤコビアン行列 C として，対角成分のみを持った，簡略化された形を考慮し， $C = \text{Diag}(1/\tau_j)$ とする．すなわち，

$$(I - \Delta t C) \Delta\hat{Q} = [I + \text{Diag}(\Delta t / \tau_j)] \Delta\hat{Q} = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-74)$$

である．ここで τ_j は，各化学種 j の生成/消費の特性時間を示しており，

$$\dot{\omega}_j = \dot{\omega}_j^p - \dot{\omega}_j^c \quad (2-75)$$

のように反応生成項 $\dot{\omega}_j$ を生成速度 $\dot{\omega}_j^p$ と $\dot{\omega}_j^c$ に分解した上で

$$\tau_j^{-1} = \text{Max} \left[\frac{\partial \dot{\omega}_j^c}{\partial \rho_j}, \frac{\partial \dot{\omega}_j^p}{\partial \rho_k} \right]_{k \neq j} \quad (2-76)$$

と定義する．これは大まかには真のヤコビアン行列の成分のうち，各行の最も特性時間の短いものを選びその逆数を対角成分とすることである．これにより，反転した場合の生成項の値が最も効率的に安定に時間積分を行えるものに操作されるため，非常に大きい Δt に対しても安定して計算を行うことができる．その上行列の反転が単純なスカラー量の除算のみで済むため，計算回数も少ない．

以上のような対角化点陰解法は時間精度を損なうため非定常問題の解法には向かないが，本研究でも一部対象となる定常解の計算においては非常に強力である(Ju らは時間精度を維持した対角化点陰解法の改善も行っており，それに成功している[79])．

そしてこの方法は，下記で示すように LU-SGS と組み合わせて使用することができる．(2-66)と(2-73)を得た式変形を同時に行うとまず

$$\left(I + \Delta t \frac{\partial}{\partial \xi} (A) + \Delta t \frac{\partial}{\partial \eta} (B) - \Delta t C \right) \Delta \hat{Q} = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-77)$$

となり、 Δt^2 の項を無視すれば

$$(I - \Delta t C) \left(I + \Delta t \frac{\partial}{\partial \xi} (A) + \Delta t \frac{\partial}{\partial \eta} (B) \right) \Delta \hat{Q} = \Delta t \text{RHS}^n \quad (2-78)$$

と変形できる．この(2-78)が(2-73)，(2-66)左辺の()内にそれぞれ対応していることに注意すれば，対角化点陰解法により1つ目の()の反転を行いLU-SGSにより2つめの()の反転を行えば，クーラン数と化学反応による硬直性の両方を克服した上で次ステップへの時間変化を求めることができる．本研究でも定常状態を扱う場合は，このようなLU-SGSと対角化点陰解法を組み合わせた完全陰解法によって時間積分を行い，計算効率を大きく向上させた．

2.4 濃度勾配

不均一混合気中の斜めデトネーションに関する，過去の研究では，ガウス関数による流入組成の分布[59]，正弦波状の分布[57, 58]を仮定するか，別途流入条件を与えるため燃料噴射器による燃料供給のシミュレーションを行うことで[57]，それぞれ流入予混合気流に濃度勾配を与えていた．本研究では，可能な限り単純な燃料分布を考えるため，数式で不均一性を与えることにした．その上で，過去に行われた超音速流中への燃料混合実験[25, 35]ではガウス分布に近くなることが知られていることを考慮し，次式(2-79)のようにガウス関数によって水素のモル分率の分布を仮定する．

$$X_{fuel} = \begin{cases} X_0 \exp(-aH^2) & \text{(Center-rich)} \\ 1 - X_0 \exp(-aH^2) & \text{(Center-lean)} \end{cases} \quad (2-79)$$

H は，斜めデトネーションの保炎物体への予混合気流の流入方向 X に対する，物体中心軸からの垂直距離である．(2-79)により形成される濃度勾配の概略を，図 2-1 に示す．

ここでは濃度勾配として主に2種類考える．まず物体中心軸上($H=0$)で燃料濃度が最大(過濃)になる Center-rich(図 2-1 中赤線)，最小になる Center-lean(図 2-1 中緑線)である．

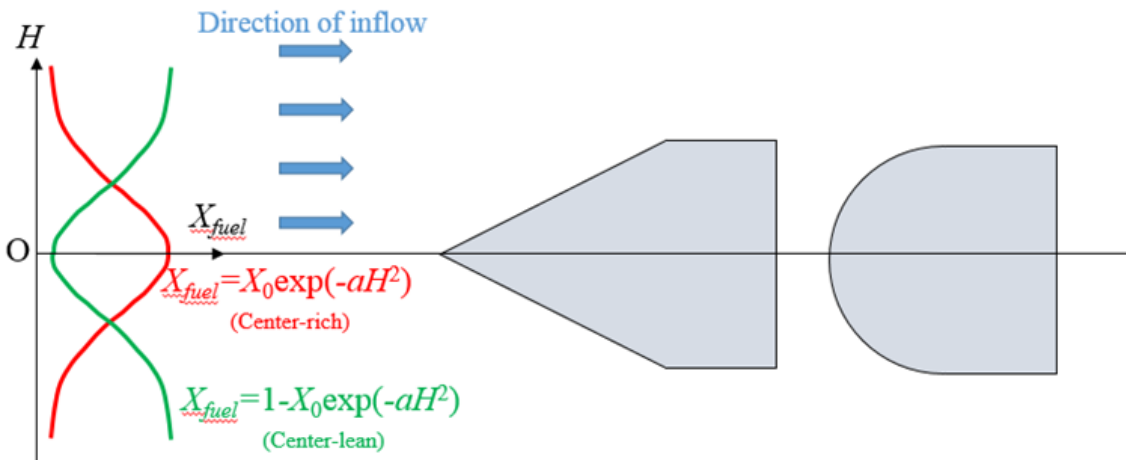


図 2-1 濃度勾配の概略図

このような濃度勾配の設定にあたり、(2-79)中の X_0 により中心軸上の最大(最小)当量比、 a により勾配の強さを指定する。数値計算では、最大(最小)当量比を各々の計算条件で指定し X_0 を決定する。一方で、 a を決定するにあたりもう 1 つ拘束条件が必要となる。そこで本研究では、実際にエンジン等の応用環境で起こりうる濃度分布を考えるため、ある一定の $H=H_0$ までの範囲内の総当量比を 1 に固定する。これにより、応用上実際に起こりうる濃度分布を模擬でき、また最大(最小)当量比を指定すると自動的にその勾配強さ a も求まる。

また、濃度以外の流れ、熱的状态については均一流となる条件と全く同一とし、不均一条件を考える場合も速度 u 、静温 T 、静圧 p は一様とした。そのためモル分率分布以外の条件は均一流である主流によって決まり、本研究では主に先行研究で調べられている条件より、マッハ数 M 、 T 、 p の値で指定する。しかしこのマッハ数は均一組成に対する値で、不均一条件では速度 u 固定のまま組成が変わりそれに伴って音速も変化するため、局所的な流入マッハ数は可変となることに注意しなければならない。

3. くさび平面上の斜めデトネーション

3.1 問題設定

本章では、弱いオーバードリブンの解に相当する斜めデトネーションの数値計算のため、図 3-1 に黒い太線で示すように、半頂角 θ のくさび平面に沿う方向に x 軸、垂直方向に y 軸をとった長方形の計算領域を設定した。これにより、予混合気流は計算領域から見て左上から流入する形となり、計算領域左辺、および上辺を入口境界として扱った。全域で超音速のため、境界値は一樣かつ固定とする。

本研究ではくさび表面に対し、断熱すべり壁境界条件を用いた。圧力の勾配、および化学種質量分率勾配も壁面の触媒効果がないとして 0 とした。くさび表面にあたる下辺については、物理的には境界層が存在することになるが、過去の斜めデトネーションの研究において、境界層の存在が波面構造に与える影響は微小であることが確かめられている[6, 7, 57, 58, 81]。Li らによる数値計算[81]では、特に詳細にその影響を調べているが、断熱すべりなし壁条件を与えた場合ではくさび先端の境界層が OSW を強め 50K ほど下流の静温が上昇することで少し先行火炎位置が上流へ前進する現象が見られた。しかしその効果は議論の内容に有意な影響をおよぼすものではなく、境界層内部の低速・高温領域そのものが外部の高速領域に与える影響も非常に狭い領域に限られた。一方で、乱流モデルの導入によって先行火炎位置が著しく前進する可能性も示唆されているが、これについては同研究で用いたモデルがその予測に不適切だったとしている。このように境界層の影響に関しては部分的に結論に達していない側面もあるが、先行研究のほぼ全てが境界層の影響がないことを共通認識として、すべりなし壁条件を用いた計算方法を採用している。また、本研究では 4 条件(うち均一流、不均一流 2 条件ずつ)について境界層を考慮した予備計算を行ったが、すべりなし等温(300K)壁条件ではその波面構造に有意な変化は見られなかった。この点については乱流モデルや、剥離が起きた場合のその多次元性、グリッド配置への依存性も考えられるため境界層の影響がないと普遍的にいえるものではないが、ODW 内の境界層の解法に不確かさがあること、その解像のためより計算負荷の高いグリッド配置が必要なこと、対応する信頼性の高い実験結果の不足、先行研究で観察された均一流 ODW との比較のための利便性を考えたうえでも、先行研究と同様に境界層を考慮しない方法を採用することが最も適切だと考えられる。

一方右辺が出口境界となるが、こちらも本研究で対象とする条件では全域でつねに超音速となったため、0 次外挿の境界条件を用いた。

計算領域のグリッドサイズは全ての条件で一定とし、 $\Delta x=125\mu\text{m}$, $\Delta y=50\mu\text{m}$ とした。これにより半反応距離が最も短い均一流の条件においても、半反応距離内に 8-10 点の配置が確保される。これは、斜めデトネーションの計算における波面構造の解析には十分な解像度であることが認められている[82]。

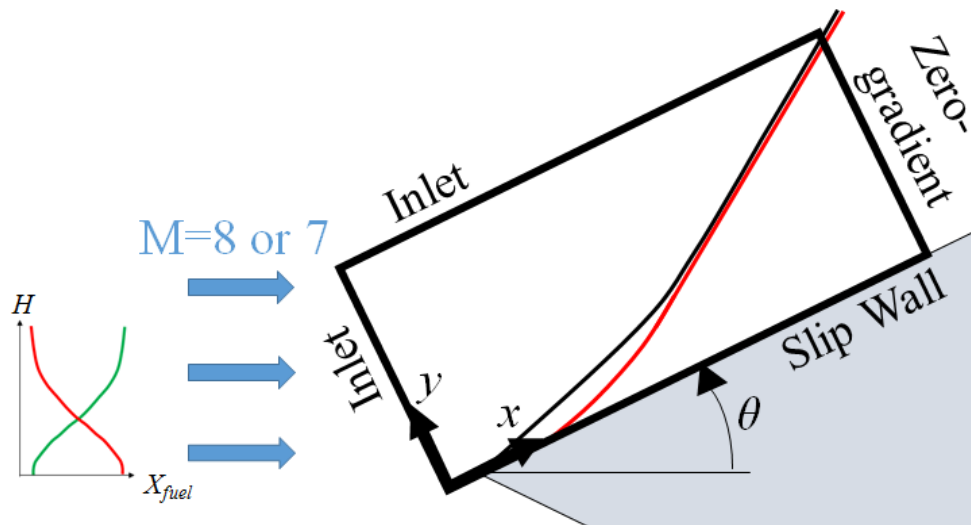


図 3-1 計算モデル

3.2 計算条件

本章で用いた計算スキームを表 3-1 に要約する．対流項は 2 次精度 Harten-Yee 対称風上型 TVD を用いた[74]．後述の 5 章では異なるスキームとして AUSM⁺-up[75, 76]を用いているが，本章で扱う問題ではその選択により得られる解に差異はなく，スキーム選択が議論に与える影響はないことが別途確認できている．また時間積分としては，本章で扱う問題は全て定常現象となったため，一部例外を除いたすべてにおいて完全陰解法としての LU-SGS[78]と対角化点陰解法[79]の組み合わせを採用した．

濃度勾配の導入にあたり，最大(最小)当量比 Φ_0 は Center-rich 条件では 1.50-8.00 の範囲，Center-lean 条件では 0.13-0.50 の範囲より選択した．総当量比 1 とする範囲 $0 < H < H_0$ の外側境界 $H=H_0$ は，後述する均一流条件(主流 A, B)の ODW が出口境界に交わる位置 $H=H_0$ で定義し原則固定とした．

また，主流条件とする均一流条件は，表 3-2 に示す A-E の 5 つを採用した．主流 A, B は Da Silva と Deshaies の数値計算[6]で採用されていたものと同一であり，計算結果としての温度分布，圧力分布等が入手可能であったため本研究では検証計算の対象としても用いた．一方，主流 C, D, E は A, B と併せて各パラメータ M , θ , p の影響を調べるための比較対象である．

以降，計算結果の説明において各計算条件は，「主流 A・ $\Phi_0=2.00$ 」のように選択した主流，濃度勾配に応じて表記する．

3. くさび平面上の斜めデトネーション

表 3-1 計算スキーム

	採用スキーム
支配方程式	平面 2 次元層流ナビエ・ストークス方程式
対流項	2 次精度 Harten-Yee 対称風上型 TVD
粘性項	2 次精度中心差分
生成項	水素-空気詳細反応機構(9 化学種 27 素反応)
時間積分	LU-SGS + 対角化点陰解法

表 3-2 主流条件

主流	M	θ [°]	p [kPa]	T [K]	ϕ
A	8.00	28.20	8.50	300	1.00
B	8.00	23.80	34.00	300	1.00
C	8.00	23.80	8.50	300	1.00
D	8.00	28.20	34.00	300	1.00
E	7.00	28.20	8.50	300	1.00

3.3 検証計算

本題である不均一流の議論に移る前に、本研究で用いる数値計算法が濃度勾配中の斜めデトネーションの議論に適切であることを示すために、まずは過去の研究で得られた均一混合気に対する結果との比較を行った。またそれとは別に不均一条件で得られた計算結果のグリッドサイズ依存性を調べ、現行解像度の正当性の評価を行った。

3.3.1 均一流条件

まずは Da Silva と Deshaies の研究[6]でも調べられていた、均一な量論組成の予混合気流としての主流 A, B の条件に対し計算を行った。得られた計算結果として、圧力分布と H_2O の質量分率分布を重ね合わせて描いたものを、図 3-2 に示す。改めて各図では下辺がくさび表面で、主流は左上から流入する形となる。黒の実線は圧力一定の等高線であり、全ての図で 25 本引いてある。この分布は圧縮波、および衝撃波の波面構造に相当している。一方で赤-黄-白のカラーマップは H_2O の質量分率分布を示しており、各条件の最小値、最大値で正規化されている。こちらは火炎帯の領域を示している。同図(a), (b)については青矢印で各所の速度ベクトル方向を示している。また図中では前節で定義した $H=H_s$ の位置を右上に破線で示している。ただし同図(b)では $H=H_s$ がちょうど図右上端に位置している。

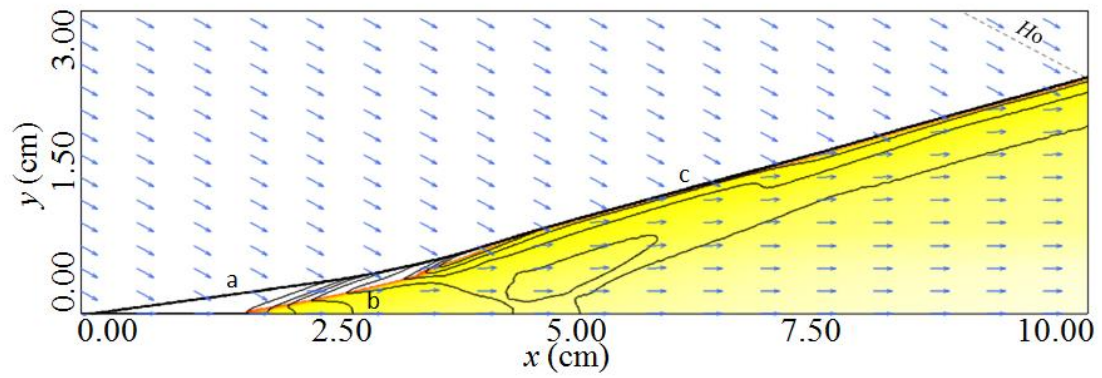
主流 A, B の分布図(図 3-2(a), (b))を先行研究[6]とそれぞれ比較すると、くさび上の ODW において基本的な波面構造および遷移構造が良く再現されていることがわかる。すなわち、先行衝撃波、先行火炎、ODW 波面(それぞれ図中 a, b, c で示した)からなる基本的な形態が

一致し、それらの波面角度も良く再現されている。主流 A(同図(a))では ODW への遷移における波面角度の増加が連続的な *smooth-transition* となっており、B(同図(b))では明確な三重点を通した不連続な遷移形態 *abrupt-transition* となりこれらも先行研究と一致している。いずれの遷移形態においても、斜め衝撃波(以下 OSW)、ODW 双方の後方では、火炎直後を除いて流れはくさび表面に平行である。一方、波面角度についても、主流 A(同図(a))に対しては、OSW が 35.79° 、ODW が 44.00° となったが、[6]では OSW が 36.00° 、ODW が 44.00° で得られ、また併せて行なわれた 1 次元の極線解析での結果、 35.50° OSW、 45.50° ODW と比べても定量的に再現されていることがわかる。主流 B(同図(b))では、OSW は 30.60° 、ODW は 40.40° となったが、[6]の 2 次元計算では ODW が 41.00° となり、1 次元解析でも 42.00° と予測されておりこちらも良く再現されている。ただ、[6]とは用いられている水素-酸素の反応機構が異なっており、先行火炎の先端位置に関しては図 3-2 のほうがやや後退している。しかし、既に以上で述べた通り、先行火炎先端以降の構造も良く一致し、ここでは示していないが温度分布、圧力分布も定量的に良く再現されている。従って、以上から本研究で用いる数値計算が、対象とする極超音速気流中の ODW を議論するにあたって適切な方法であることが示されたといえる。

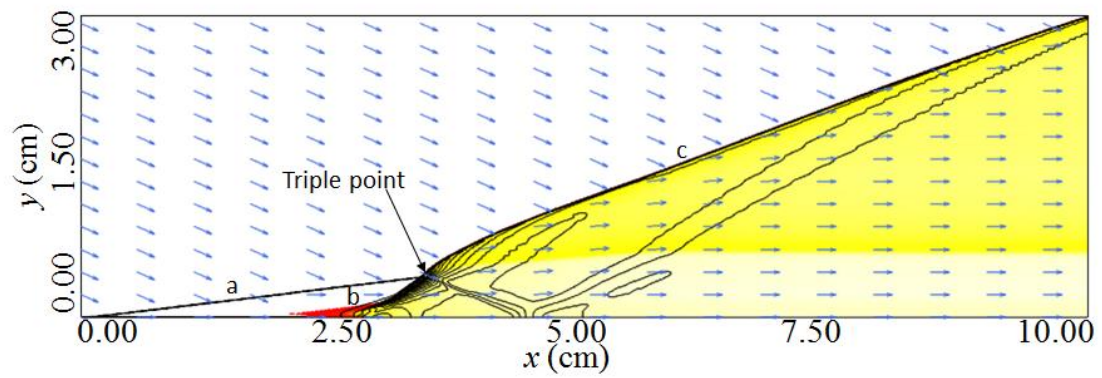
またここで、他の主流条件 C, D, E の波面構造についても見てみる(同図(c), (d), (e))。主流 C はくさび角が小さいため先行衝撃波が弱く、低圧で反応速度も遅いため先行火炎位置が大きく後退しているのに対し、主流 D はそれとは正反対に高圧かつ大きくさび角により、最も上流に火炎が位置するようになっている。主流 E はマッハ数が他と比べて小さいがくさび角ほど先行火炎後退への影響は大きくない。しかし全体的な遷移までの構造は主流 C とよく似ている。これら 3 つの条件では遷移は *abrupt-transition* となっており(主流 C の遷移形態は *smooth-transition* との間でもあり、Da Silva と Deshaies は *intermediate-transition* と区別している[6])、マッハ数などの主流パラメータが遷移パターンに影響を及ぼしていることが見てとれる。

ここで比較に用いた Da Silva と Deshaies の計算結果[6]は他のほぼ全ての先行研究と同様に断熱すべり壁条件をくさび表面に与えており、境界層の影響を除外している。それは Li らの研究[81]による検証を裏付けとしたものと考えられるが、一方で量論組成の場合の主流 A-E のレイノルズ数は 3.0×10^6 以上となり、境界層が乱流になる可能性が高い値であり、本来は乱流モデルを取り入れたうえで境界層を解いた上で詳細な検証を行う必要がある。[81]でも乱流モデルの導入により構造が変化しうることが暗示されている。しかし本研究では不均一混合気の影響を主題とする以上、均一流に関する先行研究との比較のためにはその実際的な影響が解明されていない問題である境界層を考慮することは議論に混乱をおよぼすものと考え、やはり本節で述べてきたように境界層を取り入れていない先行研究との良好な一致を確認することによって、本研究の数値計算方法の有効性を実証したものとする。

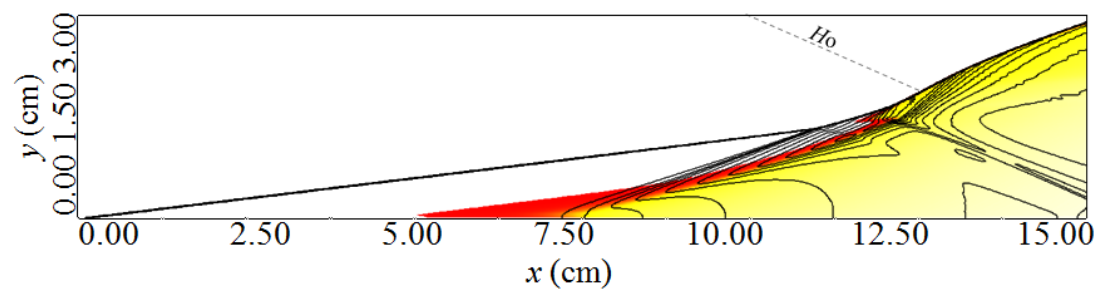
3. くさび平面上的斜めデトネーション



(a)主流 A $\Phi=1$ 均一

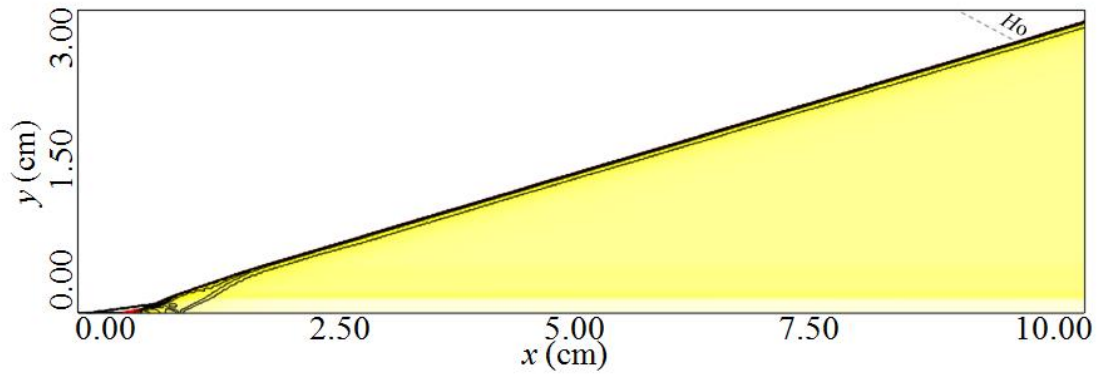


(b)主流 B $\Phi=1$ 均一

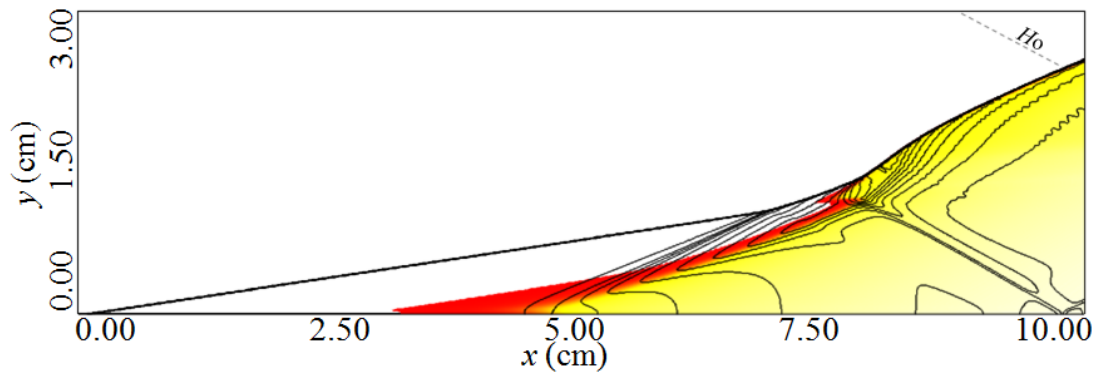


(c)主流 C $\Phi=1$ 均一

3. くさび平面上的斜めデトネーション



(d)主流 D $\Phi=1$ 均一



(e)主流 E $\Phi=1$ 均一



図 3-2 量論均一流条件での圧力・水質量分率分布

3.3.2 グリッド依存性

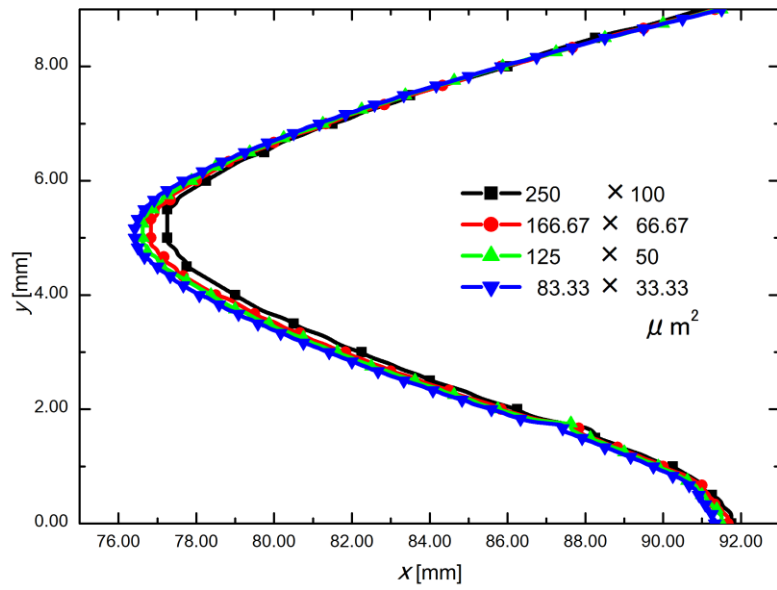
続いて、不均一流条件で得られる計算結果に対するグリッド依存性の評価をするため、本研究で用いた解像度 $\Delta x=125\mu\text{m}$, $\Delta y=50\mu\text{m}$ の他に 3 種類のグリッドサイズを用い、同一の条件に対する数値計算を行った。ここで使用した条件は主流 A- $\Phi_0=5.00$ であり、後述する V 字型先行火炎が出現し、かつ ODW に遷移する波面が見られる最も濃度勾配の強い条件である。そのような急峻な濃度勾配が存在しかつ、ODW の小さな反応誘導距離を伴う構造から、グリッド依存性が特に強いと考えられるため依存性評価の対象として適切と考えた。グリッドサイズは $(\Delta x, \Delta y)=(250\mu\text{m}, 100\mu\text{m})$, $(166.67\mu\text{m}, 66.67\mu\text{m})$, $(125\mu\text{m}, 50\mu\text{m})$, $(83.33\mu\text{m}, 33.33\mu\text{m})$ の 4 種類を用いた。

3. くさび平面上の斜めデトネーション

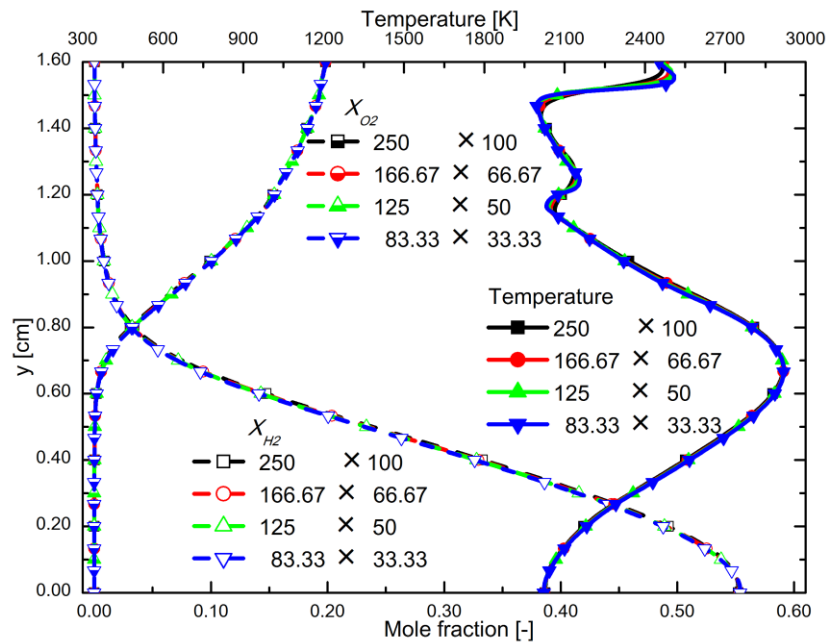
各々のグリッドサイズを用いた計算より得られた、火炎構造および燃焼ガス状態を図 3-3 に示す。同図(a)では、波面構造の中で最もグリッド依存性の強かった V 字型先行火炎先端の位置のみを示し、また同図(b)は燃焼特性の評価に深く関わる出口境界上の温度、各反応物のモル分率分布に相当。両方の計算結果に共通して、グリッドサイズによる顕著な違いは見受けられないことがわかる。ただ同図(a)の V 字型先端付近に限ってみると依存性が比較的強く出ており、最も粗い解像度 $(\Delta x, \Delta y) = (250\mu\text{m}, 100\mu\text{m})$ と次に粗い解像度 $(\Delta x, \Delta y) = (166.67\mu\text{m}, 66.67\mu\text{m})$ の間で差が大きい。しかし、本研究で用いたグリッドサイズを含む、より高い解像度でその位置の変化が大きく減少し、本研究で使用するグリッドが定量的に波面構造を捉えられることを示している。一方で同図(b)に関しては、全てのグリッドサイズに関して有意な差は殆どなく、強いて挙げれば y の大きい位置での温度分布にばらつきがある程度である。これに関しては、グリッドサイズが異なることで衝撃波や火炎の位置が少しずれてくることで説明できる。

以上から、不均一流 ODW の議論において問題になりうるグリッド依存性は、本研究でのグリッドを用いる上では有意にならず、波面構造および燃焼特性を十分適切に捉えられることが確認された。

3. くさび平面上的斜めデトネーション



(a) V字型火炎の先端位置



(b) 出口境界上の既燃ガス状態

図 3-3 主流 $A-\Phi_0=5.00$ 条件でのグリッド依存性

3.4 不均一流 ODW

以上、検証計算にて正当性が確認された数値計算方法により、2章で述べた濃度勾配を導入し、不均一流の中で形成される ODW の計算を行った。まずは観察された特徴的な波面構造についてその傾向を述べた上で、それらをまとめて引き続く議論にて詳細に解析していく。

3.4.1 波面構造

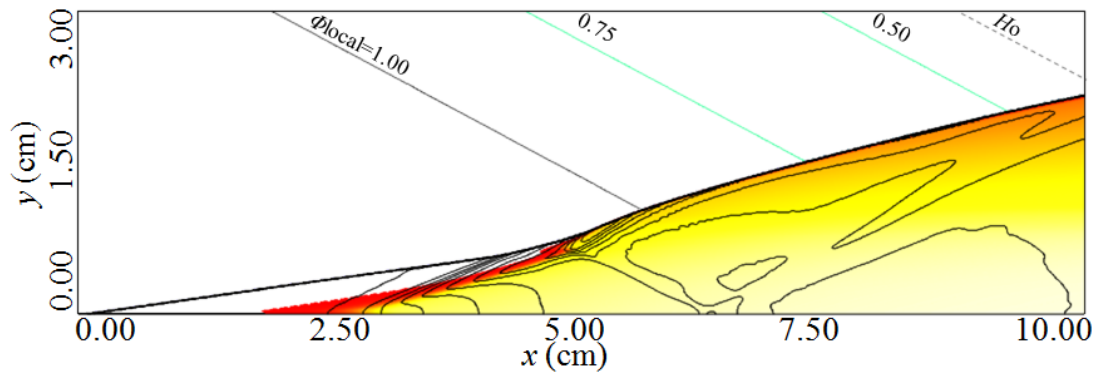
まずは、比較的弱い Center-rich 勾配を導入した条件($\Phi_0=1.50\sim 3.00$)について計算した結果得られた波面構造を、圧力、 H_2O 質量分率の分布図の重ね合わせとして図 3-4 に示す。図 3-2 の場合と同様に、黒実線は圧力の等高線、カラーマップは H_2O の質量分率にあたり、それぞれ衝撃波および圧縮波構造、そして火炎帯の領域を示唆するものとなっている。同図(b)には青矢印による速度ベクトル方向の分布を示している。破線で $H=H_0$ を示している点も同様である。また、衝撃波上流の流入予混合気領域の部分に、グレーの斜線で局所当量比 1.00 の流線を示し、併せていくつか青線で過濃側の局所当量比をもつ流線、薄い緑の線で希薄側の局所当量比をもつ流線を示している。

ここで示している結果全般に共通していえることとして、まずは先行火炎の位置が全ての主流条件に対し大きく後退していることがわかる。また ODW 波面が濃度勾配においても維持されていることも共通しているが、曲率を有した凸形状に変化している。これはマッハ数が局所的に変化することが影響しているものである。つまり、各図中で右上に向かうにつれ(大 H)流入混合気が希薄組成になるので、音速が減少しマッハ数が増加する。それゆえ同じくさび角に対応する弱いオーバードリブン ODW の波面角は右上ほど減少するはずなので、この凸形状に現れた傾向と一致している。

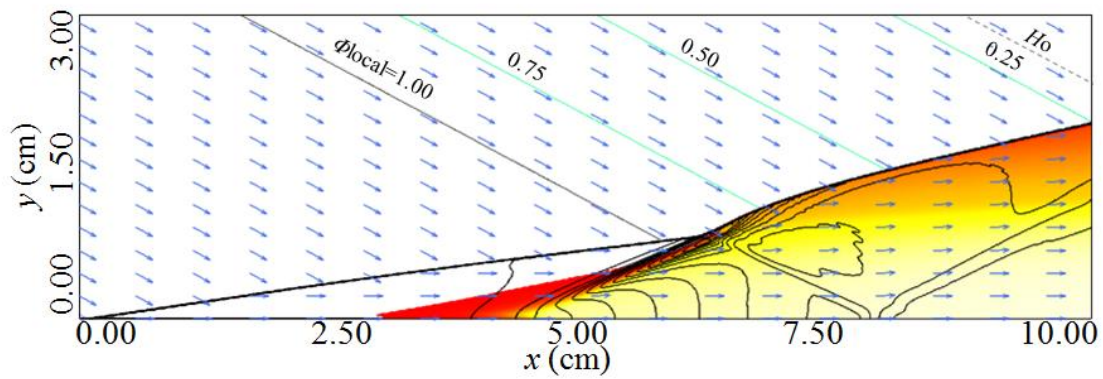
さらに、主流条件によっては ODW への遷移形態は大きく変化している。主流 B, D に対する濃度勾配中では、均一流条件(図 3-2(b)(d))において abrupt-transition だったのがそのまま維持されているが、対照的に主流 A は均一流条件(図 3-2(a))で smooth-transition を示したのが、 $\Phi_0=1.50$ (図 3-4(a))では不連続な変化傾向を強め、均一流条件の主流 C(図 3-2(c))条件に近い intermediate-transition [6]にあたる遷移構造を示している。さらに濃度勾配の強い $\Phi_0=2.00$ (図 3-4(b))では完全に abrupt-transition となっている。他の主流条件においても、abrupt-transition になる傾向は共通しており、もともと均一流中で intermediate-transition だった主流 C(図 3-2(c))も、最も弱い濃度勾配 $\Phi_0=1.50$ において abrupt-transition への変化が観察されている。そしてこの条件では三重点に達する前に、先行火炎上で生じた圧縮波の集積が衝撃波面を生んでおり、そのすぐ背後に火炎が密着する形で強くカップリングしていることがわかる。これは C-J ODW と呼ばれる構造であり[83]、先行衝撃波が遷移し形成する ODW とは別に、それとくさび表面の間で付加的に生じる ODW ということができる。この C-J ODW の構造は主流 A 以外の各主流条件でも同様に生じており、不均一性があるに関わらずほぼ直線に近い形状をとっていることがわかる。

3. くさび平面上の斜めデトネーション

また、OSW, ODW 下流の流れ状態について、主流 $A-\Phi_0=2.00$ (図 3-4(b)) の分布図を見てみると、火炎や ODW 直後においてわずかに上向きに偏向角をもつ流れの領域が認められる。それを除く領域において概ね流れはくさび表面に平行であり、この濃度勾配条件において不均一性が流れにおよぼす顕著な影響は見られなかった。

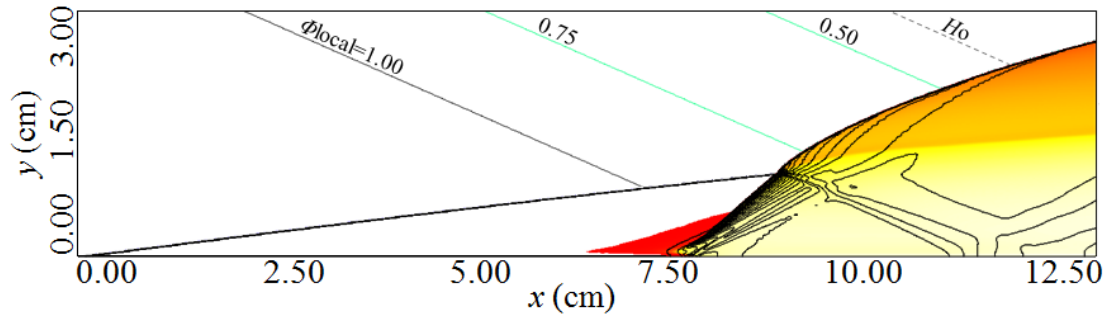


(a) 主流 $A-\Phi_0=1.50$

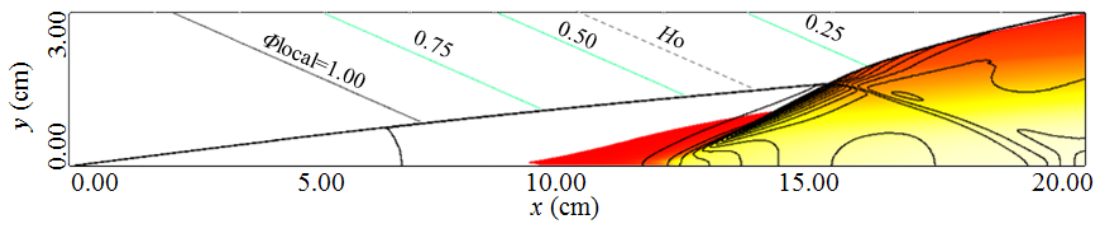


(b) 主流 $A-\Phi_0=2.00$

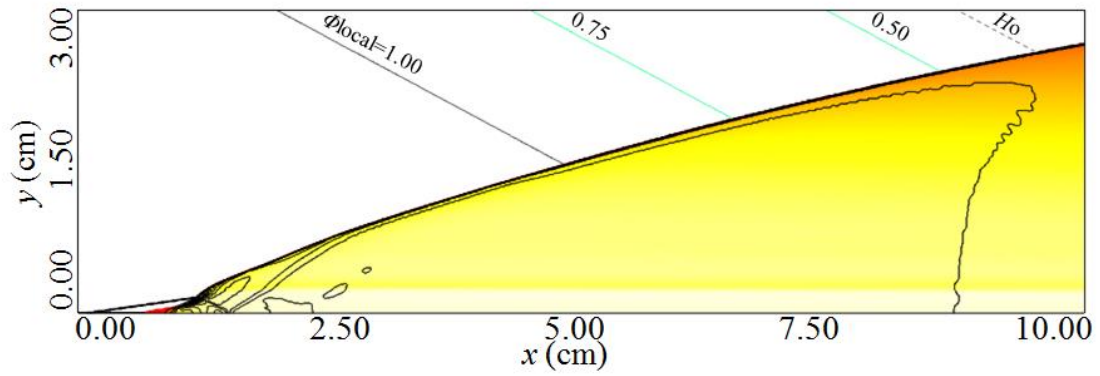
3. くさび平面上的斜めデトネーション



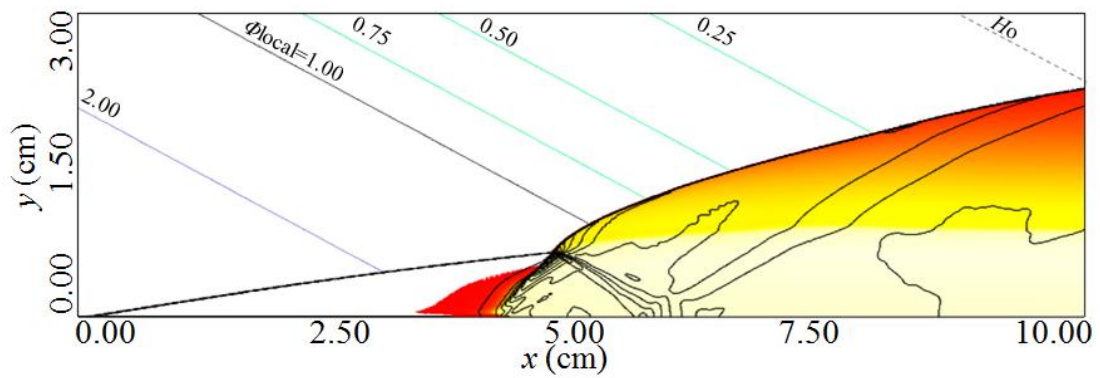
(c)主流 B- $\Phi_o=1.50$



(d)主流 C- $\Phi_o=1.50$



(e)主流 D- $\Phi_o=1.50$



(g)主流 D- $\Phi_o=3.00$

3. くさび平面上の斜めデトネーション

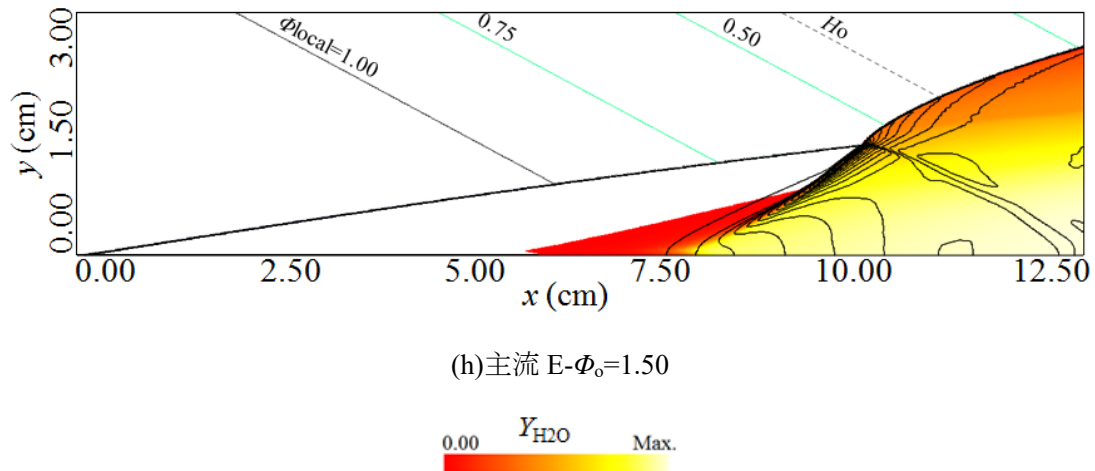
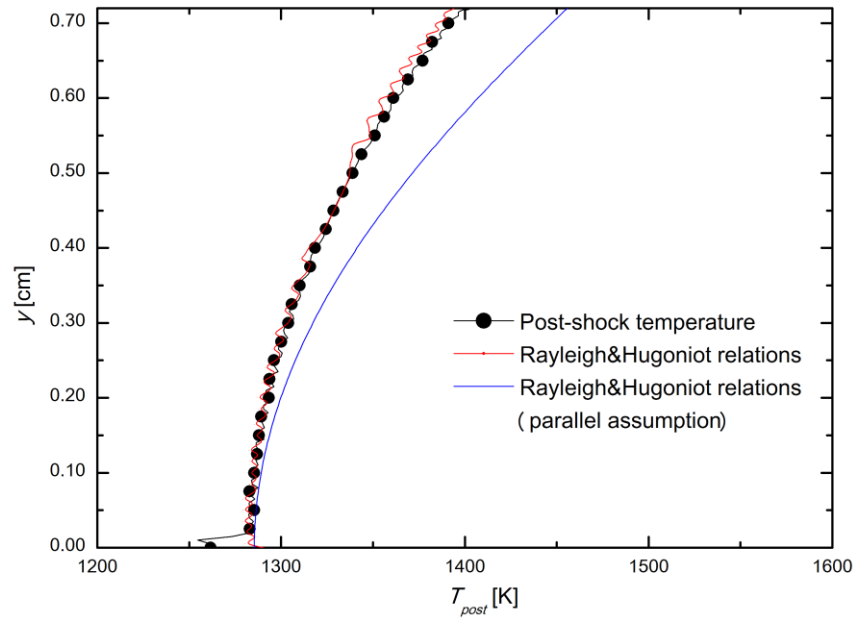


図 3-4 弱い Center-rich 濃度勾配における ODW 波面構造

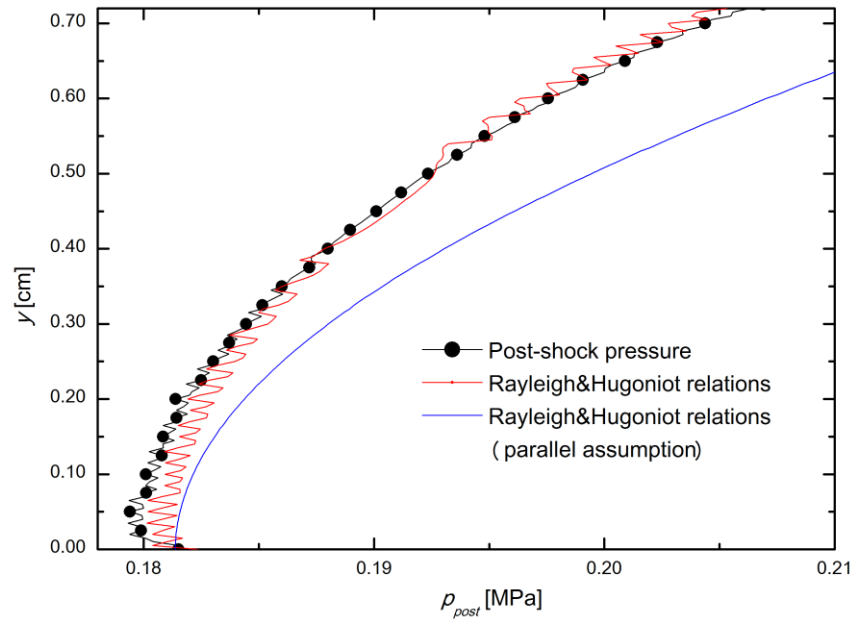
波面後の流れ、および熱の状態についてより詳しく見るため、くさび先端付近の OSW 直後の温度・圧力・流れ(偏向角)の分布を図 3-5 に示した。同図では主流 $A-\Phi_0=2.00$ (図 3-4(b)) を対象とし y 方向位置を縦軸にとり、先行衝撃波直後の点における温度、圧力、および偏向角の分布をマーカ付きの黒線で示している。またそれと併せて、同図(a), (b)には、OSW 上の各位置に相当する局所当量比を用いレイリー線、ユゴニオ曲線の式(1-7), (1-8)から求められる、1 次元流れとしての解析値を赤、青の線で示している。赤線は同図(c)にも示した実際の偏向角分布を考慮し、青線は全域でくさび表面に平行な流れを仮定した計算結果である。図 3-5(c)の偏向角は、黒線で実際に得られた値を、くさび半頂角を示す赤線とともに示した。ただしここでの偏向角は、 x - y 空間上の偏向角にくさび半頂角 θ を加えたものとしている。まず同図(a), (b)の黒線から、OSW 背後の状態は、局所当量比の差異に起因して不均一な分布を生じていることがわかる。これらの分布が、赤線の偏向角分布を考慮した 1 次元解析による予測とほぼ一致していることから(赤線のふらつきが大きいのは、これらの予測値が偏向角の微小変化に非常に敏感であることに起因している)、衝撃波背後の状態は、たとえ濃度勾配中におかれた場合も、各点の局所当量比を用いた 1 次元予測から概ね正確に求められることがわかった。しかし、青線で示した表面に平行な流れの仮定による解析値とは、表面付近で一致するものの、表面から離れるにつれそのずれは大きくなっており平行流仮定の予測値よりも低温、低圧側へと解離していく傾向が見られた。これは同図(c)の偏向角分布からもうかがうことが出来、 $y \sim 0.20$ cm 以下ではほぼくさび半頂角に一致しているが表面から離れると少しずつ小さい値へずれていくことがわかる。つまり OSW の背後では、外側ほど流れがくさび表面に向かう傾向ができていていることを示している。これは同図(b)で示すようにくさび表面で圧力が低いため、衝撃波背後の流れが表面に向かって膨張しようとするためであると考えられる。これら熱的状态が不均一な分布を呈しているとはいえ、同図(c)から偏向角のずれはせいぜい 0.5° 程度であるため、巨視的に見れば衝撃波背後は $y \sim 0.20$ cm 以

3. くさび平面上の斜めデトネーション

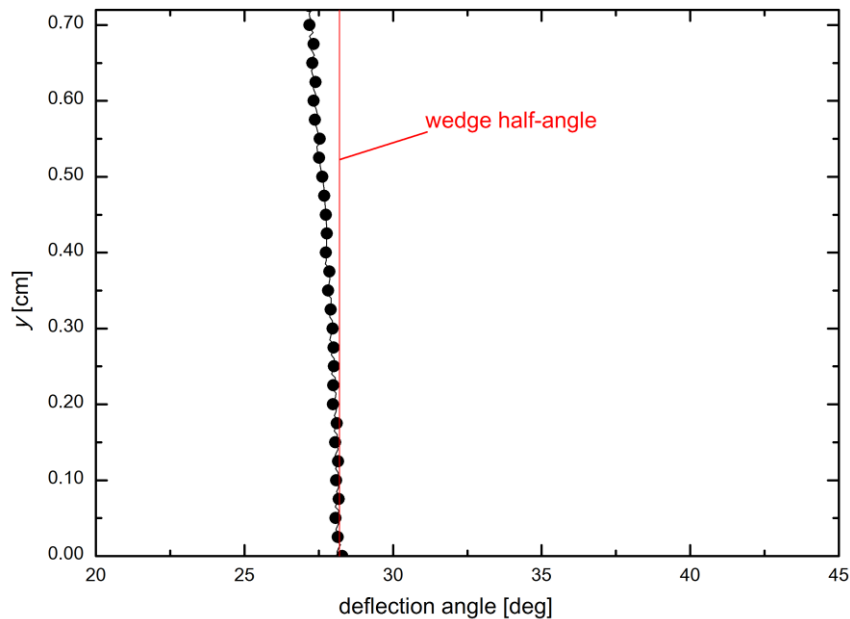
上の領域においても実質平行流であるという仮定は適当といえる。



(a)温度



(b)圧力



(c)偏向角

図 3-5 弱い Center-rich 濃度勾配における, OSW 背後の状態(主流 A- $\Phi_0=2.00$)

続いて, Center-lean 条件($\Phi_0 < 1.00$)を導入した場合に観察された波面構造を, 図 3-6 に示す. 同図(b)には速度ベクトル方向の分布図も重ねて示した. まずすべての主流条件に共通して, 先行火炎の位置が均一流条件(図 3-2)よりも上流に位置するようになっていることがわかる. これは当量比に依存する反応性のみを考えた予測とは逆の傾向である. しかし既にふれた通り, 当量比が希薄側に寄ることは, 音速の減少のため流入マッハ数が増加することを示すため, それだけくさび先端付近での衝撃波がより強い圧縮作用をもつことになる. これにより, たとえ組成が着火遅れの大きいものに変化しても衝撃波背後がより高温になることでその効果がキャンセルされる場合が考えられ, ここで見られた先行火炎位置の傾向はそのことの現れといえる. 逆に図 3-4 で見た Center-rich 条件で全て先行火炎が後退していたのは, 過濃組成になるのに加えマッハ数が減少し衝撃波が弱くなったためだといえる. これは図 3-5 でも OSW 後温度・圧力として示した分布傾向に合致する. ここで見られた先行火炎の前進傾向は, さらに Center-lean 濃度勾配を強めた場合も変わらず, $\Phi_0=0.25, 0.13$ でも同様にくさび先端付近で火炎が生じている. 概ね $\Phi_0=0.25$ (図 3-6(b), (g), (h), (j))付近で最も上流となり $\Phi_0=0.13$ (図 3-6(c), (e))でわずかに下流側に後退している様子が見られる.

