

函・本館

反応性気体の爆縮に関連する

基 礎 研 究

名古屋大学図書  
和 886722

杉 村 忠 良

報告番号 乙第2249号

# 目 次

第 I 章	序 論	5
第 II 章	収束デトネーションの円筒対称性	
II - 1	はじめに	11
II - 2	円筒対称性におよぼすコーナ効果	12
	(1) コーナ形状	
	(2) 気体の種類の効果	
	(3) 初期圧の効果	
	(4) 隔膜の効果	
	(5) 破膜と点火側気体	
II - 3	収束領域とその再現性	22
	(1) 収束点でのデトネーションの挙動	
	(2) 二重ディスクタイプの容器内における デトネーション	
II - 4	ま と め	29
	第 II 章の図表	30

第 III 章	デトネーションの伝播速度	
III - 1	はじめに	56
III - 2	C - J デトネーション伝播速度	56
	(1) 平衡化学反応式と種の保存式	
	(2) 計算手順	
	(3) 計算例	
III - 3	収束デトネーションの伝播速度の測定	65
	(1) Perry-Kantrowitz タイプのデトネーションチューブの場合	
	(2) 二重ディスクタイプのデトネーションチエンバの場合	
III - 4	まとめ	69
	第 III 章の図表	70
第 IV 章	収束デトネーションの温度測定	
IV - 1	はじめに	83
IV - 2	多線法による温度測定	84
	(1) 実験装置と測定系	
	(2) 収束デトネーションの発光スペクトル	
	(3) 発光強度のオシログラム	
	(4) 回転温度	
	(5) 混合比による回転温度の変化	
IV - 3	発光スペクトル・マッチング法による温度測定	93
	(1) スペクトル・マッチング法	
	(2) 人工発光スペクトル	
	(3) 実験と実験結果	
	(4) 測定されたスペクトルと計算スペクトルの比較	
IV - 4	結果の検討およびまとめ	107
	第 IV 章の図表	110



第 V 章	チャンネル内におかれた障害物と 二次元非定常デトネーションの干渉	
V - 1	はじめに	142
V - 2	実験および実験結果	144
	(1) 開放写真	
	(2) 瞬間シュリーレン写真による観察	
	(3) 初期圧によるデトネーション前面構造の変化	
V - 3	数値シミュレーション	152
	(1) 基礎方程式	
	(2) 無次元化	
	(3) 差分方程式	
	(4) 初期条件と境界条件	
V - 4	固定座標系による数値シミュレーション	159
V - 5	計算結果	164
	(1) 差分式の正当性	
	(2) 高い障害物を通過するデトネーション	
	(3) 低い障害物を通過するデトネーション (デトネーション消失が起きる場合)	
	(4) 低い障害物を通過するデトネーション (デトネーションが消失しない場合)	
	(5) 実験と数値計算における誘起時間の比較	
	(6) チャンネル幅と衝撃波三重点の数との関係	
V - 6	まとめ	173
	第 V 章の図表	175

第 VI 章	結 論	209
	謝 辭	214
	參 考 文 獻	215
	發 表 論 文	218

## 第I章 序論

衝撃波やデトネーション(爆轟)を円筒(軸対称)状あるいは球面(点対称)状に収束させることによって、その収束中心で高温、高圧状態を容易に得ることができるということが、よく知られるようになったが、この研究は Guderley<sup>(1)</sup>(1940年)による球面収束する衝撃波 および これとは独立に Landau and Stanyukovich<sup>(2)</sup>(1944年)による円筒および球面収束するデトネーションに関する理論的研究に端を発し、彼等によって収束の最終段階における衝撃波やデトネーションの挙動が議論され、圧力上昇に対する近似式が見い出された。

これに関連した理論的研究として、1950年代における Butler<sup>(3)</sup>による相似解、Chester<sup>(4)</sup>、Chisnell<sup>(5)</sup>、Whitham<sup>(6)</sup>による特性曲線法 および Payne<sup>(7)</sup>による数値解析などがあげられる。一方、実験的研究の始まりに先鞭をつけたのは、Perry and Kantrowitz<sup>(8)</sup>による実験である。彼等は衝撃波を用いて完全に軸対称な収束性を実現するための実験条件を明らかにすることを試みただけでなく、衝撃波面を平均自由行程の5倍程度の直径にまで軸対称収束が実現できたなら、電離プラズマを作り出すに十分な温度が達成されるだろうという理論的裏付けを得ようとした。そして1959年に、収束デトネーションの自己増幅効果の存在をはじめて理論的に展開した Zeldovich<sup>(9)</sup>による研究が報告されて以後、1960年代中頃まで収束衝撃波あるいはデトネーションによる高温発生に関する研究は実験家達によって取りあげられようとは

しなかった。しかしながら、1965年に Belakov ら<sup>(10)</sup>による実験的研究が発表されるようになってから、Lee ら<sup>(11)~(13)</sup>、Soloukhin<sup>(14)</sup>そして Oppenheim<sup>(15)</sup>をはじめとする研究者達によって、再び盛んに研究が行なわれるようになった。

その結果、この種の研究はそれまでのただ単に理論的興味からという範囲にとどまることなく、工業的実用面における応用へと進展するに至った。すなわち、反応性気体の爆縮(テトネーションの収束)において収束中心付近で得られる気体の高温・高圧状態を利用することを目的とした研究には、つぎのものかあげられる。

(1) 大出力のガスダイナミックパルス・レーザーへの応用、(2) 人工ダイヤモンドの製造、(3) 高温プラズマの発生 などである。

本研究もこれら実用面への応用を目的とし、その基礎研究の一端として進められた。こうした背景のもとに、本研究の第II章では、収束テトネーションの円筒対称性におよぼす実験条件や収束領域におけるテトネーションの挙動が議論される。用いられた観測手段は、主としてシャッター開放写真、スス膜写真および瞬間シュリーレン写真による方法である。ここでスス膜写真法は、もともと全く偶然に見い出された方法<sup>(16)</sup>であるが、Denison and Traskin によってテトネーションの観察にはじめて応用された。操作が簡単であるゆえ、この方法はテトネーション前面構造を示す衝撃波三重点の軌跡を調べるためにしばしば用いられる。実験に使用された装置は、Perry-Kantrowitz タイプ<sup>(8)</sup>のテトネーション管と Lee ら<sup>(11)</sup>や Ahlborn ら<sup>(17)</sup>によって用いられた装置と類似した二重ディスクタイプ<sup>(18)</sup>のテトネーション・チェンバーである。

それぞれ図 2-1, 2-18 に示されているものである。

Lee らは, 等モルアセチレン酸素混合気の初期圧 150 Torr 以上, Ahlborn らは, 化学量論エタン酸素混合気を 450 Torr で用いて安定な対称収束テトネーションを実現している。本研究においては, もっと低い初期圧のもとで安定で円筒対称な収束テトネーションを得るべき実験条件が調べられた。この実験条件に対する影響因子として, コーナ形状, 気体の種類, 初期圧, 隔膜, 点火側気体を取りあげられた。さらにコーナ形状に関連して, 収束部へ至る環状経路の形状は流れにどのような影響を与えるかが曲がった二次元チャンネルをもつテトネーション管を用いてより詳細に観察された。<sup>(18)</sup>

Ⅲ章では C-J (Chapman - Jouquet) テトネーションの伝播速度の計算と収束テトネーションの収束過程における伝播速度の測定結果について議論される。前者については最近では各種の計算コードが開発されて比較的容易に入手出来るようになったが, ここでは連立非線形代数方程式として問題を扱い, 伝播速度を求める。本研究において実験で扱われる初期圧は一貫して 1 気圧以下である。在来のほとんどの C-J 速度は 1 気圧のもとでの計算値であり, 特定の混合気以外で任意の初期圧に対するデータを求めることは容易ではなかった。したがって本計算はこのような必要性にせまられて行なわれたものである。<sup>(35)</sup> 作られた計算コードは本実験に用いられた混合気に対応して, 三元素系 (C, H, O を含む系) をもとにして作られた。計算例としては等モルアセチレン酸素混合気を取り扱われ, Shanfield ら<sup>(19)</sup>

の計算結果と比較された。

Ahlbarnら<sup>(17)</sup>は、収束過程におけるデトネーションを高速流シカメラでとらえ、その挙動を時-空間平面で解析した。その結果、 $2\text{C}_2\text{H}_6 + 7\text{O}_2$  混合気初期圧450 Torrの場合、半径2 cm以下の領域でデトネーションは相似指数  $n = 0.87 \pm 0.06$  に対応する振舞をする事が見出された。本研究では Perry-Kantrowitz タイプのデトネーション管 (図2-1参照) に対しては、二重ピンホール法を用いた発光検知により収束デトネーションの挙動が調べられた。また直径80 cmの収束部をもつ二重ディスクタイプのデトネーション・チェンバー (図2-18参照) では、壁面にうめ込まれたいくつかのシリコンフォトセルや圧力変換器により波面通過の信号がとらえられた。測定値は Guderley<sup>(11)</sup> による相似解と比較され、収束デトネーションの挙動が相似指数をとおいて検討された。使用された混合気は初期圧14~60 Torrの等モルアセチレン酸素混合気である。

第IV章では、収束デトネーションの収束中心点 (崩壊点) で達成される温度の測定に関して行なった実験について議論される。

収束中心で得られる高圧を超高速飛翔体のランチャーや衝撃波管の駆動側として用いることを目的とした Robertsら<sup>(20)</sup> は、半球状の燃焼室内で反射衝撃波を中心に収束させることにより、初期圧13.6 atmの  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  混合気中で光輝度温度5000 Kを得ている。一方 Knystautasら<sup>(21)</sup> や Huxi<sup>(22)</sup> は、高温プラズマの発生やパルス・レーザーへの応用を目的として、円筒収束デトネーションを作ることにより、その収束中心にて、それぞれ

色温度  $189000\text{ K}$  ( $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $P_1 = 120\text{ Torr}$ ) と回転温度約  $25000\text{ K}$  ( $16\text{ C}_2\text{H}_2 + 15\text{ O}_2 + \text{Air}$ ,  $P_1 = 200\text{ Torr}$ ) を得ている。さらに Belokonら<sup>(10)</sup> は、強い衝撃波を楔状の空隙内に送り込むことにより、その頂点近傍で輝度温度  $35000\text{ K}$ 、電子温度  $43000\text{ K}$  ( $\text{Air}$ ,  $P_1 = 0.1\text{ Torr}$ ) を測定している。

第IV章のIV-2節では、Perry-Kantrowitzタイプの装置において、 $\text{CH} \Sigma^-\Pi(0,0)$  バンド  $4315\text{ \AA}$  システム および  $\text{OH} \Sigma^-\Pi(0,0)$  バンド  $3064\text{ \AA}$  システムを用いた多線法による回転温度測定が行なわれる。IV-2(5) では酸素に対するアセチレン濃度が10%から61%まで変えられたときの回転温度の変化が取り上げられる。

多線法では、収束デフォーメーションの収束中心で得られるいくつかの振動-回転スペクトルから重複していないスペクトル線を選ばねばならないことや、自己吸収やスペクトル線ブロードニングによる効果の評価が困難であるという固有の問題点が存在する。第IV-3節では、これらのスペクトル線影響因子をすべて考慮した人工発光スペクトル<sup>(23)</sup>の方法を用いて、より正しい温度を求めようとする試みが行なわれた。この発光スペクトル・マッチング法は、衝撃波管を用いて $\text{SiO}$ の電子遷移を調べるのに、Park and Fujiwara<sup>(24)</sup>によって使用され、よい結果を与えている。本研究においては、収束中心からの発光スペクトル写真の発光強度と計算によるものとの比較には、 $\text{CN Violet } B^2\Sigma-X^2\Sigma$  バンドシステムが選ばれた。そして最後に多線法と発光スペクトル・マッチング法とを比較、検討された。

収束テトネーションの円筒対称性に影響を与えるパラメータとして、コーナー形状があげられる。そこで第II章では各種形状のコーナーを用いて実験し、テトネーションの挙動についてより詳細な議論がなされる。直角に折れ曲がったチャンネル内を衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常テトネーションが伝播する場合、内側の角から発生する強いフロントル・マヤ-膨脹と衝撃波三重点(入射波, 反射波, マッハ反射の交点)とが干渉する結果、その角後方の内壁付近では消滅領域(三重点の数が大幅に減少する領域)が観察される。このフロントル・マヤ-膨脹による衝撃波三重点の消滅機構を明らかにするために、第V章ではチャンネル内に矩形障害物をおくことにより、その後流中でのテトネーションの挙動を数値的にシミュレートする。このような干渉問題は単に収束テトネーションのコーナー効果(図2-2参照)に関する問題だけでなく、燃料輸送パイプライン中で発生可能なテトネーション災害を途中で防止するための条件を見出そうとするいわゆる防災工学上においても重要な問題でもある。

反応性気体中における衝撃波三重点の生成に関する数値シミュレーションは、Van Leer<sup>(25)</sup>の差分法を用いて、Taki and Fujiwara<sup>(26), (27)</sup>によってすでに行なわれているので、本研究でもこの方法によって、この干渉問題の初期条件として必要な安定した周期運動を示す二次元非定常テトネーションが求められた。障害物のテトネーションにおよぼす効果が数値的にシミュレートされ、その時間的挙動が主として等圧線図によって観察された。



## 次II章 収束デトネーションの円筒対称性

### II-1 はじめに

円筒収束するデトネーションを作るのに、これまで用いられてきた装置には、大別して2種類ある。1つはこの種の実験的研究の発端となった Perry-Kantrowitz タイプのもので、他の1つは膨脹デトネーションによって収束デトネーションを発生させる二重ディスクタイプのものである。いずれのタイプにせよ、環状径路や収束部へ入る部分のコーナー形状は、三次元的効果を持つので円筒対称性に対する二次元的不安定性を与える要因となりうる。

前者のタイプは Gavrilenko ら<sup>(28)</sup> や Fujiwara ら<sup>(29), (30)</sup> によって、後者のタイプは Lee ら<sup>(11)</sup>, Ahlborn ら<sup>(17)</sup> および著者<sup>(18)</sup> によって用いられ、上記の点についてそれぞれ議論されてきた。Kny-stautas ら<sup>(31)</sup> も両タイプの中間的な装置を工夫し、デトネーションの円筒対称性について議論している。

収束中心で達成される温度は、実現されるデトネーション収束点の真円度によって左右されるので、デトネーションの円筒対称性と安定性に関する問題は高温プラズマの発生を目的とする研究においては重要な課題である。

本章II-2節では、Perry-Kantrowitz タイプのデトネーション・チューブおよび2次元チャンネル用デトネーション・チューブを用いて、コーナー効果をはじめとするデトネーションの安定性について議論し、II-3節では二重ディスク・タイプのデトネーション・チェンバーにおける収束の再現性と助走管の効能について述べる。

## II-2 円筒対称性におよぼすコーナー効果

Perry-Kantrowitz<sup>(8)</sup>や Belokon ら<sup>(10)</sup>は、収束衝撃波に対するコーナー効果が入射衝撃波のマッハ数および偏向角の大きさの関数であることを示し、マッハ数が増加するにつれて波面の対称性が弱まることを明らかにしているが、気体組成、気体の物理的あるいは化学的性質および複雑なコーナー形状の効果には触れていない。ここでは、テスト気体として酸水素およびアセチレン酸素混合気を用いた場合について検討する。

図2-1には、用いられた実験装置の概念図が示されている。混合容器内で30分以上磁気攪拌された等モル酸水素または等モルアセチレン酸素混合気は、鉄製で内径50φの助走部をもつテトネーション管に導入される。管端に取りつけられた点火プラグの放電によって作られた駆動テトネーションは、管端より886mmのところに取り付けられた厚さ0.2mmのアルミニウム製隔膜を破膜することによって、試料気体テトネーションとなる。約2mの助走区間を過ぎた後、テトネーションは、内部に円錐体を包含する拡大部の環状径路を進む。拡大部の端でテトネーションは90度以上回折し、観測窓ガラスがはめ込まれた収束部(図2-1の右端)に入る。

### (1) コーナー形状

用いられた三種類の収束部が図2-2に示され、おのおの場合に対して、テトネーションの挙動が煤膜模様法によって調べられた。この煤膜模様法とは、実験に先立ち壁面に塗られた煤膜が高温高圧にさらされたところだけが引っかき傷のようにはぎとられると考え、その軌跡をもってテトネーションの挙動と見なす方法である。煤膜としては、実験を通して幾種類も検討したが最も簡便なのはローソクの煤であることがわかり、

以後の煤膜模様法には常にローソクの煤が使用された。

図 2-3 (a), (b) は, それぞれテトネーションの伝播によって得られた煤膜模様の一例と, その軌跡の生因を説明するのに Oppenheim ら<sup>(15)</sup>によって提案されたテトネーションモデルである。これによれば, (a) の煤膜上に残る模様は, (b) で示される衝撃波三重点の軌跡と説明される。すなわち, 衝撃波三重点が波面に相対的に, 伝播方向に対して直角をなす方向に動くと, 静止座標系からは (b) の一点鎖線 (たとえば  $d-d$ ) に沿って移動することに対応し, (a) の軌跡を説明できるとするものである。

図 2-4 (a), (b) は, とともに END-I を用いて得られた煤膜模様で, 前者は円錐底面上, 後者は観測用の窓ガラス面上でのものである。共通している点は, 対数螺旋模様と同心円状に見られる花模様が存在するという点である。対数螺旋によって描かれる模様は, テトネーション・フロントにおける三重衝撃波構造の存在とその運動の規則性を立証する。他方, 花模様については, その寸法や位置が試料気体の初期圧の差にほとんど影響されないことから<sup>(30), (32)</sup>, 図 2-4 (a) と図 2-4 (b) の違いは明らかに円錐底面とガラス面との距離の差である。図 2-4 (b) のガラス面上の三つの花模様が, 図 2-4 (a) の円錐底面上に残された二つの花模様の中間の位置に生じていることから判断すると, この花模様は収束部の厚み方向に伝わる衝撃波の反射によって生じたものであることが分る。このことは, 収束部 END-I の厚みを約半分の 2.4 mm にした END-III を使用して得られた円錐底面上の花模様の数が 4 個に倍増している図 2-5 から明らかである。

さらに注目されることは, 図 2-4 (a), (b) に比べて図 2-5 では反射の強さが著しく弱められるばかりでなく, 対数螺旋運動をする三重衝

撃波と収束部における厚み方向の三重衝撃波との間の干渉は中心付近ではほとんど存在しないことである。したがって、この場合中心付近では、かなりの精度で二次元収束デトネーションが形成されているといえる。なお中間的に用いられたEND-IIの場合には、厚み方向の三重衝撃波がEND-Iの場合とほとんど変わらず、大した改良にはならなかったことから、コーナー効果を縮小するには曲り角を整形するだけでなく、収束部の厚みを少なくして断面積を減少させることが有効である。

Leeら<sup>(17)</sup>は、安定な対称収束デトネーションを得るのに、その初期圧の下限を等エルアセチレン酸素混合気で150 Torr ( $2.0 \times 10^4$  Pa)以下に下げられなかった最終的な原因として、回折円板外周と円筒容器の内壁周辺部とから形成される環状経路の幾何学的形状をあげている。この環状経路内でのデトネーション伝播の挙動を調べるために用いられた二次元チャンネル用デトネーション管と各種チャンネル形状の概略図が、観測に使用された撮影システムとともに図2-6に示される<sup>(18)</sup>。縦20 mm 横4 mmの一様断面のデトネーション・チューブの右端に観測部が設けられ各種形状のチャンネル(図2-6中の(a), (b), (c))が取り付けられた。

図2-7は、初期圧30~60 Torr ( $4.0 \times 10^3 \sim 8.0 \times 10^3$  Pa)の等エルアセチレン酸素デトネーションの発光をカメラのシャッターをバルブ状態にしておいてとらえた開放写真である。観測される細かな網目模様は、デトネーションに含まれる衝撃波三重点の発光軌跡である。(a)および(b)は、直角に折れ曲がったチャンネルを用いてとられた開放写真で、それぞれ等エルアセチレン酸素混合気初期圧30 Torr ( $4.0 \times 10^3$  Pa)の場合と、60 Torr ( $8.0 \times 10^3$  Pa)の場合である。観測部に入射して直角

に曲げられるまでデトネーションは定常に進行するが、角を通過するとき三重点の軌跡は著しく変わり、消炎 (quenching) に近い状態になる。初期圧が高い (b) の場合には、発光による網目模様は、より細かで規則正しくなることから、デトネーション伝播の一次元性が増すことが分かるが、角を曲がるごとに網目模様に大きなおしれが生じるのは (a) と共通である。デトネーションの前面衝撃波が角を通過した後、内壁コーナーから出るプラントル・マイヤー膨張の結果、衝撃波後方の気体は冷却され、反応誘起時間が長くなるため、三重点による高温も発熱反応を引き起こすには十分でなく、三重点は弱まる一方となり、その軌跡は角を曲がった後プラントル・マイヤー膨張の強い内壁付近で消滅し、外壁付近で弱まる。この様子は、一次元デトネーションが急拡大される空間に伝播するときの回折状態と出口形状との関係について Knystautas ら<sup>(33)</sup> が得た結果と類似している。

