

デトネーションの発生と伝播に障害物を与える影響
に関する実験的研究

Influences of Obstacles on
the Detonation Onset and Propagation

令和6年3月

関 陽子

内容梗概

本論文は、著者が広島大学大学院工学研究科博士課程前期および同大学大学院先進理工系科学研究科博士課程後期において行った、デトネーションの発生と伝播に障害物が与える影響に関する実験的研究について、その成果をまとめたものである。

デトネーションの発生過程では、火炎加速と衝撃波が発熱反応を誘起してカップルすることが重要である。著者はデトネーションを積極的に応用する立場から、短距離でデトネーションが発生するための障害物条件を調べた。また、安全工学の観点から数 mm オーダーの小さな単一の障害物が定常伝播するデトネーションに与える影響、その発展として連続する障害物が定常伝播するデトネーションに与える影響について調べた。

本論文は 5 章より構成される。

第 1 章は緒論であり、デトネーションの発生および伝播に関する背景について述べ、本研究の意義および目的を示す。

第 2 章では、障害棒を用いたデフラグレーションからデトネーションへの遷移の促進について述べ、DDT 助走距離が短くなる障害物条件を示す。

第 3 章では、単一の障害物が定常伝播するデトネーションの波面構造に与える影響について述べ、セル幅と同程度の前向きの障害物はデトネーションの波面構造に大きな影響を与えないこと、後ろ向きの障害物の下流では再活性化が起こり、その位置を経験式に表せることを示す。

第 4 章では、連続した障害物が定常伝播するデトネーションの伝播速度と波面構造に与える影響について述べ、障害物下流での再起爆のメカニズムとして、従来通りのマッハ反射メカニズムと、それとは異なるオリフィスプレート背面の縁付近で再起爆が起

こる可能性を示す。

第 5 章は結論であり、本研究の総括を行い、主要な成果についてまとめる。

2-3-3	L/λ -criterion	42
§ 2-4	まとめ	45
	参考文献	47
第 3 章	単一の障害物がデトネーションの波面構造に与える影響	49
§ 3-1	はじめに	49
§ 3-2	実験装置と実験方法	49
§ 3-3	実験結果と考察	58
3-3-1	前向き障害物の影響	60
	[1] 前向きステップ	60
	[2] 前向きスロープ	64
3-3-2	後ろ向き障害物の影響	66
	[1] 後ろ向きステップ	66
	[2] 後ろ向きスロープ	77
§ 3-4	まとめ	88
	参考文献	89
第 4 章	連続する障害物がデトネーションの伝播に与える影響	92
§ 4-1	はじめに	91
§ 4-2	実験装置と実験方法	91
§ 4-3	実験結果と考察	93
4-3-1	障害物領域内でのデトネーションの伝播速度	94
4-3-2	障害物領域内での煤膜模様	101
§ 4-4	まとめ	108

参考文献	109
第 5 章 結論	110
謝辭	111
業績目錄	112

第1章 緒論

§ 1-1 デトネーション

本節では、論文の冒頭にあたり研究対象であるデトネーションの特性および気体力学理論について述べる。

一般的に自走燃焼波には、デフラグレーションとデトネーションの2種類が存在する。デフラグレーションとデトネーションの大略の比較を表1-1に示す。デフラグレーションは前方の未燃ガスに対して亜音速（1 m/s のオーダー）で伝播し、デトネーションは超音速（1 km/s のオーダー）で伝播する。また、デフラグレーションでは波面の通過により圧力がわずかに低下するが、デトネーションでは数十倍に上昇する。

表1-1 デフラグレーションとデトネーションの比較[1]

	デフラグレーション	デトネーション
u_1/c_1	0.0001–0.03（亜音速）	5–10（超音速）
u_2/u_1	4–6（加速）	0.4–0.7（減速）
p_2/p_1	≈ 1	13–55（圧縮）
T_2/T_1	4–16（加熱）	8–21（加熱）
ρ_2/ρ_1	0.06–0.25	1.7–2.6

表1-1では、波面に乗った座標系（以降、波面座標系と呼ぶ）において、添え字1は波面上流、添え字2は波面下流を表している。また、 u , c , p , T , ρ はそれぞれ流速、音速、圧力、温度、質量密度である。このように、デトネーションは最も激しい爆発の際の燃焼モードと言える[2]。また、両者で伝播メカニズムも異なり、デフラグレーションでは熱と物質の拡散によって反応物が燃焼する、一方、デトネーションでは断熱的に衝撃波加熱された反応物が衝撃波背後で燃焼する。つまり、デトネーションは反応性衝撃波と考えることができる。

デトネーションという現象は、1880年代前半、火炎伝播の研究中に初めて認識された。その後、1920年頃には、爆発性混合気中のデトネーション速度を予測するための1次元定常デトネーションの古典的な理論がChapmanとJouguetによって確立された。Chapman-Jouguet (CJ)理論は、デトネーションユゴニオ曲線上の最小の伝播速度、すなわちレイリー線がデトネーションユゴニオ曲線に接する点がデトネーション波面の状態であるとした。CJ理論によって、デトネーション速度は次のように導出される。

波面座標系において、検査体積の入口を先頭衝撃波の前方に、出口をデトネーション後面 (CJ 面) にとって検査体積解析を行う[3]。質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則は次の3式のように書ける。

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \equiv j > 0 \quad (1-1)$$

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

$$\frac{u_1^2}{2} + h_1 = \frac{u_2^2}{2} + h_2 \quad (1-3)$$

ここで、 u , ρ , p , e , h はそれぞれ流速、質量密度、圧力、比内部エネルギー、比エンタルピーである。また、式(1-1)における j は質量流束密度であり、デトネーションの強さを表す量である。比体積 $v = \rho^{-1}$ を使って、式(1-1)と式(1-2)から次式が得られる。

$$p_2 = -j^2(v_2 - v_1) + p_1 \quad (1-4)$$

この直線はレイリー (Rayleigh) 線と呼ばれている。また、式(1-1), (1-2), (1-3)から次式が得られる。

$$h_2 - h_1 - \frac{1}{2}(v_2 + v_1)(p_2 - p_1) = 0 \quad (1-5)$$

これは、ランキン・ユゴニオ曲線である。式(1-5)に、熱力学関係式 $h = e + pv$ を使うと、次のようにも書ける。

$$e_2 - e_1 + \frac{1}{2}(v_2 - v_1)(p_2 + p_1) = 0 \quad (1-6)$$

ここで、絶対零度に換算された単位質量あたりの生成エンタルピーの差「 $h_{01} - h_{02}$ 」は、絶対零度における比反応熱に相当するので、

$$q = h_{01} - h_{02} \quad (1-7)$$

と書ける。式(1-6)において、比反応熱 q を比内部エネルギー変化から別に取り出すと、

$$e_2 - e_1 - q + \frac{1}{2}(v_2 - v_1)(p_2 + p_1) = 0 \quad (1-8)$$

と書ける。これがデトネーションのユゴニオ曲線である。

$p-v$ 平面上にデトネーションユゴニオ曲線を描くと図 1-1 のようになる。レイリー線がデトネーションユゴニオ曲線に接する点は、Chapman-Jouguet (CJ)状態と呼ばれ、 $u = a$ 、すなわちマッハ数 $M = 1$ が成り立っている。また、Upper Chapman-Jouguet point で、デトネーションの強さ j が最小となる。つまり、この点のデトネーションは伝播速度が最小のデトネーションであり、これを Chapman-Jouguet (CJ)デトネーションという。同様に、Lower Chapman-Jouguet point のデフラグレーションは、伝播速度が最大のデフラグレーションであり、Chapman-Jouguet (CJ)デフラグレーションという。

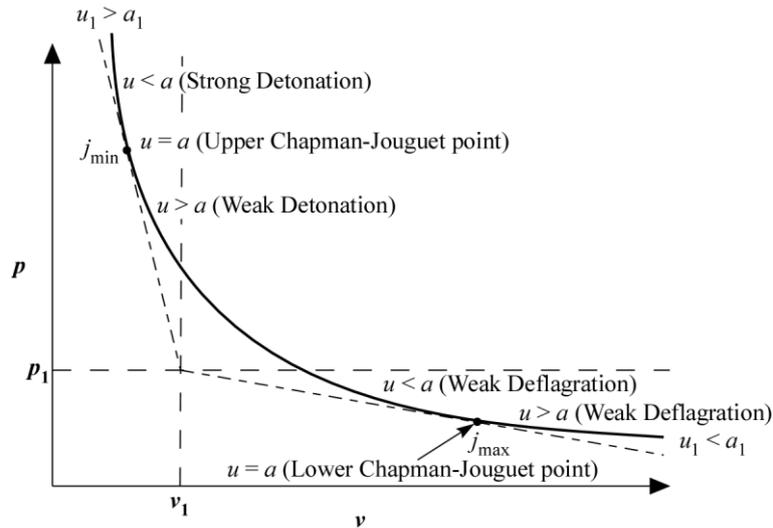


図 1-1 デトネーションユゴニオ曲線

CJ 理論ではデトネーション構造の詳細については考慮せず、デトネーションの前後の熱平衡状態について定常 1 次元の保存則が考察された。しかし、1940 年頃には Zel'dovich、von Neumann、Döring によって定常平面デトネーション波の構造に関するモデルが独立に提案され、発案者たちの頭文字をとって ZND モデルと呼ばれている[4]。ZND モデルを図 1-2 に示す。図 1-2 では、デトネーション波は左向きに伝播している。波面座標系（速度の向きは図 1-2 において右向きを正とする）で考えると、流体粒子が衝撃波を通過することによって高温・高圧状態となり、化学反応が進行し始める。最初のうちは、ラジカルの生成・増殖反応が進み、やがてラジカルの密度が高まってくると、急激な発熱を伴う再結合反応フェーズに移行する。先頭衝撃波と発熱反応領域の間の、主にラジカルの生成・増殖反応が起こる領域は、誘導領域 (Induction zone) と呼ばれている。またその厚さは誘導距離 (Induction zone length) と呼ばれており、定常平面デトネーション波の構造を特徴づける特性長とみなされている。

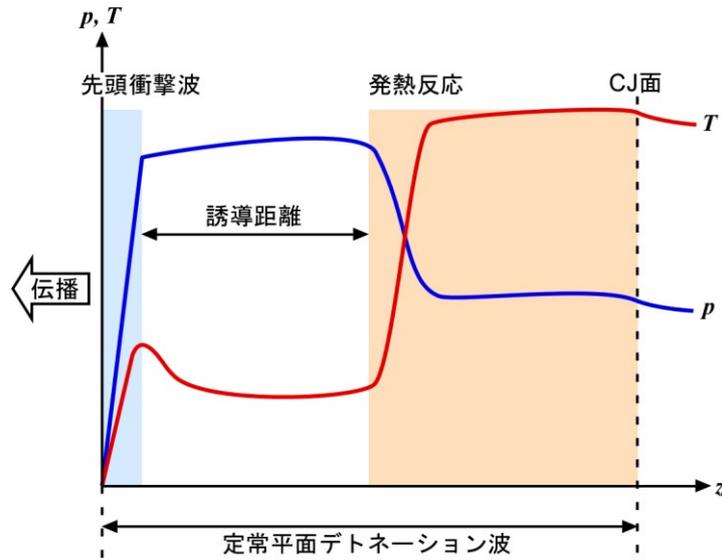


図 1-2 定常平面デトネーション波の構造 (ZND モデル)

§ 1-2 デトネーションの発生

本節では、論文の一つめの研究テーマであるデトネーションの発生に関する研究の背景について述べる。

デトネーションを発生させる方法は、直接起爆と間接起爆に大別される。直接起爆では、細線爆発 (exploding wire) [5, 6] やレーザー [7, 8] などを用いて (1 J オーダー以上の) 大きなエネルギーを短時間のうちに可燃性ガス中の小さい領域に与える。すると、局所的に高温・高圧状態の領域が生成して爆風波 (衝撃波) が発生し、その背後で化学反応が起こる。もし、爆風波が十分強ければ、爆風波と化学反応が一体となって球状デトネーションが発生する。

一方、間接起爆には、衝撃波の反射・収束 [9, 10] やデフラグレーションからデトネーションへの遷移 (Deflagration-to-Detonation Transition: DDT) による方法がある。DDT は、デトネーションが認識された 1881 年に実験的に確認されている。直接起爆と比べ、小さなエネルギー (数十 mJ) でデトネーションを発生させることができる。本研究で

は、デトネーションの発生方法として広く用いられている DDT を取り扱う。

1-2-1 滑らかな管内での DDT

管内に障害物などがなく、管内壁が滑らかで、管径はセル幅に比べ十分大きく、管長は十分に長く、下流管端からの反射波の影響がない場合の DDT では、次のようなシナリオでデトネーションが発生する。

- (1) 点火および平面火炎への初期火炎核の成長
- (2) 火炎面の乱れによる火炎表面積の増大と火炎加速
- (3) 前方に衝撃波を伴うチョーク火炎の伝播
- (4) 衝撃波・火炎複合体中の微小爆発によるデトネーションの発現

このような管内での DDT 過程を初めて鮮明に可視化したのは Urtiew と Oppenheim である[11]。彼らは 25.4 mm×38.1 mm の矩形断面の密閉管を用いて、水素・酸素混合気の DDT 過程のシュリーレン写真を得た。その結果、次の 3 つの位置で局所爆発が生じて、デトネーションが発現したと報告している。1 つめは火炎面の近傍、2 つめは先行衝撃波背後の境界層に沿って広がった乱流火炎が先行衝撃波に追いついた後に衝撃波の裾付近、3 つめは 2 つの先行衝撃波が合わさって生じた接触面である。

近年では、DDT 過程を火炎加速段階とデトネーションの発現段階に分けて検討されている[12, 13]。火炎加速段階では、デフラグレーションが既燃ガスの音速に近い速度まで加速し、デトネーションの発現段階では、衝撃波と加速された火炎の複合体中の微小爆発から実際にデトネーションが発現する。DDT 過程において、火炎加速段階からデトネーション発現段階への移行は、局所爆発がトリガーとなっている。しかし、Meyer ら[14]は 25.4 mm×38.1 mm の矩形断面の密閉管を用いて、水素・酸素混合気での DDT 過程をシュリーレン写真に捉え、1 回の局所爆発ではデトネーションは発現せず、2 度めの局所爆発によってデトネーションが発現したことを報告している。このことから、

デトネーションが発現するためには、局所爆発は必要条件であり、十分条件ではないといえる。

Spontaneous Reaction Wave によるデトネーションの発現を最初に研究したのは、Zel'dovich らのグループであろう[15, 16]。彼らは、反応物が非一様に加熱され、着火遅れ τ_{ign} が非一様な領域が分布している中で、デトネーションの形成条件を調べた。着火遅れ τ_{ign} が非一様である、つまり、急激な発熱反応の開始時刻が場所によってずれていることで反応面が移動（伝播）しているように見える。このような現象は spontaneous reaction wave と呼ばれている。ある適当な反応面の移動速度を整えば、衝撃波が発熱反応を誘起してカップルし、デトネーションが発生する。このようなデトネーション発現のメカニズムは、Zel'dovich gradient mechanism と呼ばれている。また、Lee ら[17]も同様のメカニズムを提案しており、SWACER (Shock Wave Amplification by Coherent Energy Release) と呼ばれている。デトネーションの発現メカニズムは、このような Spontaneous Reaction Wave によるものと説明されることが多い。

1-2-2 障害物のある管内での DDT

DDT によってデトネーションが発生するのに要する距離を DDT 助走距離 (Run-up distance) という。DDT 助走距離は混合気の組成、初期圧力、初期温度、管直径、管内面粗さ、管端が開放か閉端か、また点火エネルギーの大きさなどの多くの要因に影響される。過去数多く行われた DDT に関する研究によって、DDT 助走距離を短縮するためには、大きなエネルギー点火源による直接起爆を除くと、

- ① 反応性の高い混合気（発熱量が大きく、燃焼速度が速い）の使用
- ② 初期圧力を高くする
- ③ 管径を小さくする

④ 管内の乱れを促進させる

などが有効であることがわかっている。その中でも、管内に障害物を配置して乱れを促進させる方法が一般的によく利用されており、DDT の火炎加速段階とデトネーションの発現段階のそれぞれに障害物が与える影響についても検討されている。

Ciccarelli ら[18]は、管直径 $d_T = 140$ mm の円筒管を用いて、オリフィスプレートの閉塞率を 0.43, 0.60, 0.75 の 3 種類、またオリフィスプレートの間隔を 76, 152, 229 mm の 3 種類で変化させて火炎加速と DDT への影響を調べた。管内に連続してオリフィスプレートを配置すると、火炎はオリフィスプレートを通過する際に収縮し、通過後は拡大する。この収縮と拡大が繰り返されて生じる流速勾配によって火炎面の面積が増大し、火炎が加速される。このような火炎の収縮と拡大が、火炎加速の初期段階では重要であることが提案されている。また、オリフィスプレート下流に形成された未燃ガスの再循環領域の長さがオリフィスプレートの間隔にほぼ等しい場合に、最も火炎加速されることが示された。

Gamezo ら[19]は、数値計算によって障害物の間隔が火炎加速とデトネーションの発現に与える影響を調べた。単位長さあたりの障害物の数が増加すると、より多くの擾乱が生まれるため、火炎加速も大きくなること、また障害物の間隔が回折した衝撃波が側壁でマッハ反射するのに十分な大きさである場合、DDT はより容易に起こることが報告されている。

Obara ら[20]、矩形管内の片側にフェンス形状の障害物を配置して DDT の発生メカニズムを調べた。連続して配置された障害物の下流には未燃ガスの再循環領域が形成され、その渦に火炎が巻き込まれるように伝播してさらなる火炎加速が起こり、強い衝撃波が誘発され、その後先行衝撃波と火炎の相互作用による局所爆発を介してデトネーションが発現するというシナリオが確認された。

Veser ら[21]は、オリフィスプレートのある管内で、火炎速度が既燃ガス中の音速の95%に達する、つまりチョーク火炎となるまでの距離を半経験式化した。モデル式は、式(1-9)のように表されている。

$$\frac{X_s}{R} \frac{10S_L(\sigma-1)}{a_b} \approx a \frac{1-BR}{1+bBR} \quad (1-9)$$

ここで、 X_s は火炎速度が既燃ガスの音速の95%に達する距離、 R は管半径、 S_L は層流燃焼速度、 $\sigma(=\rho_u/\rho_b)$ は未燃ガスと既燃ガスの密度比、 a_b は定圧燃焼の場合の既燃ガスの音速、 BR は閉塞率である。また、定数 a, b は $BR=0.3-0.75$ に対して、それぞれ $a=2, b=1.5$ と最適化されている。また実験結果との比較も行われており、距離 X_s の予測精度は $\pm 25\%$ と報告されている。

Dorofeev ら[22]は、障害物が繰り返し配置された管内においてデトネーションの発現に必要な特性長 L を提案した。特性長 L は、図1-3に示すような管路と障害物の形状によって、式(1-10)で定義される。

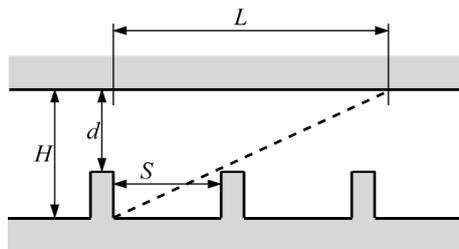


図1-3 Dorofeev ら[22]による特性長 L

$$L = \frac{(S+H)/2}{1-(d/D)} \quad (1-10)$$

ここで、 S は障害物の間隔、 H は流路の高さ、 d は障害物によって塞がれていない流路の高さ、 D は管直径(または流路の高さ H)である。特性長 L とデトネーションのセル

幅 λ_{CJ} の比が $L/\lambda_{CJ} \geq 7$ を満たす場合にデトネーションが発現すると考えられている。ただし、既燃ガスの音速程度の十分な火炎加速があることが必要条件であり、またこの条件は主にオリフィスプレートを用いた実験に対して検証されている。このように特性長 L を用いたデトネーションの発現条件は、 L/λ -criterion として広く知られている。

§ 1-3 デトネーションの伝播

本節では、論文の二つめの研究テーマであるデトネーションの伝播に関する研究の背景について述べる。

1-3-1 デトネーションの波面構造

本節では、論文の二つめの研究テーマであるデトネーションの伝播に関する研究の背景について述べる。

§ 1-1 で述べた CJ 理論によって得られる自走デトネーションの伝播速度は、実験的に測定される自走デトネーションの伝播速度 D_{CJ} と数%の精度で一致する。しかしながら、Denisov と Troshin[23]によってデトネーションは平面波ではなく、3次元構造をもつ非平面波であることが明らかになった。デトネーションの3次元構造を観察するには、図 1-4 に示すような煤膜法による煤膜模様が便利である。煤膜は、金属や高分子の板または膜の表面に煤をつけて作製する。図 1-4 では特徴的な魚のウロコ模様を観察でき、このウロコの一つ一つはセルと呼ばれる。図 1-5 は、デトネーションの波面を構成

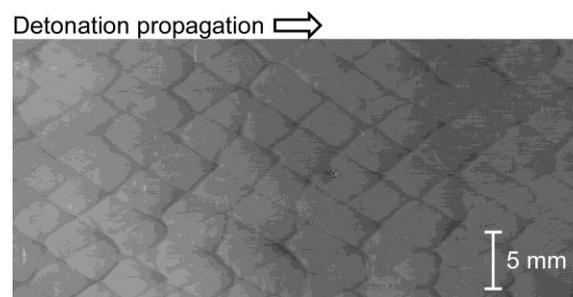


図 1-4 円筒管の側壁で得られた煤膜模様
(ガス組成： $2H_2+O_2+7Ar$ ，初期圧力 30 kPa)

する先頭衝撃波、反射衝撃波（横波）、マッハ衝撃波の三重点近傍を示している。領域①から波面に入ってきた気体粒子は、入射衝撃波を通過して領域②へ、マッハ衝撃波を通過して領域④へ流入する。さらに、領域②の気体粒子は反射衝撃波を通過して領域③へ流入する。領域③と領域④では流れの方向と圧力は等しいが、流速と温度が異なる。それゆえ、領域③と領域④の境界には局所的に強い渦が形成される。この境界は滑り線（Slip line）と呼ばれ、ここで発生した渦によって煤膜上の煤粒子が剥ぎ取られ、三重点の軌跡がウロコ模様として描かれると考えられている[24, 25]。

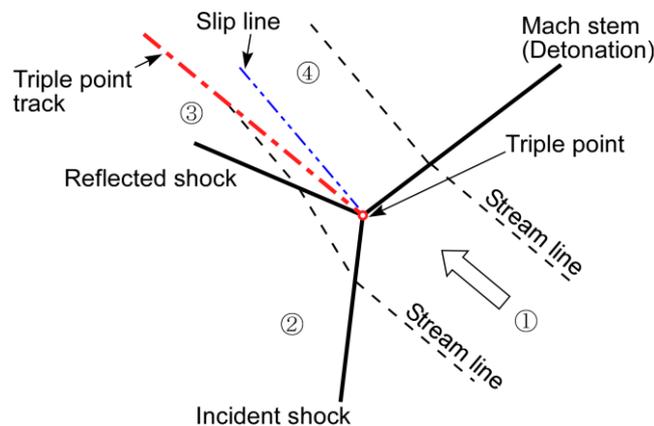


図 1-5 デトネーション波面を構成する 3つの衝撃波

さらに、デトネーションの波面構造は図 1-6 のようなものであると考えられている。図 1-6 中の破線が衝撃波三重点の軌跡であり、点 ABCD が一つのセルである。デトネーションの先頭衝撃波は多数の入射衝撃波とマッハステムで構成され、その背後では多数の横波（反射衝撃波）が先頭衝撃波の波面に沿って走り回っている。セル ABCD においてデトネーションの伝播を説明すると、まず点 A で横波同士が衝突した後、先頭衝撃波はブラスト波のように伝播する。伝播し始めた直後は、 D_{C1} の 1.2 倍程度[26]の速さであり、衝撃波直後で発熱反応が起こるほど速い。そして、伝播するにつれて減衰していき、発熱反応領域は次第に先頭衝撃波から離れていく。先頭衝撃波が点 D に近

づくころには、 D_{CJ} の 0.85 倍程度[26]の速さにまで低下している。このときの発熱反応領域は先頭衝撃波からかなり離れていて、先頭衝撃波直後の未燃ガスは横波の背後で燃焼する。そして、点 D で横波同士が衝突すると微小爆発のような現象が起こり、先頭衝撃波は再び D_{CJ} の 1.2 倍程度にまで加速される。図 1-6 に示すように、同方向に伝播する隣り合う横波の間隔の平均値をセル幅 (cell width) λ 、伝播方向に沿ったセルの大きさをセル長さ (cell length) L_C と呼ばれている。

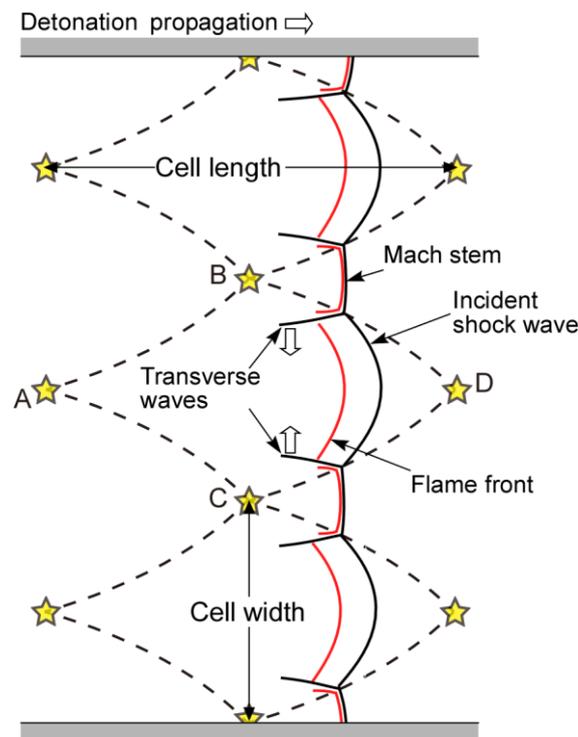


図 1-6 デトネーションの波面構造

1-3-2 消炎と再起爆

デトネーションの伝播特性を理解するために、デトネーションの消炎と再起爆について数多くの研究が行われてきた。図 1-7 に示すような直径 d_T の管から開放空間にデトネーションが伝播するとき、デトネーションは回折し、その後デトネーション波面を

構成する衝撃波は減衰する。管径 d_T が臨界値 d_{cr} より小さい場合 ($d_T < d_{cr}$)、デトネーションは不活性な衝撃波と発熱反応領域に分離し、デトネーションとしては伝播しなくなる。これをデトネーションの消炎という。一方、管径 d_T が d_{cr} 以上の場合 ($d_T \geq d_{cr}$)、開放空間でも発散するデトネーションとして伝播する。この臨界値 d_{cr} は臨界管直径と呼ばれている。臨界管直径 d_{cr} は、Zel'dovich ら[27]によって初めて報告された。その後、Mitrofanov と Soloukhin[28]によって $d_{cr} \approx 13\lambda_{CJ}$ という経験的な関係が提案された。

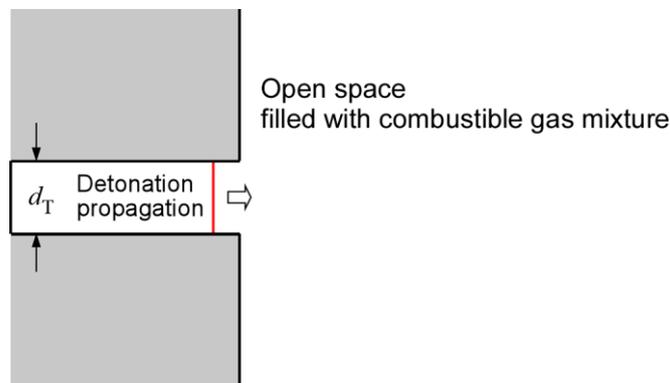


図 1-7 臨界管直径問題での実験配置

開放空間においてデトネーションが伝播する場合、管出口から開放空間に伝播する希薄波が管中心軸に到達する前に管軸付近で再起爆が起こり、デトネーションが維持される場合がほとんどである。しかし、いわゆる臨界管直径問題における再起爆とは異なる再起爆も研究されていて、そこでは図 1-8 に示すように、ある管内を伝播してきたデトネーションがその数倍の直径をもつ別の管に回折する際の再起爆が扱われる。この場合、元の管直径が臨界管直径よりも小さい場合 ($d_T < d_{cr}$) できえ、大きい管の側壁付近で再起爆が起こる。側壁付近での再起爆メカニズムは、これまでにいくつか提案されている。流路の拡大部でデトネーションが回折し、側壁上で減衰した回折衝撃波のマッハ反射が起こると、衝撃波三重点背後のすべり面に渦が形成され[29]、未燃ガスと既燃ガスが混合される。そこで微小爆発が起こり、ついには Zel'dovich gradient mechanism[15]

や SWACER[17]によってデトネーションが再起爆する。よって、側壁付近での再起爆では、衝撃波のマッハ反射が重要な役割を果たしていると考えられている[30]。もちろん、側壁でマッハ反射が起こるとマッハシステム背後は高温領域となるので、着火遅れ時間が短縮されて再起爆が促進されることも考えられる[31]。

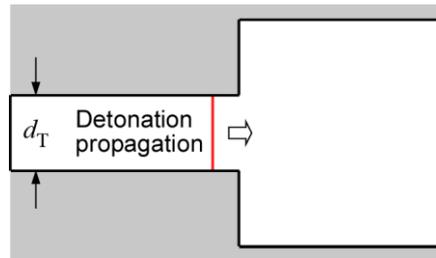


図 1-8 側壁付近で再起爆が起こる場合の実験配置

Ohyagi ら[32]は、図 1-9 に示すような高さ $|h|=20\text{ mm}$ の後ろ向きステップを用いてデトネーションの消炎と再起爆を調べた。図 1-10 は、可燃性ガスに $2\text{H}_2+\text{O}_2$ または $2\text{H}_2+\text{O}_2+4\text{Ar}$ を用い、初期圧力を $p_0=26.7\text{--}101.3\text{ kPa}$ の間で変化させたときに得られた、セル幅 λ_{CJ} と後ろ向きステップから再起爆が起こった位置までの距離の関係である。この距離は煤膜模様から測定されており、デトネーションのセル幅の増加とともに増加していることがわかる。

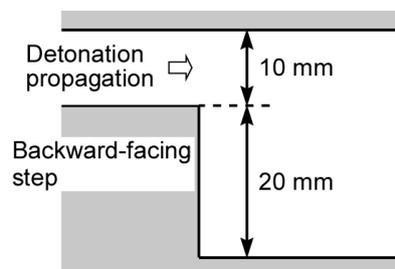


図 1-9 Ohyagi ら[32]が用いた後ろ向きステップの実験配置

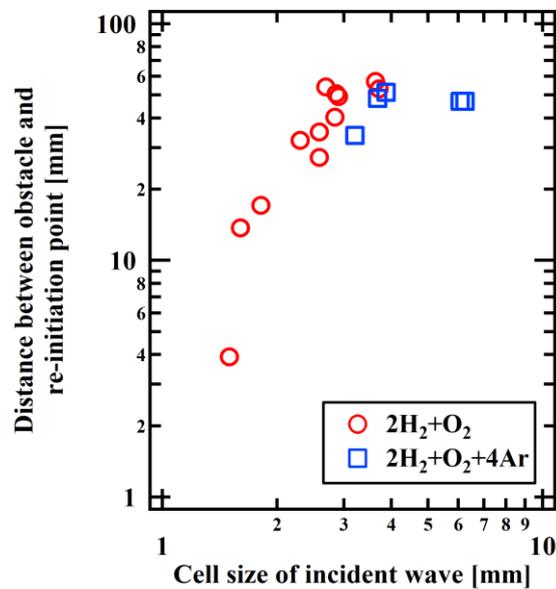


図 1-10 セル幅 λ_{CJ} と後ろ向きステップから再起爆が起こった位置までの距離との関係[32]

Wang ら[33]は、 $(107 \times 112) \text{mm}^2$ の断面をもつ矩形管内に、幅 112 mm、高さが $|h| = 40, 60, 80 \text{mm}$ の 3 種類の障害物を配置し、後ろ向きステップ下流でのデトネーションの回折と再起爆を調べた。図 1-11 は、可燃性ガスに当量比 1.0 の $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ を用い、

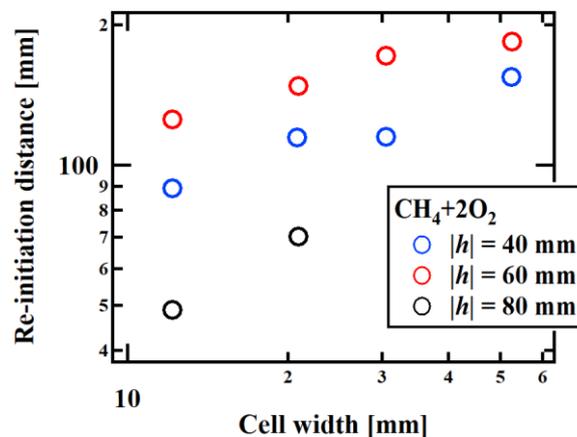


図 1-11 セル幅 λ_{CJ} と後ろ向きステップから再起爆が起こった位置までの距離との関係[33]

初期圧力を $p_0 = 10 - 30 \text{ kPa}$ の間で変化させたときに得られた、セル幅 λ_{CJ} と後ろ向きステップから再起爆が起こった位置までの距離(煤膜模様から測定された)の関係である。Ohyagi ら[32]の結果と同様に、再起爆が起こった位置までの距離は、セル幅の増加とともに増加していることがわかる。しかし、同じセル幅で比較すると、再起爆が起こった位置までの距離はステップの高さ $|h|$ が 80 mm, 40 mm, 60 mm の順に増加した。

Lv と Ihme[34]は、2次元の後ろ向きステップの下流で起こるデトネーションの再起爆について数値流体力学的に調べた。後ろ向きステップの構成は、Ohyagi ら[32]による実験と全く同じである。彼らは次のような結果を得た。アルゴン希釈混合気 ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4\text{Ar}$) の場合、回折した衝撃波が側壁で正常反射した後に側壁付近で微小爆発が起こり、最後には SWACER[17]によってデトネーションが再起爆した。一方、アルゴンと窒素によって希釈した混合気 ($2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 2\text{Ar} + 2\text{N}_2$) の場合、回折した衝撃波が側壁で正常反射からマッハ反射に遷移した後、側壁付近で微小爆発が起こったがデトネーションの再起爆は誘発されなかった。微小爆発が起こった後、先行衝撃波と火炎の相互作用によって最後にはデトネーションが再起爆した。よって、アルゴン希釈混合気の場合に比べ再起爆が起こるのが時間的に遅くなることが示された。