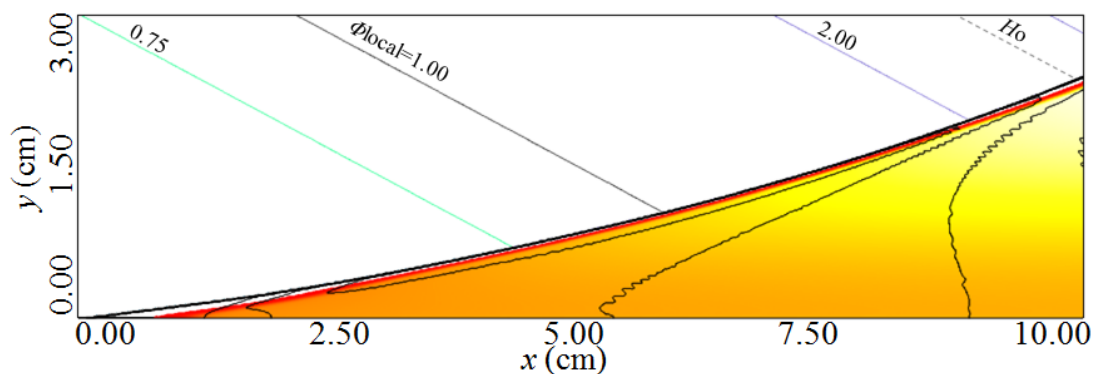
ODW 波面や, その遷移に関しても, 概ね Center-rich 濃度勾配の場合と逆の傾向を示している. まず ODW 波面(および先行衝撃波)は凹形状を有している. これは Center-rich 濃度勾

3. くさび平面上の斜めデトネーション

配の場合とは逆に外側が過濃組成になることで、同じくさび角に対応する ODW 角が増加するためである。ただし、ODW への遷移がそもそも起こるかどうかに関する傾向は主流条件によって異なり、主流 A においては(図 3-6(a)-(c))、最も強い Center-lean 濃度勾配($\Phi_0=0.13$, 同図(c))でも衝撃波と火炎の距離が近接した領域が量論組成付近で生じている。主流 C, E(図 3-6(f), (g), (i), (j))でも波面の分離が強い Center-lean 濃度勾配になるほど進んでいき、 $\Phi_0=0.25$ 以下では(同図(g), (j))全体で波面が分離し単純な SIC となっていることがわかる。逆に主流 B, D(図 3-6(d), (e), (h))では分離が確認されず、遷移点以降では常に強いカップリングが維持されている。

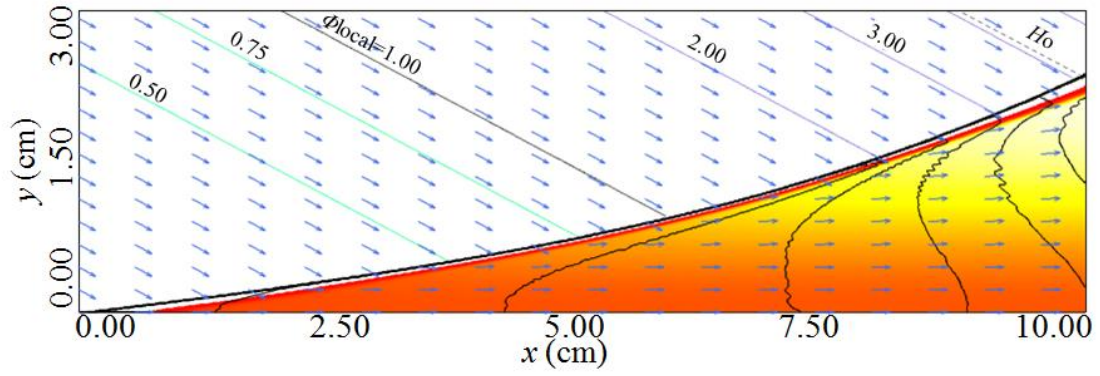
遷移構造に関して、主流 B では $\Phi_0=0.50$ で(図 3-6(d))abrupt-transition が維持されているが、 $\Phi_0=0.13$ (同図(e))で smooth-transition となっていることがわかる。これと同様に他の主流 C, D, E でも abrupt-transition (あるいは intermediate-transition)が smooth-transition へと切り替わっていくことが確認された。これは Center-rich 濃度勾配で abrupt-transition へ切り替わっていったのと逆である。これは Center-rich か Center-lean かで先行衝撃波がそれぞれ凸形状、凹形状になるという逆の傾向を持つことが影響していると考えられる。

主流 C- $\Phi_0=0.50$ (図 3-6(f))では火炎面が ODW 遷移前に、2 カ所でわずかに突出している点が観察される($x=8.50, 11.00$ cm 付近)。これは流線を上流へたどった衝撃波箇所が、圧縮波あるいは衝撃波と交わることで局所的に強められていることによるものと考えられる($x=7.50, 10.00$ cm 付近)。まず $x=7.50$ cm 付近の衝撃波が圧縮波によって強められ、それが 1 つめの火炎の突出部を生むと、それが続いて圧縮波を右上に向かって集積させるきっかけとなり同様の機構で再び火炎の突出部を生む、という一連の相互作用の流れとして解釈できる。

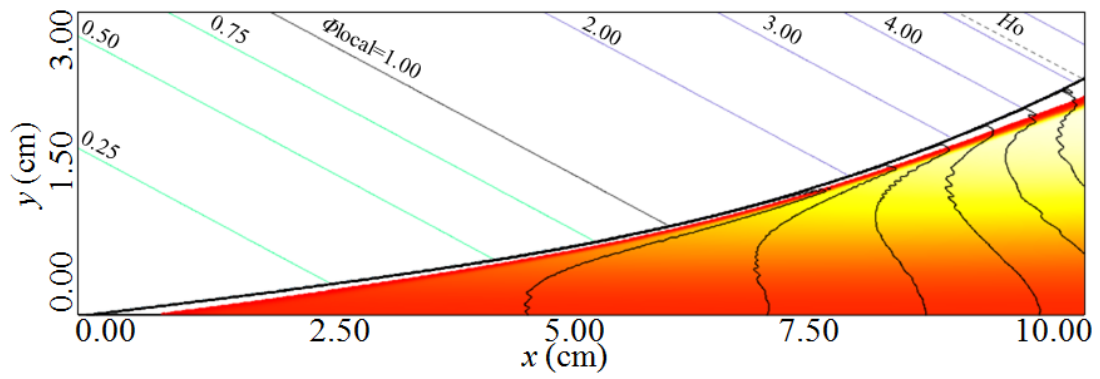


(a)主流 A- $\Phi_0=0.50$

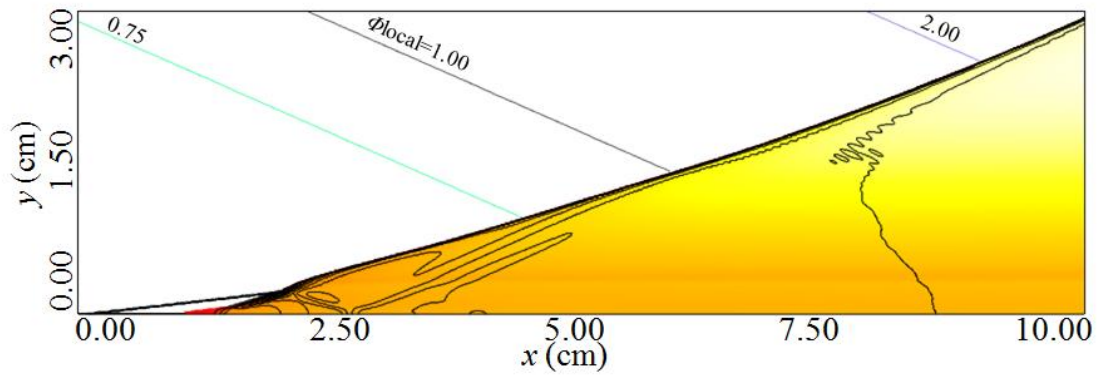
3. くさび平面上的斜めデトネーション



(b)主流 $A-\Phi_0=0.25$

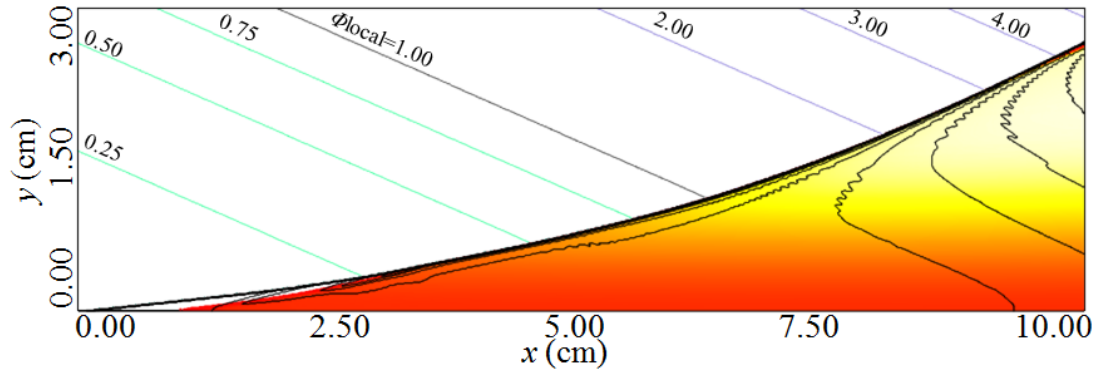


(c)主流 $A-\Phi_0=0.13$

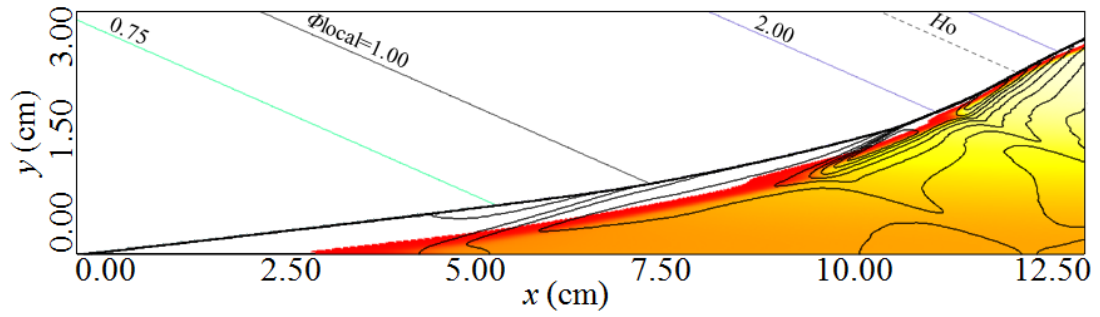


(d)主流 $B-\Phi_0=0.50$

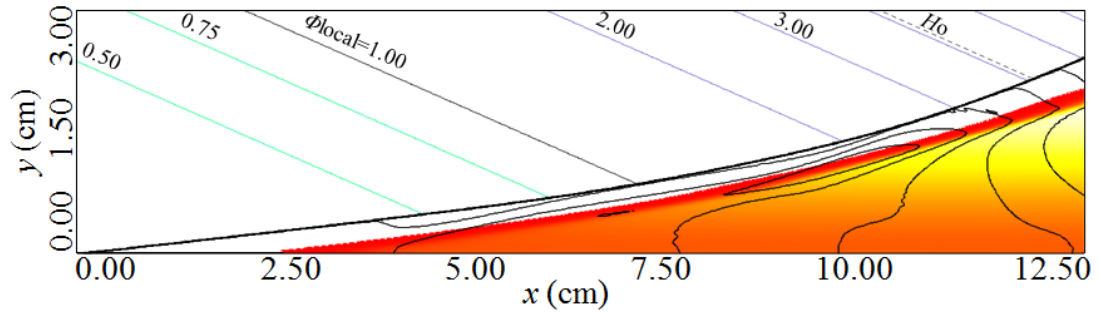
3. くさび平面上の斜めデトネーション



(e)主流 B- $\Phi_o=0.13$

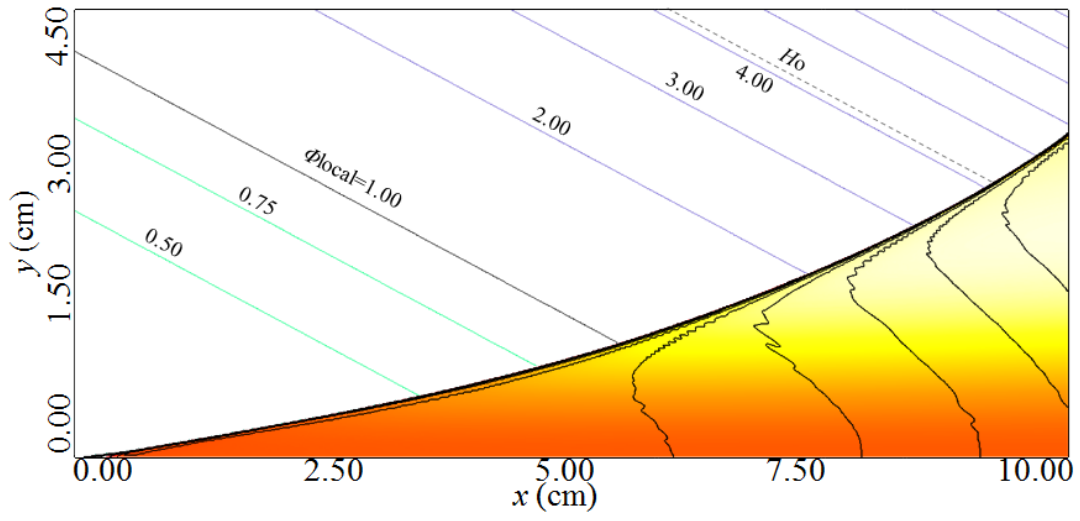


(f)主流 C- $\Phi_o=0.50$

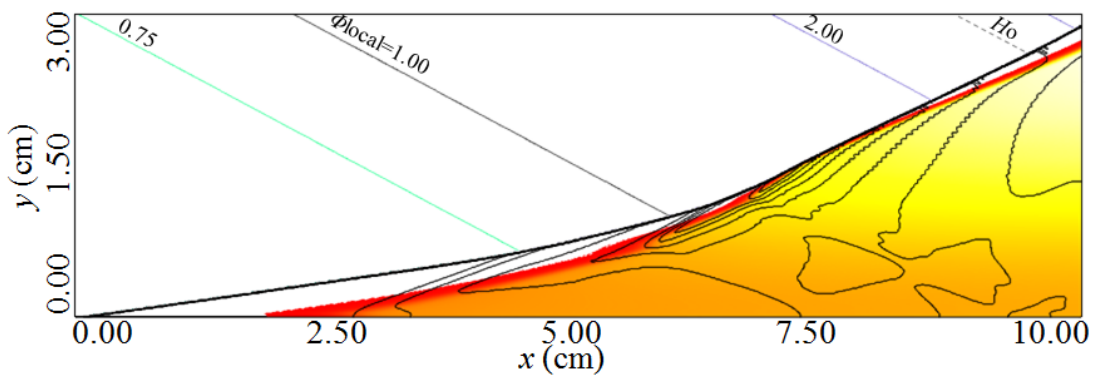


(g)主流 C- $\Phi_o=0.25$

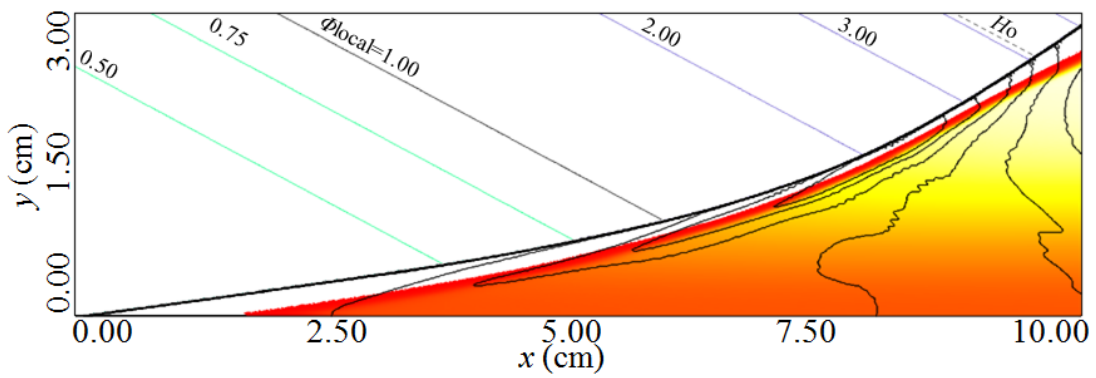
3. くさび平面上的斜めデトネーション



(h) 主流 D- $\Phi_o=0.25$



(i) 主流 E- $\Phi_o=0.50$



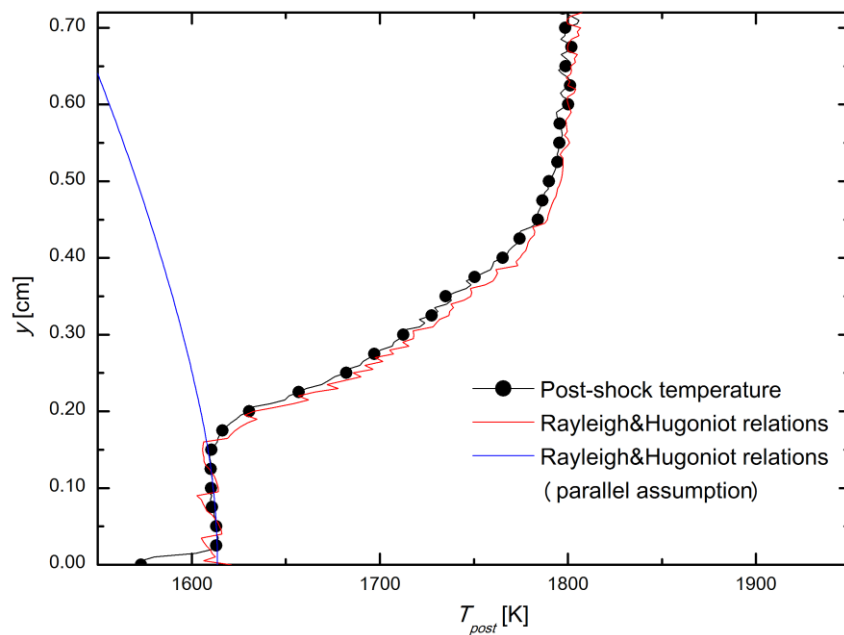
(j) 主流 E- $\Phi_o=0.25$

0.00 Y_{H_2O} Max.

図 3-6 Center-lean 濃度勾配における ODW 波面構造

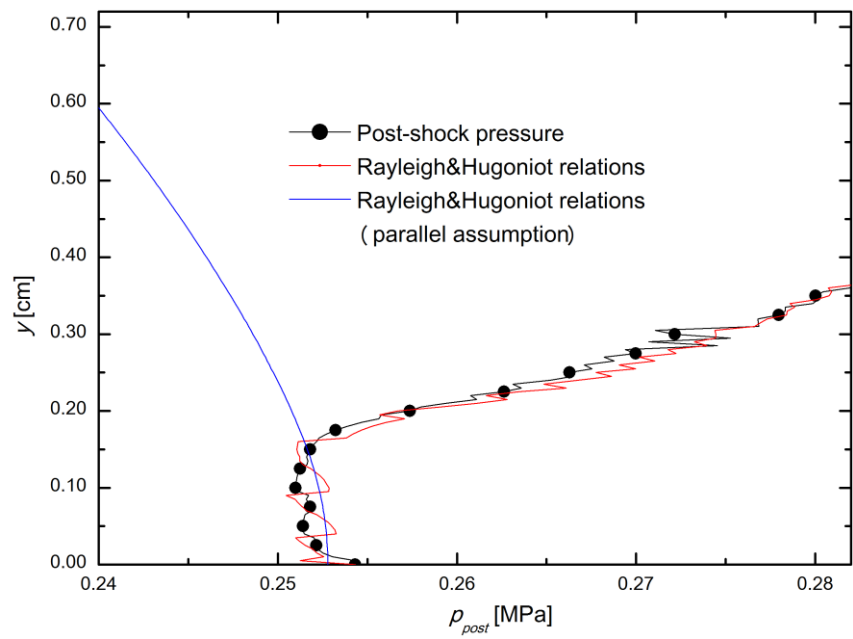
3. くさび平面上の斜めデトネーション

続いて Center-rich 濃度勾配条件で行ったのと同様、OSW 背後の流れの状態を議論するため、図 3-7 に主流 $A-\Phi_0=0.25$ (図 3-6(b))で得られた温度、圧力、偏向角分布を示した。赤線、青線がレイリー線・ユゴニオ曲線の式(1-7), (1-8)からの 1 次元解析値である点も同様である。同図(a), (b)より、平行流仮定から求まる値からの解離が始まる点が Center-rich 濃度勾配の場合(図 3-5)よりもより表面近くに位置しており、その解離の方向は先ほどと逆に、平行流仮定よりも高温・高圧側に向かっており程度も著しいことがわかる。しかし、ここでも偏向角分布を考慮した 1 次元解析値(赤線)とはよく一致しており、やはり局所的には 1 次元的な流れによる予測が有効であることを示している。このような平行流からのずれを、図 3-7(c)の偏向角分布から見てみると、 $y \sim 0.15$ cm までは半頂角にほぼ一致し、そこから偏向角が大きくなる方向にずれていっていることがわかる。よって、Center-rich 濃度勾配と逆に、OSW 背後では外側ほど圧力が低いため外側へ膨張する流れができていたことがわかる。しかしこの説明は $y \sim 0.20$ cm 以上では同図(b)からも明らかなように圧力が増大するために成立せず、この領域では ODW への遷移が始まり背後の火炎によって衝撃波が強められているものであると考えられる。 $y \sim 0.70$ cm における偏向角のずれは 4° 程度まで大きくなっているが、OSW となっている衝撃波背後では偏向角はほぼ半頂角に一致するため、図 3-6(b)のベクトル分布からも示唆される通り、巨視的にはやはり平行流と見なせる状態である。

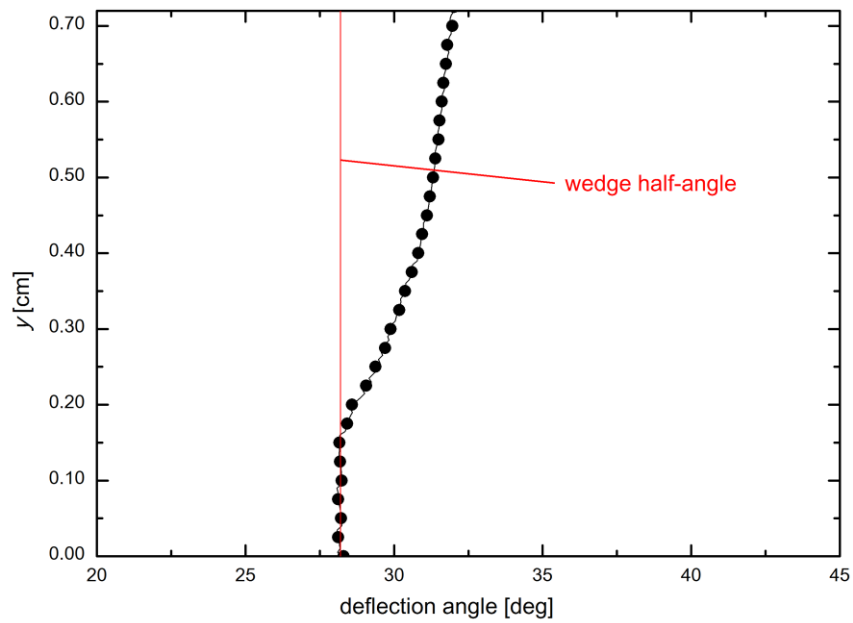


(a)温度

3. くさび平面上の斜めデトネーション



(b)圧力



(c)偏向角

図 3-7 Center-lean 濃度勾配における OSW, ODW 背後の状態(主流 $A-\Phi_0=0.50$)

Center-rich の濃度勾配を図 3-4 で調べた条件よりも強めていった場合、先行火炎の形状に根本的な変化が現れた。それらの条件で得られた波面構造のうち、図 3-8 に示した結果では、先行火炎の先端がくさび表面より離れて存在するようになっている。ただし同図(g)のみは例外で、火炎面がくさび表面に対しほぼ垂直方向を向いており、図 3-4、図 3-6 で見られていた上向きの先行火炎がかろうじて維持されるちょうど境界の条件に相当するとみなせる。この、表面より離れた火炎先端の存在により、火炎面が上向きだけでなく、くさび表面に向かう下向きの部分が現れるようになり、全体として V 字型の火炎が横向きに倒れたような形状を呈する。図 3-8(a)でいうと、火炎先端は H_2O の質量分率が急激に変化する、 $(x,y)=(7.50 \text{ mm}, 5.00 \text{ mm})$ 付近に存在している。この火炎先端を起点とした上下の火炎面で圧縮波が生成され上下へと伝播、集積している様子も各図でみてとれる。上面側の圧縮波は、上向き先行火炎が形成される場合と全く同じ機構で発生、伝播し、先行衝撃波との交点で三重点を形成している。しかしこれに対し、下面側で生じた圧縮波はくさび表面に伝播、集積し、衝撃波として下流へ反射している。図 3-8(d)ではこの下向きの圧縮波が表面にたどり着く前に集積し、入射波も衝撃波となっている。また同図(h)では衝撃波の反射がマッハ反射的になっている。同図(c),(e)ではこの反射は 1 点でなく、2 点で起こっており、いずれにおいても一方は衝撃波として、もう一方は幅の広い一連の圧縮波として反射している。このような反射の分岐は V 字火炎下面の曲率分布が影響したものと考えられる。しかしそのような反射の分岐が起こる場合でも、下流へ向かうにつれ 1 つの衝撃波として交わっており、その反射衝撃波はやがて先行衝撃波、あるいは ODW 波面と交わることで、2 つめの三重点を形成する。

このように V 字型先行火炎が生じる場合は反射衝撃波の存在のため、三重点が 2 つ存在することになり、先行波面の波面角の増加も 2 度に分けて行われる。2 つめの三重点により、ODW への遷移や再遷移、あるいは単純な ODW の角度増加が起こるが、主流条件によっては強い濃度勾配において三重点を経ても遷移に至らないことがある。図 3-8 に示した波面構造の中でも、第 1 の三重点では遷移しない代わりに第 2 の三重点で遷移が起こったり(図 3-8(h))、いずれでも起こらなかったりする(図 3-8(e), (f))。

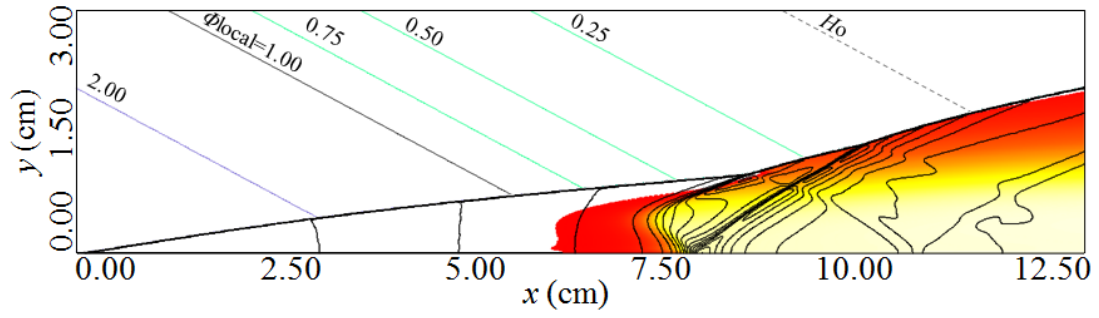
以上のような V 字型先行火炎、反射衝撃波、第 2 三重点がひとまとまりとして観察されるような現象は、均一流中の ODW では決して生じ得ないものであり、筆者の知る限りでは ODW の研究において初めて得られた波面構造である(ただし Sislan らの研究[59]では特別言及はないものの、V 字構造を示唆するような火炎が得られている)。このような V 字型先行火炎を含む ODW 波面構造を、従来から得られている上向き先行火炎を伴うものと併せて単純な模式図として示すと、図 3-9 のようになる。上側の火炎面に関わる構造は双方の構造で共通しているため、下向きの圧縮波の存在が、これらの 2 つの波面構造を全く異なるものとして特徴づけているものとみなせる。

次に濃度勾配の強さ(Φ_0)が、この V 字型先行火炎にどのような影響を与えているのかについて着目してみる。同じ主流に対する結果(主流 A は図 3-8(a)-(c)、主流 C は同図(e)-(f)、主流 E は同図(g), (h))を比較した場合、強い濃度勾配で火炎面の V 字の頂角が浅くなり、そ

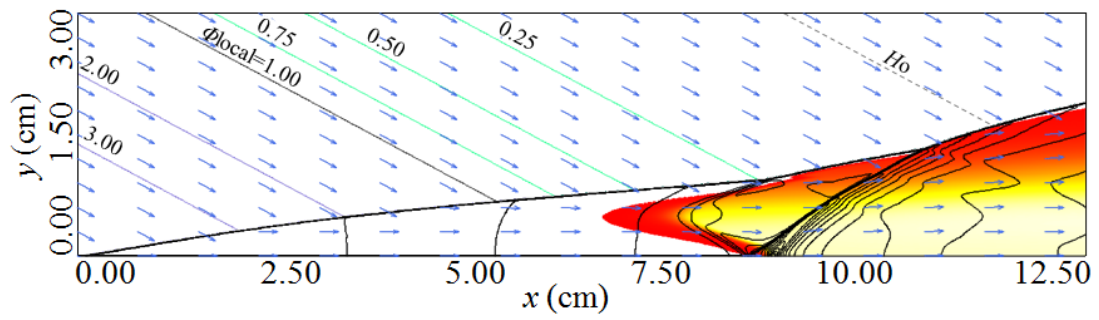
3. くさび平面上の斜めデトネーション

れにつれて反射衝撃波や第2三重点の位置が後退していくことがわかる。しかしまた、各主流条件内では共通して、V字型先行火炎の先端位置は x 方向に殆ど変化せず、一定位置に保持されていることがわかる。衝撃波後の流れがくさび表面に平行だとすると、図3-8各図においてV字火炎先端に流入する局所当量比は1よりもやや過濃側にあり、同じ主流条件内で比較すると似通った値になることが示唆される。そのためV字先端が常に同様の組成の流れにより形成されるものだとすると、以上のようなV字先端位置が濃度勾配に鈍感なことが説明できることが予測される。この点についての詳細な解析は、後述の3.4.5にて改めて行うことにする。

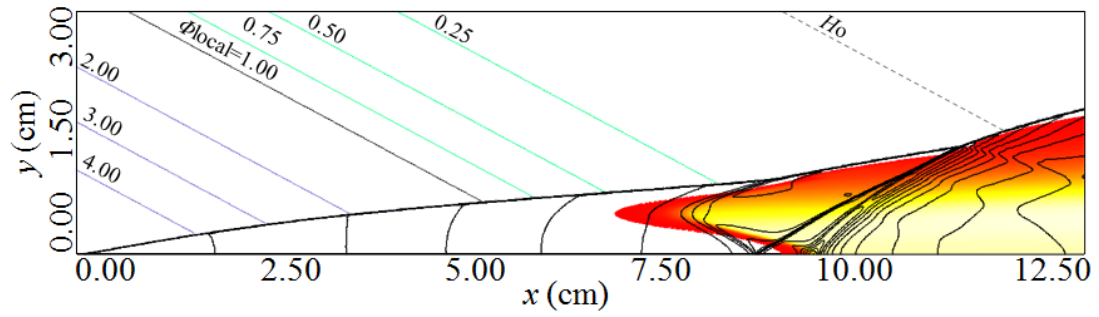
3. くさび平面上的斜めデトネーション



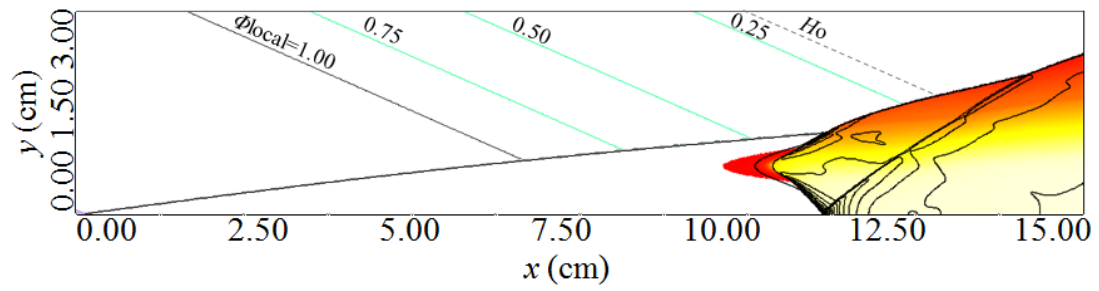
(a)主流 A- $\Phi_0=3.00$



(b)主流 A- $\Phi_0=4.00$

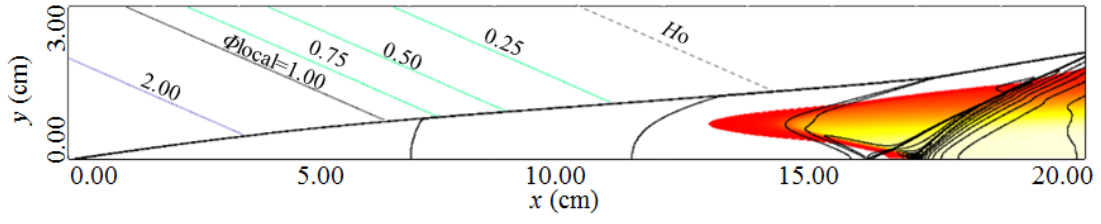


(c)主流 A- $\Phi_0=5.00$

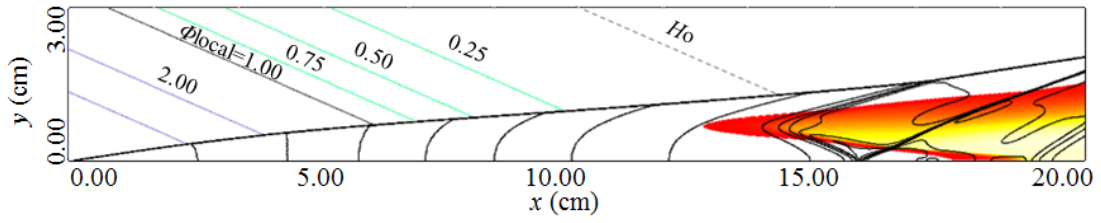


(d)主流 B- $\Phi_0=2.00$

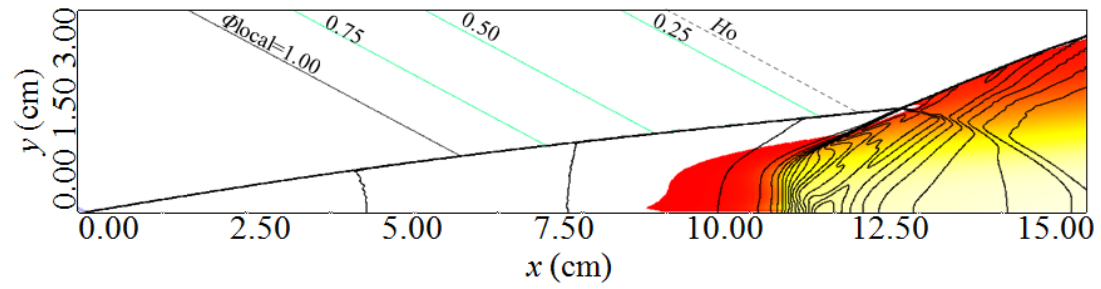
3. くさび平面上的斜め detonation



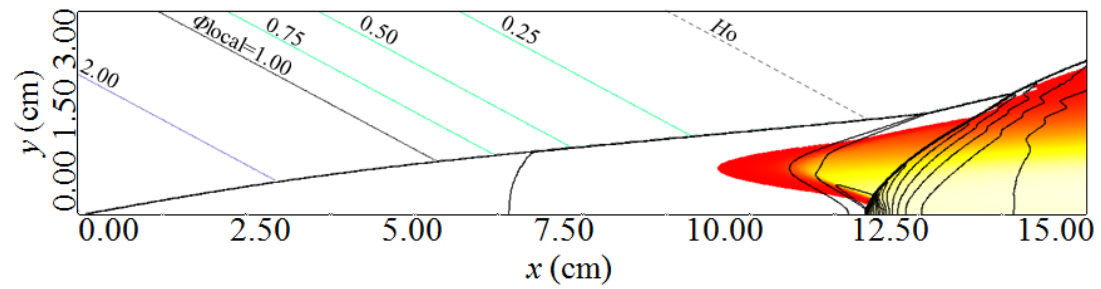
(e)主流 $C-\Phi_0=3.00$



(f)主流 $C-\Phi_0=4.00$



(g)主流 $E-\Phi_0=2.00$



(h)主流 $E-\Phi_0=3.00$

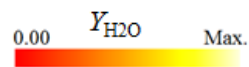


図 3-8 V 字型先行火炎が観察される Center-rich 濃度勾配条件の波面構造

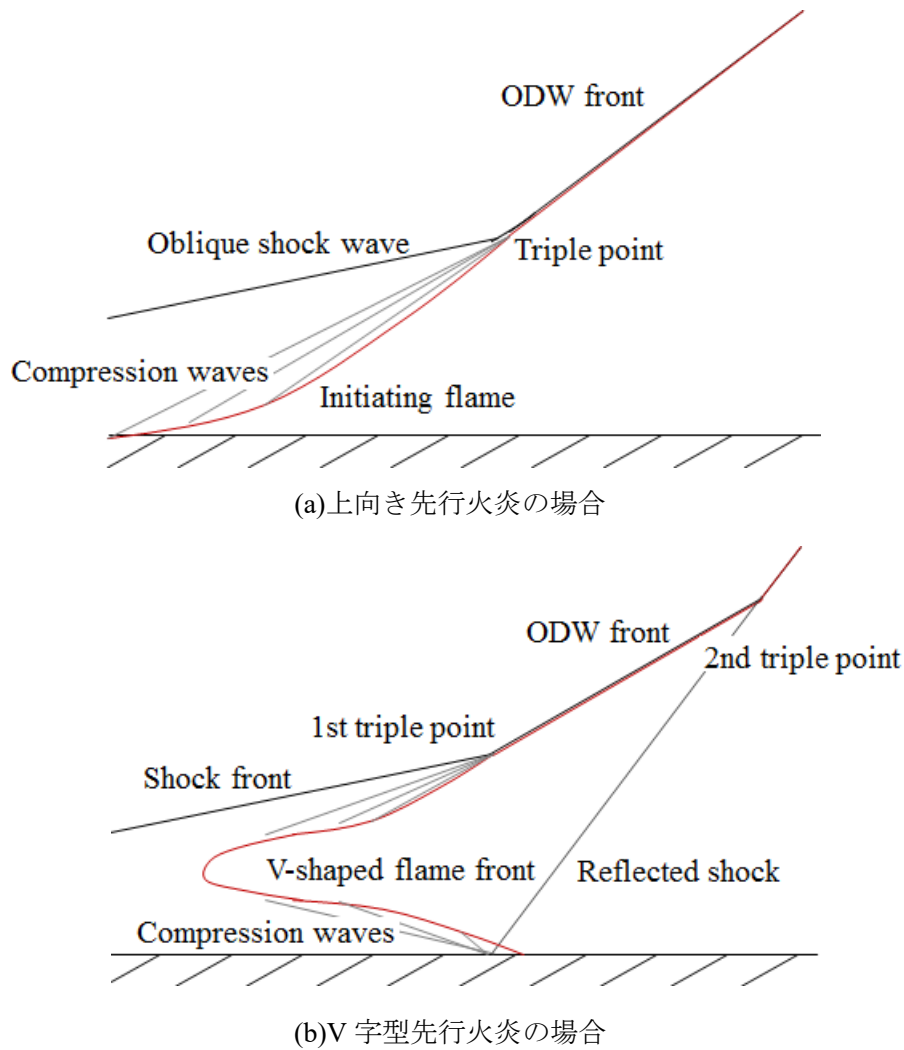
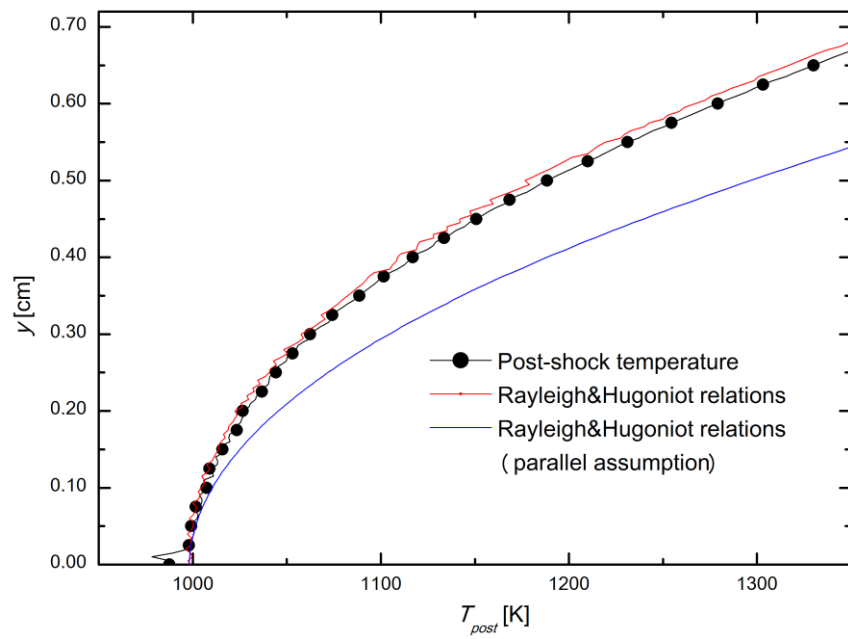


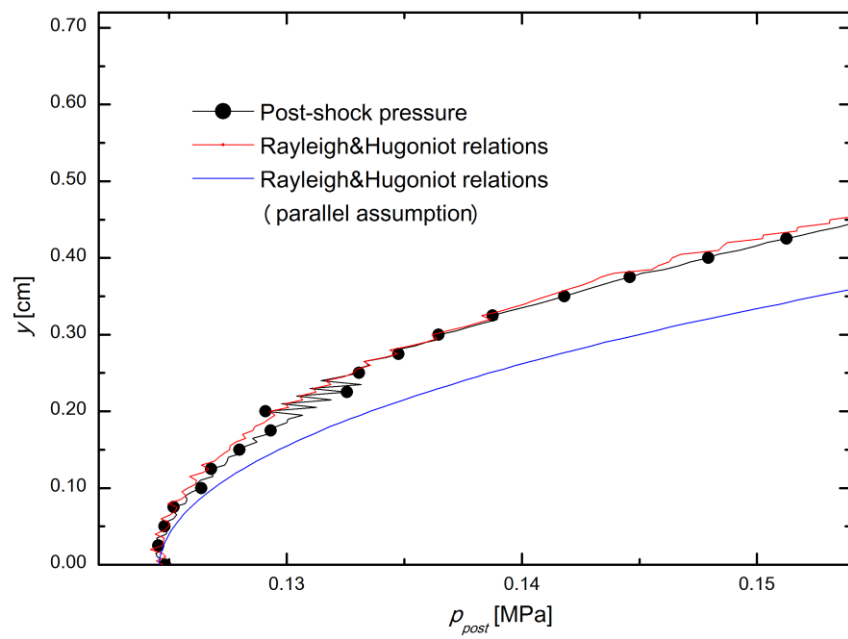
図 3-9 得られた ODW 波面構造の模式図

以上で見たような V 字型先行火炎の発生に伴って、流れ場の観点で変化があるかについて見てみる。まず図 3-8(b)のベクトル分布図からは、表面から離れた領域ほど OSW 背後で下向きの流れが強まっていることがわかるが、十分下流の火炎帯以降ではほとんど平行な流れが達成されている。もう少し詳しく熱流体の状態を調べるため、図 3-5, 3-7 と同様に、OSW 背後の状態分布を図 3-10 に示す。ここでは主流 $A-\Phi_0=5.00$ (図 3-8(c))の条件を対象としている。全体的な傾向は、図 3-5 で議論した通りであり、くさび表面から離れるにつれ衝撃波背後が高温、高圧になり偏向角は平行流よりずれ表面に向かう方向に変化している。その変化傾向は先ほどより濃度勾配が強いにより急峻であり、平行流仮定にもとづく解析値からのずれも強い。しかし図 3-10 で示した領域では $\sim 2^\circ$ のずれにおさまリ、表面近くでは変わらず平行流であるとみなせる。

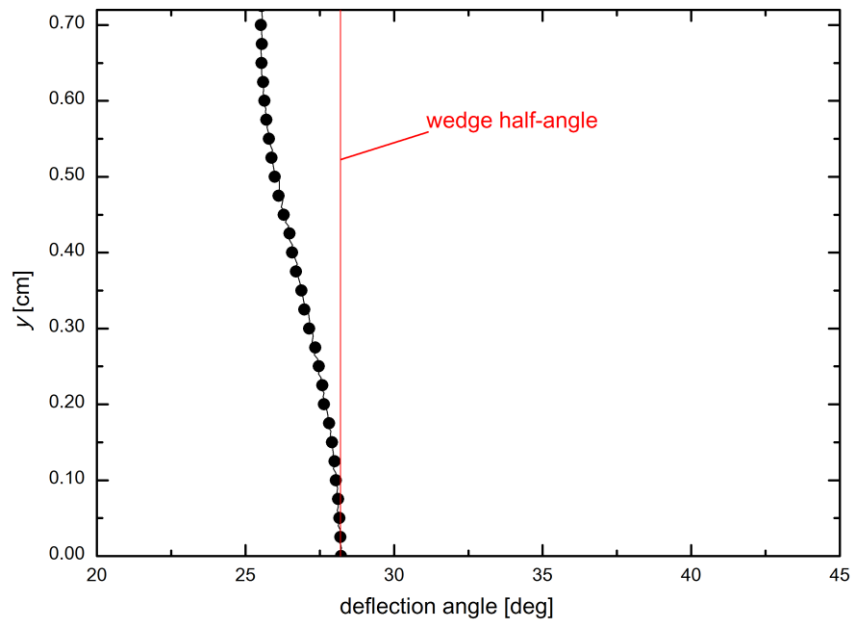
3. くさび平面上の斜めデトネーション



(a)温度



(b)圧力



(c)偏向角

図 3-10 V 字先行火炎を生じる OSW 背後の状態(主流 A- $\Phi_0=5.00$)

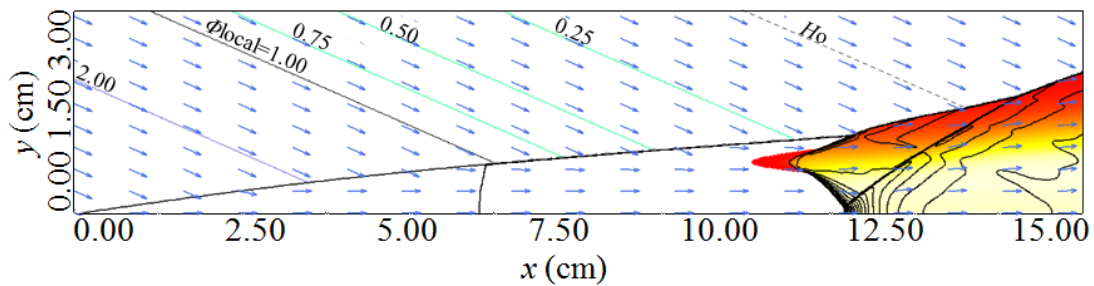
主流 B および D に対し強い濃度勾配を導入すると、図 3-8 で示した V 字型構造はもう少し異なる様相を呈する。そのような場合の波面構造を図 3-11 にまとめて示す。これらの条件では下向きの圧縮波が衝撃波となってくさびに入射するうえ、反射がマッハ反射の形態をとっている。それ以外の特徴、反射衝撃波やそれに伴い形成される第 2 の三重点などは V 字型先行火炎が形成される場合と同様のものだが、特にこのような V 字型の火炎と Y 字型のマッハシステムが共存する ODW の構造を特に V+Y 字型マッハシステムと称することにする。

図 3-11(a)で示した速度ベクトル分布からは、先述の Center-rich 濃度勾配条件と大きな変化はないが、OSW 背後では表面に向かう流れが、マッハシステム背後ではやや上向きの流れが観測されている。同じ主流条件で V+Y 字マッハシステムを比較してみると(B は同図(a)-(c), D は同図(d), (e))V 字先端位置が濃度勾配に対し鈍感である点は図 3-8 で V 字型先行火炎に対し見た場合と同様であるが、主流条件 B の $\Phi_0=4.00, 5.00$ 間で比較すると(図(b), (c)), V+Y 字構造は $\Phi_0=5.00$ でゆるやかに前進していることがわかる。Teng らの均一混合気を対象とした研究[82]では、マッハ 6.7 付近においてマッハシステム構造が形成され、これはマッハ数が小さくなるほど上流へ遡ることがわかった。このことと、本研究で観察されたマッハシステム構造の前進を関連付けて考えると、 Φ_0 が大きいほど流入マッハ数が減じるためそれによってマッハシステムが遡っているものと推測できる。このような前進に伴う形

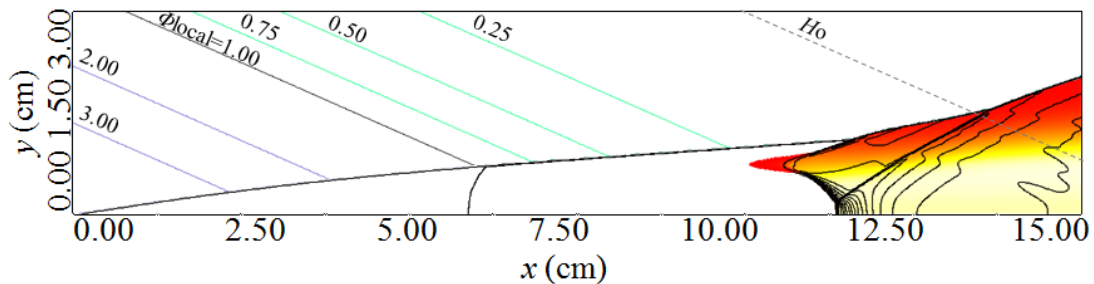
3. くさび平面上の斜めデトネーション

で、本研究では不均一な組成に起因して、マッハシステムが曲線形に変形している様子も同図(c)で顕著に観察されている。

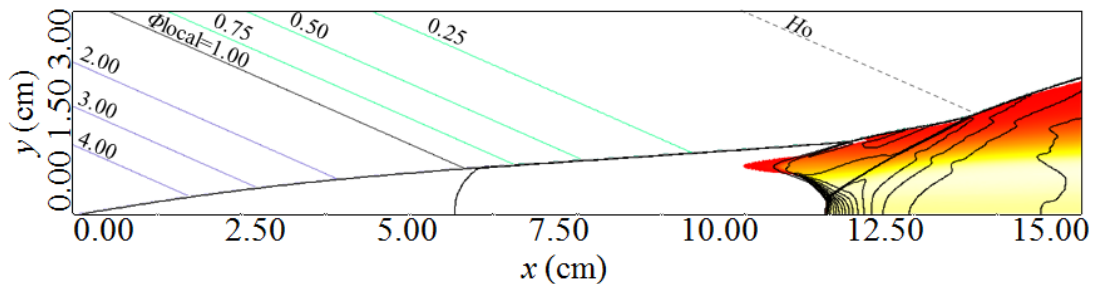
これら V+Y 字型マッハシステムが観察されるのは、本研究で調べた範囲では高圧の主流条件に限られている。高圧主流中では特に短い反応誘導距離を経て急速に燃焼が行われるために、下向きの圧縮波が大きな入射角を持ちやすく、マッハ反射になりやすい傾向をもつと考えられる。また図 3-11 に示したいずれの条件でも、第 1-第 2 三重点の領域で ODW が分離することなく維持されており、最終的な分離も三重点から遠く離れた下流側で起こっており、特に反応性の高い混合気条件に引き起こされる波面構造だといえる。



(a)主流 $B\text{-}\Phi_0=3.0$

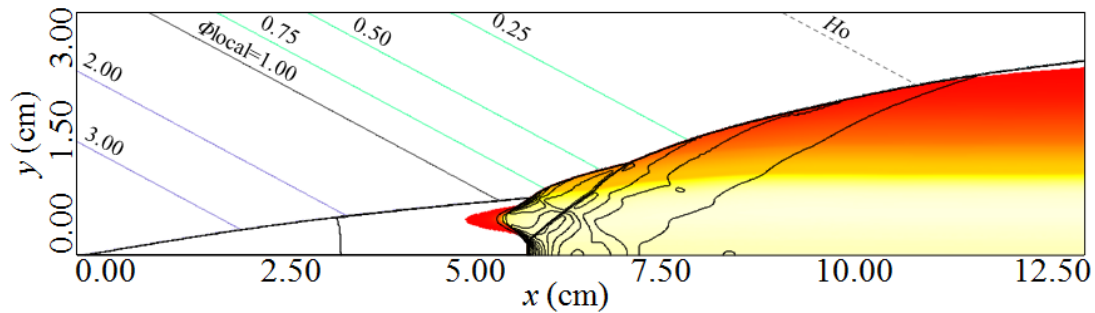


(b)主流 $B\text{-}\Phi_0=4.0$

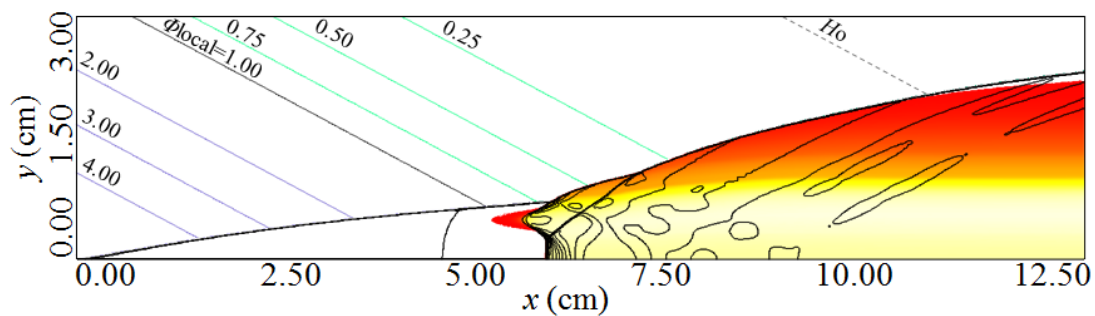


(c)主流 $B\text{-}\Phi_0=5.0$

3. くさび平面上の斜めデトネーション



(d)主流 $D-\Phi_o=4.0$



(e)主流 $D-\Phi_o=5.0$

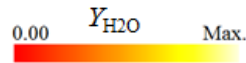


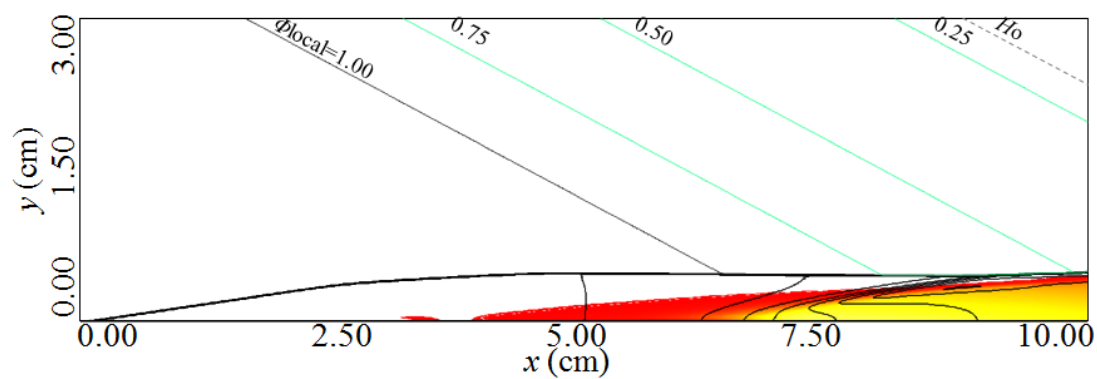
図 3-11 V+Y 字型マッハステムが観察される Center-rich 濃度勾配条件の波面構造

3.4.1.1 V 字型構造の非定常形成過程

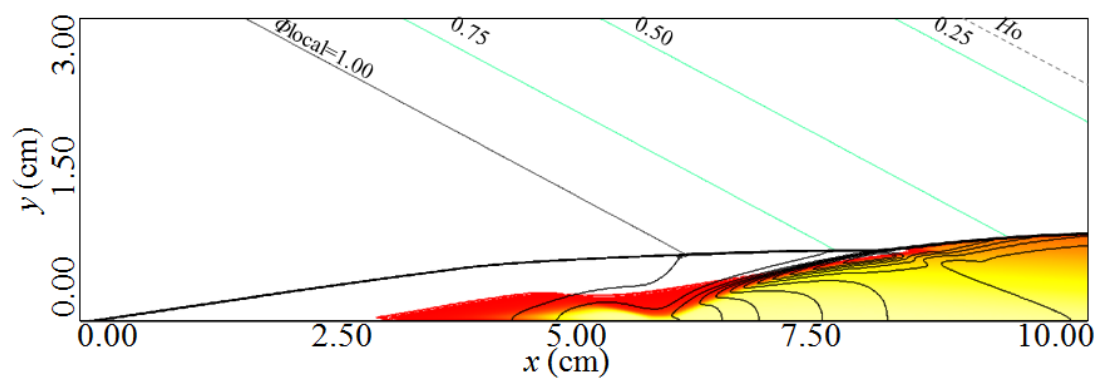
以上で、濃度勾配がもたらす ODW の波面構造について大まかに見てきたが、本研究で見られた ODW は全て定常構造であり、時間変化する挙動は示さなかった。しかし本項では特別に、V 字型火炎構造が定常状態に至るまでの形成過程の観察を、TVD2 次精度ルンゲ・クッタ法を用いた上で、化学反応も陽的に解く陽解法を用いて行った。時間刻みは最大クーラン数 0.1 と固定して制御し、一様速度の気流がくさび表面に向かって流れ始めた瞬間を $t=0.00\text{ s}$ としその波面構造の時間変化を追跡した。

その結果として得られた一連の形成過程を、これまでと同様の分布図として図 3-12、図 3-13 に示す。図 3-12 は主流 $A-\Phi_o=2.00$ の条件、図 3-13 は主流 $A-\Phi_o=4.00$ にあたりそれぞれ上向き先行火炎、V 字型先行火炎が得られた代表例として示している。黒の実線で示す圧力の等高線が示す値は各図でそろえ、また H_2O 質量分率のカラーマップの最大値は定常状態における最大値に合わせている。

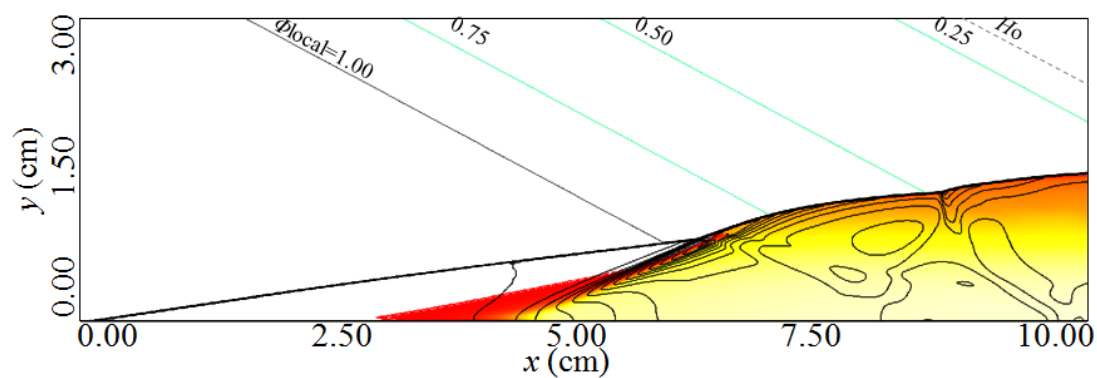
3. くさび平面上的斜め detonation



(a) $13.10 \mu s$

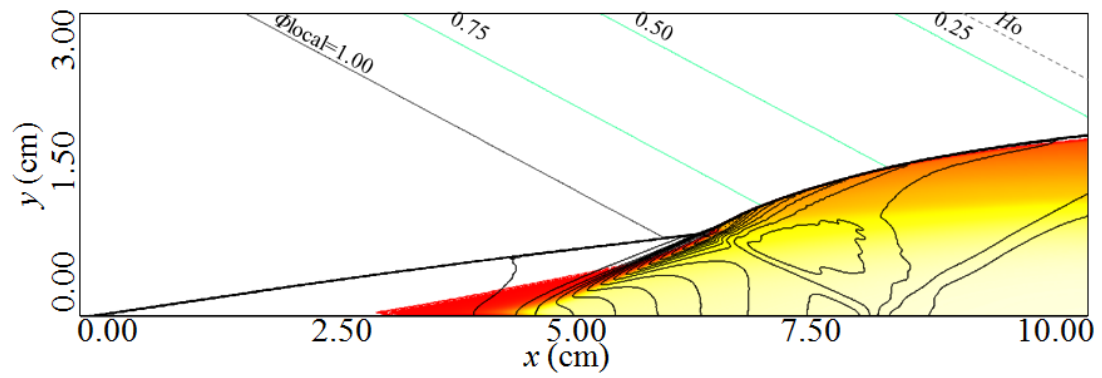


(b) $20.06 \mu s$

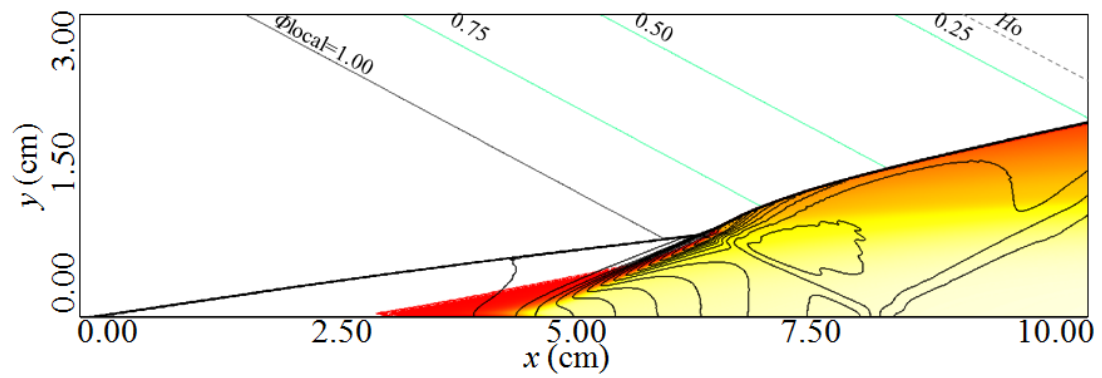


(c) $35.55 \mu s$

3. くさび平面上的斜め detonation



(d) 50.52 μs

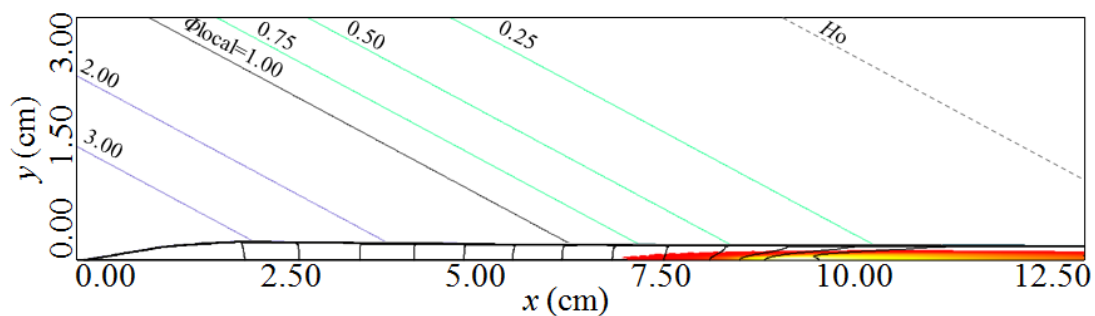


(e) 65.49 μs

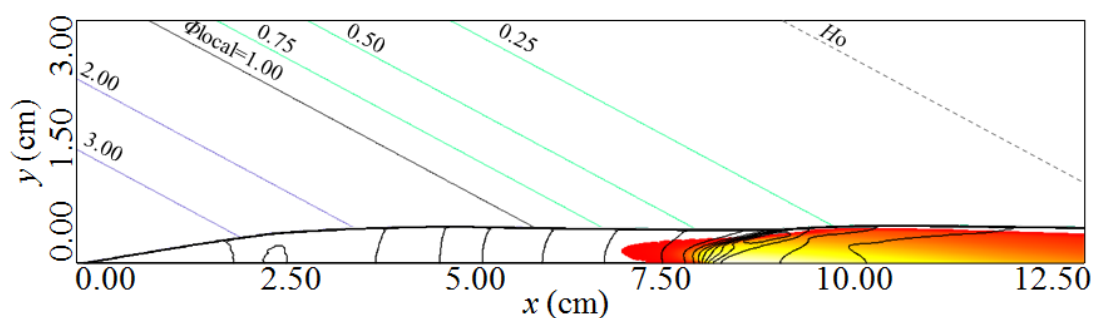
0.00 $Y_{\text{H}_2\text{O}}$ Max.