写真 (a), (b) から判断すると、角を曲がってチャンネル幅程度の距離だけ伝播したところで、デトネーションは再形成されチャンネル入射時に近い伝播状態に戻るが、この再形成に寄与しているのは外側の壁に近い三重点である。かなり弱まってはいるが、まだ反応を誘起するには十分な強度を持つ三重点のいくつかは、プラントル・マイヤー膨張が終わるや再び発光に反応熱を三重点同士の衝突とそれに基づくデトネーション伝播に補給しはじめるといわけである。30~60 Torr ( $4.0 \times 10^3$  Pa ~  $8.0 \times 10^3$  Pa) 程度の初期圧では、等モルアセチレン酸素デトネーションは、その波面内に10個以上もの三重点を含んでいるため、そのなかのいくつかは再形成の核になる。ところがもっと低圧になると、定常伝播での三重点の数が2~3個と大幅に減少し、角を曲がる時全部が消滅し

てしまうことが多い。このため角を曲がった後、デトネーションが再形成されないことが起こる。三重点同士の衝突とプラントル・マイヤー膨脹が干渉し合うコーナー付近での議論は、第V章で詳細に取り扱われるのでここでは触れない。

図2-7 (c), (d)は、それぞれ同心円弧と偏心円弧で角が成形された場合の発光写真である。(d)のチャンネルは、(c)の内側の円弧を10mmだけ外側に偏心させたものである。一様断面(c)の場合、内側の円弧に沿った領域ではプラントル・マイヤー膨脹による網目模様の不揃いが明瞭に観測されるのに対し、(d)ではきわめて弱い。しかしながら(c)においてもデトネーションが回折し平行部に入るにつれて、再び規則正しい網目模様に戻っていくのが見られる。

(c)と(d)の差の原因は、流路に沿った断面積変化である。内壁上でのプラントル・マイヤー膨脹効果が外壁からの反射波による圧縮により相殺され、むしろ全体には圧縮効果のほうが強くなっているのが(d)で、(c)は内壁付近での膨脹による三重点消滅の傾向を写真の範囲内では、まだ消し去っていない。したがって、コーナーを回った後、チャンネル幅の数倍の距離を伝播してもなお、はじめのような規則正しい対称性は回復されていない。それゆえ、低圧で安定なデトネーションを得るためには、Knystautasら<sup>(31)</sup>、藤原ら<sup>(30)</sup>、Huxi<sup>(22)</sup>によって指定されたように回折効果を最小にするために流路を滑らかにしぼるか、収束部自体の厚みを径全体にわたって滑らかに拡大することが望ましい。

デトネーションのコーナー付近での挙動をより明らかにするために瞬間シュリーレン写真法が用いられた。図2-8 (a), (b)は、デトネーションの発光を観測した図2-7 (b), (d)に対応する瞬間シュリーレン写

真による観測結果を示す。これらの写真は、初期圧 60 Torr の等モルアセチレン酸素中を伝播するデトネーション波面を発光時間  $2\mu\text{s}$  のマグネシウム電極の放電発光によってとられた瞬間シュリーレン写真を合成したものである。デトネーション速度は約  $2800\text{ m/s}$  であるから、 $2\mu\text{s}$  の発光時間内には約  $6\text{ mm}$  進むので波の微細構造を知るうえには、より短い発光持続時間の光源（たとえばパルス・レーザー）を必要とするけれども図 2-8 から次のような事実が得られた。(i) コーナーに達する以前のデトネーションはきわめて平面的であり、そのなかには数多くの輝点（衝撃波三重点）を含む。(ii) (a) では、コーナーを曲がるにつれてデトネーションの内壁部分は膨脹による急冷のため消滅して行く。コーナーを曲がった後、チャンネル幅の長さ程度でデトネーションはほぼ再生成されたといえるが、その平面性は失われたままで、(a)、(b) の両図に示される範囲では最後まで曲がったままである。(iii) (b) の偏心円形チャンネルでは、デトネーションは消滅なしにうまく回折を行なうが、平面性の回復は (a) と同様に遅い。(iv) (a)、(b) と同回折直後、デトネーションはかなり減速されており、それゆえ波面に含まれる三重点の数が少なくなっている。

以上の二次元チャンネル用デトネーション・チューブを用いた実験結果より、一樣断面のままよりデトネーションの通路を絞った方が角を曲がったときに生ずる擾乱はより速やかに消えることが判明した。したがって以後の実験では特にことわらない限り、図 2-1 で示される Perry-Kantrowitz タイプのデトネーション・チューブでは END-III が使用されているものとする。

## (2) 気体の種類の効果

等モル酸素の発光写真は煤膜模様と同一の軌跡を与えるものと予想されるにもかかわらず、コーナー効果による厚み方向の衝撃波の発光が全体を一掃し、螺旋状の発光軌跡を見えなくしてしまふ。したがって等モル酸素混合気のコーナー効果は、図2-4, 5で示されるように煤膜模様によって観察される。その観察結果によれば、END-IIIの使用によりコーナー効果は著しく弱められはしたが依然として存在するということであった(図2-5)。しかしながら、ある条件下の等モルアセチレン酸素混合気(例: 図2-9(a), (b), (c))では全くコーナー効果が示されないことが開放写真から明らかにされた。

なぜ酸素混合気がアセチレン酸素混合気よりも強いコーナー効果を示すかについて今のところ定説はない。衝撃波三重点の数が多いとそれら相互の衝突が全体を平均化させ、厚み方向の衝撃波を弱めてしまうというKnystautasら<sup>(31)</sup>の考えは一つの説明を与えるものである。50 ~ 150 Torr ( $6.7 \times 10^3 \sim 2.0 \times 10^4$  Pa)の酸素混合気と20 Torr ( $2.7 \times 10^3$  Pa)以上のアセチレン酸素混合気では、後者の方が確かに多くの衝撃波三重点を含むため弱いコーナー効果を示し、彼等の考えを支持するが、20 Torr以下のアセチレン酸素混合気は少ない衝撃波三重点を含むようになるにもかかわらずコーナー効果を示さない。したがって、コーナー効果の差は、単に含まれる衝撃波三重点の数だけでなく、化学反応機構と衝撃波減衰に関連した何か他の機構によって説明される必要がある。

### (3) 初期圧の効果

テスト気体の初期圧とともに、収束テトネーションに含まれる衝撃波三重点の数、その軌跡および安定性などが変化し、収束中心の位置や強さが変化する。図2-9は、この様子を明らかにするために、等モルアセチ



レン酸素混合気の初期圧を  $3 \sim 28 \text{ Torr}$  ( $4.0 \times 10^2 \sim 3.7 \times 10^3 \text{ Pa}$ ) まで変えることによつて得られた収束デトネーションの開放写真である。(a)~(f) までのすべての実験に用いられた駆動側気体は初期圧  $28 \text{ Torr}$  の等モルアセチレン酸素混合気であり、これらの観測結果から次の事実が得られた。(i) 図 2-9 (a)~(c) に示されるように、初期圧  $14 \text{ Torr}$  ( $1.9 \times 10^3 \text{ Pa}$ ) 程度まではかなりの再現性をもつて対数螺旋状の衝撃波三重点軌跡が得られるが、初期圧がそれ以下の (d)~(f) では現象の再現性は悪く対数螺旋状軌跡は得られなくなる。この再現性の悪さの原因は主として圧力測定 of 誤差 ( $\pm 1 \text{ Torr}$ ) や破膜・点火の差にあると思われる。 $14 \text{ Torr}$  以上における収束中心位置の再現性は約  $1 \text{ mm}$   $\phi$  以内に収まるが、最も良いのは  $28 \text{ Torr}$  のときで約  $0.5 \text{ mm}$   $\phi$  以内に収まる。収束点の形状の詳細については II-3 節で触れる。(ii)  $28 \text{ Torr}$  よりも高い初期圧では弱い花模様が観測されるがそれ以下では消える。すなわち、アセチレン酸素混合気においても高い初期圧に対してはコーナー効果が存在し、収束中心位置の再現性を悪くする。(iii) 初期圧  $20 \text{ Torr}$  ( $2.7 \times 10^3 \text{ Pa}$ ) 以上では多くの赤色発光が見られるのに対し、 $20 \text{ Torr}$  未満では青色発光のみである。(iv) 初期圧が  $10 \text{ Torr}$  ( $1.3 \times 10^3 \text{ Pa}$ ) 以下になると (d)~(f) に見られるように衝撃波三重点の運動の対称性が失われるだけでなく同じ初期圧でも収束点が定義できたり、できなかったりする。(v)  $3 \text{ Torr}$  は圧力限界に近く、この初期圧では (f) に見られるように、含まれる衝撃波三重点の数は数個にすぎない。

酸素デトネーションに対する初期圧の効果は、コーナー効果により発光の開放写真が得られないことから、煤膜模様により明らかにされた。初期圧が  $260 \text{ Torr}$  になると含まれる衝撃波三重点の数が著しく増加し、

Knystautas ら<sup>(31)</sup> が指摘した衝撃波三重点の平均化効果により、コーナー効果による花模様が著しく弱められている。初期圧 200 Torr 以下では強いコーナー効果が観測され、含まれる衝撃波三重点の数は図 2-3 5 に見られるものと大差ない。30 Torr 以下では、煤膜模様の判読が困難なため、初期圧の効果は不明である。

#### (4) 隔膜の効果

等モル酸素混合気を使用する場合、テスト側で衝撃波三重点を観測するには 50 ~ 150 Torr ( $6.7 \times 10^3 \sim 2.0 \times 10^4$  Pa) の初期圧しか必要としないのに対し、1 m 程度の点火側管内で駆動デトネーションを発生させるには、280 Torr 程度の圧力を要するので、その境界には隔膜が必要である。

一方、等モルアセチレン酸素混合気を用いる場合、点火側に必要な初期圧はテスト側とほとんど差がない 30 Torr ( $4.0 \times 10^3$  Pa) である。隔膜なしで等モルアセチレン酸素混合気 20 Torr ( $3.7 \times 10^3$  Pa) を用いて得られた発光の開放写真は、中心付近でのみ明確な対数螺旋軌跡と一種の花模様とを示す。これに対し隔膜を用いると、初期圧 21 ~ 31 Torr では収束部の全領域にわたって明確な対数螺旋模様が見られ、隔膜の有無の差は歴然である。したがってテスト側の初期圧として 30 Torr 程度が用いられる場合には、隔膜は必ずしも必要でないと思われるけれども、上流の乱れ、すなわちスパーク時の非定常現象の効果を除く役割を果たしているものと考えられる。

#### (5) 破膜と点火側気体

図 2-1 の実験装置で点火側気体に用いられたのは約 280 Torr の酸水

素および約 30 Torr のアセチレン酸素の共に等モル混合気である。図 2-10 (a) は後者, (b) は前者によるそれぞれの破膜結果である。

前者による破膜の場合, 高圧であるにもかかわらず破られて曲げられた形状はテトネーション・チューブの断面形状である円形からほど遠い正方形であるのに対し, 僅か 30 Torr の等モルアセチレン酸素による破膜の場合にはその形状はほぼ完全に円形に曲げられている。この差は点火側テトネーションの平面性にあると考えられる。管長約 1 m で等モル酸素テトネーションは平面となり得ないのに対し, 等モルアセチレン酸素テトネーションは十分平面となり得るということである。

点火側気体のテスト気体テトネーションに対する効果を調べるために, 二組の気体 (等モルの酸素およびアセチレン酸素) をそれぞれ点火側およびテスト側に用いた四つの場合が観測された。点火側に酸素 (約 280 Torr) を用いると煤膜模様に加えて花模様が入り, 発光の開放写真には衝撃波三重点の軌跡が明確に示されないことは二種のテスト気体に対して共通であった。興味ある結果をもたらす組み合わせは, アセチレン酸素 (30 Torr) - 酸素 (44 Torr) である。酸素 (約 280 Torr) で 44 Torr 程度の酸素に点火すると, 図 2-3 とほとんど同一の煤膜模様が得られるのに対し, 点火側にアセチレン酸素 (30 Torr) を用いると図 2-11 のように全く異なる様子が得られる。図 2-11 は煤膜模様と発光が重ねておぼろげに示されたものであるが, ここでは含まれている衝撃波三重点の数が非常に多いので花模様も現われていない。したがって点火された時のアセチレン酸素テトネーションの効果がそのまま残ったものと考えられる。

## II-3 収束領域とその再現性

### (1) 収束点でのデトネーションの挙動

デトネーションが収束するその収束点近傍における衝撃波三重点の挙動が、煤膜模様と開放写真によって初期圧、アセチレン酸素の混合比に対して観察された<sup>(34)</sup>。使用されたデトネーション・チューブは Perry-Kantrowitz タイプのもので、テスト気体の初期圧と混合比はそれぞれ  $15 \sim 60$  Torr ( $2.0 \times 10^3 \sim 8.0 \times 10^3$  Pa),  $10 \sim 61\%$   $C_2H_2$  の間で変えられたが、点火側には実験を通して常に初期圧  $22$  Torr ( $3.0 \times 10^3$  Pa) の等モルアセチレン酸素混合気を用いられた。この点火側気体は、初期圧が高すぎるとその後のデトネーションの伝播に影響を与えること、そして等モル混合気が最も良いテスト気体デトネーションの開始条件を与えることとを考慮して選ばれた。

図 2-12 は直径  $10$  mm の収束部中心領域における煤膜模様を示し、混合比は  $10\%$   $C_2H_2$  一定で、異なる三種類の初期圧に対して得られたものである。最も鮮明な (b) で示されているように、これらすべての煤膜模様に見られる対数螺旋がそのサイズ  $1$  mm 以下の領域に収束していることから、デトネーションがその領域内で崩壊することが分る。収束中心点は幾何学的中心から  $1 \sim 1.5$  mm ずれているが、収束部の半径  $65$  mm と比較するとわずか  $2\%$  のずれにすぎない。さらに初期圧が異なっても観察される収束中心点のばらつきは  $0.5$  mm 以内におさまる。

(a) ~ (c) に共通して観察され、収束中心点に集まる4枚のリボン状模様は、収束部を構成する円錐を支持するのに用いられた4本の支柱と関連しているものと考えられる。初期圧  $20$  Torr でこの支柱効果は明らかに最も強いが、圧力が増加するとこの効果はうすれ、 $60$  Torr にもなると

不明瞭となる。この現象は音響学的インピーダンスという概念によって理解される。音響学的インピーダンスは低圧におけるほど低いので、上流における擾乱は圧力が低ければ低い程より多く下流に影響をおよぼしうるわけである。また後で示されるように、もっと大きな発熱量を持つ混合気に対する煤模様はこのようなりボン状の模様をまったく含まない。

このことは次のことを意味する。すなわち、アセチレン濃度が高くなればなる程、デトネーション・フロントに含まれる衝撃波三重点はますます強くなり、上流における擾乱をぬぐい去ってしまう程十分に強力になるということである。

収束中心点に注目してみると、図 2-12 (a), (b) にはそれぞれ特徴的な X 印と  $\rangle$ — $\langle$  印が見られる。これらの印の生因についてはつぎのよう説明される。すなわち、図 2-13 (a) に示されるように、収束するデトネーション・フロントは崩壊に先立ち、四対の反射衝撃波を引きつれた多角形状を持つものと仮定される。簡潔に表わすために、自然に発生するたくさんの衝撃波三重点や衝撃波面の曲率は図の上では省略されている。収束過程の間に、三重点 4 と 6 は衝突し合体し、デトネーション・フロントの高圧部分を作り出す。したがって、X 印はこのような局所的にして高圧な領域の軌跡であると考えられる。図 2-12 (b) の  $\rangle$ — $\langle$  印は図 2-13 (b) を用いることによって同様に説明でき、収束デトネーションは最終伝播段階においてより平坦な多角形状を持つものと仮定される。したがって、このような楕円状崩壊は、伝播速度の局所的なわずかな差によって生じるものと考えられる。

図 2-14 に示される 17.6%  $C_2H_2$  混合気に対する収束状態を 10.6%  $C_2H_2$  の場合と比較し、その違いを要約するとつぎのようになる。(i) 収

束中心点は幾何学的中心に近づき、(ii) 上流の条件は全く影響を与えていなく、(iii) デトネーション・フロントに含まれる衝撃波三重点の数は少なくなっているけれども、それらの挙動はより明確になっていることである。

50%  $C_2H_2$  混合気に対する代表的な煤膜模様が図2-15に示されている。初期圧は20Torrで、図2-14の場合の半分であっても収束する挙動はほとんど図2-14に等しい。さらに図2-16(a), (b)には、同じ条件のもとでの開放写真が示されているが、両方の図には煤膜模様において観察されるような整然とした対数螺旋が見られる。このことからつぎのような重要な事実を引き出すことができる。すなわち、デトネーション・フロントは、収束過程においてのみ発光の強い高圧の三重点を含む。換言すれば、収束中心点から衝撃波が及射する場合には、強い輻射も高圧も生じないということである。確かに幾何学的な崩壊形状は、楕円的崩壊形状の(a)と多角形的崩壊形状を示す(b)とでは異なるけれども、収束点は1mm以内で再現されることが分った。なおもこれらの開放写真は、崩壊点(収束中心点)のきわだった明るさかその点における温度が高いことを示唆している。

異なった三種類の初期圧での61%  $C_2H_2$  混合気に対する煤膜写真が、図2-17に示される。アセチレン濃度の低い混合気の場合に類似して、初期圧の増加は(i)より安定した崩壊(ii)幾何学的中心により近い収束(iii)よりよい再現性を与える。しかしながら、このアセチレン濃度が高い場合における最も興味深い振舞は、図4-13のオシログラム中で示される。すなわち、 $\gamma$ -に発光強度が低いアセチレン濃度の場合に比べて、100倍以上も強く、 $\gamma$ -に発光の立ち上がり時間が10 $\mu$ s程度と長くなることである。これらの現象は、煤の生成機構と関連していて複雑で

あるためここでは詳細に角虫れない。

第IV章で示される収束テトネーションの崩壊点における温度測定においては、本章で記述された混合気の種類と初期圧による崩壊点の再現性が十分確かめられた上で、CH および OH の発光から回転温度が求められた。

## (2) 二重ディスク・タイプの容器内におけるテトネーション

Perry-Kantrowitz タイプの装置を用い藤原ら<sup>(30)</sup>は、10 Torr 程度の低い初期圧で等モルアセチレン酸素混合気の安定対称な収束テトネーションを実現した。一方、これとは少し異なった二重ディスク・タイプの装置を用いて、Lee ら<sup>(11)</sup> や Ahlborn ら<sup>(17)</sup> はそれぞれ 150 Torr 以上の等モルアセチレン酸素、450 Torr の化学量論エタン酸素混合気によって安定な収束テトネーションを得ている。Lee らや藤原らのように同じ混合気を用いても、実験装置の幾何学的形状により安定な軸対称収束テトネーションを得る限界初期圧が可成り異なっている。収束中心で得られる最高温度や圧力は実現されるテトネーションの円筒対称性に関係するから、広い初期圧範囲にわたって円筒対称性が実現できる装置が望ましい。

本節では、Lee ら<sup>(11)</sup> が用いたディスク・タイプと同形であるが寸法の大い装置を用いて、150 Torr よりも低い初期圧のもとでも安定で円筒対称な等モルアセチレン酸素の収束テトネーションを得るべき実験条件が調べられる<sup>(18)</sup>。

図2-18 に用いられた実験装置の概略図が示されている。<sup>(18)</sup> 真空ポンプによって約 0.2 Torr (27 Pa) まで減圧された装置内には、ダイヤフラム真空計によって設定される初期の等モルアセチレン酸素混合気が

送り込まれる。自動車用イグニッション・コイルを通して得られる点火プラグの放電によって作られたデトネーションは、鉛直上方に長さ100~450 mm, 内径10~27.6 mmの助走管内を伝播した後、直径800 mmの二重ディスク・タイプの容器内に入る。容器内の空間は回折円板によって下部ディスクと上部ディスクに分割され、それらはそれぞれ拡大部と収束部を構成する。直径777.4 mmで、最大厚さが38.9 mmの回折円板は、8本の二重くさび形状のボルトで拡大部の下壁に固定されている。

デトネーションは、一様厚み12.9 mmの拡大部を中心から円筒状に外側へと伝播し、拡大部から収束部へかけての環状経路において進行方向を徐々に変え、収束部入口において伝播方向の転換をほぼ終える。環状経路の断面形状は、Ⅱ-2節の議論と工作上的問題とを考慮し、対数螺旋曲線で成形されている。収束部においては、半径約400 mmから122 mmの区間での厚みが10 mmから3 mmまで変化するようなゆるやかなテーパ部を持ち、半径122 mm以内は3 mmの一様厚みで構成されている。収束部上面には、最大有効径160 mm, 厚み28 mmの光学測定用の観測窓とデトネーション感知用の測定端子孔が設けられている。端子孔は中心より190, 260 および330 mmの3カ所にある。半径160 mm以内のデトネーションの感知には、観測窓が利用できる。

助走管の効果：助走管を使用せずに、拡大部の下壁と回折板とに電極をとりつけ、その電極間で火花を飛ばして膨脹デトネーションを作る方法では、収束デトネーションを得るのに140 Torr以上の初期圧を必要とした。デトネーション発生に際して必要な供給エネルギーの大きさおよび単位時間単位体積当りに供給されるエネルギーによってその後の伝播が異なるので簡単な比較は可能でないが、上記の値は同型式の装置を用いてLeeら<sup>(11)</sup>が



得た値に対応する。初期圧 26~29 Torr の等モルアセチレン酸素混合気を用いた場合、図 2-19 に見られるような煤膜写真が得られる。収束中心が約 2mm 幾何学的中心からずれているだけでなく、明らかに回折円板を支持するために拡大部に取り付けられている 8本の二重くさび形状のボルトによる上流の影響がでている。開放写真上では必ずしも顕著ではないけれども、30 Torr 以上においても助走管なしの場合、衝撃波三重点の軌跡を示す対数螺旋曲線を途中で断ち切るような八角形領域が煤膜写真に現われる。これらの成因については第二章 3 (1) 節ですでに説明されている。