1-3-3 quasi-detonation

デトネーションは、障害物のある管内を伝播し続けると、CJ デトネーション速度 D_{CJ} よりも低速で伝播する。このようなデトネーションは、quasi-detonation と呼ばれている[35, 36]。

Teodorczyk ら[37]は、矩形断面の管内に閉塞率が 0.5 のフェンス形状の障害物を連続的に配置し、障害物領域内でのデトネーションの伝播メカニズムを調べている。彼らは、 $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ($\phi = 1.0$) と $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$ ($\phi = 1.0$) を用いて初期圧力を 4-20 kPa の間で変化させ、 $0.6D_{CJ}$ ほどの伝播速度を得た。

Ciccarelli と Cross[38]は、閉塞率 (BR) が 0.42 から 0.85 までのオリフィスプレートを管直径 $d_T = 100$ mm の円筒管内に連続的に配置し、障害物領域内でのデトネーションの伝播メカニズムを調べている。彼らは、初期圧力 101 kPa の水素・空気混合気 ($\phi = 1.0$) を用いて、図 1-12 に示すようなデトネーションの伝播速度を得た。図 1-12 中に一点鎖線で示した Choked flame は、定圧燃焼の場合の既燃ガスの音速表しており、化学平衡計算ソフトウェア[39]で計算した。横軸の z は、点火位置からの距離である。さらに、彼らは管内に設置した煤膜の様相から、障害物領域中の伝播速度はデトネーションの消炎と再起爆が繰り返される周波数に依存していると考えた。

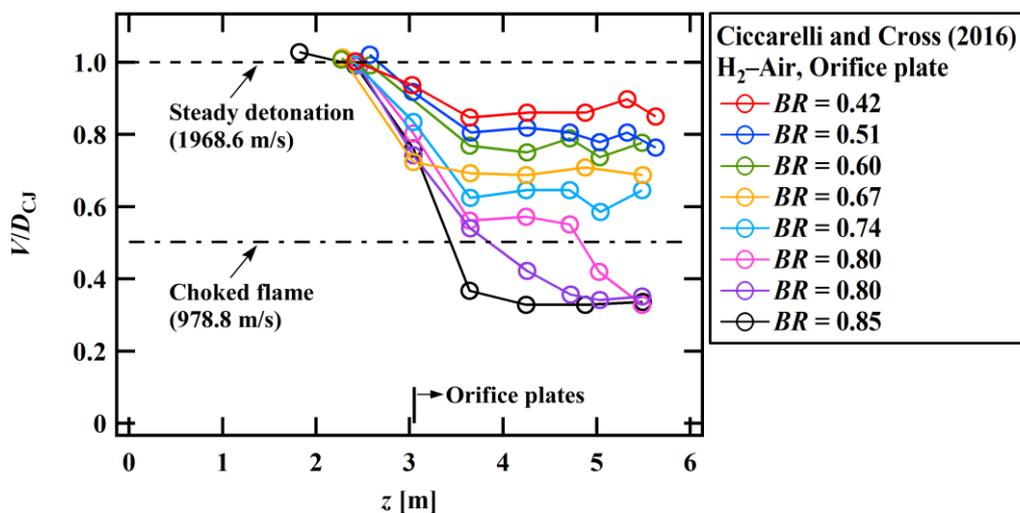


図 1-12 オリフィスプレートを配置した管内での平均伝播速度[38]

§ 1-4 研究の目的

本研究では、障害物がデトネーションの発生に与える影響と障害物がデトネーションの伝播に与える影響について調べた。

図 1-13 に示すような、片端が閉じた管内でパルス的にデトネーションを繰り返し発生させる技術は、パルスデトネーション (PD) 技術と呼ばれ、パルスデトネーションエンジン (Pulse-Detonation Engine: PDE) [40]やデトネーション溶射[41]に応用されている。

る。このようなデトネーション応用技術においては、DDT 助走距離は可能な限り短距離であることが望ましい。PDE などの内燃機関では、DDT 助走距離を短縮することでデトネーションとして燃焼する可燃性ガスの割合が高くなり、熱効率の向上が期待できる。

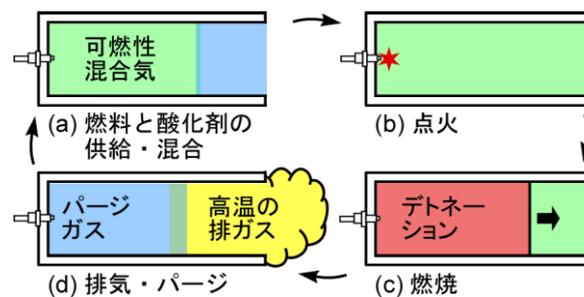


図 1-1 3 パルスデトネーションサイクル

しかし、PDE 内の障害物は連続運転中に高温になるため、燃焼器内に供給された未燃ガスが自着火を起こす可能性がある。自着火が起こるとパルス的なデトネーションの発生ができなくなり、運転に失敗するので、障害物は冷却可能で、かつ管内の壁際に再循環領域をほとんど作らない構造も必要である。これらの条件を満たす障害物として、直棒を互い違いに直交させる障害物構造が提案されている[42]。冷却する際は、燃焼器を二重管構造にし、直棒を直パイプにして、直パイプ内に冷却水を自然対流させることで冷却される[42]。しかし、DDT の促進に適した障害棒の閉塞率 (Blockage Ratio: BR) や挿入間隔などの障害棒条件は明らかにされていない。また、§ 1-2 で述べたように、これまでよく利用されてきたシェルキンスパイラルやオリフィスプレートと障害棒では、トポロジカルに形状が異なるため、過去の知見から DDT の促進に適した障害棒条件を明らかにすることはできない。よって、本研究の一つめの目的は、障害棒を用いてデフラグレーション・デトネーション遷移を起こしてデトネーション発生のための障害棒条件を明らかにし、障害棒による DDT 助走距離の短縮能力を評価することである。

また、§ 1-3で述べたように、デトネーションの伝播特性を理解するために後ろ向きステップを用いて再起爆現象を調べる研究がこれまでに行われてきた。それらは、後ろ向きステップの高さとセル幅の比 $|h|/\lambda_{CJ}$ が大きい条件で行われている ($|h|/\lambda_{CJ} > 0.8$)。しかし、現実のガス輸送配管系における安全工学の検知からは、計測機器等に起因する配管内の小さな流路変化がデトネーションの伝播におよぼす影響を明らかにすることも重要である。よって、本研究の二つめの目的は、ステップの高さとセル幅の比が同じオーダーとなる条件を中心に、前向きステップ、前向きスローブ、後ろ向きステップ、後ろ向きスローブの4種類の単一障害物がデトネーションの伝播に与える影響を明らかにすることである。そして、管内に障害物が連続して複数個ある場合に、デトネーションの伝播がどう影響を受けるのかについて明らかにする。

本論文は上記の目的を達成するために行った研究の成果をまとめたものであり、5つの章から構成されている。第2章以下の内容を図1-14に示す。第2章では障害棒によるデフラグレーション・デトネーション遷移について記述する。第3章では2次元の単一障害物が定常伝播するデトネーションの波面構造に与える影響について記述する。

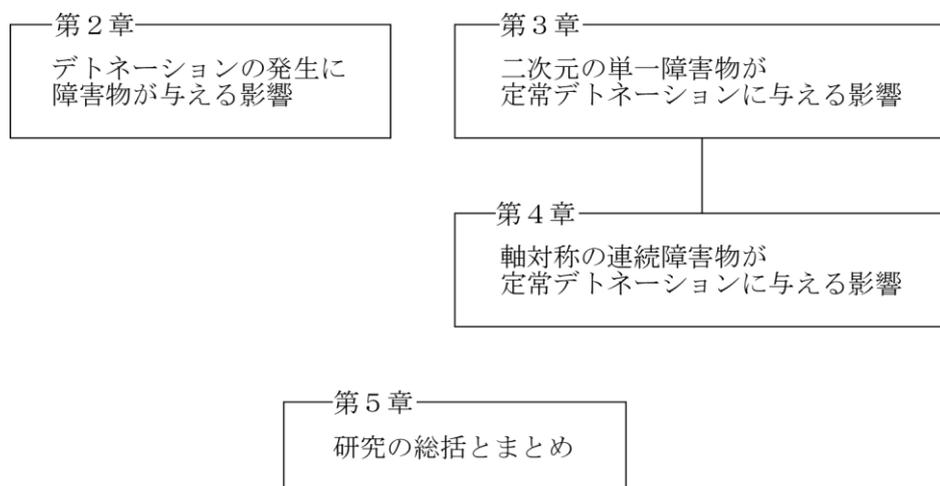


図1-14 論文の構成

第4章では軸対称の連続する障害物が定常伝播するデトネーションに与える影響について記述する。第5章は結論であり、本研究によって得られた成果をまとめる。

第 1 章の参考文献

- [1] K. K. Kuo, *Principles of combustion* (1986), p. 234, John Wiley & Sons, New York.
- [2] 遠藤琢磨, 須佐秋生, デトネーション伝播の基礎, 日本燃焼学会誌, 第 55 巻, 174 号 (2013), pp. 317–328.
- [3] 遠藤琢磨, デトネーションの 1 次元解析, デトネーション熱流体力学 1 基礎編 (2011), Ch. 3, デトネーション研究会編, 理工図書, 東京.
- [4] W. Fickett and W. C. Davis, *Detonation* (1979), pp. 291–363, University of California Press (or Dover), Berkeley (or Mineola).
- [5] E. L. Litchfield, M. H. Hay, and D. R. Forshey, Direct electrical initiation of freely expanding gaseous detonation waves, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 9, No. 1 (1963), pp. 282–286.
- [6] J. H. Lee, B. H. K. Lee, and R. Knystautas, Direct initiation of cylindrical gaseous detonations, *The Physics of Fluids*, Vol. 9, No.1 (1966), pp. 221–222.
- [7] G. G. Bach, R. Knystautas, and J. H. Lee, Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 12, No. 1 (1969), pp. 853–864.
- [8] J. H. Lee and R. Knystauta, *AIAA Journal*, Vol. 7, No. 2 (1969), pp. 312–317.
- [9] B. E. Gelfand, S. V. Khomik, A. M. Bartenev, S. P. Medvedev, H. Grönig, and H. Olivier, Detonation and deflagration initiation at the focusing of shock waves in combustible gaseous mixture, *Shock Waves*, Vol. 10, No. 3 (2000), pp. 197–204.
- [10] A. M. Bartenev, S. V. Khomik, B. E. Gelfand, H. Grönig and H. Olivier, Effect of reflection type on detonation initiation at shock-wave focusing, *Shock Waves*, Vol. 10, No. 3 (2000), pp. 205–215.

- [11] P. A. Urtiew and A. K. Oppenheim, Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas, *Proceedings of the Royal Society of London: Series A (Mathematical and Physical Sciences)*, Vol. 295, No. 1440 (1966), pp. 13–28.
- [12] G. Ciccarelli and S. Dorofeev, Flame acceleration and transition to detonation in duct, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 34, No. 4 (2008), pp. 499–550.
- [13] J. H. S. Lee, *The Detonation Phenomenon* (2008), pp. 250–252, Cambridge University Press, Cambridge.
- [14] J. W. Meyer, P. A. Urtiew, and A. K. Oppenheim, On the inadequacy of gasdynamic processes for triggering the transition to detonation, *Combustion and Flame*, Vol. 14, No. 1 (1970), pp. 13–20.
- [15] Ya. B. Zel'dovich, V. B. Librovich, G. M. Makhviladze, and G. I. Sivashinsky, On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas, *Astronautica Acta*, Vol. 15, No. 5–6 (1970), pp. 313–321.
- [16] Ya. B. Zel'dovich, Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions, *Combustion and Flame* Vol. 39, No. 2 (1980), pp. 211–214.
- [17] J. H. Lee, R. Knystautas, and N. Yoshikawa, Photochemical initiation of gaseous detonations, *Acta Astronautica*, Vol. 5, No. 11–12 (1978), pp. 971–982.
- [18] G. Ciccarelli, C. J. Fowler, and M. Bardon, Effect of obstacle size and spacing on the initial stage of flame acceleration in a rough tube, *Shock Waves*, Vol. 14, No. 3 (2005), pp. 161–166.
- [19] V. N. Gamezo, T. Ogawa and E. S. Oran, Flame acceleration and DDT in channels with obstacles: Effect of obstacle spacing, *Combustion and Flame*, Vol. 155, No. 1 (2008), pp. 302–315.
- [20] T. Obara, T. Kobayashi and S. Ohyagi, Mechanism of deflagration-to-detonation transitions

- above repeated obstacles, *Shock Waves*, Vol. 22, No. 6 (2012), pp. 627–639.
- [21] A. Vesper, W. Breitung and S. B. Dorofeev, Run-up distances to supersonic flames in obstacle-laden tubes, *Journal de Physique IV France*, Vol. 12, No. 7 (2002), pp. 333–340.
- [22] S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, M. S. Kuznetsov, I. D. Matsukov, and V. I. Alekseev, Effect of scale on the onset of detonations, *Shock Waves*, Vol. 10, No. 2 (2000), pp. 137–149.
- [23] Y. N. Denisov and Y. K. Troshin, On the mechanism of detonative combustion, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 8, No. 1 (1961), pp. 600–610.
- [24] A. K. Oppenheim, *Introduction to Gasdynamics of Explosions: Course held at the Department of Hydro- and Gas-Dynamics (1972), September 1970 (CISM International Centre for Mechanical Sciences), Courses and Lectures No. 48, Springer-Verlag*.
- [25] P. Krehl and M. van der Geest, The discovery of the Mach reflection effect and its demonstration in an auditorium, *Shock Waves*, Vol. 1, No. 1 (1991), pp. 3–15.
- [26] W. Fickett and W. C. Davis, *Detonation (1979), p. 328, University of California Press (or Dover), Berkeley (or Mineola)*.
- [27] I. B. Zeldovich, S. M. Kogarko, and N. N. Simonov, *Soviet Physics-Technical Physics*, Vol. 1, No. 8 (1956), pp. 1689–1713.
- [28] V. V. Mitrofanov and R. I. Soloukhin, *Soviet Physics-Doklady*, Vol. 9, No. 12 (1965), pp. 1055–1058.
- [29] P. Colella, R. E. Ferguson, H. M. Glaz, and A. L. Kuhl, Mach reflection from an HE-driven blast wave, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 106 (Dynamics of Explosions) (1986), pp. 388–421.
- [30] E. G. Pantow, M. Fischer, and T. Kratzel, Decoupling and recoupling of detonation waves associated with sudden expansion, *Shock Waves*, Vol. 6, No. 3 (1996), pp. 131–137.
- [31] E. S. Oran, J. P. Boris, D. A. Jones, and M. Sichel, M., Ignition in a complex Mach structure,

- Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 153 (Dynamic Aspects of Detonations) (1993), pp. 241–252.
- [32] S. Ohyagi, T. Obara, S. Hoshi, P. Cai, and T. Yoshihashi, Diffraction and re-initiation of detonations behind a backward-facing step, *Shock Waves*, Vol. 12, No. 3 (2002), pp. 221–226.
- [33] L. -Q. Wang, H. -H. Ma, Z. -W. Shen, and J. Pan, Bidirectional diffraction and re-initiation of irregular structure detonation, *Shock Waves*, Vol. 31, No. 5 (2021), pp. 469–480.
- [34] Y. Lv and M. Ihme, Computational analysis of re-ignition and re-initiation mechanisms of quenched detonation waves behind a backward-facing step, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 35, No. 2 (2015), pp. 1963–1972.
- [35] Ia. B. Zel'dovich and A. S. Kompaneets, *Theory of Detonation* (1960), Section 17, Academic Press, New York and London.
- [36] J. H. S. Lee and I. O. Moen, The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosions, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 6, No. 4 (1980), pp. 359–389.
- [37] A. Teodorczyk, J. H. S. Lee, and R. Knystautas, Propagation mechanism of quasi-detonations, *Symposium (International) on Combustion*, Vol. 22, No. 1 (1989), pp. 1723–1731.
- [38] G. Ciccarelli and M. Cross, On the propagation mechanism of a detonation wave in a round tube with orifice plates, *Shock Waves*, Vol. 26, No. 5 (2016), pp. 587–597.
- [39] S. Gordon and B. J. McBride, *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications*, NASA Reference Publication 1311 (1994).

- [40] G. D. Roy, S. M. Frolov, A. A. Borisov, and D. W. Netzer, Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 30, No. 6 (2004), pp. 545–672.
- [41] 遠藤琢磨, パルスデトネーション溶射, *日本燃焼学会誌*, 第 62 卷, 200 号 (2020), pp. 103–115.
- [42] T. Takahashi, A. Mitsunobu, Y. Ogawa, S. Kato, H. Yokoyama, A. Susa, and T. Endo, Experiments on energy balance and thermal efficiency of pulse detonation turbine engine, *Science and Technology of Energetic Materials*, Vol. 73, No. 5–6 (2012), pp. 181–187.

第2章 障害物を用いたデフラグレーションから

デトネーションへの遷移促進

§ 2-1 はじめに

本章では、障害棒を用いてデフラグレーションからデトネーションへの遷移を促進させた実験的研究について述べる。

§ 2-2 では、DDT 促進部に障害棒を用いた点火実験の実験装置と実験方法について述べる。§ 2-3 では、デトネーション応用技術のための障害棒条件を明らかにし、また DDT 助走距離の短縮能力を他の研究結果と比較する。さらに、DDT の火炎加速段階とデトネーションの発現段階に分けて、障害棒による DDT 促進について考察する。

この実験により第2章では、デトネーション応用技術のための DDT 促進部の障害棒条件を明らかにし、障害棒の DDT 促進性能を評価する。

§ 2-2 実験装置と実験方法

実験装置の配置を図 2-1 に示す。燃焼器は、内径 $d_T = 20$ mm のステンレス (SUS304) 製の円筒管で、長さ 700 mm のテストチューブと長さ 1000 mm のスムーズチューブから構成されている。デフラグレーションからデトネーションへの遷移 (Deflagration-to-Detonation Transition: DDT) を促進するためにテストチューブには障害棒を挿入でき、

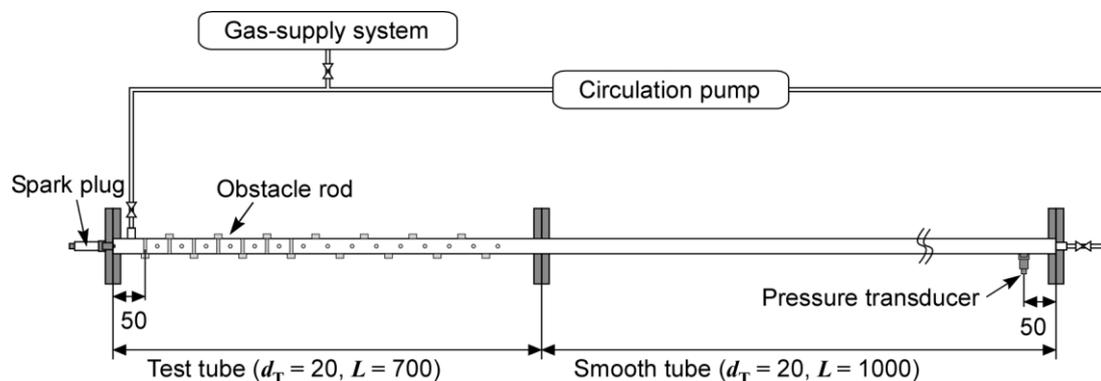


図 2-1 実験装置の概略図

その本数と挿入間隔および障害棒の閉塞率 (Blockage ratio: BR) を変えながら点火実験を行った。図 2-2 にテストチューブの断面図を示す。図 2-2(a) に示すように、テストチューブには各断面にねじ込みタイプの障害棒を取り付けるための穴が 1 つずつ開いている。また、障害棒を挿入しない場合には、図 2-2(b) の示すようにテストチューブの内壁を可能な限り平滑にするために穴に真鍮製のスペーサーを挿入した。ただし、スペーサーの先端はテストチューブの内壁に沿って湾曲しておらず、平坦である。障害棒の形状に関する条件を表 2-1 にまとめる。閉塞率 BR は、障害棒で塞いでいる部分の断面積と円筒管の断面積の比で表し、 $BR = d_T d_O / [\pi (d_T / 2)^2]$ で計算した。ここで、 d_T は管内径 ($d_T = 20 \text{ mm}$)、 d_O は障害棒の直径である。

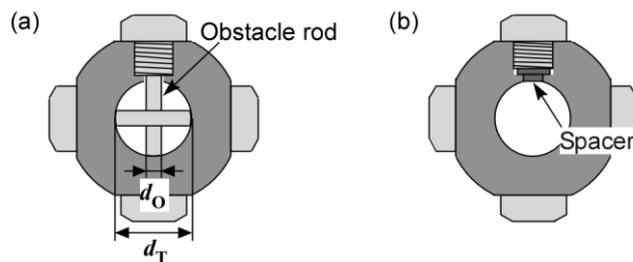


図 2-2 テストチューブの断面図

表 2-1 障害棒の形状の条件

挿入間隔 l [mm]	直径 d_O [mm] (BR)
20	5.0 (0.32)
	6.5 (0.41)
	8.0 (0.51)
10	5.0 (0.32)
	6.5 (0.41)
	8.0 (0.51)

実験で使用した可燃性ガスは、予混合した初期圧力 100 kPa で室温の水素・空気混合気（空気ガスは、組成が酸素：21%，窒素：78%のものを使用）である。また、当量比 ϕ を 0.7 から 1.2 まで 0.1 ずつ変化させた。また、点火源として自動車用スパークプラグ（NGK, BKR5E）をテストチューブの閉管端に設置し、自動車用のイグニッションドライバー（TOYOTA, 90919-02240）を使って可燃性ガスに点火した。火炎の平均伝播速度を測定するために、図 2-3 に示す位置に 6 つのイオンプローブを設置し、火炎がイオンプローブを通過する時刻を測定した。実際に実験で用いたイオンプローブを表 2-2

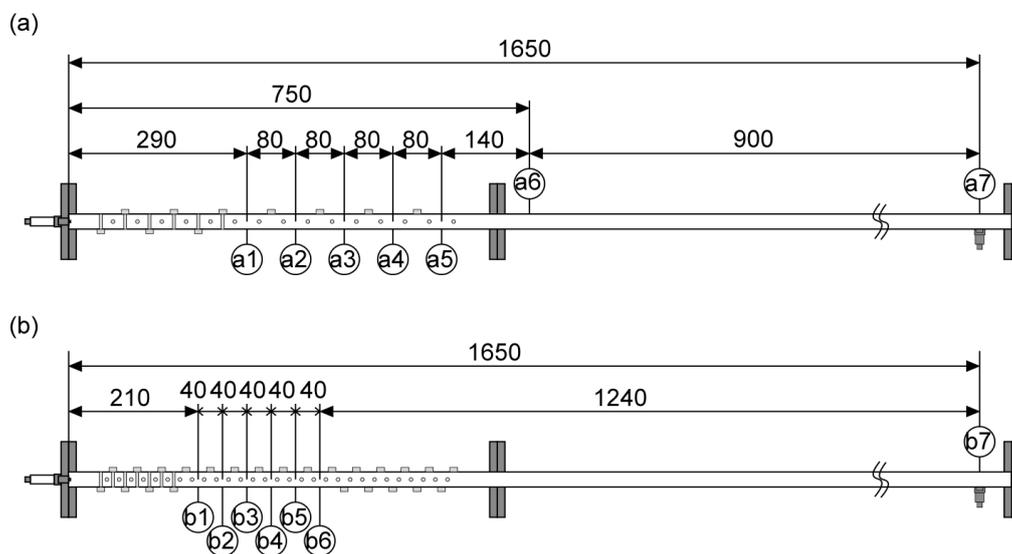


図 2-3 測定に用いたイオンプローブの位置の概略

表 2-2 測定に用いたイオンプローブの位置

障害棒の間隔 l [mm]	障害棒の本数	イオンプローブの位置 [mm]
20	9, 10, 11, 12	290(a1), 370(a2), 450(a3), 530(a4), 610(a5), 1650(a7)
	13, 14, 15	370(a2), 450(a3), 530(a4), 610(a5), 750(a6), 1650(a7)
10	14, 15, 16	210(b1), 250(b2), 290(b3), 330(b4), 370(b5), 1650(b7)
	17, 18, 19, 20	250(b2), 290(b3), 330(b4), 370(b5), 410(b5), 1650(b7)

にまとめた。また、スムーズチューブの閉管端で反射した衝撃波によってデトネーションが起爆していないことを確認するために、スムーズチューブの閉管端から 50 mm 上流に圧力変換器 (PCB Piezotronics, 113B24) とその対向にイオンプローブ (図 2-3 に示した a7 または b7) を設置し、衝撃波と火炎が同時に到達していることを確認した。

デトネーションは障害物のある管内を伝播し続けると、CJ デトネーション速度よりも低い速度で伝播することがわかっており、quasi-detonation と呼ばれている[1, 2]。Lee ら[3]は、障害物のある管内を CJ デトネーション速度 D_{CJ} の 80% の速度でデトネーションが伝播したことを報告している。また図 2-4 に示すように、Sorin ら[4]は、障害物領域内でデトネーションが発現した場合、quasi-detonation は障害物領域内では D_{CJ} の 85% ほどで伝播し、障害物領域を通過した後伝播速度が D_{CJ} に回復することを報告している。

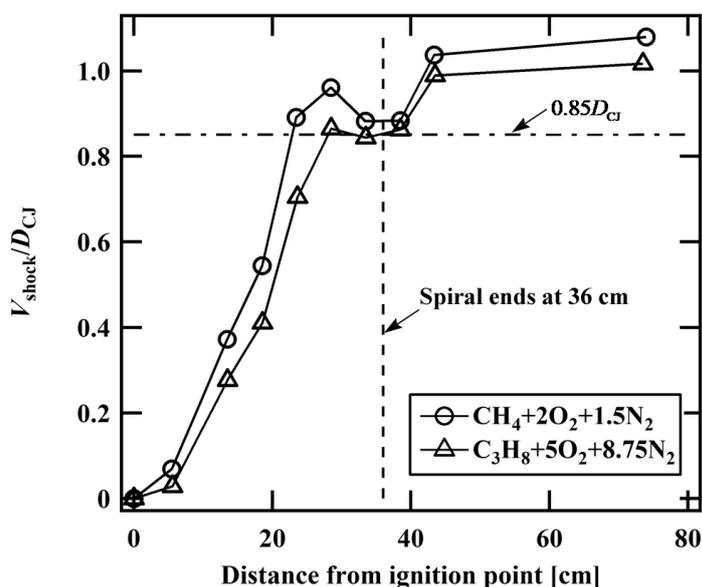


図 2-4 障害物領域内でのデトネーション伝播速度の結果[4]

以上の知見に基づいて、本研究では、測定した火炎速度 V が $0.85D_{CJ}$ よりも大きい場合にデトネーションが発生したと判断して実験結果をまとめた。さらに、デトネーシ

ヨンの発生を予防する安全工学の立場ではなく、積極的に応用することを考慮して実験を同じ条件で3回繰り返し、反復実験において火炎速度 V が1回でも $0.85D_{CJ}$ 未満であればデトネーションが起こらないと判断した。ここで、CJ デトネーション速度は初期温度 T_0 を298.15 Kとして、化学平衡計算ソフトウェア[5]を使用して計算した($D_{CJ}=1968.4$ m/s)。

§ 2-3 実験結果と考察

2-3-1 デトネーション応用技術のための障害棒条件

イオンプローブで得られた電圧履歴と圧力変換器で得られた圧力履歴を図2-5に示す。また、図2-5の最後の図は火炎伝播を表す $x-t$ 図である。

本項において図2-5、図2-6、図2-7、図2-8に示すDDTの実験結果では、同条件で3回行った実験で測定された火炎速度の最小値 V_{\min} が、 $V_{\min} \leq 0.85D_{CJ}$ の場合は“NO GO”(×)、 $V_{\min} > 0.85D_{CJ}$ の場合は“GO”(○)と示した。さらに、同条件で3回行った実験で測定された火炎速度の最大値 V_{\max} が、 $V_{\max} > 1.1D_{CJ}$ の場合はオーバードリブンデトネーションの意味で“OD”(◎)と示した。また、最後に設置した2つのイオンプローブ間(a5またはa6-a7、b5またはb6-b7)で測定した火炎速度の(同条件で3回行った実験での)平均値 V をCJデトネーション速度 D_{CJ} で除した V/D_{CJ} も図中に示した。ただし、“NO GO”(×)であるにもかかわらず $V > 0.85D_{CJ}$ となっている条件は、障害物領域の下流にあるスムーズチューブ内でデトネーションが発現した場合である。

[1] 障害棒の間隔の比較

当量比1.0の水素・空気混合気を用いた場合で、障害棒の挿入間隔 l が20 mmの条件での実験結果を図2-6に示す。ここで、図2-6より、障害棒の本数 N_{rod} が13-15の場

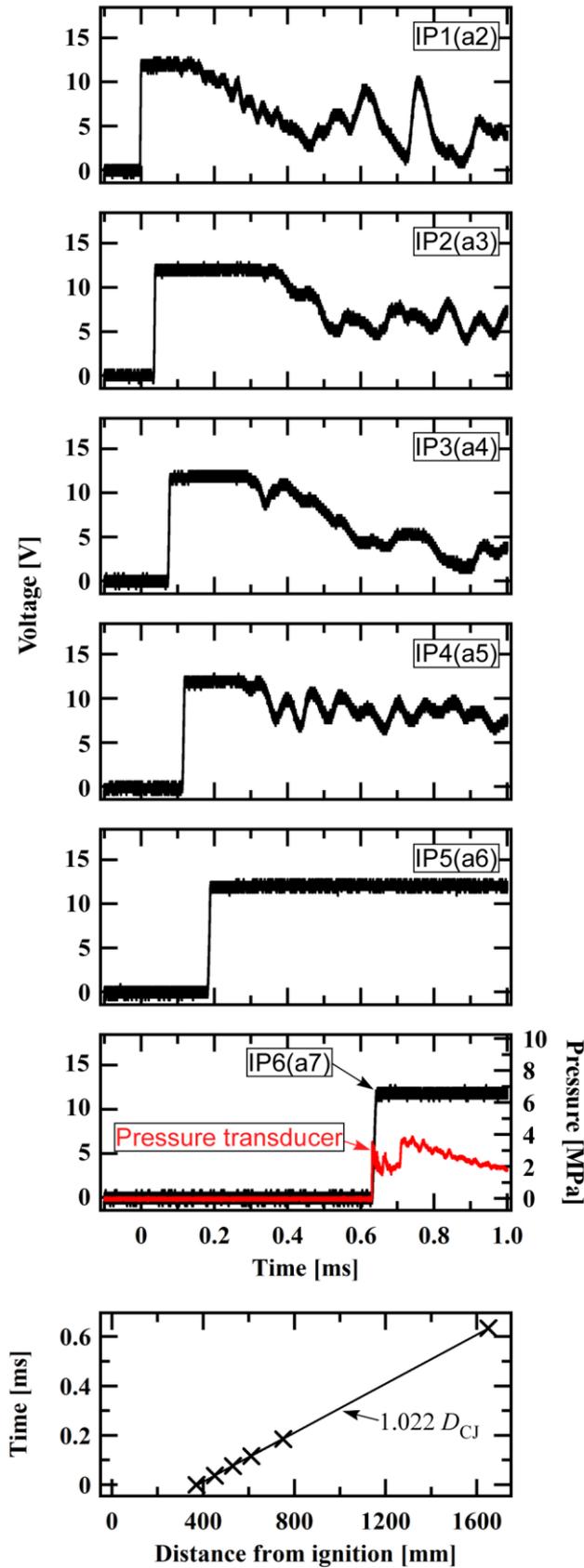


図 2-5 イオンプローブと圧力変換器で得た出力履歴および火炎伝播を表す $x-t$ 線図 (当量比 1.0 の水素・空気混合気, $l = 20$ mm, $BR = 0.32$, $N_{rod} = 14$)

合、 BR によらず障害物領域を出て最初の測定区間ですでにデトネーションが伝播している。 N_{rod} が同じであれば BR が小さいほど流れの抵抗が小さくなることを考慮すると、 $l = 20 \text{ mm}$ の場合、 $BR = 0.32$, $N_{rod} = 13$ の条件がデトネーション応用技術の DDT 促進部に適している。