図 3-12 弱い Center-rich 濃度勾配における ODW 構造の形成過程(主流 A- $\Phi_0=2.00$)

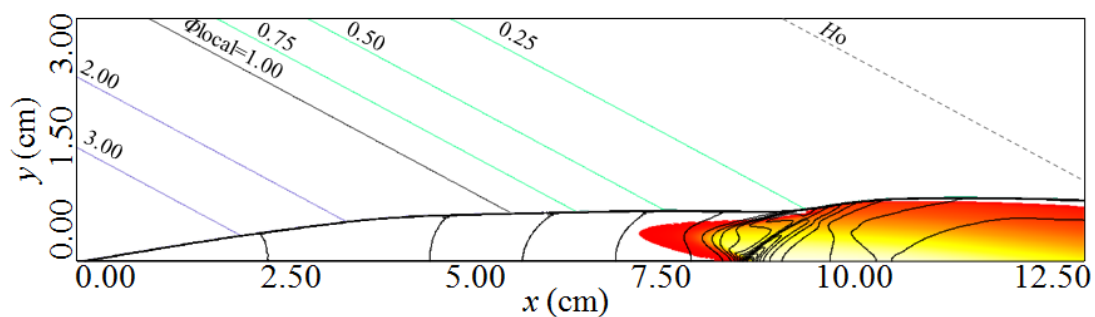
3. くさび平面上的斜め detonation



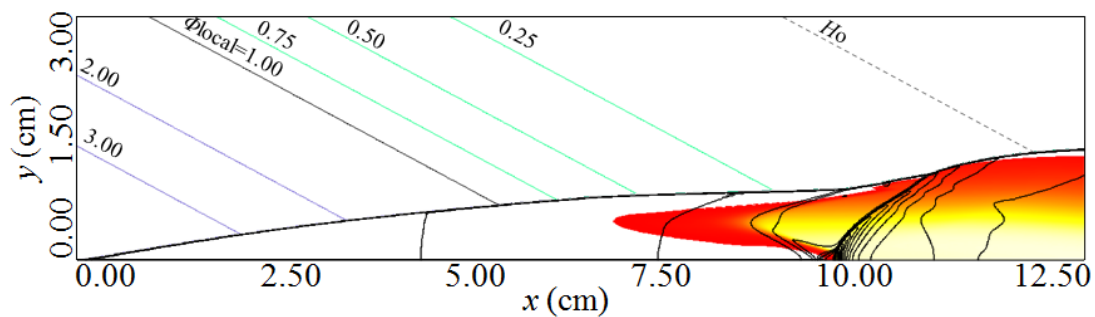
(a) $t = 5.43 \mu s$



(b) $t = 12.67 \mu s$

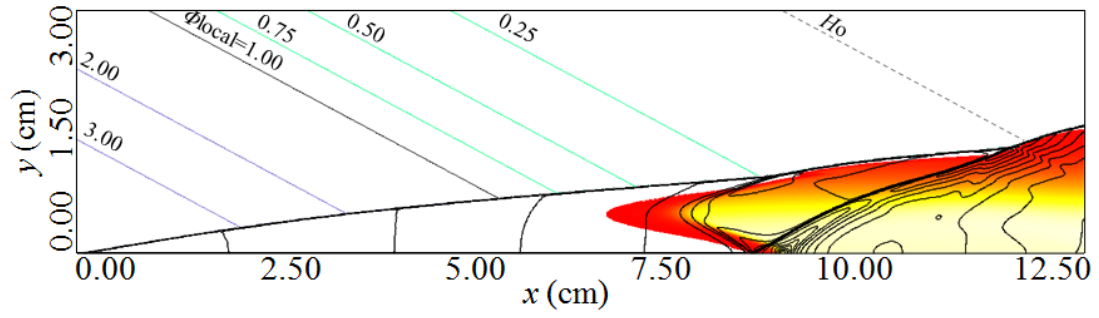


(c) $t = 19.91 \mu s$

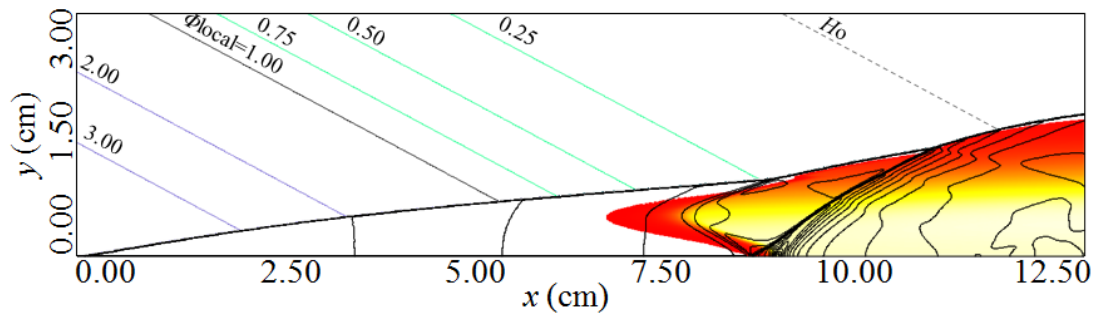


(d) $t = 34.40 \mu s$

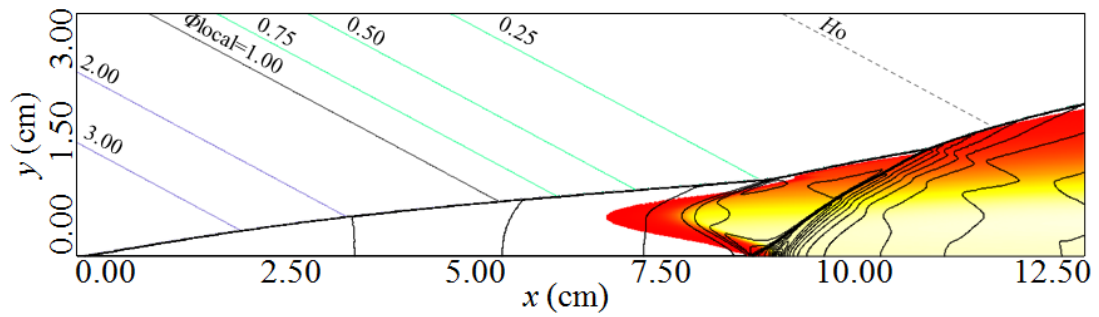
3. くさび平面上的斜めデトネーション



(e) $t = 48.80 \mu s$



(f) $t = 63.36 \mu s$



(g) $t = 106.81 \mu s$

0.00 Y_{H_2O} Max.

図 3-13 V 字型先行火炎を含む構造の形成過程(主流 $A-\Phi_o=4.00$)

3. くさび平面上の斜めデトネーション

まず図 3-12 に示した、主流 $A-\Phi_0=2.00$ において上向き先行火炎を生じる ODW の形成過程について見てみる。 $t=13.10\mu\text{s}$ (同図(a))において、先行衝撃波が強まるにつれ上向き火炎、およびその上面で集積する圧縮波の構造が形成されている。次の $t=20.06\mu\text{s}$ (同図(b))になると、成長した火炎よりも上流側に、さらにもう 1 つ別個の火炎面が生成され後方の火炎とつながり 1 つの火炎帯として成長している。このような着火過程は均一流中の ODW[6]では見られなかったものである。これは、同図(a)で生じていた火炎がより反応性の強い量論組成に近い混合気によるものであった一方で、同図(b)の時間まで進むと先行衝撃波が成長することで、過濃組成の混合気も自己着火する条件を満たすようになったためであると考えられる。このような追加で生じた火炎先端面は、以降その位置を変えずに、上向き火炎の先端部として定在するようになり、以降($t=35.55\sim 65.49\mu\text{s}$, 図(c)-(e))では先行 OSW の構造は完成し、三重点より下流の ODW 構造のみが波面角を増す形で成長していることがわかる。 $t=65.49\mu\text{s}$ (同図(e))ではほぼ最終的な定常構造と一致しており、以降で変化は見られない。 $t=20.06\mu\text{s}$ (同図(b))で見られた火炎生成は不均一流であることによる効果であるといえるが、火炎先端位置で着火が起こって以降は下流側の構造のみが変化していくという傾向は、[6]において観察されたものと同一である。

次に V 字型先行火炎を形成する場合(主流 $A-\Phi_0=4.00$, 図 3-13)の形成過程を見てみる。まず $t=5.43\mu\text{s}$ (同図(a))においては、くさび先端から先行衝撃波形成されるにつれて $x=7.50\text{ cm}$ 付近以降で着火が起こっている。これが $t=12.67\mu\text{s}$ (同図(b))になると衝撃波とともに火炎も立ち上がり、先行火炎先端もそれにつれくさび表面を離れる。圧縮波が火炎上面に集積しており、この時点で V 字型先行火炎の基本的な形状が形成され始めていることがわかる。 $t=19.91\mu\text{s}$ (同図(c))では上下へ伝播する圧縮波が V 字先端より発生し、またくさび表面からの反射衝撃波、および第 2 三重点も形成されている。

ここまでは V 字火炎の先端位置は x 方向にあまり変化しないが、次の $t=34.40\mu\text{s}$ (同図(d))になると反射衝撃波とともに V 字先端も大きく後退する。これは上流の先行衝撃波の構造がくさびから離れた領域でも完成されるにつれ、くさび付近へ流れる混合気の組成はより過濃に寄り、反応性の高い組成の流れはより表面から離れた位置に流入するようになるためだと考えられる。このような後退現象は、次の $t=48.80\mu\text{s}$ (同図(e))では止み、反射衝撃波とともに前進に転じるようになる。これは前図(e) ($t=34.40\mu\text{s}$)で見られた角度の大きい反射衝撃波の背後で誘起された、急速な燃焼によって反射衝撃波を含む先行火炎構造が上流へと押し出されるためだと考えられる。

前進が落ち着くと上流側の衝撃波・火炎を含む波面構造はほぼ定常となり、これ以降は第 1 三重点以降の入射衝撃波・ODW 波面のみが波面角を増すことで成長していく。図 3-13(f), (g)がこの過程にあたり、同図(g)が示す $106.81\mu\text{s}$ の時点では、ほとんど定常状態(図 3-8(b))と同じ構造となっており、形成過程はこの時点までで完了しているものとみなせる。先述の、上向き先行火炎の場合(主流 $A-\Phi_0=2.00$, 図 3-12)が $\sim 60\mu\text{s}$ で形成が完了していたのと比較すると、濃度勾配がつよく V 字型先行火炎になる場合は火炎先端位置の著しい変動

があり形成により時間を要している。

以上述べたように、不均一流中の ODW の形成過程では、追加的な火炎生成や、あるいは V 字型先行火炎からなる波面構造の場合は火炎先端位置の前後への大きな変動を含んでいる。これは均一流中の ODW の形成過程[6]で見られたような、初期に火炎が形成されて以降はその先端位置が変化しない様子とは大きく異なっている。これには衝撃波強さが位置と時間により大きく変化することが関わっており、火炎先端位置がそれに追従して変化することの結果であるとみなすことができる。

3.4.2 勾配幅 H_0 の影響

ここまでは、 H_0 の値を全ての主流条件において固定していたが、本節ではそれを可変とすることにより、その影響が波面構造に大きく変化するかどうかについて計算した。

ここでは特に、V 字型先行火炎、および V+Y 字型マッハステムへの H_0 の大小がおよぼす影響をしらべるため、それらが見られた条件に限り H_0 を $H_0=1.25H_s, 1/2H_s, 1/4H_s$ と変更し計算した。その一連の結果について図 3-14 に示す。ここでは主流 A, B で $\Phi_0=3.00, 4.00$ のみの条件を取り上げている。同図(a)-(c)が主流 A- $\Phi_0=4.00$ の条件に相当するが、図 3-8(b)の $H_0=H_s$ の場合と比較すると、V 字型先行火炎による基本的な構造は変化していないことがわかる。 $H_0=1/4H_s$ (同図(c))では、上向きの圧縮波の集積が先行衝撃波と交わるまでに間に合わず、第 1 三重点の存在が不明瞭になってはいるが、反射衝撃波とそれによる第 2 三重点の存在は明瞭なままである。一方で火炎先端位置は、 H_0 の値により著しく変化しており、 H_0 が小さいほど先端位置は前進している。その火炎先端へ流入する混合気の局所当量比との関係を、衝撃波上流の等高線の位置関係と比べて見てみると、火炎先端を起こす局所当量比の値は大きくは変化せず、量論組成よりやや過濃側に位置していることが示唆される。一方で主流 B- $\Phi_0=3.00$ の条件に相当する同図(d)-(f)を、 $H_0=H_s$ の条件(図 3-11(a))と比較してみると、やはり基本的な V+Y 字型マッハステムの構造は崩れていないことがわかる。 $H_0=1/4H_s$ において(同図(f))マッハステムの部分がかかなり小さく、通常反射に近くなっているものの、その他の第 1,2 三重点、反射衝撃波からなる部分に影響は見られない。そしてやはり V 字の先端位置は同じ局所当量比の領域に保持されていることが示唆され、勾配幅が小さいほど先端位置は前進している。上記の火炎の前進傾向は、ほどよい反応性を持つ局所当量比に相当する衝撃波下流流れがより上流から始まるためであり、衝撃波通過から着火に至るまでの誘導距離そのものは、各図を比較する限り大きな違いがないこともわかる。

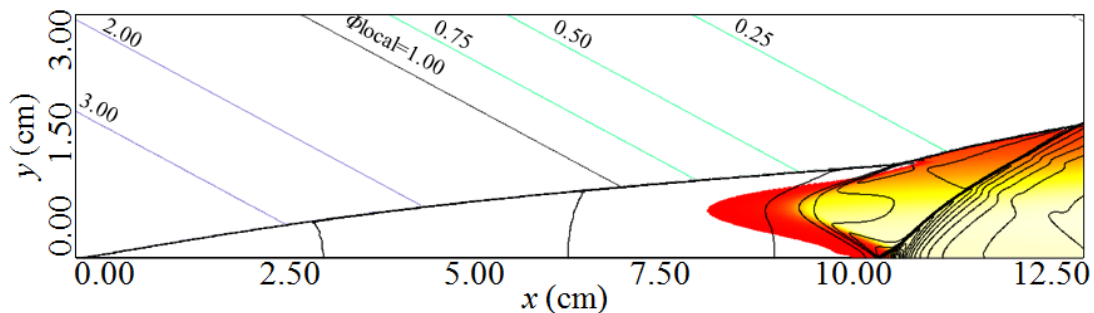
これら上述の観察結果は、エンジンへの応用を考えると、濃度勾配が強くても、反応性の高い局所組成の領域において保炎が良く維持されることを示唆している。しかし上記の主流 A, B の 2 条件に共通して、勾配幅が小さいほど火炎帯の面積も現象しているため、燃焼特性そのものは悪化していると考えられる。

ただし同じような勾配幅が与える影響を、主流 A- $\Phi_0=3.00$ の条件(同図(g), (h))に対し考察した場合に、上述とは異なる結果が得られた。勾配幅を半分にした場合(同図(g))は、もとの

3. くさび平面上の斜めデトネーション

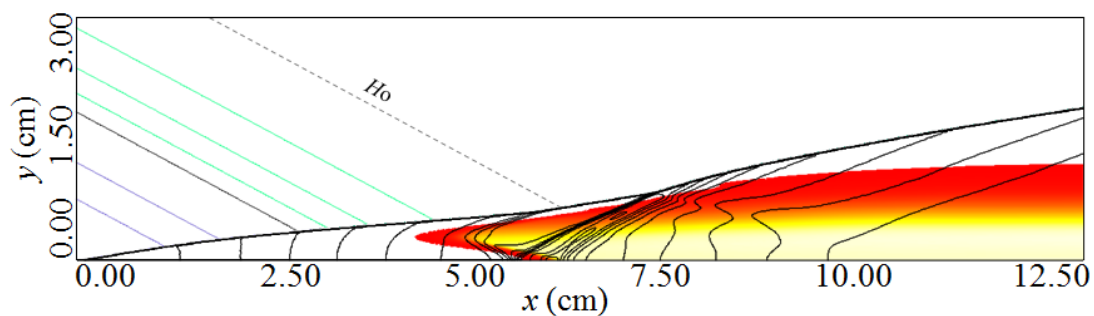
結果(図 3-8(a))と同様の V 字型先行火炎の構造が得られ、以上で述べてきたことと同様の傾向だったが、2 倍の勾配幅にした場合(同図(h))においては、V 字型の構造が崩れ、均一混合気中でも見られるような、上向き火炎に置き換わっている。このような変化は、今まで見た 2 つの条件で勾配幅を増大させた場合では見られなかった変化である。主流 $A-\Phi_0=3.00$, $H_0=H_s$ の条件は V 字型先行火炎が得られるもののうち、最も弱い濃度勾配にあたる条件であるため、以上のような変化は火炎構造が上向きから V 字へ遷移する境界の条件であることが深く関連していると考えられる。この点については、後述の解析によって V 字型の発生条件という観点からさらに詳細に議論を進めることにする。

ここまでの議論の時点でいえることとして、原則 Φ_0 の値が一定であれば火炎構造に変化は生じないが、火炎構造の変化が見られる境界近くの濃度勾配においては、その勾配幅 H_0 の値が重要になることが示された。上記のことはスケールの効果の議論にもつながっており、本節で得られた結果の限りでは主に先行火炎位置、火炎面および ODW 面領域の面積、そして V 字発生の条件には濃度勾配のスケールが重要な影響を与えることが示された。計算領域および H_0 の値が燃焼器スケールまで拡大させた場合のこれらの特性への影響も今後は加味しなければならないだろう。V 字発生条件についてのスケール効果に関しては、後節 3.4.6 においてさらに考察する。

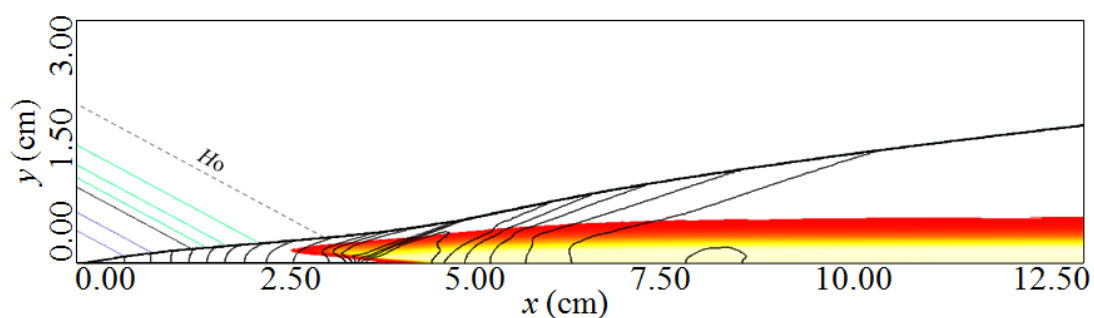


(a)主流 $A-\Phi_0=4.00$, $H_0=1.25H_s$

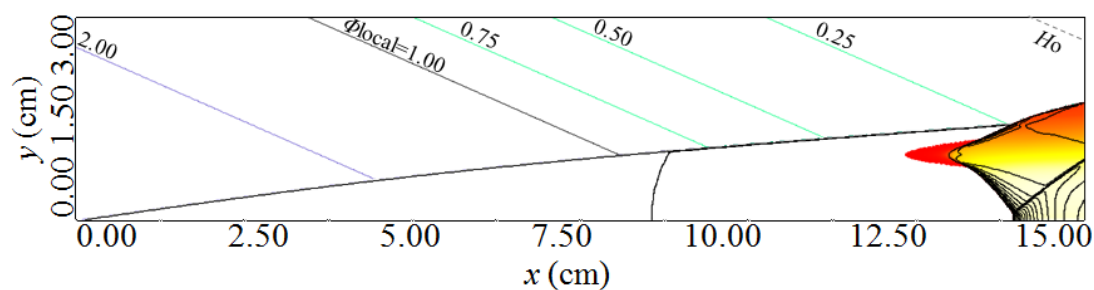
3. くさび平面上的斜めデトネーション



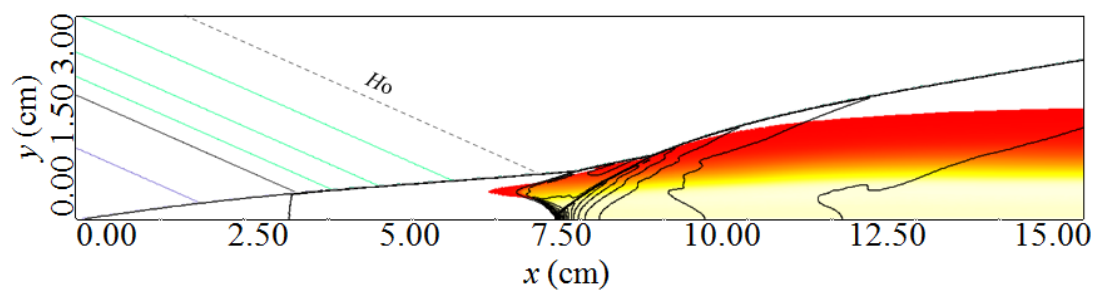
(b)主流 A- $\Phi_0=4.00$, $H_0=1/2H_s$



(c)主流 A- $\Phi_0=4.00$, $H_0=1/4H_s$

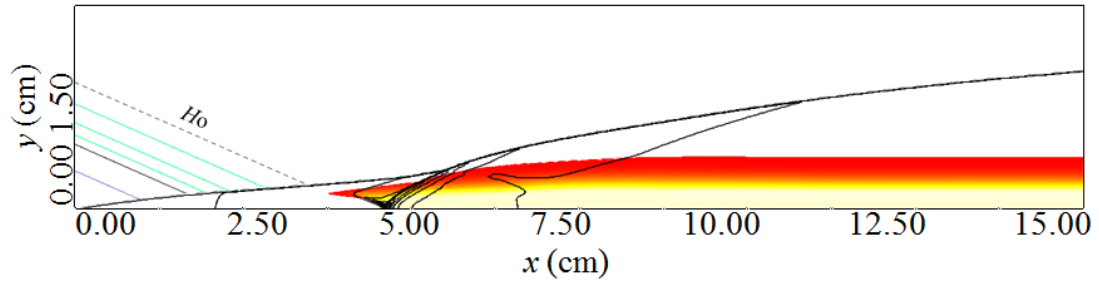


(d)主流 B- $\Phi_0=3.00$ $H_0=1.25H_s$

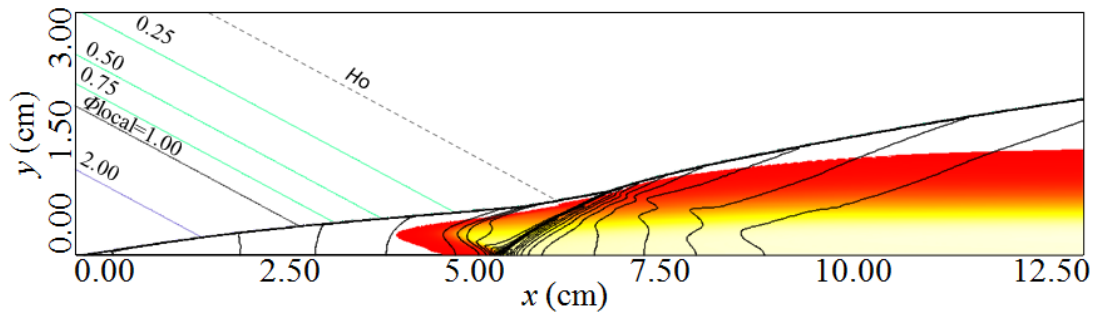


(e)主流 B- $\Phi_0=3.00$ $H_0=1/2H_s$

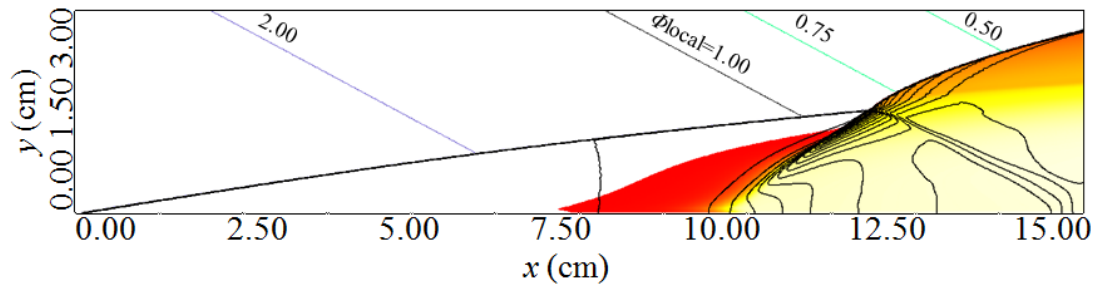
3. くさび平面上の斜めデトネーション



(f)主流 B- $\Phi_0=3.00$ $H_0=1/4H_s$



(g)主流 A- $\Phi_0=3.00$, $H_0=1/2H_s$



(h)主流 A- $\Phi_0=3.00$, $H_0=2H$

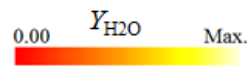


図 3-14 勾配幅を変更した不均一流条件における波面構造

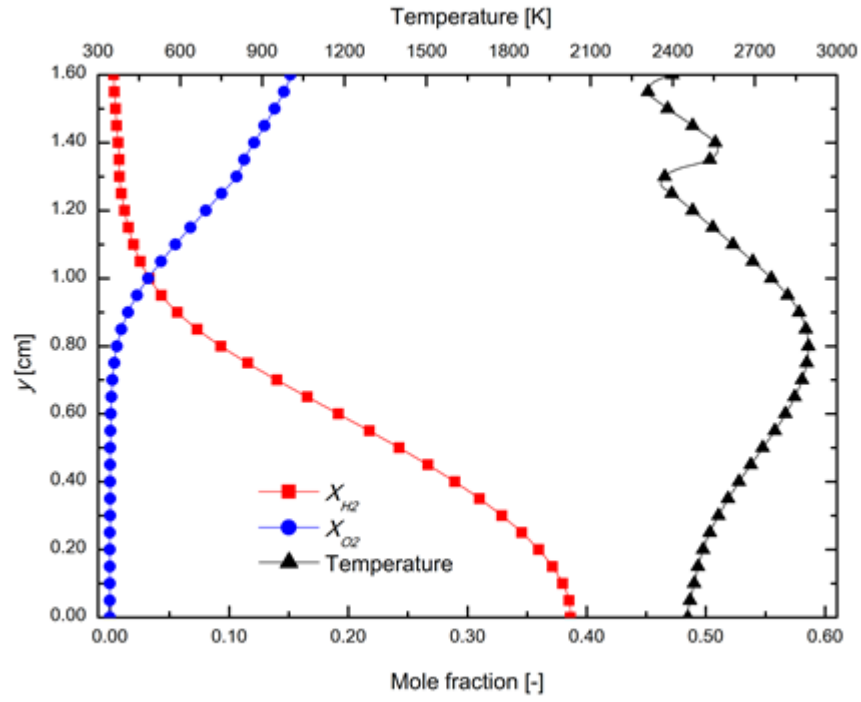
3.4.3 燃焼特性

以上、濃度勾配がある場合の波面構造について述べてきたが、ここではエンジン応用の場合に特に重要になる、燃焼特性について言及するため、火炎面よりも十分下流位置において x = 一定平面上の既燃ガス状態を調べた。計算領域の出口境界上の、反応物(H_2 , O_2)のモル分率、および温度の分布を計算した。数条件に対する計算結果を図 3-15 に示す。図中赤線が水素モル分率、青線が酸素モル分率、黒線が温度である。

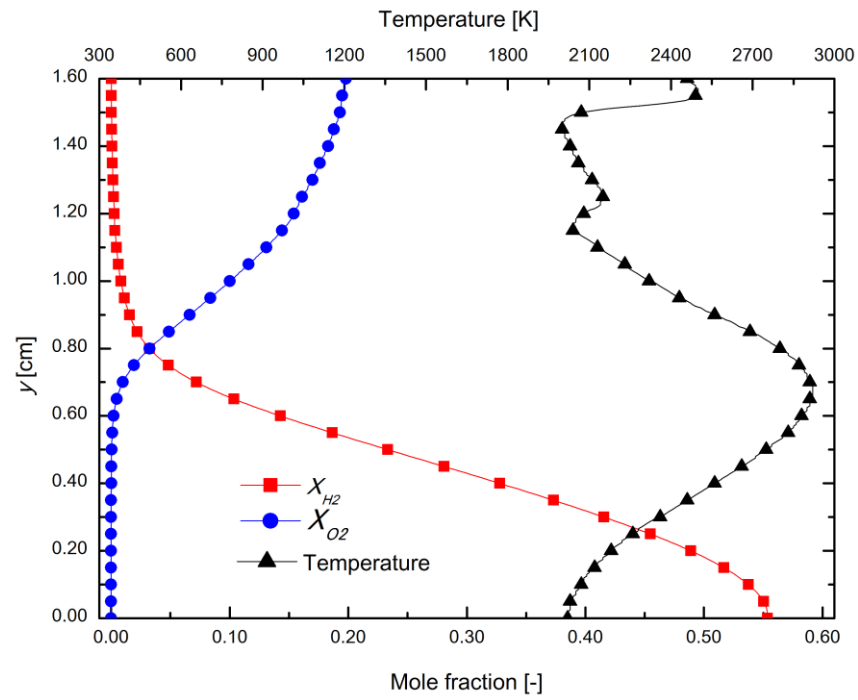
まず各図に共通して言えることとして、完全燃焼の際に不足成分となる側の反応物(過濃組成領域では酸素、希薄組成領域では水素)は各領域でほぼ完全に消費されているということである。しかし逆に、過剰成分となる反応物は消費されないまま多量に流出しており、拡散による混合を経た燃焼が起こった様子は見られない。温度については、極大値が各反応物分率が等しくなる点付近か、あるいはややくさび表面側に偏っている様子が見られる。このため、量論組成に近い局所当量比で良く燃焼が行われていることが示唆される。また、外側において不連続的に温度が変化している箇所は、三重点後の波面角増加および ODW 遷移によるものである。各図で極大温度を中心とした高温領域は、濃度勾配が緩やかな条件ほど広くより均一だが、最高温度は濃度勾配、主流条件によらず 2900 K 付近に位置している。これは条件によらず、最も反応性の高い領域において起こる燃焼特性にはあまり影響が及ばないということを示唆している。

図 3-15(a)と(e), および(b)と(f)は同じ Φ_0 の値をとる条件を比較しているが、目立った違いはない。また、図 3-15(d), (e)は勾配幅のみ変えた条件だが、温度、反応物の分形状は相似形を維持しつつ、燃焼が有効な領域が狭くなっている。これらのことから、主流条件に依存せず、局所的な燃焼特性は局所当量比によって記述できることが示唆される。

3. くさび平面上的斜め detonation

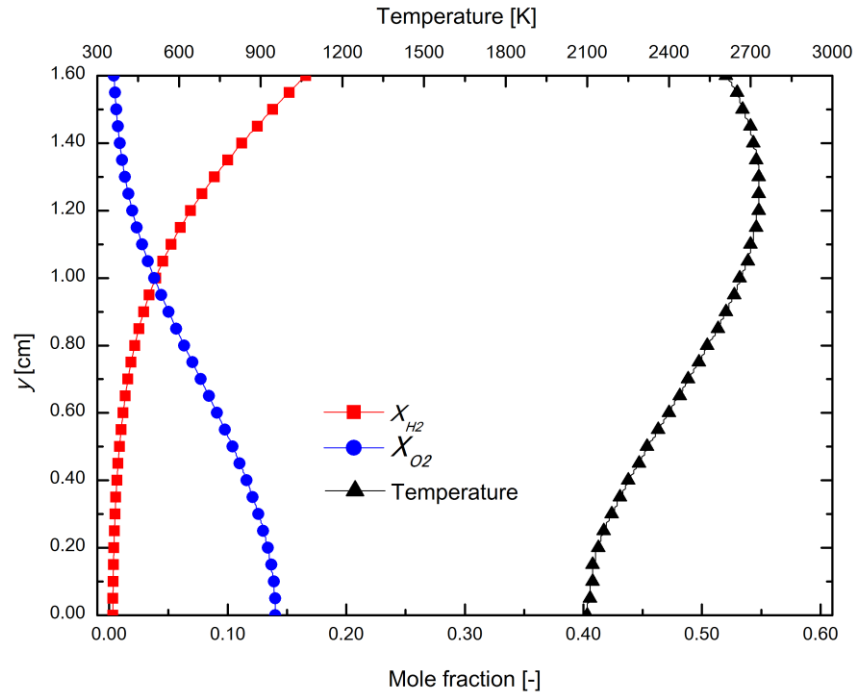


(a)主流 $A-\Phi_0=3.00$

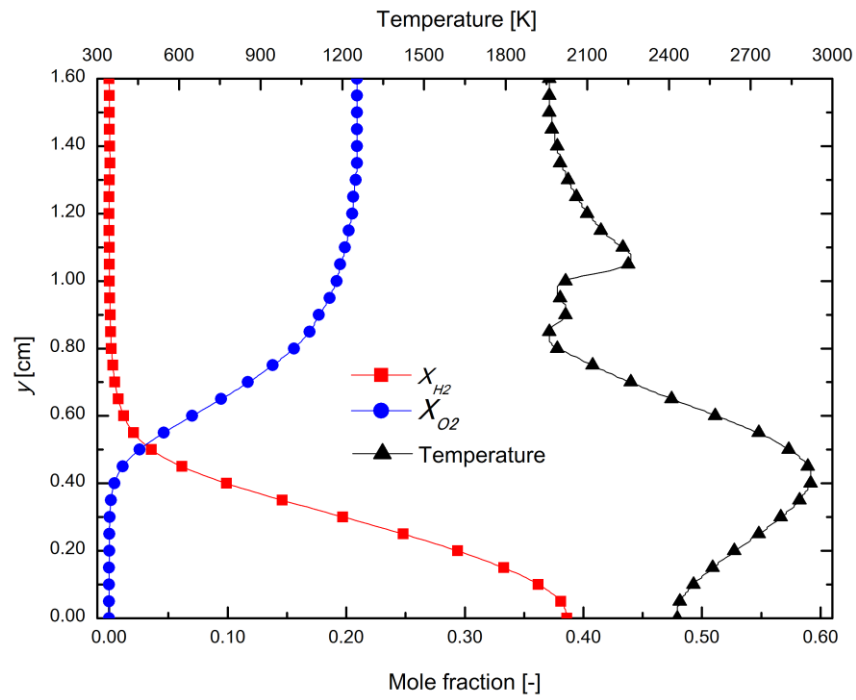


(b)主流 $A-\Phi_0=5.00$

3. くさび平面上の斜め detonation

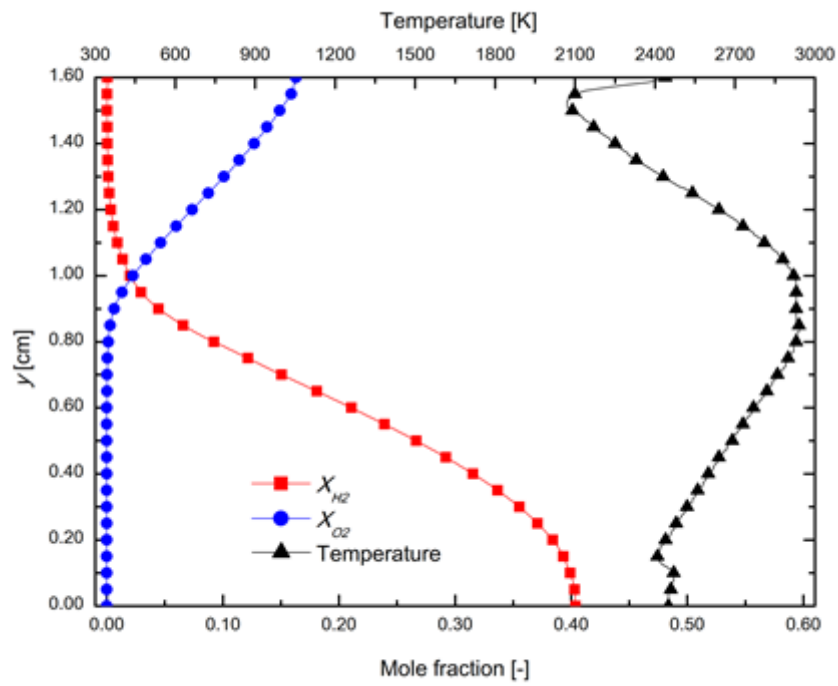


(c) 主流 $A-\Phi_0=0.25$

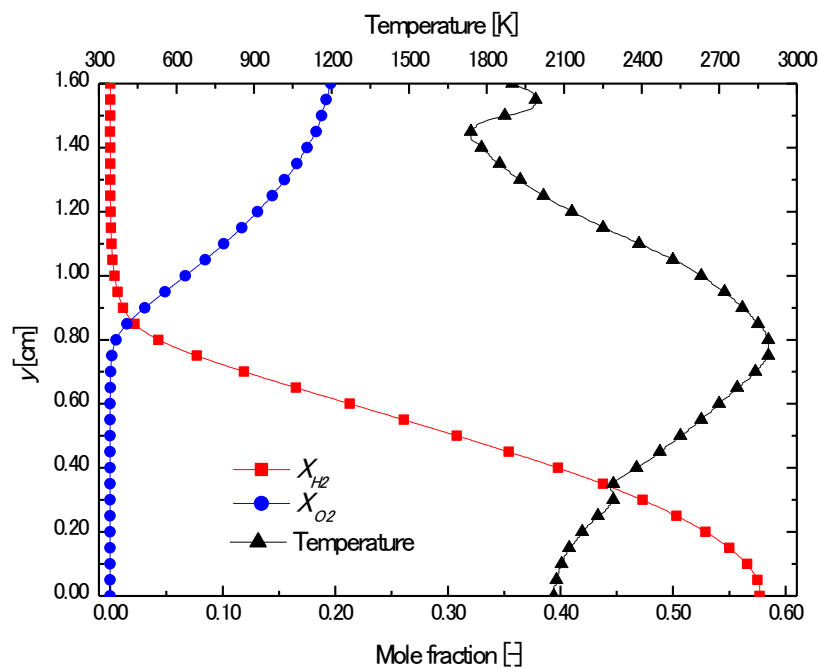


(d) 主流 $A-\Phi_0=3.00, H_0=1/2 H_s$

3. くさび平面上の斜めデトネーション



(e)主流 $B-\Phi_0=3.00$



(f)主流 $B-\Phi_0=5.00$

図 3-15 出口境界平面における既燃ガス状態

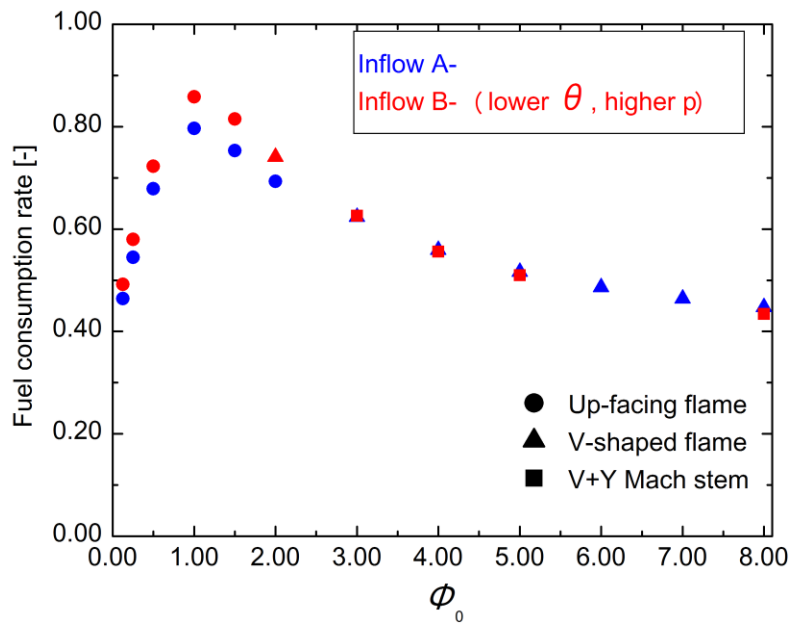
3. くさび平面上の斜めデトネーション

これらの断面上において、 $H=H-H_0$ の範囲の積分計算より得られる燃料消費率、およびエネルギー変換率の傾向を、主流 A, B の $H_0=H_s$ の場合に限り図 3-16 に Φ_0 に対する変化としてまとめた。ここでは主流 A, B のマーカを色分けした上で、その形状で先行火炎形状を分類した。すなわち、○が上向き先行火炎、△が V 字型先行火炎、□が V+Y 字型マッハステムである。

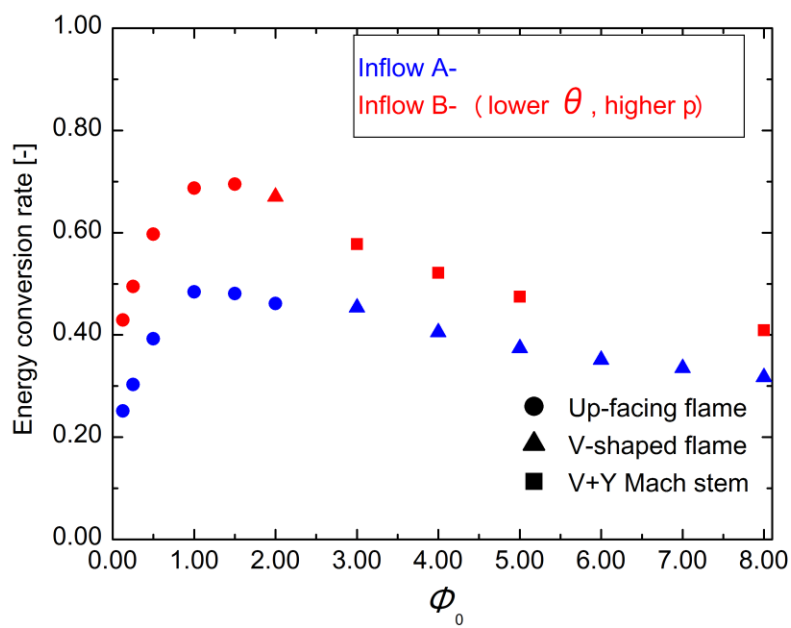
両図(a), (b)において、両主流条件に対する傾向は同様であり、 $\Phi_0=1$ 付近で最大値を迎えそこから離れるにつれ減少していった。特に燃料消費率については、主流 A, B とも定量的に全ての条件で近い値をとっており、高圧条件となる主流 B において平衡組成が生成物側に寄る影響で若干消費率が上回るようになる程度である。その大小関係も強い Center-rich 濃度勾配中では圧力の低い過濃組成領域が増大するため有意でなくなり、大きな Φ_0 に対しては、ほとんど同じ値をとっていることがわかる。これは図 3-15 でも見た通りの傾向である。以上のことから燃料消費率は原則 Φ_0 で決まる当量比分布のみから予測できるものであることが示唆される。

一方、エネルギー変換率については、主流 B が主流 A を大きく上回っており、高圧であることにより熱解離の影響が減じられていることが強く影響している。それでも $\Phi_0=1$ でさえもその値は 0.70 にとどまり、実際のエンジンに应用する場合はより高圧を生じる混合気流条件が必要であることが推測できる。また、燃料消費率とは異なる傾向として、弱い Center-rich 濃度勾配($\Phi_0=1.50-3.00$)ではエネルギー変換率の低下が鈍く、主流 B に対してはむしろ $\Phi_0=1.50$ において均一流条件を上回っており、濃度勾配が強く効率低下に寄与していないことがわかる。これは燃料消費率が減る効果と相反して、衝撃波の強弱により、より高圧になる希薄組成領域で変換率が増加する傾向も存在するためであると考えられる。特に、Center-rich 濃度勾配では最も高圧の燃焼が行われる ODW 遷移後の領域が希薄組成の領域に相当しているため、逆に過濃領域で ODW が形成される Center-lean 濃度勾配に比べ上述の増加傾向も強いことが推測できる。実際に Center-lean 濃度勾配では変換率の低下が急峻であることから、ODW 波面上での局所当量比がエネルギー変換率の増減に重要に関わってくることが考えられる。V 字型構造が形成されるほど強い濃度勾配でも Center-lean 濃度勾配のように大きく低下しないのも、反射衝撃波やマッハステムの存在により過濃組成領域でもある程度の高圧燃焼が担保されることが影響していると考えられる。ただ、衝撃波は強い場合は全圧損失において悪化の問題となるため、トータルでエンジン性能の評価を行うためには、エントロピー生成の観点も取り入れなくてはならないだろう。

3. くさび平面上の斜めデトネーション



(a)燃料消費率



(b)エネルギー変換率

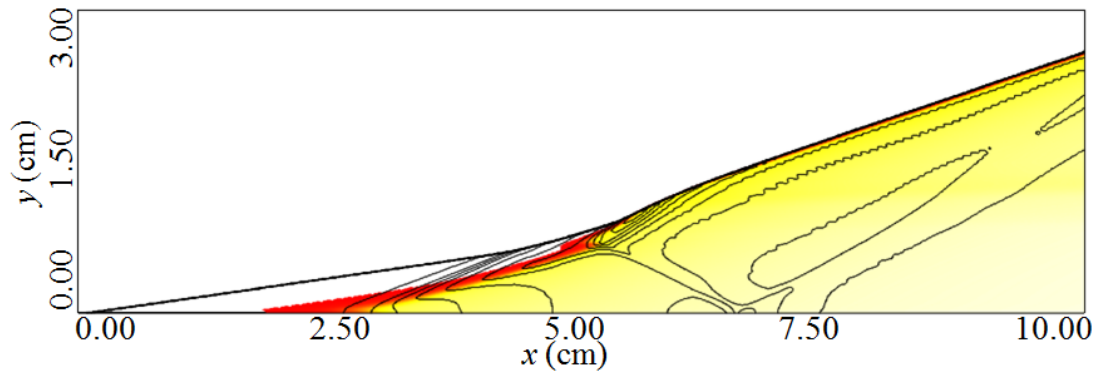
図 3-16 燃焼効率の傾向

以上において行ってきた燃焼特性の議論は、計算領域や H_0 のスケールによって変化する。ただ、スケールに関わらずいえる知見としては、まず既燃ガスが平衡組成になっている点であり、これは本研究で考えているよりも大きいスケールでも問題なく適用できる知見であると考えられる。一方で、拡散燃焼が得られなかったという結果は、計算領域を拡大し燃焼器スケールとすれば生じる可能性があり、また乱流モデルなど混合を適切に予測する計算方法が別途必要になってくると考えられる。

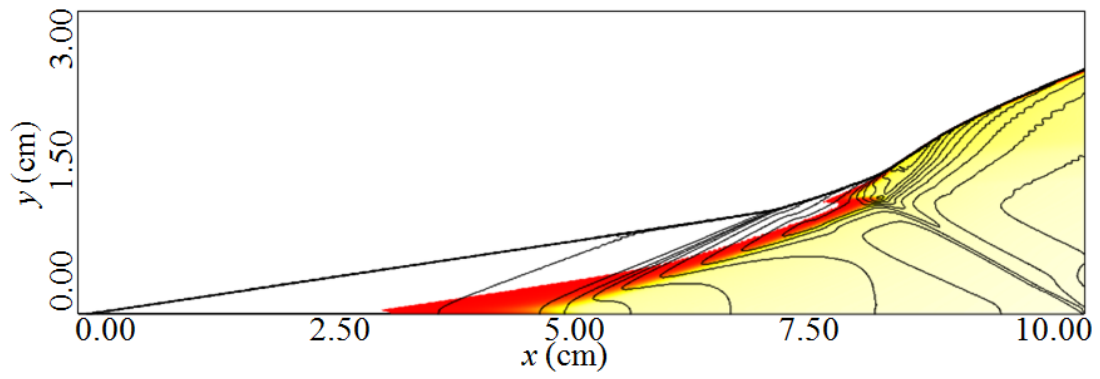
3.4.4 均一可変当量比条件との比較

続いて、局所当量比の影響についてさらなる考察を加えるための比較対象として、全体が均一で、かつ量論組成以外の可変当量比に変更した条件における計算を行った。ただしここでは主流条件は A と B のみを対象にした。それらの結果のうち、5 条件の波面構造を図 3-17 に示す。主流 A の当量比を均一に変更した計算結果が同図(a)-(d)にあたるが、弱い Center-rich 濃度勾配の計算結果(図 3-4)でみたように、過濃組成にすることで ODW への遷移が abrupt-transition に切り替わることがわかる。また、対応する Φ_0 が同じ値の結果を比較しても、 $\Phi_0=1.50, 2.00, 0.50$ (同図(a), (b), (d))に関しては先行火炎の位置がほぼ変わっていないことも見てとれる。これについては主流 B に対する $\Phi_0=1.50$ 均一可変当量比条件(同図(e))でも同様であることが確かめられるが、 $\Phi_0=3.00$ 均一条件の結果(図 3-17(d))を Φ_0 の値で対応する図 3-8(a)と比較した場合、先行火炎の先端位置に大きな違いが認められる(図 3-8(a)は 7.50 mm 付近、図 3-17(d)は 12.50 mm 付近)。これは明らかに V 字先端の存在のためだが、くさび表面での着火位置を比較しても、図 3-8(a)では概ね反射衝撃波の生成位置と同じ $x=8.00$ mm 付近であり、図 3-17(d)における着火位置 $x=12.50$ mm よりもはるかに上流である。これ V 字先端より下向きに放出される圧縮波によって、その下流側がより高温高圧になることで着火が促進されていくためである。ここでは計算結果として示していないが、主流 B- $\Phi_0=2.00$ の条件(図 3-10(a))でも同様であり、均一に $\Phi=2.00$ とした場合は本研究で用いた x 方向に最も長い計算領域($x=20.00$ cm)においても着火が確認されなかった。代わりに行った 1 次元解析と 0 次元の等積反応計算による予測火炎先端位置は $x=1.68$ m と濃度勾配のある場合(図 3-10(a))と大きく異なっており、マッハシステムの圧縮効果が多大な影響を与えていることがわかる。図 3-17(e)においても、 Φ_0 で対応する図 3-4(c)と比べた場合にやや火炎先端位置は後退しているが、主流 B の場合は温度・圧力に誘導距離が敏感ゆえ、濃度勾配があることで衝撃波背後の熱力学的状態が y 方向に均一でなく、圧縮波・膨張波が弱く存在していることで火炎位置の変化に寄与したのではないかと考えられる。