図 2-20 は助走管の効果を調べるのに用いられた代表的な助走管の例を示す。内径 12.5 mm、長さ約 70 mm の円管で本体とは内径 5 mm、長さ約 15 mm の孔で接続された助走管 No.1 では約 60 Torr 以上で収束現象が得られた。図 2-21 は初期圧 60 Torr の等モルアセチレン酸素における収束点付近の開放写真である。中心部分の約 50 mm の領域には強い放射線状の発光が見えるだけで収束テトネーションの通過を特徴づける対数螺旋模様は見あたらない。しかしながら、外周部分を良く調べて見ると細かくて規則的な対数螺旋模様を確認することができた。さらに同じ条件の下で得られた煤膜模様においては、強い放射線状の発光部分の軌跡に対応する痕跡の中にも、薄いけれども非常に細かな対数螺旋状網目模様を確認された。

助走管 No.1 を用いることにより、テトネーションが一点 (直径 2mm 以内の小領域) へ収束することに関しては改良されたが、初期圧 90 Torr においてさえも 80% 程度の確率でしか安定に一点収束するテトネーションを得ることができなかった。その上、 $C_2H_2 : O_2 = 1 : 3$  の混合気

では、初期圧 100 Torr においてもテトネーションの一点への収束がまったく得られなかった。したがって、この助走管の有効使用範囲は初期圧、混合気の種類に対し、十分広くないことが明らかとなった。

助走管 No. 2 を使用すると、等モルアセチレン酸素混合気では初期圧 40 Torr から一点収束するテトネーションが得られ、70 Torr 以上ではより安定した中心への一点収束テトネーションが得られる。 $C_2H_2 : O_2 = 1:2$  においても約 30 Torr からテトネーションの一点収束が起りうるが、この化学組成では 70 Torr 以上でないとき中心への一点収束テトネーションが生じないということが煤膜写真や開放写真から判明した。図 2-22 は  $C_2H_2 : O_2 = 1:2$ 、初期圧 32.3 Torr で得られた煤膜写真であるが、この初期圧では図 2-21 で見られるような放射状煤膜模様は全く観察されず、むしろ規則正しい螺旋模様のみが残されている。これらの興味深い実験結果から言えることは、図 2-22 で示されるような低い初期圧のもとでは螺旋模様も鮮明であるが、初期圧が高くなると放射状の痕跡が著しくなり、螺旋模様はかき消された状態になるということである。図 2-21 に示されるように、等モルアセチレン酸素の収束テトネーションの初期段階（収束周辺部）では、まだいくらかの螺旋状網目模様が確認されるにもかかわらず、中心部では放射状の痕跡のみが存在するという事実は、強力で一次元的な波面構造に近い収束テトネーションが生成されているということを意味する。

内径 10 mm、長さ 45 cm の助走管 No. 3 を用いた場合、一点収束する等モルアセチレン酸素テトネーションの生成に必要な初期圧の下限を 60 Torr とさらに下げることができた。中心への一点収束の再現性を調べるために煤膜模様法を用いて収束点の位置を測定した結果、

等モルアセチレン酸素混合気の初期圧 60~100 Torr の場合 中心から半径 2 mm の円内に 95% 以上が収束し、初期圧 60~70 Torr では中心から半径 1 mm の円内に 85% 以上が収束した。なお光学測定に際しては、窓ガラスの破損による事故防止のために常に初期圧 60 Torr が選ばれた。この初期圧は、この実験装置において安定した一点収束が得られる初期圧の最低値である。

## II-4 まとめ

### (1) Perry-Kantrowitz タイプの実験装置

実現される円筒収束テトネーションの安定性に大きな影響を与えるコーナー形状、気体の種類、初期圧、隔膜の効果が明らかにされた。その結果、本実験装置の場合等モルアセチレン酸素 22~28 Torr, END-Ⅲ, 隔膜ありの場合に最も安定なテトネーションが得られた。テスト側気体の初期圧が 28 Torr より高くても低くても上述の諸パラメータの効果で安定性が減少する。

### (2) 二次元チャンネル用テトネーション・チューブ

テトネーションが任意形状の曲がった二次元チャンネル内を進むときに受ける擾乱とその余波および収束性におよぼす効果が研究された。初期圧 60 Torr 程度では、滑らかに変化する断面によりテトネーションの伝播方向を曲げてても、テトネーションが失った平面性をとり戻すには長時間かかることがシュリーレン写真による観察より明らかになった。

### (3) 二重ディスク・タイプテトネーション・チャンバー

イグニッション・コイルによる火花点火方式と助走管 No.3 を併用することによって、等モルアセチレン酸素混合気初期圧 60 Torr 以上で安定した収束テトネーションが得られることが明らかとなった。

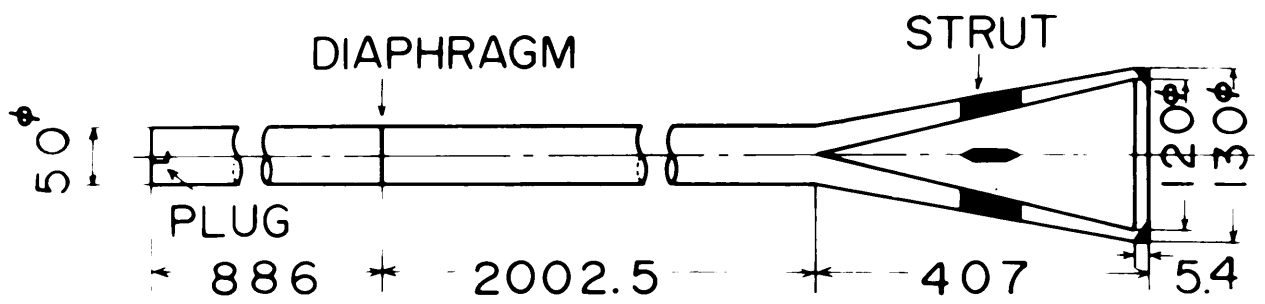


図2-1 Perry-Kantrowitz 17°の  
実験装置概略図

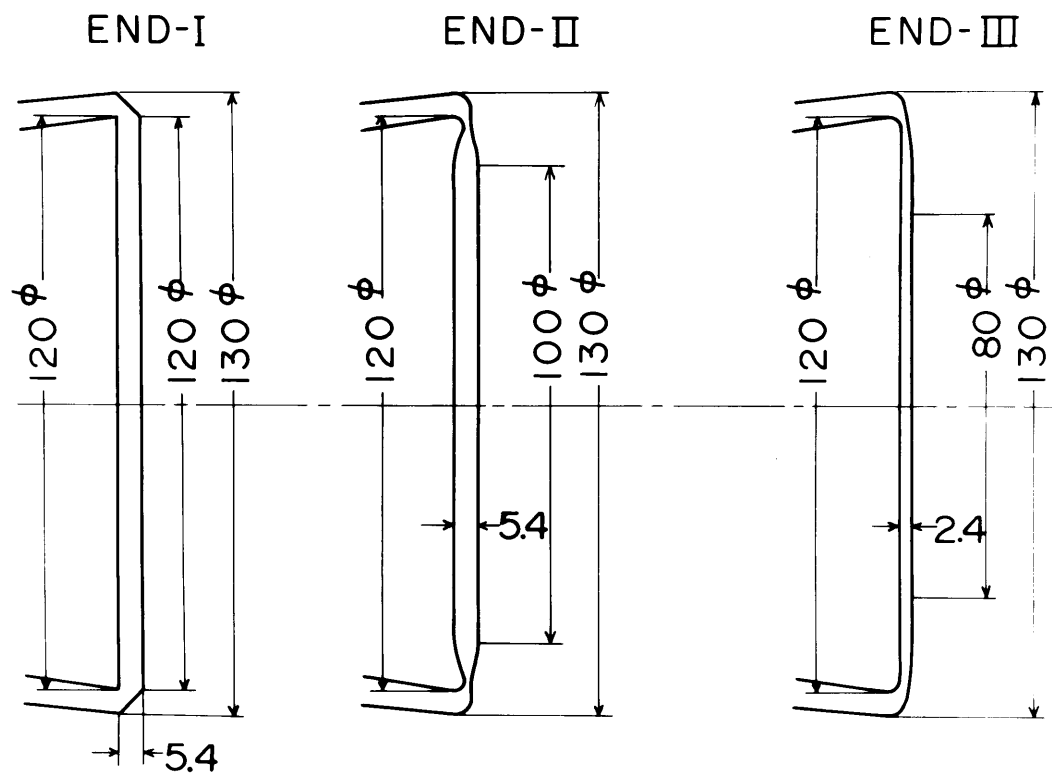
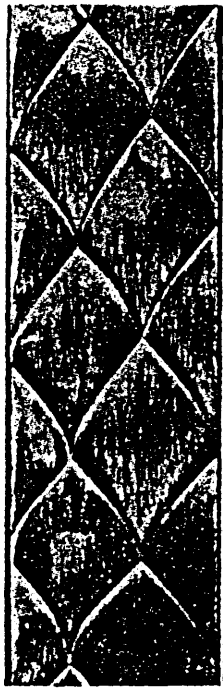
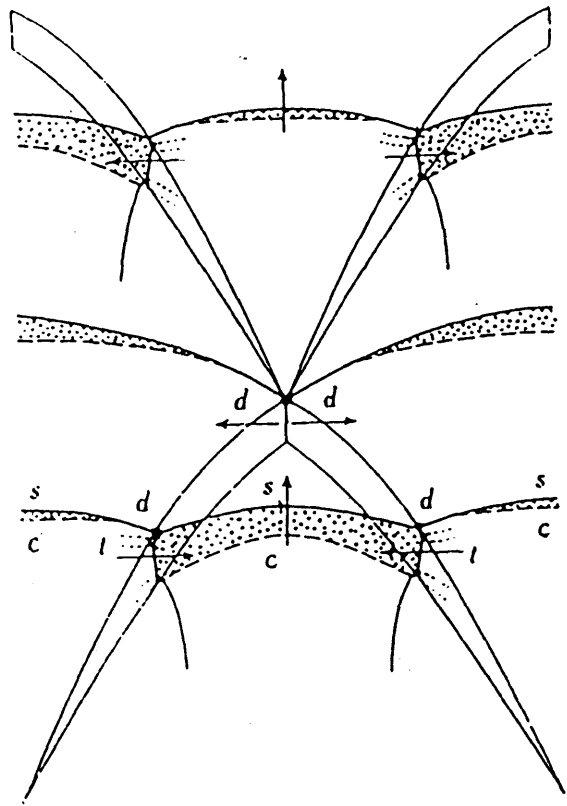


図2-2 実験に用いられた三種類の収束部



(a)

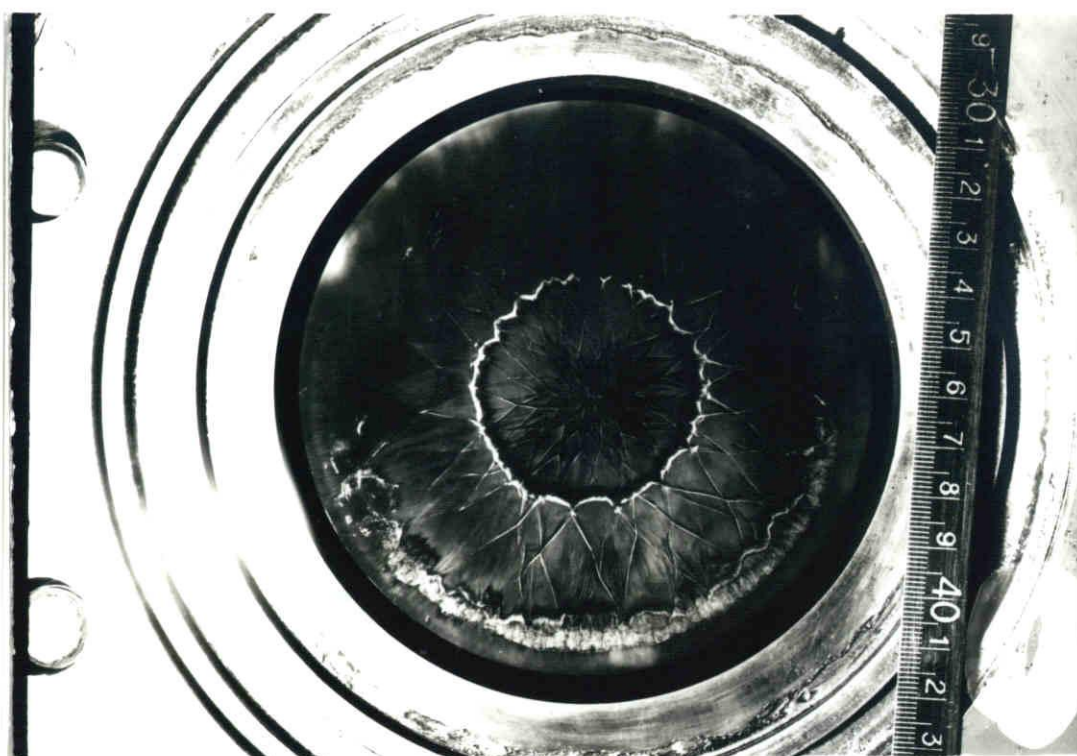


(b)

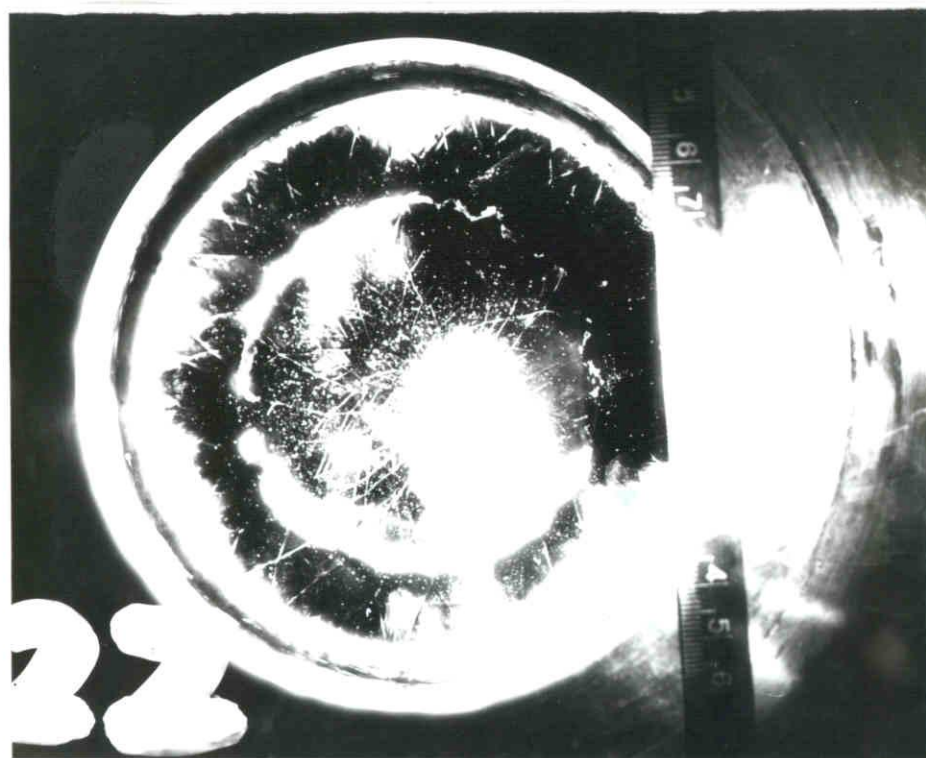
図 2-3 テトネーションの波面構造

(a) 煤膜模様

(b) テトネーションの多頭構造モデル



(a)



(b)

図 2-4 収束部における煤膜模様 (END-I)  
 (a)  $H_2-O_2$ , 282.5-60.5 Torr の場合における円錐底面上.  
 (b)  $H_2-O_2$ , 279-109 Torr の場合におけるガラス面上.

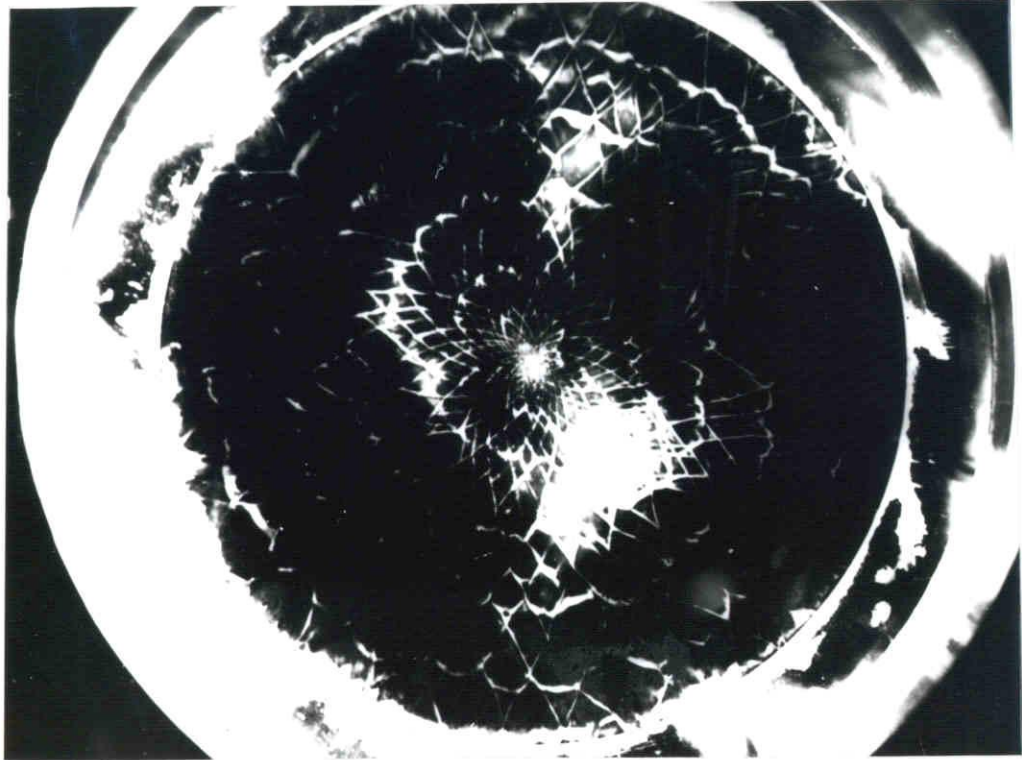


図2-5 収束部における煤膜模様 (END-Ⅲ)  
 $H_2-O_2$ , 287-106 Torr の場合におけるガラス面上.