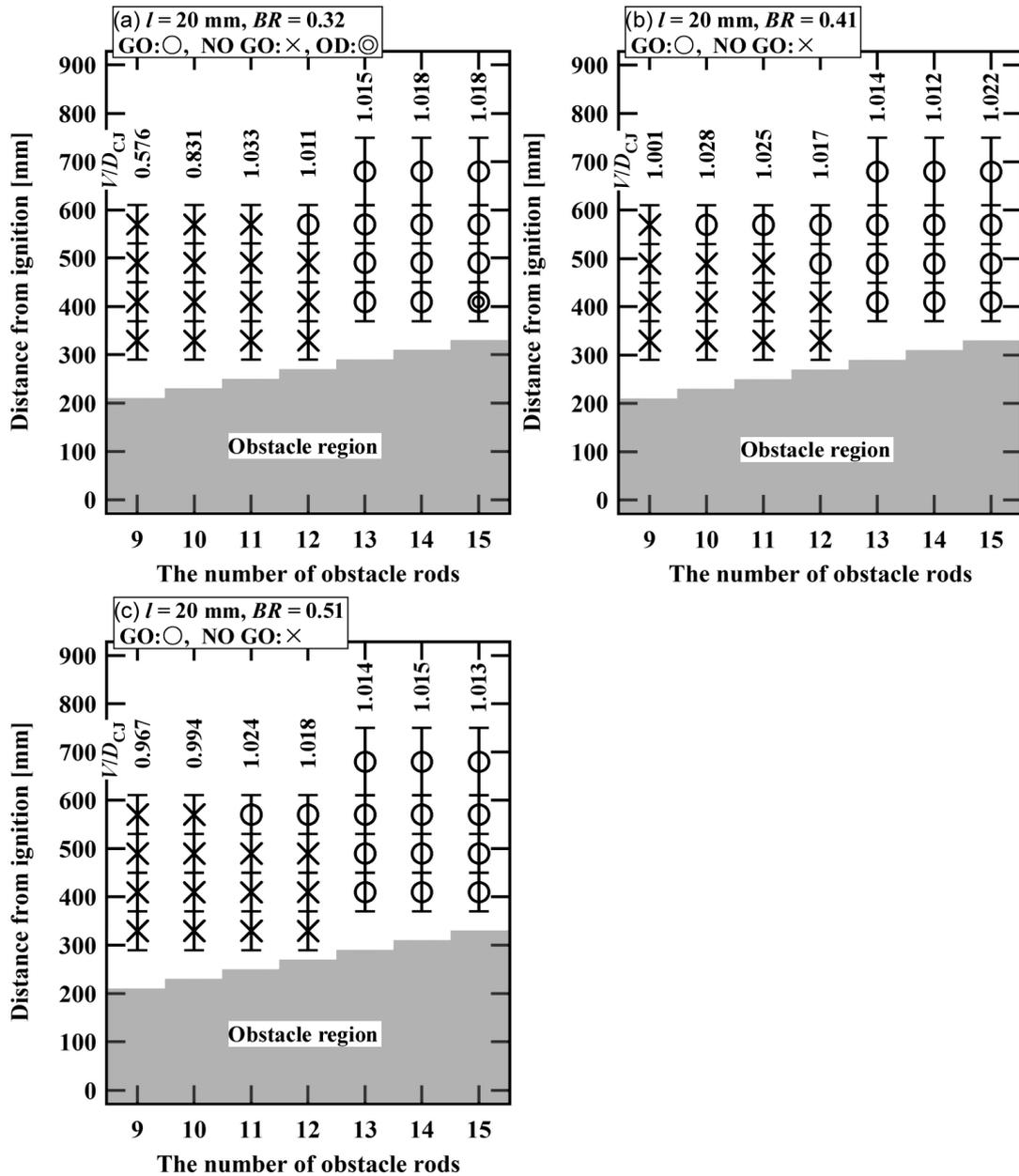


図 2-6 当量比 1.0 の水素・空気混合気、間隔 $l = 20 \text{ mm}$ の条件での実験結果

当量比 1.0 の水素・空気混合気を用いた場合で、障害棒の挿入間隔 l が 10 mm の条件での実験結果を図 2-7 に示す。図 2-7 より、 $BR=0.32$, $N_{rod}=16-19$ の場合、障害物領域を出て最初の測定区間ですでにデトネーションが伝播している。しかし、 $BR=0.41$, 0.51 の場合は、障害物領域を出て最初の測定区間でデトネーションは観測されなかった。注意すべきなのは、 $BR=0.32$, $N_{rod}=14$ (図 2-7(a)) と $BR=0.41$, $N_{rod}=15$ (図 2-7(b)) の場合は、障害物領域からおよそ 100 mm 下流でデトネーションが発現していることである。これらの場合は、通常のデトネーション発現が起こったと考えられる。つまり、障害物領域で火炎は加速されたが、DDT が起こるために障害物領域の長さが十分ではなかった。障害物領域内である程度加速された火炎は、通常の乱流火炎加速メカニズムによって障害物領域外でさらに加速される。そして最後に火炎、先行する衝撃波とスムーズチューブの側壁の境界層との間の相互作用によってデトネーションが発現したと考えられる[6]。

図 2-7(a)に示した $l=10$ mm, $BR=0.32$ の場合、障害棒の本数を $N_{rod}=16$ まで増やすことで障害物領域でのデトネーション発現が観測された。一方、図 2-7(b), (c)に示した $BR=0.41$, 0.51 の場合は、障害棒を $N_{rod}=20$ まで増やしても障害物領域でデトネーションは発現しなかった。しかしながら、図 2-6 に示した $l=20$ mm の場合は、デトネーションの発現は BR に対して感度が低いようである。つまり、障害物の BR が DDT に及ぼす影響は、 $l=20$ mm と $l=10$ mm の場合で明らかに異なっている。そして、これらの結果は、障害物の BR が DDT に及ぼす影響は障害物に関するもう一つの無次元量である障害棒の直径 (d_o) と障害棒の間隔 (l) の比に依存することを示唆している。

d_o/l の値が小さい場合、各障害棒は個別にガスの流れと相互作用する。しかし、 d_o/l の値が 1 に近づくと、障害棒のまとまりが集合的にガスの流れと相互作用する。本実験では、 $l=20$ mm で $BR=0.32$, 0.41 , 0.51 のとき、それぞれ $d_o/l=0.25$, 0.325 , 0.4 であり。一方、 $l=10$ mm で $BR=0.32$, 0.41 , 0.51 のとき、それぞれ $d_o/l=0.5$, 0.65 , 0.8 であ

る。このように d_o/l のパラメータ領域は $l=20\text{ mm}$ と $l=10\text{ mm}$ の場合とでは大きく異なる。この d_o/l の違いが、 $l=20\text{ mm}$ と $l=10\text{ mm}$ の場合で DDT に対する障害物の BR の影響の振る舞いが異なる原因であると考えられる。

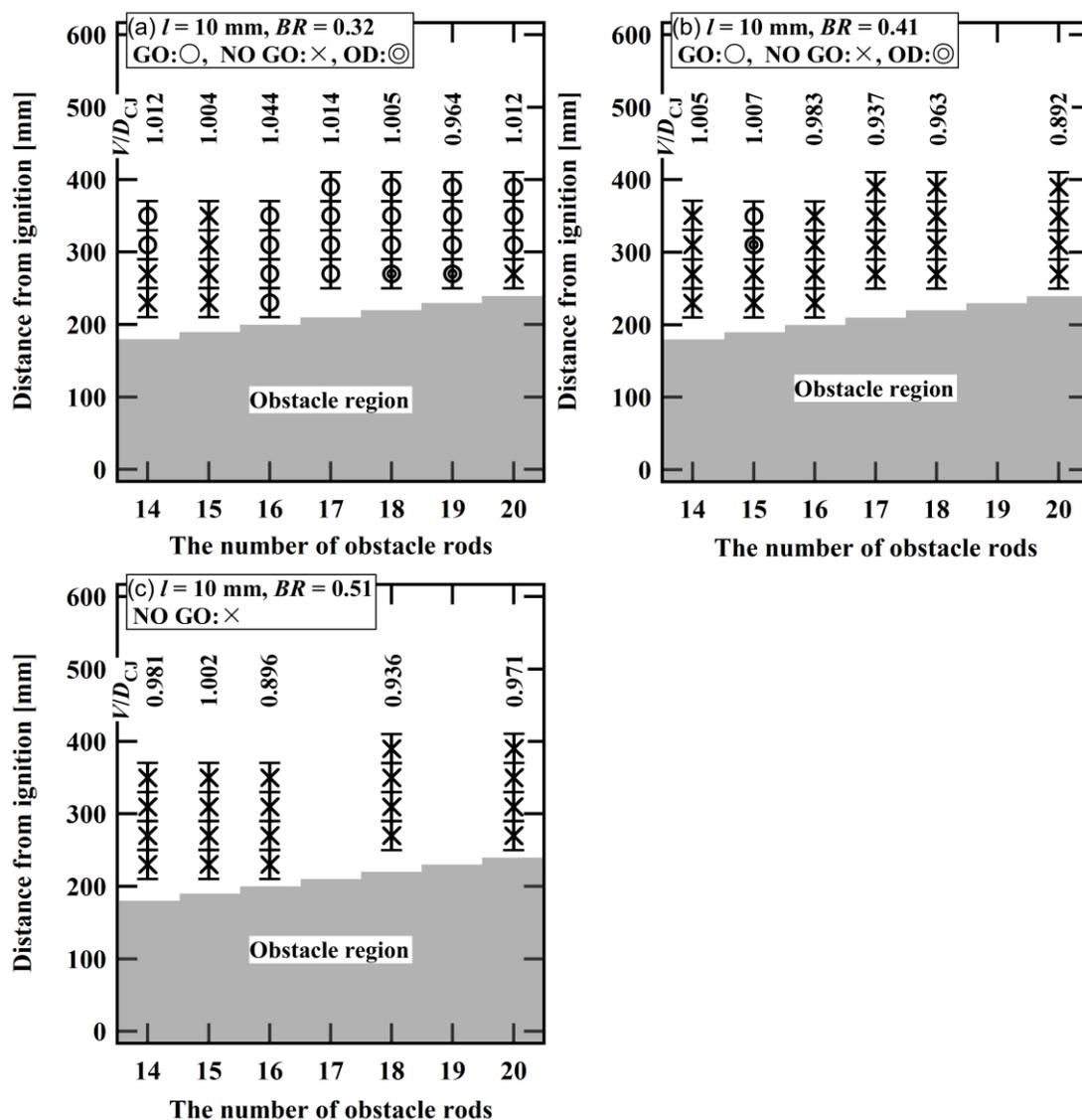


図 2-7 当量比 1.0 の水素・空気混合気、間隔 $l=10\text{ mm}$ の条件での実験結果

[2] 燃料当量比の影響

デトネーション応用技術の DDT 促進部に適した障害棒条件をより明確にするために、当量比 $\phi=1.0$ でデトネーションの発現が観測された障害棒の条件下で、障害棒による DDT の促進に対する当量比の影響を調べた。 $l=20\text{ mm}$ の場合は $BR=0.32$ で $N_{\text{rod}}=13$ または $N_{\text{rod}}=14$ 、一方、 $l=10\text{ mm}$ の場合は $BR=0.32$ で $N_{\text{rod}}=16-19$ を選んだ。図 2-8 では、 $l=20\text{ mm}$, $BR=0.32$ の条件で当量比を変化させた実験結果をまとめた。 $N_{\text{rod}}=14$ の場合は、当量比 $\phi=0.8-1.2$ の範囲で障害物領域から出て最初の測定区間でデトネーションがすでに伝播している。しかし、 $N_{\text{rod}}=13$ の場合は、燃料希薄な範囲 ($\phi<1.0$) で DDT に必要な助走距離が著しく長くなった。図 2-9 では、 $l=10\text{ mm}$, $BR=0.32$ の条件で当量比を変化させた実験結果をまとめた。 $N_{\text{rod}}=19$ の場合のみ、 $\phi=0.8-1.2$ の範囲で障害物領域から出て最初の測定区間でデトネーションが観測されたが、他の本数で燃料希薄な範囲 ($\phi<1.0$) ではデトネーションは観測されなかった。

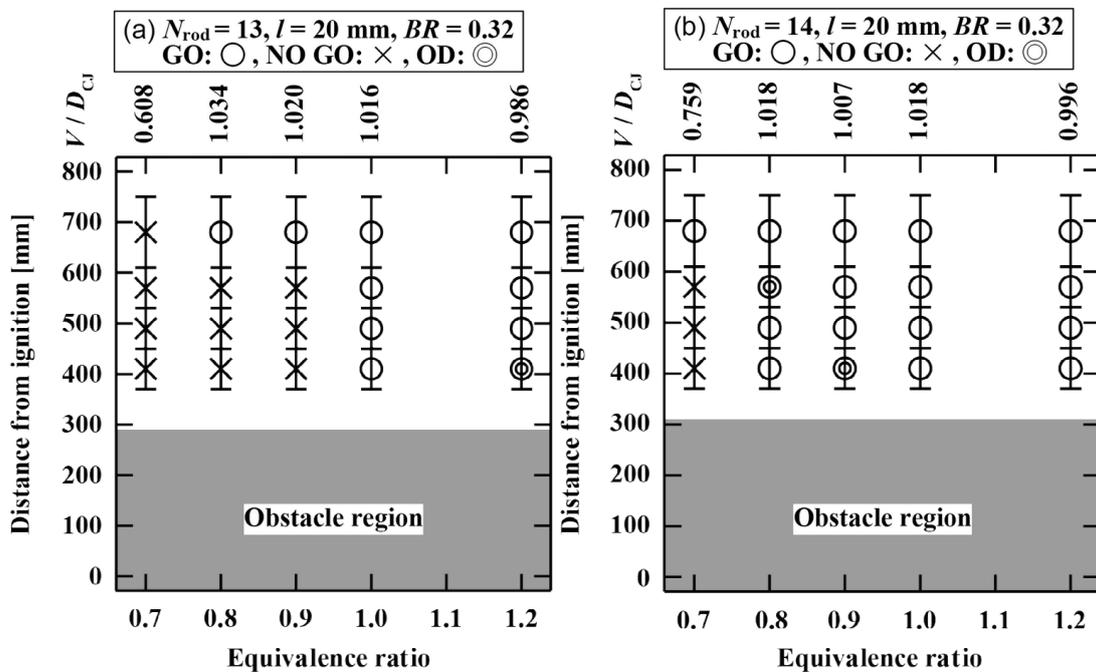


図 2-8 $l=20\text{ mm}$, $BR=0.32$ の条件で当量比を変化させた場合の実験結果

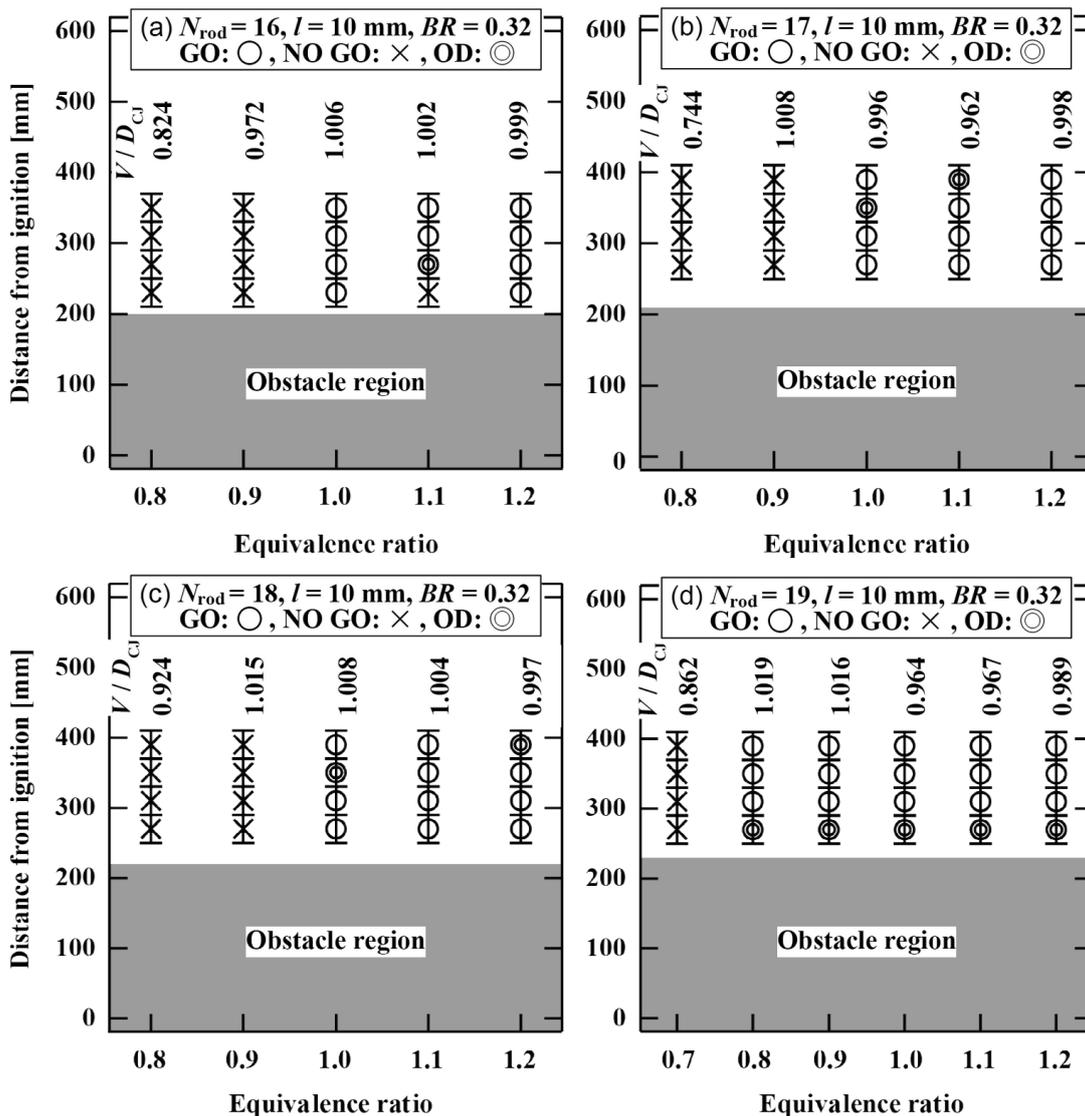


図 2-9 $l=10$ mm, $BR=0.32$ の条件で当量比を変化させた場合の実験結果

以上より、 $l=20$ mm の場合、DDT 促進部に適した障害棒の条件は $BR=0.32$, $N_{rod}=14$ であることがわかった。この場合、図 2-8(b)に示すように、DDT に必要な助走距離は約 400 mm であり、管直径 ($d_T=20$ mm) の 20 倍に相当する。一方、 $l=10$ mm の場合、DDT 促進部に適した障害棒の条件は $BR=0.32$, $N_{rod}=19$ である。この場合、図 2-9(d)に示すように、DDT に必要な助走距離は約 280 mm であり、管直径の 14 倍に相当する。このような直棒形状の障害物を用いた DDT 促進部をデトネーション応用技術に適用すると、障害棒の本数が少ないほど故障の可能性が低くなる。さらに、

$BR = 0.32, N_{rod} = 19$ と $BR = 0.32, N_{rod} = 14$ の場合で DDT に必要な助走距離の差は、管直径の約 6 倍 (120 mm) であるが、通常の燃焼器の全長は管直径の 40 倍程度[7]で、この助走距離の差は燃焼器の全長と比較するとはるかに小さい。このような考慮に基づいて、最終的にデトネーション応用技術の DDT 促進部に適した障害棒の条件として $l = 20 \text{ mm}, BR = 0.32, N_{rod} = 14$ と結論づけた。

[3] DDT 助走距離の短縮能力

様々な障害物を用いた場合の DDT に必要な助走距離の比較を行う。Blanchard ら[8]は、内径 159 mm の平滑な円筒管を用いて DDT 助走距離を調べた。可燃性ガスの条件は、初期圧力 1 bar の当量比 1.0 の水素・空気混合気である。この場合、DDT の助走距離は、管直径の約 75 倍に相当する 11.84 m であった。この実験での点火エネルギーは 1-10 J であったので、本実験のように点火エネルギーが数十 mJ 程度の自動車用スパークプラグを使用した場合には DDT 助走距離はさらに長くなると考えられる。さらに、障害棒の DDT 助走距離を短縮する能力を、シェルキンスパイラルやオリフィスプレートとその能力と比較する。Sorin ら[4]は、内径 26 mm の円筒管内に $BR = 0.52$ 、ピッチ 26 mm のシェルキンスパイラルを挿入した実験装置で DDT 助走距離を調べた。可燃性ガスの条件は、初期圧力 1 bar、初期温度 293 K の $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$ である。この場合、DDT の助走距離は、管直径の約 14 倍に相当する 366 mm であった。また、Card ら[9]は、内径 100 mm の円筒管内に $BR = 0.43$ のオリフィスプレートを 100 mm 間隔で配置した実験装置で DDT 助走距離を調べた。可燃性ガスの条件は、初期圧力 1 atm、初期温度 300 K の水素・空気混合気 ($\phi = 1.0$) である。この場合、DDT の助走距離は、管直径の 7.5 倍に相当する約 750 mm であった。本実験で得られた DDT 助走距離は、 $l = 20 \text{ mm}, BR = 0.32$ の場合に管直径の約 20 倍、 $l = 10 \text{ mm}, BR = 0.32$ の場合に管直径の約 14 倍であった。よって、本研究における障害棒の DDT 助走距離の短縮能力は、オリ

フィスプレートと比べると若干劣るが、シェルキンスパイラルとほとんど同等であると
考えられる。

2-3-2 火炎加速の促進能力

図 2-10 に示すように、障害物領域内に 80 mm 間隔でイオンプローブを設置し、障
害物領域内での火炎加速を調べた。イオンプローブの位置を表 2-3 にまとめる。また、
図 2-11 に障害棒の本数 $N_{\text{rod}} = 9, 11, 13, 14$ での火炎加速の様子を示す。図中の破線は最
後に挿入された障害棒の位置である。また、一点鎖線と二点鎖線は、
 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3.76\text{N}_2$, $\phi = 1.0$ の CJ デトネーション速度 D_{CJ} および定圧燃焼の場合の既燃ガ
スの音速 a_0 である。障害棒の本数 $N_{\text{rod}} = 9, 11, 13, 14$ において当量比 $\phi = 0.8 - 1.2$ の範囲
で、点火位置から $z = 210 \pm 40 \text{ mm}$ の位置で火炎の平均伝播速度が a_0 を超えていること
がわかる。しかし、図 2-11(b) の $N_{\text{rod}} = 13$, $\phi = 0.8$ 、図 2-11(c) の $N_{\text{rod}} = 11$ および図 2-11(d)
の $N_{\text{rod}} = 9$ では障害物領域下流で火炎の平均伝播速度が低下している。

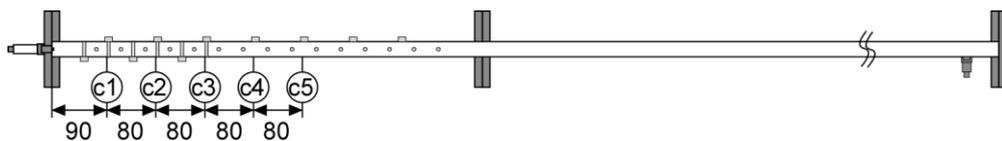


図 2-10 障害物領域内でのイオンプローブの位置の概略

表 2-3 障害物領域内でのイオンプローブの位置

障害棒の間隔 l [mm]	イオンプローブの位置 [mm]
20	90(c1), 170(c2), 250(c3), 330(c4), 410(c5)

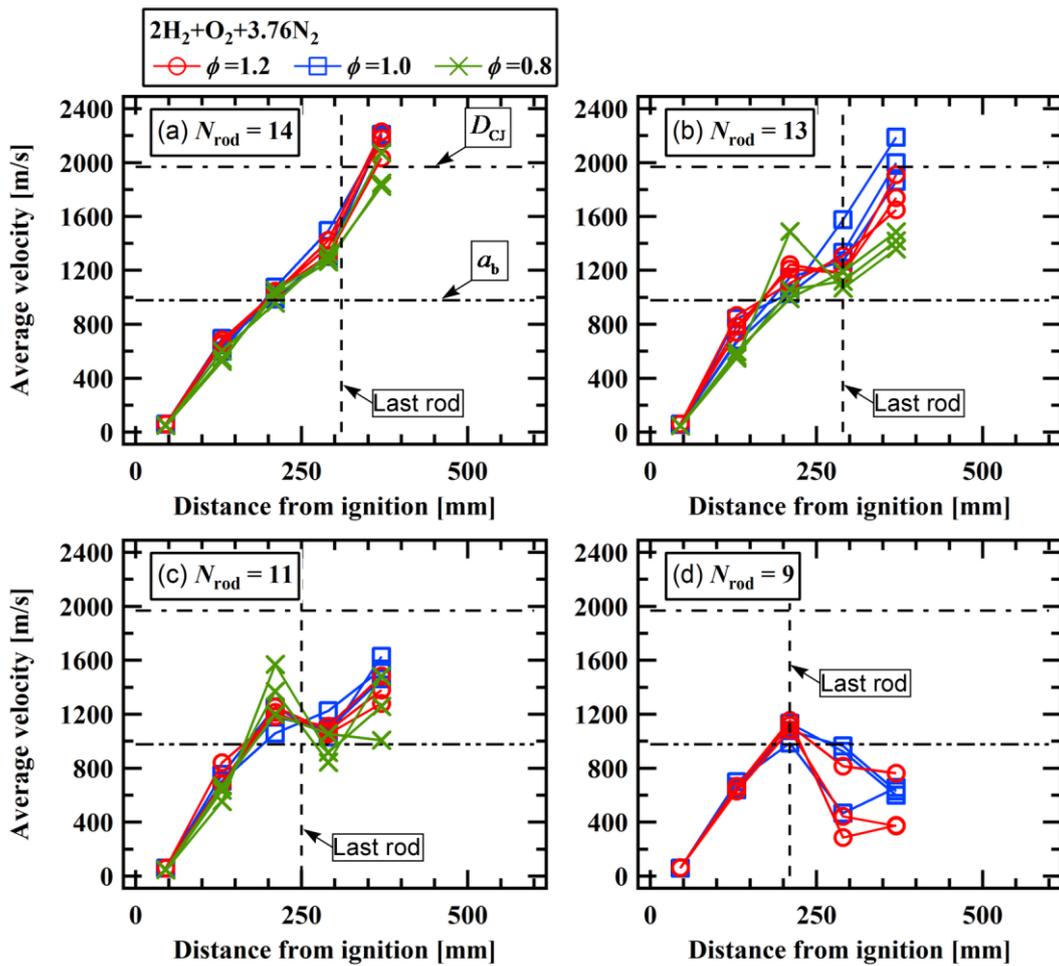


図 2-1 1 障害物領域内での火炎加速

Veser ら[10]は、障害物を有する管路における火炎形状の発展をモデル化している。このモデルでは、火炎は形の崩れたコーン形状をしており、火炎先端の速度が既燃ガス中の音速に達する瞬間まで引き伸ばされる。そしてこの瞬間の火炎先端位置が助走距離の推定位置である。ここでは、オリフィスプレートのような管壁に沿う形状の障害物の場合を想定している。Veser らが提案したモデル式は式(2-1)である。

$$\frac{X_s}{R} \frac{10S_L(\sigma-1)}{a_b} \approx a \frac{1-BR}{1+bBR} \quad (2-1)$$

ここで、 X_s は火炎速度が既燃ガスの音速の 95% に達する距離、 R は管半径、 S_L は層流

燃焼速度、 $\sigma(=\rho_u/\rho_b)$ は未燃ガスと既燃ガスの密度比、 a_b は定圧燃焼の場合の既燃ガスの音速、 BR は閉塞率である。また、定数 a, b は $BR=0.3-0.75$ に対して、それぞれ $a=2, b=1.5$ と最適化されている。式(2-1)を変形して式(2-2)より、火炎速度が既燃ガスの音速の 95%に達する距離 X_s を求める。

$$X_s \approx \frac{2(1-BR)}{1+1.5BR} \frac{a_b R}{10S_L(\sigma-1)} \quad (2-2)$$

各パラメータは次のように求めた。ガス組成は、初期圧力 100 kPa、初期温度 298.15 K の $2H_2+O_2+3.76N_2$ で、当量比を $\phi=0.7-1.2$ の範囲で変化させた。

- (1) 層流燃焼速度 S_L は、ソフトウェアに Cantera[11]、化学反応モデルに San Diego モデル[12]と GRI-Mech 3.0[13]を用いて計算した。得られた層流燃焼速度 S_L を図 2-12 にまとめる。図中には、化学反応メカニズムに対する Validation データ[14] (●) も合わせて示している。
- (2) 定圧燃焼の場合の既燃ガスの音速 a_b は、化学平衡計算ソフトウェア[5]を用いて計算した。
- (3) 未燃ガスの密度 ρ_u は、式(2-3)で計算した。

$$\rho_u = \frac{P_0}{RT_0} = \frac{P_0}{\frac{R_0}{M_m} T_0} \quad (2-3)$$

$$M_m = \phi \left(M_{H_2} \times \frac{n_{H_2}}{\phi n_{H_2} + n_{O_2} + n_{N_2}} \right) + \left(M_{O_2} \times \frac{n_{O_2}}{\phi n_{H_2} + n_{O_2} + n_{N_2}} \right) + \left(M_{N_2} \times \frac{n_{N_2}}{\phi n_{H_2} + n_{O_2} + n_{N_2}} \right) \quad (2-4)$$

(4) 既燃ガスの密度 ρ_b は、化学平衡計算ソフトウェア[5]を用いて、定圧燃焼を仮定して計算した。

上記(2)-(4)によって得られた各パラメータを表 2-4 にまとめる。

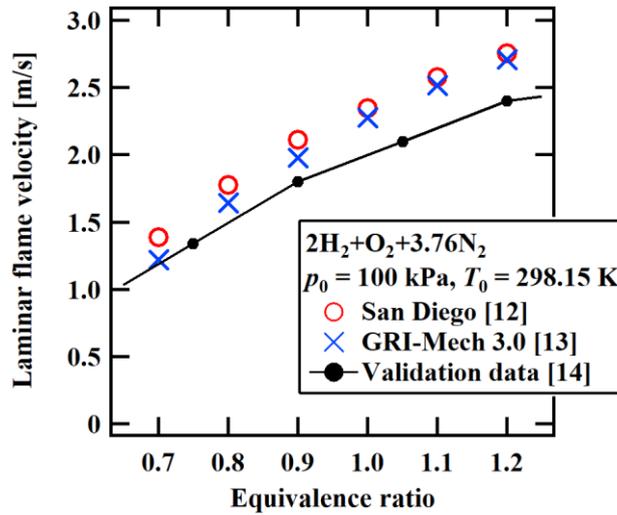


図 2-1 2 当量比変化に対する層流燃焼速度の変化

表 2-4 当量比変化に対する未燃ガスと既燃ガスのパラメータ変化

ϕ	ρ_u [kg/m ³]	ρ_b [kg/m ³]	σ	a_b [m/s]
0.7	0.91738	0.15336	5.9818	898.3
0.8	0.89107	0.14010	6.3602	932.4
0.9	0.86636	0.12994	6.6674	959.2
1.0	0.84311	0.12276	6.8680	978.7
1.1	0.82121	0.11898	6.9020	998.3
1.2	0.80052	0.11704	6.8397	1013.7

式(2-2)で計算した火炎速度が既燃ガスの音速の 95%に達する距離 X_s と実験結果の比較を図 2-13 に示す。 X_s は、計算結果よりも障害棒を用いた実験結果の方が 2 倍以上長く

なっていることから、障害棒を用いた火炎加速の促進能力はオリフィスプレートなどよりも低いと考えられる。

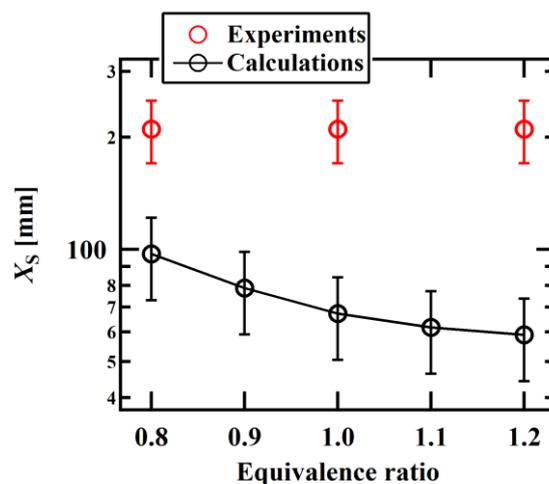


図 2-1 3 距離 X_s の計算結果と実験結果の比較

2-3-3 L/λ -criterion

図 2-8(b)と図 2-9(d)の実験結果から、デトネーションの発現に燃料当量比の基準があると考えられる。Dorofeev ら[15]は、障害物が繰り返し配置された管内でのデトネーションの発現に必要な特性長 L を提案し、。特性長 L は、図 2-14 に示すような管路と障害物の形状によって、式(2-5)で定義される。

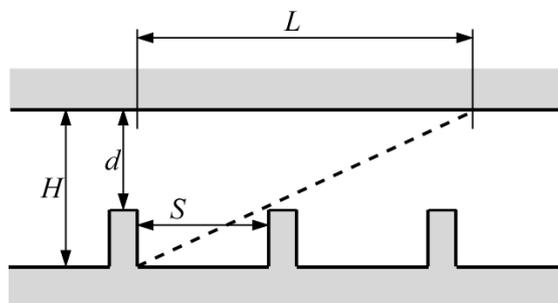


図 2-1 4 Dorofeev ら[15]による特性長 L

$$L = \frac{(S+H)/2}{1-(d/D)} \quad (2-5)$$

ここで、 S は障害物の間隔、 H は流路の高さ、 d は障害物によって塞がれていない流路の高さ、 D は管直径（または流路の高さ H ）である。Dorofeevらは、特性長 L とデトネーションのセル幅 λ_{cJ} の比が $L/\lambda_{cJ} \geq 7$ を満たす場合にデトネーションが発現すると考えている。ただし、既燃ガスの音速程度の十分な火炎加速があることが必要条件であり、またこの条件は主にオリフィスプレートを用いた実験に対して検証されている。

式(2-5)は、本実験の流路形状に合うように BR を用いて、式(2-6)のように書ける。

$$L = \frac{l+d_T}{2(1-\sqrt{1-BR})} \quad (2-6)$$

ここで、 l は障害棒の間隔、 d_T は管直径である。よって、本実験の特性長 L は、 $l=10$ mm, $BR=0.32$ に対して $L=85.5$ mm、 $l=20$ mm, $BR=0.32$ に対して $L=114$ mmと計算される。注意すべきなのは、本実験での火炎速度は障害物領域の外側で測定したが、厳密に言えば、 $L/\lambda_{cJ} \approx 7$ の基準は障害物領域内でデトネーションが発現する場合に適用されていることである。本実験での特性長 L を表2-5にまとめる。

表 2-5 本実験での特性長 L

障害棒の間隔 l [mm]	BR	特性長 L [mm]
20	0.32	114
	0.41	86.2
	0.51	66.7
10	0.32	85.5
	0.41	64.7
	0.51	50

最後の障害棒と最初のイオンプローブの間の距離を式(2-6)で計算した特性長 L と比較すると、図 2-6(c)に示した $l=20\text{ mm}$, $BR=0.51$ の場合を除いて、前者の方が後者よりも短かった。したがって、最初の測定区間の火炎速度が、“GO” (○) または“OD” (◎) で表される場合は、障害物領域またはそれに相当する領域でデトネーションが発現したと判断できる。唯一の例外である、図 2-6(c)に示した $l=20\text{ mm}$, $BR=0.51$ の場合については後で説明する。