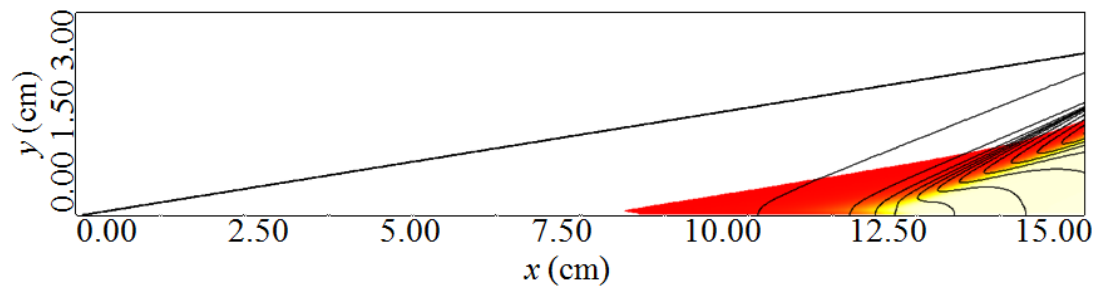
3. くさび平面上の斜めデトネーション



(a)主流 $A-\Phi_0=1.50$ 均一

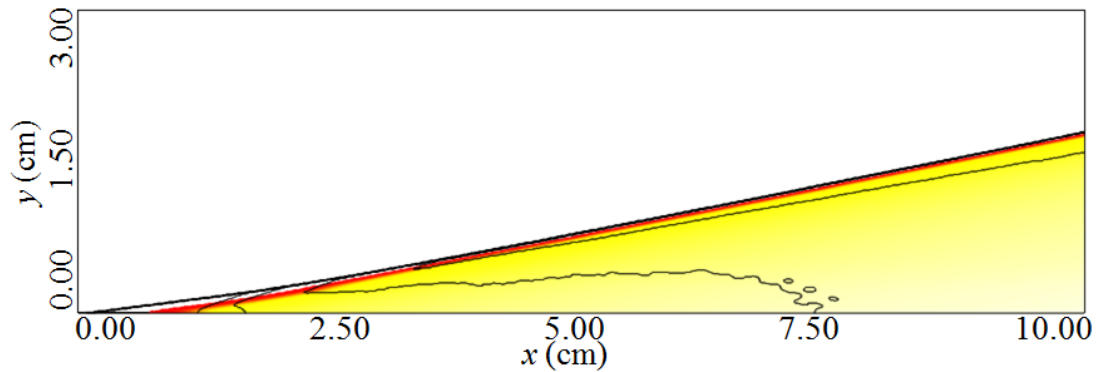


(b)主流 $A-\Phi_0=2.00$ 均一

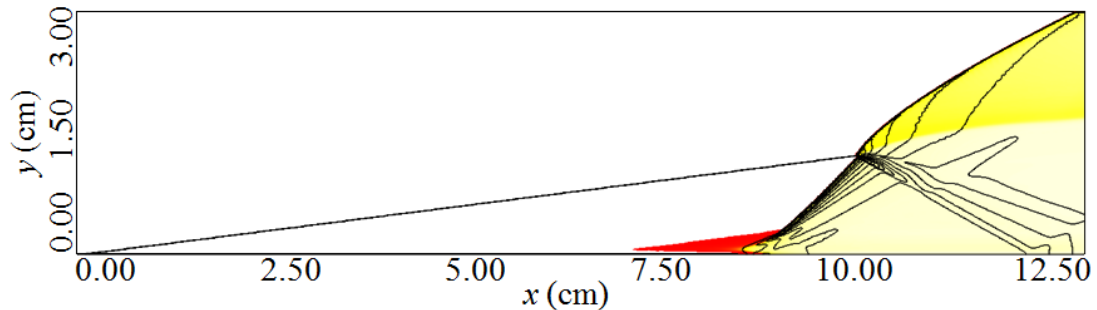


(c) 主流 $A-\Phi_0=3.00$ 均一

3. くさび平面上の斜めデトネーション



(d) 主流 A- $\Phi_0=0.50$ 均一



(e) 主流 B- $\Phi_0=1.50$ 均一

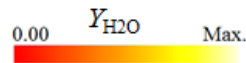


図 3-17 均一可変当量比条件における波面構造

3.4.5 先行火炎先端位置

波面構造の様子から、火炎先端位置について議論を行ってきたが、ここではその要約としてその x 方向位置を各条件に対し計算した。それを 1 つの図にまとめて示したのが図 3-18 である。ただし火炎先端位置は、水の質量分率の増加傾向が変曲点を迎える位置として定義した。ここでは主流条件によって色分けを行い、原則 $H_0=H_s$ の場合に Φ_0 を横軸として変化させていった場合の x 方向先端位置を縦軸として示している。また各マーカの形は、それぞれの条件において得られた先行火炎の形状を指しており、○が上向き火炎、△が V 字型先行火炎、□が V+Y 字型マッハシステムが得られた条件にあたる。そして V 字型が得られた条件に対応するマーカの下にはそれぞれ、V 字先端に流入する局所当量比として算出した値を併記している。また $\Phi_0=1.00$ のマーカは、量論組成の均一流条件に相当している。

まず各主流条件に対し共通していえることは、まず上向き火炎が得られる条件下では $\Phi_0 > 1.00$ で Center-rich 濃度勾配を強めていくほど急激に火炎先端は後退するということであ

る．また、 $\Phi_0 < 1.00$ で Center-lean 濃度勾配を強めると、Center-rich 濃度勾配の場合ほど急激ではないが、緩やかに火炎先端は前進するが、 $\Phi_0 = 0.50$ より強い勾配では大差がなく、 $\Phi_0 = 0.25$ において最も上流に位置するようになっている．

そして V 字構造が得られるほど Center-rich 濃度勾配が強まると、それ以上勾配を強めても先端位置はほとんど変化を起こさないこともわかる．これは波面構造について先述した通りの傾向である．これにあわせて V 字火炎の先端に流入する局所当量比の値の傾向を見てみると、各主流条件の中で変化が非常に少ない．このような、火炎の先端が常に同程度の反応性を持つ混合気成分によって起こされるために、結果として生じる火炎先端位置が一定であることが確認されているという見方ができる．

次に異なる主流条件間で比較すると、主流 D, A, B, E, C の順でより上流に火炎先端が発生していることがわかる．そして概ね下流で発生しやすい主流条件ほど、上向き火炎の領域での増加傾向が鋭いということも見てとれる．これは主流 B, E を比較した場合は例外で逆転しているが、主流 B はくさび角が主流 E より小さいことにより、濃度勾配に対する衝撃波後の反応性の高さの応答がより敏感であることの現れだと考えられる．

一方で、V 字型構造が出現する境界となる Φ_0 の値を主流条件間で比較すると、主流 D、次に A および E、最後に B および C という順番で V 字が現れにくくなっていることがわかる．B と C はくさび角が小さい 2 条件にあたり、濃度の差異によって反応誘導距離が非常に変わりやすい条件といえる．そのためくさび表面より離れた領域がくさび表面付近より反応性の高くなる条件が、濃度勾配の存在によって実現しやすくなることが考えられる．主流 D では圧力の高さのため、濃度勾配があっても異なる組成間で比較的一様に短い反応誘導距離が保ちやすいために V 字の出現も遅くなったことが推測できる．主流 A と主流 C はマッハ数のみが異なる条件で、V 字出現に対し類似の傾向となっているが、これはマッハ数が減少すれば衝撃波後の反応性が低くなりやすいものの、波面角が増しその効果がキャンセルされる傾向となることが影響していると考えられる．また衝撃波通過後の速度も低速であるため、反応誘導距離も短くなる効果をもつ影響もあるだろう．

3. くさび平面上の斜めデトネーション

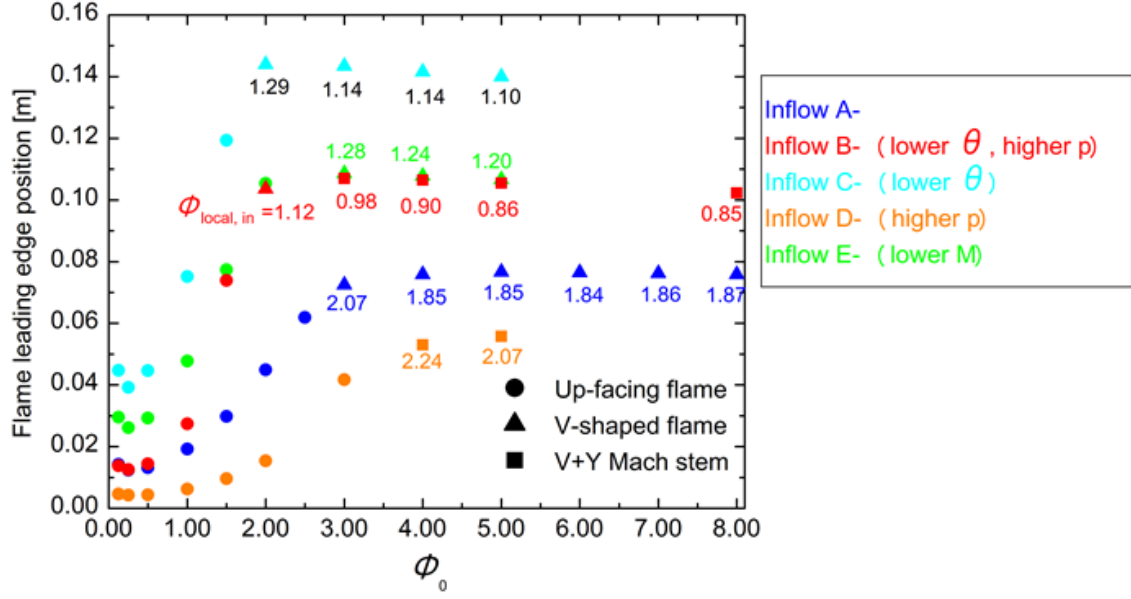


図 3-18 各計算条件における x 方向火炎先端位置

3.4.6 V 字火炎発生条件

以上で見てきたように、V 字型の火炎構造の出現とその形態は、主流や、濃度勾配の条件により左右されることがわかった。ここでは、その出現条件を整理するための無次元数の導入を、波面構造の単純な解析によって行うことにした。

そこでまずは、図 3-19 にその概略を示すように、衝撃波と火炎面の構造を可能な限り単純化する。水素濃度が y の関数として分布しているとすると、衝撃波角 β も y の関数と見なせ、くさび表面を水平面とすると図中に示すようにくさびに対し $\beta - \theta$ の角度を持った形状となる。また衝撃波通過後の流れは、前述の議論で正当化されている通りくさび表面に平行であるとし、 x 方向に同じく y の関数である反応誘導距離 l_{ind} だけ下流に火炎面が位置することになる。よって衝撃波、火炎の位置をそれぞれ $x_{\text{shock}}, x_{\text{flame}}$ とすると、

$$x_{\text{flame}} = x_{\text{shock}} + l_{\text{ind}} \quad (3-1)$$

となる。両辺を y で微分すると、

$$dx_{\text{flame}}/dy = dx_{\text{shock}}/dy + dl_{\text{ind}}/dy \quad (3-2)$$

を得る。ここで、衝撃波角と衝撃波位置の関係を考えると、

$$x_{\text{shock}} = \int_0^y \frac{1}{\tan(\beta - \theta)} dy \quad (3-3)$$

この両辺を微分すると、

$$dx_{\text{shock}}/dy = 1/\tan(\beta - \theta) \quad (3-4)$$

となるので、これを(3-2)に代入すると

$$dx_{\text{flame}}/dy = 1/\tan(\beta - \theta) + dl_{\text{ind}}/dy \quad (3-5)$$

である．この左辺の符号を上向き先行火炎，V字型先行火炎に対し考えると，前者，および後者の上面側では正となる．しかし，後者の下面側では負となるため，

$$dx_{\text{flame}}/dy = 1/\tan(\beta - \theta) + dl_{\text{ind}}/dy < 0 \quad (3-6)$$

が成立すれば，それはV字型先行火炎の下面側に位置することを示している．つまり(3-6)はV字型火炎が存在することの十分条件であり，またV字型構造が存在する場合は，くさび表面付近において $dx_{\text{flame}}/dy < 0$ となることが必要条件である．よってくさび表面に十分近い領域では，(3-6)はV字型構造が出現するための必要十分条件であるといえる．そこで(3-6)を変形すると，

$$g = -\tan(\beta - \theta)dl_{\text{ind}}/dy > 1 \quad (3-7)$$

となる．上式で現れる無次元数 g を誘導距離勾配因子とすれば，これが1より大きくなる点が存在すればV字型火炎構造が出現するはずであることが導かれる．つまり g の最大値を g_{max} として，

$$\begin{aligned} g_{\text{max}} &= (-\tan(\beta - \theta)dl_{\text{ind}}/dy)_{\text{max}} < 1 \rightarrow \text{上向き火炎が出現} \\ g_{\text{max}} &= (-\tan(\beta - \theta)dl_{\text{ind}}/dy)_{\text{max}} > 1 \rightarrow \text{V字型火炎が出現} \end{aligned} \quad (3-8)$$

と整理できることになる．

この誘導距離勾配因子 g を用いることで，上記で述べてきた計算結果での予測のとおりV字型構造の発生の成否が整理できるかということを，流れ状態を解析的に解いた上での0次元反応数値計算を組み合わせた方法により， g_{max} の値を計算することで解析する．

そこで予め入手可能な情報である流入境界条件(主流状態および濃度勾配形状)からのみ l_{ind} を y の関数として求めるため，1次元流れに対し成立するレイリー線・ユゴニオ曲線の式(1-7)および(1-8)により衝撃波通過後の状態を解析的に導く．そのうえでその衝撃波後状態を初期状態とし，等積仮定のもとで0次元の詳細反応速度計算を行い算出された着火遅れと，衝撃波後速度の表面平行成分との単純な積を反応誘導距離 l_{ind} とする．これにより，流れの数値計算なしに予め与えることになる濃度勾配の情報より， g_{max} を用いた予測が行える．

以上の解析方法によって算出された，各流入条件における g_{max} の値，および前述してきた実際のV字出現可否について，図3-20にまとめて示す．図示の方法は図3-18と基本的に同一であり，主流条件ごとに色分けしたマーカを用い Φ_0 との関係として g_{max} の計算値を表示している．図中には解析上のV字発生の境界 $g_{\text{max}}=1$ を明示したうえで，(3-8)の上分岐の成立する領域を薄い青で塗りつぶしている．そして各マーカの形状は，図3-18と全く同一でこれまでの2次元数値計算で得られてきた，先行火炎の形態を示している．△および□がV字型が発生する条件であるが，図3-18からわかる通り，1条件を除き全ての条件において $g_{\text{max}} > 1$ の領域に含まれており，○の上向き火炎が観察される条件は全て $g_{\text{max}} < 1$ に入っている．このことから，誘導距離勾配因子 g という無次元数を導入することにより，V字型発生条件は正当に整理できるということが示されたといえる．唯一実際にはV字型火炎が観察されたに関わらず $g_{\text{max}} < 1$ に含まれている条件(主流 A- $\Phi_0=3.00$)は，主流 A に対してはちょうどV字型火炎が現れる最小の Φ_0 の条件にあたり $g_{\text{max}}=0.81$ となった．解析上の境界から

3. くさび平面上の斜めデトネーション

は決して遠い値ではないが、このような差異が生まれたのは、衝撃波後の反応を単純な等積反応としている仮定に起因していると考えられる。すなわち、実際の衝撃波背後の領域は、濃度勾配の存在による圧力の不均衡が存在しており、現実には流線間の圧縮波、膨張波のやりとりが避けられない。V 字出現の境界条件となる上記の条件ではその仮定からのずれが大きく影響したものと推測される。

ただ、そのような差異があるにしてもやはり $g_{\max}=1$ に近く、以上の g による解析は依然正当性をもったものとして示されたことには変わりはないといえる。

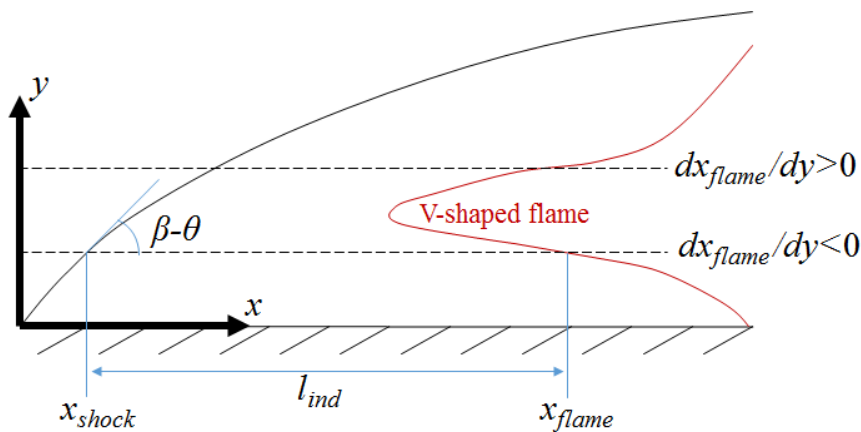


図 3-19 V 字発生条件の解析における波面構造簡略化

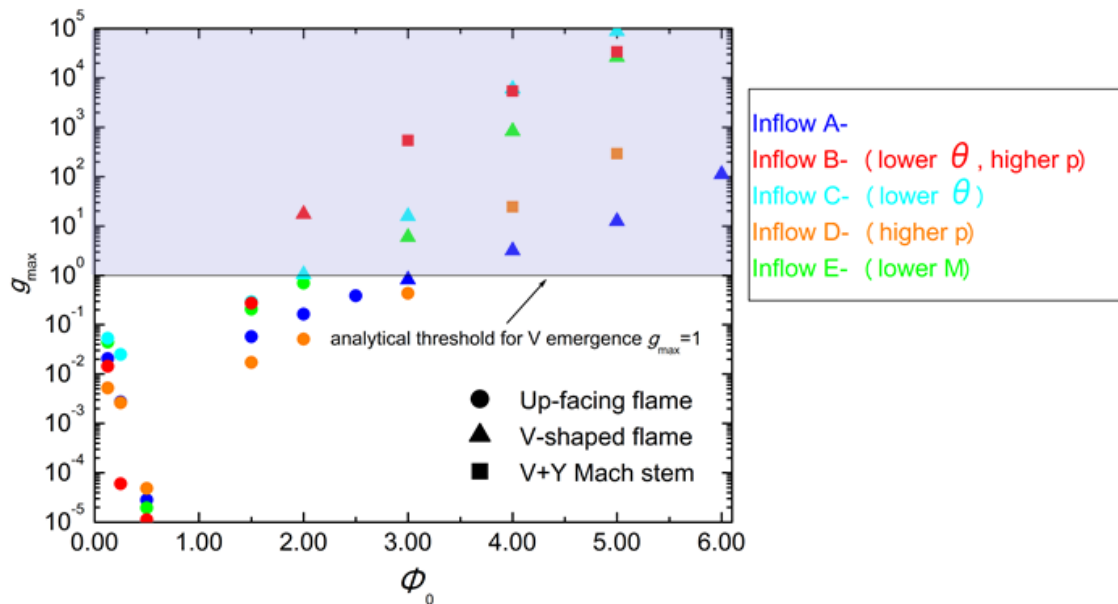


図 3-20 反応誘導距離勾配因子による各条件の解析結果

3. くさび平面上の斜めデトネーション

以上で導入した誘導距離勾配因子 g は、同様の考えに基づくと、 $g=1$ では $dx_{\text{flame}}/dy=0$ となり V 字火炎先端に対応するものと考えることができる。よって、各主流・濃度勾配に対し $g=1$ に対応する局所当量比 $\Phi_{g=1}$ を求めれば、図 3-18 において示した、先端火炎に流入する局所当量比を予測できることが推測できる。

そこで、V 字型構造が得られた各条件において $\Phi_{g=1}$ を求めた結果を、実際に 2 次元の数値計算により得られた値 Φ_{apex} を表 3-3 において比較として示す。ただし既述のとおり、A- $\Phi_o=3.00$ では $g_{\text{max}} < 1$ となり $\Phi_{g=1}$ が得られなかったためここでは示していない。全体の結果の傾向として、 $\Phi_{g=1}$ が実際の値を上回ってはいるものの、主流 A, C, E の条件では概ね良好な予測値が g の解析により得られた。特に Φ_o の値が大きく強い濃度勾配ほど近い値となる傾向が見られた。しかし主流 B, D の条件では定性的な傾向を捉えてはいるものの過濃側にずれた値になった。この 2 つの主流条件は高压の気流に相当し、衝撃波面下流の流れも図 3-10(a)でも見て取れるように平行流仮定からのずれが比較的大きく、予測結果の差異に結びついたものと考えられる。

以上により、 g の値に基づいた解析により、V 字発生条件の予測を適切に行うことができ、また、主流条件などにもよるが V 字先端における混合気組成も良好に行えることが導かれた。この g は無次元数であり、勾配幅 H_o を変えた場合にも同様に適用できることから、本解析はスケール効果の影響なく適用できる方法であるといえる。

表 3-3 g の値をもとにした先端火炎位置当量比の予測

条件	Φ_{apex}	$\Phi_{g=1}$
A- $\Phi_o=4.00$	1.85	2.04
A- $\Phi_o=5.00$	1.85	1.96
A- $\Phi_o=6.00$	1.84	1.91
B- $\Phi_o=2.00$	1.12	1.44
B- $\Phi_o=3.00$	0.98	1.31
B- $\Phi_o=4.00$	0.90	1.26
B- $\Phi_o=5.00$	0.86	1.22
C- $\Phi_o=2.00$	1.29	1.56
C- $\Phi_o=3.00$	1.14	1.21
C- $\Phi_o=4.00$	1.14	1.11
C- $\Phi_o=5.00$	1.10	1.05
D- $\Phi_o=4.00$	2.24	2.71
D- $\Phi_o=5.00$	2.07	2.57
E- $\Phi_o=3.00$	1.28	1.37
E- $\Phi_o=4.00$	1.24	1.22
E- $\Phi_o=5.00$	1.10	1.17

3.4.7 不均一性の影響因子

これまで濃度勾配が波面構造や燃焼特性におよぼす影響を見てきたが、ここで不均一濃度がどのような原理においてそれらの影響をおよぼすかについて考えてみる。前節でも述べたように、火炎面の位置は濃度分布に伴い生じる反応誘導距離によって考えることができることがわかった。また、衝撃波の構造は Center-lean 濃度勾配の火炎面について述べたように、音速の差異による流入マッハ数の分布が生じることから説明できる。本章の Inflow A-D の場合を例にとると、当量比 1 で $M=8.00$ だが、当量比 0.13-8.00 の分布で $M=9.17-3.21$ に変化する。この衝撃波構造の違いは衝撃波の強さ、つまりその背後の温度・圧力の高低に作用を及ぼすため結果として反応誘導距離も小さくなる。同時に衝撃波背後の局所的な流体要素が持つ組成は局所当量比によって決まり、流入マッハ数とは独立したパラメータということができる。この局所当量比の差異も、衝撃波背後の化学反応速度に変化を生じるはずである。つまり ODW 構造に変化をもたらす反応誘導距離分布は、さらにその原因として流入マッハ数 M 、および当量比 ϕ の 2 つの変化によってもたらされていることになる。化学反応という点においては、前者が熱的状态(温度・圧力)、後者が化学的状态(化学種濃度)を決定するパラメータということができる。Cambier らの研究[57]においては、流入マッハ数が ODW 構造の変化において支配的であると結論づけたが、本研究において調べたより広範囲の条件においてもそれが真であるかについて解析することは、濃度勾配中の ODW の議論において不均一性がおよぼす影響の機構についての整理に有用であり、また燃料・酸化剤・希釈ガスの選択や、その他主流の熱流体的状態への依存性へと議論を発展させる上でも重要である。

そこで本節では、これら 2 つのパラメータ M, ϕ の影響を別個に評価するため、以上で述べてきた数値計算の結果を一部利用しながら、0 次元の化学反応計算を主体とした火炎面の計算を 2 種類の計算手法によってそれぞれ計算を行うことにした。

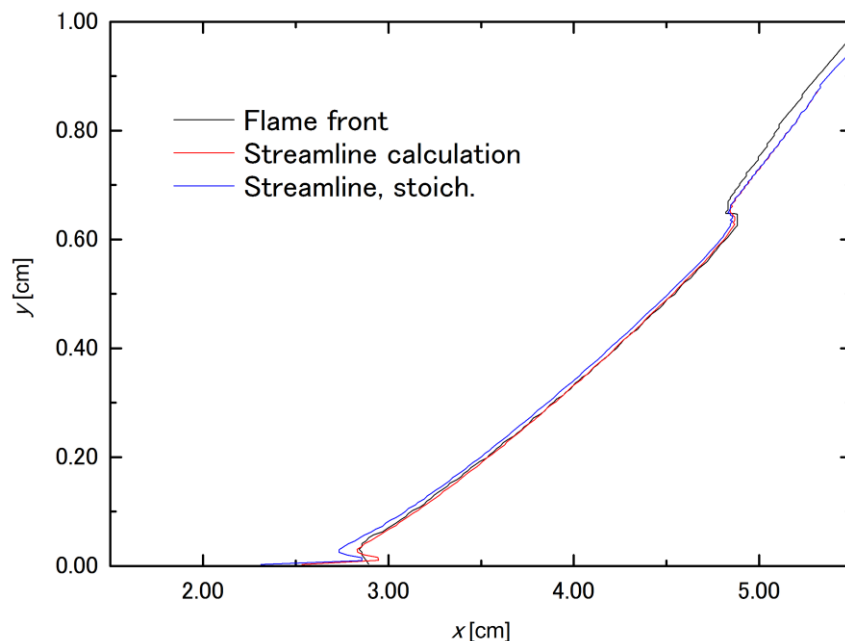
その手法として、まずは 2 次元数値計算において観察された衝撃波背後の温度・圧力を初期値として、0 次元の化学反応をこれまでの 2 次元計算と同様に Konnov のモデル[70]を用いて組成、温度の時間変化を解いていく。それと同時に 2 次元計算で得られた速度ベクトル分布に従って、衝撃波背後の流体の流線に沿った経路の時間変化を追跡しつつ、各時間においては圧力の値も現在地に相当する点よりもらう。そのようにして流線追跡と化学反応計算を時間に対し解き進めていき、発熱量が最大を迎えた時点での流体の現在地を着火点、すなわち火炎面とする。そのような計算過程において、化学組成の条件として 2 種類用いる。すなわち実際の衝撃波の位置に応じた局所当量比に相当する可変組成条件、および衝撃波の位置に関わらず全て当量比 1 とする均一組成条件である。このように衝撃波背後の熱的状态はそのまま用いた上で化学組成のみを可変・均一とすることで流入マッハ数 M の影響を切り離して当量比 ϕ のみによる化学反応速度の違いへの影響を調べることができる。

以上のような、流線追跡による火炎面の計算を可変組成・均一組成条件でそれぞれ行い、

3. くさび平面上の斜めデトネーション

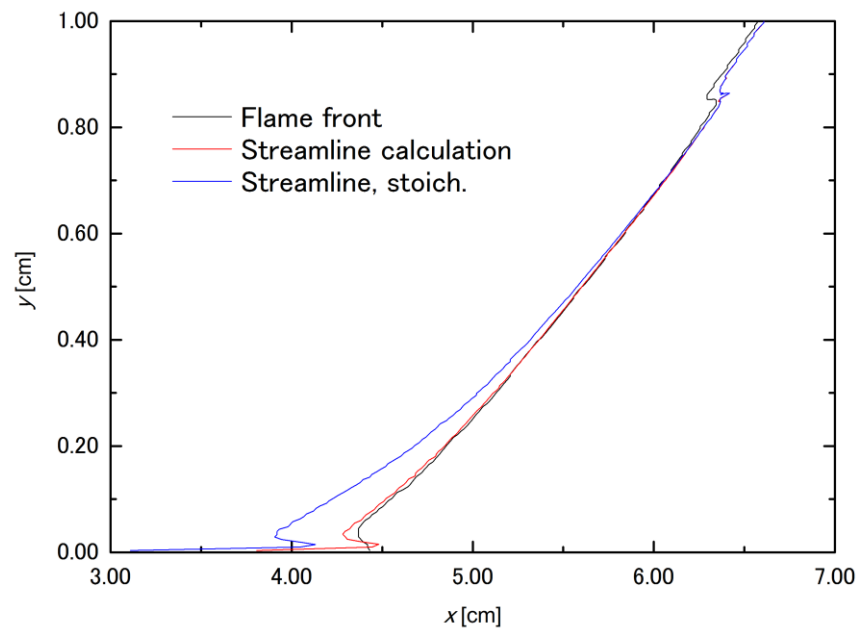
主流 A の各濃度勾配条件に対して得た火炎位置の計算結果を、図 3-21 に示す。ここでは Center-rich 濃度勾配条件として 4 つ(同図(a)-(d)), Center-lean 濃度勾配条件より 1 つ(同図(e)) 示している。各図中の黒線が 2 次元計算で実際に得られた火炎面で、Streamline calculation として赤線で示したものが上記の流線追跡反応計算によって可変組成条件において得られた計算値、そして Streamline, stoich.として青線で示しているのが均一組成条件にて同様の計算を行った結果である。

全ての条件において、可変組成条件での流線追跡反応計算は実際の火炎面より Center-rich では上流、Center-lean では下流側にややずれてはいるものの、良好な一致を見せていることがわかる。また均一組成条件における結果を比較すると、主流 A- $\Phi_o=1.50$ (図 3-21(a))では表面上でわずかにずれが認められるのみで殆ど差異は無視できるものの、 $\Phi_o=2.00$ (図 3-21(b))で有意な変化を見せ、V 字型先行火炎を生じる $\Phi_o=3.00, 4.00$ (図 3-21(c), (d))では顕著な差異を生じ V 字型がほとんど消失したような火炎面が予測されている。一方で Center-lean 濃度勾配では(図 3-21(e))では顕著な差異は見られなかった。このような傾向は主流条件を変更しても大きな違いはなく、主流 D の数条件に対して計算した結果が図 3-22 になるが、やはり $\Phi_o=3.00$ 以上において組成の影響が現れる結果が導かれている。

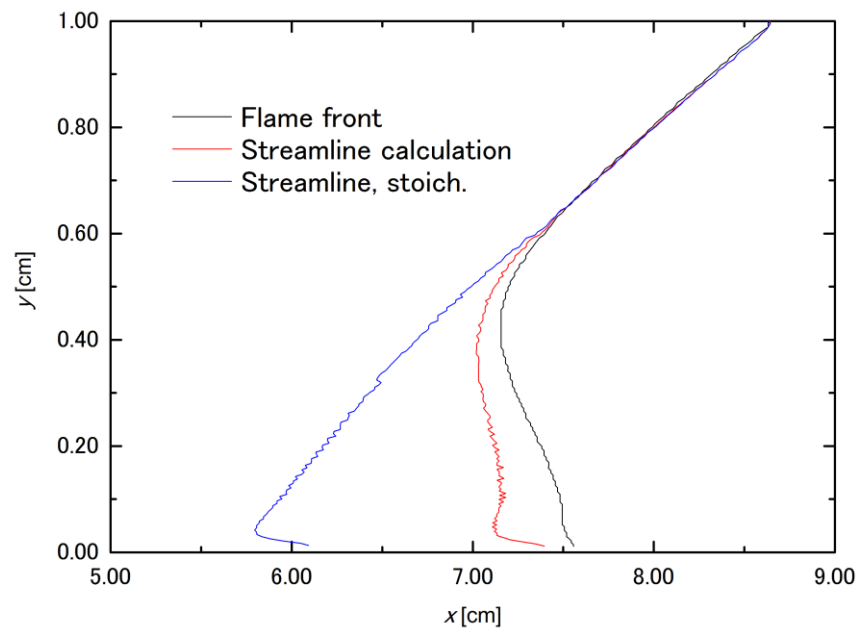


(a)主流 A, $\Phi_o=1.50$

3. くさび平面上の斜めデトネーション

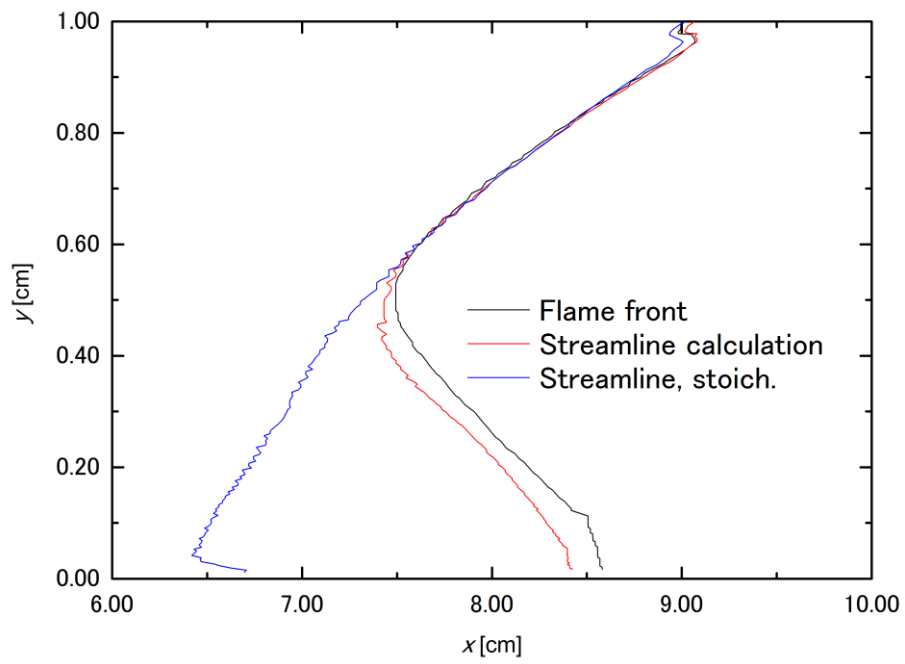


(b)主流 A, $\Phi_0=2.00$

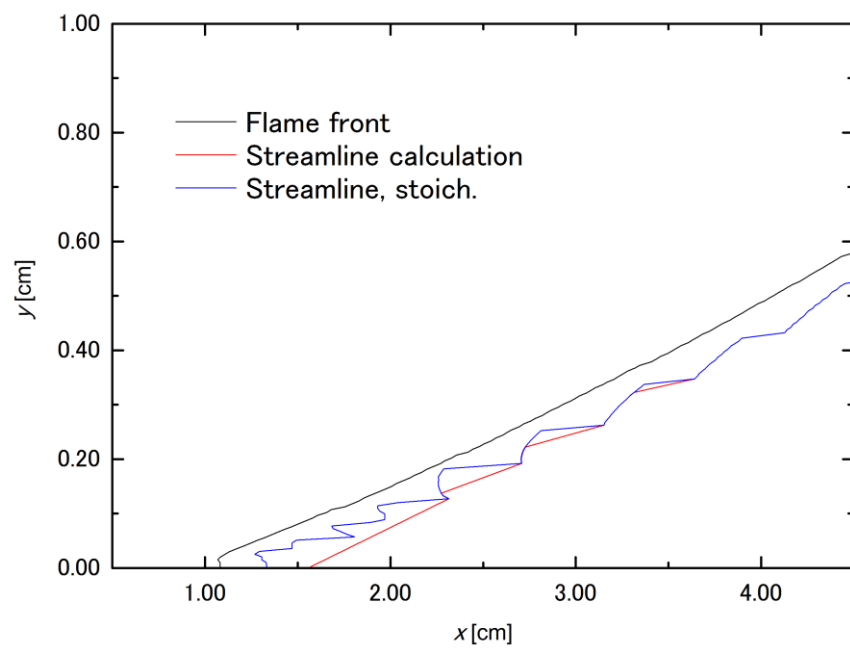


(c)主流 A, $\Phi_0=3.00$

3. くさび平面上の斜めデトネーション



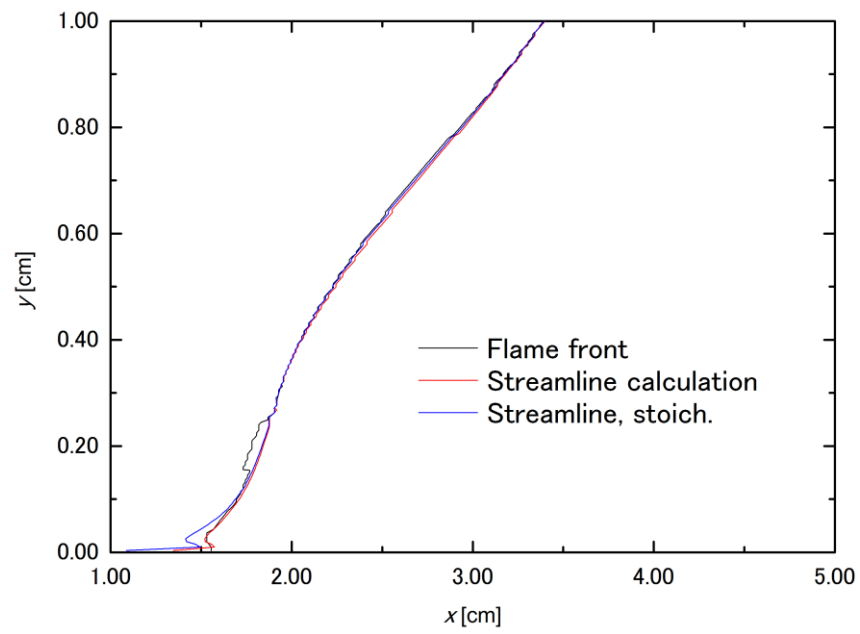
(d)主流 A, $\Phi_0=4.00$



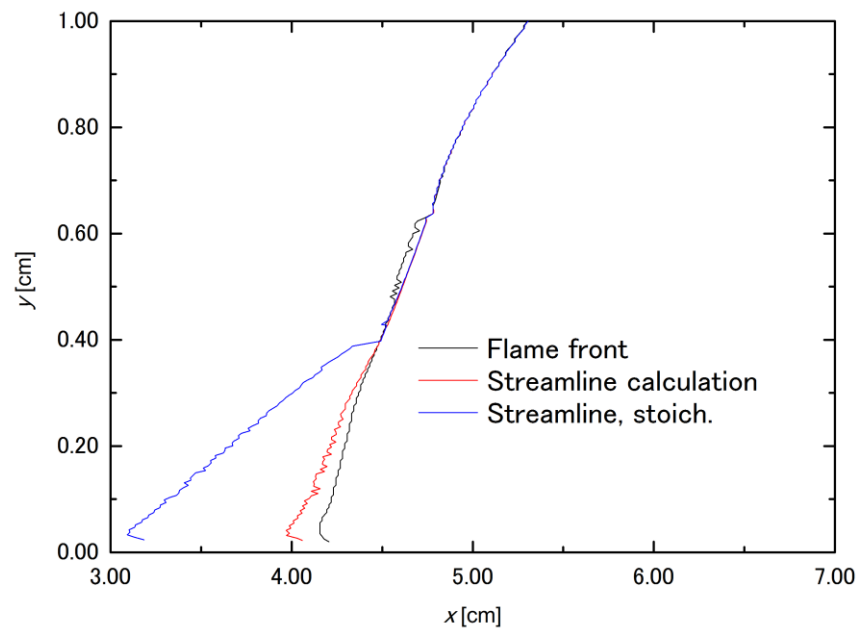
(e)主流 A, $\Phi_0=0.25$

図 3-21 先行火炎面の流線追跡計算, 主流 A

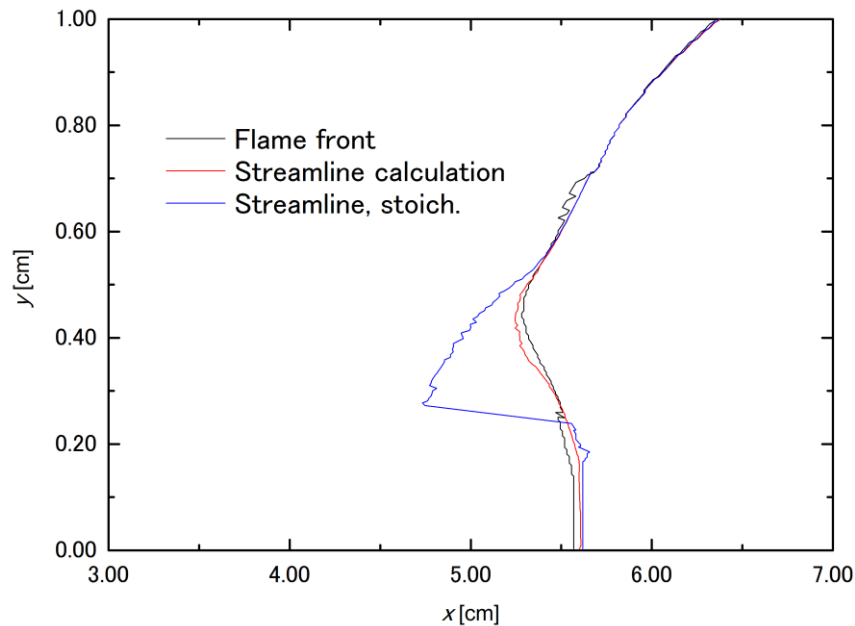
3. くさび平面上的斜めデトネーション



(a)主流 D , $\Phi_0=2.00$



(b)主流 D , $\Phi_0=3.00$

(c) 主流 D , $\Phi_0=4.00$ 図 3-22 先行火炎面の流線追跡計算，主流 D

このことは、単純な等積仮定において計算した反応誘導距離の当量比による変化を見ても同様にいうことができる。図 3-23 に、黒線として可変組成/均一組成条件での等積反応誘導距離の比を示しているが、当量比 0.50-2.00 の範囲では反応誘導距離の違いは有意ではないが、それより外側になり、過濃組成側では当量比 3.00 以上で反応誘導距離において組成の影響が有効になることが示される。

しかし同時に、流入マッハ数 M の影響を簡単に評価するため衝撃波背後の温度・圧力は当量比 1 の流入マッハ数に対応したもので同一とし、組成のみを可変とした場合を均一衝撃波強さ条件として計算される反応誘導距離を、当量比で衝撃波強さが変わる通常の可変衝撃波強さ条件のそれとの比を同図中に赤線として示しているが、これらの変化の方が全域においてはるかに大きい。よって当量比 Φ の影響は 3 以上の範囲において有意にはなるものの、全条件においてマッハ数 M の影響が卓越していることが導かれる。

よって流入マッハ数 M が支配的であるという点は Cambier らが導いた結論[57]と同一であるが、当量比 3 付近を境界として過濃側で組成が反応誘導距離におよぼす影響も重要となってくるというように総括できる。しかしこのような Φ , M それぞれの影響の大小は、水素-空気混合気を考えた本研究で成立する結論であり、 Φ は混合気成分(燃料・酸化剤、希釈ガス)を変えた場合でも変化しうるが、 M については例えばエチレン-空気混合気などに変更した場合はエチレン濃度が変化しても分子量が空気とほぼ同一であるためほぼ変化

3. くさび平面上の斜めデトネーション

が起きえず(それでも混合気の比熱比の変化が衝撃波強さに影響しうるが), Φ の変化による化学反応速度への影響のみが支配的になることが予測される. その影響の強さは燃料の選択に強く依存するはずだが, すくなくとも本研究で確かめられた M の影響よりは弱いことが推測されるため, エチレン-空気混合気の場合は濃度勾配に対しデトネーション構造が鈍感になることが予測できる. この点については将来の研究において取り組んでいきたい.

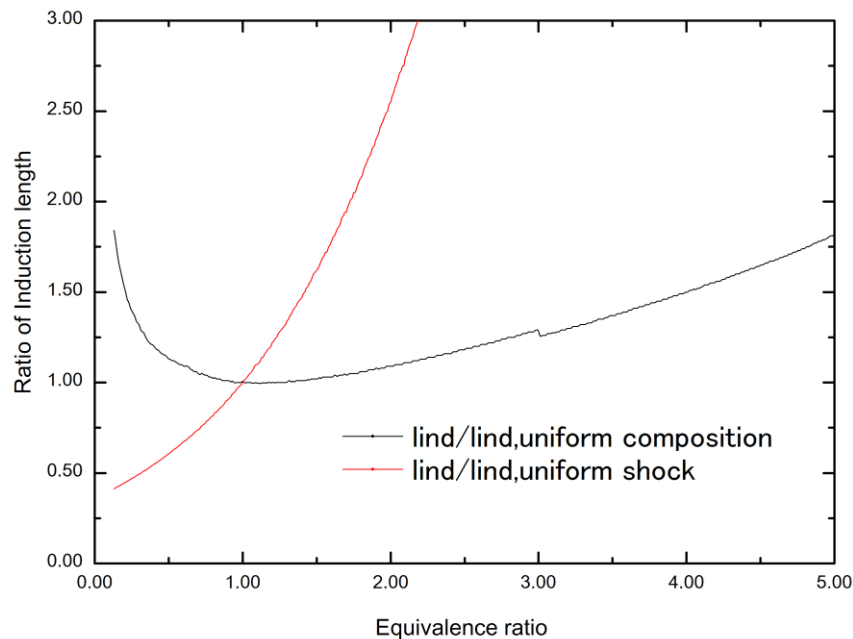


図 3-23 等積仮定の反応誘導距離への当量比の影響

3.4.8 結果と考察のまとめ

本章では, 弱いオーバードリブンの解に属するくさび平面上の斜めデトネーションを対象として数値計算を行い, 濃度勾配を与えた場合の波面構造, 燃焼特性, 特殊な波面現象, および不均一性の影響因子について解析し, 議論を行った.

その結果, 下記の知見が得られた.

まず, 濃度勾配中では, 斜めデトネーションは先行研究でも報告されたような曲率を有した波面形状を有するようになった. Center-rich 濃度勾配を与えた場合は先行火炎位置は後退し abrupt-transition 形態へと遷移し, 逆に Center-lean 濃度勾配を与えた場合は先行火炎位置は前進し smooth-transition 形態へと遷移する傾向が見られた. これは速度固定のまま組成が変化することによる, 流入マッハ数変化がおよぼす衝撃波強さの変化から説明できる.

強い濃度勾配においては上向き先行火炎が V 字型先行火炎, 高い圧力条件では V+Y 字型

3. くさび平面上の斜めデトネーション

マッハシステムに変化し、それに伴い反射衝撃波、および第2の三重点が発生するという特殊な波面構造が得られた。そのV字型火炎の位置は濃度勾配の強さへの依存性が弱く、ほぼ一定を保ちその先端へ流入する局所当量比も変化が小さかった。このようなV字型構造はまた非定常成長過程においては火炎先端発生後も流れ方向で位置が活発に変化した。また勾配幅 Ho の影響は基本的には小さく、ごく少数の条件でV字型構造の発生可否に影響がある程度におさまった。

燃焼特性として出口境界上での既燃ガス状態、および燃料消費率・エネルギー変換率の計算も行った。その結果全条件において、燃焼は各局所当量比に対応する流線上で個別に行われ、既燃ガス組成もそれぞれの平衡組成に対応するような分布となった。拡散燃焼的に流線間での混合の様子は有意に見られず、燃料消費率・エネルギー変換率も濃度勾配が強まるほど低下していく傾向が観察された。

V字型構造の発生条件については単純化過程に基づく解析も行い、その結果、反応誘導距離勾配因子 $g = -\tan(\beta - \theta)dl_{ind}/dy$ の導入によってほぼすべての条件でV字型構造発生の可否を整理できることがわかった。

最後に不均一性の影響因子として、流入マッハ数 M と着火遅れに効果を及ぼす当量比 ϕ の効果の大小に関する考察を行った。その結果、全濃度勾配条件において流入マッハ数がその構造決定に主要な決定因子となることがわかったが、概ね $\phi_0=3$ 以上の Center-rich 濃度勾配条件において ϕ の影響も有意になり、V字型発生可否にも十分な効果を有することがわかった。

エンジンへの実用という観点から本章で得られた結果を考えると、局所波面の構造および燃焼特性が局所当量比に相当する1次元的な流れから説明できることはエンジン性能の解析において簡便な手法が可能であることを示唆しており、また濃度勾配により燃焼効率が有意に低下することも考慮しなければならないことが実証されたといえる。エンジン内の保炎に関しては、Center-lean 濃度勾配で火炎位置が前進したことから、保炎物体上で希薄組成とすれば必ずしも不利にならないことが示された。またV字型火炎が発生し、その発生位置が濃度勾配の強さによらないことは、エンジン内の保炎において、不均一混合がそれ以上不利にならない濃度勾配の強さが存在することを示しており、その指標はさらに g を用いた解析により予測が可能であるという見方ができる。また上記波面構造・燃焼特性において主にマッハ数が支配的になることは燃料の選択によりその傾向が変化することを示唆しており、例えばエチレンの場合では分子量がほぼ空気と変わらないことから濃度勾配により起こる火炎後退など不利な変化を抑えられうることを示している。しかし強い濃度勾配では組成による反応誘導距離の影響も大きくなることにやはり注意しなければならない。

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

4.1 問題設定

本章では、強いオーバードリブンの解に相当する斜めデトネーションの数値計算のため、図 4-1 に示したように、半径 7.50mm の球状物体の正面から側面直線部にかけて曲線座標系の計算領域を配置した。半径方向に ξ 軸，球面に沿う方向に η 軸を定義し、グリッド数は 750×800 とし、 η 方向は球面部分に 500 を割り当てた。

左側の面 $\xi=1$ が入口境界にあたり、流入値で固定した。 $\eta=1$ は物体中心軸であり、対称境界を使用した。物体表面 $\xi=750$ は前章と同様にすべり壁面を採用した。境界層を無視することによる影響がないことは別途計算によって前もって確認している。 $\eta=800$ は出口境界であり、前章と同様に 1 つ手前の点をそのまま境界値とする、0 次外挿によって境界を設定した。

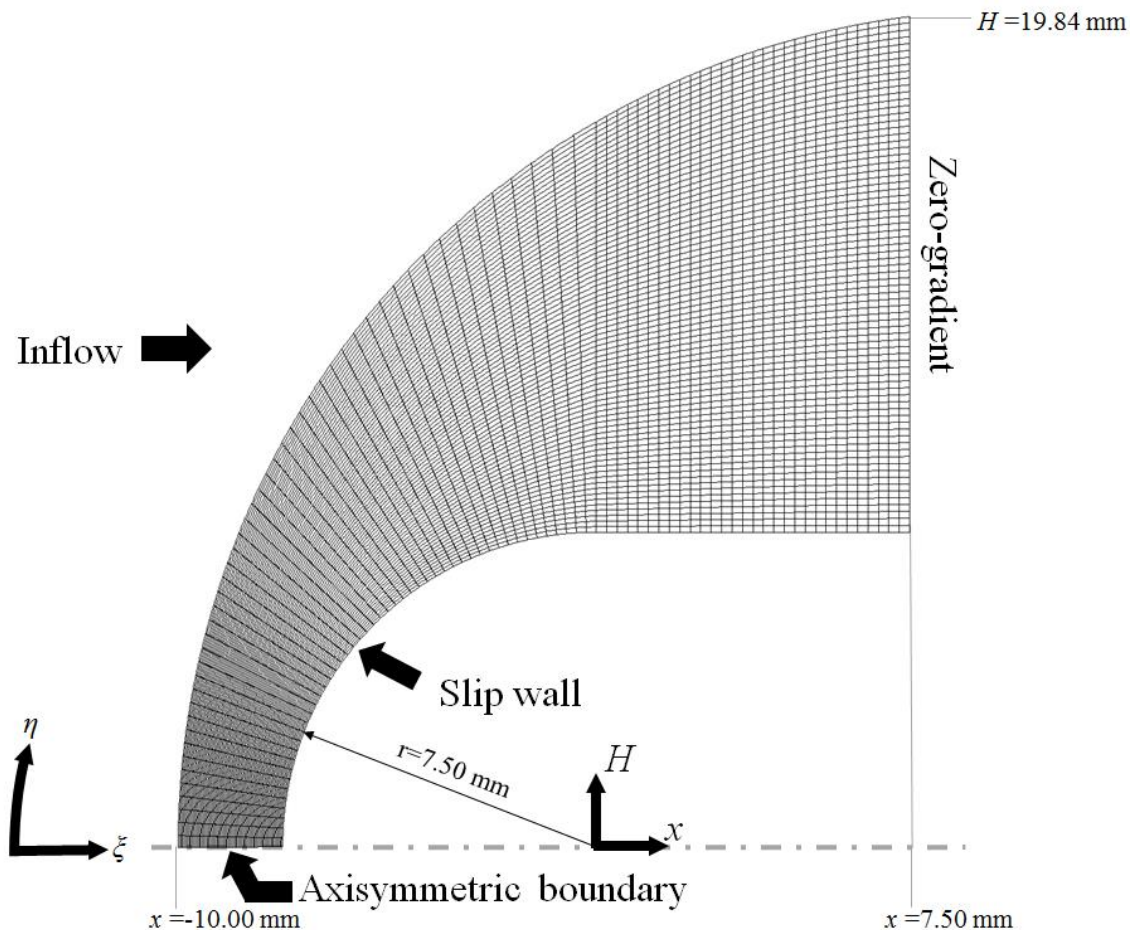


図 4-1 計算グリッド

4.2 計算条件

本章で用いた計算スキームを表 4-1 に要約する．本章では支配方程式として軸対称形のものをを用いた．対流項は AUSM⁺-up で解いた．これは，本章では強い衝撃波が鈍頭物体正面で形成され，それにより引き起こされるカーバンクル現象と呼ばれる衝撃波異常[75, 76]を回避するための方策であるが，Harten-Yee の対象風上型 TVD を用いることとの差異はそれにおいて他になく，波面構造や現象の発生可否には一切影響がないことが別途計算によって確認されている．また本章では定常現象と非定常現象の両方が確認されており，それに応じて時間積分法も，完全陰解法(LU-SGS+対角化点陰解法)，2 次精度ルンゲ・クッタ法と使い分けを行った．

濃度勾配の導入にあたり，最大(最小)当量比 Φ_0 は Center-rich 条件では 1.50-12.00 の範囲，Center-lean 条件では 0.13-0.50 の範囲より選択した．総当量比 1 とする範囲 $0 < H < H_0$ の外側境界 $H=H_0$ は，後述する均一流条件(主流 a)の衝撃波面が出口境界に交わる位置 $H=H_s$ で定義し一部例外を除くすべての条件で固定した．

また，主流条件とする均一流条件は，表 4-2 に示す a, b の 2 つを採用した．これらは Lehr の実験[36]で採用されていたものと同一であり，本研究では検証計算の対象としても用いた．

表 4-1 計算スキーム

	採用スキーム
支配方程式	軸対称 2 次元層流ナビエ・ストークス方程式
対流項	AUSM ⁺ -up
粘性項	2 次精度中心差分
生成項	水素-空気詳細反応機構(9 化学種 27 素反応)
時間積分	LU-SGS + 対角化点陰解法/ 2 次精度 R.K.法

表 4-2 主流条件

主流	M	p [kPa]	T [K]	Φ
A	6.46	43.38	292	1.00
B	5.03	43.38	292	1.00

4.3 検証計算

前章と同様に，ここでは先行研究より均一混合気に対する結果と比較した上で，濃度勾配がある場合の数値解のグリッド依存性を検証し，上述の数値計算方法が本章での議論に適切であることを示す．

4.3.1 均一流条件

ここでは表 4-2 の主流 a, b を調べた Lehr の実験結果と、本研究の数値計算結果を比較する．計算結果を図 4-2 に示す．ただしここでの計算領域範囲は球面部分までのみに限られ、また使用グリッド数も 300×200 となっており、不均一条件の計算に用いたグリッドよりも数が少ない．分布図の表示方法は前章と同様で、衝撃波・圧縮波構造を示す黒の等高線とカラーマップの水質量分率分布の重ね合わせとして示している．同図(a)には総当量比 1 となる範囲 $0 < H < H_0$ の外側境界 $H_0 = H_s$ を示す破線も示している．