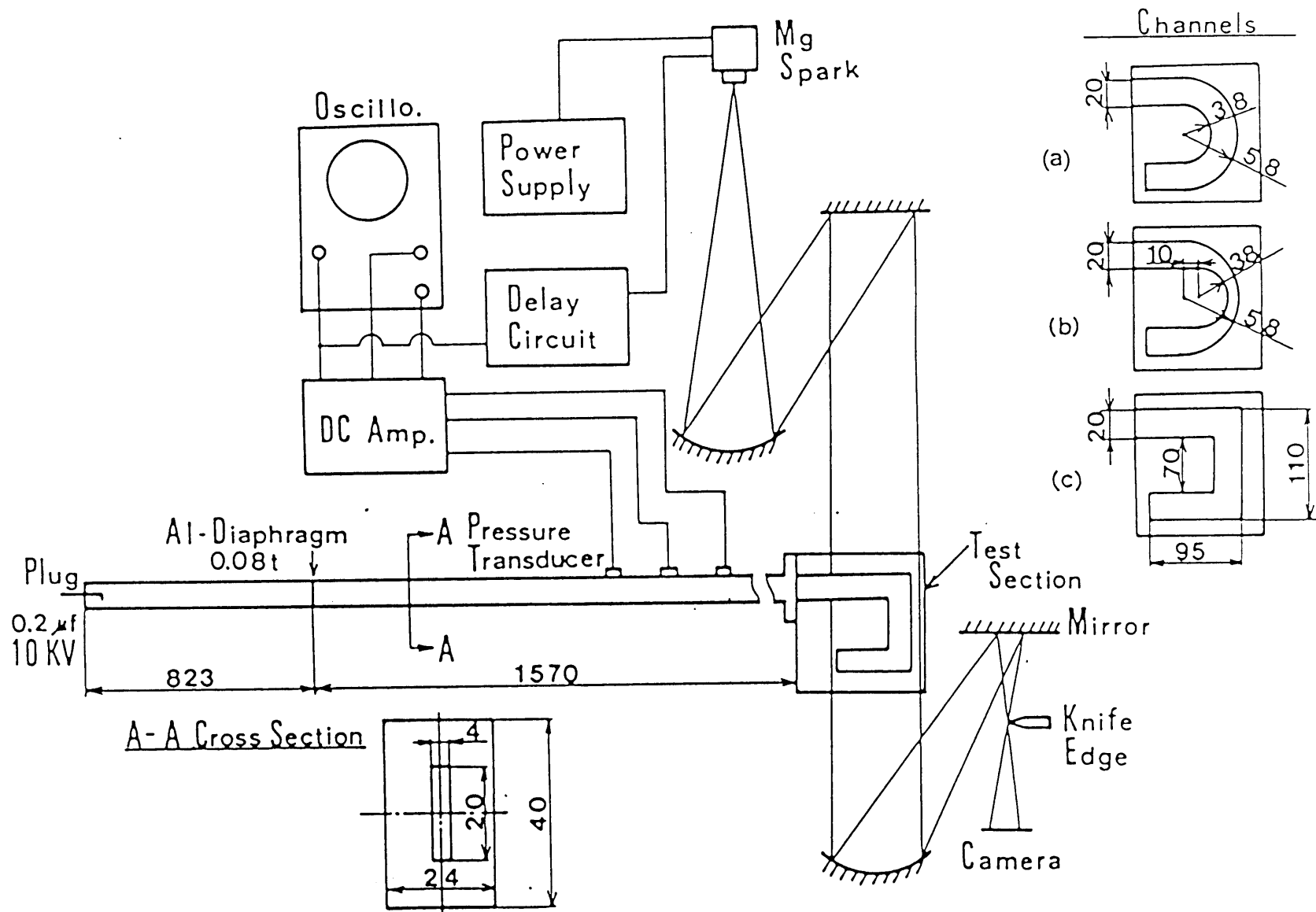
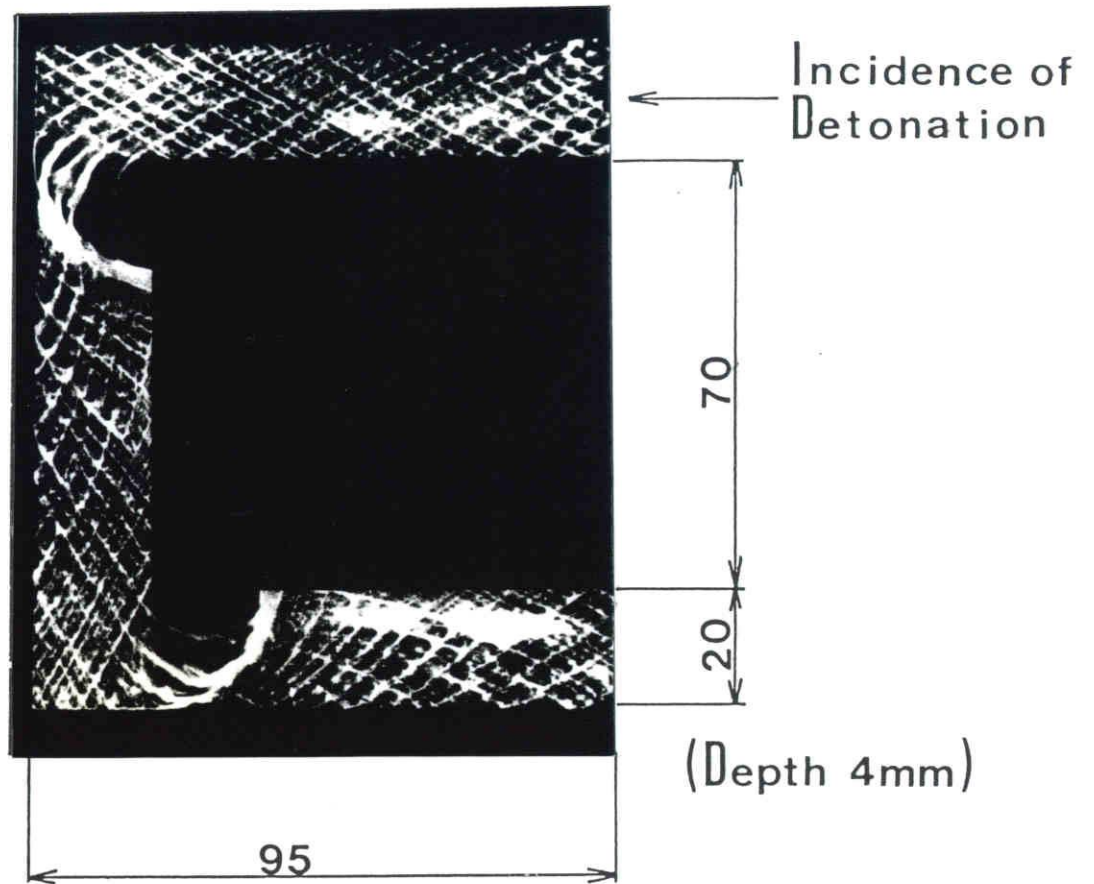
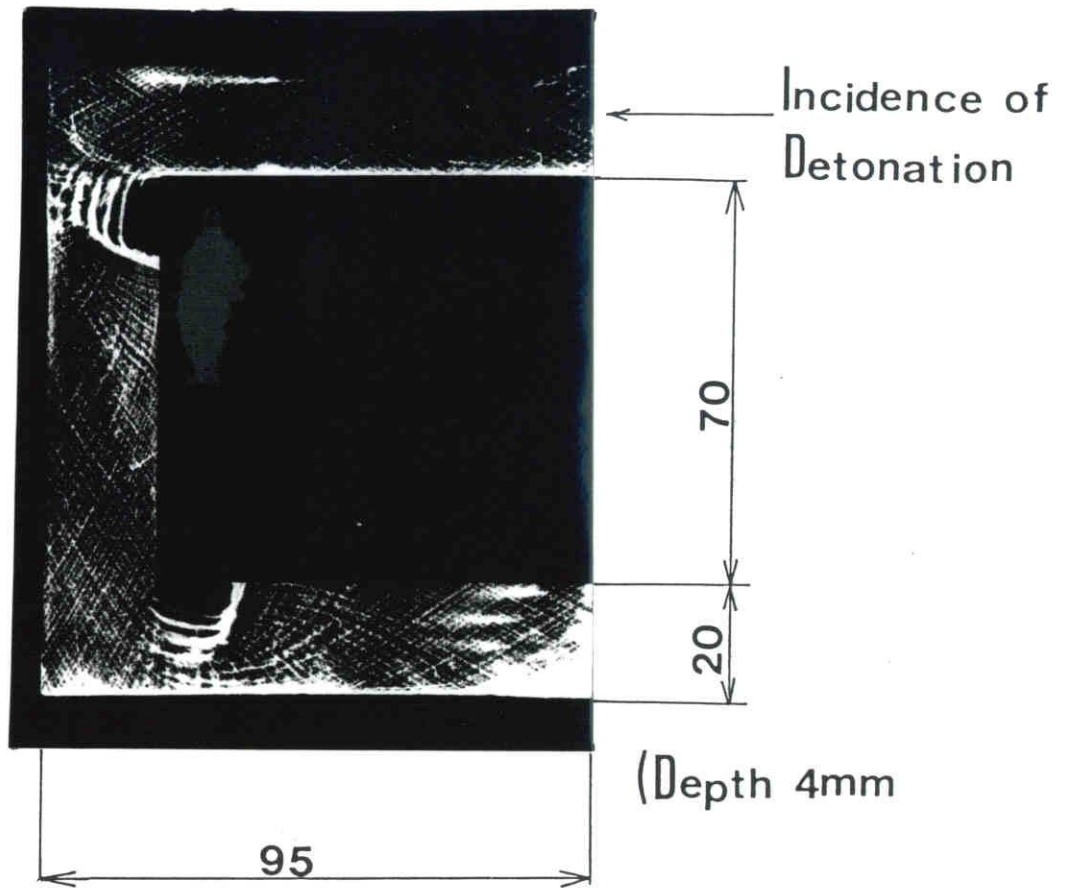


図 2-6 2次元チャンネル形状と補助実験装置概略図  
 観測部だけ 90°まわしたところが示されている。



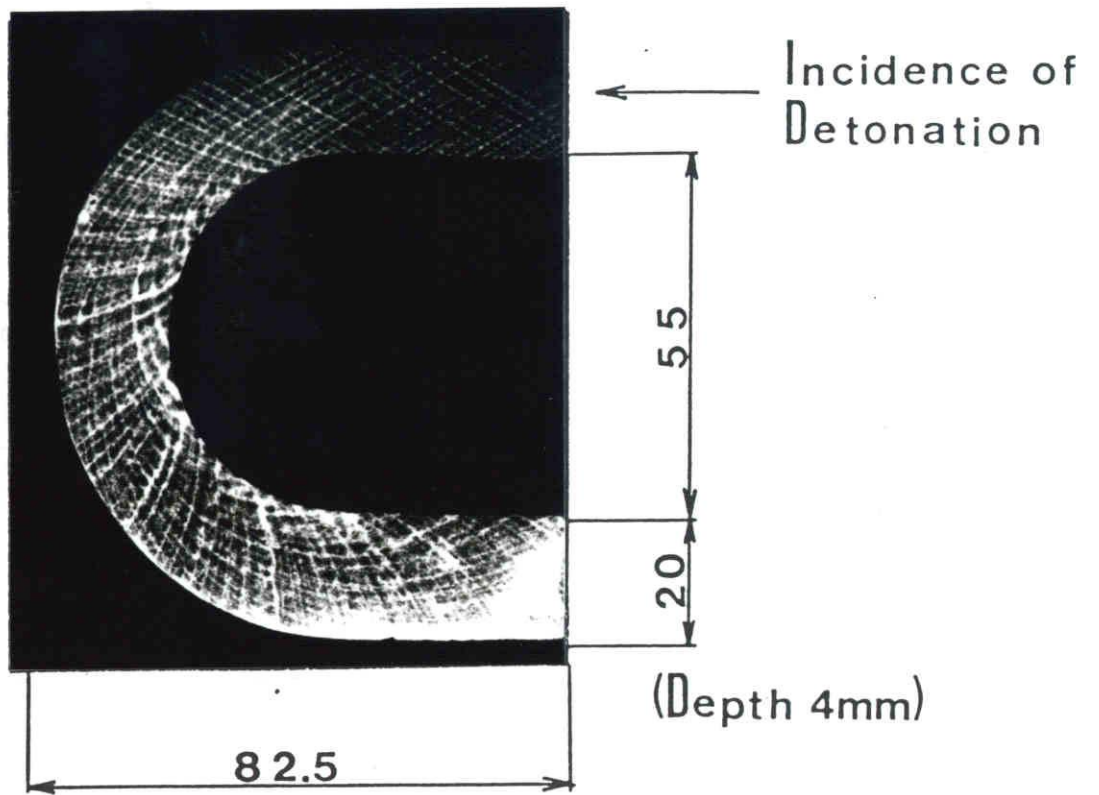
(a)

図 2-7 各種チャンネル内における開放写真  
 (a) 直角に折れ曲がったチャンネルの場合  
 $C_2H_2 + O_2$ , 初期圧 30 Torr



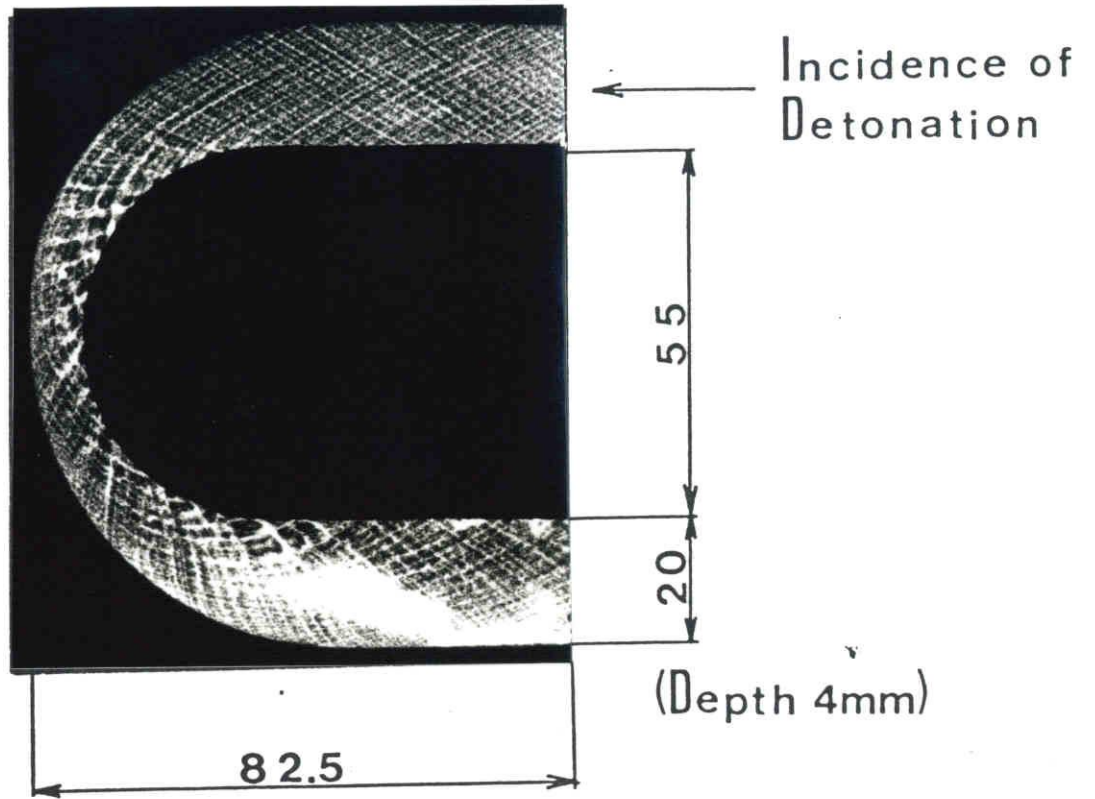
(b)

図 2-7 各種チャンネル内における開放写真  
 (b) 直角に折れ曲がったチャンネルの場合  
 $C_2H_2 + O_2$ , 初期圧 60 Torr.



(C)

図 2-7 各種チャンネル内における開放写真  
 (C) 一定断面積同心半円形チャンネルの場合  
 $C_2H_2 + O_2$ , 初期圧 60 Torr

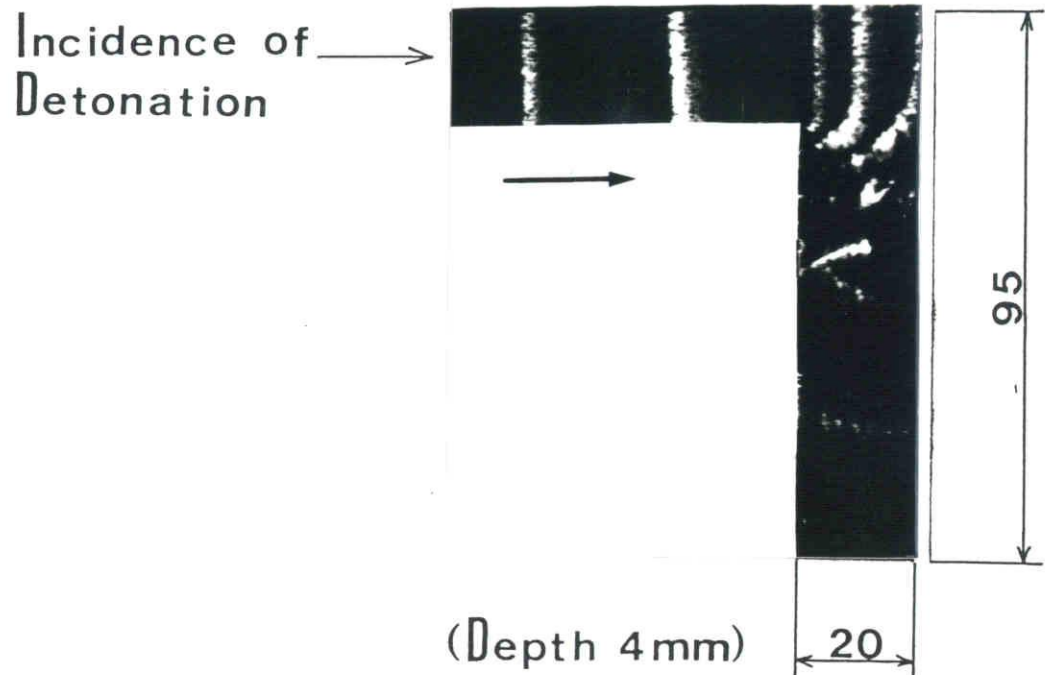


(d)

図 2-7 各種チャンネル内における開放写真

(d) 偏心半円形チャンネルの場合

$C_2H_2 + O_2$ , 初期圧 60 Torr



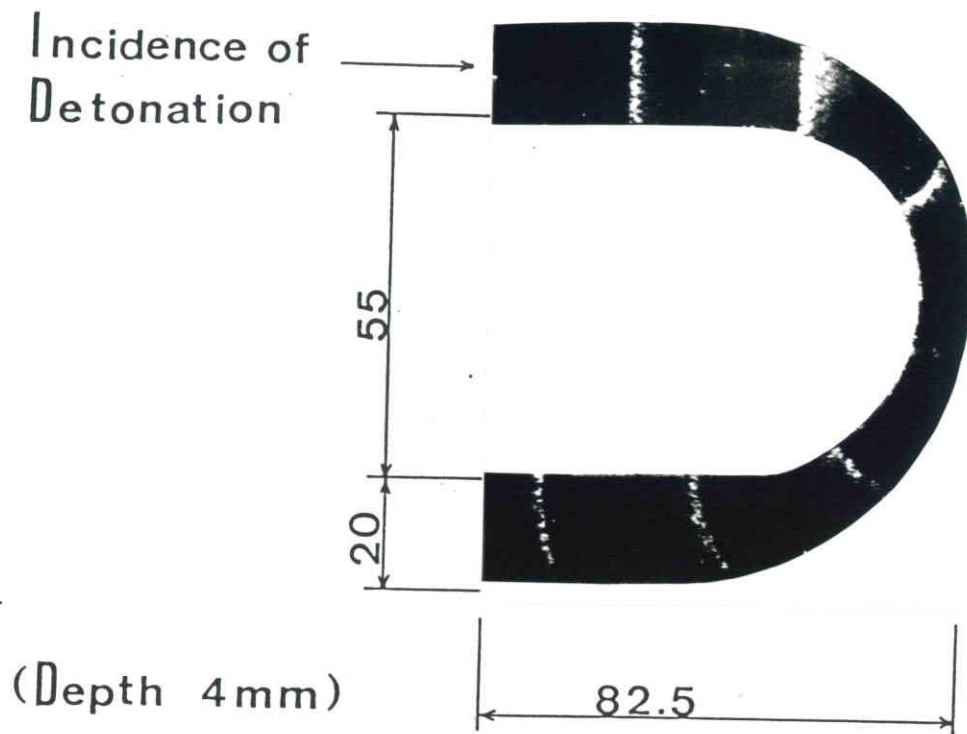
(a)

図 2-8 合成された瞬間シュリーレン写真

(a) 直角に折れ曲がったチャンネルの場合

$C_2H_2 + O_2$  , 初期圧 60 Torr

シュリーレン光源 : Mg (発光時間 2  $\mu$ sec)



(b)

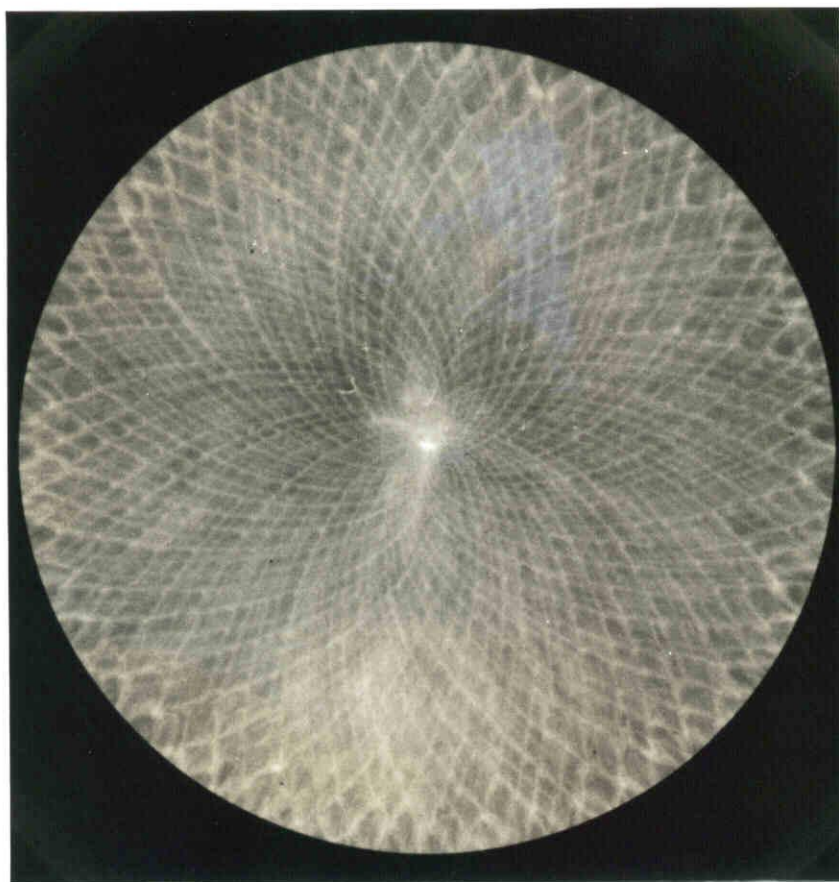
図 2-8 合成された瞬間シュリーレン写真

(b) 偏心半円形チャンネルの場合

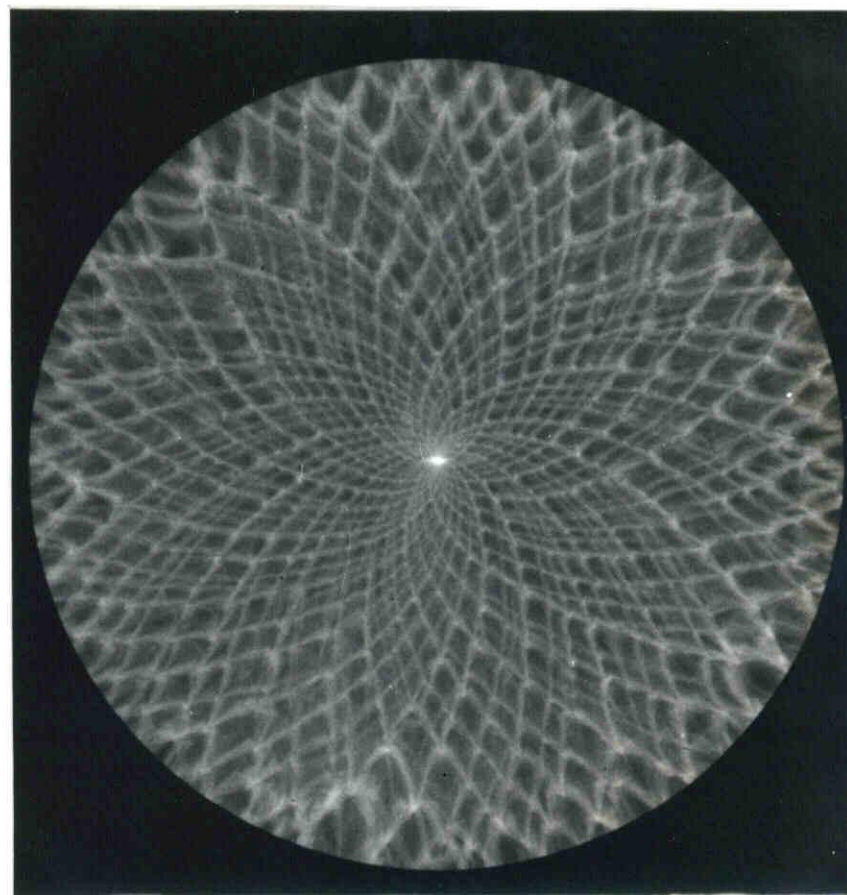
$C_2H_2 + O_2$ , 初期圧 60 Torr

シュリーレン光源: Mg (発光時間 2  $\mu$ sec)