図 2-15 は、 $\phi=0.7-1.2$ の範囲の当量比における特性長 L とデトネーションのセル幅 λ_{CJ} の比を示している。ここで、セル幅 λ_{CJ} は Tieszen ら[16]の実験結果を用いた。図 2-15 中の破線は、提案されたデトネーション発現の基準である $L/\lambda_{CJ}=7$ を示し、一点鎖線は基準の精度の下限 (-30%) である $L/\lambda_{CJ}=4.9$ を示している。図 2-15 に示すように、 $l=10\text{ mm}$, $BR=0.32$ および $l=20\text{ mm}$, $BR=0.32$ について計算した L/λ_{CJ} は、 $\phi=0.8-1.2$ の範囲の当量比に対して $\pm 30\%$ の精度を考慮すると、Dorofeev らが提案した $L/\lambda_{CJ} \geq 7$ の条件を満たしている。しかしながら、 $\phi=0.7$ の場合は $l=10\text{ mm}$, $BR=0.32$ および $l=20\text{ mm}$, $BR=0.32$ どちらについても $L/\lambda_{CJ} \geq 7$ の条件を満たさない。興味深いことに、これらの結果は図 2-8(b)および図 2-9(d)の実験結果と一致しており、本研究のようにオリフィスプレートとは形状が大きく異なる障害物形状に対しても、Dorofeev らによって提案された基準が適用可能であることがわかった。このように $L/\lambda_{CJ} = 7$ の基準が適用可能な理由については、火炎が既燃ガスの音速程度まで十分に加速されている限り、Zel'dovich メカニズム[17]や SWACER メカニズム[18]によってデトネーションが発現し得るための十分な空間のみが必要であるからと考えられる。

最後に、図 2-6(c)に示した $\phi=1.0$, $l=20\text{ mm}$, $BR=0.51$ の場合は $L/\lambda_{CJ} \approx 4.5$ であり、 $L/\lambda_{CJ} \approx 7$ の基準に -30% の精度を考慮した $L/\lambda_{CJ} \approx 4.9$ を満たしていないにもかかわらず、デトネーションは発現した。この場合については、Dorofeev らが提案した特性長 L は経験式であり、また本研究について反例は少数であるため、デトネーションの発現に

関する $L/\lambda_{CJ} \approx 7$ の基準が本研究に適用可能であるという結論を否定するものとは考えていない。

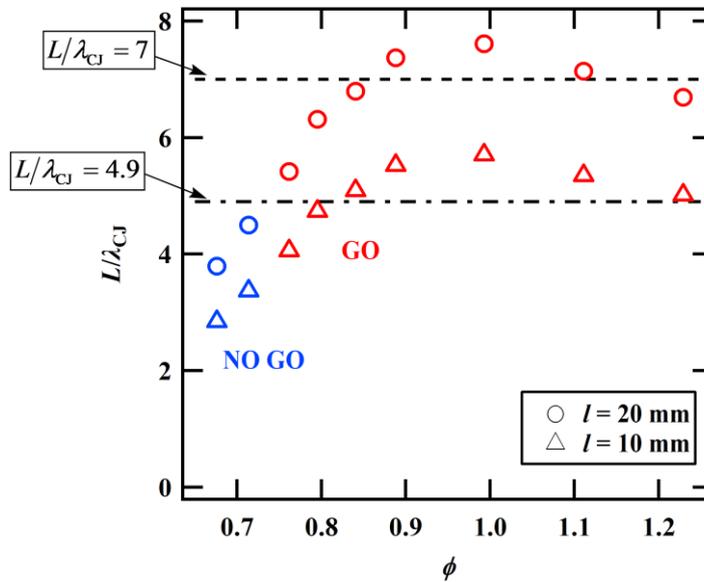


図 2-15 特性長 L とデトネーションのセル幅 λ_{CJ} の比較

§ 2-4 まとめ

本章では、障害棒によってデフラグレーションからデトネーションへの遷移を促進させた実験的研究について述べた。

本章で得られた結果について以下にまとめる。

(1) 当量比 $\phi = 0.8 - 1.2$ の水素・空気混合気において、 $BR = 0.32$ の障害棒を用い、① 間隔 $l = 10$ mm の場合、挿入本数 19 本で、DDT 助走距離は約 $14d_T$ 、② 間隔 $l = 20$ mm の場合、挿入本数 14 本で、DDT 助走距離は約 $20d_T$ であった。

(2) 障害棒による DDT 助走距離の短縮能力は、過去の研究と比較すると、オリフィスプレートと比べて劣るが、シェルキンスパイラルと同等であることがわかった。

(3) Veser ら[10]が提案した「チョーク火炎となるまでの助走距離の半経験式」によ

ると、障害棒による火炎加速の能力は、オリフィスプレートと比べると低いことがわかった。

(4) Dorofeev ら[15]が提案した「火炎速度が十分ある場合にデトネーションが発現するための基準 (L/λ -criterion)」は、直棒形状の障害物に対しても成立することがわかった。

第2章の参考文献

- [1] Ia. B. Zel'dovich and A. S. Kompaneets, Theory of Detonation (1960), Section 17, Academic Press, New York and London.
- [2] J. H. S. Lee and I. O. Moen, The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosions, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 6, No. 4 (1980), pp. 359–389.
- [3] J. H. Lee, R. Knystautas, and C. K. Chan, Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes, Symposium (International) on Combustion, Vol. 20, No. 1 (1985), pp. 1663–1672.
- [4] R. Sorin, R. Zitoun, and D. Desbordes, Optimization of the deflagration to detonation transition: reduction of length and time of transition, Shock Waves, Vol. 15, No. 2 (2006), pp. 137–145.
- [5] S. Gordon and B. J. McBride, Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications, NASA Reference Publication 1311 (1994).
- [6] P. A. Urtiew and A. K. Oppenheim, Experimental observations of the transition to detonation in an explosive gas, Proceedings of the Royal Society of London Series A (Mathematical and Physical Sciences), Vol. 295, No. 1440 (1966), pp. 13–28.
- [7] T. Takahashi, A. Mitsunobu, Y. Ogawa, S. Kato, H. Yokoyama, A. Susa, and T. Endo, Experiments on energy balance and thermal efficiency of pulse detonation turbine engine, Science and Technology of Energetic Materials, Vol. 73, No. 5–6 (2012), pp. 181–187.
- [8] R. Blanchard, D. Arndt, R. Gratz, and S. Scheider, Effect of ignition position on the run-up distance to DDT for hydrogen–air explosions, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 24, No. 2 (2011), pp. 194–199.
- [9] J. Card, D. Rival, and G. Ciccarelli, DDT in fuel–air mixtures at elevated temperatures and

- pressures, *Shock Waves*, Vol. 14, No. 3 (2005), pp. 167–173.
- [10] A. Vesper, W. Breitung and S. B. Dorofeev, Run-up distances to supersonic flames in obstacle-laden tubes, *Journal de Physique IV France*, Vol. 12, No. 7 (2002), pp. 333–340.
- [11] <https://cantera.org/>
- [12] <http://web.eng.ucsd.edu/mae/groups/combustion/mechanism.html>
- [13] <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>
- [14] W. Han, P. Dai, X. Gou, and Z. Chen, A review of laminar flame speeds of hydrogen and syngas measured from propagating spherical flames, *Applications in Energy and Combustion Science*, Vol. 1–4 (2020), 100008.
- [15] S. B. Dorofeev, V. P. Sidorov, M. S. Kuznetsov, I. D. Matsukov, and V. I. Alekseev, Effect of scale on the onset of detonations, *Shock Waves*, Vol. 10, No. 2 (2000), pp. 137–149.
- [16] S. R. Tieszen, M. P. Sherman, W. B. Benedick, J. E. Shepherd, R. Knystautas, and J. H. S. Lee, Detonation cell size measurements in hydrogen–air–steam mixtures, *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 106 (Dynamics of Explosions) (1986), pp. 205–219.
- [17] Ya. B. Zel'dovich, V. B. Librovich, G. M. Makhviladze, and G. I. Sivashinsky, On the development of detonation in a non-uniformly preheated gas, *Astronautica Acta*, Vol. 15, No. 5–6 (1970), pp. 313–321.
- [18] J. H. Lee, R. Knystautas, and N. Yoshikawa, Photochemical initiation of gaseous detonations, *Acta Astronautica*, Vol. 5, No. 11–12 (1978), pp. 971–982.

第3章 単一の障害物がデトネーションの波面構造に与える影響

§ 3-1 はじめに

本章では、単一の障害物が定常伝播するデトネーションの波面構造に与える影響を実験的に調べた研究について述べる。

§ 3-2では、円筒管内に2次元的な単一の障害物（前向きステップ、前向きスロープ、後ろ向きステップ、後ろ向きスロープ）を配置した状況での点火実験の実験装置と実験方法について述べる。§ 3-3では、4種類の障害物によって定常伝播するデトネーションの波面構造がどのような影響を受けるのかを煤膜法によって調べた実験結果について述べる。

これらの実験により第3章では、前向き障害物の影響は小さいこと、また後ろ向きステップの下流ではデトネーションの再活性化が起り、ステップから再活性化が起こった位置までの距離はステップ高さとセル幅を用いた経験式で表せることを示す。

§ 3-2 実験装置と実験方法

実験装置の配置を図3-1に示す。燃焼器は、内径 $d_T = 100$ mmのステンレス(SUS304)製の円筒管で、点火用小チャンバー(全長100 mm)、デトネーション管(全長1900 mm)、テストチャンバー(全長650 mm)から構成されている。点火用小チャンバーとデトネーション管は、厚さ150 μm のマイラー膜で隔てられている。点火用小チャンバーの閉

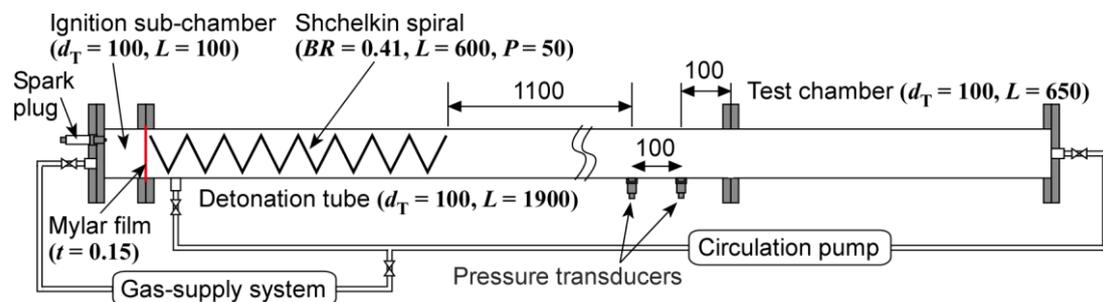


図3-1 実験装置の概略図

管端に取り付けたスパークプラグ (NGK, BKR5E) と自動車用のイグニッションドライバー (TOYOTA, 90919-02240) を使い、可燃性ガスに点火した。デトネーション管内の上流部には、デフラグレーションからデトネーションへの遷移 (Deflagration-to-Detonation Transition: DDT) を促進するために銅製のシェルキンスパイラル (全長 600 mm, ピッチ 50 mm, 閉塞率 0.41) を設置した。さらに、デトネーションが定常伝播速度で伝播していることを確認するために、テストチャンバーの直前に 2 つの圧力変換器 (PCB Piezotronics, 102B04) を設置してデトネーションの伝播速度を測定した。圧力変換器の立ち上がり時間は $1 \mu\text{s}$ 以下であるのに対し、間隔 100 mm で取り付けた圧力変換器の間を定常デトネーションが伝播するのにかかる時間はおよそ $56 \mu\text{s}$ であり、衝撃波の到達を検知可能な圧力変換器である。2 つの圧力変換器で測定したテストチャンバー直前のデトネーションの平均伝播速度 V は、 D_{CJ} の $\pm 3\%$ 内であることを確認している。ここで、 D_{CJ} は初期温度を 298.15 K として化学平衡計算ソフトウェア[1]で計算した CJ デトネーション速度である。本実験ではすべての条件でテストチャンバーに定常伝播デトネーションが入射した。

実験で使用した可燃性ガスは、室温の $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) および $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ ($\phi=1.0$) である。初期圧力 p_0 は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) では 15–60 kPa、

表 3-1 実験で用いたガス組成とセル幅

ガス組成	p_0 [kPa]	λ_{CJ} [mm]
$2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$	15	8.9 ± 1.9
	20	7.1 ± 1.6
	30	4.7 ± 1.5
	60	2.2 ± 0.6
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$	30	5.0 ± 1.4
	70	2.2 ± 0.6

$C_3H_8+5O_2+2N_2$ ($\phi=1.0$) では 30, 70 kPa で変化させた。また、可燃性ガスは循環ポンプを使って予混合し、静止した状態で点火した。点火用小チャンバーには、容易に点火するように $2H_2+O_2+4.5Ar$ ($\phi=1.0$) では $2H_2+O_2$ ($\phi=1.0$) を初期圧力 120 kPa で、 $C_3H_8+5O_2+2N_2$ ($\phi=1.0$) では $C_3H_8+5O_2$ ($\phi=1.0$) を初期圧力 90 kPa で充填した。表 3-1 に実験で用いたガス組成の条件と定常伝播時のセル幅をまとめた。

テストチャンバーにはデトネーションのセル模様を観察するために、2枚の煤板を図 3-2(a)に示すように設置した。1枚はジュラルミン (A2017) 製の横板 (長さ 645 mm, 幅 98 mm) でテストチャンバーの中心軸に沿って挿入されている。もう1枚の煤板は厚さが 2 mm のステンレス (SUS304) 製の縦板 (長さ 640 mm) で、横板に対して垂直に、横板とテストチャンバー壁面の間に挿入されている。なお、横板のデトネーション入射側の端は、デトネーションに与える擾乱を小さくするためにナイフエッジ状に加工した。また、本実験では、ホワイトガソリン (Coleman Fuel : n-ヘプタンを主成分とする液体石油燃料) のプール燃焼で発生する煤を金属板にコーティングして煤板を作製した。

図 3-2(b)に示すように、横板上には4種類の障害物 (前向きステップ、後ろ向きステップ、前向きスロープ、後ろ向きスロープ) のうちの 하나가設置されている。表 3-2

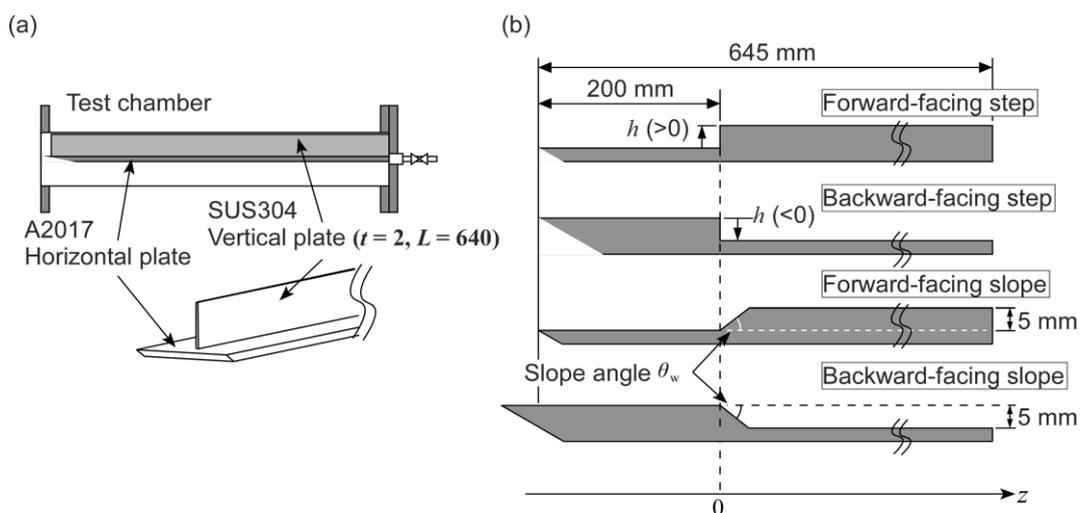


図 3-2 単一の障害物の概略図

に実験条件をまとめた。ステップの高さ $|h|$ は1, 2, 5 mm で、前向きステップの場合には正值で示し、後ろ向きステップの場合には負値で示す。また、前向きスロープおよび後ろ向きスロープの高さは+5 mm に固定し、前向きスロープの傾斜角 θ_w は+40°または+75°で、後ろ向きスロープの傾斜角 θ_w は-20°または-40°である。さらに、図 3-2(b)に示すように、それぞれの障害物の開始位置を z 軸の基準と定義した。

表 3-2 単一の障害物の条件

障害物の種類	h [mm]	θ_w [deg]
Forward-facing step	+1, +2, +5	+90
Backward-facing step	-1, -2, -5	+90
Forward-facing slope	+5	+40, +75
Backward-facing slope	-5	-20, -40

前向きスロープの傾斜角 θ_w については、定常デトネーションの不活性な衝撃波に対して正常反射のみが起こる条件とマッハ反射のみが起こる条件を選んだ。図 3-3 に示すように、不活性な衝撃波が傾斜角 θ_w の前向きスロープ上で正常反射またはマッハ反

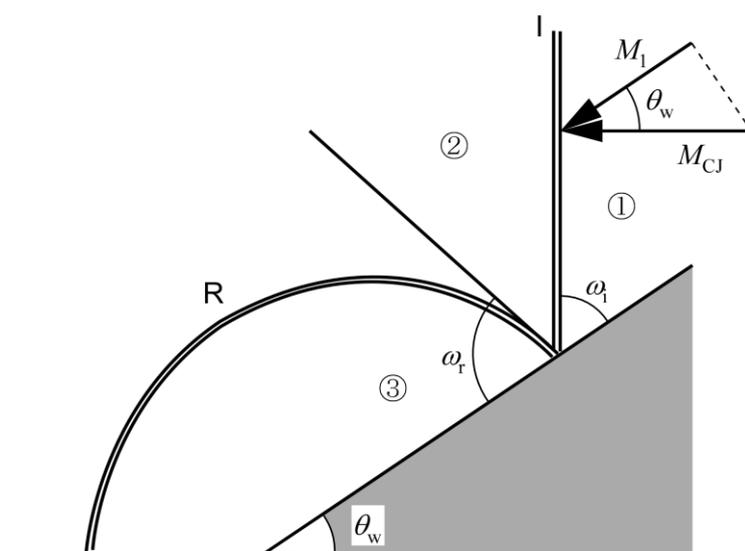


図 3-3 不活性な衝撃波のスロープ上での反射

射する状況を考える。入射衝撃波と反射衝撃波をそれぞれ図 3-3 中の I, R で示す。Shock polar を描き、正常反射からマッハ反射へ反射形態が遷移する離脱基準を計算した。デトネーション波面の不活性な衝撃波のような pseudo-steady flow の場合、正常反射から(二重)マッハ反射への遷移が離脱基準に近いところで起こる[2, 3, 4]ことが知られているので、離脱基準を計算した。その方法を以下に記す。

- (1) 未燃ガスの比熱比 γ および CJ デトネーションの伝播マッハ数 M_{CJ} を化学平衡計算ソフトウェア[1]で求める。
- (2) 初期圧 p_1 (図 3-3 中の領域①) と入射衝撃波下流 (領域②) の圧力 p_2 の圧力比を次式から求める。

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_{CJ}^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (3-1)$$

- (3) スロープの傾斜角 θ_w を様々に変化させて、その時の入射衝撃波上流のマッハ数 M_1 を次式から求める。

$$M_1 = \frac{M_{CJ}}{\cos \theta_w} \quad (3-2)$$

- (4) 次式を用いて、入射衝撃波の Shock polar を描く。

$$\tan \theta_i = \frac{\frac{p_2}{p_1} - 1}{1 + \gamma M_1^2 - \frac{p_2}{p_1}} \sqrt{\frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1) - \frac{p_2}{p_1}}{\frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}}} \quad (3-3)$$

ここで、 θ_i は転向角である。

- (5) 次式から入射衝撃波下流のマッハ数 M_2 を計算する。

$$M_2 = \sqrt{\frac{(\gamma-1)M_1^2 \sin^2 \omega_1 + 2}{\sin^2(\omega_1 - |\theta_i|) [2\gamma M_1^2 \sin^2 \omega_1 - (\gamma-1)]}} \quad (3-4)$$

ここで、 ω_1 は入射衝撃波角である。

$$\omega_1 = \frac{\pi}{2} - \theta_w \quad (3-5)$$

(6) 次式を用いて、反射衝撃波の Shock polar を描く。

$$\tan \theta_r = \frac{\frac{p_3 - 1}{p_2} \sqrt{\frac{2\gamma M_2^2 - (\gamma-1)}{\gamma+1} - \frac{p_3}{p_2}}}{1 + \gamma M_2^2 - \frac{p_3}{p_2} \sqrt{\frac{p_3 + \gamma - 1}{p_2 \gamma + 1}}} \quad (3-6)$$

未燃ガスが $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ ($\phi = 1.0$), $p_0 = 60 \text{ kPa}$, $T_0 = 298.15 \text{ K}$ の場合の計算結果を図 3-4(a) に示す。離脱基準は $\theta_w = 52.6^\circ$ であり、また $\theta_w = 25.7^\circ$ のとき $M_2 = 1$ となりこれよりも θ_w を小さくすると反射衝撃波が存在できなくなる。さらに、未燃ガスが $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ ($\phi = 1.0$), $p_0 = 70 \text{ kPa}$, $T_0 = 298.15 \text{ K}$ の場合の計算結果を図 3-4(b) に示す。離脱基準は $\theta_w = 48.2^\circ$ であり、また $\theta_w = 21.3^\circ$ のとき $M_2 = 1$ となりこれよりも θ_w を小さくすると反射衝撃波が存在できなくなる。以上より、確実に正常反射が起こる条件として $\theta_w = +75^\circ$ 、マッハ反射が起こる条件として $\theta_w = +40^\circ$ を前向きスロープの傾斜角に選んだ。

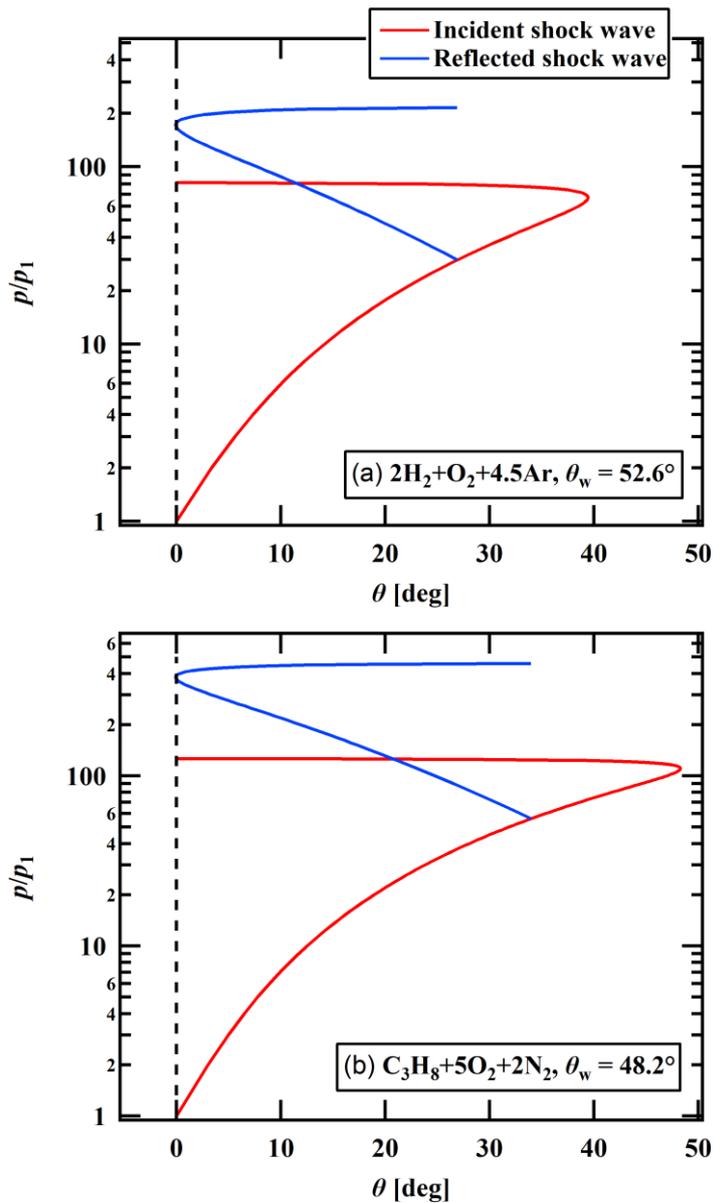


図 3-4 離脱基準での Shock polar

(a) $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $p_0 = 60 \text{ kPa}$, $T_0 = 298.15 \text{ K}$

(b) $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$, $p_0 = 70 \text{ kPa}$, $T_0 = 298.15 \text{ K}$

次に、後ろ向きスロープの傾斜角 θ_w について述べる。Endo ら[5]は、図 3-5 に示すような一定断面の円筒管（管直径 $d_T = 40 \text{ mm}$ ）から半開き角 θ を持つ発散コーンへ定常デトネーションを伝播させて、デトネーションの伝播特性を調べている。当量比 $\phi = 1.0$

の $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\text{C}_2\text{H}_4+3\text{O}_2+0.44\text{N}_2$, $\text{C}_2\text{H}_2+2.5\text{O}_2$ の 3 種類の可燃性ガスが用いられた。

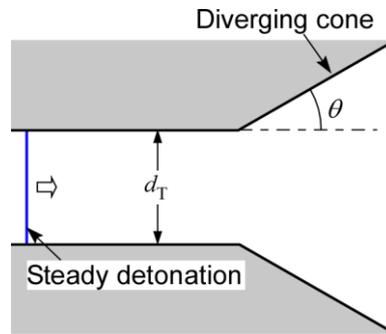


図 3-5 発散コーンを用いた実験配置[5]

そして、図 3-6 はセル幅 λ_{CJ} と発散コーンの半開き角 θ を変化させたときに観測されたデトネーションの伝播形態である。図 3-6(a), (c) より、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ と $\text{C}_2\text{H}_2+2.5\text{O}_2$ では、 $\theta < 10^\circ$ の場合にはデトネーションは消炎せずに連続伝播し、 $10^\circ < \theta < 30^\circ$ の場合には消炎または発散コーンの壁上で再起爆が起こり、 $30^\circ < \theta$ の場合には消炎または発散コーンの壁から離れた位置で再起爆が起こっている。一方で図 3-6(b) より、 $\text{C}_2\text{H}_4+3\text{O}_2+0.44\text{N}_2$ では、 $10^\circ < \theta < 30^\circ$ の場合には消炎または連続伝播が観測されている。この現象の違いについて、無次元された活性化エネルギー $E_a/(RT_{\text{vN}})$ が比較的大きい

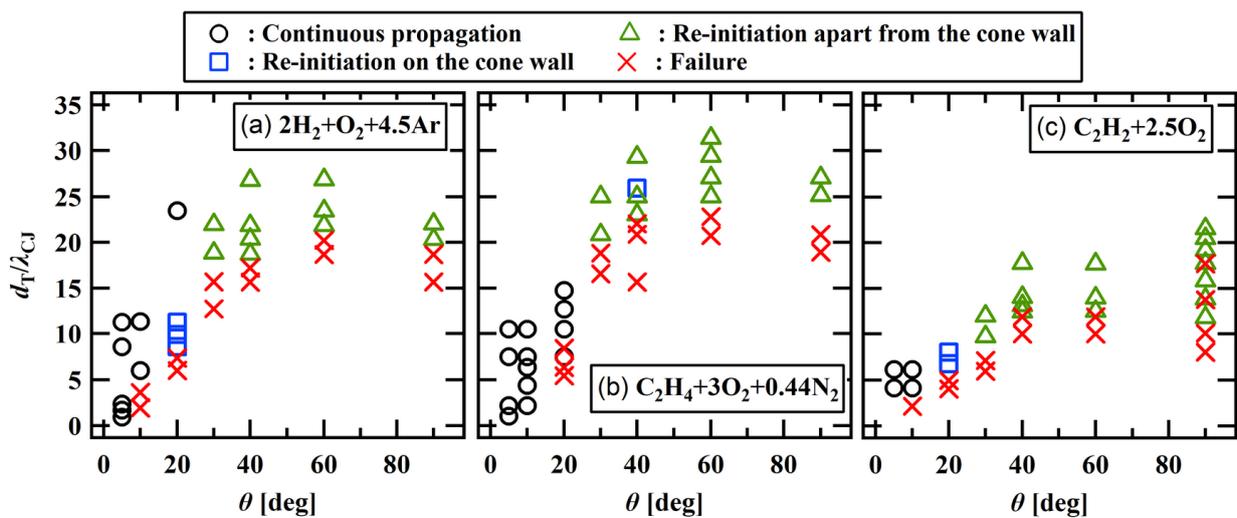


図 3-6 発散コーン上でのデトネーション伝播形態[5]

$C_2H_4+3O_2+0.44N_2$ では、発散コーンの壁上で横波の強い反射が起こりデトネーションの伝播が維持されていると理解されている。以上の Endo ら[5]の実験結果から、後ろ向きスロープの傾斜角を $10^\circ < \theta < 30^\circ$ にしたとき、スロープ壁上でデトネーションの再起爆が起こる可能性がある。よって、本実験の後ろ向きスロープの傾斜角のに $\theta_w = -20^\circ$ を選んだ。

さらに、図 3-7 に示すような状況について、スロープ上を伝播する回折した衝撃波がスロープ下流の管軸と平行な側壁上で反射する場合に、正常反射からマッハ反射へ反射形態が遷移する離脱基準を考える。

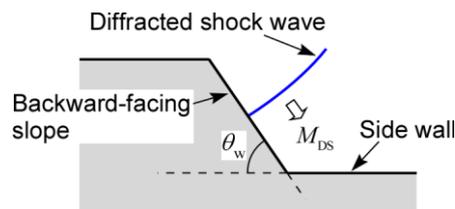


図 3-7 スロープ上を伝播する回折した衝撃波

しかしながら、回折した衝撃波がどの程度減衰しているのかはよくわからない。よって、回折した衝撃波のマッハ数 M_{DS} を様々に変化させて、離脱基準を計算した。計算手順については、前向きスロープの傾斜角を決めた際と同じ手順である (式(3-1)–式(3-6))。ただし、 M_{CI} を M_{DS} に変えて計算する。図 3-8 に、回折した衝撃波のマッハ数 M_{DS} を変化させたときの離脱基準 (○) と反射衝撃波が存在する限界 (×) を示す。 $2H_2+O_2+4.5Ar$ と $C_3H_8+5O_2+2N_2$ のどちらの場合も、離脱基準は $\theta_w \approx 50^\circ$ であることがわかる。よって、本実験の後ろ向きスロープの傾斜角に $\theta_w = -40^\circ$ を選んだ。

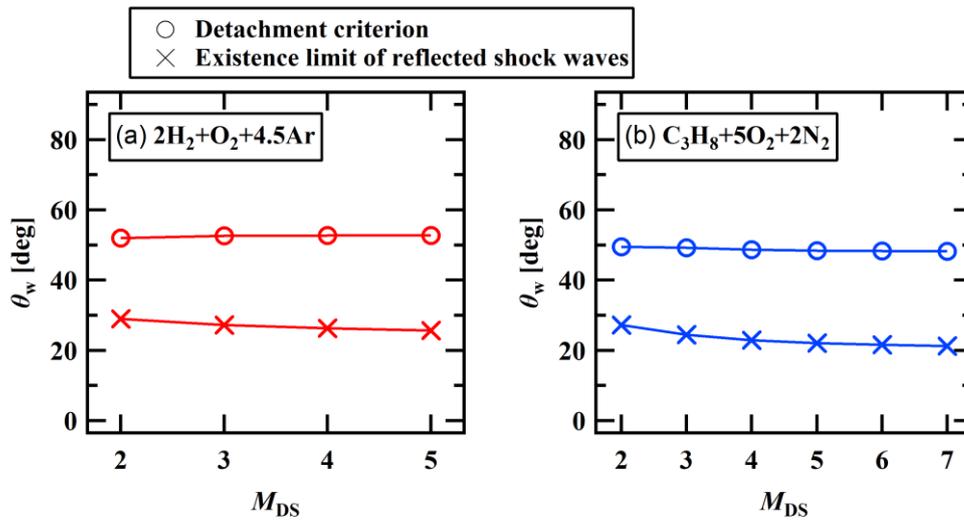


図 3-8 回折した衝撃波のマッハ数 M_{DS} と離脱基準
 (a) $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 60 \text{ kPa}$, $T_0 = 298.15 \text{ K}$
 (b) $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$, $p_0 = 70 \text{ kPa}$, $T_0 = 298.15 \text{ K}$

§ 3-3 実験結果と考察

図 3-9 に本実験で得られた定常伝播するデトネーションのセル模様を示す。図 3-9(a)はガス組成が $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ ($\phi = 1.0$), $p_0 = 30 \text{ kPa}$ の条件で、セル幅は $\lambda_{\text{CI}} = 4.7 \text{ mm}$ であった。図 3-9(b)はガス組成が $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ ($\phi = 1.0$), $p_0 = 30 \text{ kPa}$ の条件で、セル幅は $\lambda_{\text{CI}} = 5.0 \text{ mm}$ であった。

化学反応の進行は反応進行度 λ によって表現し、その初期値は $\lambda = 0$ 、反応完了時の値は $\lambda = 1$ である。また反応速度 r は、アレニウス型の式で式(3-7)のように書ける。

$$r = \frac{d\lambda}{dt} = k(1-\lambda)^\nu \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (3-7)$$

上式において、 k は定数、 ν は反応の次数、 R は気体種固有の気体定数、 E_a は活性化エネルギーである。式(3-8)の両辺を微分すると、

$$dr = k(1-\lambda)^{\nu} \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \left(\frac{E_a}{RT}\right) \left(\frac{dT}{T}\right)$$

$$\Rightarrow \frac{dr/r}{dT/T} = \frac{E_a}{RT} \quad (3-8)$$

つまり、可燃性ガスの実効的な活性化エネルギー E_a をその混合気の比気体定数 R と温度 T の積で無次元化したパラメータ $E_a/(RT)$ は、温度変化に対する化学反応の変化の相対的敏感さを表す。そのため、デトネーションが伝播する際の振る舞いは、CJ デトネーションのノイマン点温度 T_{vN} で無次元化した実効的な活性化エネルギーの値 $E_a/(RT_{vN})$ に強く支配される。文献によると[6]、本実験で用いた混合気に対する無次元化された活性化エネルギー $E_a/(RT_{vN})$ の値は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) に対して