同図(a)では、球体前面において衝撃波と火炎が近接して ODW 波面を形成しており、一方同図(b)では衝撃波面より離れた火炎が非定常的に振動しており、下流まで続く火炎面が一樣な波状構造になっていることがわかる．これらは時間とともに下流に流れている．このような非定常振動は振動燃焼とよばれ、[36]においてもこれら 2 つの条件で見られた現象とよく一致している．さらに定量的な観点からも、図(a)の衝撃波、火炎面位置、そして図(b)の振動燃焼の振動数は実験に非常によく一致している．すなわち、図(a)の条件にあたる実験[36]では衝撃波離脱距離が 1.50 mm、出口($x=0.00$ mm)での衝撃波、火炎面高さがそれぞれ 14.25 mm および 13.30 mm だったのに対し、図(a)に示した結果では離脱距離 1.50 mm、出口の波面高さはそれぞれ 14.20 mm、13.10 mm とかなり精度よく再現されている．図(b)の非定常現象の振動数に関しては、実験値の 1.04 MHz に対し 1.00 MHz が計算結果となっており、こちらも誤差が非常に小さい結果になっている．

これら均一流条件におけるレイノルズ数は 7.0×10^5 であり、境界層が十分に乱流になる条件だが、本章で扱う ODW, SIC のように衝撃波および火炎が表面から離脱する場合はその影響が微小になることで、上述のように実験ともよく一致する結果になったものといえる．後述の議論で観察されたような火炎が大きく後退し球面に接近する場合でも、本研究で行った予備計算の限りでは壁面条件に波面構造がほぼ左右されないことも実証できており、不均一流条件の計算においても境界層が議論の内容に影響をおよぼす可能性は低いといえる．

以上から、これら均一流条件にあるような極超音速気流に対するデトネーション現象の解像に本研究の計算方法が適切であることが示されたといえる．

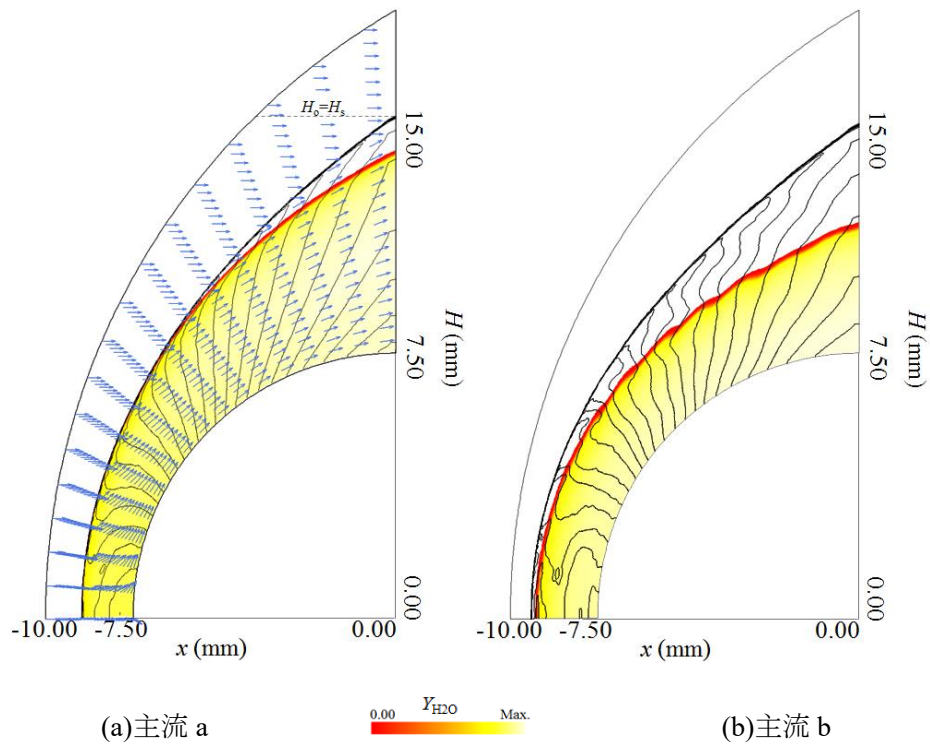


図 4-2 量論均一流条件での圧力・水質量分率分布

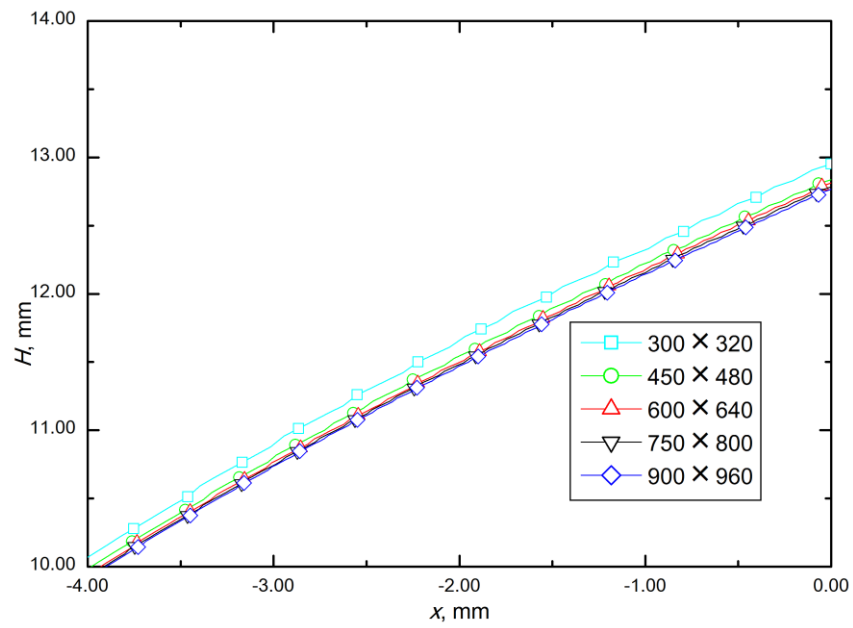
4.3.2 グリッド依存性

続いて異なる解像度のグリッドを用いて同じ条件を計算し、波面構造の議論におよぼすグリッド依存性の問題について調べた。まず用いた条件は主流 $a-\Phi_0=5.00$ であり、後述するように、中心軸外に最小誘導距離が存在するという、特殊な構造を有しかつ比較的強い濃度勾配の条件となり高い解像度を要すると考えられるため選択した。用いたグリッド数は本研究で用いたもの(750×1000)を含み、300×400, 450×600, 600×800, 750×1000, 900×1200 の5種類である。

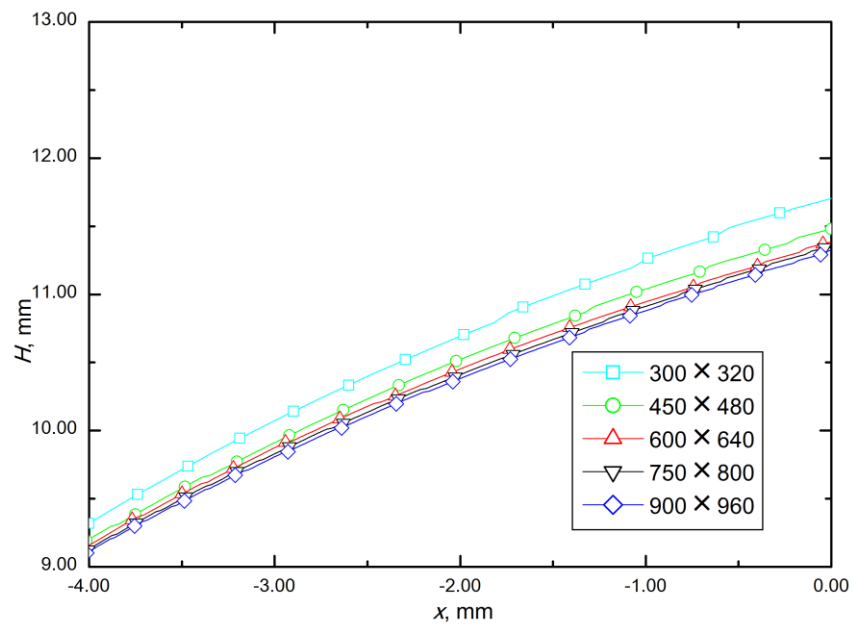
その計算結果として、図 4-3 に肩部付近($x \sim 0$)に限って衝撃波、火炎の位置の各グリッドに対する変化を示す。同図(a)が衝撃波、(b)が火炎位置である。両図からわかるとおり、300×400においては強いグリッド依存性が現れるが、それ以上の解像度ではほとんど結果に差がない。特に、現行の解像度 750×1000 では解像度の違いでの波面位置の変化は殆ど無視でき、現行の解像度が議論に十分だといえることができる。

また、併せて非定常な振動燃焼が確認された条件、主流 $a-\Phi_0=3.50$ の振動特性についてもグリッド依存性を調べた。この条件での振動燃焼は非規則性が強く全体の現象の振動数の特定は困難だったが、各解像度で振動中心、1 振動ごとの微小視点的な振動数、そして最大の振幅については一定だったためこれらを比べた。結果を表 4-1 に示す。450×600 以上の解像度において、結果にほとんど違いがなく、現行の解像度 750×1000 においては明らかに依存性が問題とならないことがわかる。

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



(a)The shock front



(b)The flame front

図 4-3 主流 $a-\Phi_0=5.00$ での波面位置依存性

表 4-1 振動燃焼挙動のグリッド依存性

グリッド数	振動中心[mm]	振動数[MHz]	最大振幅[μm]
300×400	1.57	0.81	23.96
450×600	1.55	1.01	20.90
600×800	1.54	1.02	19.60
750×1000	1.54	0.99	19.10
900×1200	1.54	1.01	19.30

4.4 不均一流 ODW

以上、正当性が証明された数値計算方法を用い、2章で述べた濃度勾配を導入することで計算を行った。本節では以降、その結果得られた波面構造について特徴的な点についてまず述べていき、それから詳細に解析を行っていく。

4.4.1 波面構造

まずは **Center-lean** 濃度勾配を導入した場合、およびごく弱い **Center-rich** 濃度勾配を導入した場合に得られた波面構造について、図 4-4 にまとめて示す。図 4-2 に示した圧力等高線、水質量分率のカラーマップに加え、入射衝撃波上流にはある局所当量比をもつ流線をいくつか図示している。グレーの流線は局所当量比 1、青の流線は過濃組成、薄い緑の流線は希薄組成の局所当量比に相当する。また、同図(b)に限っては、速度ベクトル方向の分布図を青の矢印で重ねて示している。同図に示した計算結果においては、中心軸およびその付近において強く安定してカップリングした衝撃波面と火炎面が捉えられ ODW が維持された。特筆すべきは、**Center-lean** 濃度勾配の導入によって、むしろ反応誘導距離が縮まり、中心軸付近の波面の相互作用が強められているということである。これは 4 章においても述べたように、希薄側の組成において音速が減少し流入マッハ数が増加することで衝撃波が中心軸付近において強まり、希薄組成の反応性の低さをキャンセルするほど高温高压に流れを圧縮するためである。この流入マッハ数の増加は中心軸上の衝撃波離脱距離にも現れており、概ね ϕ_0 が小さいほど離脱距離が減少していく様子が同図(a)-(c), (d)-(f)の比較から確認できる。

そして主流 **b** に **Center-lean** 濃度勾配を導入した場合には、均一流条件で生じていた振動燃焼が抑制され、定常的な ODW 波面を中心軸付近にて形成していることが確認できる(同図(d)-(f))。このことは、過去の Lehr による報告[36]では振動燃焼がなくなるというより、数値的、実験的に解像できないほど高周波かつ微小振幅になったためともされているが、本研究では便宜上、衝撃波面と火炎面が近接にカップリングし定常的な波面を持った場合を、振動燃焼との区別のため ODW と称することにする。主流 **b** の結果(同図(d)-(f))を比較するに、**Center-lean** 濃度勾配を強めるほど衝撃波面と火炎面がカップリングしている領域もわずかずつではあるが増大していることも確認でき、本研究の調べる範囲内では **Center-lean**

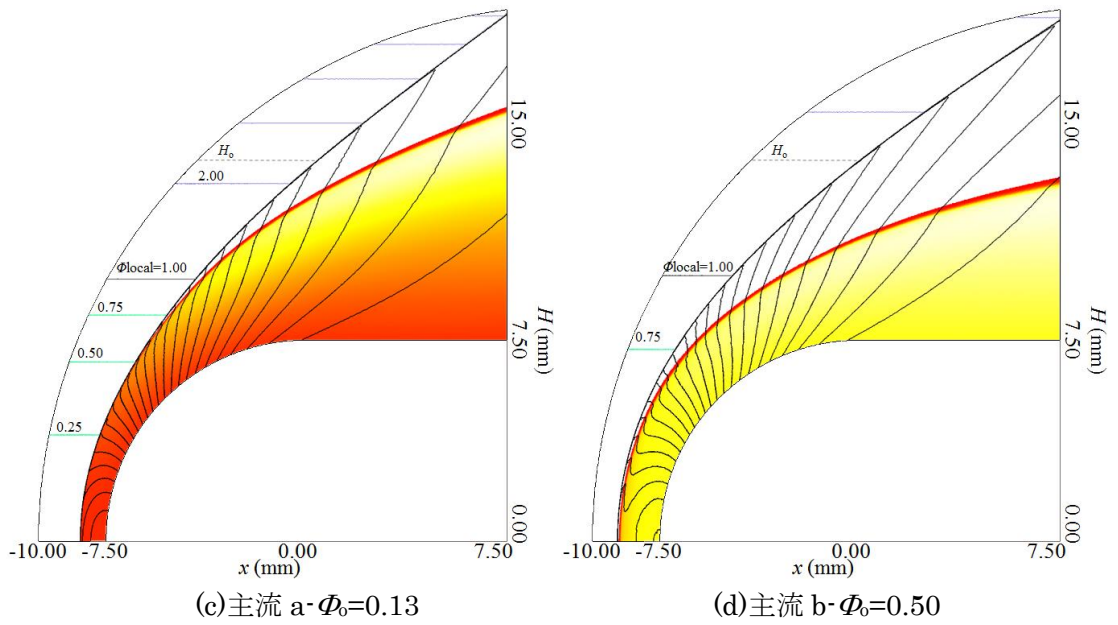
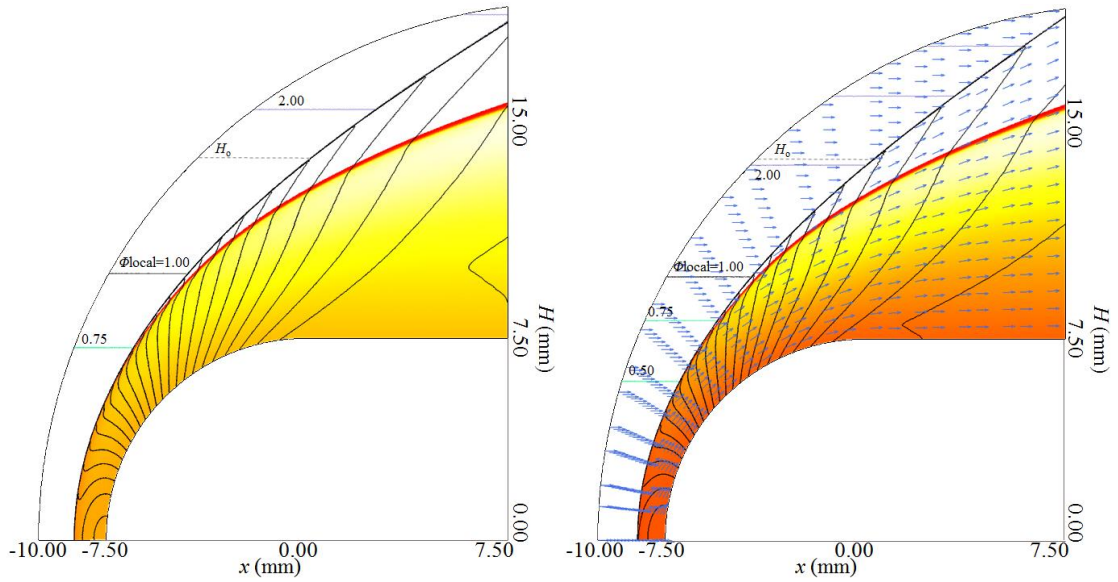
濃度勾配がむしろ ODW, SIC を強める方向に作用していることがわかった。

また、外側の領域に着目してみると、局所的に rich である部分では波面角が過濃側に寄るほど増加していることがわかり、これも 4 章や先述の希薄組成の場合と同様、音速の変化によるマッハ数の変化に関連づけられる。同図(f)ではこのような効果により入射衝撃波が出口付近で一部流入境界に差し掛かるようになってしまっているが、衝撃波背後も超音速が維持されており、その数値的な影響が微小な領域にとどまることから、それより上流の波面構造の議論に影響がないとして許容した。

そして、弱い Center-rich 濃度勾配($\Phi_0=1.50$)を主流 a に導入した同図(g)においては、Center-lean 濃度勾配とは全く逆に衝撃波離脱距離、および中心軸上の反応誘導距離は増加し、外側の領域では衝撃波角は浅くなっていった。そのためこの条件では均一流条件と比較して、マッハ数変化に起因して衝撃波面全体が変形するにとどまっており、[57, 58]において報告されている通りの変化が生じているといえる。

濃度勾配に応じた流れ場の変化について、図 4-4(b)のベクトル方向分布を均一流条件に対するもの(図 4-2(a))と比較する限り、中心軸付近から物体側面に向かう膨張流れという構造において目立った変化は見られず、不均一性による影響は弱かった。そこでもう少し詳細に調べるため、次に衝撃波背後の熱流体的状態の分布について、 y 方向位置に対する温度、圧力、および偏向角の分布図として図 4-5、図 4-6 に示す。図 4-5 は弱い Center-rich 濃度勾配条件の代表例として主流 a・ $\Phi_0=1.50$ 、図 4-6 は Center-lean 条件の例として主流 a・ $\Phi_0=0.50$ を対象としている。また各図中には、2 次元数値計算により得られた先行衝撃波角度と対応する局所当量比を用い、レイリー線・ユゴニオ曲線の式(1-7), (1-8)から求めた値を赤線として併せて示している。これら 2 つの値が全ての図で良く一致していることから、不均一流条件における強い衝撃波の背後においても、各部の局所的な衝撃波特性は局所当量比を用いた 1 次元流れと見なすことができることがわかる。また、図 4-5、図 4-6 の偏向角を比較すると、その分布は殆ど一致していることがわかり、図 4-4(b)について既に示唆した通り、流れ場の構造に対する濃度勾配の影響はほとんど見られなかった。それに対し温度、圧力の分布は中心軸上を最大として減衰していくという定性的傾向は変わらないものの、Center-lean 濃度勾配条件の場合のほうが高温・高圧であり、既述のマッハ数の影響が反映された結果であるといえる。またここでは図 4-6 で与えられた濃度勾配のほうが急峻であるため、その変化も同様に急激である。

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

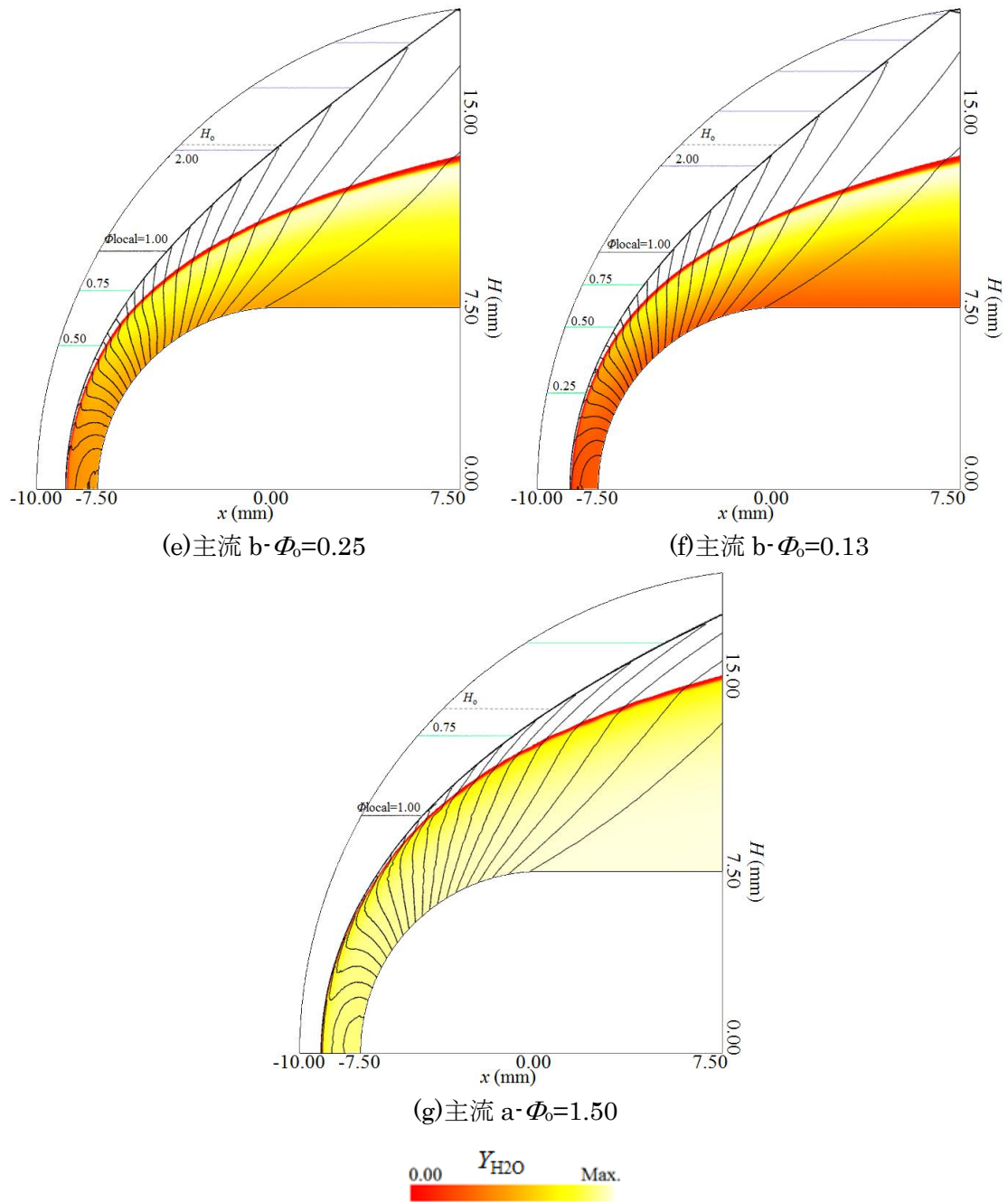
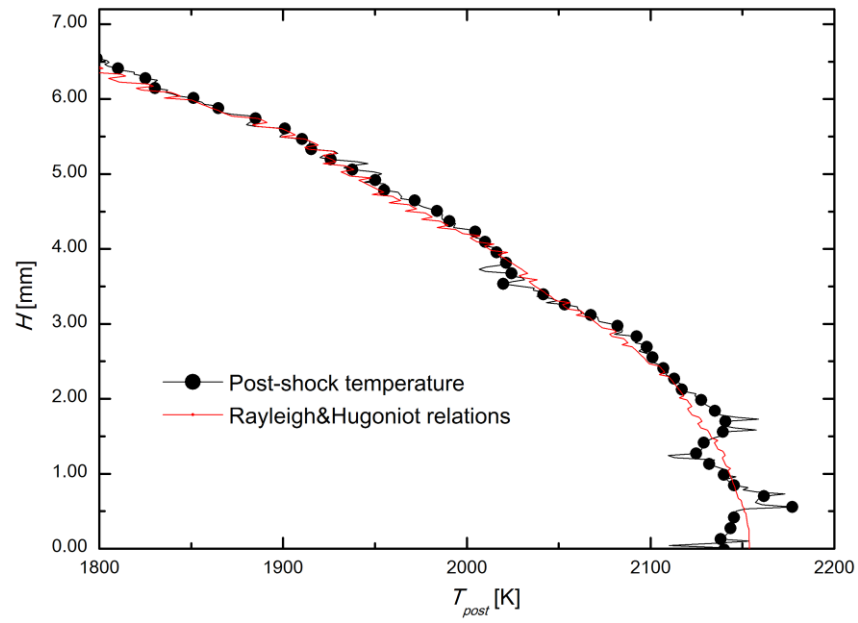
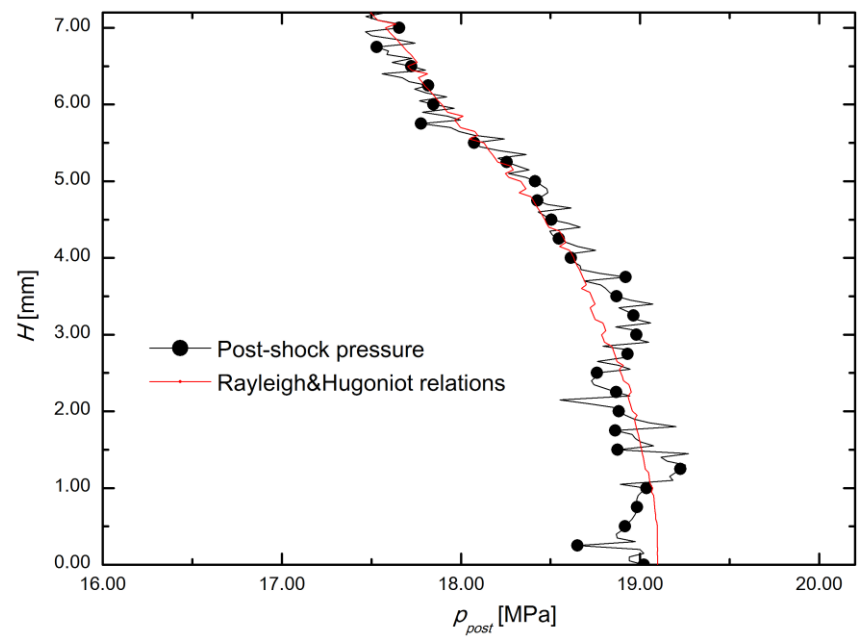


図 4-4 不均一流条件，中心軸にて安定したカップリング波面を形成する波面構造

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

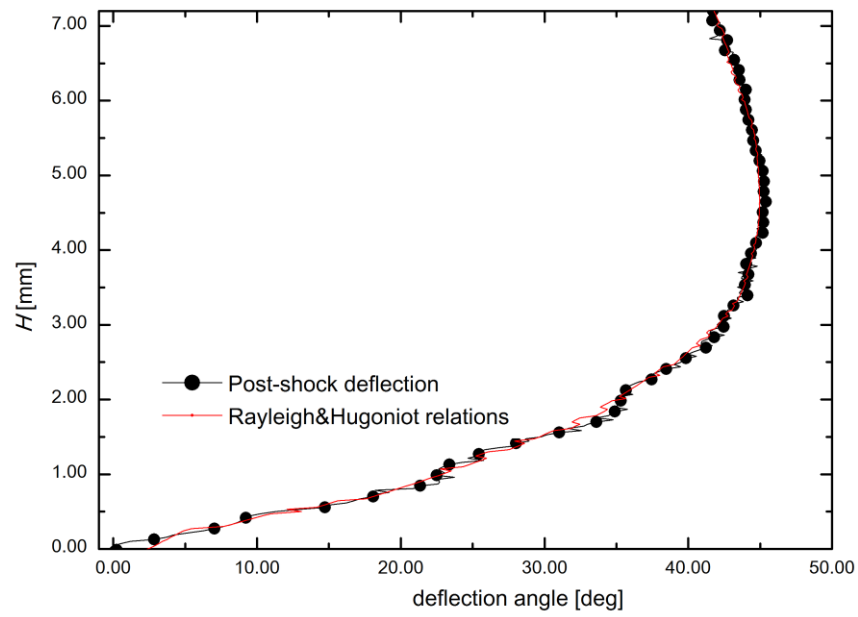


(a)温度



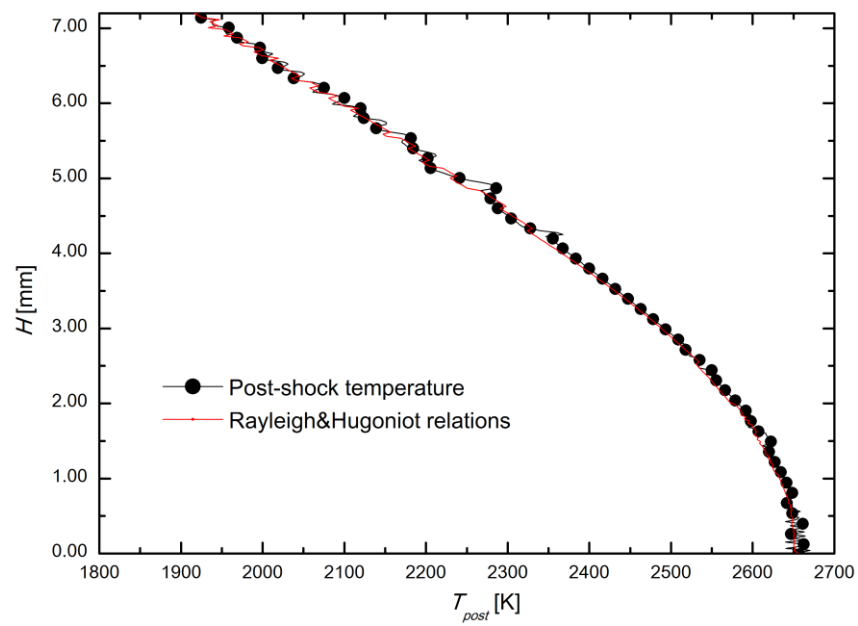
(b)圧力

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



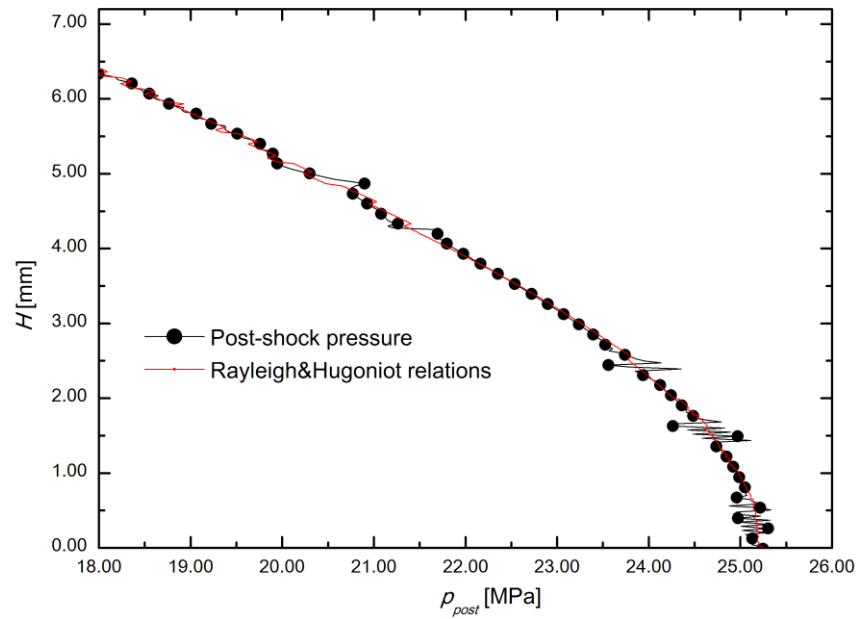
(c)偏向角

図 4-5 弱い Center-rich 濃度勾配における衝撃波面後状態(主流 $\alpha \cdot \Phi_0 = 1.50$)

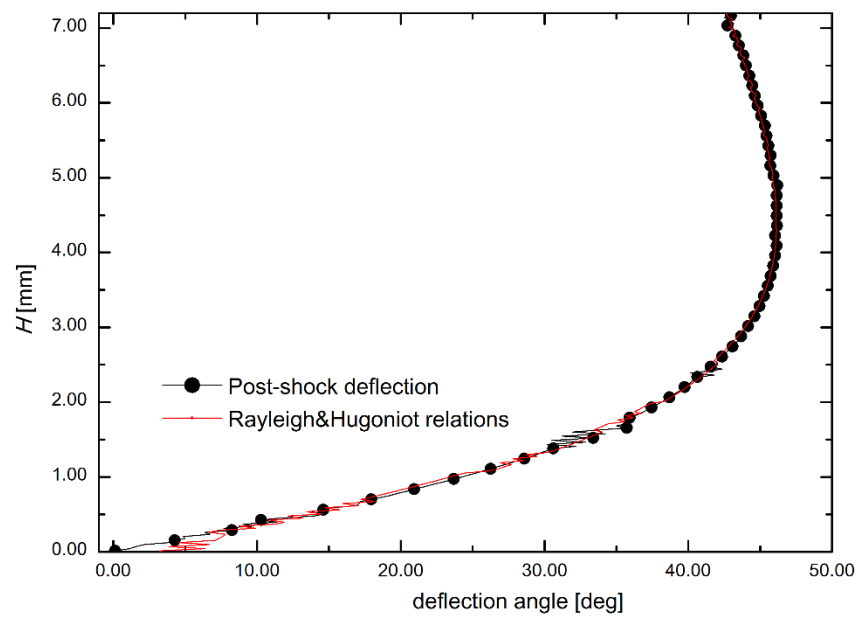


(a)温度

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



(b) 圧力



(c) 偏向角

図 4-6 Center-lean 濃度勾配における衝撃波面後状態(主流 $\alpha \cdot \Phi_0 = 0.50$)

つづいて Center-rich 濃度勾配を導入した場合を中心として、比較的弱い勾配(小さい Φ_0)を導入した場合に得られた波面構造の、ある瞬間における波面構造を取り出して分布図としたものを図 4-7 に示す。この図に示した一連の結果では、主流 b 均一流条件と同様に振動燃焼が維持されている(同図(c), (d), (e))か、あるいは主流 a の均一流条件での安定 ODW が新たに変化し振動燃焼を起こすようになった条件(同図(a), (b))に相当するものを示している。これらは瞬間的な分布のみを取り出しており、各々時間的に波面、特に火炎面が顕著に振動する。

まず主流 a に濃度勾配を導入した場合に起こった振動燃焼(同図(a), (b))について見ていく。これら 2 つの条件では、均一混合気流中で見られるような振動燃焼に比べれば振動は小さいものの、領域によって特性の異なるような振動挙動を示す。これらを詳細に見るため、同図(a), (b)の波面構造の時間変化挙動を示したものをそれぞれ図 4-8, 図 4-9 に示す。各図には、(a)を $0.00\mu\text{s}$ とした時間を付記している。

まず主流 a・ $\Phi_0=2.25$ (図 4-8)について、局所当量比 1 の流入流線よりも外側で生じている 2 つの波面形状に見られるように、活発に振動が起きているものの、中心軸付近においてはほとんど変化が見られず定常的な構造を維持していることがわかる。外側の振動に関してはまず、これら 2 つの波面形状が時間を追うごとに下流へと移流する形で移動していき、やがて領域外へと出ていく。このような波面移流は間欠的に行われ、図中に示す波面が領域外へ出たあとは、しばらく全域で振動が弱い期間が続き、その後再び同様の波面移流が行われるようになる。それらの移流を含めた全体の振動に明確な周期は確認できず、移流のたびに波面形状や波面どうしの間隔が異なったりしており、そのため全体の振動燃焼としての周期の特定が困難である。この間も中心軸付近は定常構造を保つが、ちょうど中心軸上の火炎面を見ると、全体の計算領域に比べかなり微小であるが前後へ振動する挙動があることが確認された。波面が生成される周期との相関は確認できなかったが、これらの振動燃焼現象の起源は、均一混合気中の振動燃焼と同様に、中心軸上の衝撃波面と火炎面間の圧縮波および接触面のやりとりにあること[84]が推測される。ここで見られたような、外側の領域でのみ顕著な振動があるような振動燃焼を、outer-oscillation と以降では称することにする。

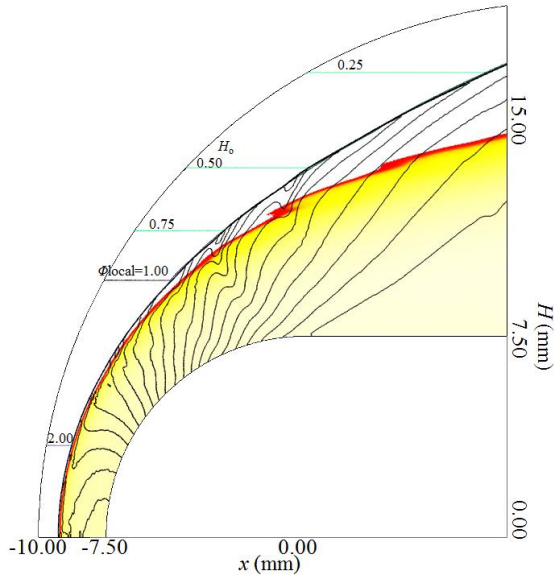
主流 a・ $\Phi_0=3.50$ の結果(図 4-9)は、正反対に、局所当量比 1 より大きい外側の領域ではほぼ振動現象が確認されないのに対し、中心軸付近では衝撃波面と火炎面の間に活発な波の行き来による非定常性が見られる。衝撃波面、火炎面ともその位置の変動はかなり小さいものの、中心軸付近の火炎面背後の状態も振動を受けて変動している様子が確認される。このような振動が中心軸付近に限定されるような現象を、本研究では inner-oscillation と以降で称することにする。なお、各図で外側($H\sim 13.00\text{ cm}$ 付近)の火炎面に微弱な非定常性が見られるが、圧力、温度分布においては有意に確認できるほどの変化になっておらず、中心軸付近の非定常性に比べごく弱い振動となっていることがわかる。

これら inner/outer-oscillation なる現象は、過去の均一/不均一混合気中の ODW, SIC の

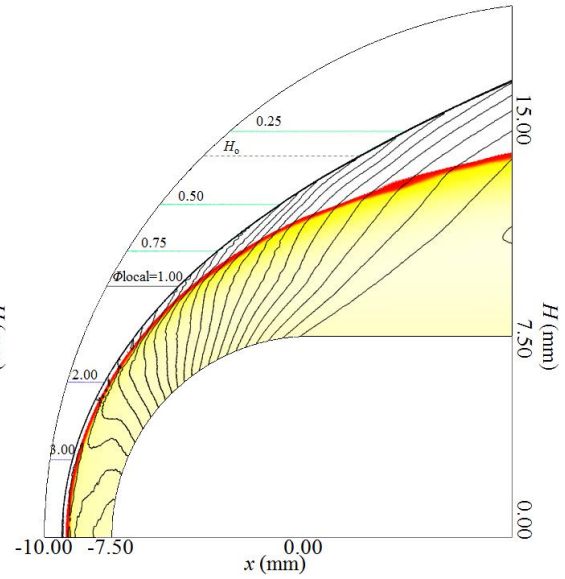
研究において確認されたことのないものである。これらの振動燃焼において、局所の振動と全体の周期が結びつかないのは、均一混合気の場合で確認された、振動燃焼の周期が垂直衝撃波後の反応誘導時間 τ に比例するという事実[36, 41, 84]から推測できる。すなわち、本研究で対象とするような不均一混合気の場合、領域により上記のように定義される反応誘導時間が可変である。そのために、全体の振動現象に、連続的に変化する周期の振動が重ね合わせなどの形で関わっているものだとすれば、全体の現象の周期が不確かなものになるということも説明がつく。また、波面どうしの間隔もまた反応誘導時間 τ に比例することになるが、ここで考えているような濃度勾配では外側ほど τ が大きいので外側だけに大きな波面が存在するという観測事実とも合致する。しかし以上のことはあくまで過去に確認された事柄からの類推に過ぎず、これら振動燃焼に特化したより詳細な議論が実験とともに必要になってくるものと考えられる。本研究で確認された、これらの特異な振動現象は通常と比べかなり振幅の小さいものだったため、より高解像度の計算、あるいはより強い **inner/outer-oscillation** の観察を行わなければならないだろう。

その一方で、もともと振動燃焼の起こっていた主流 **b** に弱い濃度勾配($\Phi_0=0.67\text{-}2.50$)を導入した場合は、全域で強く振動する現象が維持された(図 4-7(c)-(e))。 $\Phi_0=0.67$ では振動はかなり小さいが、火炎面全域に小さな凹凸が確認され弱い非定常性が見られる。図 4-10 には、それら全域での振動を示した条件のうち、 $\Phi_0=2.00$ のみについてその時間変化履歴を示す。中心軸付近で強い非定常性が存在し、先行衝撃波から移流されてきた接触面通過後に新たな火炎面が前方に生じることで圧縮波の一群が生成され、周囲に伝播している様子が観察される。これにより生じた火炎面は波面形状となって外側へと対流によって移動する。この過程そのものは、均一混合気中の振動燃焼でも変わらず起こるものであり[36, 41, 84]、不均一混合気中のみの特異なものではないが、均一流条件(図 4-2(b))で見たように波面間隔は一樣でなく、外側に進むほど拡大されている様子がうかがえる。この場合にも先述の場合と同様、反応誘導時間が外側ほど増加していくことと関連があると推測できる。 $\Phi_0=2.50$ とした場合も全域の振動があることは変わらず、また波面形状の不均一性も同様に存在していることがわかる。

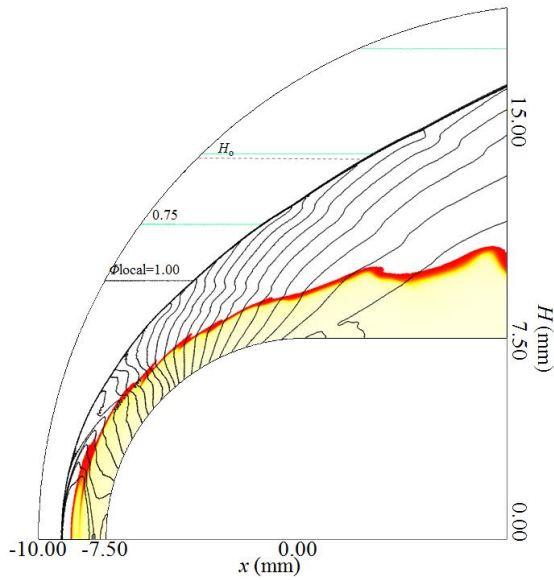
4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



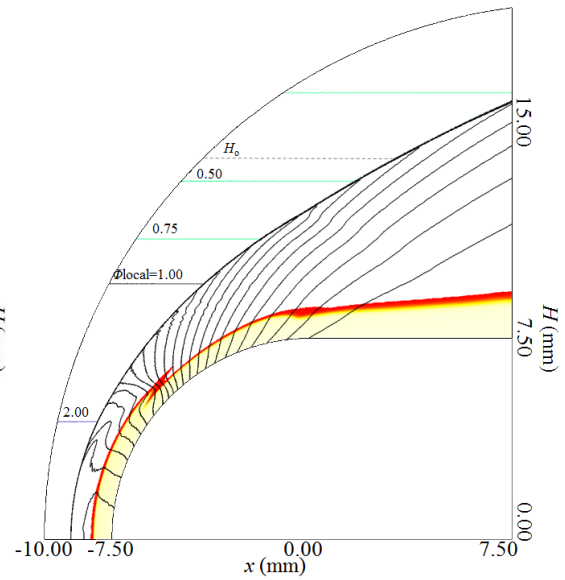
(a) 主流 a- $\Phi_0=2.25$



(b) 主流 a- $\Phi_0=3.50$



(c) 主流 b- $\Phi_0=2.00$



(d) 主流 b- $\Phi_0=2.50$

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

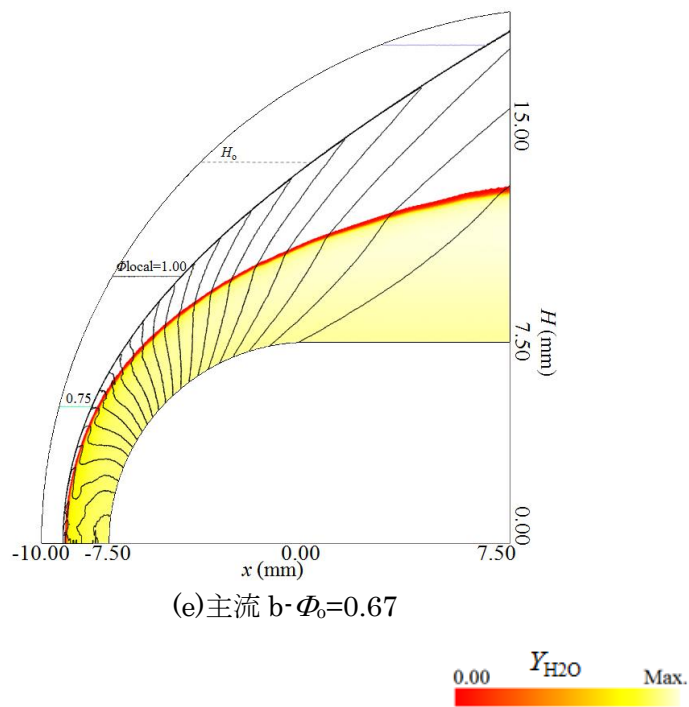


図 4-7 不均一流条件，振動燃焼を示した場合の波面構造の瞬間分布図

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

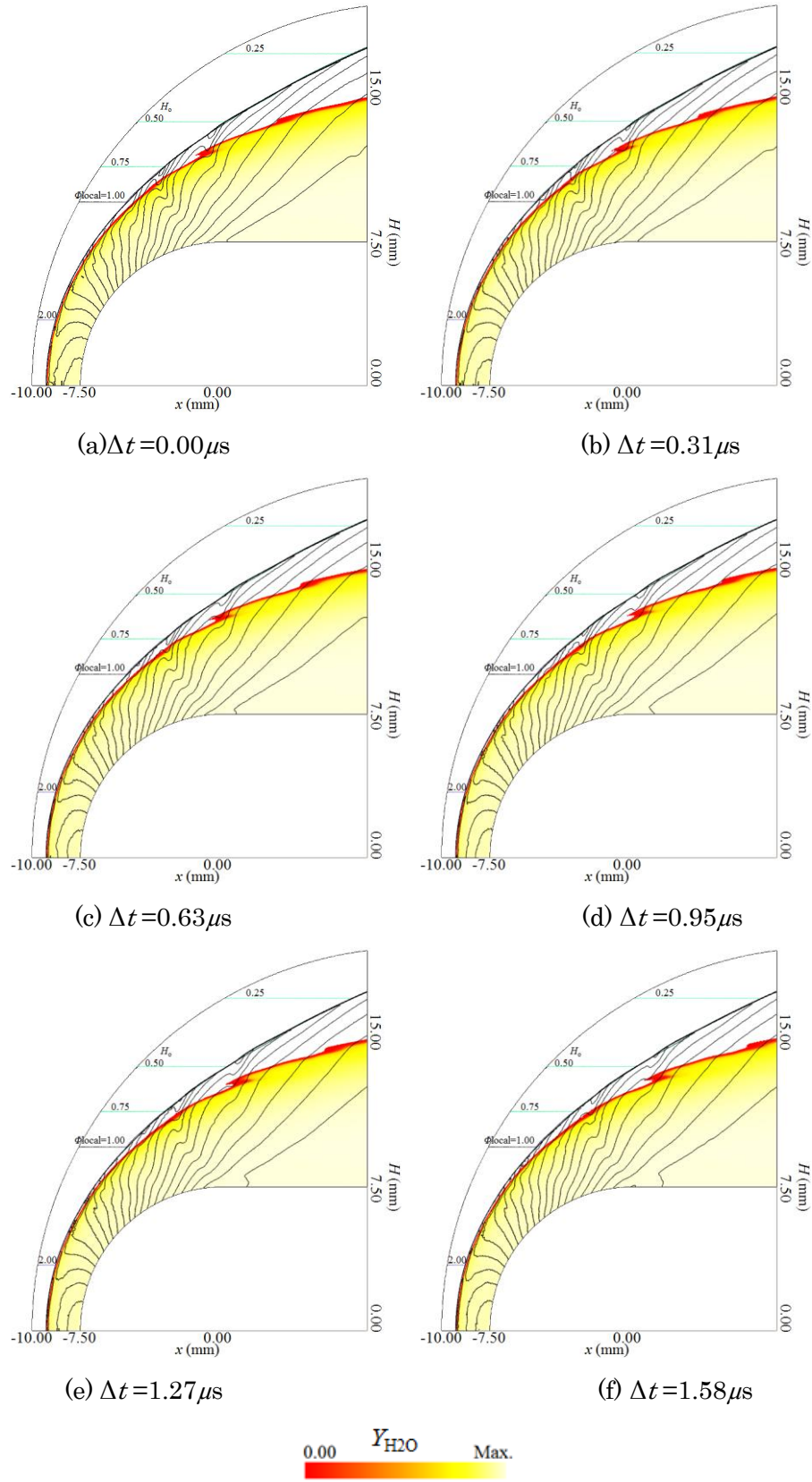


図 4-8 主流 $\alpha \cdot \Phi_0 = 2.25$ における振動燃焼の過程

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

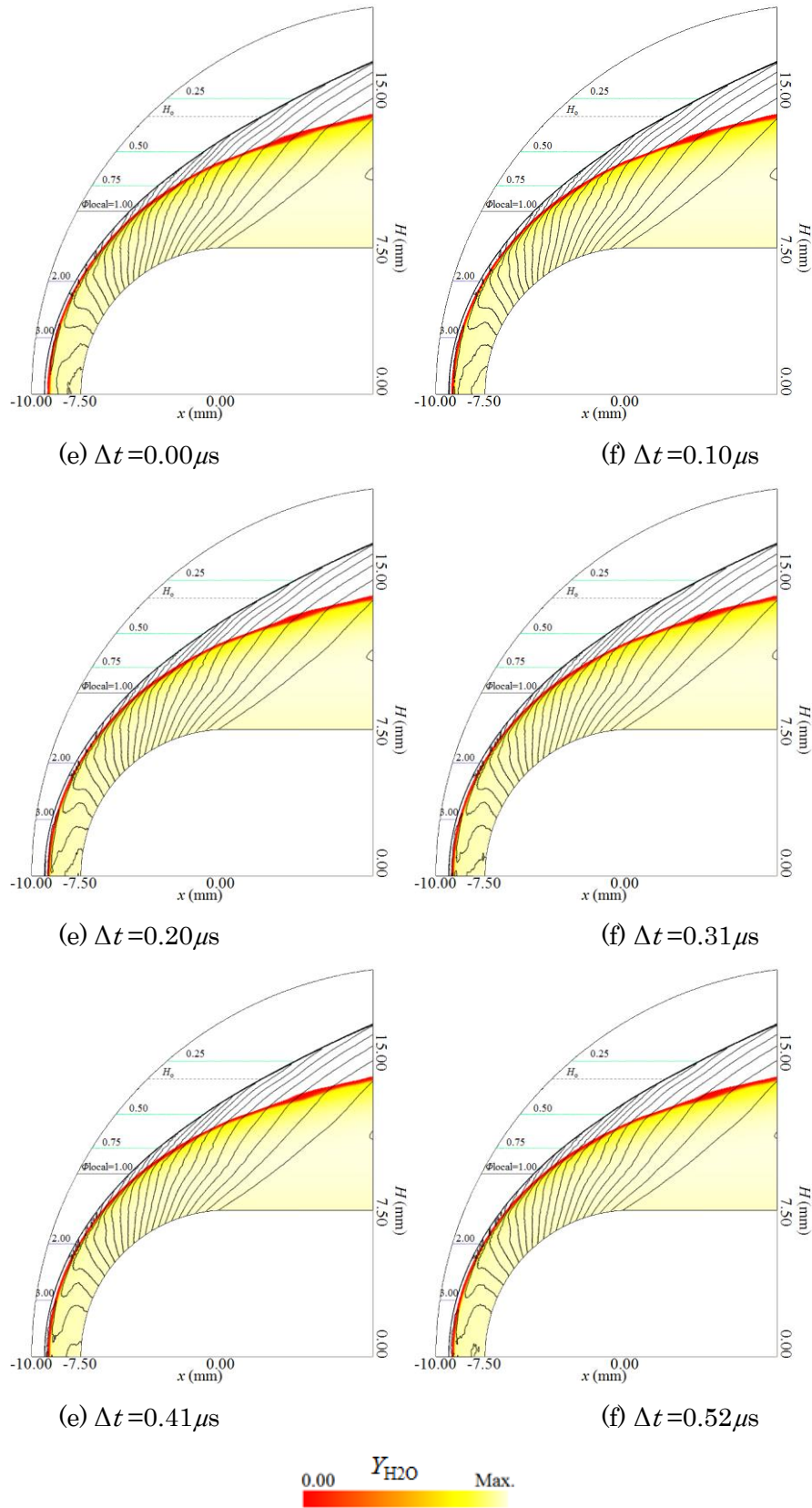


図 4-9 主流 $\alpha \cdot \Phi_0 = 3.50$ における振動燃焼の過程

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

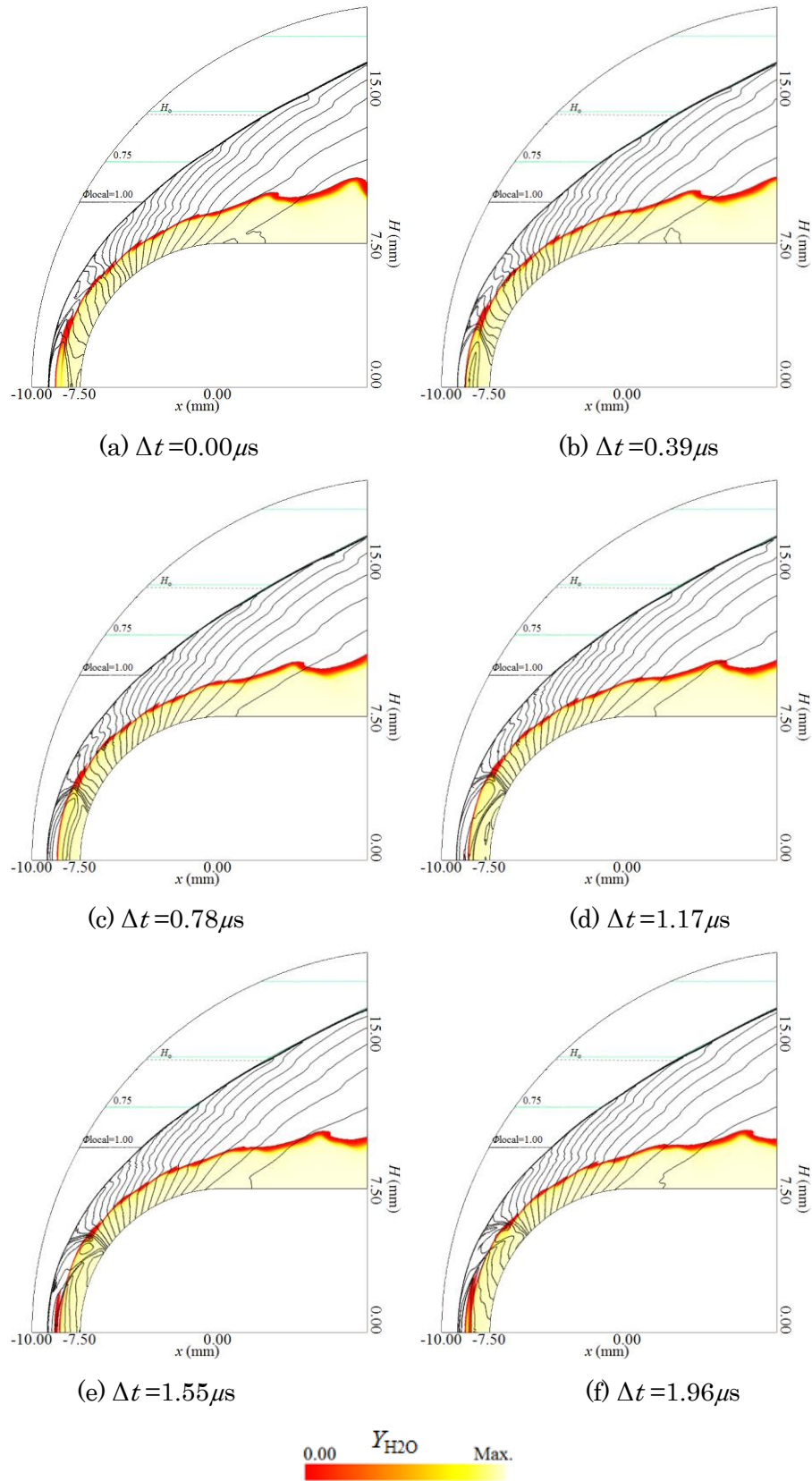


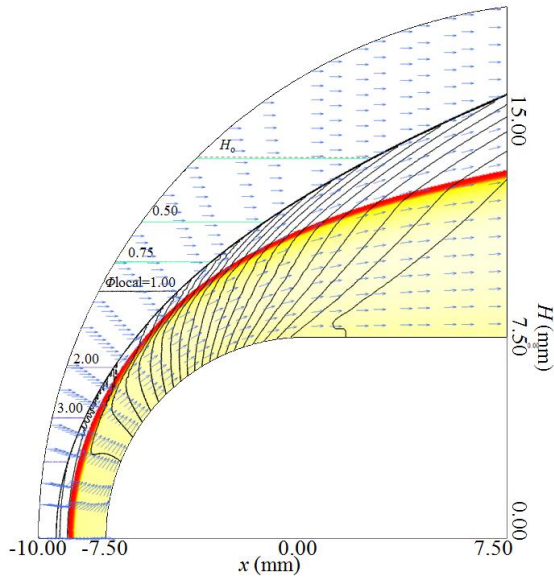
図 4-10 主流 $b \cdot \phi_0 = 2.00$ における振動燃焼の過程