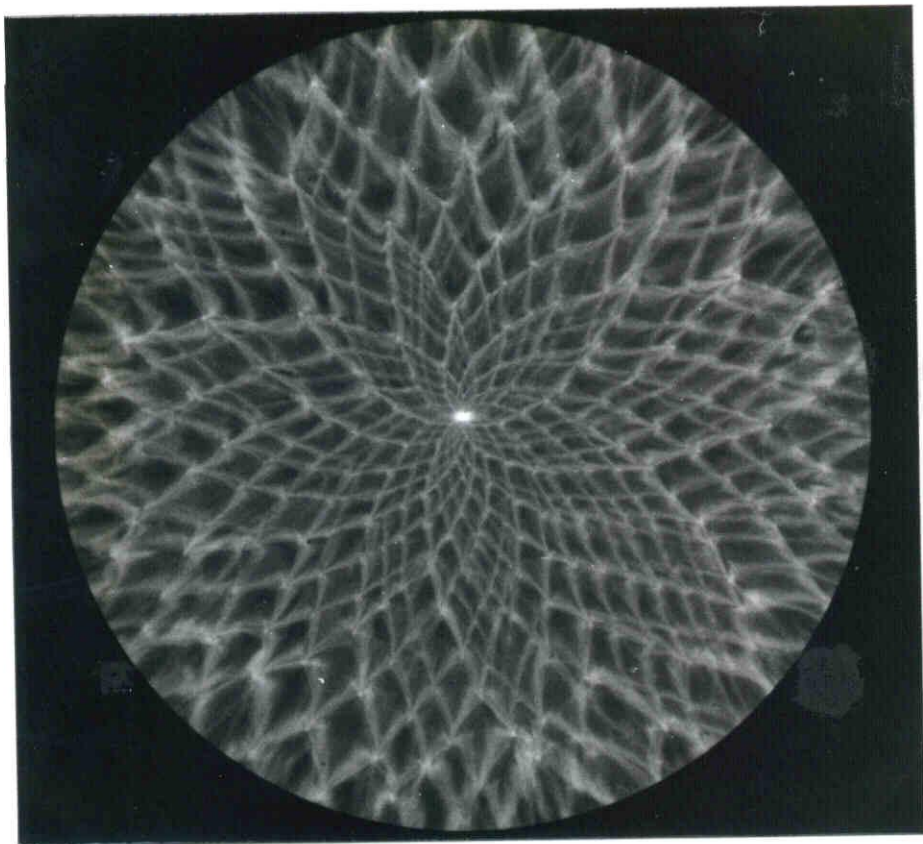
(a)



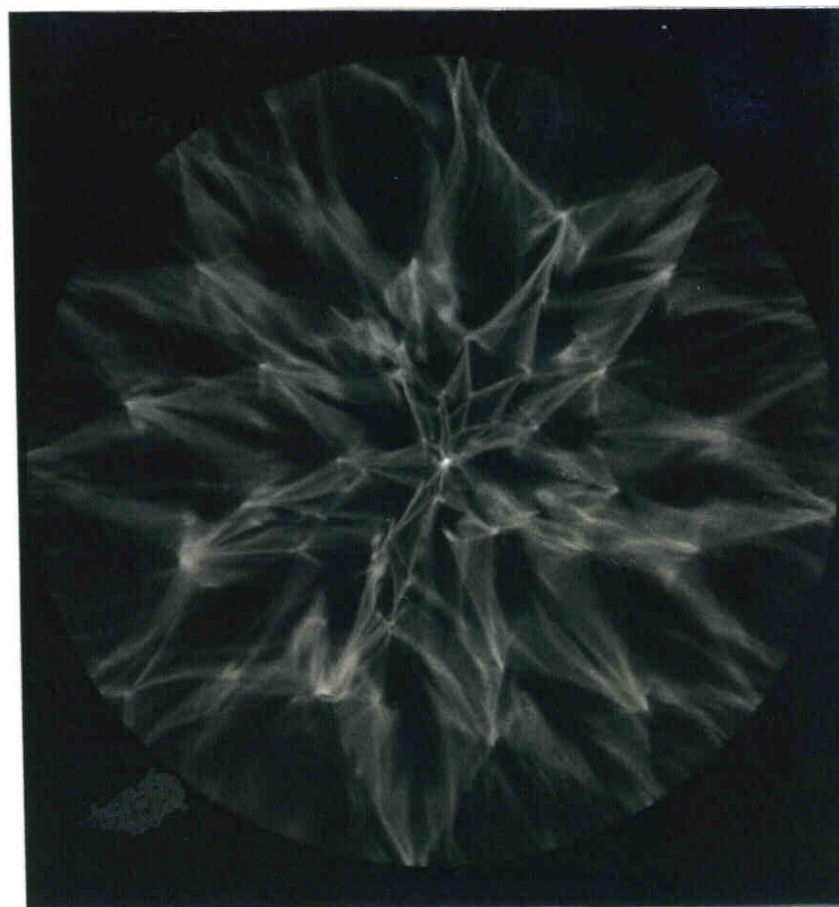
(b)

図2-9  $C_2H_2-O_2$  テストガスに対する初期圧の効果  
開放写真による衝撃波三重点の発光軌跡 (END-III,  
点火側ガス  $C_2H_2-O_2$ ; 28 Torr). (a) 28 Torr (b) 20 Torr.



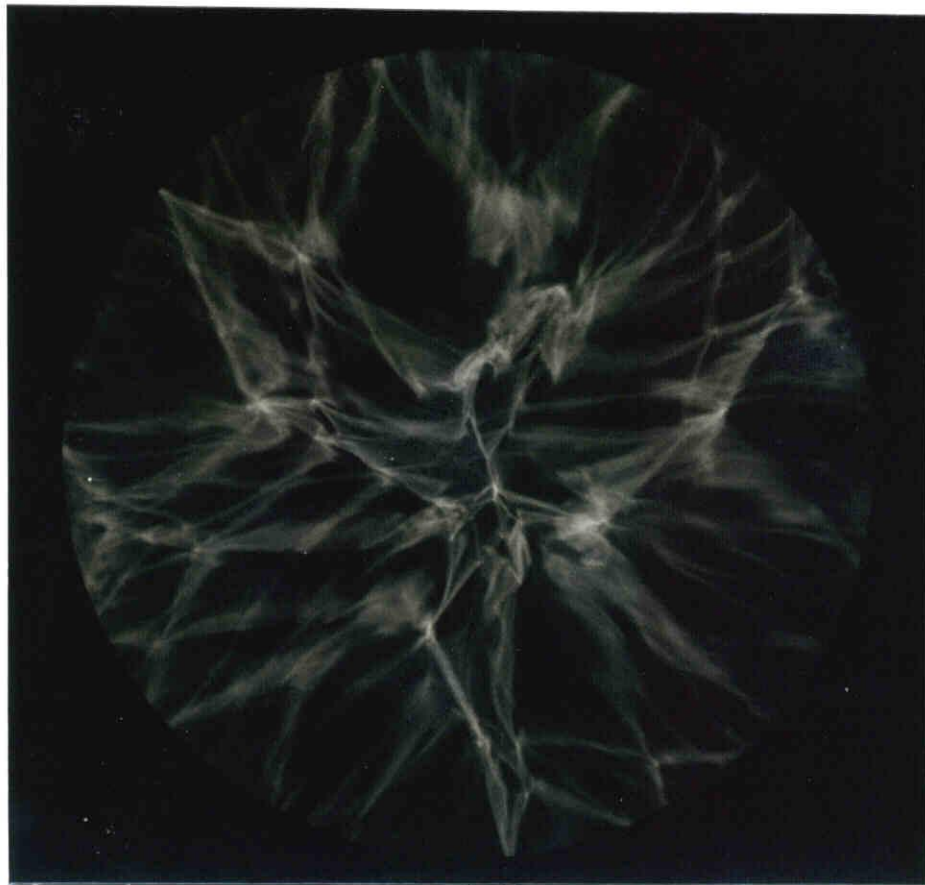


(c)



(d)

図2-9  $C_2H_2-O_2$  テストガスに対する初期圧の効果  
開放写真による衝撃波三重点の発光軌跡 (END-III,  
点火側ガス  $C_2H_2-O_2$ ; 28 Torr, (c) 14 Torr (d) 8 Torr.



(e)



(f)

図2-9  $C_2H_2-O_2$  テストガスに対する初期圧の効果  
南放写真による衝撃波三重点の発光軌跡 (END-III,  
点火側ガス  $C_2H_2-O_2$ ; 28 Torr. (e) 8 Torr (f) 3 Torr.



(a)



(b)

図 2-10 点火側ガスによる破膜の差  
 (a)  $C_2H_2 + O_2$ , 31 Torr (b)  $H_2 - O_2$ , 280 Torr

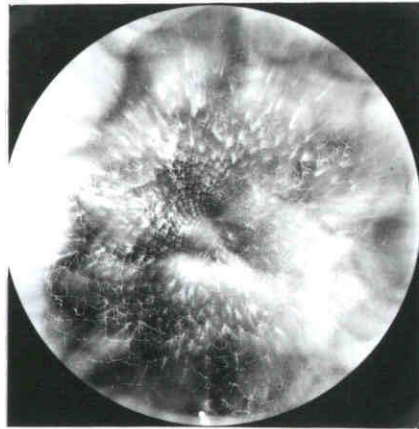


図 2-11 煤膜を通じた得られた開放写真  
 点火側:  $C_2H_2 + O_2$ , 30 Torr  
 テスト側:  $H_2 + O_2$ , 44 Torr, END-III.



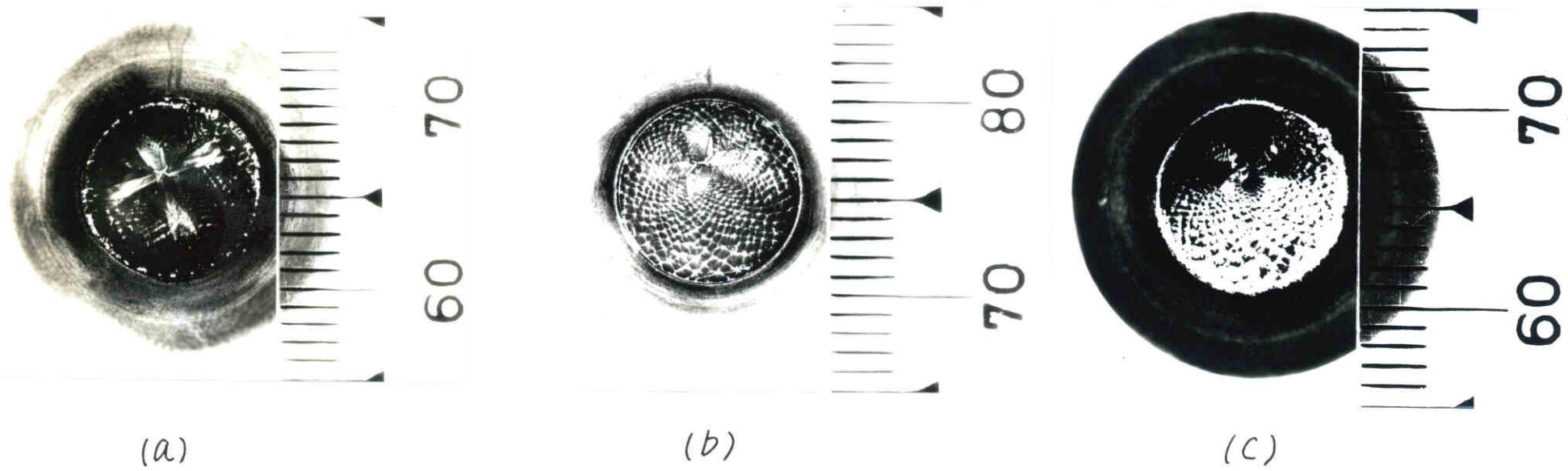
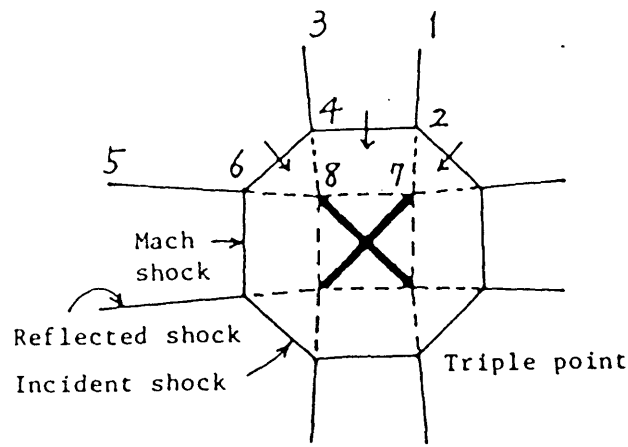


図 2-12 収束点付近における煤膜写真

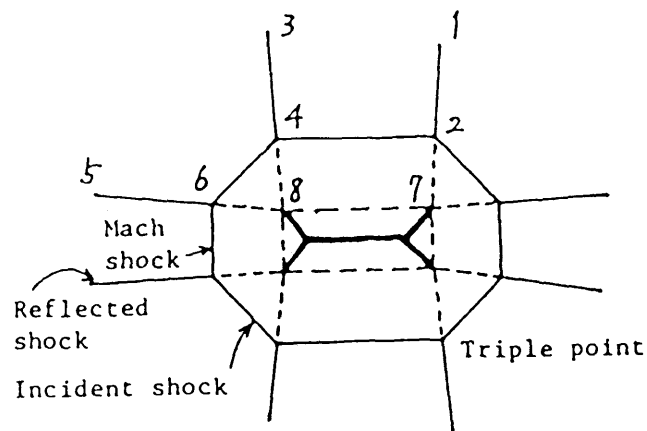
(a)  $C_2H_2 + 8.48 O_2$  , 20 Torr

(b)  $C_2H_2 + 8.48 O_2$  , 30 Torr

(c)  $C_2H_2 + 8.48 O_2$  , 60 Torr



(a)



(b)

図 2-13 収束点付近における特ネーションの挙動に対する説明図

(a) 図 2-12 (a) の場合に対応する。

(b) 図 2-12 (b) の場合に対応する。

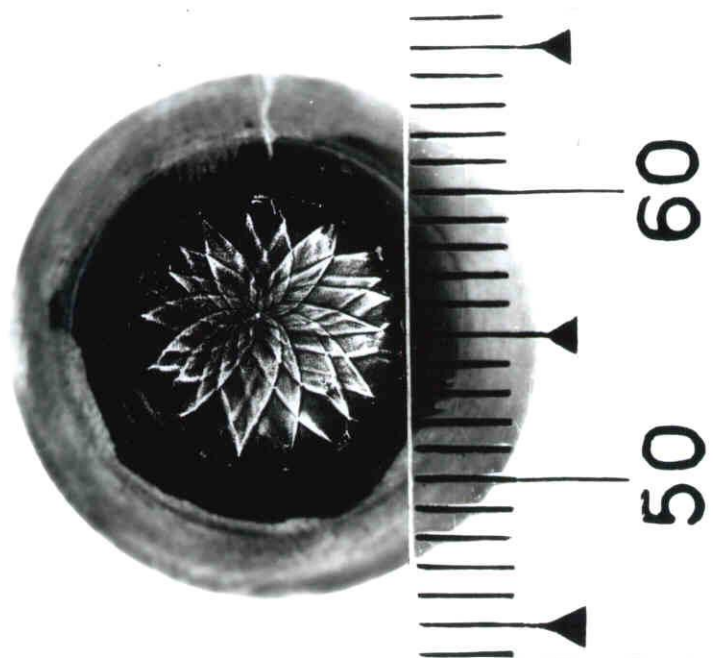


図 2-14 収束点付近における煤膜写真  
 $C_2H_2 + 4.675O_2$ , 40 Torr

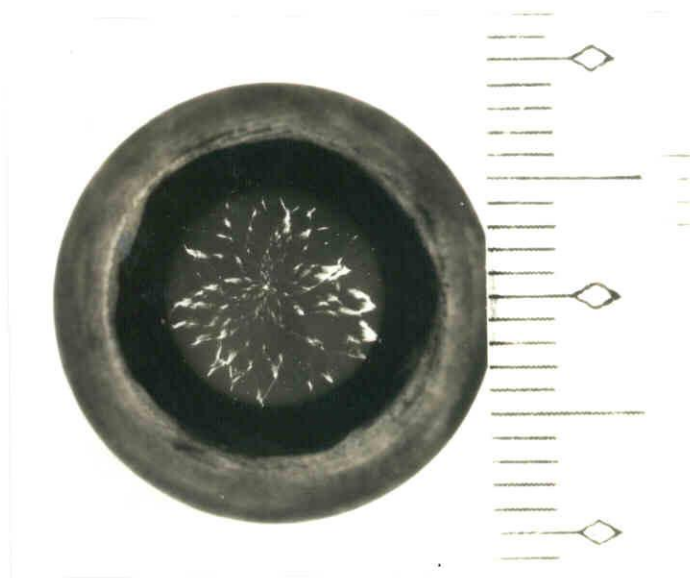
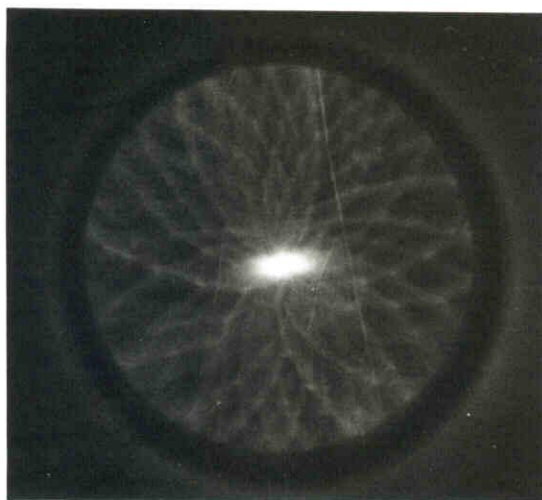
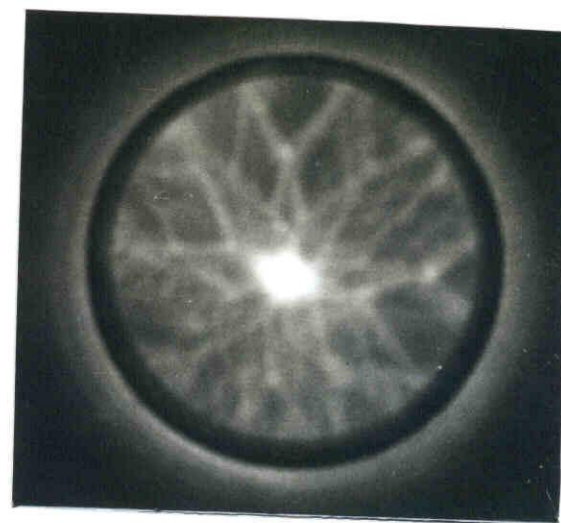


図 2-15 収束点付近における煤膜写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 20 Torr.