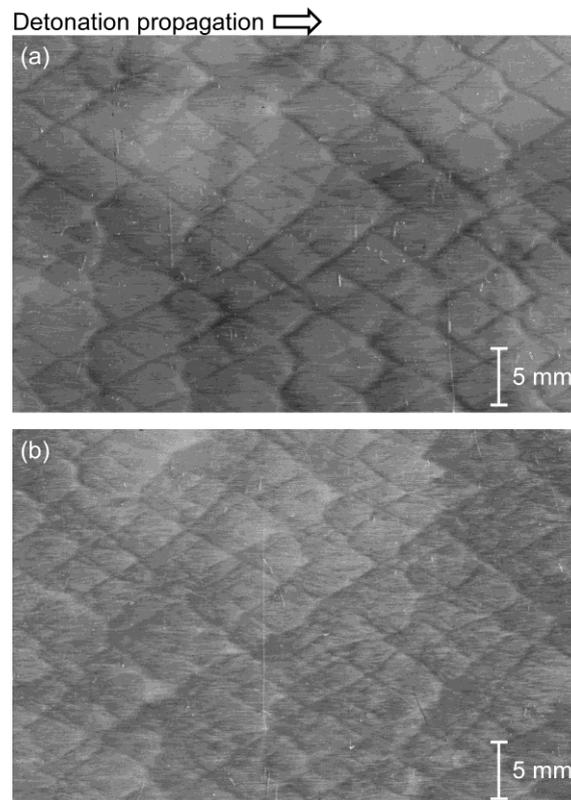


図 3-9 定常伝播デトネーションのセル模様

(a) $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$), $p_0 = 30$ kPa, (b) $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ ($\phi=1.0$), $p_0 = 30$ kPa

$E_a/(RT_{VN})=4.550-5.039$ 、 $C_3H_8+5O_2+2N_2$ ($\phi=1.0$) に対して $E_a/(RT_{VN})=9.976-11.923$ である。

3-3-1 前向き障害物の影響

[1] 前向きステップ

図 3-10 は、前向きステップを設置した場合に得られた縦板と横板の煤膜模様である。図 3-10(a)に示すように、ステップ端から三重点の軌跡が現れている。このような三重点の軌跡は、本実験で行ったすべての前向きステップの条件で確認された。しかし、それ以外にステップ下流でデトネーションの波面は大きく変化しておらず、図 3-10(b)に示す横板の煤膜模様にもステップの影響は見られない。さらに、図 3-11 に前向きステップの条件で測定されたセル幅 $\lambda(z)$ をまとめた。図中に示されているエラーバーは、誤差の伝播法則に従って式(3-9)で計算した $\lambda(z)/\lambda_{Cl}$ の平均値の標準偏差を表している。

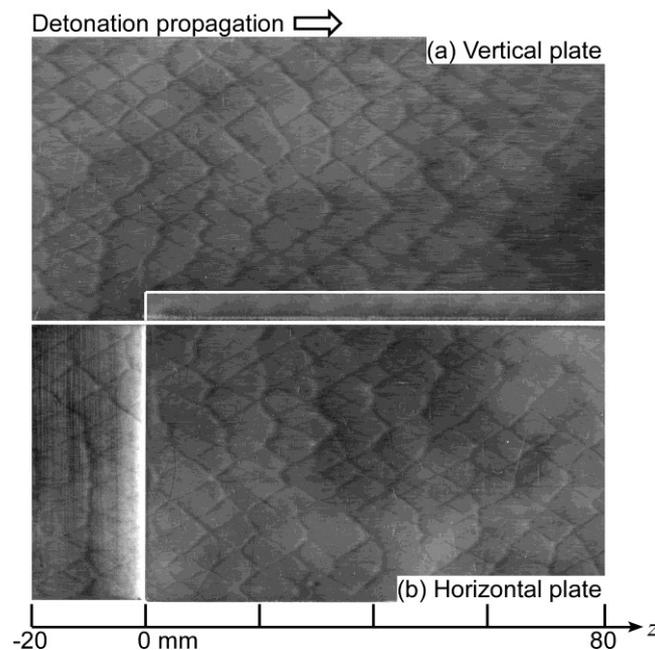


図 3-10 前向きステップ $h=+5$ mm, $2H_2+O_2+4.5Ar$, $p_0=30$ kPa での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

$$\left| \delta \frac{\lambda(z)}{\lambda_{CJ}} \right| = \sqrt{\left| \frac{\partial}{\partial \lambda_{CJ}} \left(\frac{\lambda(z)}{\lambda_{CJ}} \right) \right|^2 (\delta \lambda_{CJ})^2 + \left| \frac{\partial}{\partial \lambda(z)} \left(\frac{\lambda(z)}{\lambda_{CJ}} \right) \right|^2 (\delta \lambda(z))^2} \quad (3-9)$$

ここで、 $\delta \lambda_{CJ}$ 、 $\delta \lambda(z)$ はそれぞれ λ_{CJ} 、 $\lambda(z)$ の平均値の標準偏差である。図3-11に示すように、 z の関数としての観測されたセル幅 $\lambda(z)$ は、観測領域全体で λ_{CJ} と同じような値である。

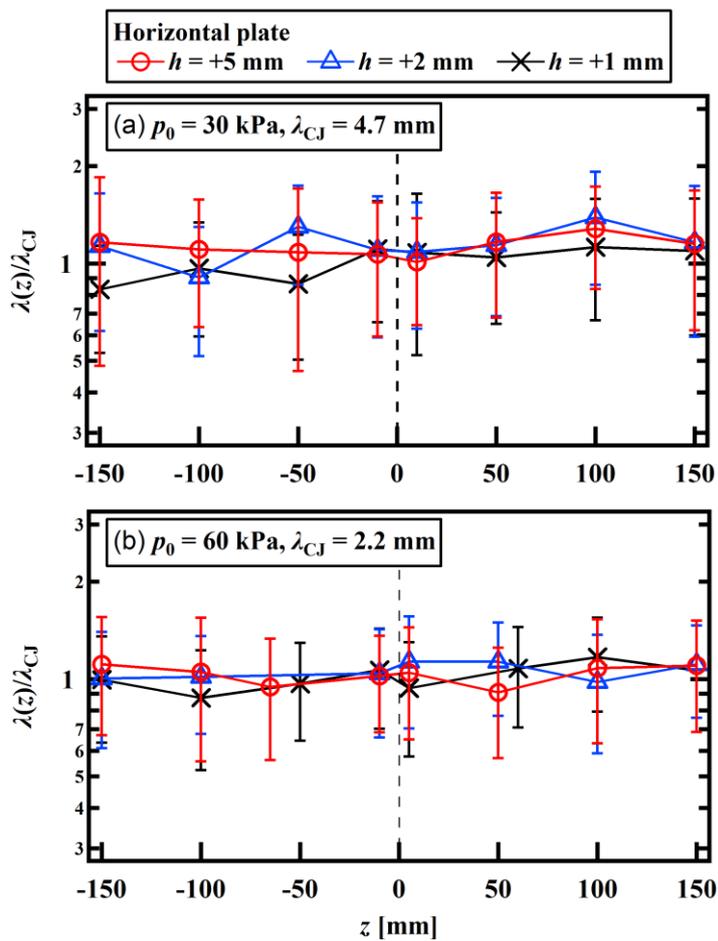


図3-11 前向きステップ， $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ でのセル幅の変化

図 3-12 は、高さが $h = +65 \text{ mm}$ の大きな前向きステップを用いたときの実験配置である。また、この大きな前向きステップを用いて、 $|h|/\lambda_{CJ} \approx 30$ の場合に得られた縦板の煤膜模様を図 3-13 に示す。図 3-13 より、大きな前向きステップもデトネーションの全体的なセル模様には影響を与えていないことがわかる。

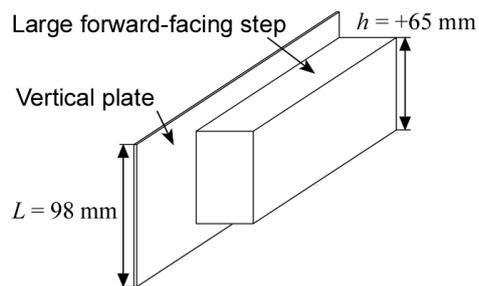


図 3-1 2 大きな前向きステップ $h = +65 \text{ mm}$ での実験配置

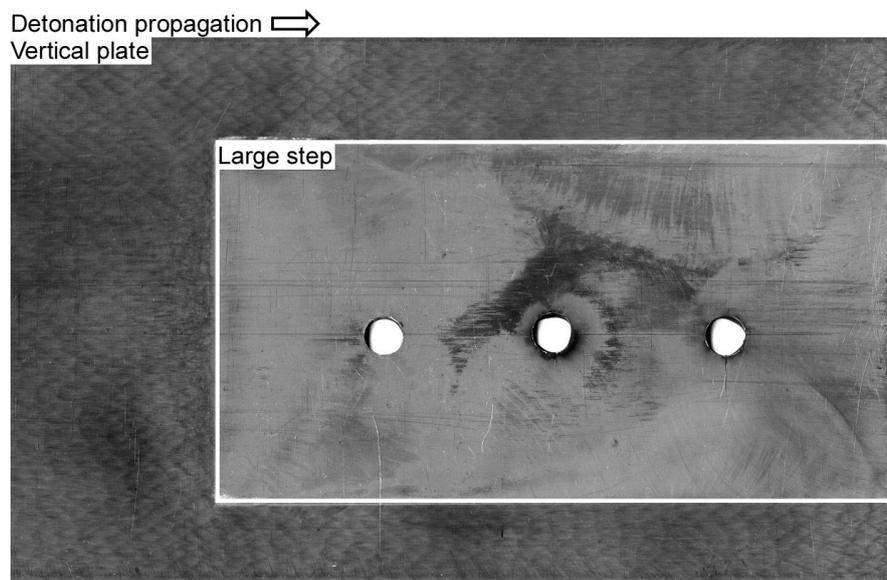


図 3-1 3 大きな前向きステップ $h = +65 \text{ mm}$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 60 \text{ kPa}$ での縦板の煤膜模様

前向きステップがデトネーション波面に与える影響について考察する。CJ デトネーション速度 D_{CJ} で伝播するデトネーションの先頭衝撃波が、前向きステップに衝突し

た直後の状況を図 3-14 に示す。反射衝撃波背後の未燃ガスを高圧ガス、先頭衝撃波背後の未燃ガスを低圧ガスとして衝撃波管モデルで扱い、先頭衝撃波背後の未燃ガス中に誘起される衝撃波のマッハ数 M_s を評価する。

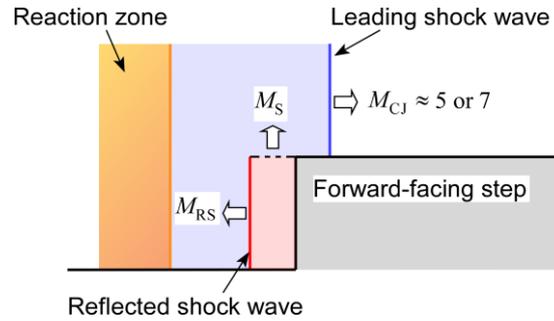


図 3-1 4 前向きステップにおける衝撃波管モデル

まず、化学平衡計算ソフトウェア[1]で未燃ガスの比熱比 γ_0 と CJ デトネーションの伝播マッハ数 M_{CJ} を求め、式(3-10)で反射衝撃波の伝播マッハ数 M_{RS} を計算する。次に、式(3-11)で反射衝撃波背後と先頭衝撃波背後の圧力比 p_{RS}/p_{vN} 、式(3-12)で音速の比 a_{RS}/a_{vN} を計算する。最後に、衝撃波管の関係式(3-13)で繰り返し計算をして M_s を求める。

$$M_{RS} = \sqrt{\frac{2\gamma_0 M_{CJ}^2 - (\gamma_0 - 1)}{(\gamma_0 - 1)M_{CJ}^2 + 2}} \quad (3-10)$$

$$\frac{p_{RS}}{p_{vN}} = \frac{2\gamma_0 M_{RS}^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \quad (3-11)$$

$$\frac{a_{RS}}{a_{vN}} = \sqrt{\frac{[2\gamma_0 M_{RS}^2 - (\gamma_0 - 1)][(\gamma_0 - 1)M_{RS}^2 + 2]}{(\gamma_0 + 1)^2 M_{RS}^2}} \quad (3-12)$$

$$\frac{p_{RS}}{p_{vN}} = \frac{2\gamma_0 M_s^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \left[1 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \frac{a_{vN}}{a_{RS}} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right) \right]^{\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 - 1}} \quad (3-13)$$

表 3-3 に、初期温度 $T_0 = 298.15 \text{ K}$ の $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ と $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ について計算した結果をまとめる。表 3-3 より、先頭衝撃波背後の未燃ガス中に誘起される衝撃波のマッハ数 M_s は、 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ のときに $M_s = 1.54$ 、 $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ のときに $M_s = 1.72$ であった。これらは定常伝播時の横波の伝播マッハ数（1 を少し超える程度）[7]と同程度であり、また誘起された衝撃波は伝播するにつれて発散効果によって減衰していくので、セル構造に大きな影響が見られなかったと考えられる。

表 3-3 衝撃波管モデルによる計算結果

ガス組成	γ_0	M_{CJ}	p_{RS}/p_{vN}	a_{RS}/a_{vN}	M_s
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$	1.5279	4.9825	5.8199	1.4624	1.5386
$\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$	1.3151	7.0314	8.2479	1.4450	1.7167

[2] 前向きスロープ

図 3-15 は、前向きスロープを設置した場合に得られた縦板と横板の煤膜模様である。図 3-15(a)に示すように、スロープ終端から三重点の軌跡が現れている。このような三重点の軌跡は、本実験で行ったすべての前向きスロープの条件で確認された。しかし、それ以外にスロープ下流でデトネーションの波面は大きく変化しておらず、図 3-15(b)に示す横板の煤膜模様にもスロープの影響は見られない。さらに、図 3-16 に前向きステップの条件で測定されたセル幅 $\lambda(z)$ をまとめた。図中に示されているエラーバーは、式(3-9)で計算した $\lambda(z)/\lambda_{CJ}$ の平均値の標準偏差を表している。図 3-16 に

示すように、 z の関数としての観測されたセル幅 $\lambda(z)$ は、観測領域全体で λ_{CJ} と同じような値である。よって、前向きスロープがデトネーションの波面構造に与える影響もほとんど無視できるほど小さい。

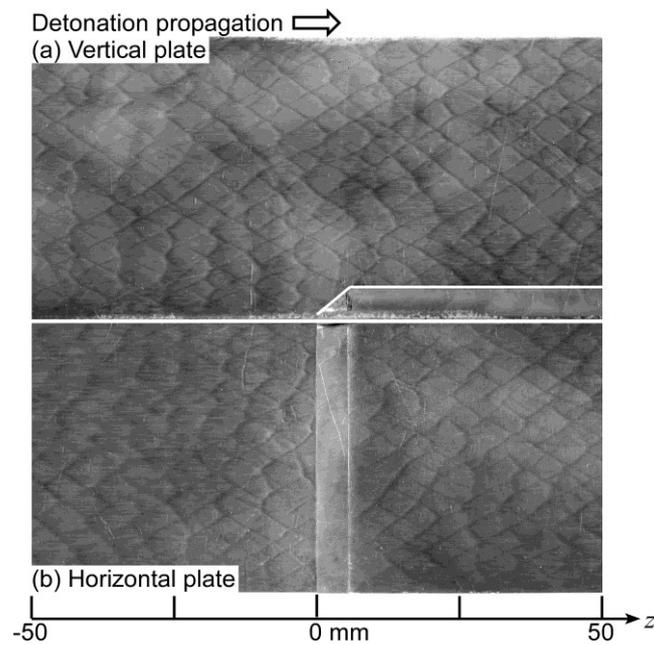


図 3-1 5 前向きスロープ $\theta = +40^\circ$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 30 \text{ kPa}$ での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

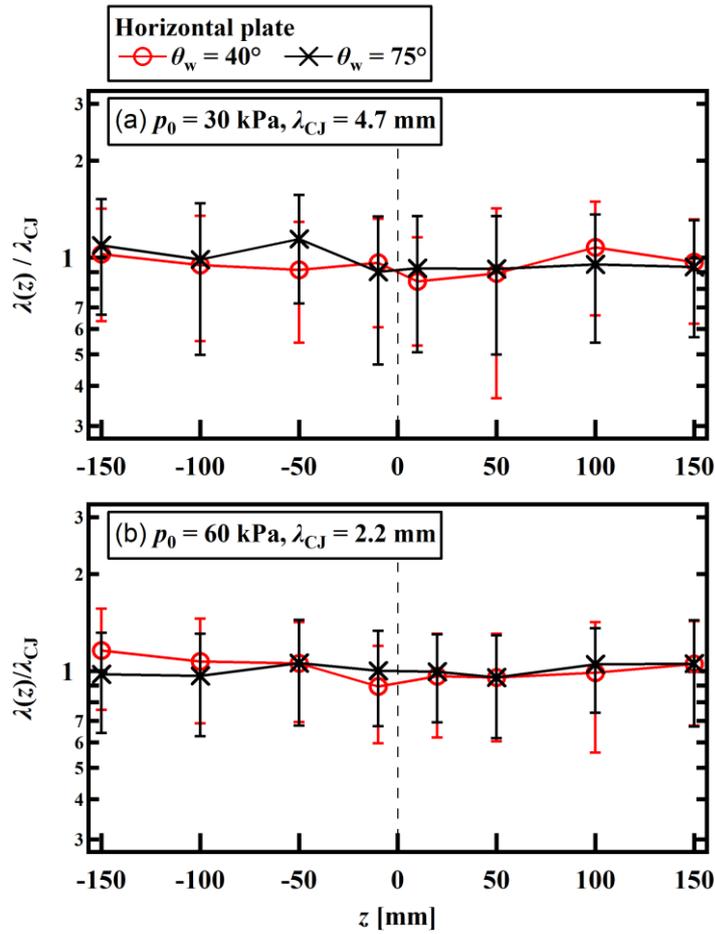


図 3-1 6 前向きスローブ, $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ でのセル幅の変化

3-3-2 後ろ向きの障害物の影響

[1] 後ろ向きステップ

図 3-17 は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ での $h/\lambda_{\text{CJ}} = -1.1$ (後ろ向きステップ) の場合に得られた縦板と横板の煤膜模様である。図 3-17(a)に示す後ろ向きステップの先端から右上方向に伸びた破線は先頭衝撃波と希薄波の波頭の交線の軌跡[8, 5]で、計算によって求めた。図 3-18 に示すように流路が拡大する場合、希薄波の波頭は、CJ デトネーション速度 D_{CJ} で伝播するデトネーションの先頭衝撃波直後の未燃ガス (流速 u_{vN}) に乗った座標系に

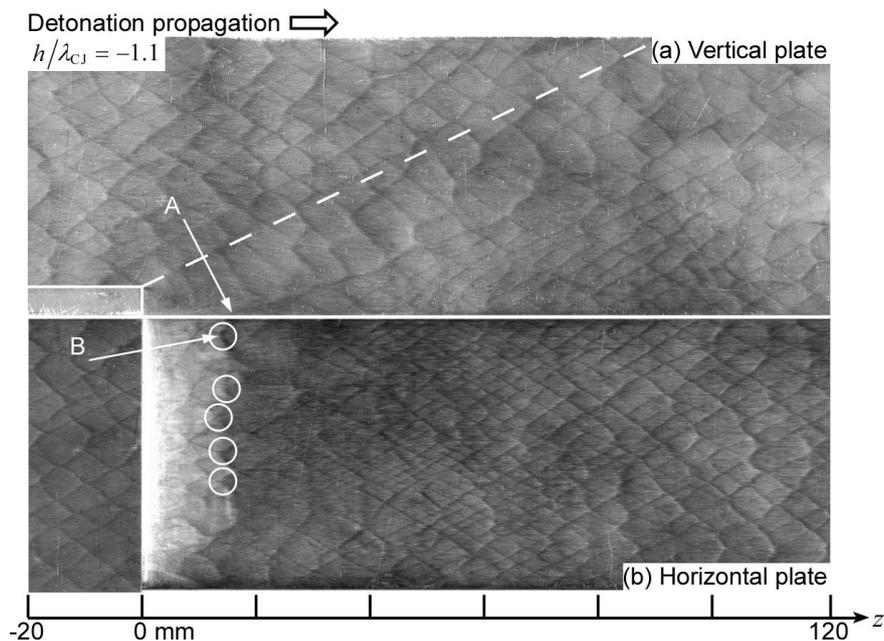


図 3-1 7 後ろ向きステップ $h = -5 \text{ mm}$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 30 \text{ kPa}$ での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

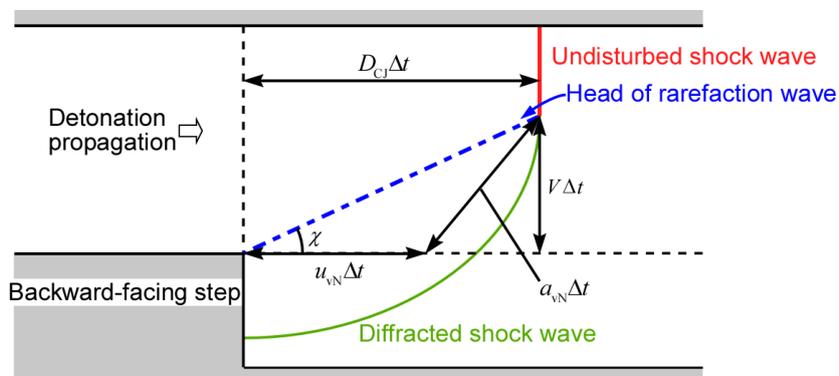


図 3-1 8 後ろ向きステップ下流におけるデトネーション波面

において音速 a_{vN} で伝播する。希薄波の波頭が先頭衝撃波の波面上を中心軸（上壁）に向かって移動する速さ V は、

$$(D_{CJ} - u_{vN})^2 + V^2 = a_{vN}^2 \Rightarrow V = \sqrt{a_{vN}^2 - (D_{CJ} - u_{vN})^2} \quad (3-14)$$

から計算できるので、先頭衝撃波と希薄波の波頭との交線が中心軸（上壁）に近づいて

いく角度 χ は、

$$\tan \chi = \frac{V}{D_{CJ}} \Rightarrow \chi = \tan^{-1} \left(\frac{V}{D_{CJ}} \right) \quad (3-15)$$

から計算できる。

式(3-14)における流速 u_{vN} と音速 a_{vN} は、衝撃波の関係式

$$u_{vN} = \frac{2a_0}{\gamma_0 + 1} \left(M_{CJ} - \frac{1}{M_{CJ}} \right) \quad (3-16)$$

$$a_{vN} = a_0 \sqrt{\frac{[2\gamma_0 M_{CJ}^2 - (\gamma_0 - 1)][(\gamma_0 - 1)M_{CJ}^2 + 2]}{(\gamma_0 + 1)^2 M_{CJ}^2}} \quad (3-17)$$

から計算できる。

ここで、 $M_{CJ} = D_{CJ}/a_0$ であり、 a_0 と γ_0 はそれぞれ未燃ガスの音速と比熱比である。表 3-4 に、 $T_0 = 298.15 \text{ K}$ 、 $p_0 = 30 \text{ kPa}$ の $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ と $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ について計算した結果をまとめる。

表 3-4 先頭衝撃波と希薄波の波頭との交線が中心軸に近づく角度

ガス組成	γ_0	D_{CJ} [m/s]	V [m/s]	χ [deg]
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$	1.5279	1768.6	851.6	25.7
$\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$	1.3151	2174.8	844.9	21.2

図 3-17(a)に示すように、破線より上側では定常伝播状態のセル模様が見られるが、破線より下側では希薄波の影響を受けて拡大したセル模様が見られる。に示すように、縦板上の点 A から強い横波によってできた三重点の軌跡が右上方向に伸びている。さらに、この縦板上の三重点の軌跡は、図 3-17(b)に示した横板上の点 B から生じている。

このことから、図 3-17(b)に示した横板上の点 B でデトネーションの再活性化が起こったことがわかる。本研究におけるデトネーションの再活性化という現象は、現象としてはデトネーションの再起爆と同様の現象であり、デトネーションの一部のみが減衰した状態で起こった現象であるため再起爆ではなく再活性化と呼んでいる。図 3-17(b)に示した横板上の白丸で囲った位置でデトネーションの再活性化が起こった後、小さいセル模様が見られ、この領域ではオーバードリブンデトネーションが伝播したと考えられる。

図 3-19 は、 $C_3H_8+5O_2+2N_2$ での $h/\lambda_{Cl} = -1.0$ (後ろ向きステップ) の場合に得られた縦板と横板の煤膜模様である。再活性化が起こった様子と小さいセル模様は、図 3-17 に示した $2H_2+O_2+4.5Ar$ の場合と類似している。しかし、後ろ向きステップ下流でデトネーションが減衰した領域には横波の軌跡はほとんど見られず、さらに、再活性化後に強い横波同士が収束してジェットのような痕跡が見られる。また、図 3-19(a)の矢印

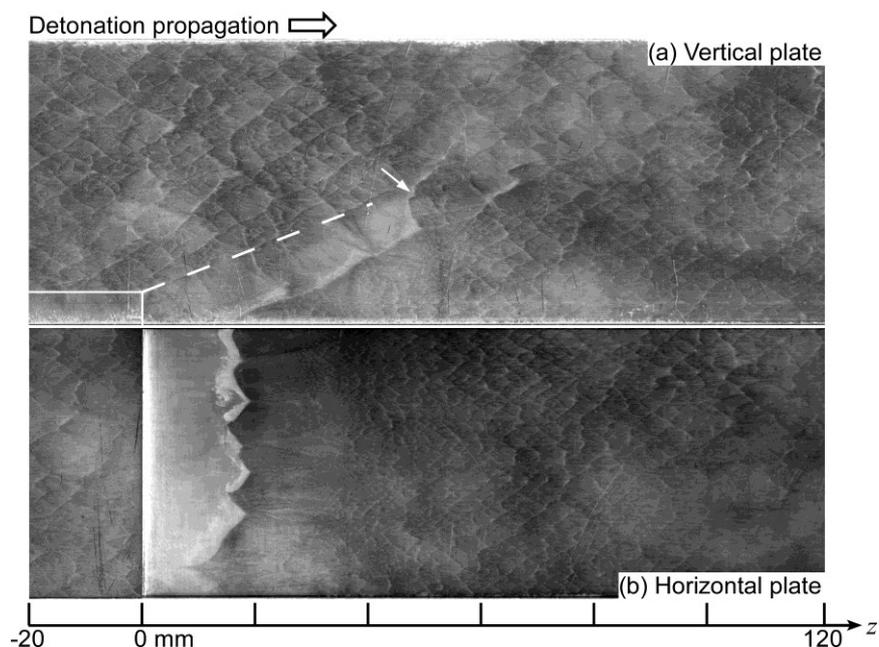


図 3-19 後ろ向きステップ $h = -5$ mm, $C_3H_8+5O_2+2N_2$, $p_0 = 30$ kPa での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

で示すように、側壁からかなり離れた位置において再活性化の痕跡が見られる。

図 3-20 と図 3-21 は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ での後ろ向きステップで $|h|/\lambda_{\text{CJ}}$ が 1 よりも小さい場合に得られた縦板と横板の煤膜模様である。図 3-20 に示すように、後ろ向きステップで $|h|/\lambda_{\text{CJ}}=0.43$ の場合、拡大したセル模様と再活性化の痕跡が見られるが、再活性化した後の小さいセル模様は明確には見られない。また図 3-21 に示すように、後ろ向きステップで $|h|/\lambda_{\text{CJ}}=0.21$ の場合、再活性化の痕跡は見られるが、再活性化が起こった位置がステップに近すぎるため拡大したセル模様は明確には見られない。さらに、図 3-21 には小さいセル模様も明確には見られない。しかしながら、 $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ ではすべての後ろ向きステップの条件で小さいセル模様が見られた。

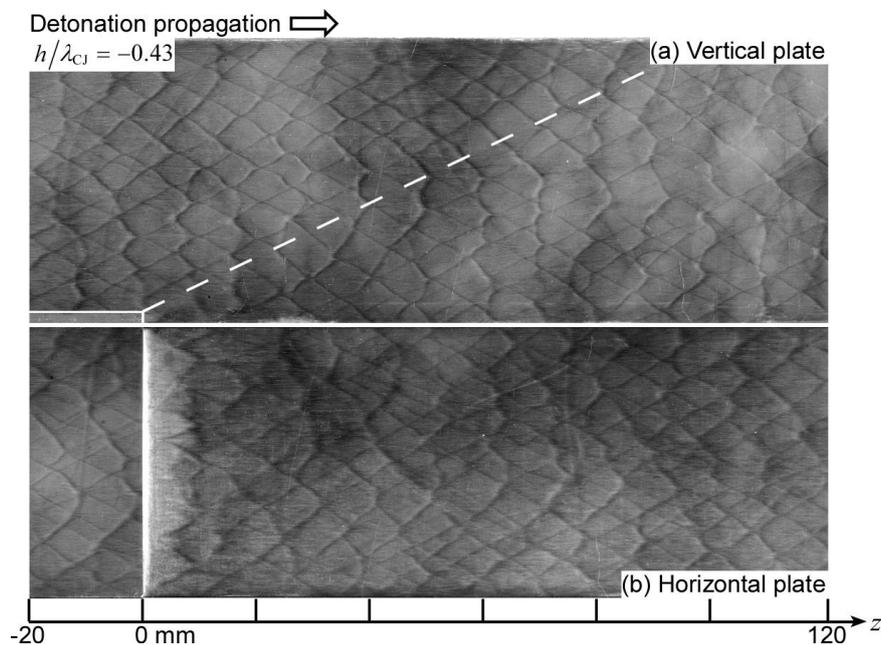


図 3-20 後ろ向きステップ $h=-2\text{ mm}$, $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $p_0=30\text{ kPa}$ での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

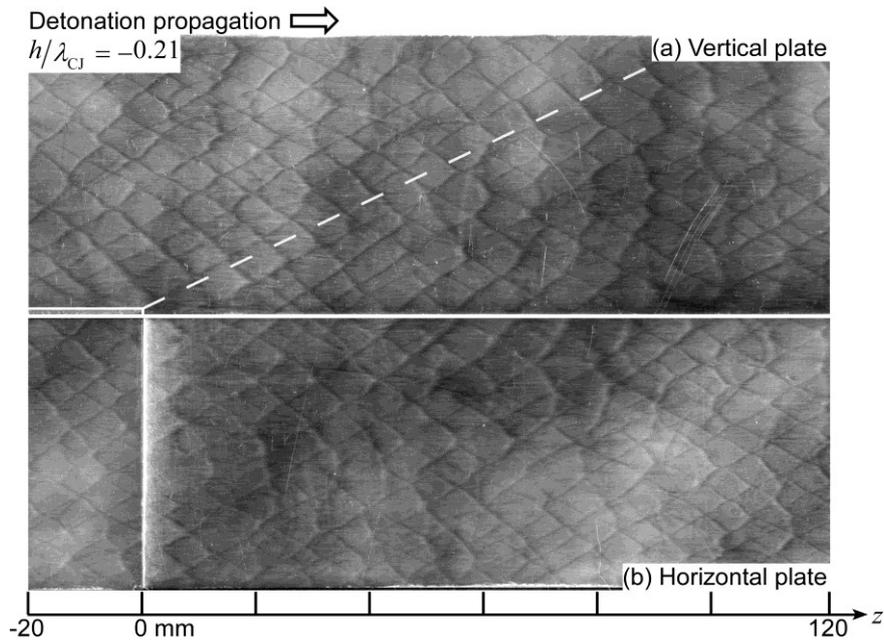


図 3-2 1 後ろ向きステップ $h = -1$ mm, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 30$ kPa での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

図 3-22 に示すような後ろ向きステップの先端から再活性化が起こった位置までの 3 次元的な長さ l を考える。 z_{ra} は後ろ向きステップから再活性化が起こった位置までの距離である。図 3-23 に、 l/L_C と $|h|/\lambda_{\text{CJ}}$ の関係を示す。ここで、 L_C はデトネーションのセル長さで、 $L_C = \lambda_{\text{CJ}}/0.6$ [9] から計算した。デトネーション波面の局所的な伝播速度は一つのセル構造の中で $1.8D_{\text{CJ}}$ から $0.6D_{\text{CJ}}$ まで変化しており [10]、横波同士が衝突するたびに小さな再活性化が繰り返し起こって波全体としての平均的な速さが CJ デトネーション速度になっている。よって、図 3-23 において l/L_C が 1 よりも大きい場合には、一

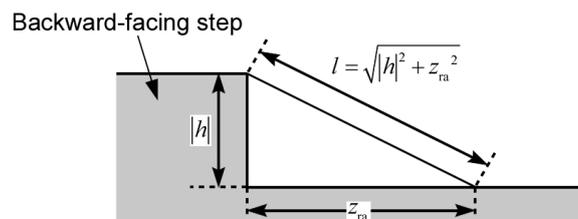


図 3-2 2 ステップから再活性化が起こった位置までの 3 次元的な長さ l

つのセル長さよりも長い距離にわたって再活性化されなかった状況で再活性化が起きたため、定常伝播している場合に比べて先頭衝撃波と発熱反応領域が遠くに離れ、より多くの未燃ガスが再活性化で一気に反応するので、一時的にデトネーションがオーバードリブン状態になって小さいセル模様が見られたと考えられる。これは、通常のデフラグレーションからデトネーションへの遷移において、デトネーション発現後にオーバードリブンデトネーションになる場合と同様の現象である。図 3-23 に示すように、小さいセル模様が見られたのは $l/L_c > 1$ の場合だけであった。

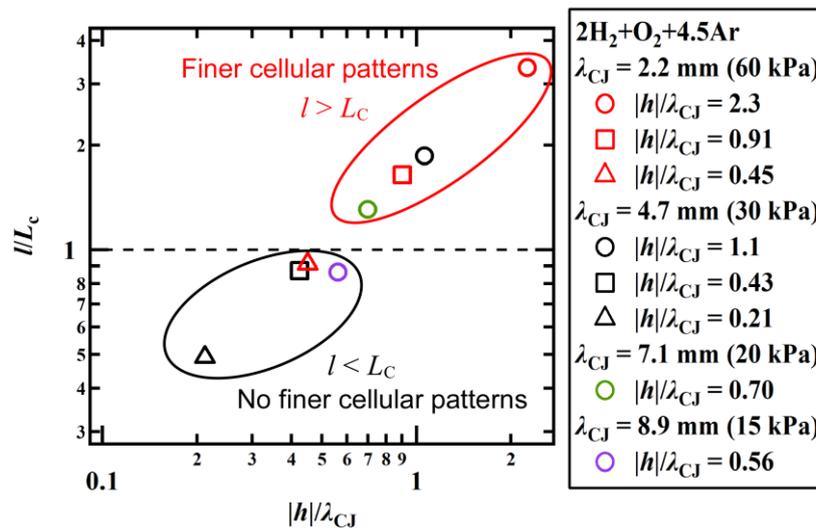


図 3-23 l/L_c と $|h|/\lambda_{CJ}$ の関係 ($2H_2+O_2+4.5Ar$)