Center-rich 濃度勾配においてさらに Φ_0 を増加させた場合、火炎面が顕著に衝撃波より離脱し、やがて非定常性も現れなくなる。そのような定常的な SIC が確認された条件の波面構造について、まとめて図 4-11 に示す。同図(a)には速度ベクトル方向の分布も示している。

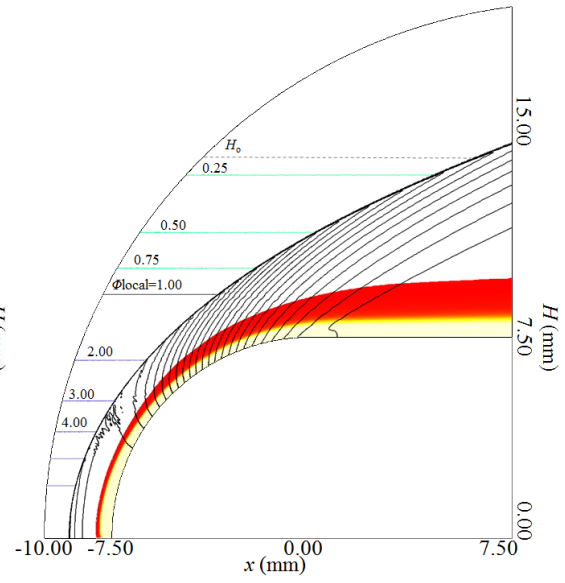
主流 a に対する濃度勾配中 SIC の結果が同図(a)・(c)にあたるが、 $\Phi_0=2.00$ の場合は反応誘導距離は比較的短いままだが非定常性は衝撃波、火炎とも全くない。しかし通常の均一混合気中の SIC と異なり、衝撃波と火炎が最も近づく領域が、中心軸よりも外側に位置している。これは、外側にいくほど単調に衝撃波が弱くなっていく均一流条件では見られない傾向である。特にこの条件では比較的反応誘導距離が近く衝撃波も強い領域で有意な局所当量比の分布があるため、これによる衝撃波強さ、および組成に依存する反応性の変化が影響し、中心軸外のほうがむしろ反応性が高くなっているものと考えられる。ところが濃度勾配をここから強くし $\Phi_0=7.00$ とすると(同図(b))、従来通り中心軸から離れるほど単調に誘導距離が離れる構造に戻り、火炎面の位置も全体的に大きく後退している。これには衝撃波背後の流れ場が半径方向に均一でなく、また狭くなった火炎帯で示唆されるように、反応に関わる混合気が全体のほぼ一部にしか過ぎないことが大きく影響していると考えられる。以上で述べたような、中心軸外に最小反応誘導距離が存在しているのも、本研究において初めて観察された傾向であるといえる。さらに Φ_0 を大きくし、 $\Phi_0=12.00$ となると、さらに火炎帯が狭くなった上、中心軸上の火炎が大きく変形し、上流に向かって突出するような形態をとるようになる(同図(c))。この突出した火炎帯の中には循環流が確認され、流れがよどんだ領域が広く見られる。このような極端に強い濃度勾配中では反応誘導距離ははるかに計算領域の大きさを超えるため、ここで観察されている火炎は衝撃波誘起燃焼というよりも、よどみ領域を利用した低速域での着火を起源とした別の機構から成る燃焼として区別することができる。

主流 b に強い Center-rich 濃度勾配を導入した場合に見られる定常 SIC が図 4-11(d)(e)で見られるものだが、ここでは主流 a の場合に見られたような、中心軸外に反応誘導距離の小さい領域は確認されず、単調に外側へ増大する均一混合気の場合と類似する形の SIC が観察された。同図(b)と同様に、ここまで火炎が離れ狭いともともと中心軸から流入していた混合気成分のみが反応に関わると考えられ、それによって均一混合気中の SIC とあまり変わらない形態になったものといえる。

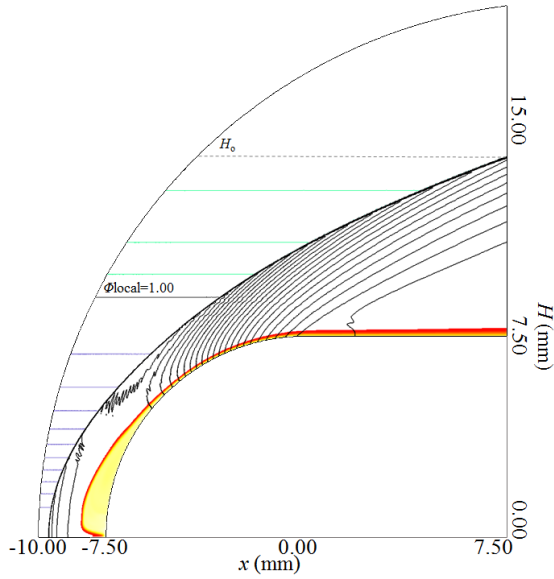
4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



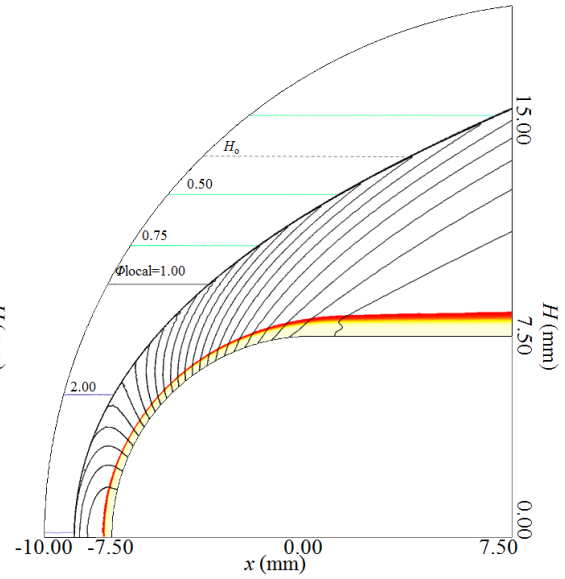
(a) 主流 a- $\Phi_0=5.00$



(b) 主流 a- $\Phi_0=7.00$



(c) 主流 a- $\Phi_0=12.00$



(d) 主流 b- $\Phi_0=3.00$

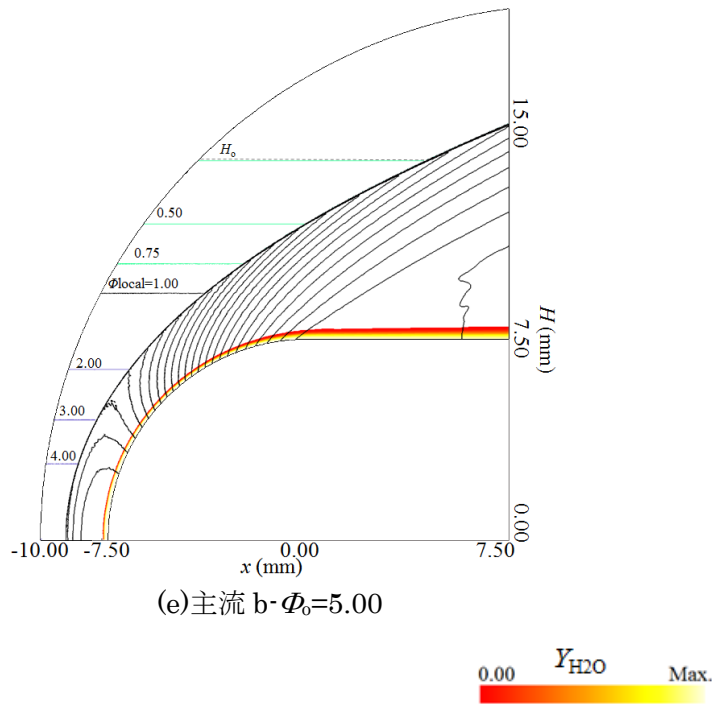
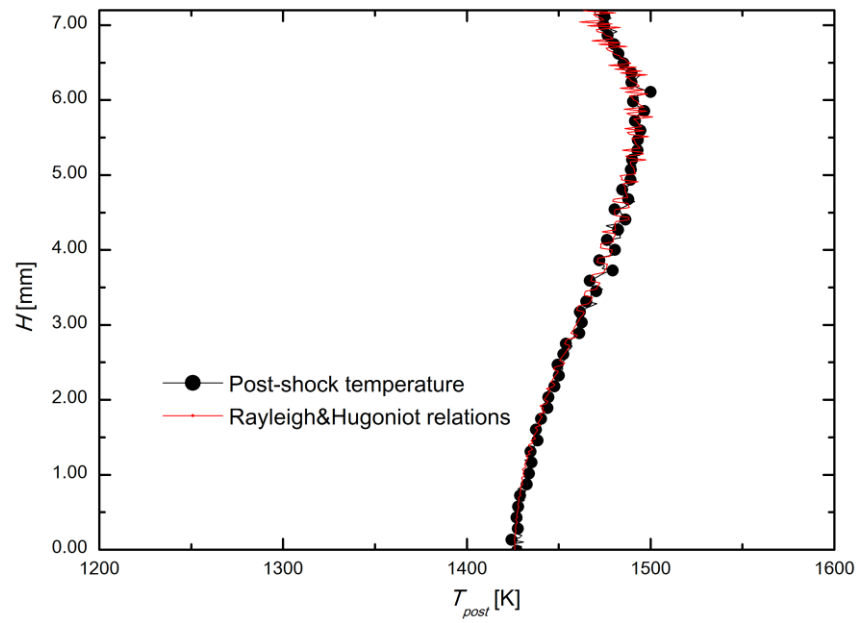


図 4-11 不均一流条件，定常衝撃波誘起燃焼となる波面構造

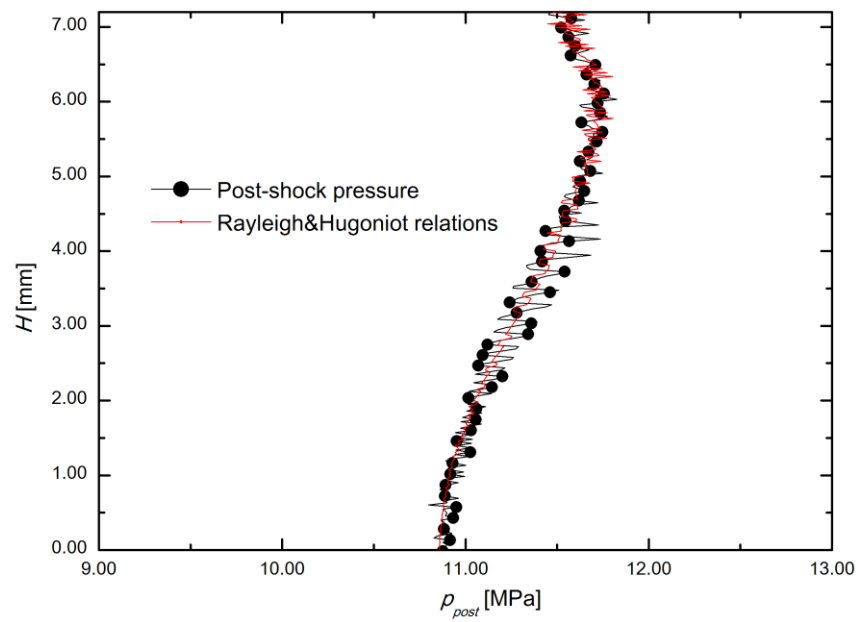
次に，ここでも衝撃波後の流れ場の変化を調べる．まず，図 4-11(a)のベクトル分布からは，濃度勾配による有意な影響は見られない．衝撃波背後の温度，圧力，偏向角の分布を描いた図 4-12 においては，同図(c)に示す偏向角は図 4-5(c)，図 4-6(c)に示した分布とほぼ変化はなく，流れ場構造に対する濃度勾配の影響は，本章で扱う強い斜めデトネーションにおいて有意にならないことが示唆された．また，図 4-12 の各図でも 1 次元流れによる予測値を示しているが実際に得られた分布と良く一致しているという点も同様であり，局所衝撃波部分に対する 1 次元流れ予測が有効であることを示している．しかし，これまで扱った濃度勾配との最も大きな違いとして，温度，圧力が最大となる点が中心軸よりも外側に位置しているという特徴が見られた($H \sim 6.00$ mm 付近)．これは図 4-11(a)と比較してみると，火炎面が衝撃波に最接近する点に流入する衝撃波部分に対応していることが示唆される．ここでは示していないが，衝撃波背後の最高温度・最高圧力の発生個所は主流 $a \cdot \Phi_0 = 7.00$ (図 4-11(b))の条件でも中心軸外に存在している．それにも関わらず中心軸外で最接近点が観察されないのは，反応誘導距離が全域で大きく火炎構造において衝撃波後の膨張流れ場が支配的となり，また最高温度・最高圧力の発生個所を通過する混合気が火炎帯を通過せず出口境界へ入ることが原因であると考えられる．それゆえ図 4-11(a)のような特殊な火炎面構造が得られるのは濃度勾配が強くかつある程度反応性の高い主流条件が必要になることが示唆されるが，それを差し引いても本章で扱うような弓形衝撃波において中心軸外のほうが強い衝撃波部分が形成されるという特性は不均一流でしかあり得ず，濃度勾配の影響が強い

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

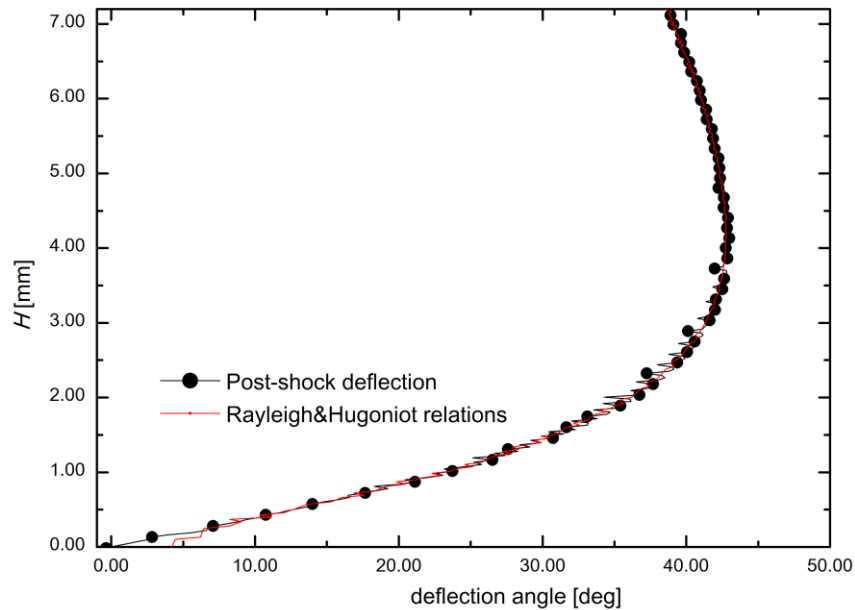
く出た結果であるといえる.



(a)温度



(b)圧力



(c) 偏向角

図 4-12 定常衝撃波誘起燃焼時の衝撃波面下流の状態(主流 $a \cdot \Phi_0 = 5.00$)4.4.2 勾配幅 H_0 の影響

以上、得られた不均一流中の波面構造は全て H_0 を一定として計算をしたが、ここでは特に不均一流中の波面現象として特徴的に見られた、inner/outer-oscillation を起こした主流 $a \cdot \Phi_0 = 2.25$ 、および主流 $a \cdot \Phi_0 = 3.50$ の 2 条件に焦点を絞り H_0 の値を変更して計算を行った。その結果について同様の分布図を、図 4-13 に示す。同図(a), (b)が $\Phi_0 = 2.25$ 、(c), (d)が $\Phi_0 = 3.50$ に相当する。 $\Phi_0 = 2.25$ では、 H_0 を半分にした場合(同図(a))、中心側の領域で波面にわずかな非定常性がみられたものの、全体として火炎面が振動、移流されるなどの様子は観察されなかったため、定常波面構造であると結論づけた。一方 H_0 がもとの 2 倍になった場合(同図(b))、さらに安定した定常状態に落ち着き、同様に振動現象は一切見られなくなった。

また $\Phi_0 = 3.50$ の時では、 $H_0 = 1/2 H_s$ とした条件(同図(c))では中心軸外に最小反応誘導距離が移動し、やや分離が大きい中心軸付近での振動は維持された。変わらず外側では非定常性は見られず、inner-oscillation のままであったといえる。一方、 $H_0 = 2 H_s$ にした条件では(同図(d))、全域において非定常性がなくなり、定常的な SIC 波面になった。

従来の振動燃焼の研究[41, 84]においては、振動燃焼の起源は、中心軸上の、鈍頭物体先端のよどみ点に至るまでの 1 次元的な流れにおいて生じる波面間の振動にあることが知られており、その知見に依れば本研究のような不均一混合気においても中心軸上の局所当量比が一定であれば振動発生の成否も不変であると当初は予測していた。しかし実際には上

記の通り勾配幅 H_0 によって振動燃焼が発生するかどうかが変わってくることが確認され、濃度勾配中では、中心軸以外の領域での振動を誘起するような波面間の流れが代わりに振動燃焼の起源となりうることを暗示された。例えば $\Phi_0=2.25$ では $H_0=H_s$ の場合のみ振動燃焼が確認されたが、この時は中心軸あるいは比較的近い亜音速の領域内で振動が起きるだけでなく、外側の領域でもその振動が増幅して、明確な振動波面となるのに必要条件となる局所当量比の条件があることが推測される。

振動燃焼の発生成否条件については、次節以降も他の特殊な条件を考慮することによってさらなる議論を行っていく。

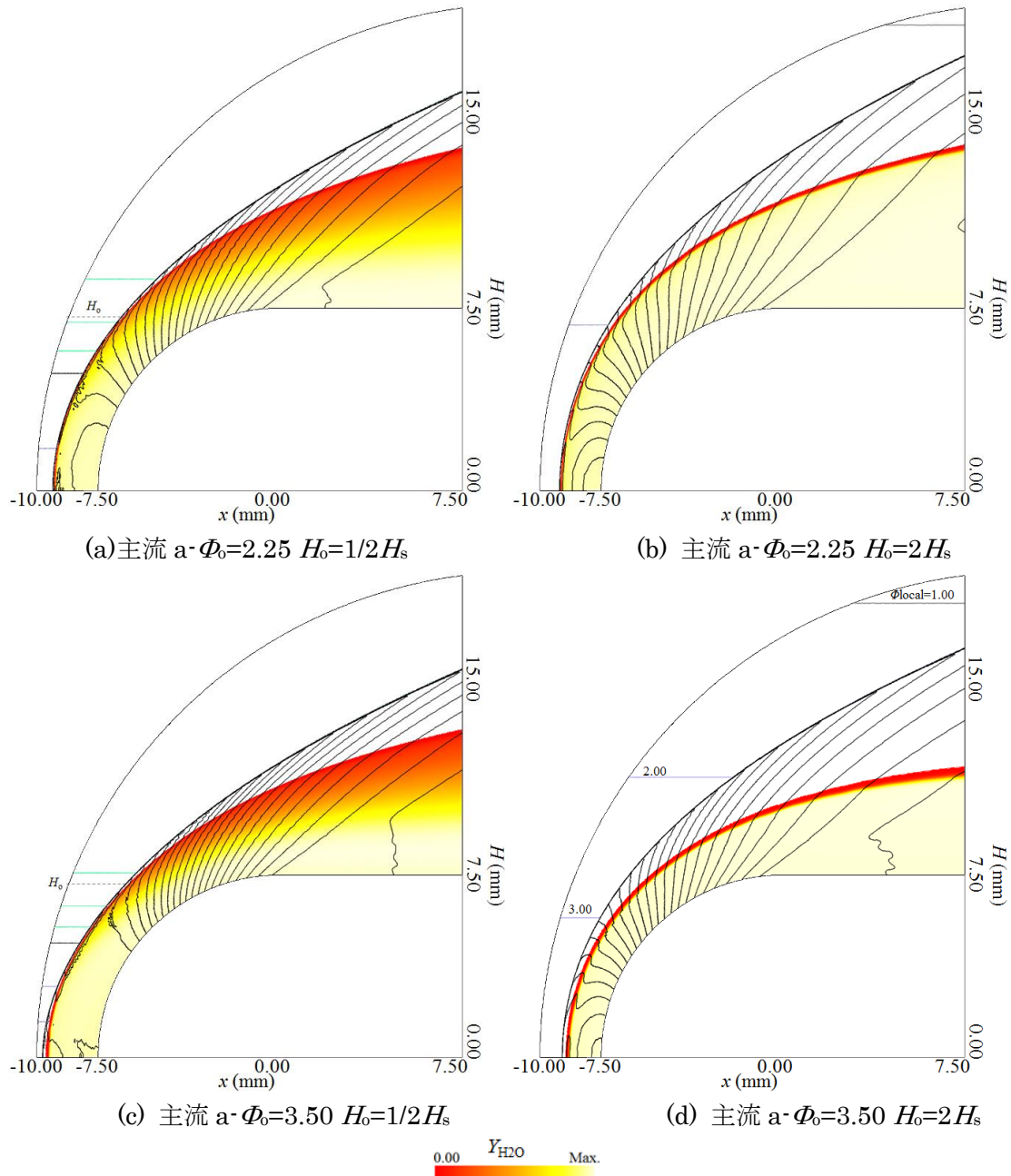


図 4-13 不均一流条件，勾配幅を変更した場合の波面構造

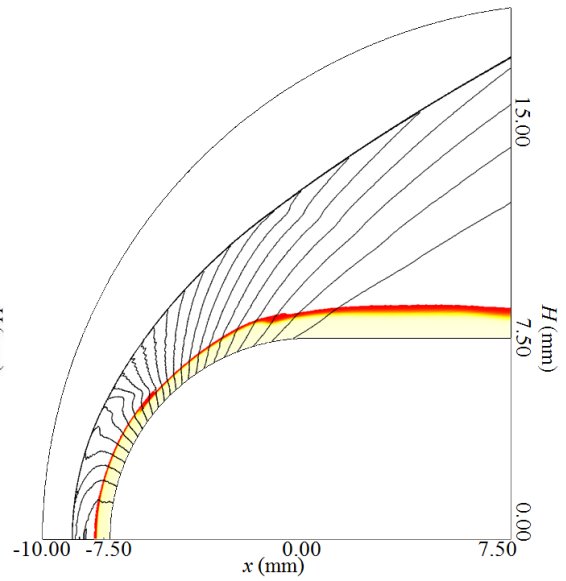
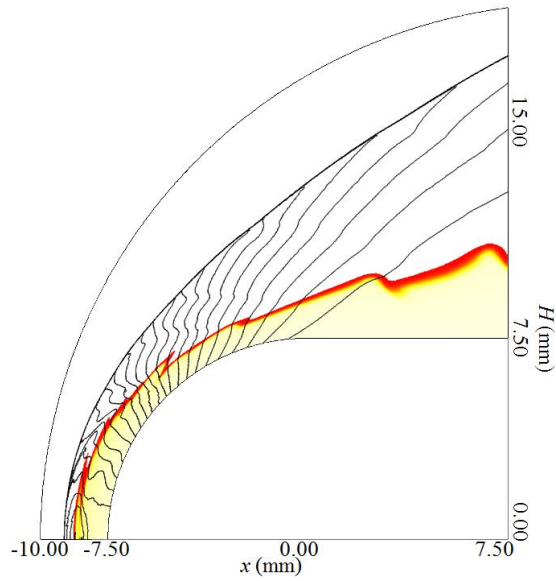
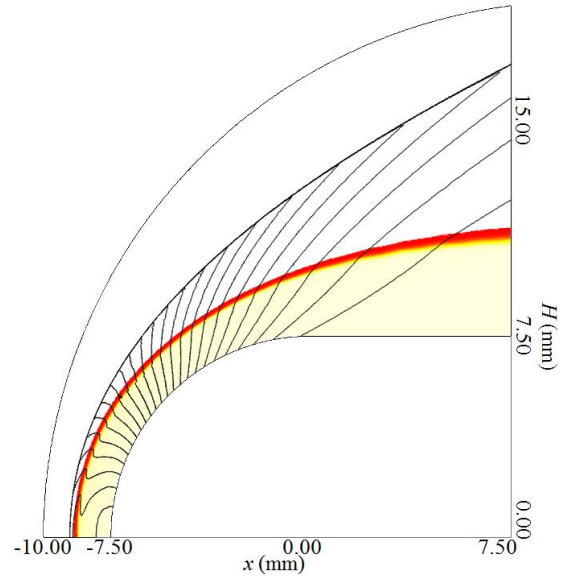
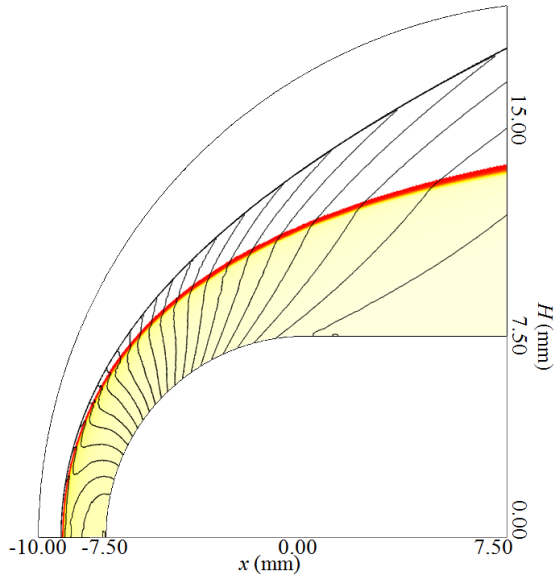
4.4.3 均一可変当量比条件との比較

濃度勾配がある場合の波面構造について、さらに均一な混合気流現象との関連において考察するため、ここでは均一な混合気流で、当量比が 1 でない組成の場合に生じる波面構造の計算を行った。これはつまり Φ_0 で指定する組成が全体で一様とすることであり、濃度勾配のある場合と比較すると $H_0 \rightarrow \infty$ とすることに相当する。

計算結果としての、瞬間的な波面構造を図 4-13 に示す。まず主流 a の全体組成を $\Phi_0=2.25, 3.50$ と変更した同図(a), (b)について、両方とも定常的な構造となった。これは前節で H_0 を大きくした場合に定常状態に変化したことから、大きい H_0 では振動燃焼が観察されなくなることが示された。一方、主流 b の全体組成を変えた条件(図(c)-(g))においては、対応する $H_0=H_s$ の勾配ありの条件の結果(図 4-4, 4-5, 4-9)のうち、 Φ_0 が同じものと比較すると、振動燃焼の成否が合致しているということがわかる。このことから主流 b については、中心軸上の当量比が振動燃焼の発生において支配的となっていることが示唆される。これについては、これまで得られた結果をまとめた上で、次節において改めて議論する。

予測されていた通り、可変当量比条件でも、均一組成である限りは inner/outer-oscillation や、中心軸外の最小反応誘導距離など、特異な波面形状は起こらず、物体スケールに対し十分に有限とみなせるスケールの H_0 で起こる濃度勾配でのみ、不均一性の効果が発生するものといえる。

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

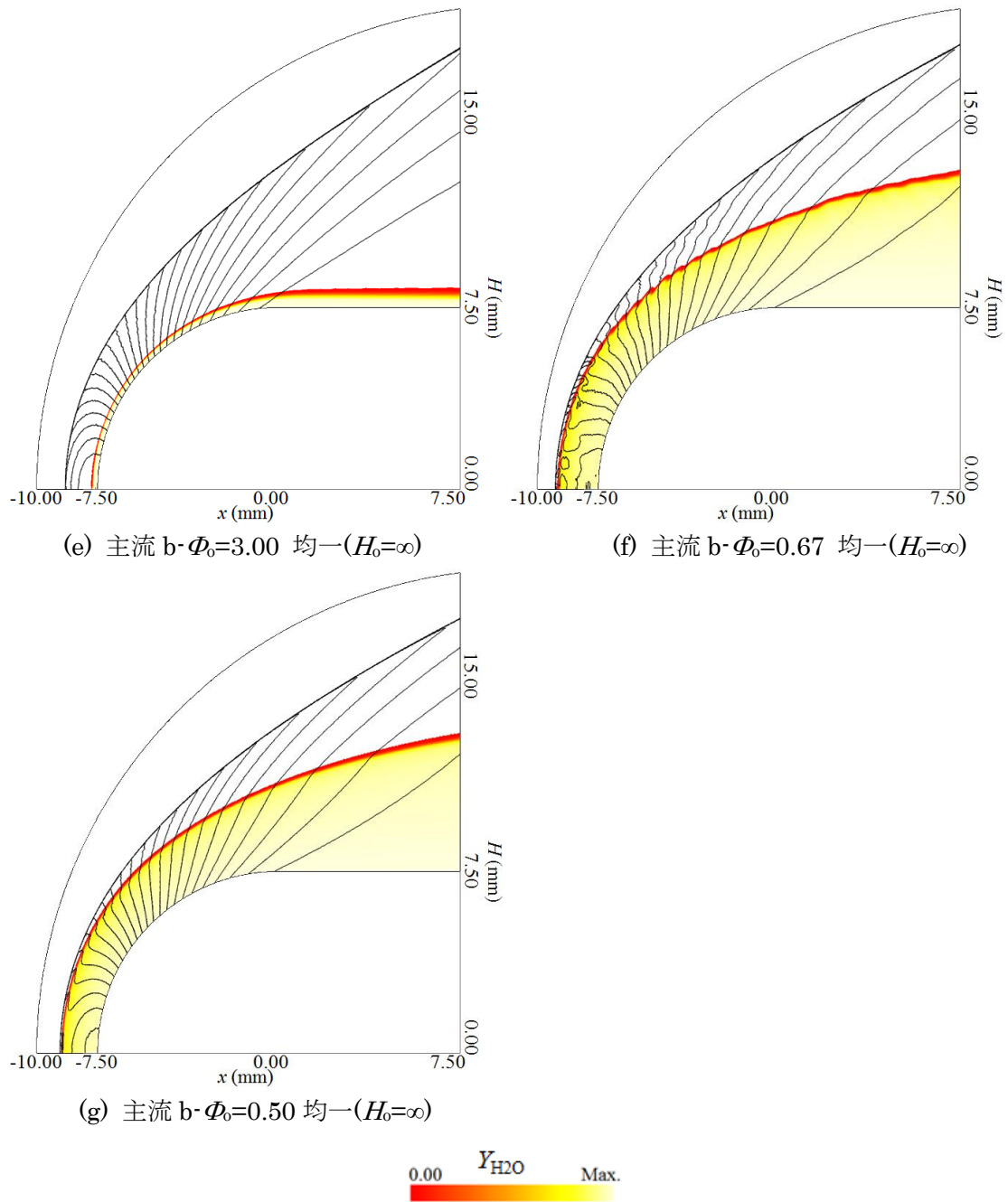


図 4-13 均一流，可変当量比条件の波面構造

4.4.4 振動燃焼発生条件

これまで得られた、濃度勾配中で生じる振動燃焼に関して、 Φ_0 を中心に様々に変えたうえで、 H_0 の値を数点とりその発生の成否の整理を行うため、表 4-2 に各条件と成否をまとめた。 H_0 について ∞ とした条件は、前節で述べた、全体を均一可変当量比としたものに相当する。また、振動発生について **Oscillation** としているものは、領域全体で振動燃焼が起こった結果に相当する。

まず主流 a に対し濃度勾配を導入した条件について見てみると、 $\Phi_0=2.25$ の場合は $H_0=H_s$ の場合のみ、**outer-oscillation** が生じていることがわかる。それに対し $\Phi_0=3.50$ の場合は $H_0=H_s$ およびより小さい値 $H_0=1/2 H_s$ で **inner-oscillation** が起きており、振動燃焼の起きる H_0 の値にある程度幅のある領域が存在することがわかる。一方、主流 b では、 Φ_0 が同じ条件で比較してみると分かる通り、振動発生の成否が全て Φ_0 でのみ整理できるということがわかる。

以上の表 4-2 に関する整理から導かれることは、主流 b の均一/不均一条件内で起こる振動燃焼は、原則中心軸上のよどみ領域までの 1 次元流れにおいて起こる火炎面の前後振動に基づいている、ということである。これは従来の研究[41, 84]でも確認されていることで、また図 4-10 に示した一連の図からも、中心軸上で新たな火炎面生成が活発に行われていることは明瞭に確認できる。しかしこのことは主流 a に対しては当てはまっておらず、中心軸の流れ以外の要因が関連していることを示唆している。

このような、主流条件による発生条件の差異の原因として、主流 a で考えた濃度勾配では、反応誘導距離の分布に定性的な変化が起こりえたためであったことが考えられる。つまり、 $\Phi_0=5.00$, $H_0=H_s$ の場合(図 4-11(a))でみたように、中心軸より外で、半径方向に測定する反応誘導距離が最小になる場合が起こるということである。これによって、振動燃焼においてその起源となる、衝撃波面と火炎面間の波のやりとりが最も強く起こる位置が中心軸以外となり、その地点での局所当量比など、 Φ_0 以外の決定要素が関わってくるようになることが推測できる。

ただ、本研究で対象とする主流条件は 2 つで、濃度勾配も制限のある条件で行っているため、この点についてはより広いパラメータにわたる解析が必要である。また、波面間の詳細な相互作用の様子を追跡するためには、残念ながら現行の解像度ではその過程を明確にするには至らず、より高い解像度の計算が必要になってくると考えられる。

表 4-2 振動燃焼の発生可否条件に関する整理

主流	Φ_0	H_0	振動発生
a-M6.46	1.50	H_s	-
a-M6.46	2.25	H_s	Outer oscillation
a-M6.46	2.25	$1/2 H_s$	-
a-M6.46	2.25	$2 H_s$	-
a-M6.46	2.25	$\infty(\text{uniform})$	-
a-M6.46	3.50	H_s	Inner oscillation
a-M6.46	3.50	$1/2 H_s$	Inner oscillation
a-M6.46	3.50	$2 H_s$	-
a-M6.46	3.50	$\infty(\text{uniform})$	-
a-M6.46	5.00	H_s	-
b-M5.03	0.50	H_s	-
b-M5.03	0.50	$\infty(\text{uniform})$	-
b-M5.03	0.67	H_s	Oscillation
b-M5.03	0.67	$\infty(\text{uniform})$	Oscillation
b-M5.03	2.00	H_s	Oscillation
b-M5.03	2.00	$\infty(\text{uniform})$	Oscillation
b-M5.03	2.50	H_s	Oscillation
b-M5.03	2.50	$\infty(\text{uniform})$	Oscillation
b-M5.03	3.00	H_s	-
b-M5.03	3.00	$\infty(\text{uniform})$	-

4.4.5 燃焼特性

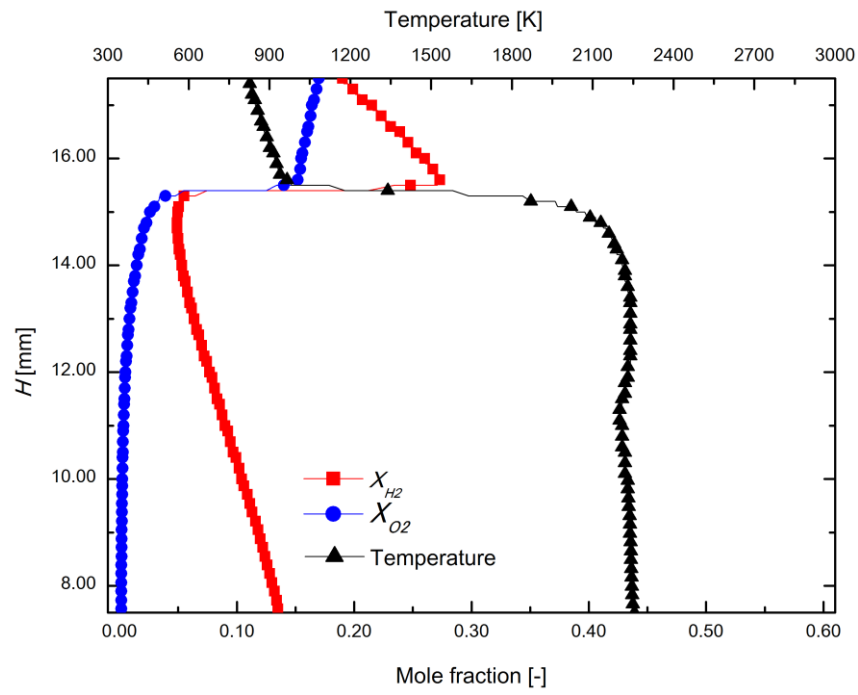
ここでは続いて、波面構造の十分下流における既燃ガス状態を計算することで、各条件で得られた波面による燃焼特性について解析する．具体的には、4 章と同様に、計算領域の出口境界上における反応物(水素，酸素)のモル分率，および温度の分布を算出し比較した．

その計算結果について、数条件についてまとめたものを図 4-14 に示す．赤線は水素のモル分率，青線は酸素のモル分率，黒線は温度を示している．まず各図に共通していえるのは、4 章で述べたのと同様に、各領域において完全燃焼にとって不足成分となる反応物(過濃組成領域では酸素，希薄組成領域では水素)はそれぞれ効率よく消費されているということである．ただ、外側に離れるにつれ、不足側の反応物の残量が増加する傾向があり、これは先行衝撃波の角度が浅く弱くなること、物体肩部流れにおいて膨張波が作用し急速な燃焼が起りにくいからであると考えられる．ただ、主流 a の場合には高温領域が過濃領域寄りで発生しており、既燃ガスの熱的状態そのものの傾向は局所当量比で決定づけられることを示唆している．主流 b の場合は温度に極大値の存在は見受けられず、外側に向かい増加

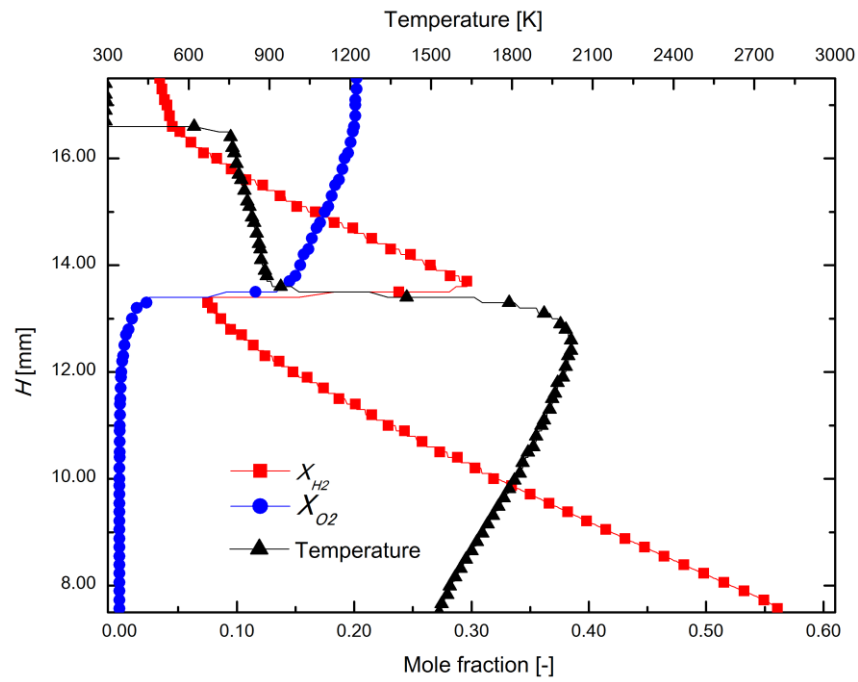
4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

傾向があるところで火炎面の境界外になる．そのため鈍頭物体上の斜めデトネーションにおいては，外側ほど衝撃波の強さが減衰していくことによる影響が大きくなり，それにより燃焼特性も左右されうることが推測できる．

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

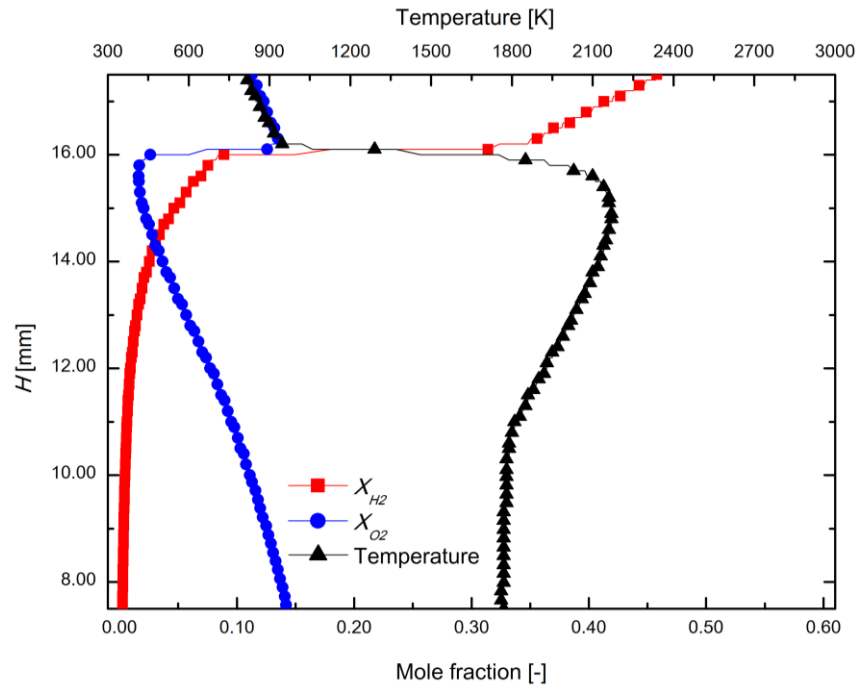


(a) 主流 $a \cdot \Phi_0 = 1.50$

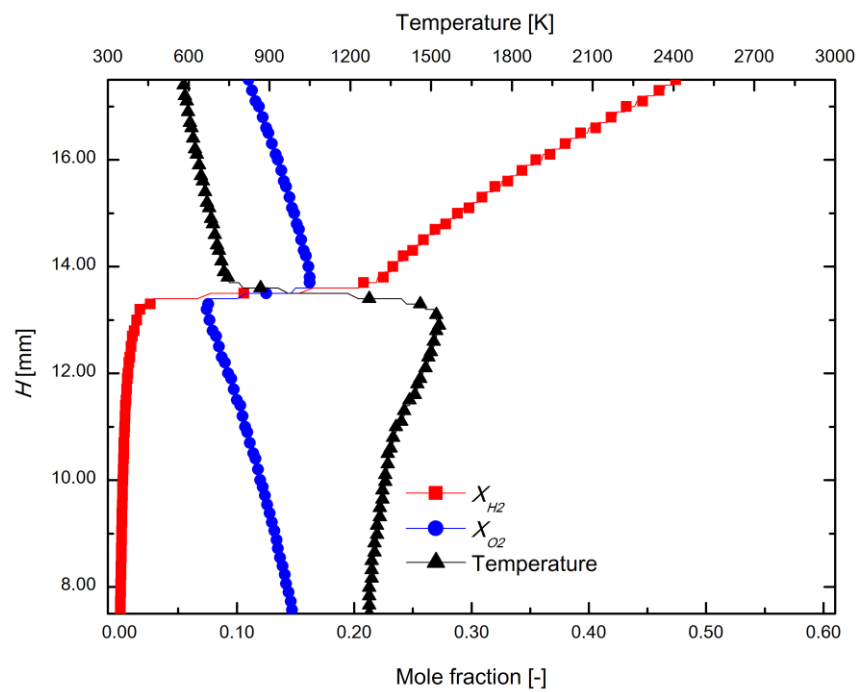


(b) 主流 $a \cdot \Phi_0 = 5.00$

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



(c) 主流 $a \cdot \Phi_0 = 0.25$



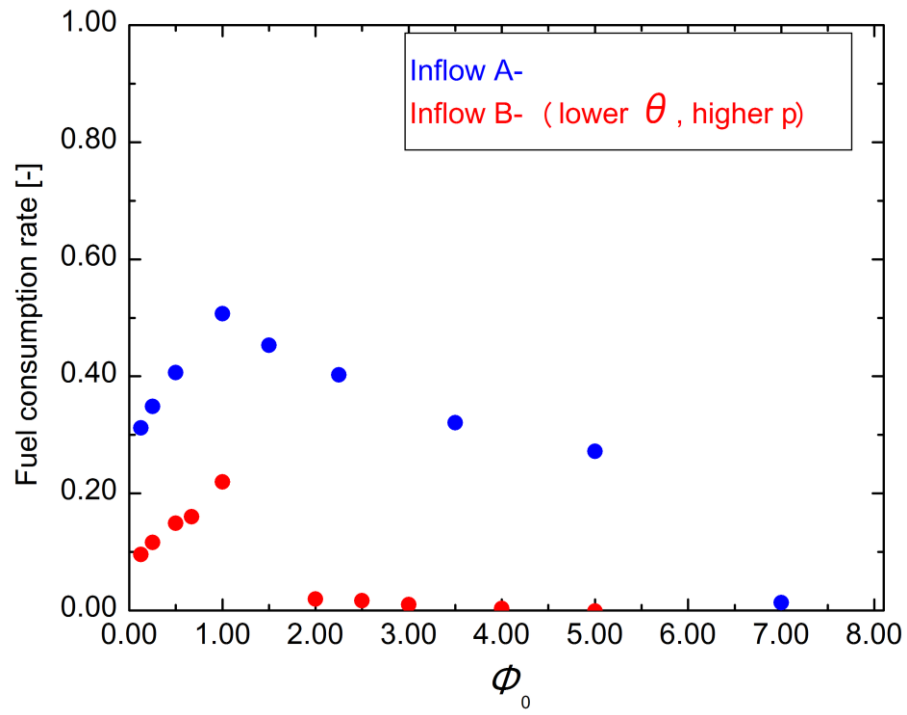
(e) 主流 $b \cdot \Phi_0 = 0.25$

図 4-14 出口境界における既燃ガスの状態

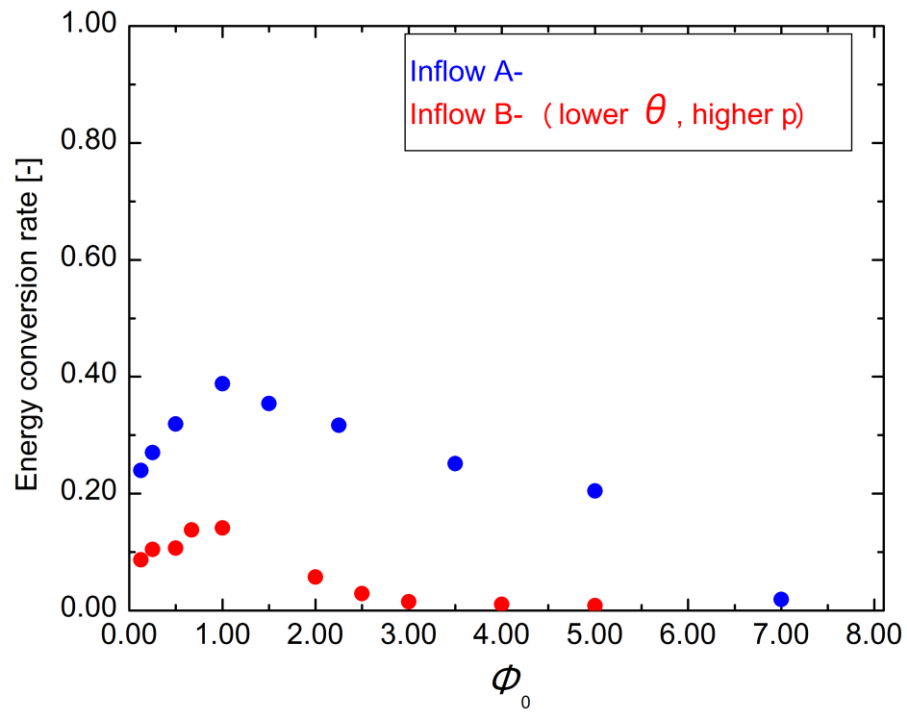
そこで実際に各条件の燃焼特性を評価するため、燃料消費率、およびエネルギー変換率を出口の既燃ガス、エンタルピー分布より算出した。その結果について、図 4-15 にまとめる。両図から、燃料消費率、エネルギー変換率ともに濃度勾配により低下していくことが明らかである。特に、主流 a - $\Phi_0=7.00$ や、主流 b の Center-rich 濃度勾配条件においては、ほとんど燃料が消費されずエネルギー変換率も非常に低い。主流 a のほうがこれらの値は高くなる傾向にあるが、これは強い衝撃波によって反応誘導距離が比較的短く、衝撃波通過後に火炎帯を通過し反応に関わる燃料がより多くなることによりもたらされている。これは波面構造を示したこれまでの図 4-4, 図 4-7, 図 4-11 を見ても明らかであり、火炎が殆ど球体表面に密着しているような条件ではほとんどの燃料が未燃のまま通過してしまうことが示唆される。これと合わせて、強い衝撃波特有の性質として中心軸より離れるほどその強さは減じるようになることを考えると、比較的垂直衝撃波に近い部分において、反応性の高い希薄-量論の組成の混合気を供給したうえで、弱い濃度勾配に抑えることが強い斜めデトネーションにおいてより効率的な燃焼を達成するために重要であると考えられる。

4 章で述べた、燃料消費およびエネルギー変換率に関する同様の議論と比較すると、衝撃波が外側ほど弱くなりその背後で膨張流れが存在するという本質的な差異によって、強い斜めデトネーションの場合は濃度勾配の存在が燃焼特性の悪化により強く影響するということがわかる。しかし以上の議論はまた、反応誘導距離が、濃度変化によりほぼ 0 から衝撃波離脱距離スケールまで変化する主流条件で有効であることも同時に示唆される。そのため、反応誘導距離が濃度に対し鈍感で衝撃波と火炎のカップリングが保持されやすい、より高温・高圧あるいは高速の流れにおいてはことなる燃焼特性が得られる可能性もあり、今後の課題としてより深く追求しなければならない。また厳密な推力性能への影響の評価は燃焼器の形状、スケールを模擬した上で衝撃波による圧力損失も濃度によって重大な影響を受けうるため(過濃組成で衝撃波が弱いので圧力損失も比較的小さい)考慮しなければならないだろう。

以上の結果は前章でも述べた通りスケールの効果は影響を有することが考えられる。既燃ガスの組成は平衡組成のためこれ以上スケールを大きくしても大きな変化はないと考えられるが、一方で本研究で確認されなかった拡散燃焼については燃焼器に匹敵するスケールに拡大すれば観察できる可能性は否定できない。より包括的な議論のためにはこれらのスケール比を無次元数によって整理する必要があると考えられる。



(a)燃料消費率



(b)エネルギー変換率

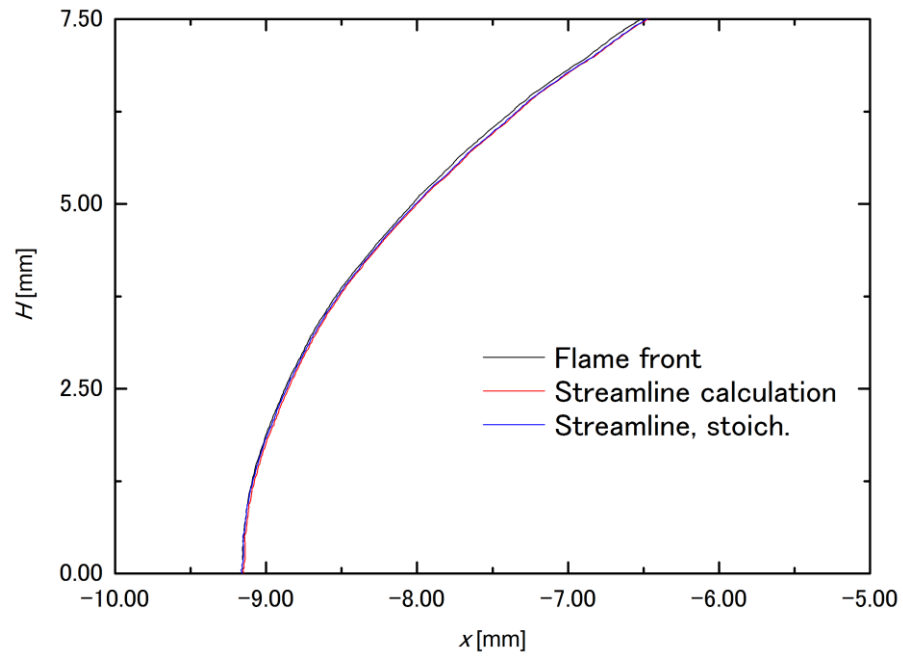
図 4-15 各条件における燃焼効率

4.4.6 不均一性の影響因子

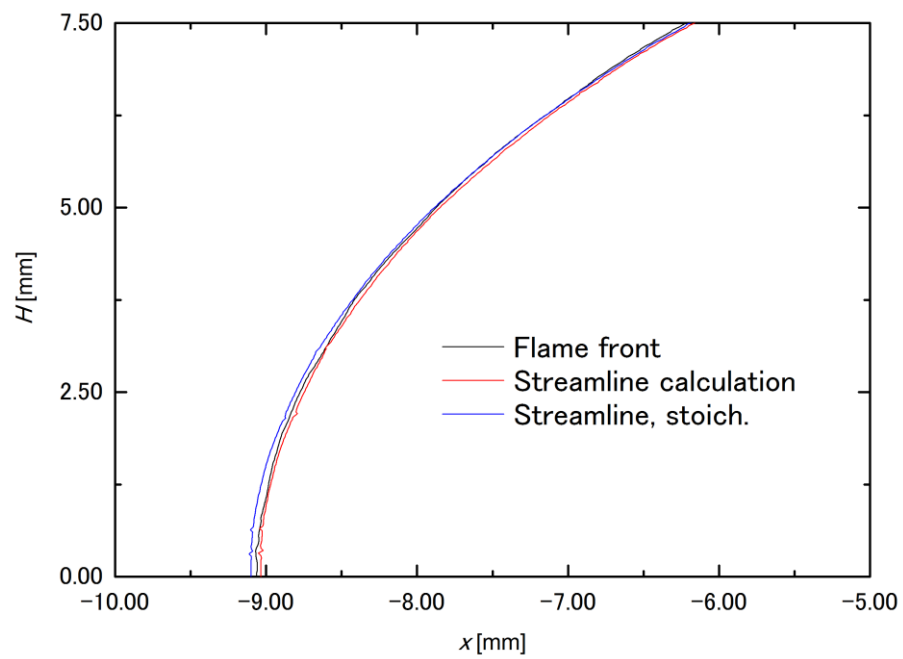
前章において述べた、不均一性の影響を表すパラメータとしての流入マッハ数 M 、および当量比 Φ の影響について、本章で得られた強いオーバードリブデトネーションに対しても同様に流線追跡反応計算を行うことで個別の影響を解析することを試みた。用いた計算手法も前章と同一で、衝撃波背後から流線を時間追跡しつつ各点の圧力を参照しながら化学反応を解き進め火炎面位置を予測するというもので、当量比 Φ の影響を抽出するため衝撃波位置の局所当量比を化学組成の初期条件として取り入れる可変組成条件、および全て当量比 1 とする均一組成条件の 2 種類の条件で比較した。ここで、前章と主流条件の違いによりマッハ数の当量比に対する分布も異なり、主流 a を例にとると当量比 0.13-8.00 の変化での範囲で $M=7.31-3.98$ と変化することに注意すべきである。