(a)



(b)

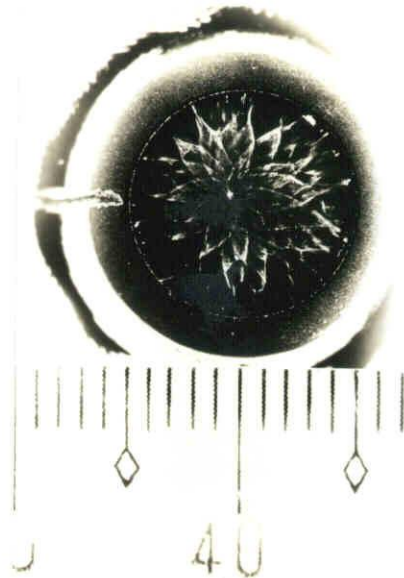
図 2-16 収束点付近における開放写真

(a) 楕円崩壊の代表例  $C_2H_2 + O_2$ , 22 Torr

(b) 多角形崩壊の代表例  $C_2H_2 + O_2$ , 22 Torr



(a)



(b)



(c)

図 2-17 収束点付近における煤膜写真

(a)  $1.59 \text{ C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , 20 Torr

(b)  $1.59 \text{ C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , 30 Torr

(c)  $1.59 \text{ C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , 40 Torr



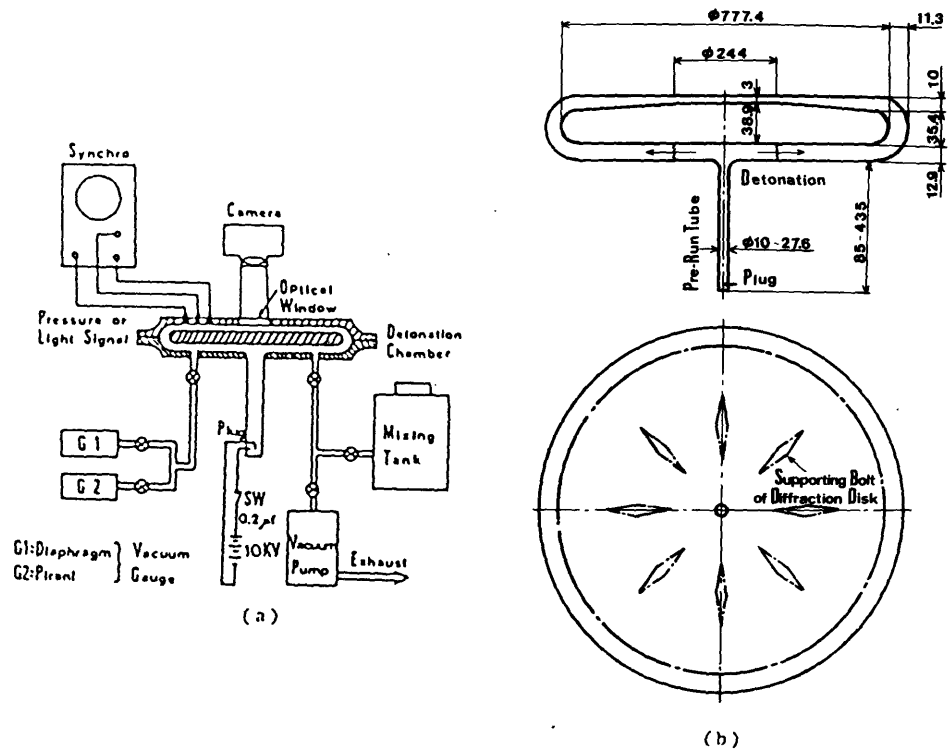


図 2-18 二重ディスクタイプの detonation chamber  
 (a) 実験装置と測定系  
 (b) detonation chamber 詳細図

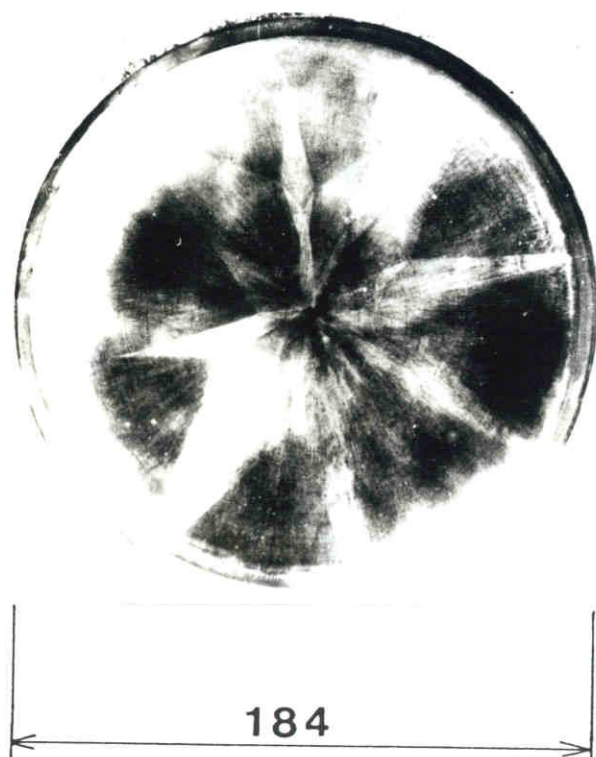
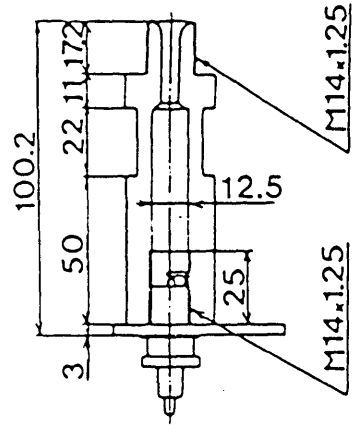
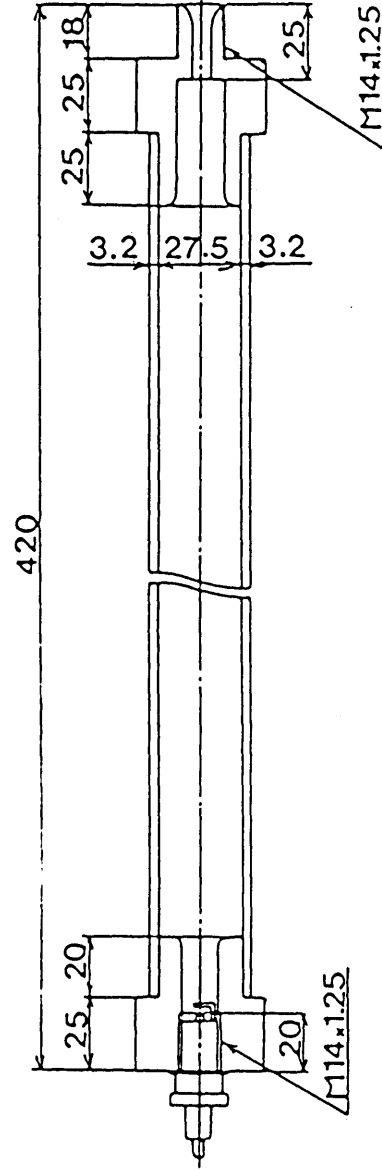


図 2-19 収束部の煤膜写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 29 Torr. 助走管なし.



No.1

No.2



No.3

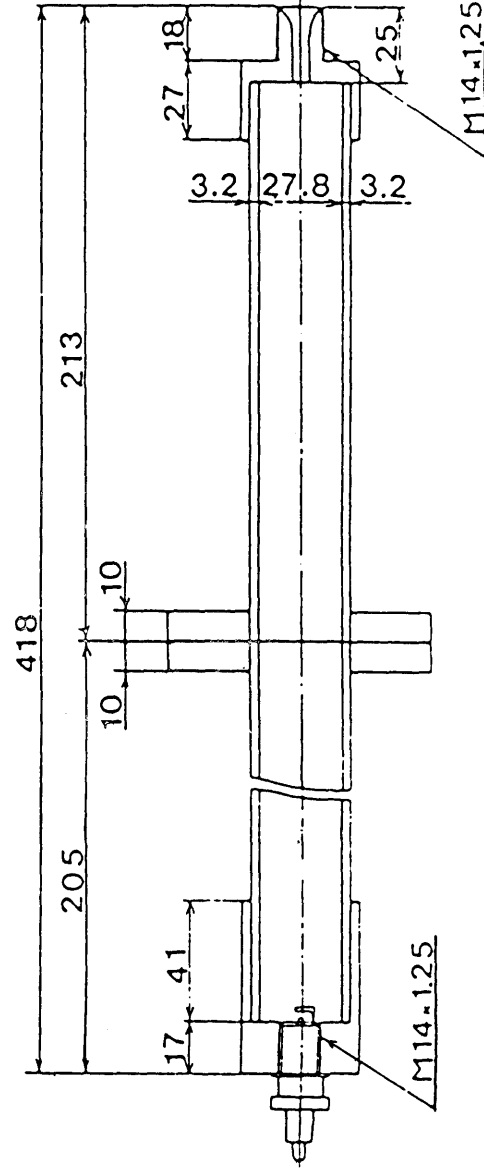


図 2-20 実験に用いられた助走管の種類

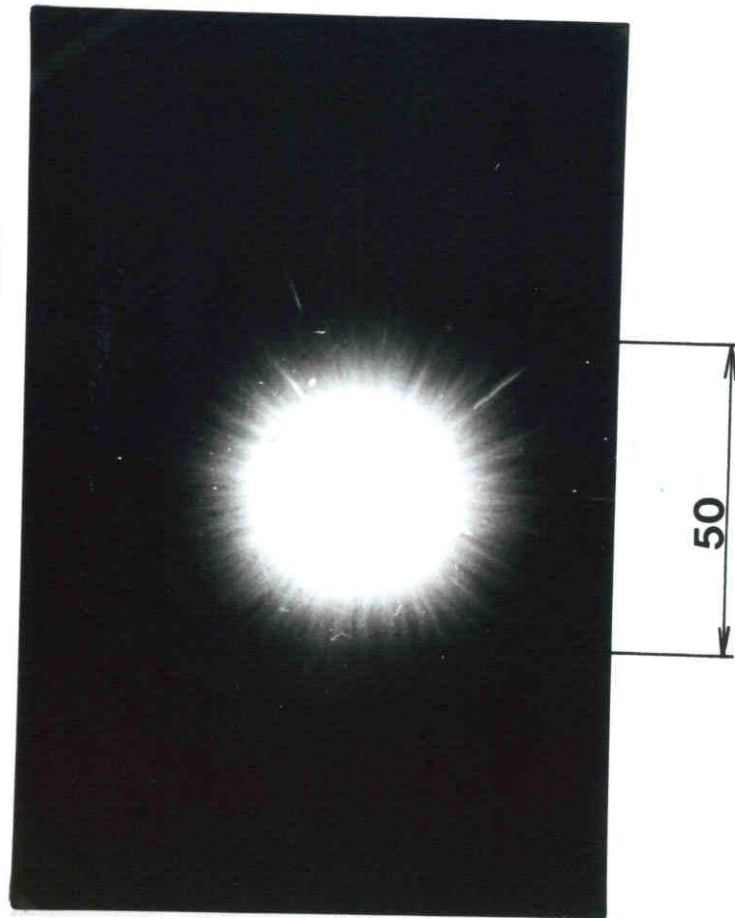


図 2-21 収束点付近の開放写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 60 Torr.  
且力走管 No.1.

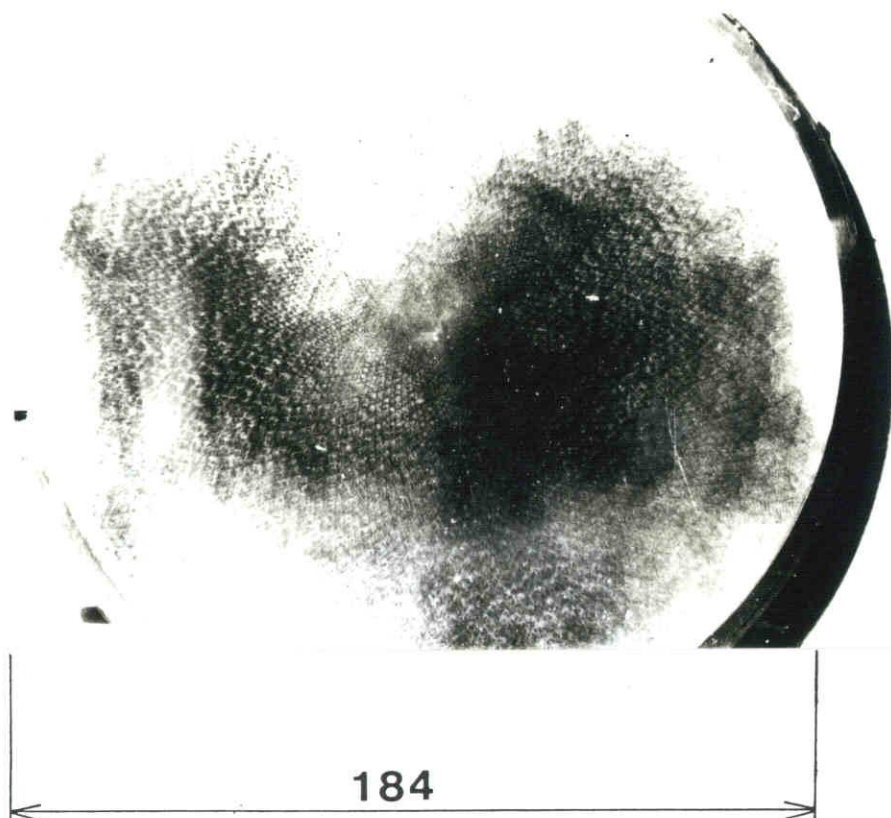


図 2-22 収束点付近の煤膜写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 32.3 Torr  
助走管 No.2.

## Ⅲ章 テトネーションの伝播速度

### Ⅲ-1 はじめに

三重衝撃波構造を持つテトネーションが円筒あるいは球状に収束すると波の進行とともに波面前面の表面積が減少するため、単位面積当りの衝撃波三重点の数密度は増加し、横波同士の局所的な干渉が強くなり、波の背圧増加をもちきたらす。さらに半径の減少する方向に流れを持つ反応生成物は断熱的に圧縮されるので、テトネーション後方の圧力はC-J値以上に増加する。すなわち、テトネーションが対称中心に近づくにつれて、この過剰圧縮状態はますます著じるしくなり、ついにはテトネーション・フロントで放出される化学反応エネルギーがこの圧力エネルギーに比べて無視できるほどとなり、その極限では強い衝撃波の挙動と見なせるようになる。このような収束テトネーションの自己増幅効果の概念は理論的にはGuderley<sup>(1)</sup>、Landau and Stanjukovich<sup>(2)</sup>の相似解にはじまり、Zel'dovich<sup>(9)</sup>により実を結ぶに至っている。

本章Ⅲ-3節では本研究に用いられた実験装置より得られた速度測定の結果<sup>(18),(30)</sup>が示され、収束過程におけるテトネーションの挙動についての議論がなされる。この議論に先立ちⅢ-2節では気体テトネーションの研究に欠かせないC-Jテトネーションの伝播速度<sup>(35)</sup>の計算がなされる。

### Ⅲ-2 C-J テトネーションの伝播速度

テトネーション波の前面は平面でなく図2-3(b)のテトネーション・モデルによって説明されるように減衰しつつある爆風から成っており、燃焼領域は衝撃波面に遅れて追従する。すなわち、古典的に一次元構

速を持つデトネーションと考えられてきたものは実は局所的に燃焼している領域を持った衝撃波であり、未燃気体の大部分を燃焼させて自走するためのエネルギーを衝撃波に与えているのは衝撃波直後に存在する横波であることが明確になった。しかしながら、微視的には、このような三次元性を持つ非定常なデトネーションも巨視的に見ると平面一次的であり、かつC-J条件(式(3-16)参照)をほぼ満足したから伝播することは良く知られている。

C-J デトネーションの伝播速度は、このように現象の把握に重要な基本量であるばかりでなく、可燃性混合気の特性量でもあるので、理論計算によってこの値を求めることは意義があると思われる。さらに本節で取り扱われるような炭化水素化合物と酸素とからなる可燃性混合気中におけるC-J デトネーション速度の計算例は、酸素・水素混合気系の場合にくらべてはるかに少なく入手しがたい。しかも実験においては、しばしば1気圧以下の初期圧で行なわれることが多いのにもかかわらず、特定の初期条件(たとえば  $25^{\circ}\text{C}$ ,  $1\text{atm}$ )に対してだけであつたりする。このことは酸水素混合気にくらべ考慮すべき化学元素の数が1つだけ増加したことによる計算の煩雑さ、特に非線形計算における解の収束性に基づく困難さの増加に依存していると考えられる。ここでは実験に用いられたアセチレンと酸素の混合気に対する計算がなされた。<sup>(35)</sup>

### (1) 平衡化学反応式と種の保存式

図3-1はデトネーションの前面衝撃波速度で動く移動座標系から見たC-J デトネーションの構造の概念を示す。前面衝撃波前方の未燃気体は流速  $u_1$  で衝撃波面に流入し、その背後で流速  $u_2$  となる。この間気体は強い圧縮効果を受けて高温・高圧になるが反応はおこらないも

のとし、混合気は状態・S から反応を開始するとともに加速しはじめ、状態・2 (C-D面) で反応を終了し、流速  $u_2$  はその状態における音速  $a_2$  に等しくなるものとする。

反応に関与する化学種は次の12の化学種とする。:  $H_2, O_2, H, O, OH, H_2O, HO_2, C, CO, CO_2, CH, C_2H_2$ 。ただし、Cは気体として取り扱うものとする。これらの化学種から考えられる種の保存式は、H, O, Cに対する三つの式であるので、化学平衡組成を計算するのに必要な平衡化学反応式の数は9である。種の保存式をモル分率で表わすと次式が得られる。

$$H: 2X_{H_2} + X_H + X_{OH} + 2X_{H_2O} + X_{HO_2} + X_{CH} + 2X_{C_2H_2} = 2 \cdot (n_{GH_2})_{init} / n_T$$

$$O: 2X_{O_2} + X_O + X_{OH} + X_{H_2O} + 2X_{HO_2} + X_{CO} + 2X_{CO_2} = 2 \cdot (n_{O_2})_{init} / n_T$$

$$C: X_C + X_{CO} + X_{CO_2} + X_{CH} + 2X_{C_2H_2} = 2 \cdot (n_{GH_2})_{init} / n_T$$

計算に用いられた9個の素反応式および平衡定数とモル分率の関係が表3-1に一括して示されている。ここで、 $K_{pi}$ ,  $X_i$ ,  $n_T$  および  $P$  は、それぞれi種の分圧に基づく平衡定数、モル分率、状態・2における混合気全体のモル数および全圧である。表3-1に示される各化学種に対するモル分率の表示式(3-1)~(3-9)を上記の種の保存式のそれぞれに代入すると次式が得られる。

$$H: 2A_1 X_H^2 + X_H + A_3 X_O X_H + 2A_4 X_O X_H^2 + A_5 X_H X_O^2 + A_8 X_C X_H + 2A_9 X_C^2 X_H^2 = 2 \cdot (n_{GH_2})_{init} / n_T \equiv \alpha \quad (3-10)$$

$$O: 2A_2 X_O^2 + X_O + A_3 X_O X_H + A_4 X_O X_H^2 + 2A_5 X_H X_O^2 + A_6 X_C X_O + 2A_7 X_O^2 X_C = R\alpha \quad (3-11)$$



$$C: X_C + A_6 X_C X_O + A_7 X_C X_O^2 + A_8 X_C X_H + 2 A_9 X_C^2 X_H^2 = \alpha \quad (3-12)$$

ここで  $(n_i)_{init}$  および  $R$  はそれぞれ初期混合気中に含まれる  $i$  種のモル数およびアセチレンに対する酸素の初期モル比  $(n_{O_2}/n_{C_2H_2})_{init}$  を表わす。(3-10)~(3-12)式に見られる  $A_1 \sim A_9$  は圧力と平衡定数  $(T)$  の関数であり、用いられている添字はそれぞれ表3-1の(3-1)~(3-9)式に対応する。また各化学種のモル分率の間には、つぎの関係がなりたつ。

$$\sum_{i=1}^{12} X_i = 1 \quad (3-13)$$

この問題に含まれる未知量の数は  $X_i (i=1 \sim 12)$  と  $\alpha$  で計13, 一方解くべき方程式の数は(3-1)~(3-13)で13となり, 問題は閉じている。したがって, この13元連立非線形代数方程式を解くことにより, ある温度, 圧力のもとにおける平衡組成を計算することができ。

各化学種の平衡定数  $K_{pi}$  は JANAF テーブル<sup>(36)</sup> からとられ, 温度範囲  $T=300 \sim 5000 \text{ K}$  で 1% 以内の誤差範囲におさまるように次式で示される温度の逆数をとった多項式で展開され, 各項の係数  $d_{ij}$  が最小二乗法により求められた。

$$\log_{10} K_{pi} = \sum_{j=1}^n d_{ij} \left( \frac{1000}{T} \right)^{j-1} \quad (3-14)$$

求められた  $d_{ij}$  の値は表3-2に示されているが, 多項式中に含まれる項数は誤差が1%以下になるような近似を行なったので, 化学種によって異なる。

## (2) 計算手順

図3-1に示される C-J テトネーションの伝播速度  $u_i$  を求めるにあ

たり、問題の設定条件を要約するとつぎのとおりである。

未燃初期混合気：任意のモル比で与えられるアセチレンと酸素の混合気である。 $C_2H_2 + R O_2$ ；ここで  $R$  はアセチレン1モルに対する酸素のモル数を示す。

状態1：前面衝撃波前方における状態で、すべての熱力学的量は既知である。

$$(例) T_1 = 300 K, P_1 = 1 atm$$

$$Y_{1,C_2H_2} = \frac{M_{C_2H_2}}{M_{C_2H_2} + R M_{O_2}}, \quad Y_{1,O_2} = \frac{R M_{O_2}}{M_{C_2H_2} + R M_{O_2}}$$

$$P_1 = P_i \left\{ R_0 T_1 \sum_{j=1}^2 \frac{Y_{1,j}}{M_j} \right\}^{-1}; \quad R_0 = \text{一般気体定数} \\ = 8.3143 \times 10^7 \text{ (erg/mole-deg)}$$

$$h_1 = \sum_{j=1}^2 Y_{1,j} h_j(T_1); \quad h_j(T_1) = j\text{種}の比エンタルピ(\text{cal/g})$$