図 3-24 に、後ろ向きステップの場合のステップから再活性化が起こるまでの距離 z_{ra} をまとめた。図 3-24 中の縦軸のエラーバーは、誤差の伝播法則に従って式(3-18)で計算した z_{ra}/λ_{CJ} の平均値の標準偏差を表している。また、横軸のエラーバーは、誤差の伝播法則に従って式(3-19)で計算した $|h|/\lambda_{CJ}$ の平均値の標準偏差を表している。

$$\left| \delta \frac{z_{ra}}{\lambda_{CJ}} \right| = \sqrt{\left| \frac{\partial}{\partial \lambda_{CJ}} \left(\frac{z_{ra}}{\lambda_{CJ}} \right) \right|^2 (\delta z_{ra})^2 + \left| \frac{\partial}{\partial \lambda_{CJ}} \left(\frac{z_{ra}}{\lambda_{CJ}} \right) \right|^2 (\delta \lambda_{CJ})^2} \quad (3-18)$$

$$\begin{aligned} \left| \delta \frac{|h|}{\lambda_{CJ}} \right| &= \sqrt{\left| \frac{\partial}{\partial \lambda_{CJ}} \left(\frac{|h|}{\lambda_{CJ}} \right) \right|^2 (\delta |h|)^2 + \left| \frac{\partial}{\partial \lambda_{CJ}} \left(\frac{|h|}{\lambda_{CJ}} \right) \right|^2 (\delta \lambda_{CJ})^2} \\ &= \left| \frac{\partial}{\partial \lambda_{CJ}} \left(\frac{|h|}{\lambda_{CJ}} \right) \right| \delta \lambda_{CJ} \\ &= \frac{|h|}{\lambda_{CJ}} \frac{\delta \lambda_{CJ}}{\lambda_{CJ}} \end{aligned} \quad (3-19)$$

ここで、 δz_{ra} 、 $\delta \lambda_{CJ}$ はそれぞれ z_{ra} 、 λ_{CJ} の平均値の標準偏差である。

図 3-24 に示すように、明らかに $|h|/\lambda_{CJ}$ が大きくなるにつれて z_{ra}/λ_{CJ} が大きくなっている。また、実験結果は、フィッティングライン $z_{ra}/\lambda_{CJ} = 2.9(|h|/\lambda_{CJ})^{0.84}$ を示す破線によく一致している。実験値とフィッティングラインから計算した値の比の標準偏差を算出すると、 $2H_2+O_2+4.5Ar$ では 0.08、 $C_3H_8+5O_2+2N_2$ では 0.05 であった。このことから、後ろ向きステップから再活性化が起こった位置までの距離 z_{ra} は、混合気によらずフィッティングラインによく一致していることがわかる。さらに図 3-23 には、Ohyagi ら[11]、Sorin ら[12]、Wang ら[13]によって行われた過去の実験結果も示した。ここで矩形管の場合、管中心軸付近で再起爆が起こり得る臨界流路幅 W_c は、過去の研究から $W_c = 10\lambda_{CJ}$ であることが知られている[14, 15, 16]。よって、デトネーションのセル幅が $\lambda_{CJ} < W_c/10$ の条件では、管中心軸付近で再起爆が起こる可能性がある。本研究では管壁付近で起こる再起爆現象について議論しているので、図 3-24 に示した過去の実験結果については、 $\lambda_{CJ} < W_c/10$ の場合を除いている。図 3-24 に示すように、本研究で得られた実験結果に

に対するフィッティングラインは、様々な混合気を用いた場合ともよく一致することがわかった。

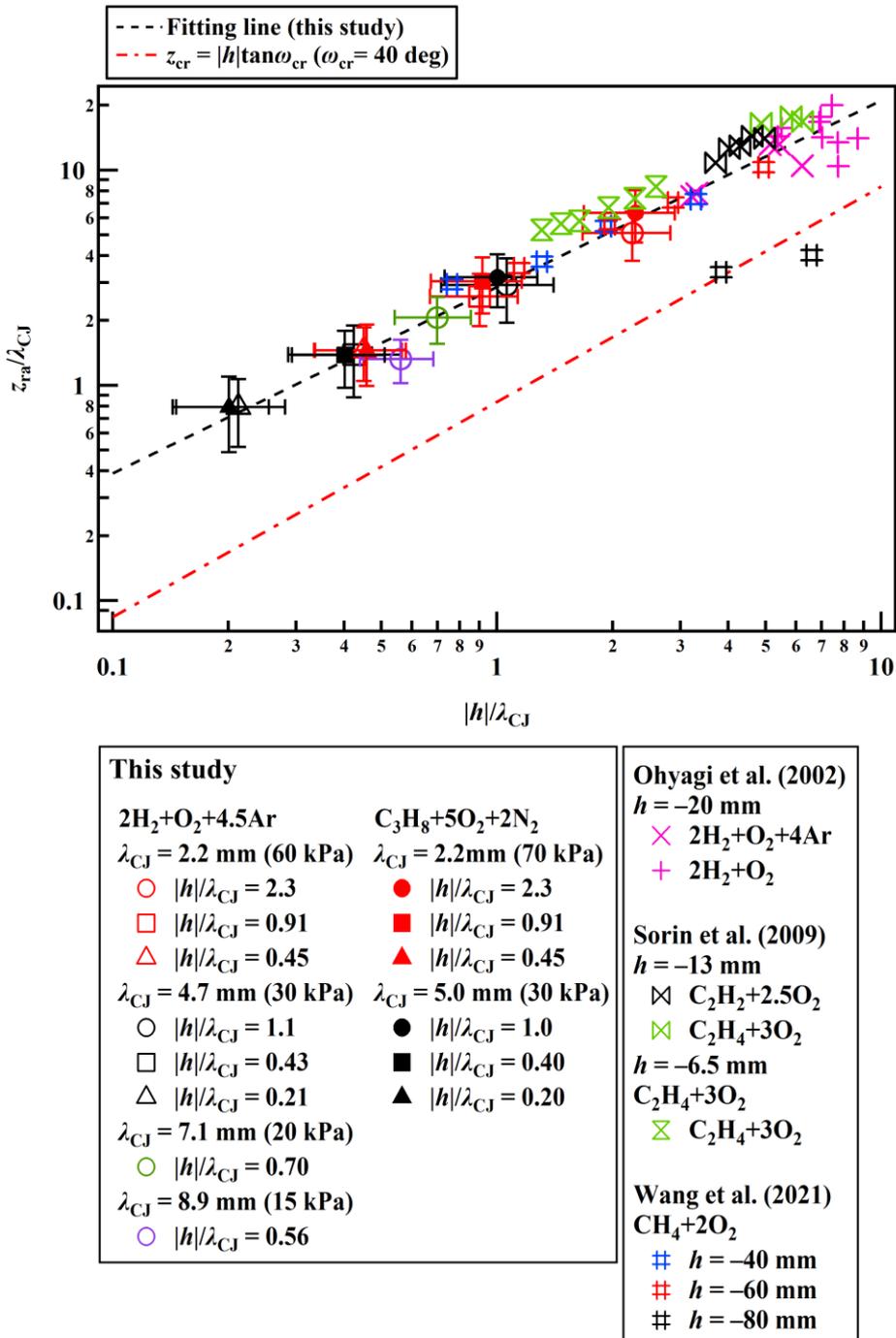


図 3-2 4 後ろ向きステップから再活性化が起こるまでの距離 z_{ra}

ブラスト波が平面上で反射するとき、正常反射（Regular reflection: RR）から二重マッハ反射（Double Mach reflection: DMR）への遷移が離脱基準に近いところで起こることが知られている[2, 3, 4]。図 3-25 に、ガス組成が $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ と $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ の場合の正常反射からマッハ反射への遷移が起こる離脱基準の計算結果を示す。図 3-25 に示すように、どちらのガス組成についても衝撃波の伝播マッハ数 M_s が 2 以上のとき、RR → DMR 遷移の離脱基準は $\omega_1 = 40^\circ$ でほとんど一定である。定常伝播するデトネーションの伝播マッハ数は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ の場合に $M_{\text{Cl}} \approx 5$ 、 $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ の場合に $M_{\text{Cl}} \approx 7$ であるから、おおよそ $\omega_1 = 40^\circ$ で RR → DMR 遷移が起こると考えられる。管壁付近での再起爆現象について過去の研究では、側壁上で回折衝撃波のマッハ反射が起こり、衝撃波三重点背後での微小爆発がデトネーションの再起動を誘起していると考えられている[17]。そして、デトネーションの再活性化に対しても同じようにマッハ反射メカニズムが大きく影響している可能性がある。図 3-26 に示すように、円筒形の不活性な衝撃波が横板上で反射する状況を簡略化し、マッハ反射メカニズムを考察する。

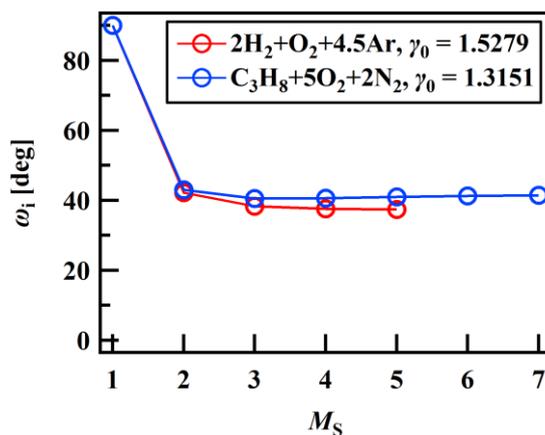


図 3-25 正常反射からマッハ反射への遷移が起こる離脱基準の計算結果

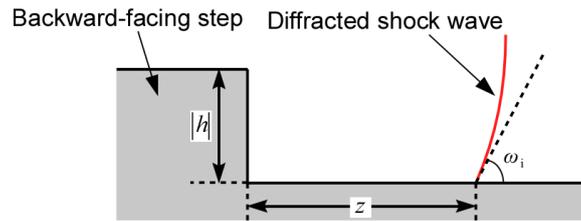


図 3-2 6 円筒形の不活性な衝撃波が横板上で反射する状況

入射衝撃波の衝撃波角 ω_i は式(3-20)のように書ける。

$$\omega_i = \tan^{-1} \left(\frac{z}{|h|} \right) \quad (3-20)$$

RR → DMR 遷移が起こる位置 z_{cr} を離脱基準である入射衝撃波の衝撃波角 $\omega_{cr} \approx 40^\circ$ を使って、

$$z_{cr} = |h| \tan \omega_{cr} \quad (3-21)$$

と定義すると、 $z < z_{cr}$ のとき正常反射が起こり、 $z > z_{cr}$ のとき（二重）マッハ反射が起こる。つまり、デトネーションの再活性化は、先で定義した臨界位置 z_{cr} の少し下流で起こると予想できる。また、 $\omega_{cr} \approx 40^\circ$ として式(3-21)で計算した z_{cr} を図 3-24 中に一点鎖線で示した。より現実的な状況では、横板から離れた先頭衝撃波の一部は、後ろ向きステップの先端から生じる希薄波によってまだ減衰していない。それゆえ、衝撃波は横板に近いところよりも速く伝播しているので、位置 z における入射衝撃波の衝撃波角は $\tan^{-1}(z/|h|)$ よりも小さくなる。つまり、実際の衝撃波は円筒形ではなく、 $z \rightarrow \infty$ につれて徐々に円筒形になっていく。したがって、実際の z_{cr} の値は $|h| \tan \omega_{cr}$ よりも大きいはずであり、 $z \rightarrow \infty$ につれて $|h| \tan \omega_{cr}$ に近づく。この傾向は図 3-24 に示した実験結果と一

致している。また、図 3-24 に示した Wang ら[13]の実験結果について、 $h = -80$ の場合のみフィッティングラインからずれている。これは、後ろ向きステップの高さが大きくなるにつれて回折衝撃波の波面がより円筒形に近づくからであると考えられる。実際に図 3-24 中に示した一点鎖線によく一致している。

[2] 後ろ向きスロープ

図 3-27 は、 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ での傾斜角 $\theta_w = -40^\circ$ の後ろ向きスロープの場合に得られた縦板と横板の煤膜模様である。これらのセル模様は、図 3-17 に示した後ろ向きステップのセル模様と類似していた。図 3-27(a)に示す縦板の煤膜模様には、スロープの開始点の下流で拡大したセル模様が見られた。また、点 C から右上方向に強い横波の軌跡が見られ、点 D では再活性化の痕跡が見られた。さらに、再活性化の痕跡の下流では、縦板と横板の両方で小さいセル模様が見られた。一方、傾斜角 $\theta_w = -20^\circ$ の後ろ向きスロープの場合には、2種類の煤膜模様が見られた。図 3-28 は、再活性化の痕跡が明確

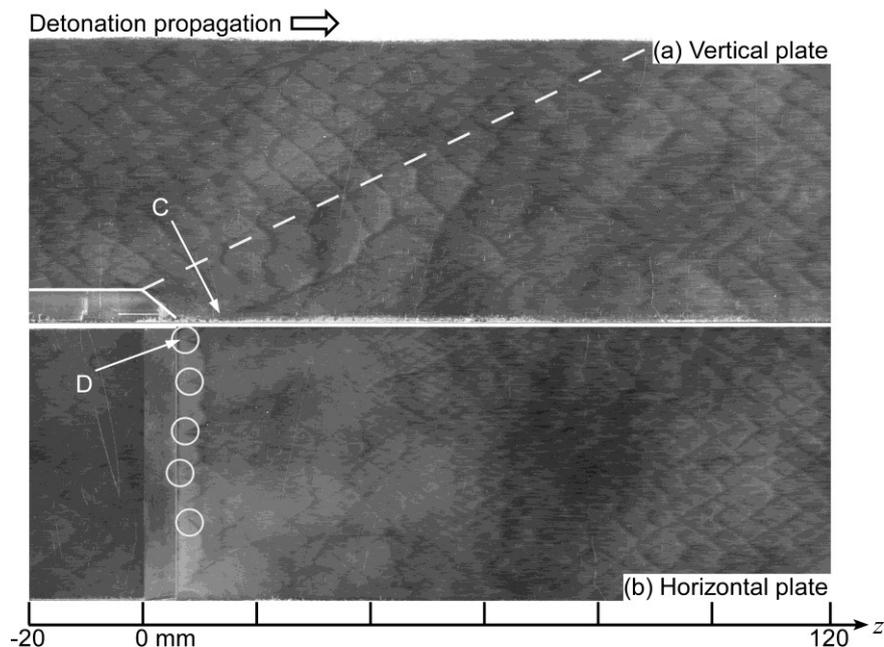


図 3-27 後ろ向きスロープ $\theta = -40^\circ$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 30 \text{ kPa}$ での
(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

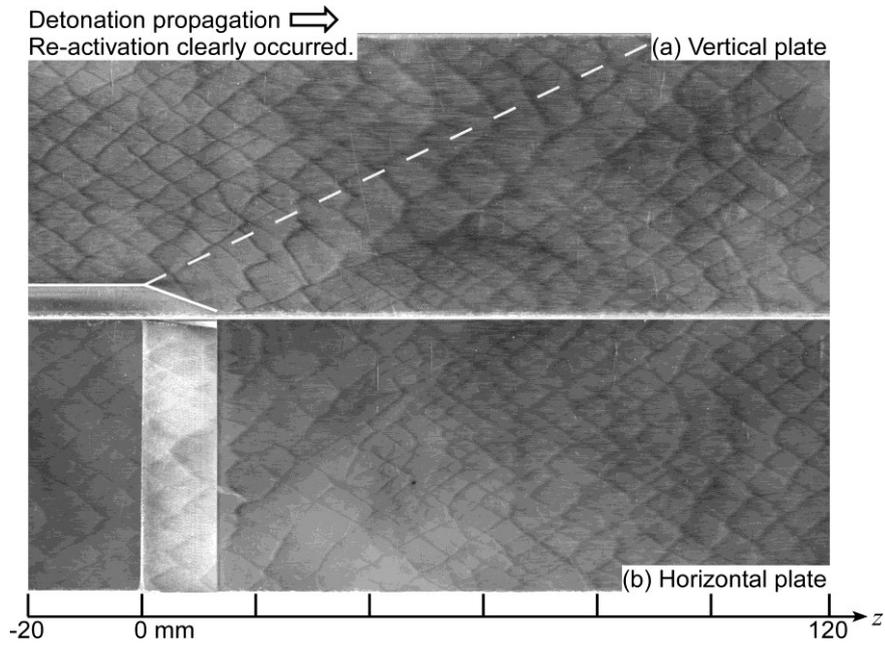


図 3-2 8 後ろ向きスロープ $\theta = -20^\circ$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 30 \text{ kPa}$ で再活性化が起こった場合の(a)縦板と(b)横板の煤膜模様

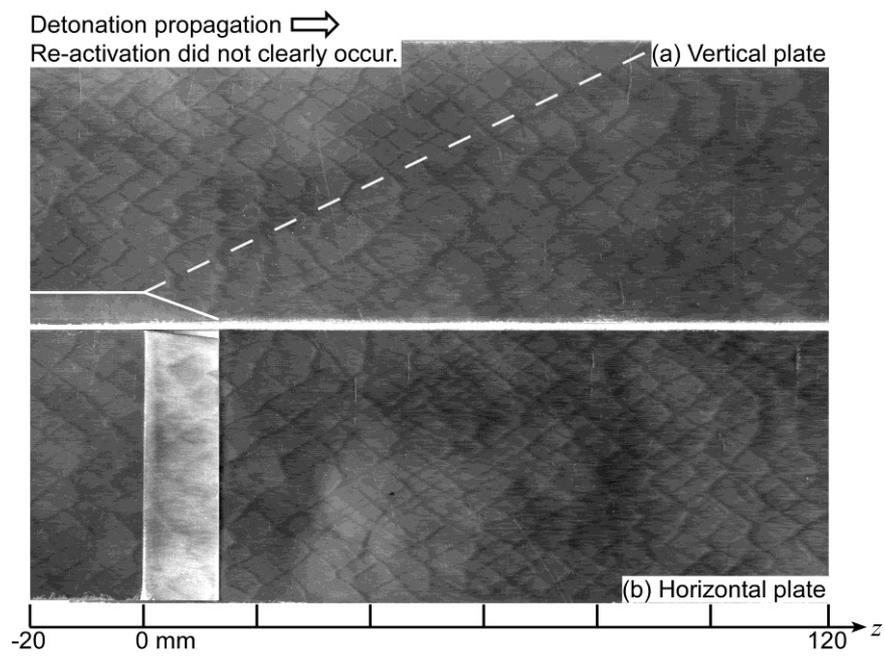


図 3-2 9 後ろ向きスロープ $\theta = -20^\circ$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $p_0 = 30 \text{ kPa}$ で再活性化が起こらなかった場合の(a)縦板と (b)横板の煤膜模様

に見られた煤膜模様を示しており、対して、図 3-29 は再活性化の痕跡が明確に見られなかった煤膜模様を示している。しかし、図 3-28 と図 3-29 の両方で拡大したセル模様と小さいセル模様は見られた。

回折した衝撃波が後ろ向きスロープ上を伝播する際のマッハ数 M_{DS} を Endo ら[5]が提案したピストンモデルを用いて評価する。図 3-30 は、デトネーションの先頭衝撃波がスロープ上を伝播し始めた瞬間の状況を示している。このモデルでは、先頭衝撃波直後の未燃ガス中を管の上壁に向かって自己相似希薄波が先頭衝撃波に沿って伝播し始め、この希薄波によって未燃ガスがスロープ側壁方向の流速 $u_{vN} \tan \theta_w$ を得る。定常デト

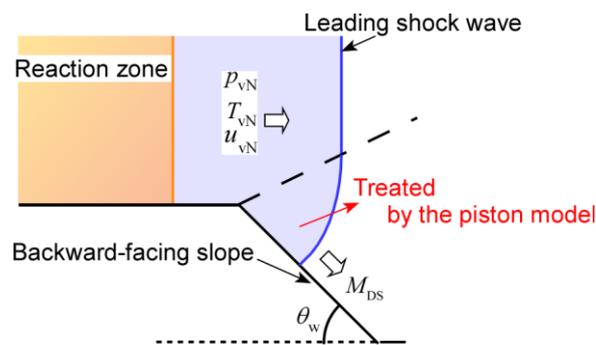


図 3-30 先頭衝撃波がスロープ上を伝播し始めた瞬間の状況

ネーションの先頭衝撃波が後ろ向きスロープの入口を伝播した瞬間のみを考察するので、この自己相似希薄波は 1 次元平面波として扱う。希薄波によってスロープ側壁方向の流速 $u_{vN} \tan \theta_w$ まで加速された未燃ガスの圧力を p_w とすると、 p_w がスロープの壁面上の圧力になり、先頭衝撃波がスロープ上を伝播し始めた瞬間には、衝撃波圧力が p_w であるような衝撃波がスロープ上を伝播する。具体的に、先頭衝撃波がスロープ上を伝播し始めた瞬間のスロープの壁面上を伝播する衝撃波のマッハ数 M_{DS} は以下のように計算する。

未燃ガスの比熱比 γ_0 と CJ デトネーションの伝播マッハ数 M_{CJ} は化学平衡計算ソフトウ

エア[1]で計算できる。まず、衝撃波の関係式を使い、

$$\frac{u_{vN}}{a_{vN}} = \frac{M_{CJ}^2 - 1}{\sqrt{\left(\gamma_0 M_{CJ}^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{2}\right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{2} M_{CJ}^2 + 1\right)}} \quad (3-22)$$

$$\frac{p_{vN}}{p_0} = \frac{2\gamma_0 M_{CJ}^2 - (\gamma_0 - 1)}{\gamma_0 + 1} \quad (3-23)$$

を計算する。

次に、自己相似希薄波の関係式を使い、

$$\frac{p_w}{p_{vN}} = \left(1 - \frac{\gamma_0 - 1}{2} \frac{u_{vN} \tan \theta_w}{a_{vN}}\right)^{\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 - 1}} \quad (3-24)$$

$$\frac{p_w}{p_0} = \frac{p_w}{p_{vN}} \frac{p_{vN}}{p_0} = \left(1 - \frac{\gamma_0 - 1}{2} \frac{u_{vN} \tan \theta_w}{a_{vN}}\right)^{\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 - 1}} \frac{p_{vN}}{p_0} \quad (3-25)$$

を計算する。

最後に、衝撃波の関係式を使い、

$$M_{DS} = \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma_0} \left(\frac{p_w}{p_0} + \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}\right)} \quad (3-26)$$

を計算する。

図 3-31 に、ピストンモデルによって計算したマッハ数 M_{DS} を示す。 $2H_2 + O_2 + 4.5Ar$ の場合、スロープの傾斜角 $\theta_w = -20^\circ$ のとき $M_{DS} = 0.66M_{CJ}$ で、傾斜角 $\theta_w = -40^\circ$ のとき $M_{DS} = 0.35M_{CJ}$ であった。また、図 3-31 中の破線は $M_{DS} = 0.5M_{CJ}$ を表しており、これは

微小爆発によってデトネーションの発現が誘起できる衝撃波のマッハ数の下限である [18, 19]。さらに、図 3-31 中の一点鎖線は $M_{DS} = 0.8M_{CJ}$ を表しており、拡大したセル構造を持って marginal detonation が伝播できる下限である [10, 20]。したがって、傾斜角 $\theta_w = -40^\circ$ の場合は $M_{DS} < 0.5M_{CJ}$ であり、図 3-27 に示すように減衰したデトネーションがスロープ下流でのみ再活性化する。一方、傾斜角 $\theta_w = -20^\circ$ の場合は $0.5M_{CJ} < M_{DS} < 0.8M_{CJ}$ であり、図 3-28 と図 3-29 に示すように減衰したデトネーションがスロープ下流で再活性化する現象が確率的であったと考えられる。

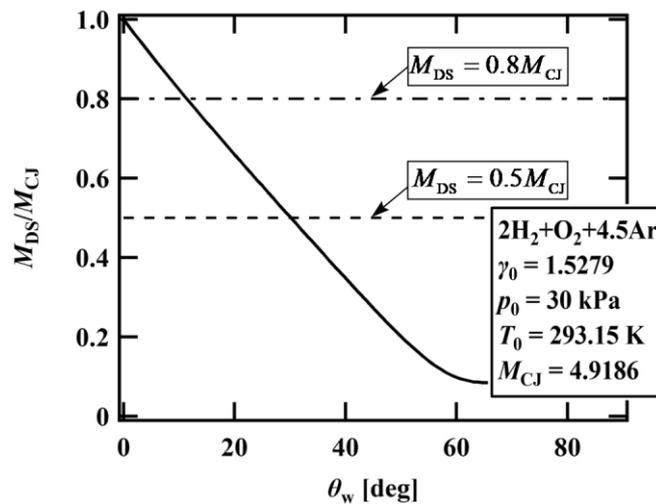


図 3-3 1 ピストンモデルによって計算したマッハ数 M_{DS}

図 3-32 に示すように、 $C_3H_8 + 5O_2 + 2N_2, p_0 = 70 \text{ kPa}$ で、傾斜角 $\theta_w = -20^\circ$ の後ろ向きスロープの場合には、スロープ側壁上で再活性化が見られた。Endo[5]らによるデトネーションを一定断面の円筒管から発散コーンに伝播させた実験においても、無次元化された活性化エネルギー $E_a/(RT_{vN})$ が比較的大きい $C_2H_4 + 3O_2 + 0.44N_2$ では、半開き角 $\theta = 20^\circ$ の場合に他のガス組成とは異なる振る舞いをしていた。

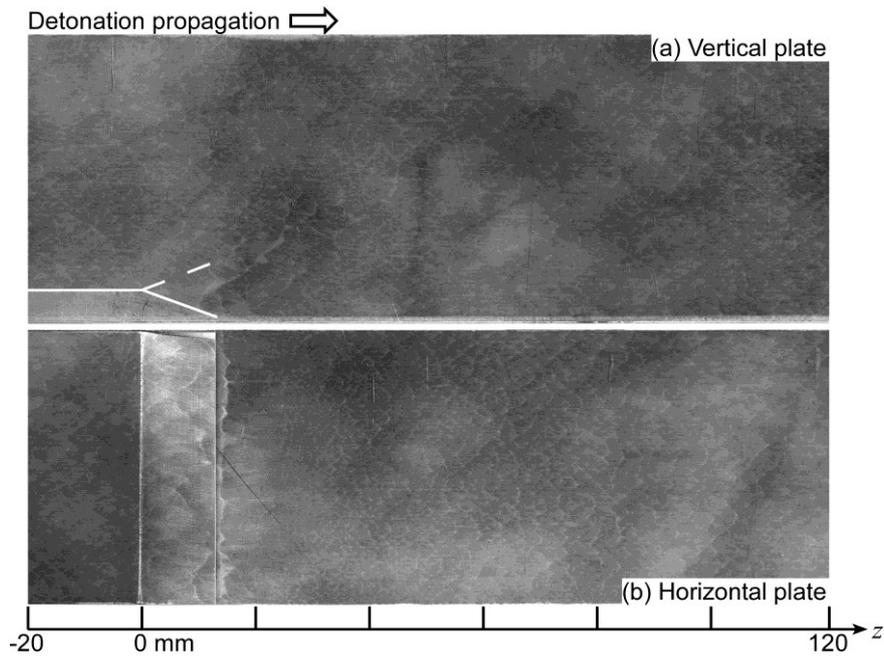


図 3-3 2 後ろ向きスロープ $\theta = 20^\circ$, $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$, $p_0 = 70 \text{ kPa}$ で再活性化が起こらなかった場合の(a)縦板と (b)横板の煤膜模様

ここでも Endo ら[5]が提案したピストンモデルを用いて、スロープ側壁上での再活性化現象について考察する。定常デトネーションの先頭衝撃波が後ろ向きスロープ上を伝播し始めた瞬間のスロープ近傍の未燃ガスの音速 a_w は、リーマン不変量を考えると、式(3-27)のように書ける。

$$\frac{2a_w}{\gamma_0 - 1} = \frac{2a_{vN}}{\gamma_0 - 1} - u_{vN} \tan \theta_w \Rightarrow a_w = a_{vN} \left(1 - \frac{\gamma_0 - 1}{2} \frac{u_{vN} \tan \theta_w}{a_{vN}} \right) \quad (3-27)$$

よって、 $\frac{\gamma_0 - 1}{2} \ll \frac{a_{vN}}{u_{vN} \tan \theta_w}$ であれば、横波が後ろ向きスロープの側壁に衝突した際に、温度上昇とそれに伴う微小爆発が起こり、無次元化された活性化エネルギー $E_a / (RT_{vN})$ の大きい $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ では、より反応が活性化されて再活性化につながる可能性がある。 $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ の場合、 $\gamma_0 = 1.3151$ であるから上式は、 $0.158 \ll \frac{a_{vN}}{u_{vN} \tan \theta_w}$ である。

$a_{vN}/u_{vN} \tan \theta_w$ は、式(3-22)より式(3-28)のように書ける。

$$\frac{a_{vN}}{u_{vN} \tan \theta_w} = \frac{\sqrt{\left(\gamma_0 M_{CJ}^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{2}\right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{2} M_{CJ}^2 + 1\right)}}{(M_{CJ}^2 - 1) \tan \theta_w} \quad (3-28)$$

図 3-33 に、ピストンモデルによって計算した $a_{vN}/(u_{vN} \tan \theta_w)$ を示す。 $a_{vN}/(u_{vN} \tan \theta_w)$ の値は、 $\theta_w = -20^\circ$ のとき 1.35, $\theta_w = -40^\circ$ のとき 0.59 であり、 $\theta_w = -40^\circ$ の後ろ向きスロープよりは $\theta_w = -20^\circ$ の後ろ向きスロープの場合の方がスロープ側壁上での再活性化は起こりやすいと考えられる。

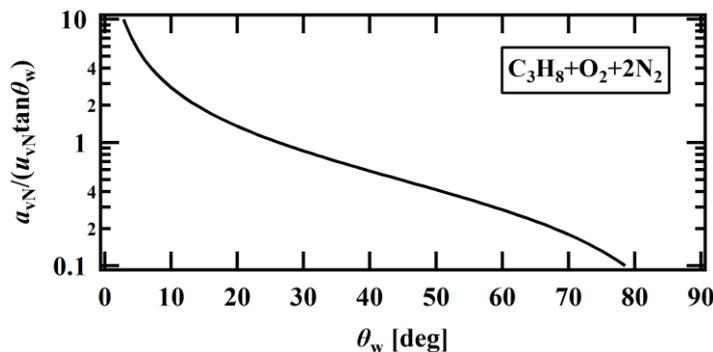


図 3-33 ピストンモデルによって計算した $a_{vN}/(u_{vN} \tan \theta_w)$

図 3-34 は、ガス組成 $2H_2 + O_2 + 4.5Ar$ で後ろ向きステップと後ろ向きスロープの場合について、測定したセル幅 $\lambda(z)$ を位置 z の関数としてまとめた結果である。セル幅 $\lambda(z)$ の測定は、円筒管の側壁の影響を避けるために、図 3-35 に示すように縦板に近い側の横板の半分で測定した。後ろ向きステップの場合、図 3-23 と図 3-34 に示すように $|h|/\lambda_{CJ}$ が 0.7 以上のときに小さいセル模様が明確に見られた。さらに、再活性化で生じ

た小さいセル模様が定常状態のセル模様に戻っていく特性長は、再活性化距離 z_{ra} の約 10 倍であった。後ろ向きスロープに関して、無次元量 z/z_{ra} の z_{ra} は、 $|h| = 5 \text{ mm}$ の後ろ向きステップで同じ初期圧力の条件で得られた z_{ra} を用いた。傾斜角 $\theta_w = -40^\circ$ の場合、後

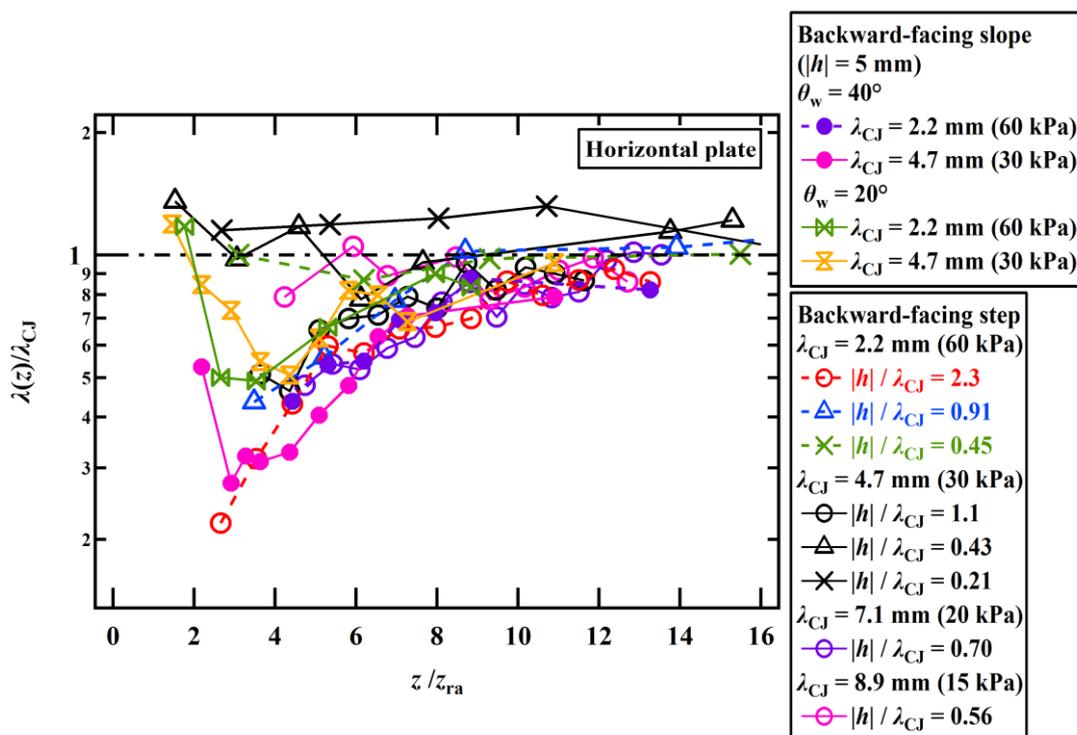


図 3-3 4 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ の場合に後ろ向きの障害物の下流で測定したセル幅 $\lambda(z)$