その流線追跡反応計算の結果を、主流 a における濃度勾配条件 4 つに対し、図 4-16 に示す。黒線が実際に観察された火炎面、赤線および青線が流線追跡反応計算の結果に相当し、それぞれ可変組成条件、均一組成条件にあたる。全ての条件において可変組成条件での計算が実際の火炎面とよく一致しており、また $\Phi_0=2.25, 0.25$ (図 4-16(a),(d))において均一組成条件でもほぼ変化はない。それに対し、 $\Phi_0=3.50$ (図 4-16(b))では $H<3.50$ mm で火炎面がより上流側に予測されるようになり、 $\Phi_0=5.00$ (図 4-16(c))ではより大きな差異を生じている。よって前章と同様に、当量比 3 より大きい過濃組成において当量比 Φ の影響も有意となり、火炎面の決定に大きく影響するようになることが導かれた。ただ、前章のくさび上の ODW に比べれば、それらの違いは小さくなってはいるが、これは強いオーバードリブの場合、衝撃波背後の広範囲で亜音速流れとなるため、不均一な衝撃波背後状態が下流に向かってうにつれある程度平均化される傾向があり、組成による化学反応速度への影響の相対的差異も小さくなるためと考えられる。

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション

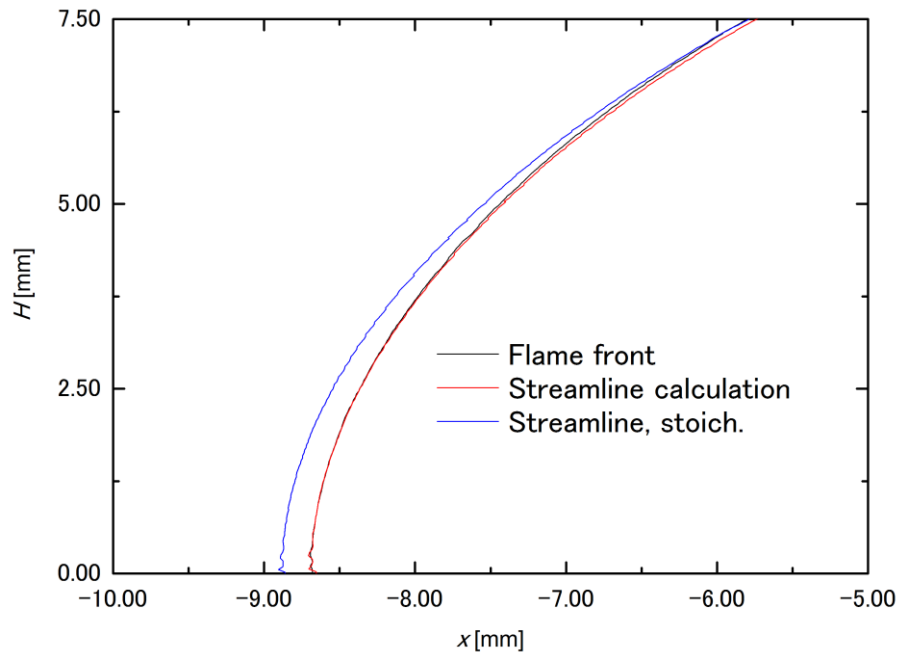


(a) 主流 $a \cdot \Phi_0 = 2.25$

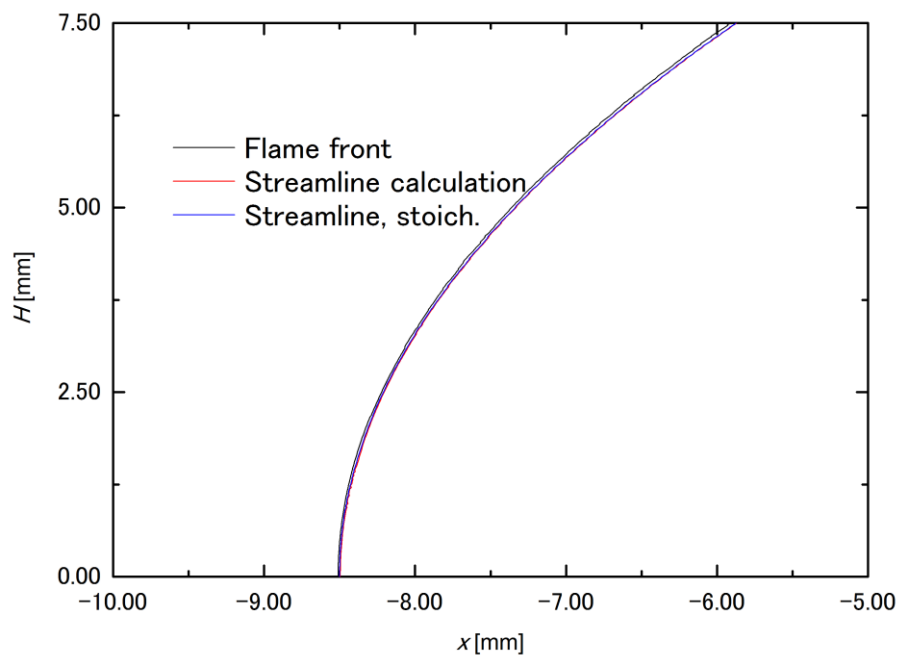


(b) 主流 $a \cdot \Phi_0 = 3.5$

4. 鈍頭物体上の斜めデトネーション



(c)主流 $a \cdot \Phi_0 = 5.00$



(d)主流 $a \cdot \Phi_0 = 0.25$

図 4-16 火炎面の流線追跡計算

4.4.7 結果と考察のまとめ

本章では鈍頭物体上の斜めデトネーション，および衝撃波誘起燃焼に対し数値計算を行い，濃度勾配を与えた場合の斜めデトネーションがとる波面形態，燃焼特性，特殊な波面現象，および不均一性の影響因子の評価を行った．

その結果，下記の知見が得られた．

Center-rich 濃度勾配を強めることで，安定な斜めデトネーションが振動燃焼になり，さらに変化し安定な衝撃波誘起燃焼に遷移した．この逆の変化も，**Center-lean** 濃度勾配を強めることで観察された．またその中で，特殊な振動燃焼形態として，中心軸付近のみで有意な振動が起こる **inner-oscillation**，および外側でのみ活発な振動が起こる **outer-oscillation** が確認された．また，もう 1 つ不均一流に特有な波面構造として，安定な衝撃波誘起燃焼において衝撃波と火炎の最接近点が中心軸よりも外側で観察される形態が生じた．

燃焼特性として出口境界上の既燃ガス組成および燃料消費率・エネルギー変換率の計算も行った．その結果は前章のくさび平面上の斜めデトネーションに対し見られた傾向と定性的に一致しており，燃焼は各流線上で独立して生じ拡散燃焼は見られなかった．また濃度勾配によって燃料消費率・エネルギー変換率は低下し，特に火炎帯が大きく後退し球面に接近するようになると，領域内の混合気がほぼ燃焼に関わらず出口境界を通過することがわかった．

また，振動燃焼発生の可否が Φ_0 ，および H_0 も含めて変化させ調べた．その結果，低速な主流条件 **b**(マッハ 5.03)では振動燃焼の発生は中心軸上の当量比が支配的となることがわかった．その一方で，高速な主流条件 **a**(マッハ 6.46)ではその限りでなく，同じ Φ_0 の値に対しても H_0 の値に対し振動が発生する一定の範囲が存在することがわかった．これは中心軸よりも外側で最も衝撃波が強くなる部分が存在しうることが影響していると考えられる．

最後に行った不均一性の影響因子に関する考察からは，前章と同様に $\Phi_0=3$ 以上の **Center-rich** 濃度勾配において当量比 Φ が有意になることが導かれ，また同様に全条件で流入マッハ数が支配的であることが明らかにされた．

エンジン実用の観点からは，振動燃焼はエンジン作動の不安定性を及ぼすものとして回避しなければならない現象であるが，**Center-lean** 濃度勾配条件においてそれが消失しさらに火炎面積の大きさのため燃料消費率の低下も **Center-rich** 濃度勾配条件に比べ抑えられたことから，保炎物体上で希薄組成とすることが有利に働くといえる．

5. C-J 斜めデトネーション

5.1 問題設定

本章では、C-J 解に相当する斜めデトネーションの数値計算のため、図 5-1 に示したように、半径 2.38 mm の球状物体を中心軸上に置き、その側方および後方に計算領域を延長した、C 型の計算格子を配置した。4 章と同様に、半径方向に ξ 軸、球面に沿う方向に η 軸を定義し、グリッド数は 750×999 とした。カルテシアン座標系においては主流方向を x 、鉛直方向に H をとり計算領域外径側の境界は中心軸上では $x = -10.00 - 20.00$ mm の範囲、高さ方向には $H = 30.00$ mm まで延びる楕円形状とし、波面角の大きい斜めデトネーションでも領域内に適切に捉えられるように設定している。 $\xi = 1$ の面は流入境界と出口境界を兼ねており、 $H = 30.00$ mm の点を境に左右で異なる境界条件を適用している。すなわち流入境界は濃度勾配を有する気流の速度・状態量で固定し、出口境界は前章までと同様、単純な 0 次外挿を用いて設定した。本章で扱う斜めデトネーションは物体から離れており、境界層、および後流の影響は微小とするのが適切と考えられるため、球体表面はすべり壁条件を採用した。

以上の球体を含む計算領域は、前田らが行ったバリスティックレンジ実験[40]との比較のため合わせたものであり、下記で説明する計算条件についてもそれに相当する混合気流を模擬したものとしている。

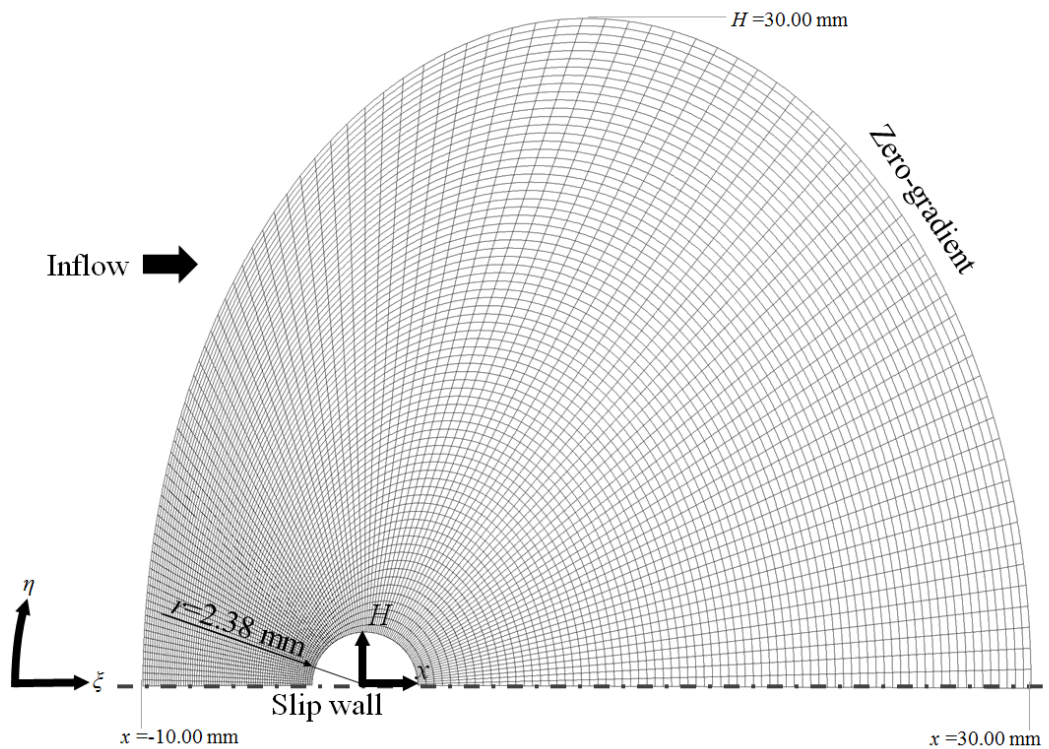


図 5-1 計算領域

5.2 計算条件

本章で用いた計算スキームを、表 5-1 に要約する．基本的には 4 章と同様であり，軸対称形の方程式を用いた上で，対流項を AUSM⁺-up で解いた．使用した化学反応機構も同一ではあるが，本章で対象とする混合気組成はバリスティックレンジ実験に合わせるため，H₂/O₂/Ar とし，不活性ガスのみ前章までの N₂ から置き換えている．時間積分法について，本章では本質的に非定常な，横波の含まれる斜めデトネーションが観察されるため，最終解を得るには常に非定常計算を想定した TVD2 次精度ルンゲ・クッタ法を用いた．ただし，最終解を得るまでには物理時間を長く要するため，初期の波面発達段階までは LU-SGS と対角化点陰解法を組み合わせた陰解法によって解くことにより計算の効率化を図った．以上のような計算手法は時間，空間ともに 2 次精度の解法となるが，本章で出現する横波構造を正確に解像するためには基本的にさらに高次精度の解法が必要とされる[85]．そのため 2 次精度となる本研究におけるスキームでは横波構造の詳細な理解には不足しているが，本章での議論は先行衝撃波と火炎面の巨視的な構造変化とその濃度勾配への依存性を主眼とし，横波構造の解析についてはごく定性的な考察にとどめることにする．

また，主流条件としては，本章では 1 つのみをとり，物体速度 $V_p=2188$ m/s($M=5.26$)， $p=100$ kPa， $T=296.55$ K で固定した．また均一流条件における混合気組成は 2H₂-O₂-3Ar とし当量比 1，アルゴンの希釈率を 50%とした．

濃度勾配の導入は，計算領域の上端 $H=30.00$ mm を勾配幅 H_0 として設定し，基本的に総当量比を 1 に保った上で中心軸上当量比 Φ_0 を選択したが，後述するように物体後方の C-J 斜めデトネーションの議論という目的の明確化のため， $\Phi_0=1.00$ としたまま，外側に向かって過濃組成，あるいは希薄組成に向かうような変則的な濃度勾配の導入も行った．その場合も用いる濃度勾配のガウス関数は同様で(2-79)であり，前者($\Phi=1.00$ -rich)が Center-lean の式，後者($\Phi=1.00$ -lean)が Center-rich の式に相当する．その場合は，中心軸当量比 Φ_0 および外端当量比 Φ_{out} の 2 つを選択することで分布形状を決定した．

表 5-1 計算スキーム

□	採用スキーム□
支配方程式	軸対称 2 次元層流ナビエ・ストークス方程式
対流項	AUSM ⁺ -up
粘性項	2 次精度中心差分
生成項	H ₂ /O ₂ /Ar 詳細反応機構(9 化学種 27 素反応)
時間積分	LU-SGS + 対角化点陰解法(初期) →2 次精度 R.K.法(最終解)

5.3 均一量論混合気流条件

まずは前田らの実験条件に合わせ、全域が当量比 1 である混合気流が一様に流入する境界条件を与えた。発達を完了した ODW の波面構造について、図 5-2 に示す。ここでは前章までと同様に、圧力の等高線を黒線で、 H_2O の質量分率を赤-黄-白のカラーマップにて表示し、それらを重ね合わせそれぞれ衝撃波、および火炎構造を示唆するものとしている。

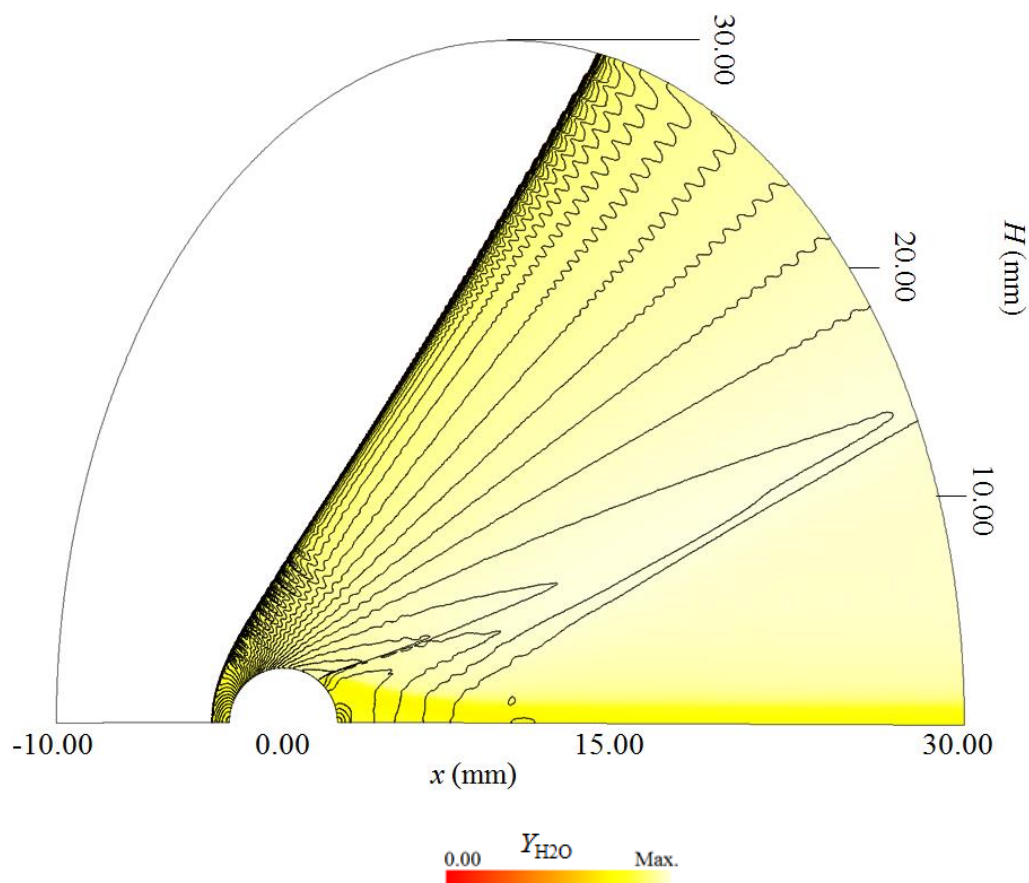


図 5-2 均一流条件における ODW 波面構造

球面前面では強いオーバードリブンの ODW が形成され、外側へ離れるにつれ膨張波を受けて弱まり波面角が浅くなると、やがて一定の角度に落ち着き $H=8.00$ mm 付近以降では斜めデトネーション波面はほぼ直線形状となった。この直線部分が C-J 状態の斜めデトネーションであり、波面後方の、波面に対して垂直方向の流れのマッハ数が 1 となり、下流からの擾乱なしに自己保持できる状態である。このような全域で ODW かつ、下流で C-J 状態の ODW が得られる現象は同条件での前田らの実験における観察結果と一致している。ここで得られた ODW の波面角度は、平均して 58.31° と算出された。これは CEA[86] による量論 $2\text{H}_2\text{-O}_2\text{-Ar}$ 混合気に対する計算値 61.51° より少し小さく、前田らによる実験観測値 60° よりもやや小さい程度である。この C-J 角は式(1-12)で示した通り C-J 速度から求まるが、この C-J 速度は一般に上流側の未燃ガスと下流側の既燃ガスの熱力学的状態から

求まるため、上記の C-J 角のずれは本研究による熱物性値の予測の差異や、あるいは図 5-2 の ODW 波面で $H=5.00$ mm や $H=25.00$ mm あたりに見られる横波による波面角計算値のばらつきが不可避であることにも起因していると考えられる。このことは、 H 方向位置に対する ODW 波面角の関係を示した図 5-3 でも確認できる。同図からはまた、不安定性のため不明瞭ではあるが下流ほど ODW 波面角が増加する兆候が認められるため、より下流まで計算領域を拡張することでさらに CEA による計算値や実験値に近づいていく可能性も暗示される。少なくとも現行の計算領域を用いた計算では、波面角が CEA による計算値よりも 3-5°低くなる傾向が観察されたため、以降の波面角に関する議論ではそのことに注意しなければならないが、先行研究[6]でも 1 次元解析値よりも 1-2°小さい波面角が得られていることを考慮すれば以降の議論に問題を生じるものではないといえる。

また本研究で除外した境界層の影響は、上述のように実験との一致から問題にならないことがわかる。主流レイノルズ数にすると均一量論組成として 9.0×10^5 程度だが、前章と同様に衝撃波と火炎が物体から離脱する構造のため乱流境界層の影響も実質問題にならないといえる。これは後述の不均一流条件においても同様と考えられる。

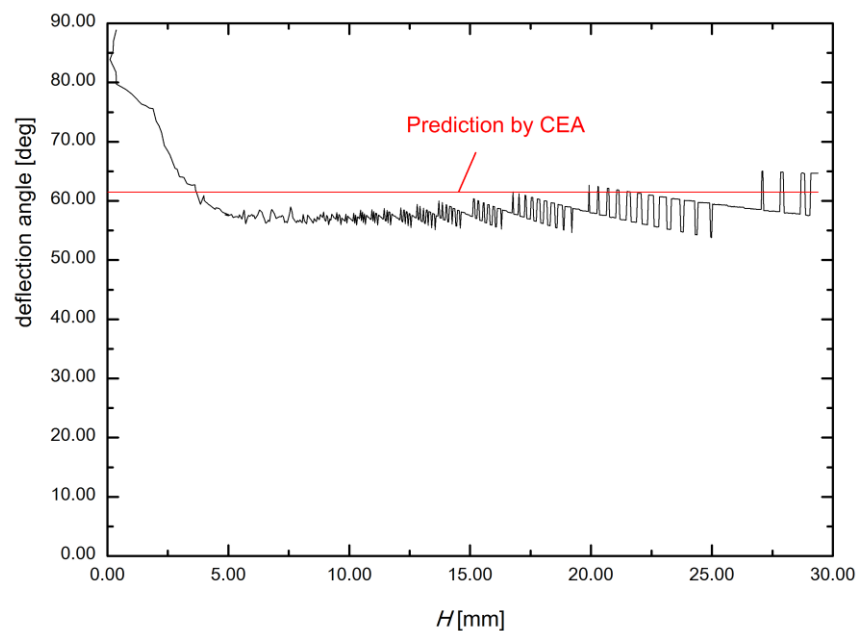


図 5-3 均一流 ODW の波面角度分布

5.4 不均一流 ODW

続いて、主流の速度、静温、静圧は同一としたまま濃度勾配を導入し、その中において形成される ODW の形態について数値計算を行い、解析を行った。

5.4.1 波面構造

まずは前章までと同様に、計算領域内の総当量比を 1 と固定とした上で Center-rich/Center-lean 濃度勾配を導入した場合に得られた波面構造を各々 1 条件ずつ、図 5-4 に示す。図中には衝撃波上流の流入流線の局所当量比をいくつか示している(青が過濃、緑が希薄、グレーが量論組成)。同図(a)が Center-rich, (b)が Center-lean にあたるが、これら 2 つは局所当量比に応じて正反対の特性をもつ波面の分布を示した。すなわち、(a)Center-rich 濃度勾配においては、オーバードリブンの領域を含めた球体に近い領域($H \sim 10.00$ mm)では不安定性にもとづく非定常構造が顕著になり、その後方でもカラーマップ中の白いまだら模様が示すように、横波の三重点の移動が燃焼が特に高圧で強くなる点が時間変化するために既燃ガス組成の分布も不均質となっていることがわかる。その一方で、外側に離れた領域に行くにつれ波面の不安定性は抑えられ、ZND モデル的な均質な平面の斜めデトネーションへ推移していった。そしてその波面角は、過濃組成から希薄組成領域に進むにつれて浅くなっていった。これは、水素濃度が低いほど単調に C-J 角が減少する(C-J 速度が小さくなる)という CEA による予測と合致した観察結果である。一方で図(b)の Center-lean 濃度勾配条件では正反対に、球体に近い領域では滑らかな波面の ODW が生成し、過濃組成となる外側領域に向かって波面角増していった。計算領域外端近くでは不安定性により横波構造を生じている様子も認められる。

以上のように組成の差異とその方向に応じた波面の形態が得られ、またこのことから局所の波面の特性は局所当量比に基づいた議論が行えることが示唆された。その局所波面についての解析として、波面角度の変化についての議論を別途、後述する。

Center-rich 濃度勾配、および Center-lean 濃度勾配を図 5-4 に示したものよりも強め、それぞれ $\phi_0=3.00$ 以上、および $\phi_0=0.25$ 以下に変化させたところ、どちらにおいても C-J ODW が得られず、全域において SIC になる波面構造が得られた。その一例として $\phi_0=0.25$ での SIC を図 5-5 に示す。球体前面においてカップリングしたオーバードリブndeトネーションが得られているものの、球体後方では膨張波により衝撃波、火炎ともその波面角が浅くなり波面が分離、SIC へと移行している。この SIC 形態において特筆すべき濃度勾配の影響はみられず、全域を均一に $\phi=3.00$, $\phi=0.25$ とした条件においても、同様に SIC が得られた。そのことから、C-J ODW の開始は球面上の局所当量比が支配的となりうることが示唆された。

5. C-J 斜め detonation

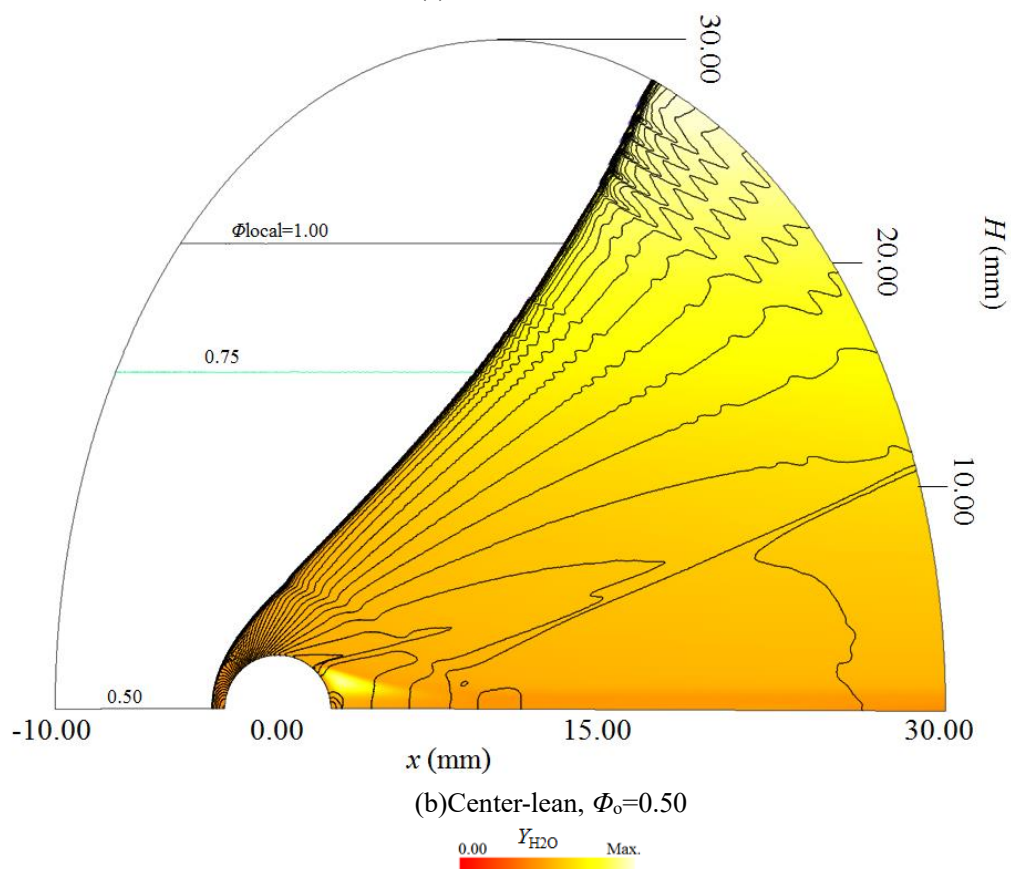
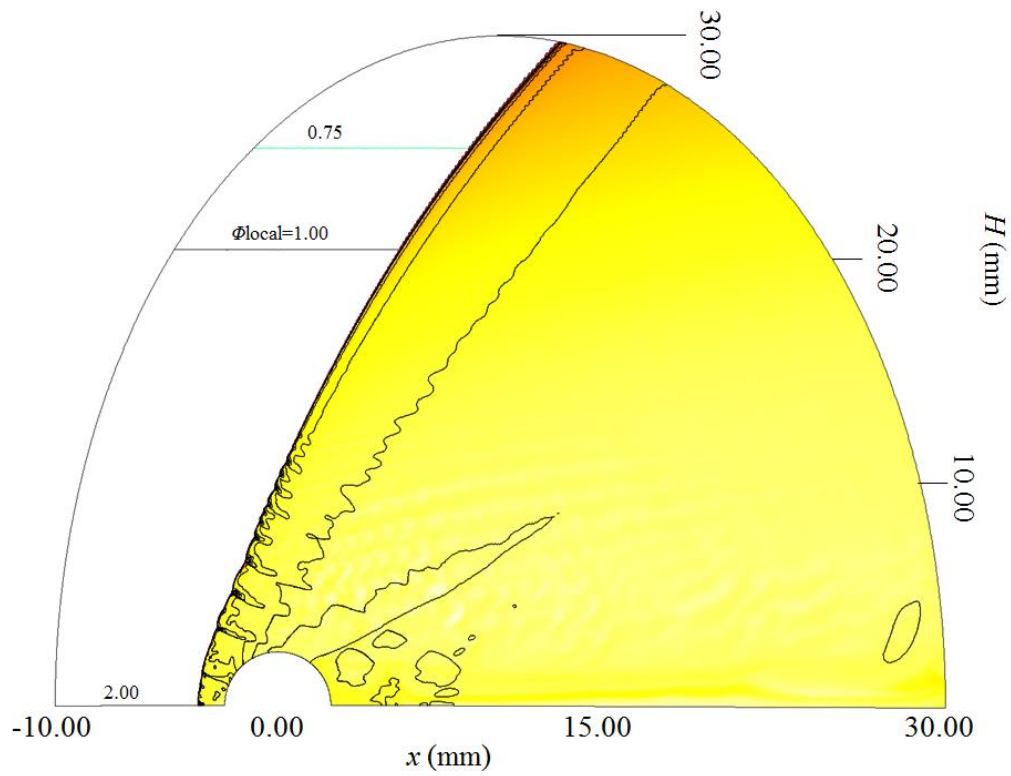


図 5-4 C-J ODW の Center-rich/lean 濃度勾配中における波面構造

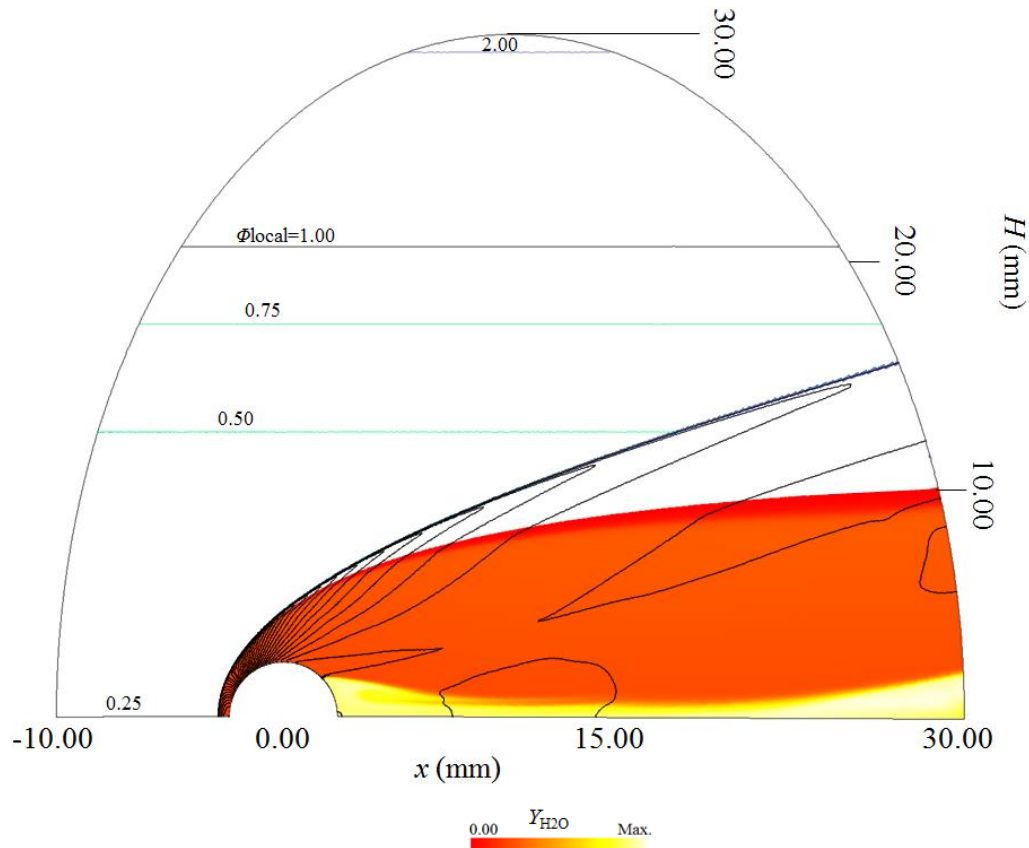


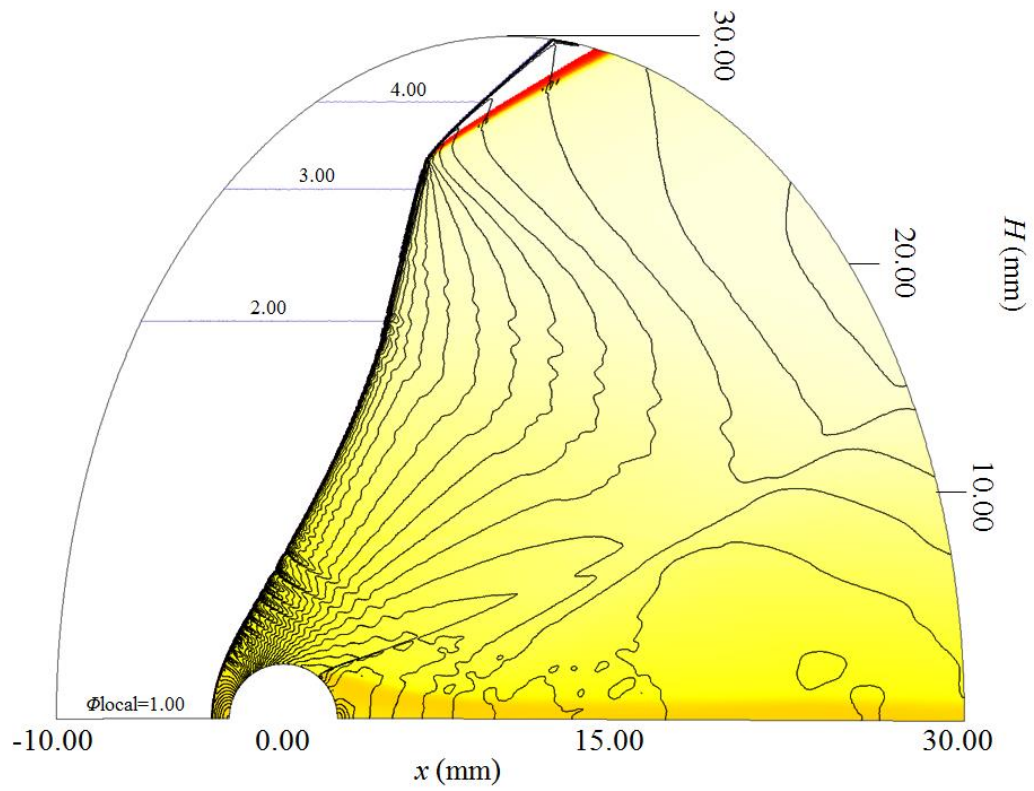
図 5-5 強い Center-lean 濃度勾配($\phi_0=0.25$)で得られた SIC の様子

上述の Center-rich/lean 濃度勾配条件では、C-J ODW の発生に ϕ_0 の値が強く影響するため、限られた ϕ_0 の範囲で C-J ODW が得られた。そこで、ここでは C-J ODW の発生を担保したうえでより広範囲の濃度勾配条件の議論を行うべく、 $\phi_0=1.00$ と固定した上で計算領域外端の局所当量比 ϕ_{out} を指定し濃度勾配を決定する手法をとった。その場合でも $\phi_{out}<1$ か $\phi_{out}>1$ に応じて使用する濃度分布の式は Center-rich/lean のもの(2-79)と同一である。このような種類の濃度勾配をここでは便宜上 Center-stoich として区別することにし、以降各計算条件を分類することにする。

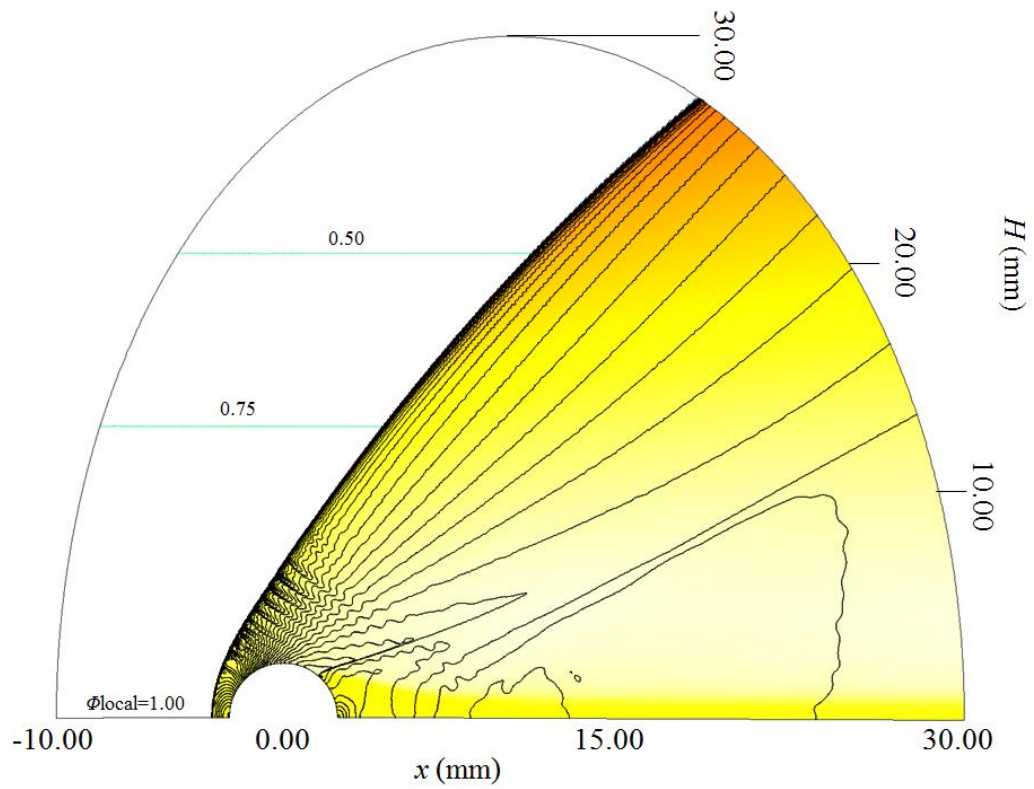
そのような Center-stoich 濃度勾配として ϕ_{out} の値を様々に変え波面形態変化の観察を行った。それら計算結果としての波面構造を図 5-6 に示す。同図(a)は $\phi_{out}=5.00$ とした条件に相当する。ここで特筆すべき現象は、 $\phi=3.30(H\sim 26.00\text{ mm})$ 付近において衝撃波と火炎の分離が生じ、それより外側では C-J ODW が消失し SIC の領域が出現しているという点である。分離に際してその衝撃波角度は不連続的に現象し明確に変曲点を生じるような形状になっている。これはデトネーションでなくなったことで衝撃波が急激に自走性を失い、内側のデトネーション波面に引っ張られて伝播するような恰好になることを示唆している。このような分離点に至るまでは、当量比が過濃組成になるにつれ波面角度も急峻になっており、図 5-4 で見たような波面角度の変化傾向と同様だった。反対に外端領域で希薄組成

$\Phi_{\text{out}}=0.25$ とした図 5-6(b)では、波面角度は浅くなっていったが、 $\Phi_{\text{out}}=5.00$ の場合と異なり顕著な波面分離は見られなかった。しかし外端側希薄組成の濃度勾配を極端に強め、 $\Phi_{\text{out}}=0.01$ とした場合(図 5-6(c))では、 $\Phi_{\text{out}}=5.00$ で見られたような波面分離が起こっている。しかしこれらの条件では、分離に際しても衝撃波角度の連続的な減少傾向に変化はない。そのような差異は、分離点における当量比が非常に小さく、未燃ガスと既燃ガスの状態にほとんど差がなく、デトネーションであるかどうかに関わらず衝撃波の角度にもほぼ差が観察されないためである。また過濃組成領域と異なり C-J 角は減少する向きのため、不連続的に減少へ転じるといった形態をとり得ないことにも起因している。過濃組成領域における波面分離をもう少し詳しく見るため、外端を極端に過濃組成とした $\Phi_{\text{out}}=100$ についても計算した。そこで得られた波面構造が図 5-6(d)に示すものであるが、ここでは波面分離点がさらに上流に位置し、分離点での局所当量比も 1 に近い(~ 1.50)。そして分離点ではまだオーバードリブデトネーションの波面角度が収束し C-J 角となる前の状態であることから、最終的に C-J ODW を形成しうるような強いオーバードリブデトネーションを生じる混合気流でも、濃度勾配の存在によって C-J ODW が得られないこともあることを示している。分離点よりも下流の衝撃波は、外端に近づくほどその角度を増しており、過濃組成が強まることで流入マッハ数が減少する効果が現れている。よって $\Phi_{\text{out}}=5.00$ (図 5-6(a))でも領域は小さいものの、分離後の衝撃波角は増加しているはずであり(後の波面角度に関する議論でもこの傾向が確かめられている)、C-J ODW の領域では波面角が増加、分離により急激に減少、流入マッハ数減少により再び増加という特異な波面形状を呈していることがいえる。

5. C-J 斜め detonation



(a) Center-stoich, $\Phi_{out}=5.00$



(b) Center-stoich, $\Phi_{out}=0.25$

5. C-J 斜めデトネーション

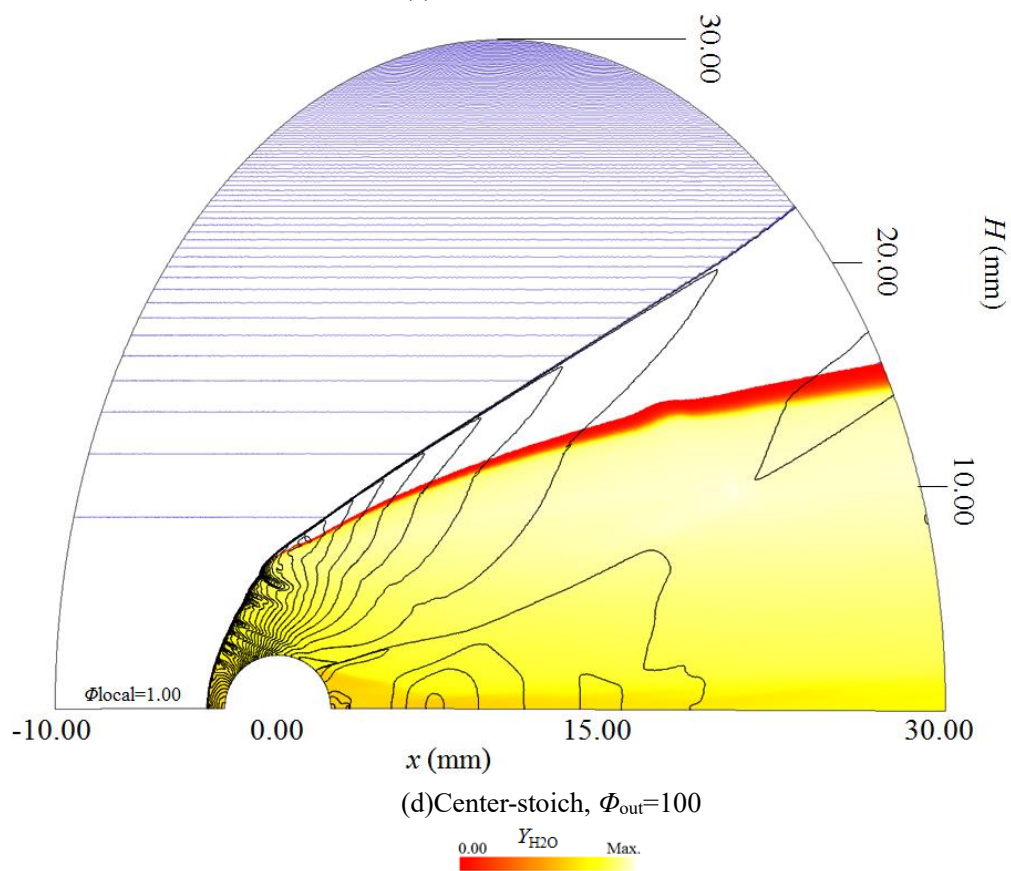
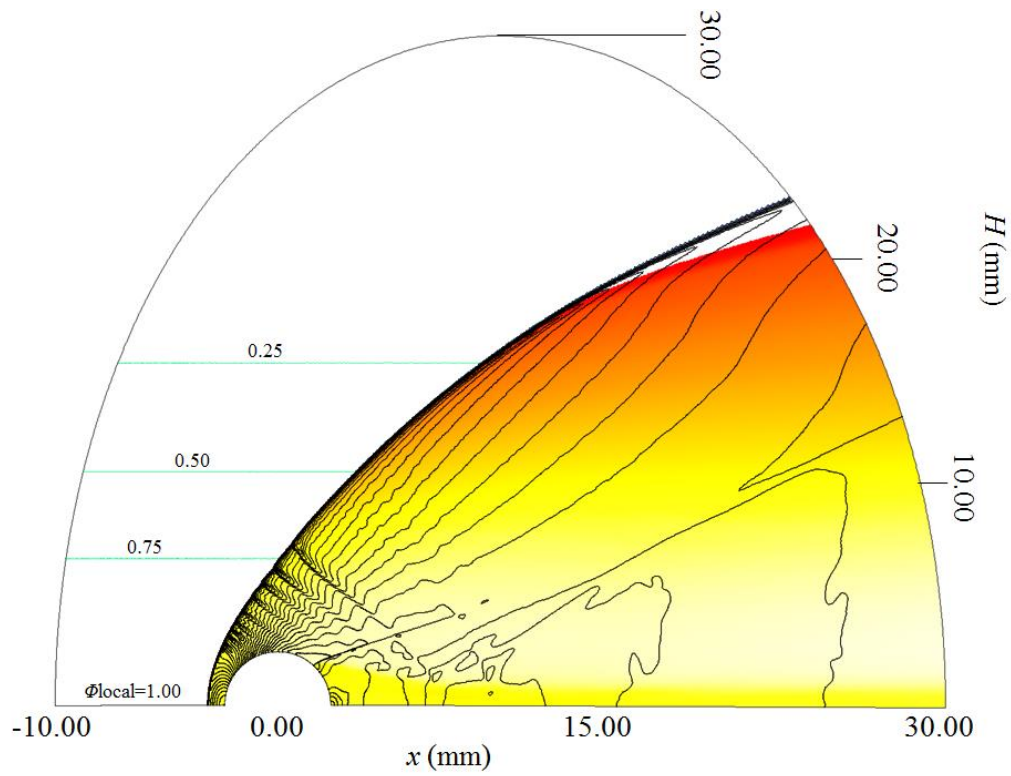


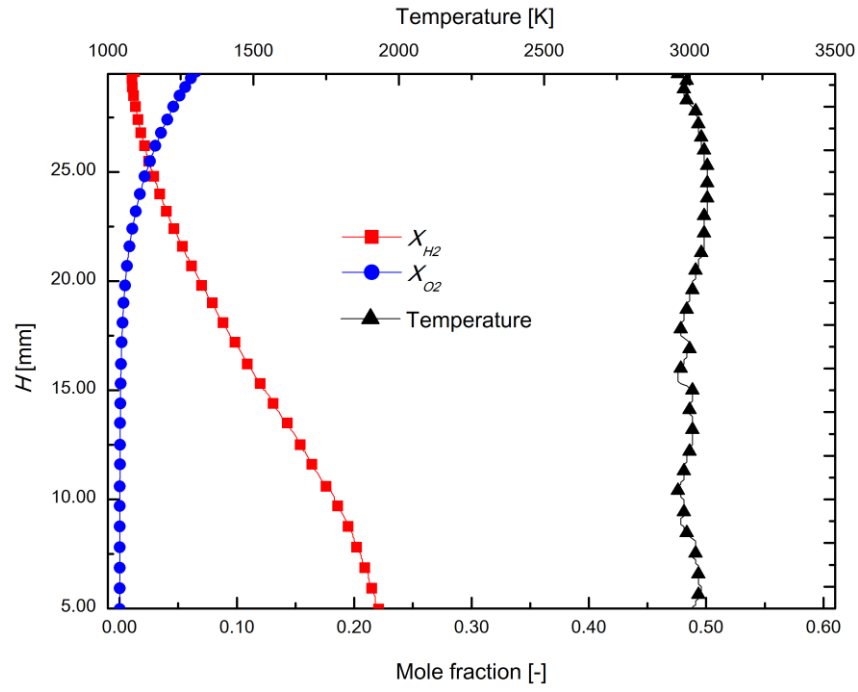
図 5-6 C-J ODW の Center-stoich 濃度勾配中における波面構造

5.4.2 燃焼特性

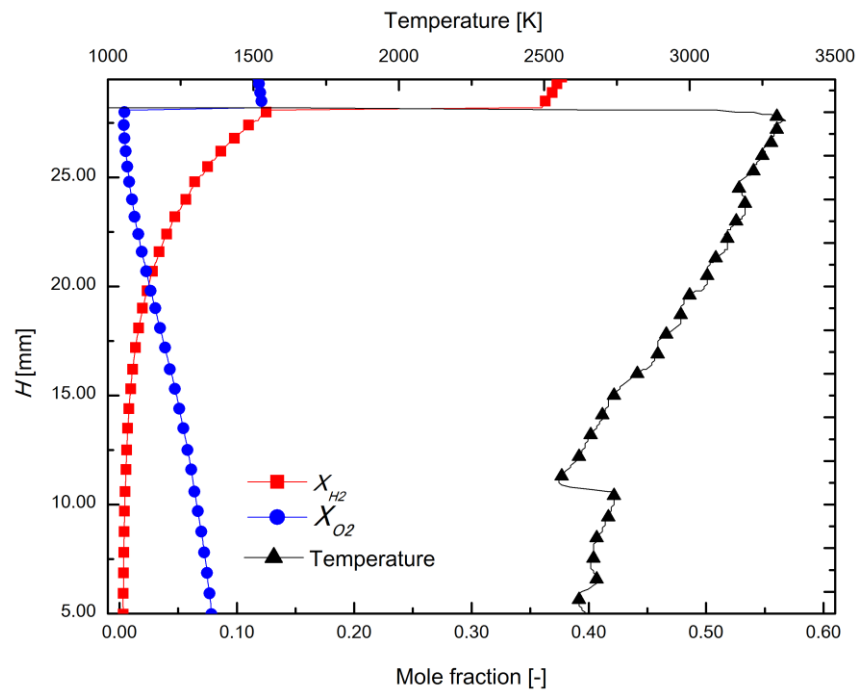
前章までと同様に、ここでも出口境界上における既燃ガスの分布を算出した。図 5-7 に Center-rich/lean 条件で 1 つずつ((a), (b)), Center-stoich で 2 条件((c), (d))について反応物(水素, 酸素)のモル分率分布, および温度分布を示す。

ここで示した全ての条件に共通して、不足成分の反応物はほぼ全て消費されていることがわかる。また燃焼温度も概ね 2500-300 K の範囲で推移し、局所当量比に応じた既燃ガス温度になっていることが示唆されるが、Center-rich, $\Phi_0=2.00$ の条件(図 5-7(a))のみはほとんど均一な燃焼温度となっている。これについては総当量比の等しい Center-lean, $\Phi_0=0.50$ の条件の波面構造と比較すると(図 5-4(a), (b)), Center-rich 条件の場合ではオーバードリブンから C-J 状態になる領域まで、波面角度が大きい領域が非常に広く高温・高圧中での燃焼が維持されやすいためと考えられる。Center-lean 条件では希薄組成領域で波面角の浅い領域が広く、高い流入マッハ数の効果を打ち消すほど燃焼ガスの生成が少なく温度も十分に上がらないため、図 5-7(b)のような外側ほど温度が高い傾向が出ているということが示唆される。このことは、図 5-4(b)の H_2O 質量分率が低い領域が広いことから裏付けられる。ただ、上述のような過濃領域で高温が保たれやすいという考察は、Center-stoich, $\Phi_0=5.00$ にあたる図 5-7(c)を見る限り成り立っておらず、過濃領域ほど温度は下がっている。しかしこちらの条件では図 5-6(a)を見ればわかるように、オーバードリブンデトネーションが C-J ODW に発達する段階で、球体面から放出される膨張波により波面角が大きく減少する領域が球体近傍にあり($H<5.00$ mm), これにより高温の燃焼が維持されなくなるためであることが推測できる。それより下流の波面でも、そもそも $\Phi>2.00$ の大きく過濃組成な領域までより急峻に変化する濃度勾配のため、温度の減少がつづくものと考えられる。

5. C-J 斜め detonation

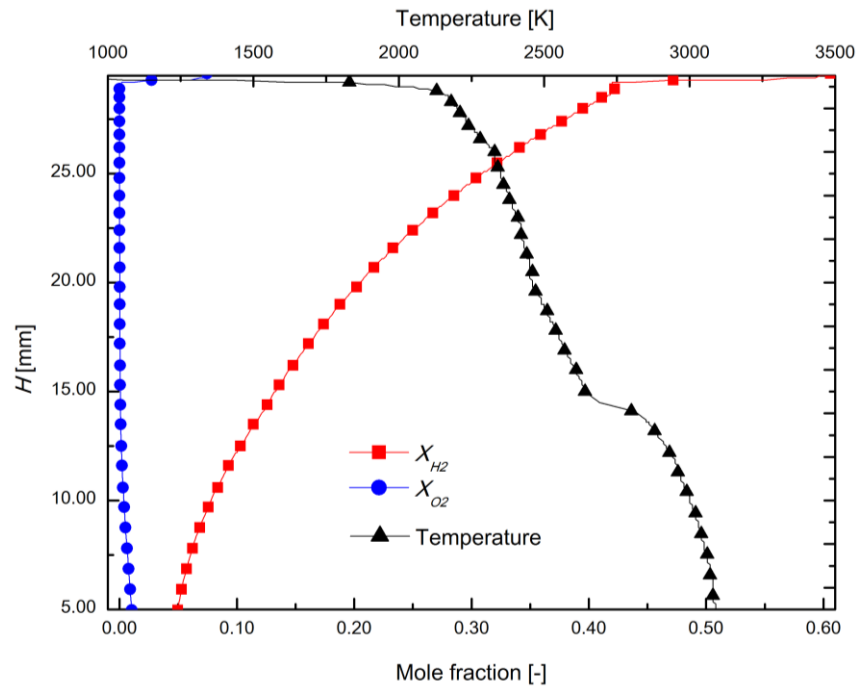


(a) Center-rich, $\Phi_0 = 2.00$

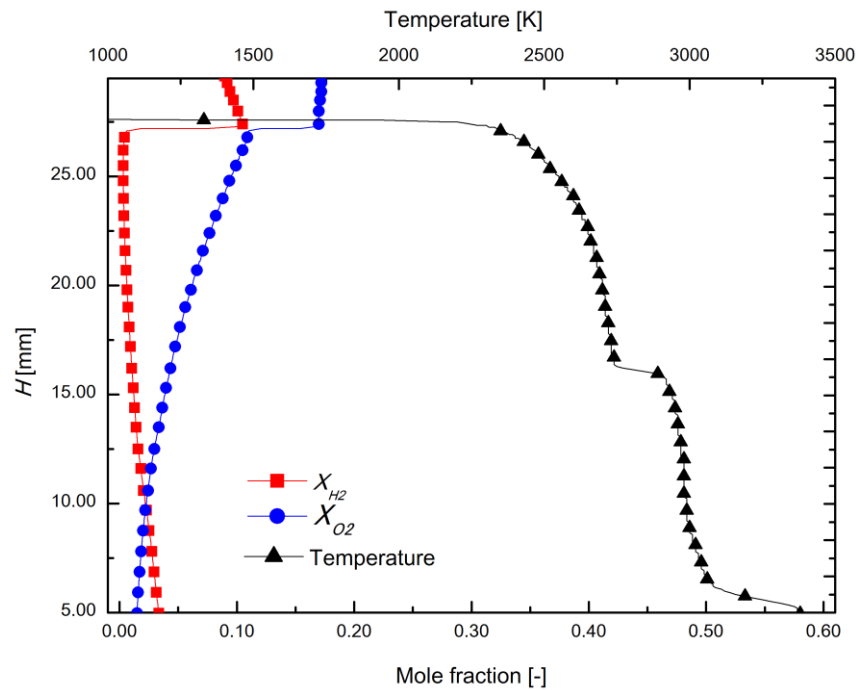


(b) Center-lean, $\Phi_0 = 0.50$

5. C-J 斜め detonation



(c) Center-stoich, $\Phi=1.00-5.00$



(d) Center-stoich $\Phi=1.00-0.25$

図 5-7 出口境界の既燃ガス状態

上記で述べた燃焼特性で、総当量比をそろえた Center-rich/lean の 2 条件に関し、出口境界上での燃料消費率およびエネルギー変換率の、均一流条件からの変化を算出し、表 5-2 にまとめた。