状態S：衝撃波を通過した直後の状態で、物質は圧縮され高温・高圧状態になるが、反応はまだ開始しておらず次式がなりたつ。

$$Y_{1,i} = Y_{S,i} \quad (3-15)$$

状態2：圧力  $P_2$ 、温度  $T_2$  に基づく平衡組成が存在し、流速  $u_2$  はこの状態における音速  $a_2$  に等しい。

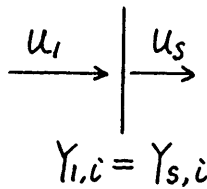
$$u_2 = a_2 \quad (\text{C-J 条件}) \quad (3-16)$$

ここで  $Y_{N,i}$  および  $M_i$  はそれぞれ状態  $N$  における  $i$  種の質量分率および化学種  $i$  の分子量を表わす。なお任意の  $T$  における  $i$  種の比エンタルピ  $h_i(T)$  は次式で示されるように温度の多項式で展開できるものとし、平衡定数と同様に JANAF テーブルを用いて各項の係数  $b_{ij}$  を求めると表3-3 のようになる。

$$h_i(T) = \sum_{j=1}^n b_{ij} \left(\frac{T}{1000}\right)^{j-1} \quad (3-17)$$

衝撃波関係式を満たし、かつC-J条件を満足する解を見つけだすことがC-Jデトネーションの伝播速度を求めることと等価である。

(A) 状態Sの決定： 衝撃波前後の関係式と状態Sの諸量を求める手順を示すとつぎのとおりである。



- |   |                              |
|---|------------------------------|
| $\rho_1 u_1 = \rho_s u_s$ (3-18)                                    | a. $u_1$ 仮定                  |
| $P_1 + \rho_1 u_1^2 = P_s + \rho_s u_s^2$ (3-19)                    | b. $T_s$ 仮定 ←                |
| $\frac{1}{2} u_1^2 + h_1 = \frac{1}{2} u_s^2 + h_s$ (3-20)          | c. $h_s$ ← (3-22)            |
| $P_s = \rho_s R_0 \left(\sum \frac{Y_{s,i}}{M_i}\right) T_s$ (3-21) | d. $u_s$ ← (3-20)            |
| $h_s = \sum Y_{s,i} h_i(T_s)$ (3-22)                                | e. $\rho_s$ ← (3-18)         |
|   | f. $P_s$ ← (3-19)            |
|   | g. $T_s^* \leftarrow (3-21)$ |

解の収束を速め、繰り返し計算を短縮するために、 $T_s$ の仮定値としては次式で示される $\tilde{T}_s$ の値を参考にした。

$$\tilde{T}_s = [2 + (\gamma_1 - 1) \tilde{M}_1^2] [2\gamma_1 \tilde{M}_1^2 - (\gamma_1 - 1)] [(\gamma_1 + 1)^2 \tilde{M}_1^2]^{-1} \quad (3-23)$$

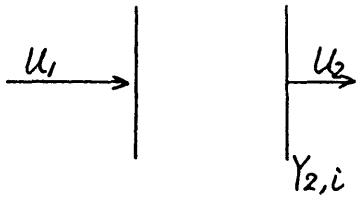
ただし  $\tilde{M}_1 = u_1/a_1$  ,  $\tilde{T}_s = T_s/T_1$

$$a_1 = \sqrt{\gamma_1 R_0 \sum \frac{Y_{1,i}}{M_i} T_1} \quad , \quad \gamma_1 = \frac{\sum C_{p,i} Y_{1,i}}{\sum C_{p,i} Y_{1,i} - \tilde{R}_0 \sum \frac{Y_{1,i}}{M_i}} \quad (3-24)$$

$$\tilde{R}_0 = 1.9872 \text{ cal/mole}\cdot\text{deg}$$

(3-23)式は比熱比一定としたときの衝撃波後方の温度 $\tilde{T}_s$ を与える式である。仮定した $T_s$ と計算による $T_s^*$ の値が一致するまでbからgまでの計算が繰り返されることにより、任意の $u_1$ に対応する状態Sにおける諸量が求められる。実際の計算では、仮定値 $T_s$ は(0.75~0.65) $\tilde{T}_s$ の間で選ばれた。

(B) 状態-2の決定: 状態-1と状態-2を結ぶ関係は, 形式的には(3-18)~(3-22)式と同一であるが, 大きな違いは途中で平衡組成計算を実行する必要がある点である。



$$p_1 u_1 = p_2 u_2 \quad (3-25)$$

$$p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2 \quad (3-26)$$

$$\frac{1}{2} u_1^2 + h_1 = \frac{1}{2} u_2^2 + h_2 \quad (3-27)$$

$$p_2 = p_2 R_0 \left( \sum \frac{Y_{2,i}}{M_i} \right) T_2 \quad (3-28)$$

$$h_2 = \sum Y_{2,i} h_i(T_2) \quad (3-29)$$

- a.  $p_2$  仮定
- b.  $T_2$  仮定

c.  $Y_{2,i} \leftarrow$  平衡組成計算

d.  $h_2 \leftarrow (3-29)$

e.  $u_2 \leftarrow (3-27)$

f.  $\rho_2 \leftarrow (3-25)$

g.  $p_2^* \leftarrow (3-26)$

h.  $T_2^* \leftarrow (3-28)$

$p_2$ の値は $p_2$ のほぼ $1/2$ 程度であることが知られているので, これを $p_2$ の仮定値にとる。状態-2に対する計算は, 実際にはこの $p_2$ を通してのみ有効に利用されるにすぎないので, 一見状態-2に関する計算は無駄のように見えるが適切な $p_2$ に対する仮定値を与えるという点で重要なステップである。なぜなら, 衝撃波関係式および平衡組成計算は強い非線形性を示すので, 適切な仮定値でないと解は発散して求まらないからである。仮定された $T_2$ と $p_2$ における混合気の平衡組成は以下の手順で求める。

- a.  $\alpha$  仮定
- b.  $X_c$  仮定
- c.  $X_H, X_O \leftarrow (3-10), (3-11)$
- d.  $X_c^* \leftarrow (3-12)$
- e.  $X_i \leftarrow (3-1) \sim (3-9)$
- f.  $\sum X_i = 1$  NO  
YES  $\rightarrow$  NEXT STEP

使用する式は

(3-1)~(3-13)式である。

平衡組成計算のうちの b. の段階で  $X_c$  を仮定すると, C. 段階での (3-10), (3-11) 式は  $X_H$  と  $X_0$  に関する連立代数方程式となる。(3-10), (3-11) 式をそれぞれ (3-30), (3-31) 式のように書きかえ, 繰り返し法を用いると  $X_H, X_0$  を容易に求めることができる。

$$X_H =$$

$$\frac{-(1+A_3X_0+A_5X_0^2+A_8X_c) + \sqrt{(1+A_3X_0+A_5X_0^2+A_8X_c)^2 + 8\alpha(A_1+A_4X_0+A_9X_c^2)}}{4(A_1+A_4X_0+A_9X_c^2)} \quad (3-30)$$

$$X_0 =$$

$$\frac{-(1+A_3X_H+A_4X_H^2+A_6X_c) + \sqrt{(1+A_3X_H+A_4X_H^2+A_6X_c)^2 + 8\beta(A_2+A_5X_H+A_7X_c)}}{4(A_2+A_5X_H+A_7X_c)} \quad (3-31)$$

(3-30) 式より求められた  $X_H$  を (3-31) 式に代入し  $X_0$  を求め, 再びこの値を (3-30) 式に代入して  $X_H$  を求める。許容誤差範囲内に解が収束するまでこの操作を繰り返す。なお  $X_H$  の出発値として次式で得られる値を代入すると解の収束が早い。

$$X_H^0 = \frac{-(1+A_8X_c) + \sqrt{(1+A_8X_c)^2 + 8\alpha(A_1+A_9X_c^2)}}{4(A_1+A_9X_c^2)} \quad (3-32)$$

$X_c$  と  $X_c^*$  の一致が得られた後は, 大段階で示される (3-13) 式の条件を検討する。この条件が満たされないときは,  $\alpha$  の値を仮定しなおす。

平衡組成が求められたところで, もとの計算ループの C 段階にもどる。この計算ループにおいては, 原理的には (3-26), (3-28) 式より求められる  $P_2^*$   $T_2^*$  がいずれも仮定した  $P_2, T_2$  の値に一致するまで計算は繰り返されるが以下に示す方法に従えば解の収束は速い。図 3-2 に示すように, 任意の  $T_2$  と  $P_2$  の仮定値に対してそれぞれ  $T_2^* T_2$  線図 (a) と  $P_2^* P_2$  線図 (b) を描く。(a) に示される曲線群は  $P_2$  をパラメータとしたときの計算結果であり, 直線 OT は  $T_2 = T_2^*$  の関係を示す。この直線と交わる曲線群との交

点をそれぞれ①, ②, ③, ④とすると, それに対応して  $T_{21}, T_{22}, \dots$  が求められる。一方計算結果を  $T_2$  をパラメータとして  $P_2^* - P_2$  線図上で表わしたのが (b) である。(a) で得られた  $(P_{21}, T_{21}), (P_{22}, T_{22}), \dots$  の組み合わせを (b) 図にプロットし, 線で結ぶと LM を得る。曲線 LM と直線 OP (この線では  $P_2 = P_2^*$ ) との交点 Q が得られる。この Q 点まわりに展開された  $P_2, T_2$  の値を仮定値として利用すれば, 繰り返し計算が短縮される。

(c) C-J 状態の決定: (B) までの段階では, 任意の  $u_1$  に対して衝撃波関係式を満たすような状態 2 の諸量を求めたにすぎない。  $u_2$  が次式で示される C-J 条件を満たしたときにはじめて C-J ティンネーション速度  $D (=u_1)$  が求められたことになる。

$$u_2 = a_2 \quad (\text{C-J 条件}) \quad (3-16)$$

ただし

$$a_2 = \sqrt{\gamma_2 R_0 \sum \frac{Y_{2,i}}{M_i} T_2} \quad (3-33)$$

$\gamma_2$  の求め方は (3-24) 式と同様である。

全体的な計算としては, (A) ~ (C) までの手順に従い, (3-16) 式を満たすべき  $u_1$  を求めることになるが,  $u_1$  としては実験で得られるティンネーション速度に近い値を選ぶと計算の収束が速い。

### (3) 計算例

図 3-3 に初期温度, 初期圧力がそれぞれ 300 K, 40 ~ 760 Torr の等モルアセチレン酸素の場合の計算結果を示す。比較のために, Shanfield ら<sup>(19)</sup> の計算結果も示されている。初期圧力の増加つれて両者の差は大きくなるが, 初期圧 760 Torr でその差は 0.2% である。この差異は, 考慮した化学種の数, 初期温度, 用いられた平衡定数の値の差によるものと考えられる。

### Ⅲ-3 収束 detonation の伝播速度の測定

C-J 状態で周辺部を出発した収束 detonation は、収束中心に近づくとつれて加速され、その中心付近では特に著しい過剰圧縮状態となる。この理論的予測<sup>(36)</sup>は、実験によって確かめられているが<sup>(17),(21),(22)</sup> 周辺付近の状態は使用される装置によって異なる。たとえば Ahlborn<sup>(17)</sup>, Hurni<sup>(22)</sup> の装置では C-J 状態となっていない。本節では収束過程における detonation の伝播速度を測定することにより、収束 detonation の非定常な挙動を観察した。

#### (1) Perry-Kantrowitz タイプの detonation チューブの場合

図 3-4 は、上記装置の収束部において、detonation 波面からの発光によって波面の伝播速度を測定するのに用いられた二重ピンホール法の概略図である。図 3-5 に示される各ピンホールを通過した波面からの発光による光電子増倍管の出力例が図 3-6 に示されている。各ピンホールへの波の到着時刻から、波面の挙動を示す X-t 線図が描かれ、その傾斜から任意位置での波面速度 (detonation 速度) が求められる。

図 3-7 は、等モルアセチレン酸素混合気の初期圧 14 ~ 50 Torr に対する速度測定の結果<sup>(30)</sup>である。初期圧 27 Torr では周辺部の状態は C-J 値 (Chapman-Jouguet detonation の伝播速度) に近く、速度の増加については比較的安当と考えられる曲線 A, B, C が指摘される。周辺付近の挙動が A, B, C に別かれるものの、C-J 状態からのずれは Hurni<sup>(17),(22)</sup> のものには比べると小さい。これら三本の曲線は、1/2 半径付近でほぼ一致し、その後急激な加速傾向が観測される。三本の曲線で代表される周辺部でのかなりのばらつきは、波面の真円からのずれに基づ

くものと考えられ、そのずれは収束中心へ向けての加速とともに、さらに衝撃波三重点同士の衝突により小さくなる。

初期圧 14 Torr では、曲線 D, E で示される範囲にばらつく。そのばらつきは、初期圧 27 Torr の場合と同様に中心に近づくにつれて減少する。初期圧 50 Torr では中心のかなり近くまで加速が小さいが、この現象は初期圧 150 Torr 以上で行なった Hunn らの実験においても観察される。初期圧力の増加にともなう加速開始時期の遅れの原因は不明である。

## (2) 二重ディスク・タイプのデトネーション・チェンバーの場合

収束中心付近でのデトネーションは、著しい過剰圧縮状態になり、相似解によって記述される強い衝撃波のように振舞うことが知られている。収束中心から衝撃波面までの位置  $r$  は、時間の原点  $t=0$  を崩壊の瞬間にとると、 $r \propto (-t)^n$  で表わされる。相似指数  $n$  は各時刻でのデトネーション位置、すなわち  $\log(-t)$  に対し  $\log r$  をプロットすれば、その勾配から実験的に決定される。

図 2-18 で示される二重ディスク・タイプのデトネーション・チェンバー収束部の幾何学的中心および中心から 30, 60, 190, 260, 330 mm の計 6 箇所に取り付けられた圧電素子 (3 mm 巾) あるいはシリコン・フォトセル (HTV-5641) によって、デトネーションの伝播速度計測が行なわれた。図 3-8, 9 は、その結果<sup>(18)</sup>を示し、図中の各点は 5~10 回の実験値の平均値である。速度測定精度であるが、5~10 回の同じ実験のばらつきは各○印の中に入ってしまうくらいに良い再現性を示す。相似指数  $n$  を求めるのに圧力を測る方法もあるが、圧力変換器用増幅器の立上り感度、高温度の較正、収束性のばらつきなどの要因を考慮



して、本実験は速度測定によった。

図3-8の相似指数の値を見ると、半径の大きなところでは $n \approx 1$ で  
テトネーションは一定速度の平面波に似た挙動を示すが、 $r < 260 \text{ mm}$   
では実験点はほぼ一直線上にのり、その傾きから $n = 0.85$ が得られる。  
Guderley<sup>(1)</sup>の理論によれば、この $n$ は比熱 $\gamma = 1.28$ の円筒収束衝  
撃波に一致する。この $\gamma$ の値は初期圧 $60 \text{ Torr}$ における等モルアセチ  
レン酸素の平面テトネーションに対する $\gamma \approx 1.39$ <sup>(17)</sup>に比し小さい。これ  
はテトネーションが収束するにつれて温度が上昇し、 $C_p$ が増加する結  
果であると推定される。この $n$ の実験値は、混合気および初期圧に  
よっても異なるが、Ahlbornら<sup>(17)</sup>が得た値 $n = 0.87 \pm 0.06$  ( $2\text{GH}_6$   
 $+ 7\text{O}_2$ , 初期圧 $450 \text{ Torr}$ )に近い。

図3-9を見ると、 $260 \text{ mm} < r < 330 \text{ mm}$ での平均伝播速度は、  
約 $3100 \text{ m/s}$ で、初期圧 $60 \text{ Torr}$ に対する $c$ - $J$ 値 $2775 \text{ m/s}$ よりも  
高い値を示すが、その後急激に伝播速度は減少し、 $190 \text{ mm} < r <$   
 $260 \text{ mm}$ ではその平均値が $2740 \text{ m/s}$ と $c$ - $J$ 値以下にまで減少する。  
さらに中心へ伝播するにつれて、テトネーションは次々に加速され、 $r <$   
 $60 \text{ mm}$ ではその傾向が著しく強くなる。

収束部に入ったテトネーションが、半径の小さい方向へ伝播するにもか  
かわらず $r \approx 260 \text{ mm}$ あたりから伝播速度は $c$ - $J$ 値以下の値へと  
下がるのは、それ以前の $c$ - $J$ 値よりも大きな速度が再形成による過剰  
圧縮テトネーションによるものであるため、この状態はすばやく唯一の  
定常状態である $c$ - $J$ 値へ戻ろうとすることに起因している。図中の  
破線は、 $n = 0.85$ としたときの $r$ と $t$ の関係を示す。伝播速度の減  
少後、再び $c$ - $J$ 値に達するのは $r \approx 135 \text{ mm}$ あたりである。

以上の結果をより明確に表示するために、実験値を最小二乗法で処理して得られたのが図3-10(a), (b)である。波面の再形成による過剰圧縮状態からC-J状態への復帰過程で、伝播速度はB点を通り、 $t \approx 191 \text{ mm}$ で最小速度となるまで減少し続けることが分かる。図3-8で示される相似指数  $n=1.0$  に対応する区間  $260 \text{ mm} < t < 330 \text{ mm}$  では、より正確な  $n$  の値として  $n=1.05$  を与えるので、図3-10(b)のBC間で見られるような伝播速度の変化を示す。

C-J状態が達成されるA点を基準とした  $t < 135 \text{ mm}$  における収束過程を  $R/R_0$  に対する  $D/D_{C-J}$  で表わしたのが図3-11である。ここで  $R$  は収束中心から波面までの距離、 $R_0$  は波面速度  $D$  が  $D_{C-J}$  (C-Jテットネーションの伝播速度) であるときの  $R$  の値である。図中には、 $\gamma=1.4$  としたときのC.C.W.法、自己相似解および摂動法による数値結果も示されている。本実験結果は厳密にはどの数値結果とも一致していないが、半径の大きなところでは自己相似解に近い振舞を定性的に示す。 $R/R_0=0.2$  になっても、理論計算によって示されるような速度の急上昇が観察されないのは、速度計測における測定精度の問題だけでなく、粘性や熱伝導などの輸送現象の効果を考慮に入れていない理論計算結果と実在気体による挙動の差異が顕著にあらわれていることを示す。

図3-12は、収束中心近傍における圧力の測定例である。<sup>(18)</sup> 用いられた半導体圧力変換器 (TOYODA-PMS-8M) の受感部は  $8.3 \text{ mm}$  中と大きく、立ち上がり特性は  $10 \mu\text{s}$  と鈍いため、観測値はこの領域内の平均的な量で一つの目安にすぎないが、初期圧  $60 \text{ Torr}$  に対し約  $57 \text{ kg/cm}^2$  という平均圧力が得られた。この値は同じ初期条件における平面テットネーシ

ヨンの圧力  $3.4 \text{ Kg/cm}^2$  の約16倍であり, Leeら<sup>(11)</sup>が初期圧190 Torrで得た倍数値18に近い値を示す。

### III-4 まとめ

#### (1) C-J ティンションの伝播速度の計算:

任意の初期圧力・温度で, 酸素, 水素, 炭素の三元素を含む任意の混合比を持つアセチレン・酸素混合気に対するC-J速度の計算法が示された。等モルアセチレン・酸素混合気の初期圧に対する伝播速度の計算例が示され, Shanfieldら<sup>(19)</sup>の計算結果と比較したところより一致を示していることが分かった。

(2) Perry-Kantrowitz タイプのティンション・チューブにおける速度測定: 収束部の周辺部における初期圧14 Torrのデータは, 初期圧27 Torrの場合に比べてかなり大きい。収束中心に近づくと三重点同士の衝突により減少し, 半径  $r/r_0 \approx 0.3$  以下で急激な加速が得られることが分かった。

#### (3) 二重ディスク・タイプ of ティンション・チューブにおける速度測定:

等モルアセチレン・酸素混合気初期圧60 Torrを用いた場合,  $r < 190 \text{ mm}$  では,  $n = 0.85$  の相似指数をもつ  $\gamma = 1.28$  の円筒収束衝撃波の挙動に一致した振舞を示す。  $D = D_{C-J}$  とする  $r = 135 \text{ mm}$  以下の加速状態を理論と比較したところ  $r/r_0 \approx 0.2$  以下になっても急激な加速は得られなかった。  $r/r_0 > 0.2$  では自己相似解に近い挙動を示すことが分かった。