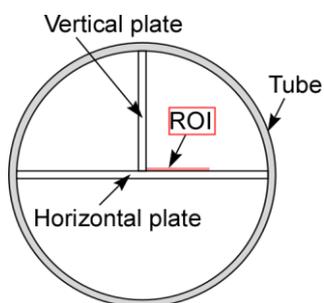


図 3-3 5 セル幅 $\lambda(z)$ の測定領域

る向きスロープの結果は後ろ向きステップの結果とほとんど一致していた。一方、傾斜角 $\theta_w = -20^\circ$ の場合は拡大したセルが見られた後、徐々に小さいセル模様になった。ただし、定常状態のセル模様に戻っていく振る舞いは他の場合と同様であった。小さいセル模様が見られる領域ではオーバードリブデトネーションが伝播していると考えられ、またオーバードリブデトネーションの後方には希薄波が張り付いている。デトネーションとともに移動する座標系で見たとき、オーバードリブデトネーションの後端を既燃ガスが通過する速度は亜音速なので、希薄波はオーバードリブデトネーション内部に侵入してきて衝撃波を減衰させる。それゆえ、オーバードリブデトネーションが生じた過程とは無関係に、小さいセル模様は徐々に CJ デトネーション速度で伝播する定常デトネーションのセル模様になっていく。

小さいセル模様のセル幅からどの程度のオーバードリブデトネーションが生じたのかを推定する。Desbordes と Vachon[21]は、オーバードリブデトネーションのセル幅とそのときの伝播速度を測定している。使用された可燃性ガスは、 $C_2H_2+2.5O_2$ ($\phi=1.0$) および $C_2H_2+2.5O_2+Ar$ ($\phi=1.0$) で、初期圧力を $p_0 = 2.67-17.33$ kPa で変化させている。図 3-36 は、彼らの実験結果で、セル幅の比 λ/λ_{CJ} とオーバードリブの程度 D/D_{CJ} の関係を示している。図 3-36 に示された、実線、破線および一点鎖線は衝撃波管を用いて測定された着火遅れ時間 τ_{ign} を使って計算された結果である。

定常伝播するデトネーションのセル幅 λ_{CJ} と ZND モデル (一次元モデル) の誘導領域長 L_1 の比 λ_{CJ}/L_1 の値が一定に近いことが経験的に知られている[22, 23]。 $\lambda_{CJ} \propto L_1$ の経験則から、 $\frac{L_1(M_s)}{L_1(M_{CJ})} \propto \frac{\lambda}{\lambda_{CJ}}$ とできる (ただし、 $1 \leq (M_s/M_{CJ}) \leq 1.2$)。ここで、伝播マッハ数 M_s に制限がついているのは、おそらくオーバードリブの程度が大きいとセル構造

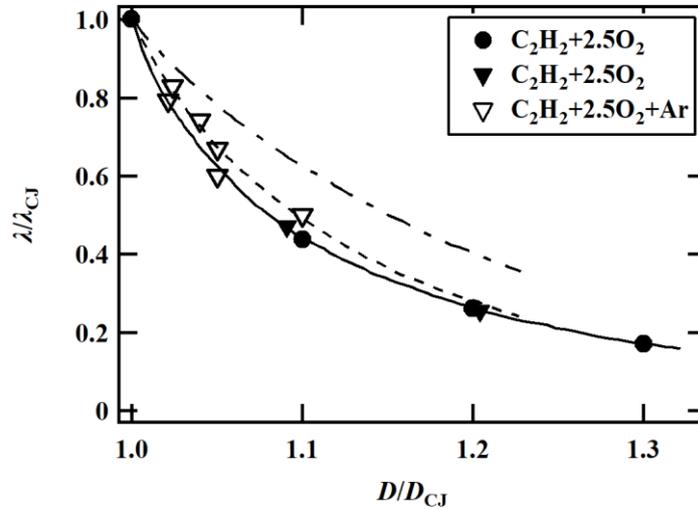


図3-36 オーバードリブデトネーションのセル幅と伝播速度[21]

がまだ現れておらずセル模様が見られないからと考えられる。衝撃波座標系において、不活性な衝撃波直後の未燃ガスを考える。衝撃波の伝播マッハ数が M_s のときの誘導領域長 $L_i(M_s)$ は、式(3-29)で近似できる。ここで、 τ_{ign} は着火遅れ時間、 u_2 は衝撃波座標系における下流の流速である。

$$L_i(M_s) = \tau_{ign} \times u_2 \quad (3-29)$$

衝撃波上流における未燃ガスの初期圧力 p_1 と初期温度 T_1 を決めると、化学平衡計算ソフトウェア[1]を用いて、密度 ρ_1 、比熱比 γ_1 、衝撃波の伝播マッハ数 M_s が計算できる。そして、衝撃波の関係式(3-30)–(3-33)より衝撃波背後の状態(添え字2)が計算できる。

$$u_2 = \left[\frac{(\gamma-1)M_s^2 + 2}{(\gamma+1)M_s^2} \right] u_1 \quad (3-30)$$

$$p_2 = \left[\frac{2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right] p_1 \quad (3-31)$$

$$T_2 = \left\{ \frac{[2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_s^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_s^2} \right\} T_1 \quad (3-32)$$

$$\rho_2 = \left[\frac{(\gamma + 1)M_s^2}{(\gamma - 1)M_s^2 + 2} \right] \rho_1 \quad (3-33)$$

着火遅れ時間 τ_{ign} は、計算した衝撃波背後の状態を初期条件として Cantera[24]で計算する。化学反応モデルには、UT-JAXA モデル[25]を用いた。Cantera では、衝撃波背後の密度 ρ_2 を一定とする定容爆発問題として着火遅れ時間 τ_{ign} を計算する。また、着火遅れ時間 τ_{ign} の定義は式(3-34)である。

$$\tau_{\text{ign}} = \left(\frac{dT}{dt} \right)_{\text{max}} \quad (3-34)$$

図 3-37 は、 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ の条件について計算によって求めたオーバードリブンの程度 D/D_{CJ} とセル幅の比 $\lambda/\lambda_{\text{CJ}}$ の関係を示している。図 3-34 に示したように多くの条件で $\lambda(z)/\lambda_{\text{CJ}} = 0.5$ 程度になっているので、このような領域では図 3-37 より伝播速度は D_{CJ} よりも 10%ほど高くなっていると期待できる。

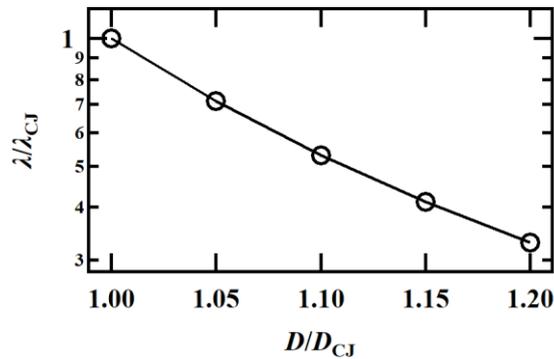


図3-37 オーバードリブンの程度 D/D_{CJ} とセル幅の比 λ/λ_{CJ} の関係

§ 3-4 まとめ

本章では、単一の障害物（前向きステップ、前向きスロープ、後ろ向きステップ、後ろ向きスロープ）が定常伝播するデトネーションに与える影響について述べた。

本章で得られた結果について以下にまとめる。

(1) $2H_2+O_2+4.5Ar$, $C_3H_8+5O_2+2N_2$ どちらのガス組成においても、前向きステップおよび前向きスロープは、定常伝播するデトネーションのセル構造に大きな影響を与えなかった。

(2) $2H_2+O_2+4.5Ar$, $C_3H_8+5O_2+2N_2$ どちらのガス組成においても、後ろ向きステップの下流で再活性化が起こり、後ろ向きステップから再活性化が起こった位置までの距離はステップ高さでセル幅を用いた経験式で表すことができた。さらに、この経験式は様々な混合気を用いられた過去の実験結果ともよく一致した。

(3) 傾斜角 $\theta_w = -20^\circ$ の後ろ向きスロープでは、 $2H_2+O_2+4.5Ar$ の場合、デトネーションがスロープ上を連続伝播するときとスロープ下流で再活性化が起こるときがあり、 $C_3H_8+5O_2+2N_2$ の場合、スロープ側壁上で再活性化が起こるときがあった。

第3章の参考文献

- [1] S. Gordon and B. J. McBride, Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications, NASA Reference Publication 1311 (1994).
- [2] P. Colella, R. E. Ferguson, H. M. Glaz, and A. L. Kuhl, Mach reflection from an HE-driven blast wave, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 106 (Dynamics of Explosions) (1986), pp. 388–421.
- [3] T. C. J. Hu and I. I. Glass, Blast wave reflection trajectories from a height of burst, AIAA Journal, Vol. 24, No. 4, pp. 607–610 (1986).
- [4] G. Ben-Dor, Steady, pseudo-steady and unsteady shock wave reflections, Progress in Aerospace Sciences, Vol. 25, No. 4 (1988), pp. 329–412.
- [5] T. Endo, R. Kobayashi, S. Kuwajima, Y. Seki, W. Kim, and T. Johzaki, Detonation propagation from a cylindrical tube into a diverging cone, Journal of Thermal Science and Technology, Vol. 15, No. 3, p. JTST0030 (2020).
- [6] E. Schultz and J. E. Shepherd, Validation of Detailed Reaction Mechanisms for Detonation Simulation, Technical Report FM99-5, Graduate Aeronautical Laboratories, California Institute of Technology (2000).
- [7] R. A. Strehlow, Multi-dimensional detonation wave structure, Astronaut. Acta, Vol. 15 (1970), pp. 345–357.
- [8] F. Pintgen and J. E. Shepherd, Detonation diffraction in gases, Combustion and Flame, Vol. 156, No. 3 (2009), pp.665–677.
- [9] D. H. Edwards, G. Hooper, and J. M. Morgan, An experimental investigation of the direct initiation of spherical detonations, Acta Astronautica, Vol. 3, No. 1 (1976), pp117–130.

- [10] R. A. Strehlow and A. J. Crooker, The structure of marginal detonation waves, *Acta Astronautica*, Vol. 1, No. 3, pp. 303–315 (1974).
- [11] S. Ohyagi, T. Obara, S. Hoshi, P. Cai, and T. Yoshihashi, Diffraction and re-initiation of detonations behind a backward-facing step, *Shock Waves*, Vol. 12, No. 3 (2002), pp. 221–226.
- [12] R. Sorin, R. Zitoun, B. Khasainov, and D. Desbordes, *Shock Waves*, Vol. 19, No. 1 (2009), pp. 11–23.
- [13] L. -Q. Wang, H. -H. Ma, Z. -W. Shen, and J. Pan, Bidirectional diffraction and re-initiation of irregular structure detonation, *Shock Waves*, Vol. 31, No. 5 (2021), pp. 469–480.
- [14] V. V. Mitrofanov and R. I. Soloukhin, The diffraction of multi-front detonation waves, *Soviet Physics. Doklady*, Vol. 9, No. 12 (1965), pp. 1055–1058.
- [15] R. I. Soloukhin and K. W. Ragland, Ignition processes in expanding detonations, *Combustion and Flame*, Vol. 13, No. 3 (1969), pp. 295–302.
- [16] Y. K. Liu, J. H. Lee, and R. Knystautas, Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice, *Combustion and Flame*, Vol. 56, No. 2 (1984), pp. 215–225.
- [17] E. G. Pantow, M. Fischer, and T. Kratzel, Decoupling and recoupling of detonation waves associated with sudden expansion, *Shock Waves*, Vol. 6, No. 3 (1996), pp. 131–137.
- [18] J. H. S. Lee, *The Detonation Phenomenon* (2008), pp. 250–296, Cambridge University Press, Cambridge.
- [19] G. Ciccarelli and S. Dorofeev, Flame acceleration and transition to detonation in ducts, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 34, No. 4 (2008), pp. 499–550.
- [20] W. Fickett and W. C. Davis, *Detonation* (1979), pp. 291–363, University of California Press (or Dover), Berkeley (or Mineola).
- [21] D. Desbordes and M. Vachon, Critical diameter of diffraction for strong plane detonations,

- Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 106 (Dynamics of Explosions) (1986), pp. 131–143.
- [22] K. I. Shchelkin and Y. K. Troshin, Non-stationary phenomena in the gaseous detonation front, Combustion and Flame, Vol. 7 (1963), pp. 143–151.
- [23] R. Knystautas, C. Guirao, J. H. Lee, and A. Sulmistras, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 94 (Dynamics of Shock Waves, Explosions, and Detonations) (1984), pp. 23–37.
- [24] <https://cantera.org/>, [Accessed: 4 November 2023].
- [25] K. Shimizu, A. Hibi, M. Koshi, Y. Morii, and N. Tsuboi, Journal of Propulsion and Power, Vol. 27, No. 2 (2011), pp. 383–395.

第4章 連続する障害物がデトネーションの伝播に与える影響

§ 4-1 はじめに

本章では、連続した軸対称の障害物が定常伝播するデトネーションの伝播速度と波面構造に与える影響を実験的に調べた研究について述べる。

§ 4-2 では、円筒管内に軸対称の障害物を連続して配置した状況での点火実験の実験装置と実験方法について述べる。§ 4-3 では、障害物領域内でのデトネーションの伝播速度と煤膜模様の実験結果について述べる。

これらの実験により第4章では、障害物領域内でのデトネーションの平均伝播速度および障害物下流で起こる再起爆のメカニズムを明らかにする。

§ 4-2 実験装置と実験方法

実験装置の配置を図4-1に示す。燃焼器は、内径 $d_T = 100$ mm のステンレス (SUS304) 製の円筒管で、点火用小チャンバー、デトネーション管、テストチャンバーから構成されている。点火用小チャンバーとデトネーション管は、§ 3-3 で説明した実験装置と同様である。点火用小チャンバーの閉管端に取り付けたスパークプラグ (NGK, BKR5E) と自動車用のイグニッションドライバー (TOYOTA, 90919-02240) を使い、可燃性ガスに点火した。デトネーション管内の上流部には、デフラグレーションからデトネーションへの遷移 (Deflagration-to-Detonation Transition: DDT) を促進するために銅製のシェルキンスパイラル (全長 600 mm, ピッチ 50 mm, 閉塞率 0.41) を設置した。

デトネーションの伝播速度を測定するために5つの圧力変換器 (PCB Piezotronics, 102B04) を用いた。以降、図4-1(b)に示すように、圧力変換器を上流側から P1, P2, P3, P4, P5 と呼ぶ。シェルキンスパイラルの下流端から1つめの圧力変換器までの距離は 1100 mm である。P1 と P2 の間隔は 231 mm、以降 P3, P4, P5 は 330 mm 間隔で設置した。P1-P2 間で測定したデトネーションの平均伝播速度 V_{1-2} は、 D_{Cl} の $\pm 3\%$ 内であるこ

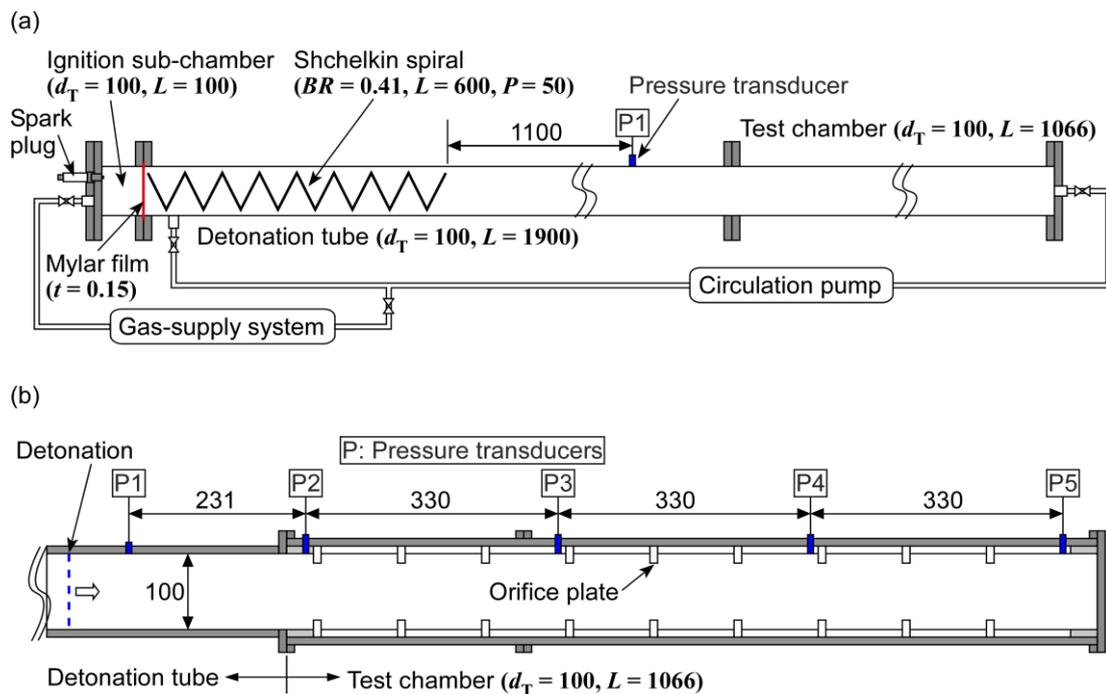


図 4-1 実験装置の概略図

とを確認している。ここで、 D_{CJ} は初期温度を 298.15 K として化学平衡計算ソフトウェア[1]で計算した CJ デトネーション速度である。本実験ではすべての条件でテストチャンバーに定常伝播デトネーションが入射した。

テストチャンバーには、閉塞率 BR が 0.44, 0.84 (内径 $d_{\text{orifice}} = 75, 40 \text{ mm}$) のオリフィスプレート (10 mm) を 100 mm 間隔で 9 個配置した。テストチャンバーの 3 次元図を図 4-2 に示す。オリフィスプレートは、ステンレス (SUS304) 製またはアルミ (A2017

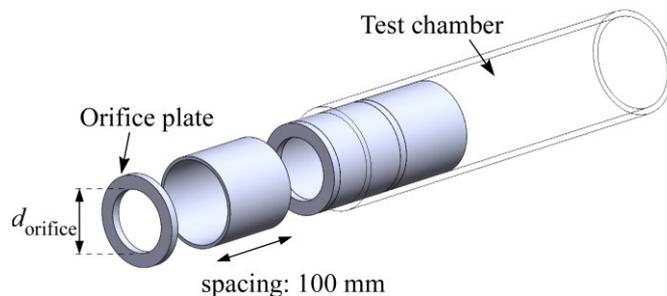


図 4-2 テストチャンバーの 3 次元図

または A5056) 製である。

実験で使用した可燃性ガスは、室温の $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) および $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ ($\phi=1.0$) である。初期圧力 p_0 は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) では 12–60 kPa、 $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ ($\phi=1.0$) では 10, 30 kPa で変化させた。また、可燃性ガスは循環ポンプを使って予混合し、静止した状態で点火した。点火用小チャンバーには、容易に点火するように $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) では $2\text{H}_2+\text{O}_2$ ($\phi=1.0$) を初期圧力 120 kPa で、 $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ ($\phi=1.0$) では $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2$ ($\phi=1.0$) を初期圧力 90 kPa で充填した。表 4-1 に実験で用いたガス組成の条件と定常伝播時のセル幅をまとめた。 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$), 12 kPa でのセル幅については、第 3 章の表 3-1 に示した初期圧力とセル幅の関係から求めた経験式を用いて算出した。 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) での初期圧力とセル幅の関係を図 4-3 に示す。経験式は、 $\lambda_{\text{CJ}}=147p_0^{-1.02}$ (λ_{CJ} の単位は mm, p_0 の単位は kPa) であり、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$), 12 kPa の場合、セル幅 λ_{CJ} はおよそ 12 mm となる。

表 4-1 実験で用いたガス組成とセル幅

ガス組成	p_0 [kPa]	λ_{CJ} [mm]
$2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$	12	12
	20	7.1 ± 1.6
	30	4.7 ± 1.5
	60	2.2 ± 0.6
$\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$	10	16 ± 4.0
	30	5.0 ± 1.4

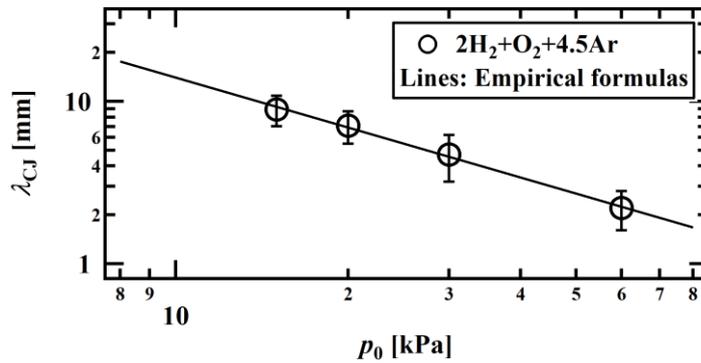


図 4-3 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ ($\phi=1.0$) での初期圧力とセル幅の関係

§ 4-3 実験結果と考察

4-3-1 障害物領域内でのデトネーションの伝播速度

図 4-4 は、 $BR=0.44$ ($d_{\text{orifice}}=75\text{ mm}$) のオリフィスを用いた場合の平均伝播速度の結果である。2本の圧力変換器の間で測定した平均伝播速度 V を、そのショットでの障害物領域直前の P1-P2 間の平均伝播速度 V_{1-2} で除した。また、位置 z は 1 本めの圧力変換器 (P1) を基準とした管軸下流方向の位置である。図 4-3(a) に示すように、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ では、 $\lambda_{CJ}=2.2\text{ mm}$ ($d_{\text{orifice}}/\lambda_{CJ}\approx 34$) のとき障害物領域で平均伝播速度は 5% 程度低下したが、障害物領域内で準定常的に伝播している。 $\lambda_{CJ}=4.7\text{ mm}$ ($d_{\text{orifice}}/\lambda_{CJ}\approx 16$) のときは、平均伝播速度は 15% 程度低下したが、概ね準定常的に伝播しているように見える。しかし、 $\lambda_{CJ}=12\text{ mm}$ ($d_{\text{orifice}}/\lambda_{CJ}\approx 6.3$) になると観測領域内では平均伝播速度は低下し続けた。 $\lambda_{CJ}=7.1\text{ mm}$ ($d_{\text{orifice}}/\lambda_{CJ}\approx 11$) での平均伝播速度は、 $\lambda_{CJ}=4.6\text{ mm}$ と $\lambda_{CJ}=12\text{ mm}$ の間くらいの値をとる。一方、 $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ では、図 4-3(b) に示すように $\lambda_{CJ}=5.0\text{ mm}$ ($d_{\text{orifice}}/\lambda_{CJ}\approx 15$) のとき、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{CJ}=4.7\text{ mm}$ と同様に障害物領域で平均伝播速度が 15% 程度低下し、また準定常的に伝播しているよ

うに見える。しかし、 $\lambda_{CJ} = 16 \text{ mm}$ ($d_{\text{orifice}}/\lambda_{CJ} = 4.7$) のとき、平均伝播速度は P3-P4 間で 25%程度低下した後、V字回復して P4-P5 間では 15%程度の低下となった。

図 4-5 は、 $BR = 0.84$ ($d_{\text{orifice}} = 40 \text{ mm}$) のオリフィスを用いた場合の平均伝播速度の結果である。 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$ 、どちらの混合気においても $\lambda_{CJ} \approx 5 \text{ mm}$ の条件で平均伝播速度が 70%近く低下した。P3-P4, P4-P5 ではほとんど準定常的に伝播している。

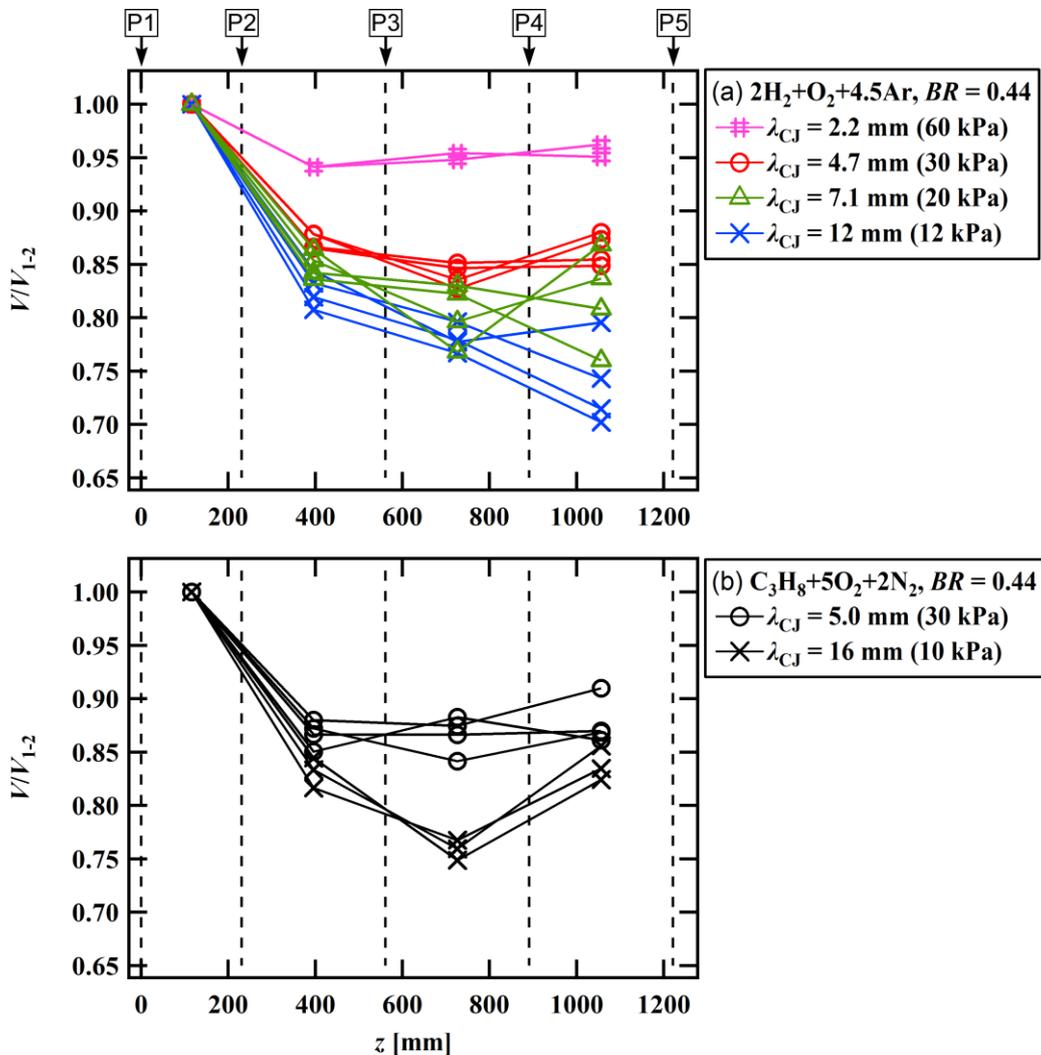


図 4-4 $BR = 0.44$ ($d_{\text{orifice}} = 75 \text{ mm}$) のオリフィスを用いた場合の平均伝播速度
(a) $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, (b) $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$

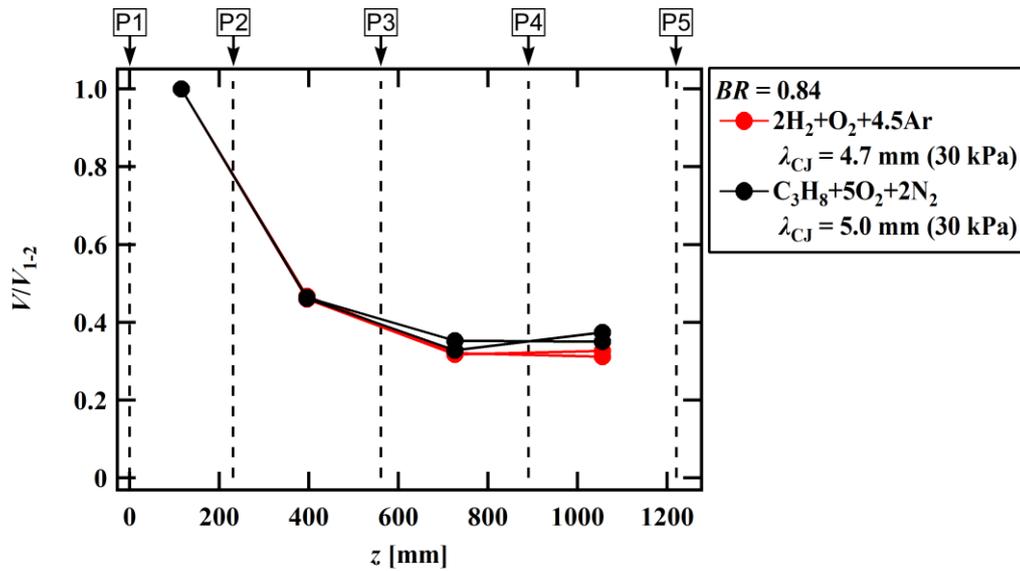


図 4-5 $BR = 0.84$ ($d_{\text{orifice}} = 40$ mm) のオリフィスを用いた場合の平均伝播速度
 (a) $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$, (b) $\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2 + 2\text{N}_2$

図 4-6 は、得られた平均伝播速度を Ciccarelli と Cross[2]が行った実験結果と比較した結果である。縦軸は、平均伝播速度 V を CJ デトネーション速度 D_{CJ} で除した値である。また、横軸は、1 つめのオリフィスプレートを基準とした管軸下流方向の位置 z' をオリフィスプレートの間隔 l_s で除した値である。本実験では $l_s = 100$ mm, Ciccarelli と Cross が行った実験では $l_s = 89$ mm である。図 4-6 に示すように、本実験の $BR = 0.44$ の結果と Ciccarelli と Cross の $BR = 0.42$ の結果を比較すると、最終的な伝播速度は D_{CJ} の 85%程度となり、よく一致した。さらに、本実験の $BR = 0.84$ の結果と Ciccarelli と Cross の $BR = 0.85$ の結果を比較すると、最終的な伝播速度は D_{CJ} の 30%程度となり、よく一致した。

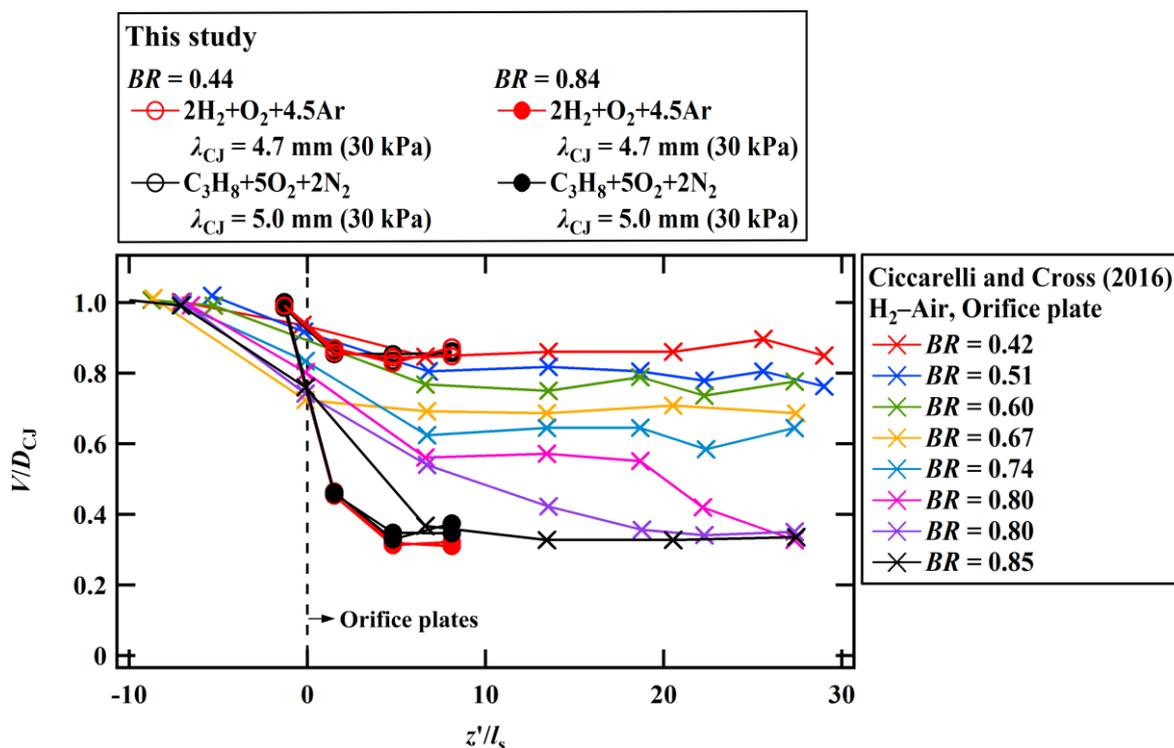


図 4-6 障害物領域内での伝播速度の比較

複数のオリフィスプレートによって熱損失や運動量損失を受ける場合のデトネーション速度を考えるために、1次元定常の非理想デトネーションの解析[3,4]を行う。波面座標系を採用し、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則は次の3式のように書ける。

$$d(\rho u) = 0 \quad (4-1)$$

$$d(p + \rho u^2) = f dx \quad (4-2)$$

$$d \left[\rho u \left(\frac{1}{2} u^2 + h \right) \right] = (q + f u_1) dx \quad (4-3)$$

ここで、 u , ρ , p , h はそれぞれ流速、質量密度、圧力、比エンタルピーである。また、 q , f はそれぞれ熱損失と運動量損失である。先頭衝撃波の位置を $x = 0$ と定義する。

$$h = c_p T - \lambda \Delta q \quad (4-4)$$

$$p = \rho RT \quad (4-5)$$

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \gamma RT \quad (4-6)$$

$$\lambda = k(1 - \lambda) \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (4-7)$$

ここで、 c_p , λ , Δq はそれぞれ単位質量あたりの定圧比熱、化学反応の反応進行度、絶対零度における比反応熱である。式(4-4)式(4-7)を用いると、式(4-8)のように書ける。

$$\frac{du}{dx} = \frac{\frac{\lambda \Delta q}{c_p T} + \frac{q}{\rho c_p T} + \frac{f[u_1(\gamma - 1) - \gamma u]}{\rho c^2}}{1 - M^2} \quad (4-8)$$