ここでは C-J ODW が保持される 3 条件のみの比較になるが、表中の値から、濃度勾配を導入する場合でも消費率、変換率とも若干の低下が認められるのみで、特にエネルギー変換率については Center-rich, Center-lean の選択に対し鈍感だった。燃料消費率は Center-lean の方が低下が大きい、これは図 5-6(a)(b)の水質量分率の分布を比べても、Center-lean 条件のほうが小さい領域が広いことから示唆される通りの傾向であるといえる。均一流条件とこれら 2 条件を比較した場合に、燃料消費の低下に比べエネルギー変換率の変化が抑えられたのは、過濃組成では衝撃波角が大きくなり、希薄組成では流入マッハ数が大きくなり高压状態を生む効果が付随するため、熱解離を抑えたまま H_2O の生成が促成されることが影響しているためと考えられる。

表 5-2 Center-rich, Center-lean 条件での燃焼特性

	燃料消費率	エネルギー変換率
均一流	0.84	0.53
Center-rich, $\Phi_0=2.00$	0.78	0.49
Center-lean, $\Phi_0=0.50$	0.73	0.49

5.4.3 ODW 波面角度

5.3 節でも述べた通り、通常、均一混合気流中において C-J ODW はデトネーション速度と気流速度の比に応じた C-J 角で一定の直線形状になる。これは組成が過濃、希薄の場合でも同様であり、一定の組成に対し 1 つの波面角度のみをとるようになる。本研究で扱うような濃度勾配の存在する場合は、これまで述べてきた通り波面が曲率を有するが、局所の波面要素の角度の、局所当量比との対応を調べることで 1 次元的に求まるデトネーション速度が濃度勾配中で成立するかについて議論が可能である。

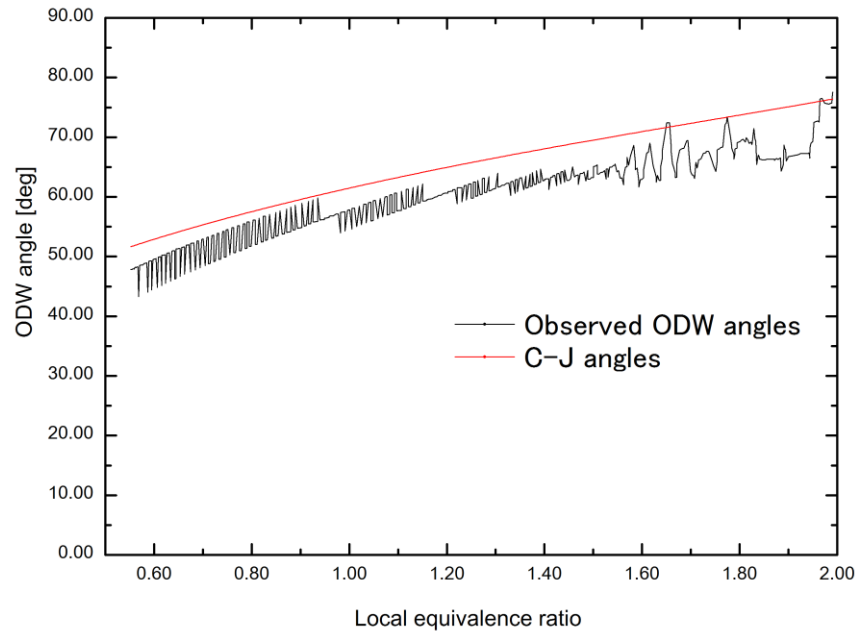
そこで、以上で得てきた濃度勾配中の ODW の波面角度を局所の波面要素に対し算出し、図 5-8 に対応する局所流入当量比との関係としてまとめて示す。黒線が実際に得られた角度分布であり、また各図中には、CEA により計算した C-J 角の値を赤線として併せて表示している。計算領域外端近くに対応する角度分布に離散的なばらつきが見られるが、これは外側ほど解像度が低いことによる影響と考えられる。また、条件によっては横波による不安定な波面が波面角度の決定に不確かさをもたらす振動を生んでいる様子も見られる。それらのような不確かさを生じる要素が存在しているものの、同図(c)と(f)を除いては概ね得られた角度分布が C-J 角度を数度下回る形で沿っていることが確認できる。このことから、基本的には濃度勾配中においても C-J ODW は、局所当量比に応じた C-J 角をとること

がわかった。その一方で、Center-stoich 濃度勾配の $\Phi_{out} > 1$ となる条件ではこのような対応関係は見られなかった(図 5-8)。まず $\Phi_{out}=100$ の条件(図 5-8(f))では C-J 角の増加傾向と反対に波面角度が減少し、そのまま波面分離によりさらに急激な減少を起こしているが、このような減少傾向は、デトネーションとなっている領域がオーバードリブンから C-J デトネーションへと角度を減じて収束していく段階に限られているためである。

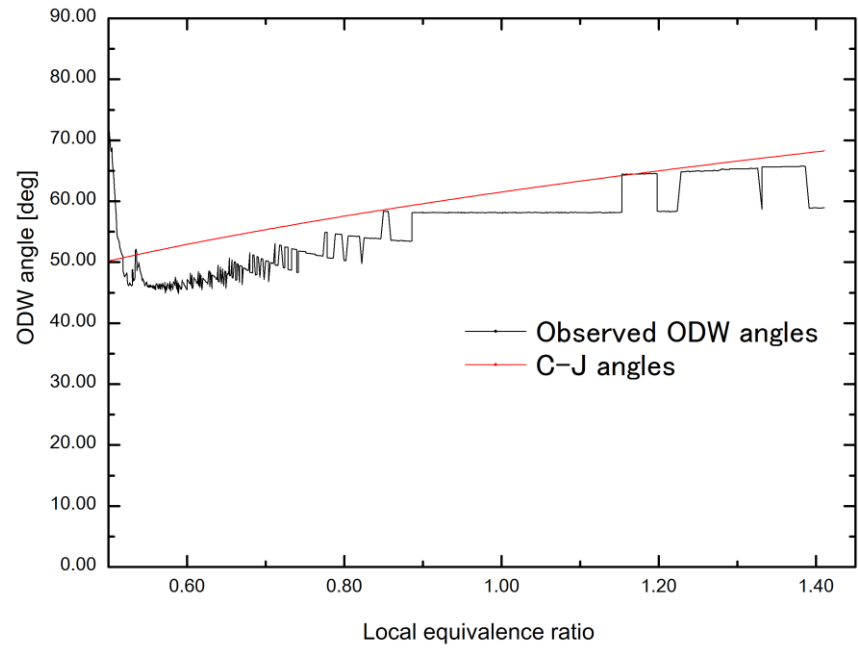
一方、 $\Phi_{out}=5.00$ の条件(図 5-8(c))では $\Phi=2.00$ までは C-J 角と良好な一致を見せているが、それ以上過濃組成の領域では、波面角度が上昇せずほぼ一定値をとり、 $\Phi \sim 3.25$ 付近で波面分離のため不連続的に減少する。そもそも赤線で示す C-J 角は $\Phi_{out}=2.56$ までしか示していないが、これよりもさらに過濃組成では斜めデトネーションが保持されず伝播デトネーションとして前方へ伝播してしまう領域となる。このあたりの局所当量比となる領域ではグリッドの解像度が粗くその波面角度を正確に捉えられていないという可能性も示唆されるが、それでも波面角度が増加せず斜めデトネーションとして静止している理由は、波面分離が起こる当量比に近いことを考慮すると、次のように考えることが出来る。そもそも、波面分離が生じる原理は、衝撃波背後で有意な急速燃焼が維持されないほど反応誘導距離が大きくなるためと考えられる。つまり、C-J デトネーションが保持されるためには、衝撃波背後の十分短い距離で相対マッハ数 1 に達するほどの反応が起こり下流の膨張波による擾乱を避ける必要があるが、反応誘導距離が長く火炎面までの距離が開くと、火炎面による圧縮作用を、膨張波による衝撃波の減衰効果が上回ってしまう。それがデトネーションの保持を不可能にし、結果波面分離が生じてしまう。それと同じように、波面角がある程度以上上昇しないことは、反応誘導距離が大きくなってしまいうためであると考えられる。つまり、当量比がある程度以上大きくなると、もはや波面直後でのマッハ数 1 の状態が維持できず膨張波の作用が卓越し波面角を減じる方向に転じてしまう。同図の $\Phi \sim 2.20$ 以上の局所当量比で波面角度が増加しなかったのはこのような影響によって増加傾向が抑えられるためであると考えられる。実際に本研究でも $\Phi_0=3.00$ 以上では球体前面の垂直衝撃波の後方であってさえも大きな反応誘導距離が得られており、C-J ODW に発達せず SIC になっている。

以上で述べた、反応誘導距離が組成による変化を受けるという点は、後の節でも改めて詳細に議論することにする。いずれにせよ、C-J 角の解析には、現行のグリッドよりもサイズが小さく、半径方向にも変化しないようなものを用いた上で改めて議論する必要があると考えられる。

5. C-J 斜め detonation

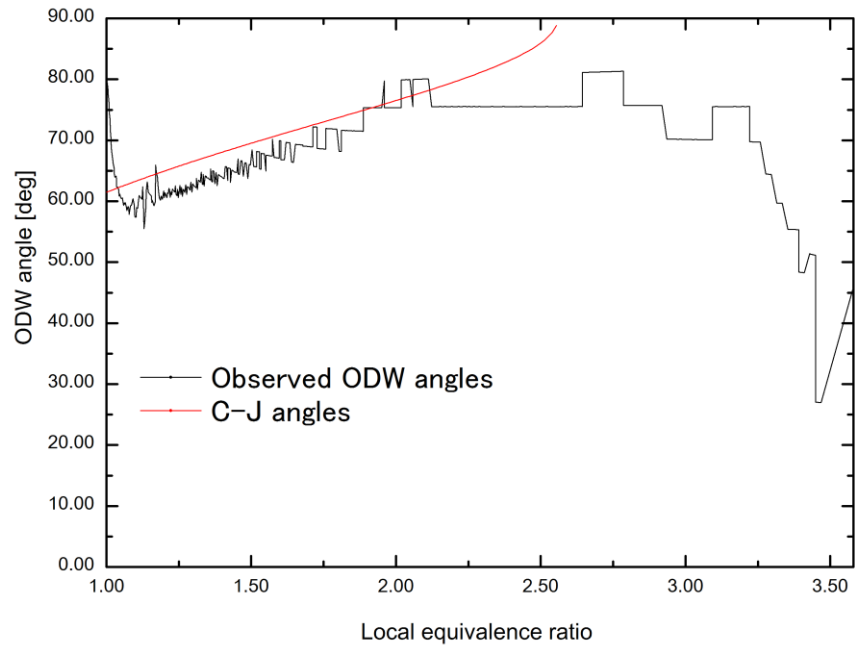


(a) Center-rich, $\Phi_0 = 2.00$

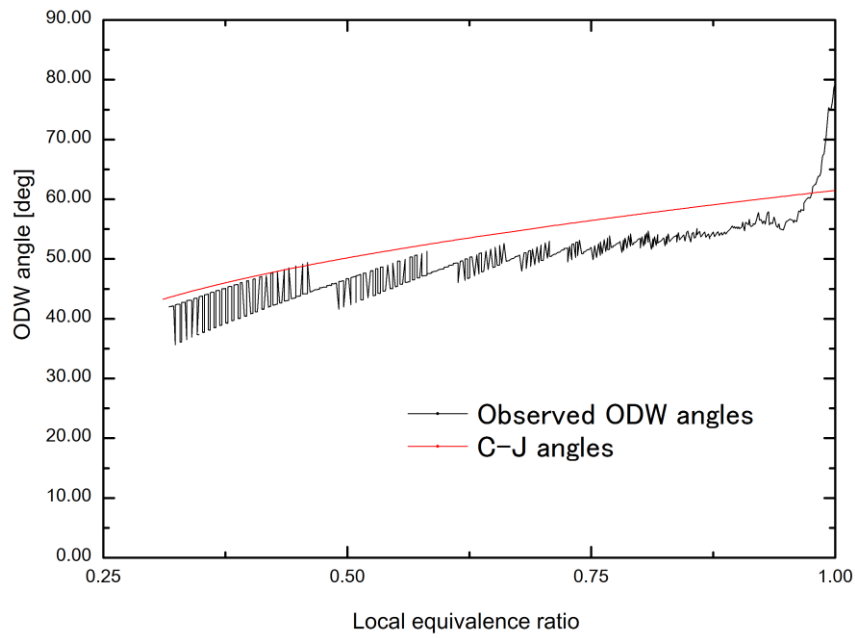


(b) Center-lean, $\Phi_0 = 0.50$

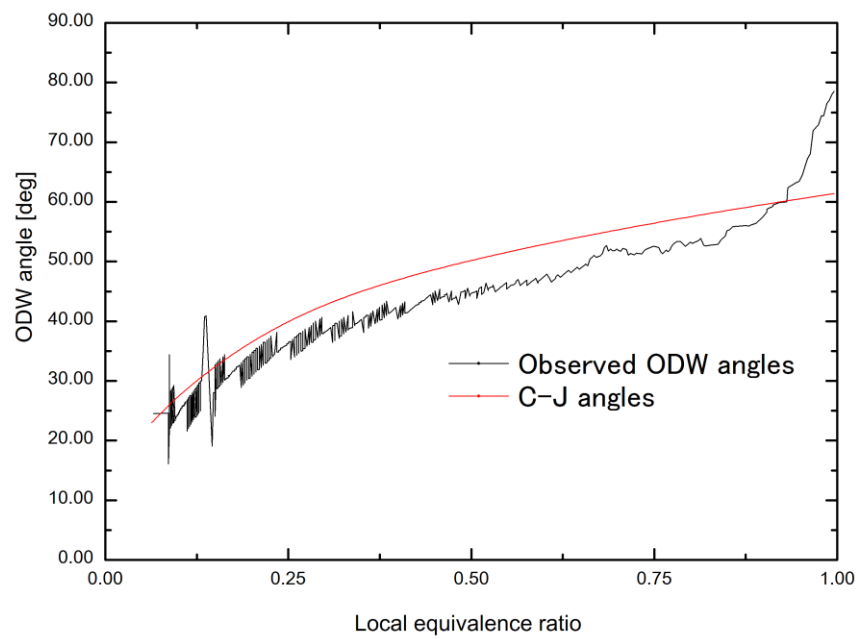
5. C-J 斜め detonation



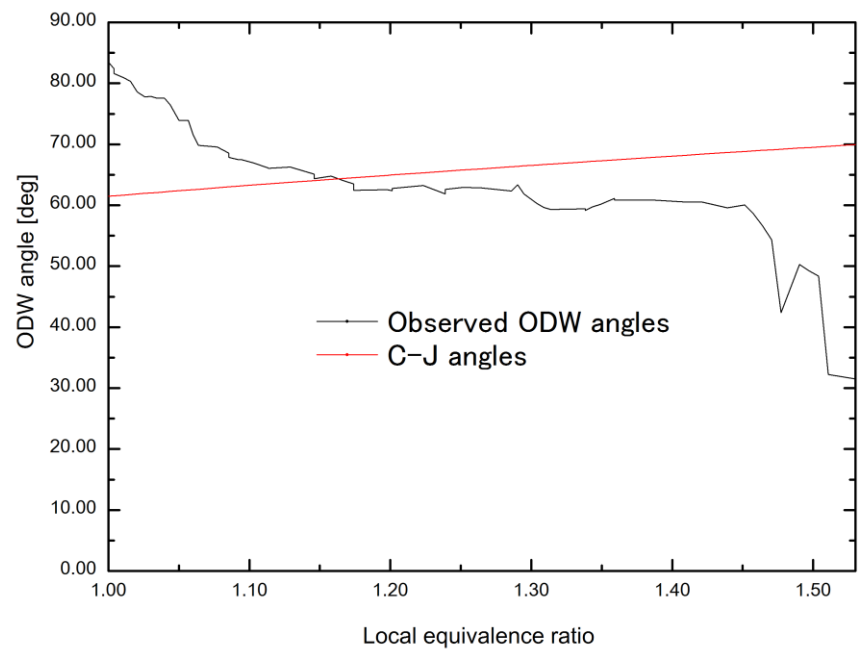
(c) Center-stoich, $\Phi_{out}=5.00$



(d) Center-stoich, $\Phi_o=0.25$



(e)Center-stoich, $\Phi_0=0.01$



(f)Center-stoich, $\Phi_0=100.00$

図 5-8 得られた波面角度と C-J 角計算値との比較

5.4.4 不均一性の影響因子

前節で見たように、C-J 状態の斜めデトネーションでは、局所当量比に応じた C-J 角に沿って波面角が変化することが示されたが、波面分離や Center-stoich. $\Phi_0=5.00$ で見られたような波面角一定の領域は既に述べた通り反応誘導距離を用いなければ説明できない現象と推測できる。そこで、実際に各当量比に応じた C-J デトネーションにおける反応誘導距離を、等積仮定から計算した。その結果を図 5-9 に示す。この図からわかる通り、当量比 0.50-2.00 の範囲ではほとんど反応誘導距離が変化せず、衝撃波背後に密着した火炎面が維持され下流からの擾乱を受けることなく C-J デトネーションが成立しやすい領域といえる。それよりも外側の範囲では反応誘導距離は有意に上昇しており、前章までも見てきた通り過濃組成側では $\Phi=2\sim3$ の範囲より、 $\Phi=1$ のときより明確に増加する傾向が見てとれる。 $\Phi=4.00, 0.40$ では量論組成の 10 倍近い値をとっている。このため C-J ODW の発達過程において、 $\Phi=2\sim3$ や $\Phi=0.40-0.50$ より過濃/希薄側で C-J 状態になるまで波面が成長(=波面角が増加)するまでに膨張波の擾乱のためますます反応性を低くし、波面分離を促進するものと考えられる。

また、前章までと同様にこの反応誘導距離の当量比に対する変化において、流入マッハ数 M 、当量比 Φ がそれぞれどの程度の影響の大きさを持つかについて考える。その前にまずマッハ数の変化しうる範囲として、当量比 0.13-8.00 の範囲では $M=6.14-3.34$ と変化すること、そして本章では酸化剤が O_2/Ar であるため、比熱比 γ も同時に変化することに注意する。しかし衝撃波前後の温度比・圧力比が概ね M の 2 乗に比例して変化するのに対し比熱比 γ への依存性は陽には弱い。そのため衝撃波強さを示すパラメータとして M を用いることに大きな問題は生じない。ここでは C-J デトネーションを考えるため、衝撃波面後の流れが等速の一次元流れとして大きな違いがなく、図 5-9 でもみたような等積仮定の反応誘導距離を、波面後の温度・圧力は当量比に応じた値のまま、可変組成条件/均一組成条件(全て当量比 1)と変えた場合の反応誘導距離を計算し、両者の条件での算出値の比を図 5-10 に示した。やはり前章までと同じように $\Phi=2.00-3.00$ より当量比の影響が顕著になっており、酸化剤の組成が $O_2/3Ar$ となってもその傾向に大きな違いは見られずほとんど図 3-23 と同じ傾向をとった。そして同図中に赤線で可変衝撃波強さ/均一衝撃波強さ(当量比 1 での衝撃波後状態を使用)での反応誘導距離の比を示しているが、こちらもまた図 3-23 と同様、全ての当量比範囲で Φ による変化をはるかに卓越しており、C-J 斜めデトネーションにおいても流入マッハ数 M の分布が波面構造、そしてひいては波面分離という特殊な現象においてもその発生に最も大きく寄与していることが示唆される。

5. C-J 斜めデトネーション

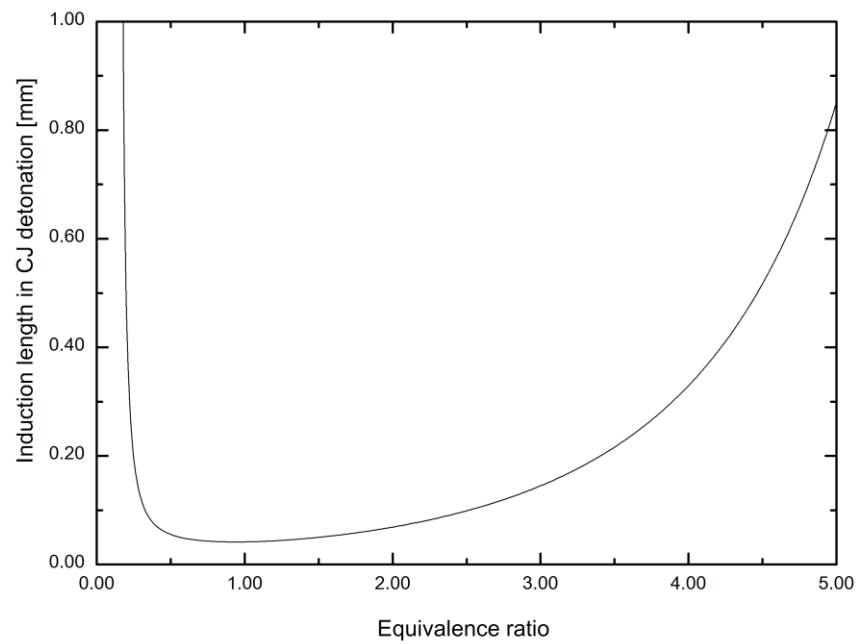


図 5-9 等積仮定の反応誘導距離への当量比の影響

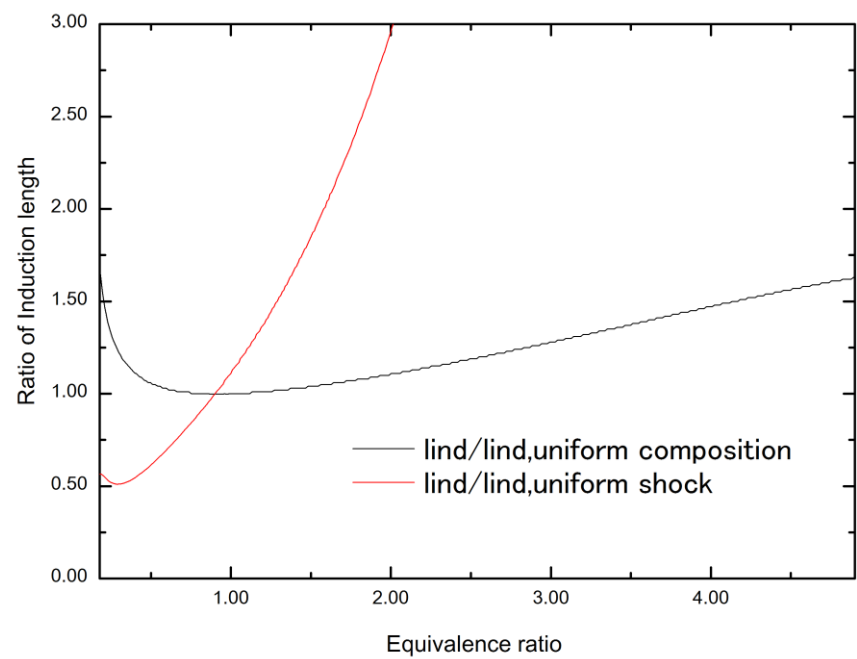


図 5-10 一様組成/衝撃波強さ仮定における反応誘導距離の比

5.4.5 結果と考察のまとめ

本章では保持物体の後方で起こる、C-J 斜めデトネーションを対象として数値計算を行い、濃度勾配を与えた場合に斜めデトネーションがとる波面構造、燃焼特性、特殊な波面現象および不均一性の影響因子について解析、議論を行った。

その結果、以下の知見が得られた。

濃度勾配中において、C-J デトネーションは曲率を有する波面形状へと変化し、局所の波面角度は局所組成について 1 次元的な解析から個々に求まる C-J 角度に概ね一致した。しかし強い濃度勾配の場合には、非定常発達の影響により差異を生じる場合があった。また発達した C-J デトネーションもある程度強く希薄/過濃組成になると、反応誘導距離の急増により衝撃波と火炎が分離し、特に過濃領域中でそれが生じる場合は衝撃波角が不連続的に変化した。

燃焼特性に関する傾向も概ね前章までと同様であり、局所組成に依存する既燃ガス組成の分布が得られた。また不均一性の影響因子についての考察でも、 $\Phi=3$ 付近より当量比 Φ の影響が有意になる一方、マッハ数 M が支配的になるという同様の結果が導かれた。

エンジンへの実用の上で C-J 解の斜めデトネーションが重要であることは既述の通りだが、本章で得られた結果より濃度勾配中でもそれが極端に強くない限りは C-J 斜めデトネーションが保持され、言い換えればエントロピー生成が最小の状態が保持されることが言えた。しかし強い濃度勾配中では波面分離による SIC への変化が起きるため、このことによる燃焼性能への影響を別途考えなければならないことが示唆される。

6. 結論

前章まで述べてきた通り，本研究では，水素-酸素の詳細化学反応機構を取り入れた 2 次元の数値計算によって，濃度勾配中における斜めデトネーションの形態について解析，議論を行ってきた。

本研究においては理論上異なる種の解に属する，くさび平面上，球面上，C-J 斜めデトネーションについて個別に論じてきたが，そこでそれぞれの斜めデトネーションに関して得られた結果は下記の通りである。

くさび平面上の斜めデトネーション：

- ・濃度勾配中において，斜めデトネーションは曲率を持った波面形状を有し，先行火炎位置，および遷移形態も著しく変化した。
- ・強い濃度勾配中においては，上向き先行火炎が V 字型先行火炎，あるいは V+Y 字型マッハステムに変化し，それに伴い反射衝撃波，および第 2 の三重点が発生するという特殊な波面構造が得られた。
- ・V 字型火炎の位置は濃度勾配の強さによらず，ほぼ一定を保ち，その先端へ流入する局所当量比もほとんど変化しなかった．このことはエンジン内の保炎の上で濃度勾配の強さが必ずしも不利にならない範囲が存在することを示唆している．また勾配幅の影響も小さく，一部例外を除き V 字構造の発生可否への影響は弱いことがわかった。
- ・V 字型構造の発生条件は，反応誘導距離勾配因子 $g = -\tan(\beta - \theta)dl_{\text{ind}}/dy$ の導入によって整理できることがわかった。

鈍頭物体上の斜めデトネーション：

- ・中心軸側過濃となる濃度勾配を強めることで，安定な斜めデトネーションが振動燃焼になり，さらに安定な衝撃波誘起燃焼となった．この逆の変化も中心軸側希薄となる濃度勾配を強めることで観察された．このことはエンジン内で振動燃焼を避けるために保炎物体上で希薄組成とすることが有利になることを示唆している。
- ・特殊な振動燃焼形態として，中心軸付近でのみ振動が起こる inner-oscillation，および外側でのみ活発な振動が起こる outer-oscillation が確認された。
- ・高速な主流条件(マッハ 6.46)に対する強い濃度勾配においては，衝撃波と火炎の最接近点が，中心軸よりも外側の領域で観察された。
- ・低速な主流条件(マッハ 5.03)では振動燃焼の発生は中心軸上の当量比が支配的だったが，高速な主流条件(マッハ 6.46)ではその限りでなく勾配幅の影響が見られた．これには中心軸より外側の衝撃波が強くなりうるものが影響していることが示唆された。

C-J 斜めデトネーション：

- ・濃度勾配中において，C-J デトネーションがとる局所の波面角度は局所組成について個々に求まる C-J 角度に概ね一致するが，非定常発達の影響により差異を生じる場合があった．
- ・発達した C-J デトネーションもある程度強く希薄/過濃組成になると，反応誘導距離の急増により衝撃波と火炎が分離し，特に過濃領域中でそれが生じる場合は衝撃波角が不連続的に変化した．

そして各解領域の斜めデトネーションで得られた結果，およびなされた議論から共通して導かれた結論は下記の通りである．

- (1)濃度勾配の導入によって，斜めデトネーションは曲率を有する形状に変化，あるいは曲率を強め，局所の組成に対する 1 次元解析により導かれる波面角度と概ね良い一致を見せた．このことから，濃度勾配中においても 1 次元的な斜めデトネーション構造が局所的に成立することがいえた．これはエンジンの性能予測には有利なことを示す結果といえる．しかし先行衝撃波背後の圧力等が不均一になるため追加で圧縮・膨張の生じる複雑な流れ場となり，特に濃度勾配が強い場合においてずれが大きくなった．
- (2)濃度勾配中の斜めデトネーションによる燃焼特性は，局所の流線の組成に応じ不足成分の反応物はほぼ完全に消費されたが，過剰成分は殆ど消費されなかったため燃焼効率は著しく低下し，拡散混合による付加的な燃焼の起きた様子は観察されなかった．エンジン性能の予測においてこの効率の低下は加味しなければならないことがいえる．
- (3)濃度勾配によって，先行衝撃波の強さが流入マッハ数の不均一性により変化すること，および当量比の差異により化学反応速度が変化することの 2 つの効果が生じるが，前者が全条件で支配的になる一方，強い濃度勾配では後者も同時に有意となることがわかった．そのためエチレンなど空気と分子量の近い燃料の選択により前者の効果がかなり抑えられることが示唆される．
- (4)局所組成に対応する反応誘導距離の大きさのみでなく，反応誘導距離の空間的勾配が V 字型火炎，振動燃焼，波面分離など本研究で確認された特殊な波面形態の出現に重要であることがわかった．この点についてはスケールの効果を加味し整理する必要がある．

以上，本研究は過去にほとんど研究例のなかった濃度勾配中の斜めデトネーションについてその波面構造・燃焼特性について明らかにし，従来観察されなかった波面現象に関する知見を得た．また，数例の先行研究で専ら支配的とされた流入マッハ数の不均一性に加え，当量比による反応速度の差異が強い濃度勾配において影響をもつことが導かれた．そして，均一混合気中の斜めデトネーションの議論において従来現象の整理に用いられてきた反応

誘導距離を発展させ、その勾配という形で不均一混合気中において有効なパラメータとできることを示した。

またエンジン実用の観点からも重要になりうる結果が導かれ、性能予測方法の改善や、保炎性能の維持方法など実用的なエンジン設計のための指標となりうる知見を得ることができた。

参考文献

- [1]新岡嵩, 河野通方, 佐藤純一, 燃焼現象の基礎, オーム社(2001), pp. 151-194.
- [2]デトネーション研究会, デトネーションの熱流体力学 1 基礎編, 理工図書(2009).
- [3]松尾一泰, 圧縮性流体力学, 理工学社(1994), pp. 26-119, 172-199.
- [4] J. H. S. Lee, The Detonation Phenomenon, Cambridge University Press (2008).
- [5]櫻井毅司, パルスデトネーションタービンエンジンの開発に向けた基礎研究, 埼玉大学博士論文(2006).
- [6] L. F. F. da Silva and B. Deshaies, Stabilization of an Oblique Detonation Wave by a Wedge: A Parametric Numerical Study, *Combustion and Flame* Vol. 121 (2000), pp. 152-166.
- [7] J.-Y. Choi, D.-W. Kim, I.-S. Jeung, F. Ma and V. Yang, Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation, *Proceedings of the Combustion Institute* Vol. 31 (2007), 2473-2480.
- [8] J. Verreault, A. J. Higgins and R. A. Stowe, Formation of transverse waves in oblique detonations, *Proceedings of the Combustion Institute* Vol. 34 (2013), pp. 1913-1920.
- [9] R. A. Gross, Oblique Detonation Waves, *AIAA Journal* Vol. 1, No. 5 (1963), pp. 1225-1227.
- [10] D. T. Pratt, J. W. Humphrey and D. E. Glenn, Morphology of Standing Oblique Detonation Waves, *Jet Propulsion* Vol. 7, No. 5 (1991), pp. 837-845.
- [11] J. Verreault, A. J. Higgins and R. A. Stowe, Formation and Structure of Steady Oblique and Conical Detonation Waves, *AIAA Journal*, Vol. 50, No. 8 (2012), pp. 1766-1772.
- [12]水谷幸夫, 燃焼工学, 森北出版(2002), pp. 78-131.
- [13] P. Wolanski, Detonative Propulsion, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 125-158.
- [14] J. Kindracki, *Badania eksperymentalne i symulacje numeryczne procesu inicjacji wirujacej detonacji gazowej*, Ph. D thesis, Politechnika Warszawska(2008).
- [15] T. Endo, J. Kasahara and T. Fujiwara, Pressure History at the Thrust Wall of a Simplified Pulse Detonation Engine, *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 9 (2004), pp. 1921-1930.
- [16] G. P. Menees, H. G. Adelman, J. L. Cambier and J. V. Bowles, Wave Combustors for Trans-Atmospheric Vehicles, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 8, No. 3 (1992), pp. 709-713.
- [17] J. Kasahara and S. Frolov, Present Status of Pulse and Rotating Detonation Engine Research, 25th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, August 2-7

- (2015), Leeds, UK.
- [18] R. Munipalli, V. Shankar, D. R. Wilson, H. Kim, F. K. Lu and P. E. Hagseth, A pulsed Detonation Based Multimode Engine Concept, AIAA Paper 2001-1786 (2001), April.
 - [19] K. Ishihara, Y. Kato, K. Matsuoka, J. Kasahara, A. Matsuo, and I. Funaki, Thrust Performance Evaluation of a Rotating Detonation Engine with a Conical Plug, *The 25th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2-7 August (2015), Leeds, UK.
 - [20] F. Falempin, Continuous Detonation Wave Engine, Advances on Propulsion Technology for High-Speed Aircraft, RTO-EN-AVT-150, Paper 8, NATO (2008).
 - [21] R. Dunlap, R. L. Brehm, and J. A. Nicholls, A Preliminary Study of the Application of Steady-State Detonative Combustion to a Reaction Engine, *Jet Propulsion*, Vol. 28, No. 7 (1958), pp. 451-456.
 - [22] W. Huang, H. Qin, S. Luo, and Z. Wang, Research Status of Key Techniques for Shock-Induced Combustion Ramjet (Shcramjet) Engine, *Science China Technological Sciences*, Vol. 53, No. 1 (2010), pp. 220-226.
 - [23] W. H. Sargent, and R. A. Gross, Detonation Wave Hypersonic Ramjet, *ARS Journal*, Vol. 30, No. 6 (1960), pp. 543-549.
 - [24] J. C. Bellet, H. P. Donzier, J. Soustre, and N. Manson, Influence of Aerodynamic Field on Shock-Induced Combustion of Hydrogen and Ethylene in Supersonic Flow, *Proceedings of the 14th Symposium (International) on Combustion*, Vol. 14, No. 1 (1973), pp. 595-602.
 - [25] R. A. Gross, and W. Chinitz, A Study of Supersonic Combustion, *Journal of the Aerospace Sciences*, Vol. 27, No. 7 (1960), pp. 517-524.
 - [26] P. M. Rubins, and R. P. Rhodes, Shock-Induced Combustion with Oblique Shocks: Comparison of Experiment and Kinetic Calculations, *AIAA Journal*, Vol. 1, No. 12 (1963), pp. 2778-2784.
 - [27] P. R. Ess, J. P. Sislan, and C. B. Allen, Blunt-Body Generated Detonation in Viscous Hypersonic Ducted Flows, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 21, No. 4 (2005), pp. 667-680.
 - [28] S. Maeda, J. Kasahara, and A. Matsuo, Oblique Detonation Wave Stability Around a Spherical Projectile by a High Time Resolution Optical Observation, *Combustion and Flame*, Vol. 159, No. 2 (2012), pp. 887-896.
 - [29] M. R. Kamel, C. I. Morris, I. G. Stouklov, and R. K. Hanson, PLIF Imaging of Hypersonic Reactive Flow Around Blunt Bodies, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 26, No. 2 (1996), pp. 2909-2915.
 - [30] Kerrebrock, Jack.L., Aircraft engines and gas turbines, Cambridge, Mass.: MIT Press (1992).
 - [31] Y. W. Wang, and J. P. Sislan, Numerical Simulation of Gaseous Hydrocarbon Fuel Injection in a Hypersonic Inlet, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 26, No. 5

- (2010), pp. 1114-1124.
- [32] W. Huang, S. L. Yan, and Z. Wangm, Performance Evaluation and Parametric Analysis on Cantilevered Ramp Injector in Supersonic Flows, *Acta Astronautica*, Vol. 84 (2013), pp. 141-152.
 - [33] T. E. Schwartzentruber, and J. P. Sislan, Suppression of Premature Ignition in the Premixed Inlet Flow of a Shcramjet, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 21, No. 1 (2005), pp. 87-94.
 - [34] E. Axdaahl, A. Kumar, and A. Wilhite, Mitigation of Autoignition Due to Premixing in a Hypervelocity Flow Using Active Wall Cooling, AIAA Paper 2013-3900 (2013).
 - [35] G. P. Menees, H. G. Adelman, and J. L. Cambier, Analytical and Experimental Investigations of the Oblique Detonation Wave Engine Concept, NASA TM-102839 (1991).
 - [36] H. F. Lehr, Experiments on Shock-Induced Combustion, *Astronautica Acta*, Vol. 17 (1972), pp. 589-597.
 - [37] C. Li, K. Kailasanath, and E. S. Oran, Detonation structures behind oblique shocks, *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 4 (1994), pp. 1600-1611.
 - [38] J. Verreault, A. J. Higgins, Initiation of detonation by conical projectiles, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 33 (2011), pp. 2311-2318.
 - [39] S. Maeda, S. Sumiya, J. Kasahara, and A. Matsuo, Scale effect of spherical projectiles for stabilization of oblique detonation waves, *Shock Waves*, Vol. 25 (2015), pp. 141-150.
 - [40] S. Maeda, S. Sumiya, J. Kasahara, and A. Matsuo, Initiation and sustaining mechanisms of stabilized Oblique Detonation Waves around projectiles, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 34 (2013), pp. 1973-1980.
 - [41] A. Matsuo, and K. Fujii, Detailed Mechanism of the Unsteady Combustion Around Hypersonic Projectiles, *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 10 (1996), pp. 2082-2089.
 - [42] 竹野忠夫, 宇野達夫, 小谷良信, 静止デトネーションの研究, 東京大学宇宙航空研究所 報告 第13号第1号(C) (1977) pp. 461-485.
 - [43] M. R. Kamel, C. I. Morris, M. C. Thurber, S. D. Wehe, and R. K. Hanson, New Expansion Tube Facility for the Investigation of Hypersonic Reactive Flow, AIAA Paper 95-0233 (1995).
 - [44] N. A. Tonello, M. Sichel, and C. W. Kauffman, Mechanisms of detonation transmission in layered H₂-O₂ mixtures, *Shock Waves*, Vol. 5 (1995), pp. 225-238.
 - [45] J. P. Sislan, R. P. Martens, T. E. Schwartzentruber, and B. Parent, Numerical Simulation of a Real Shcramjet Flowfield, Vol. 22, No. 5 (2006), pp. 1039-1048..
 - [46] J. Chan, J. P. Sislan, and D. Alexander, Numerically Simulated Comparative

- Performance of a Scramjet and Shcramjet at Mach 11, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 26, No. 5 (2011), pp. 1125- 1134.
- [47] S. A. Ashford and G. Emanuel, Oblique Detonation Wave Engine Performance Prediction, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 12, No. 2 (1996), pp. 322-327.
- [48] M. Valorani, M. Di Giacinto, and C. Buongiorno, Performance Prediction for Oblique Detonation Wave Engines (ODWE), *Acta Astronautica*, Vol. 48, No. 4 (2001), pp. 211-228.
- [49] 薄健二, 超音速ノズル内における燃料-空気混合に関する研究, 東京大学修士論文(2007).
- [50] C. Knowlen, Ram Accelerator, the website of University Washington,
URL : <http://ramaccelerator.org/home/node/12>
- [51] 八房智頭, 岩村一洋, 東田圭右, 遠藤琢磨, 滝史郎, CJ デトネーション速度近傍で飛行するラム加速器飛翔体周りの流れ場と火炎の観測, 日本燃焼学会誌, 第 48 巻, 第 145 号(2006), pp. 273-280.
- [52] J.-Y. Choi, I.-S. Jeung, and Y. Yoon, Numerical Study of Scram Accelerator Starting Characteristics, *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 6 (2008), pp.1029-1037.
- [53] C. Li, K. Kailasanath, E. S. Oran, A. M. Landsberg, J. P. Boris, Dynamics of oblique detonations in ram accelerators, *Shock Waves*, Vol. 5 (1995), pp. 97-101.
- [54] K. Ishii, and M. Kojima, Behavior of detonation propagation in mixtures with concentration gradients, *Shock Waves*, Vol. 17 (2007), pp. 95-102.
- [55] K. G. Vollmer, F. Ettner, and T. Sattelmayer, Deflagration-to-Detonation Transition in Hydrogen/Air Mixtures with a Concentration Gradient, *Combustion Science and Technology*, Vol. 184 (2012), pp. 1903-1915.
- [56] J. Fujii, Y. Kumazawa, A. Matsuo, S. Nakagami, K. Matsuoka, and J. Kasahara, Numerical investigation on detonation velocity in rotating detonation engine chamber (in press), *Proceedings of the Combustion Institute* (2016).
- [57] J.-L. Cambier, H. Adelman, and G. P. Menees, Numerical Simulations of an Oblique Detonation Wave Engine, *Jet Propulsion*, Vol. 6, No. 3 (1990), pp. 315-323.
- [58] V. V. Vlasenko, and V. A. Sabel'nikov, Numerical Simulation of Inviscid Flows with Hydrogen Combustion behind Shock Waves and in Detonation Waves, *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, Vol. 31, No. 3 (1995), pp. 376-389.
- [59] J. P. Sislan, R. Dudebout, J. Schumacher, M. Islam, and T. Redford, Incomplete Mixing and Off-Design Effects on Shock-Induced Combustion Ramjet Performance, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 16, No. 1 (2000), pp.41-48.
- [60] J.T.Poinsot,D.Veynante, Theoretical and Numerical Combustion 2nd Edition, Edwards (2005).
- [61] 澤井智毅, 吉澤能政, 軸対称圧縮性ナビエ・ストークス方程式の数値解析-ランク・ヒルシュ管-, 筑波大学水理実験センター報告, No. 11 (1987), pp. 29-40.

- [62] 数値流体力学編集委員会, 数値流体力学シリーズ 5 燃焼・希薄流・混相流・電磁流体の解析, 東京大学出版会(1995).
- [63] 藤井孝蔵, 流体力学の数値計算法, 東京大学出版会(1994), pp.155-192.
- [64] 日本機械学会, 熱力学, 丸善(2002).
- [65] 日本機械学会, 燃焼の数値計算, 丸善(2001).
- [66] NIST, JANAF Thermochemical Tables available at <http://kinetics.nist.gov/janaf/>
- [67] M.O. Connaire, H. J. Curran, J. M. Simmie, W. J. Pitz, C. K. Westbrook, LLNL web site available at <https://combustion.llnl.gov/archived-mechanisms/hydrogen>.
- [68] 高橋周平, 博士論文, 岐阜大学(1999).
- [69] Poling, Bruce E, Prausnitz, J.M., O'Connell, John Paul, The properties of gases and liquids, McGraw-Hill (2001).
- [70] A. A. Konnov, Development and Validation of a Detailed Reaction Mechanism for the Combustion Modeling, *Eurasian Chemico-Technological Journal*, Vol. 2 (2000), pp. 257-264.
- [71] J. Warnatz, U. Mass, and R.W. Dibble, Combustion 3rd Edition, Springer (2000).
- [72] K. K. Kuo, Principles of Combustion 2nd Edition, Wiley (2005).
- [73] C. K. Law, Combustion Physics, Cambridge University Press (2006).
- [74] H. C. Yee, Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA TM-89464 (1987).
- [75] M.-S. Liou, A sequel to AUSM, Part II: AUSM⁺-up for all speeds, *Journal of Computational Physics*, Vol. 214 (2006), pp. 137-170.
- [76] K. Kitamura, and E. Shima, Towards shock-stable and accurate hypersonic heating computations: A new pressure flux for AUSM-family schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol. 245 (2013), pp. 62-83.
- [77] C. W. Shu, and S. Osher, Efficient Implementation of Essentially Non-Oscillatory Shock Capturing Schemes, *Journal of Computational Physics*, Vol. 77, No. 2 (1988), pp. 439-471.
- [78] A. Jameson, and S. Yoon, Lower-Upper Implicit Schemes with Multiple Grids for the Euler Equations, *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 7 (1987), pp. 929-935.
- [79] Y. Ju, Lower-Upper Scheme for Chemically Reacting Flow with Finite Rate Chemistry, *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 8 (1995), pp. 148-1425.
- [80] N. P. Waerson, H. Deconinck, Design principles for bounded higher-order convection schemes - a unified approach, *Journal of Computational Physics*, Vol. 224 (2007), pp. 182-207.
- [81] C. Li, K. Kailasanath, and E. S. Oran, Effects of Boundary Layers on Oblique-Detonation Structures, AIAA Paper 1993-0450 (1993).

- [82] H. Teng, Y. Zhang, and Z. Jiang, Numerical investigation on the induction zone structure of the oblique detonation waves, *Computers & Fluids*, Vol. 95 (2014), pp. 127-131.
- [83] Y. Liu, Y.-S. Liu, D. Wu, and J.-P. Wang, Structure of an oblique detonation wave induced by a wedge, *Shock Waves*, Vol. 26, No. 2 (2016), pp. 161-168.
- [84] R. L. Alpert, and T.-Y. Toong, Periodicity in Exothermic Hypersonic Flows about Blunt Projectiles, *Astronautica Acta*, Vol. 17 (1972), pp. 539-560.
- [85] T. Nonomura, N. Iizuka, and K. Fuii, Freestream and vortex preservation properties of high- order WENO and WCNS on curvilinear grids, *Computers&Fluids*, Vol. 39 (2010), pp. 197-214.
- [86] B. J. McBride, M. J. Zehe, and S. Gordon, Chemical Equilibrium with applications. In: NASA Glenn Research Center. 2010.
<https://www.grc.nasa.gov/WWW/CEAWeb/ceaHome.htm> Accessed 10 Sep., 2014.

謝辞

まずは修士課程から津江・中谷研究室に入って 5 年間、ご指導ご鞭撻くださった津江先生、中谷先生に感謝いたします。私は言うことを聞かずわがままだったのでさぞ扱いづらい学生だったろうと思いますが、私のこれまたわがまま発信の研究テーマを持たせてくださったおかげで、今までの私では考えられなかったくらい外の人達とのつながりがたくさんできましたし、ひょっとしたら二度とないかなというような貴重な経験も数多くできました。技術専門員の内海さん、奥抜さんには材料加工のことで初歩的な質問にも親身になって答えてくださいました。実験系の経験が浅いせいでいろいろ考えが至らない面が多かったと思いますが、いつも親切にアドバイスをくださりました。同じく技術専門員の岩田さん、そしてマテリアル工作室の杉田さんにも実験装置の製作でお世話になりました。私の拙い図面と説明にもかかわらず、こちらの変な要求も快く引き受けてくださいました。また新領域先端エネルギー工学専攻の鈴木先生には研究、実験装置に関して多大なご助言をいただただけでなく、激励の言葉もかけていただき大変感謝しております。実施しなかった実験もご期待に沿えず、満足にできないまま博士論文完成を迎えてしまい実力不足を情けなく思う限りですが、これからの研究の機会に教えていただけたことを全て生かして形にしていきたい所存です。

日本大学生産工学部環境安全工学科の山崎先生、秋濱先生、大熊先生、今村先生にはまた別の実験の機会をくださりまして、本当にありがとうございました。おかげさまで今まで私が触れてこなかった研究や実験装置について多く学ぶことができて、博士課程の研究生生活もとても充実したものになったと思います。実験系の知識が至らないところでご迷惑をおかけしてばかりでしたが、こちらの提案をいつも柔軟に聞いていただけてとても感謝しております。

博士課程の研究テーマについて多大な助言をくださった、広島大学の遠藤先生、埼玉大学の小原先生、前田先生、九州工業大学の坪井先生、名古屋大学の笠原先生、松岡先生、横浜国立大学の石井先生、慶應義塾大学の松尾先生、首都大学東京の櫻井先生、岐阜大学の朝原先生、そして石井研の石原さん、兼子さんをはじめ各大学の研究室の学生の方々にも学会等で大変お世話になりました。一人で学会や夏の学校に飛び込むことが多かった私ですが、いつも温かく迎え入れてくださって大きな励みになりました。名古屋大学の笠原先生にはデトネーションを始めたいという私を激励して下さり、研究テーマを決定する大きなきっかけをくださいました。埼玉大学の小原先生、前田先生には、実験の場を提供していただけるだけでなく、直接実験装置の操作までご尽力いただいて大変感謝しております。同研究室の吉木君、富田君も恐れ多いほど実験作業のほとんどをしてもらったので、実験条件の選定やデータの考察などに専念することができました。また首都大学東京の櫻井先生には非常勤講師としてお世話になりました。これまで経験のなかった学生を指導する立場は新鮮で勉強になりましたし、基礎的な燃焼実験を通し改めて基礎的事柄を学ぶ良い機会になりました。

した。

田口さんをはじめ JAXA の職員の皆様には修士課程から研修生として 4 年間もの間、大変お世話になりました。私は要領が悪くなかなか良く貢献ができなかったところか、失敗してご迷惑をおかけしてばかりでしたが、常に暖かい人柄で私の至らなさを受け入れてくださり、また実験のみならず輪講会の場においても研究室の中では決して学べない多くの事柄をご教授くださいました。

慶應義塾大学の横森先生には学部 4 年生の 1 年間のみでしたが、とても濃密な研究生活の場を提供してくださいました。その身をもって研究者としてあるべき姿勢をご教授くださったうえ、外部の大学院の受験を快く受け入れてくださり、大変感謝しております。1 年間に教わった研究や、論文、発表などへの臨み方は今でも多く私の身になっていることを日々実感しています。こちらの大学院に移ってから学会でお会いした際には激励の言葉をくださいまして、ありがとうございます。横森研在籍時に数えきれないほどお世話になった先輩方、何よりも心の支えになった同期の皆にも感謝したいと思います。

そしてもう既に 2 ページ目なので津江・中谷研の学生の皆にも感謝の意を表したいと思います。同期の榊は間違いなく最も優秀な男でした。彼の研究や仕事に臨む姿勢や方法には見習うべきところがいくらかもありましたし、幅広い知識や鋭い洞察力に圧倒されることが数多かったです。芳成のほうの小林君は一見するとちゃらんぼらんですが人当たりや要領がよく、後輩からの人望も厚かったので私にはないものをいろいろ持っているな、と思いながらいつも羨んでいました。

おとなしそうで実は人懐こくて話しやすい浅上君、物腰柔らかく潔いほどのアニメ好きな井関君、料理が得意で隠れアニメ好きの増田君、羊の皮をかぶりながら研究へ臨む姿勢は徹底的だった川澄君、常に締切に追われて危なっかしいながら誰より努力家の素質を備えた安藤君、いつも図面に工作と戦い生き急ぐ姿が印象的ながら、(多分)音楽の造詣がかなり深い飯田君、ダジャレの造詣がかなり深い船橋君、イケメンとしての才能、バックグラウンドを全て兼ね備えた木下君の修士課程の面々には、私は自分のことを優先しがちで先輩らしいことができたか微妙なところでしたが、彼らは魅力的な奴らでそれぞれ研究室のムードメーカーになってくれたのでむしろ楽しませてもらう場面が多かったです。留学生の趙さん、任さん、李さん、呉さん、徐さんはみんな気が優しく、僕の拙い英語も許容してくれました。B4 の石川君、小林君、杉原君、杉山君はみんな真面目で今後のポテンシャルを存分に感じる後輩でした。私は先輩に関わらずたくさん話したり気遣いを十分にしたりできなかったで情けないところですが、きっと優秀に研究をこなす人材になると思って見守っているつもりです。

津江・中谷研の OB の先輩方、既に社会人となった同期や後輩の皆にも感謝しています。喜多さん、野村さん、野島さん、藤島さんは僕が修士課程から研究室に入ってきてからいろいろ気にかけてくださり、至らない部分が多い僕を優しく受け入れてもらって本当にありがとうございます。同期の皆も同じかそれ以上に暖かく迎え入れてくれて、泣きたくなる

ほど優しく人間ができた奴ばかりでした。引地や瀧本もなんだかんだ頻繁に会っている気がするほどですが、後輩の OB も交えてマラソンとかの機会にでも一同に会して飯でも食えたらと思っています。

日本大学の学生の皆さんにも、大学は違えどこれまで多くの人達にお世話になりました。ショックチューブ実験では福見君、山崎君、松丸君、岩崎さん、川鍋さん、上江洲君、大塚君に自分のわがままに付き合ってもらい、自分がふんぞり返ってる横でボルト締めや膜づくりをたくさんしてくれる働き者ばかりでした。大神田君、高月君、池本君、加藤さん、由井君も、知り合いの少ない私の話し相手になってもらってうれしかったです。本郷にも来ていた福見君、大盛君、モントヤさんは今では OB・OG ですがまたマラソンで会うことになるでしょう。また焼肉でも一緒に食いたいです。

大学、研究室、研究という枠の外でも頻繁にお世話になった方々が多い 5 年間でした。航空事務の園田さん、斉藤さん、木村さん、平松さん、立石さん、妹尾さんには毎回とても丁寧に接していただきましたし、航空図書室の小畑さん、二本柳さんには静かで集中しやすい空間を提供していただいたり延滞でご迷惑をおかけしたりと何度もお世話になりました。エスニックカーからみちゃんのご店主夫婦にはひたすらグリーンカーのみを食べ続ける僕をいつも暖かく迎えてくれました。また SunMoon の美容師中山さんは「伸びた分をお願いします」の要求に 5 年間ひたすら応え続けてくださいました。

また大学院の生活を通じて出会ったのは人だけでなく、素晴らしい音楽、ラジオ、映像、動画、漫画作品との出会いにも恵まれました。ふくろうずの皆さんにはその魅力的なキャラクターに笑顔をもらうだけでなく、生のバンド演奏を全身で受けることで生まれる胸の高鳴りを初めて教えてくれました。とーやま校長、よしだ教頭、あしざわ教頭、パスピエ、赤い公園の皆さんは夜遅くまでともに戦い励ましてくれる耳の友でした。その他、いい大人達、勇者ヨシヒコ、有野課長、サンドウィッチマンさんは疲れ切ったときのいいオアシスになってくれましたし、漫画アイアムアヒーローは人生で最も繰り返し読み返した作品でした。

最後に親兄弟に感謝したいと思います。僕が今ここにいるのは紛れもなく父博明、母桂子、兄祥吾が僕の全てを常に受け入れてくれたからだと思いますし、きっとこれからも心の芯であり続けると思います。進路についてわがままばかりを通してきましたが、今思い返してもここまで何不自由なく育ててもらったことは、とても幸運で恵まれたことだったのだなと思います。これから微力ながら孝行に励みたいと思っています。本当にありがとう。