デトネーション管の周長を P とすると、流体に及ぼされる管の単位長さあたりの力は、管側面のせん断応力を τ_w として $\tau_w P$ と書いて、したがって、流体に及ぼされる単位体積あたりの力 f は、管の断面積を A として、 $f = \frac{\tau_w P}{A}$ と書ける。円筒管では $A = \pi r^2$, $P = 2\pi r$ であるから $r = \frac{2A}{P}$ であり、 $r_h = \frac{2A}{P}$ を定義すると $f = 2 \frac{\tau_w}{r_h}$ となる。さらに、表面摩擦係数 c_f を

流体の管壁に対する相対速さ u_{rel} を使って $c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho u_{rel}^2}$ で定義すると、 $f = \rho u_{rel}^2 \frac{c_f}{r_h}$ と書ける。

波面座標系における流速 u と波面座標系における管壁の速度 $u_1 (= D)$ を使うと、次式のようにになる。

$$f = \rho(u_1 - u)|u_1 - u| \frac{c_f}{r_h} \quad (4-9)$$

また、管壁温度 T_w と熱伝達率 h_c を使うと、流体から管壁への熱流束は $h_c(T - T_w)$ と書けるので、固体物から流体への単位体積あたりの熱移動速度 q は、次のように書ける。

$$q = -h_c(T - T_w) \frac{P}{A} \quad (4-10)$$

ここで、物理量が増えるスケール長を Λ とすると、熱流束については

$$h_c(T - T_w) = \lambda \frac{T - T_w}{\Lambda} \quad (\lambda \text{ は熱伝導率}) \text{ と書け、せん断応力については } \tau_w = \eta \frac{u_{\text{rel}}}{\Lambda} \quad (\eta \text{ は粘度}) \text{ と書ける。}$$

プラントル数 $Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}$ が 1 のとき、 $\lambda = \eta c_p$ であるから、

$$h_c(T - T_w) = c_p \frac{T - T_w}{u_{\text{rel}}} c_f \frac{1}{2} \rho u_{\text{rel}}^2 \text{ と書け、熱伝達率と表面摩擦係数との関係は}$$

$$h_c = c_p \rho |u_1 - u| \frac{c_f}{2} \quad (4-11)$$

となる。これらより、式(4-8)は次のように書ける。

$$\frac{du}{dx} = \frac{\frac{\Delta q}{c_p T} \dot{\lambda} - \frac{c_f}{r_h} |u_1 - u| \frac{T - T_w}{T} - \frac{c_f}{r_h} (u_1 - u) |u_1 - u| \frac{[\gamma u - (\gamma - 1) u_1]}{c^2}}{1 - M^2} \quad (4-12)$$

このモデルの扱いでは、摩擦係数 c_f を定数扱いしているが、実際には c_f は $|u_1 - u|$ の関数

であることに注意しなければならない。最後に、 $\frac{du}{dx}$, $\frac{d\rho}{dx}$, $\frac{dp}{dx}$, $\frac{dT}{dx}$, $\frac{d\lambda}{dx}$, $\frac{d\dot{\lambda}}{dx}$ についての

連立常微分方程式を 4 次のルンゲクッタで解き、伝播速度の固有値を求める。

図 4-7 は、運動量損失のみを考慮した場合の抵抗力と伝播速度の関係である。ここ

では、 $E_a = 32RT_{ini}$, $q = 10c_p T_{ini}$, $\gamma = 1.2$, $R = 400 \text{ J/(kg K)}$ について計算した。横軸の $L_{1/2}$ は、先頭衝撃波から化学反応の反応進行度が $\lambda = 0.5$ となる位置までの距離である。図 4-7 に示すように、抵抗力 $c_f L_{1/2}/r_h$ が大きくなると D/D_{CJ} は低下する。点 A までの解曲線の右下降り部分は安定で、さらに $c_f L_{1/2}/r_h$ が大きくなると D/D_{CJ} は不連続的に点 B に低下することが知られており、このような伝播形態は low-velocity detonation [4] と呼ばれている。図 4-6 に示した Ciccarelli と Cross [2] の実験結果においてオリフィスプレートを $0.42 \leq BR \leq 0.74$ の範囲で変化させたとき、伝播速度 V/D_{CJ} は 0.6 程度まで徐々に低下している。しかし、 $BR = 0.80, 0.85$ に大きくすると V/D_{CJ} は 0.35 程度まで大きく低下しており、low-velocity detonation が観測されているものと考えられる。

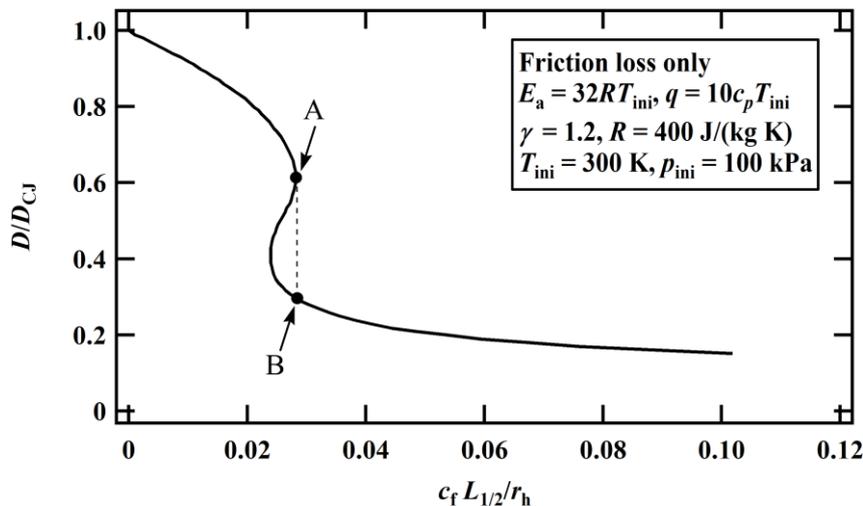


図 4-7 運動量損失のみを考慮した場合の抵抗力と伝播速度の関係

次に、本実験で用いた $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 4.5\text{Ar}$ に対して、運動量損失を考慮した場合の伝播速度を求める。初期条件は $T_{ini} = 298.15 \text{ K}$, $p_{ini} = 30 \text{ kPa}$ で、化学平衡計算ソフトウェア [1] から得た $\gamma = 1.1724$, $R = 288.95 \text{ J/(kg K)}$, $M_{CJ} = 4.87$, $a_1 = 362.8 \text{ m/s}$ を計算パラメータに用

いた。また、比反応熱は $\Delta q = \frac{a_1^2 (M_{CJ}^2 - 1)^2}{2(\gamma^2 - 1)M_{CJ}^2}$ で計算した。活性化エネルギー E_a について

は、文献[5]から $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ に対して $E_a/(RT_{\text{vN}})=4.550-5.039$ がわかっているので、
 4.550 と 5.039 の平均値を用いて、 $E_a=4.7945RT_{\text{vN}}$ で計算した。ただし、 T_{vN} は衝撃波の

関係式 $\frac{T_{\text{vN}}}{T_{\text{ini}}} = \frac{[2\gamma_0 M_{\text{CJ}}^2 - (\gamma_0 - 1)][(\gamma_0 - 1)M_{\text{CJ}}^2 + 2]}{(\gamma_0 + 1)^2 M_{\text{CJ}}^2}$ から計算した。計算結果を図 4-8 に示

す。 D/D_{CJ} が 0.19 のときにデトネーションのマッハ数 D/a_1 は 1.04732 であり、 D/D_{CJ} が 0.18 のときには D/a_1 が 1 を下回るため low-velocity detonation の領域の解析解を求めることはできなかった。摩擦係数 c_f を定数扱いしていること、one- γ モデルであることなどの制約が一因である可能性がある。しかしながら、図 4-6 に示したように、 $BR=0.84$ の場合に P3-P4 間から P4-P5 間では、準定常的な伝播速度となっていることから low-velocity detonation が伝播していると考えられる。

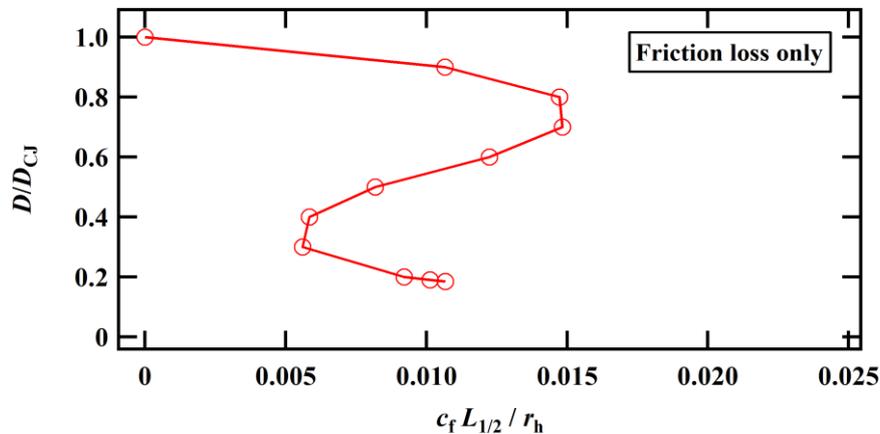


図 4-8 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ について運動量損失のみを考慮した場合の抵抗力和伝播速度の関係

4-3-2 障害物領域内での煤膜模様

デトネーションの波面構造を調べるために、煤を付着させた金属シート (SUS304, 厚み 0.1 mm) を巻いて筒状にし、図 4-9 に示すように円筒管の内壁に沿うように設置

した。

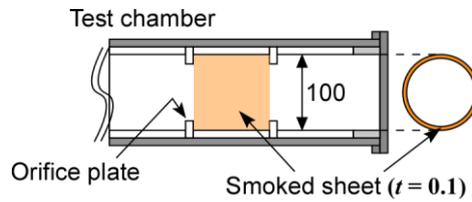


図 4-9 煤シートの設置（オリフィスプレート#8 と#9 の間）

図 4-10 は、 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 2.2 \text{ mm}$ の場合に得られた煤膜模様である。0-30 mm あたりは、再循環領域が形成されて煤が剥がされ白くなっていると考えられる。その再循環領域の中に矢印で示した位置に再起爆した痕跡が見られる。この条件では、マッハ反射メカニズムによって再起爆が起こったと考えられる。80-100 mm のあたりでは、 $\lambda_{\text{CJ}} = 2.2 \text{ mm}$ よりも小さい 1 mm ほどの小さいセル模様があり、再起爆した後はオーバードリブドネーションが伝播したことがわかる。図 4-11 と図 4-12 は、それぞれ $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 4.7 \text{ mm}$ と $\lambda_{\text{CJ}} = 7.1 \text{ mm}$ の場合に得られた煤膜模様である。図 4-11 と図 4-12 に矢印で示した位置には三重点の軌跡があり、それを上流側に破線で延長して示した。三重点の軌跡は、先頭衝撃波背後で起こった微小爆発による衝撃波が先頭衝撃波に追いついて描かれるものであるから、オリフィスプレートのすぐ下流で再起爆が起こったと推測される。 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 4.7 \text{ mm}$ では再起爆が 2 か所で、 $\lambda_{\text{CJ}} = 7.1 \text{ mm}$ では 1 か所で再起爆が起こったことがわかる。 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 12 \text{ mm}$ では、 $\lambda_{\text{CJ}} = 7.1 \text{ mm}$ と同じような煤膜模様で、1 か所の再起爆による模様が見られた。

図 4-13 と図 4-14 は、それぞれ $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$, $\lambda_{\text{CJ}} = 5.0 \text{ mm}$ と $\lambda_{\text{CJ}} = 16 \text{ mm}$ の場合に得られた煤膜模様である。図 4-13 においても、図 4-11, 図 4-12 と同様に三重点の軌跡がオリフィスプレートのすぐ下流から見える。また、図 4-14 に示すように、30-50 mm のあたりでは側壁上での再起爆が起こったことがわかる。このような模様は $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$ では見られず、 $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ では無次元化された活性化エネルギー

$E_a/(RT_{vN})$ が大きいいため微小爆発の頻度が高いことが要因であると考えられる。

図 4-15 は、 $C_3H_8+5O_2+2N_2$, $\lambda_{CJ} = 16 \text{ mm}$ の条件で最後のオリフィスプレート#9 の下流で得られた煤膜模様である。このショットでは、オリフィスプレート下流側の面にも煤を付着させた。図 4-15(a)はオリフィスプレートの面上の煤膜模様で、矢印の位置は図 4-15(b)の矢印の位置と概ね一致しており、デトネーションの再起爆はオリフィスプレート下流側の縁付近で起こったと考えられる。以上より、障害物下流でのデトネーションの再起爆は、回折した衝撃波の側壁上でのマッハ反射が誘発しているというメカニズムによって理解されてきたが、オリフィスプレート下流側の縁付近で再起爆する可能性もあることを実験的に示した。

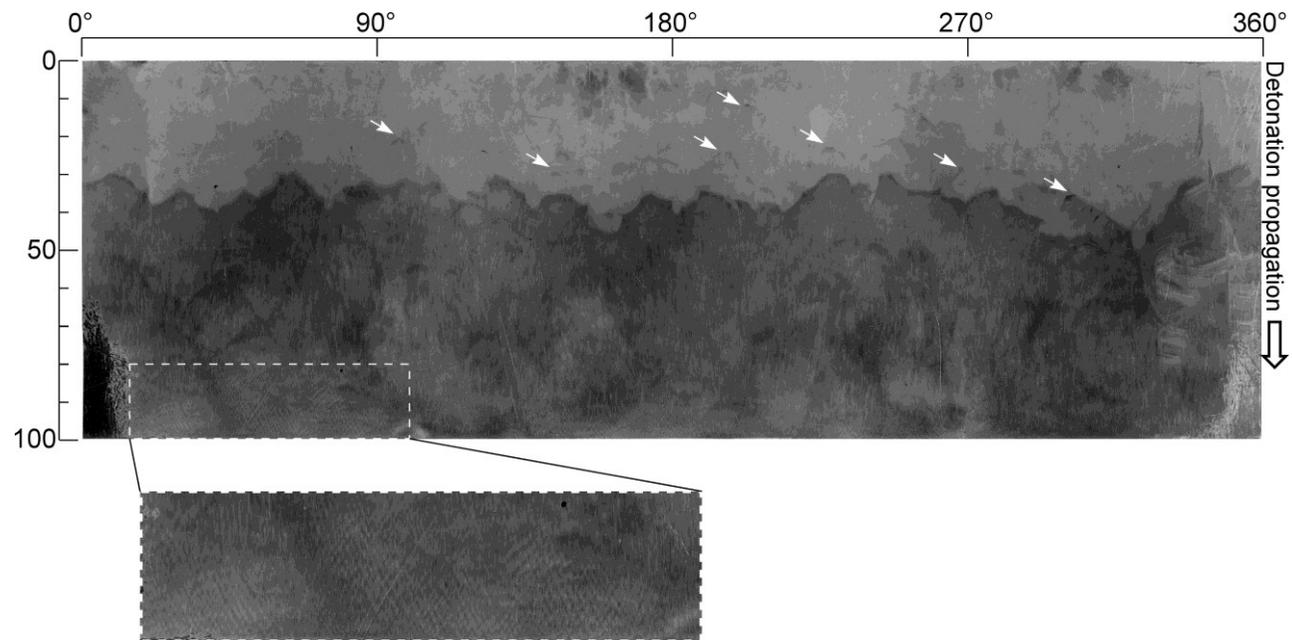


図 4-1 0 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 2.2 \text{ mm}$ (60 kPa) での煤膜模様

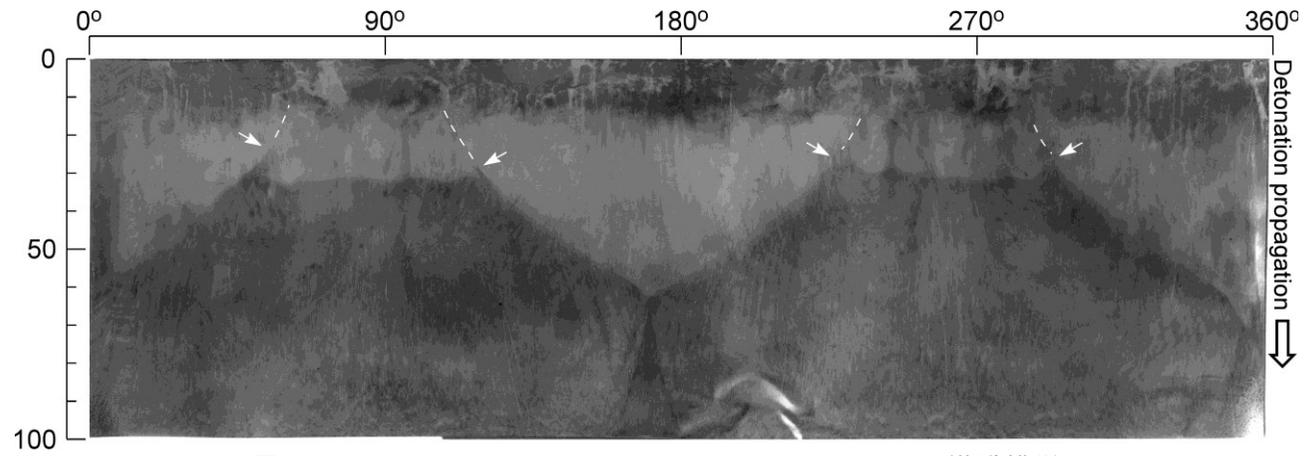


図 4-1 1 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 4.7 \text{ mm}$ (30 kPa) での煤膜模様

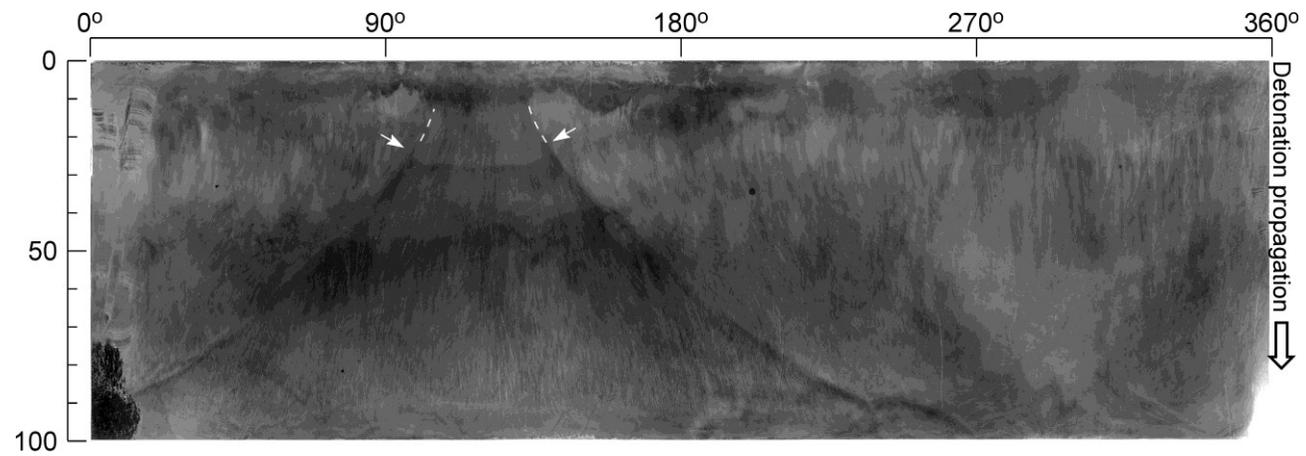


図 4-1 2 $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\lambda_{\text{CJ}} = 7.1 \text{ mm}$ (20 kPa) での煤膜模様

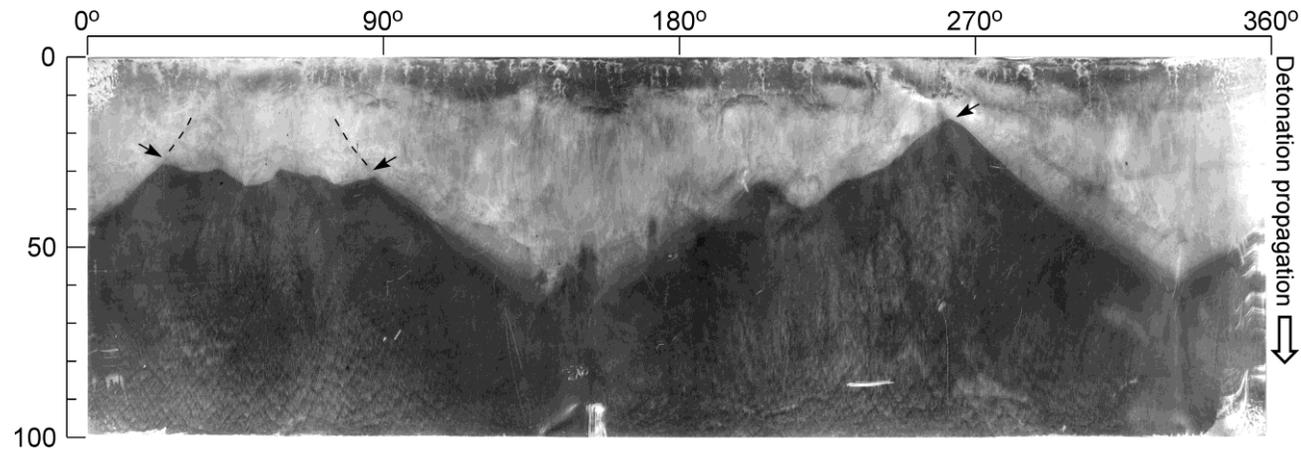


図 4-1 3 $C_3H_8+5O_2+2N_2$, $\lambda_{CJ} = 5.0 \text{ mm}$ (30 kPa) での煤膜模様

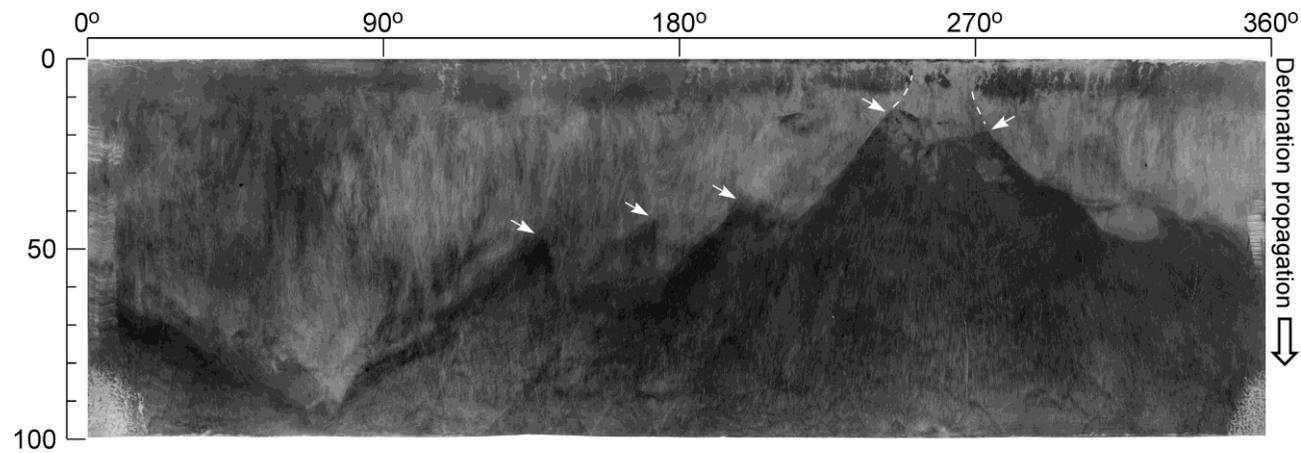


図 4-1 4 $C_3H_8+5O_2+2N_2$, $\lambda_{CJ} = 16 \text{ mm}$ (10 kPa) での煤膜模様

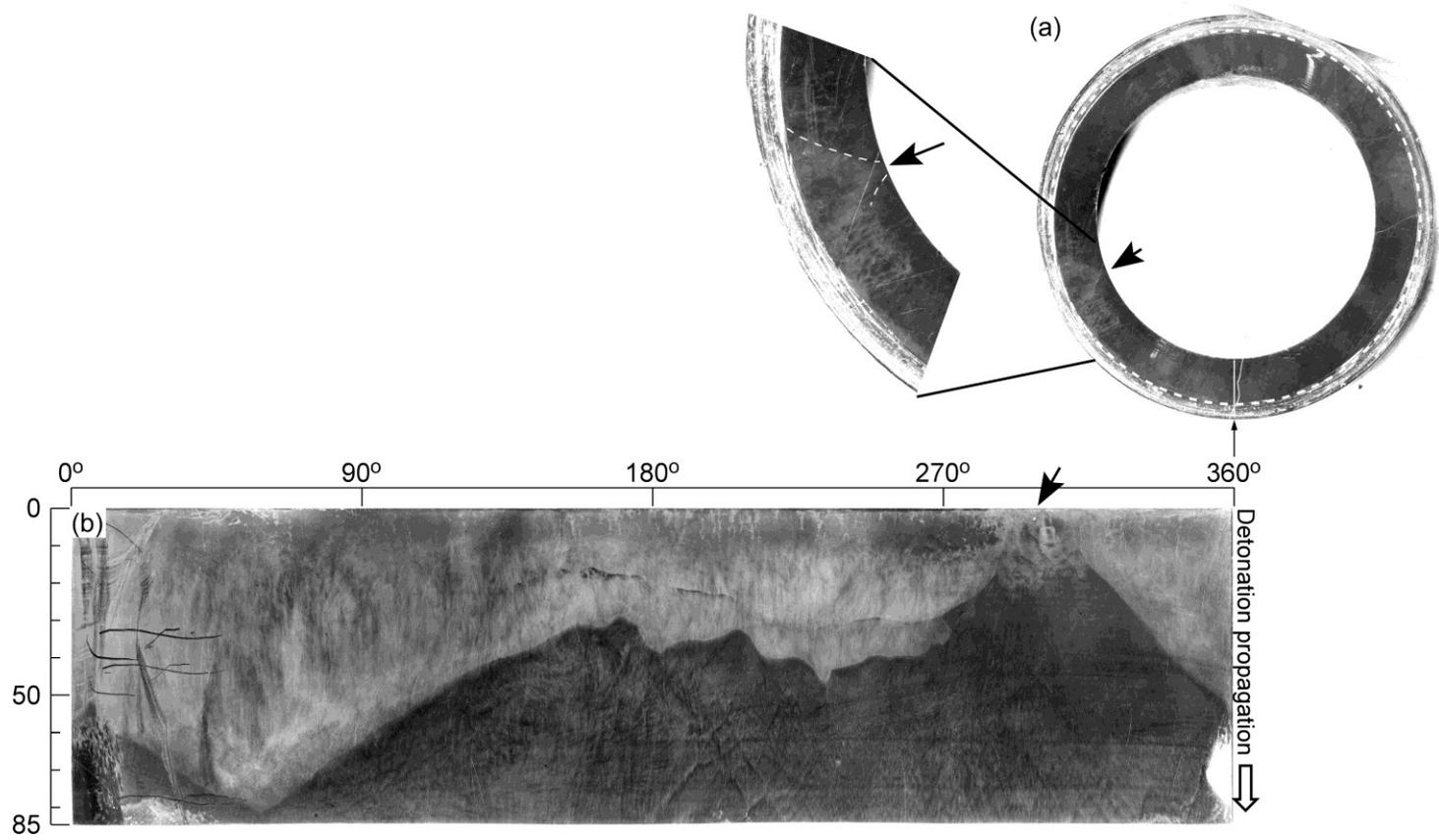


図 4-1 5 $C_3H_8+5O_2+2N_2$, $\lambda_{Cl} = 16 \text{ mm}$ (10 kPa) での
 (a)オリフィスプレートと (b)煤シートの煤膜模様

§ 4-4 まとめ

本章では、 $BR=0.44$ または 0.84 のオリフィスプレートを管内に連続して配置し、それらが定常伝播するデトネーションに与える影響について述べた。

本章で得られた結果について、以下にまとめる。

(1) $2\text{H}_2+\text{O}_2+4.5\text{Ar}$, $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2+2\text{N}_2$ どちらのガス組成においても、障害物領域中で平均伝播速度はセル幅 λ_{CJ} が大きくなるほど低下した。

(2) 障害物領域内での伝播速度は、同程度の BR を用いた過去の実験結果と概ね一致しており、また伝播速度が準定常的であることから **low-velocity detonation** が伝播している可能性が考えられる。

(3) 障害物下流でのデトネーションの再起爆は、回折した衝撃波の側壁上でのマッハ反射が誘発しているというメカニズムによって理解されてきたが、オリフィスプレート下流側の縁付近で再起爆する可能性もあることがわかった。

第4章の参考文献

- [1] S. Gordon and B. J. McBride, Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications, NASA Reference Publication 1311 (1994).
- [2] G. Ciccarelli and M. Cross, On the propagation mechanism of a detonation wave in a round tube with orifice plates, *Shock Waves*, Vol. 26, No. 5 (2016), pp. 587–597.
- [3] A. Higgins, Steady One-dimensional detonations, *Shock Waves Science and Technology Library*, Vol. 6 (Detonation Dynamics) (2012), pp. 33–54.
- [4] J.-P. Dionne, H. Dick Ng, and J. H. S. Lee, Transient development of friction-induced low-velocity detonations, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 28, No. 1 (2000), pp. 645–651.
- [5] E. Schultz and J. E. Shepherd, Validation of Detailed Reaction Mechanisms for Detonation Simulation, Technical Report FM99-5, Graduate Aeronautical Laboratories, California Institute of Technology (2000).

第5章 結論

デトネーションの発生と伝播に障害物が与える影響について研究を行った。本研究により、デトネーションの発生に対してはデトネーション応用技術の DDT 促進部に適した障害棒条件が明らかとなり、デトネーションの伝播に対してはセル幅と同程度の大きさの障害物の影響が明らかとなり、また従来とは異なるデトネーションの再起爆メカニズムがある可能性を見出した。各章で得られた主要な成果について以下にまとめる。

第2章では、障害棒を用いたデフラグレーションからデトネーションへの遷移について調べた。この研究により、DDT 助走距離が短くなる障害物条件を実験的に明らかにし、また障害棒の火炎加速と DDT 発現の促進能力は、オリフィスプレートと比較すると劣ることが示された。

第3章では、単一の障害物が定常伝播するデトネーションの波面構造に与える影響について調べた。この研究により、無次元化された活性化エネルギーの大きい混合気、小さい混合気のどちらにおいても、セル幅と同程度の大きさの前向きステップと前向きスロープはデトネーションの波面構造に大きな影響を与えないことが明らかとなった。一方、後ろ向きステップと後ろ向きスロープの下流ではデトネーションの再活性が起こり、オーバードリブンデトネーションが発生した。また、再活性が起こる位置は、混合気の無次元化された活性化エネルギーには依存せず、従来通りのマッハ反射メカニズムに強く起因していることが示された。

第4章では、連続した障害物が定常伝播するデトネーションの伝播速度と波面構造に与える影響について調べた。この研究により、オリフィスプレートの内径を 100 mm に固定してセル幅を変化させたとき、セル幅が大きくなるにつれて障害物領域内でのデトネーションの平均伝播速度は低下することがわかった。また、障害物下流での再起爆のメカニズムとして、従来通りのマッハ反射メカニズムと、それとは異なるオリフィスプレート背面の縁付近で再起爆が起こる可能性が示された。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜りました遠藤琢磨教授に深厚なる謝意を表します。

本研究を通じて御指導、御助言を戴いた城崎知至教授、金佑勁准教授に心からの謝意を表します。

実験の遂行に際し、実験装置の製作や工作機械の利用指導等、ご協力戴いたものづくりプラザの技術員の方々に深く感謝いたします。さらに、反応気体力学研究室で共に過ごした皆さまに深く感謝致します。

最後に、これまで支えていただいた家族に深く感謝致します。

業績目録

主要論文

- (1) “Promotion of deflagration-to-detonation transition by repeated obstacle rods”,
Y. Seki, R. Kobayashi, W. Kim, T. Johzaki, and T. Endo,
Journal of Thermal Science and Technology, Vol. 16, No. 2 (2021), p. JTST0018.
- (2) “Influences of a small obstacle on the sidewall upon a detonation cellular structure”,
Y. Seki, W. Kim, T. Johzaki, and T. Endo,
Journal of Thermal Science and Technology, Vol. 18, No. 1 (2023), p. 23-00038.

発表論文

- (3) “Detonation propagation from a cylindrical tube into a diverging cone”,
T. Endo, R. Kobayashi, S. Kuwajima, Y. Seki, W. Kim, and T. Johzaki,
Journal of Thermal Science and Technology, Vol. 15, No. 3 (2020), p. JTST0030.

国際会議

- (4) “Influences of a small step on the side wall on detonation propagation”,
Y. Seki, T. Honda, W. Kim, T. Johzaki, and T. Endo,
28th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems,
Proceedings of the 28th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and
Reactive Systems, Paper 066,
Napoli, Italy, 19–24 June 2022.

国内学会発表

- (5) 「障害棒を用いたデフラグレーション・デトネーション遷移の促進」

関陽子, 井本弘平, 小林隆慈, 金佑勁, 城崎知至, 遠藤琢磨

第 51 回流体力学講演会, 東京, 2019 年 7 月 2 日

- (6) 「側壁上の小さい擾乱がデトネーション波のセル構造に与える影響」

関陽子, 本田朝暉, 金佑勁, 城崎知至, 遠藤琢磨

2021 年度衝撃波シンポジウム, オンライン, 2022 年 3 月 11 日

- (7) 「側壁上の擾乱が生み出すデトネーション波の乱れ」

関陽子, 本田朝暉, 金佑勁, 城崎知至, 遠藤琢磨

第 54 回流体力学講演会, 岩手, 2022 年 6 月 29 日

- (8) 「連続する側壁上の障害物がデトネーション波の伝播速度に与える影響」

関陽子, 金佑勁, 城崎知至, 遠藤琢磨

第 55 回流体力学講演会, 東京, 2023 年 7 月 12 日

- (9) 「多数のオリフィスが設置された円管内におけるデトネーション再起爆」

関陽子, 北正利, 金佑勁, 城崎知至, 遠藤琢磨

2023 年度衝撃波シンポジウム, 福岡, 2024 年 3 月 6 日

研究会

- (10) 「障害棒を用いたデフラグレーション・デトネーション遷移の促進」

第 14 回デトネーション研究会・若手夏の学校, 2019 年 8 月 31 日

- (11) 「側壁上の障害物がデトネーション波のセル構造に与える影響」

第 16 回デトネーション研究会・若手夏の学校, 2023 年 9 月 2 日