$H + H \rightleftharpoons H_2$	$K_1 = K_{pH_2} / (K_{pH})^2 = X_{H_2} / X_H^2 \cdot 1/p$	$X_{H_2} = pK_1 X_H^2$	(3-1)
$O + O \rightleftharpoons O_2$	$K_2 = K_{pO_2} / (K_{pO})^2 = X_{O_2} / X_O^2 \cdot 1/p$	$X_{O_2} = pK_2 X_O^2$	(3-2)
$O + H \rightleftharpoons OH$	$K_3 = K_{pOH} / K_{pO} \cdot K_{pH} = X_{OH} / X_O X_H \cdot 1/p$	$X_{OH} = pK_3 X_O X_H$	(3-3)
$H + OH \rightleftharpoons H_2O$	$K_4 = K_{pH_2O} / K_{pH} \cdot K_{pOH} = X_{H_2O} / X_H X_{OH} \cdot 1/p$	$X_{H_2O} = p^2 K_4 K_3 X_O X_H^2$	(3-4)
$H + O_2 \rightleftharpoons HO_2$	$K_5 = K_{pHO_2} / K_{pH} \cdot K_{pO_2} = X_{HO_2} / X_H X_{O_2} \cdot 1/p$	$X_{HO_2} = p^2 K_2 K_5 X_H X_O^2$	(3-5)
$C + O \rightleftharpoons CO$	$K_6 = K_{pCO} / K_{pC} K_{pO} = X_{CO} / X_C X_O \cdot 1/p$	$X_{CO} = pK_6 X_C X_O$	(3-6)
$CO + O \rightleftharpoons CO_2$	$K_7 = K_{pCO_2} / K_{pCO} K_{pO} = X_{CO_2} / X_{CO} X_O \cdot 1/p$	$X_{CO_2} = p^2 K_6 K_7 X_C X_O^2$	(3-7)
$C + H \rightleftharpoons CH$	$K_8 = K_{pCH} / K_{pC} K_{pH} = X_{CH} / X_C X_H \cdot 1/p$	$X_{CH} = pK_8 X_C X_H$	(3-8)
$CH + CH \rightleftharpoons C_2H_2$	$K_9 = K_{pC_2H_2} / (K_{pCH})^2 = X_{C_2H_2} / (X_{CH})^2 \cdot 1/p$	$X_{C_2H_2} = p^3 K_8^2 K_9 X_C^2 X_H^2$	(3-9)

表 3-1 使用された素反応式ならびに平衡定数とモル分率との関係

Chemical species	$d_{ij}$					
(1) H	3.24199	-12.30420	0.56487	-0.17065	0.01983	
(2) O	3.54434	-13.56711	0.28589	-0.08002	0.00926	
(3) OH	0.67062	-1.75061	-0.23165	0.07491	-0.00875	
(4) H <sub>2</sub> O	-3.10067	13.43635	-0.34220	0.07442	-0.00701	
(5) HO <sub>2</sub>	-2.68084	-0.69023	-0.16401	0.03990	-0.00446	
(6) C	7.91241	-35.40383	-5.62976	9.58020	-10.86395	
(7) CO	8.19068	-4.01308	1.21964	-0.20773	0.01508	
	3.72285	10.70650	-13.25315	22.27384	-23.90156	
(8) CO <sub>2</sub>	16.43208	-7.16153	1.90414	-0.28063	0.01751	
	-0.25463	22.50934	-5.25420	8.35781	-7.99719	
(9) CH <sub>4</sub>	4.63639	-1.58908	0.29532	-0.02283		
	0.50456	-25.78498	-18.74017	43.64669	-66.66529	
	66.14116	-40.69735	12.38516	0.50253	-2.15390	$K_{pH_2} = K_{pO_2} = 1$
(10) C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	0.83605	-0.14477	98.61133			
(11) C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	2.65529	-11.32168	-0.21961	3.06478		

表 3-2 平衡定数の多項式における係数

Chemical Species	$b_{i0}$	$b_{i1}$	$b_{i2}$	$b_{i3}$	$b_{i4}$	$b_{i5}$
(1) H <sub>2</sub>	-1043.636	3563.011	-283.171	276.550	-66.742	5.615
(2) O <sub>2</sub>	-60.373	185.385	63.308	-23.132	4.746	-0.382
(3) H <sub>2</sub>	50217.816	4925.994	3.288	-1.776	0.434	-0.039
(4) O <sub>2</sub>	3625.713	329.194	-15.772	6.633	-1.373	0.117
(5) OH	431.639	418.362	-24.125	30.361	-7.984	0.703
(6) H <sub>2</sub> O	-3328.269	383.602	76.473	11.309	-6.253	0.656
(7) HO <sub>2</sub>	84.300	191.756	121.429	-38.088	6.445	-0.449
(8) C	14.125	0.399	0.005			
(9) CO	-1.010	0.210	0.054	0.014	0.002	-0.0001
(10) CO <sub>2</sub>	-2.190	0.136	0.145	-0.060	0.015	-0.0019
(11) CH <sub>4</sub>	10.767	0.503	0.051	-0.004		
(12) C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	1.971	0.315	0.228	-0.058	0.008	-0.0005

表 3-3 エンタルピーの多項式における係数

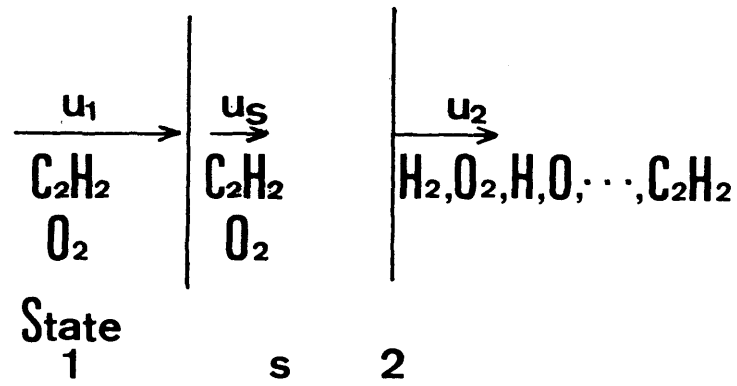


図3-1 C-J デトネーションの構造

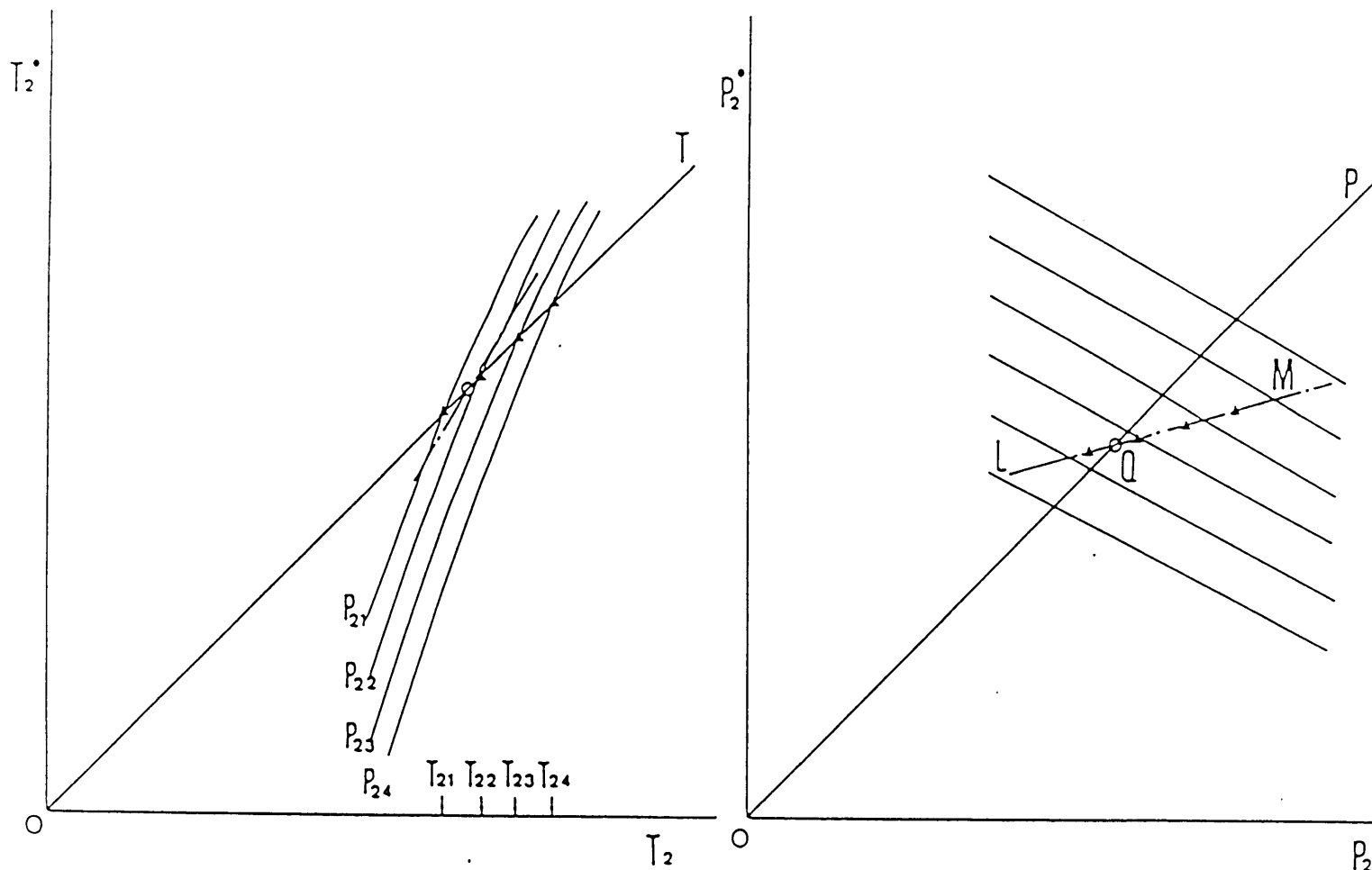


図 3-2 繰り返し計算における  $T_2, P_2$  の図式解法

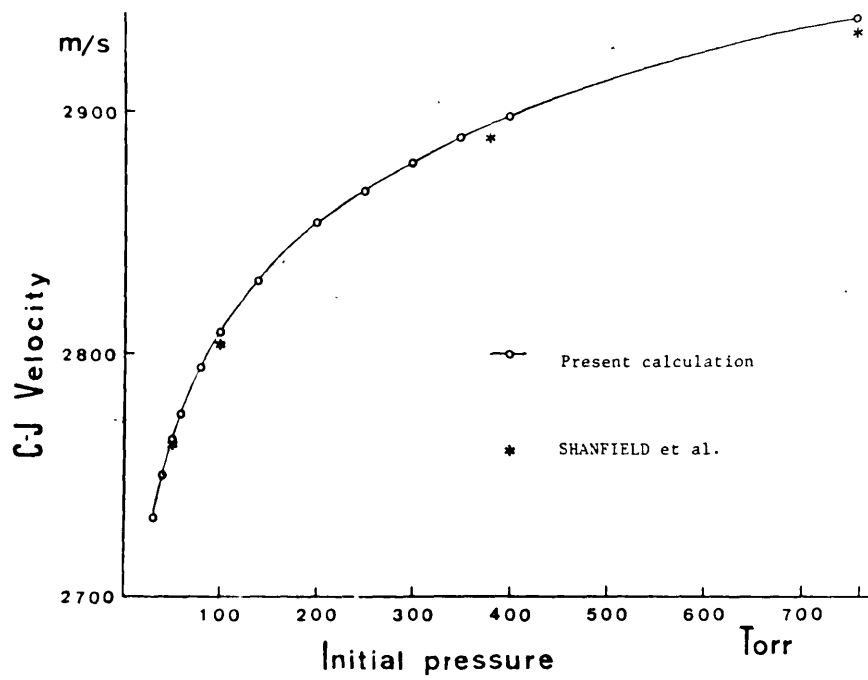


図 3-3 C-J ティンネーションの伝播速度

○ :  $C_2H_2 + O_2$ ,  $T_1 = 300 K$ , 12 化学種

\* :  $C_2H_2 + O_2$ ,  $T_1 = 298 K$ , 8 化学種



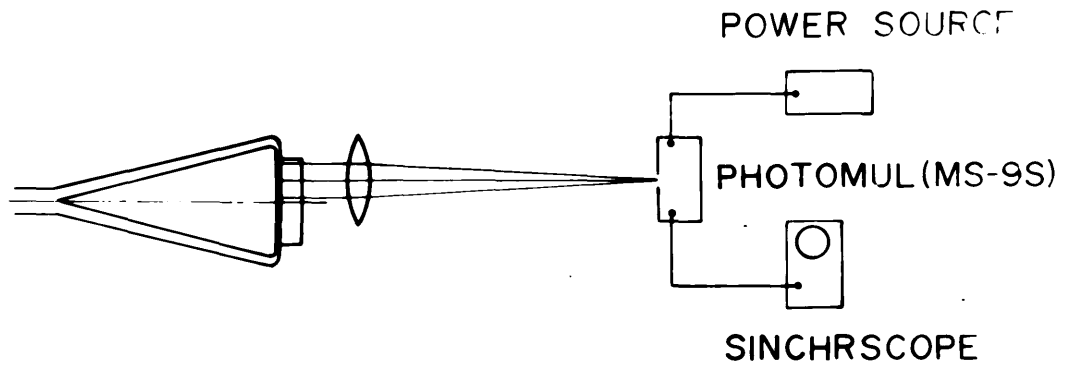


図 3-4 ニ重ピンホール法による  
波の伝播速度の測定

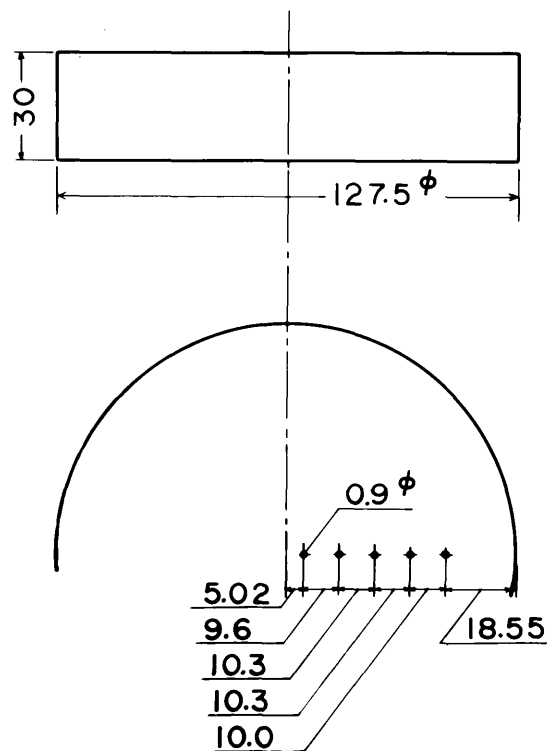


図 3-5 ニ重ピンホール法に用いられた  
ピンホール

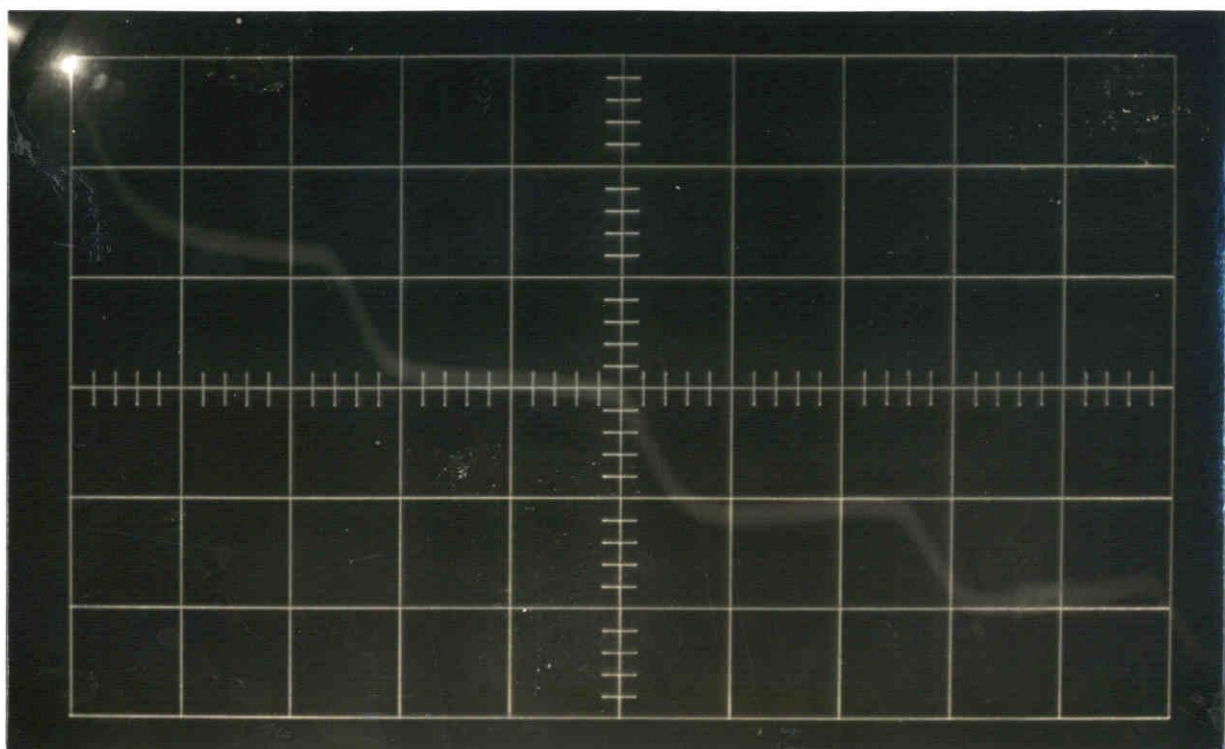


図 3-6 光電子増倍管からの出力  
 $C_2H_2 + O_2$ , 27-27 Torr  
END-III, 1.342  $\mu s/div.$

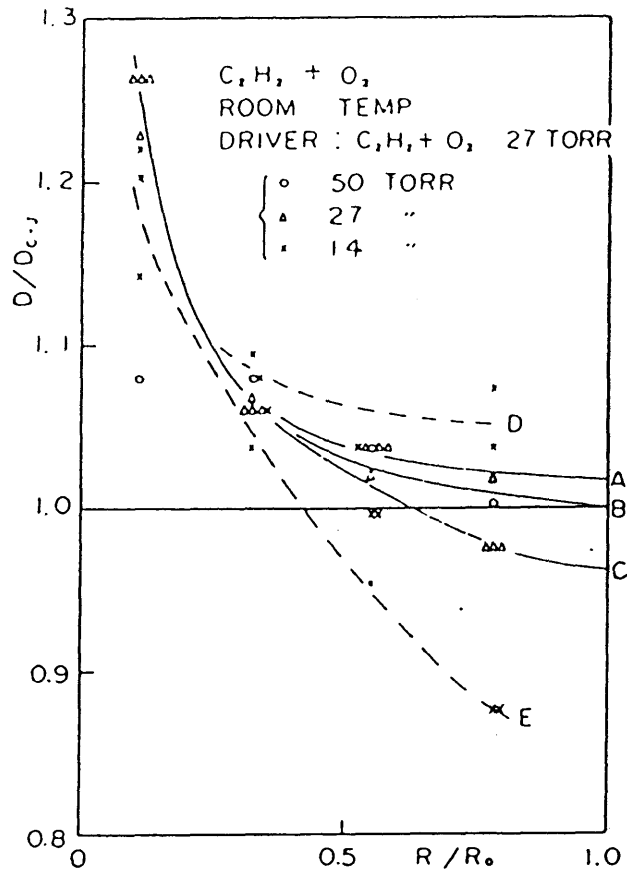


図3-7 収束 detonation の局所伝播速度

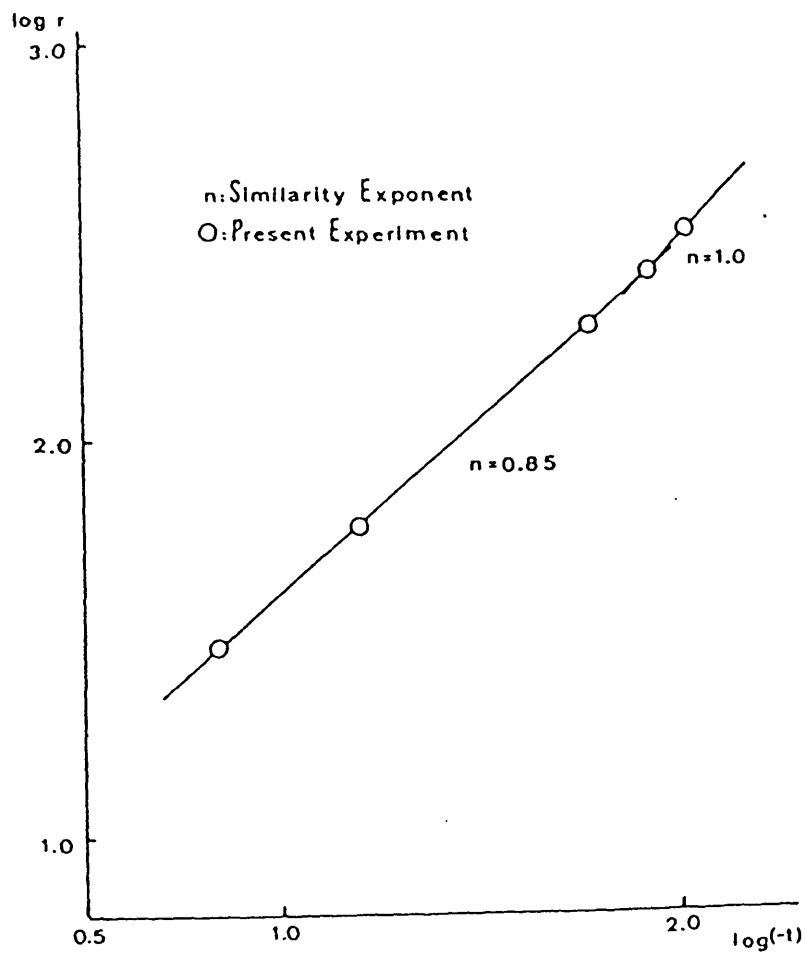


図 3-8 収束テトネーションの相似指数  
 $C_2H_2 + O_2$ , 60 Torr

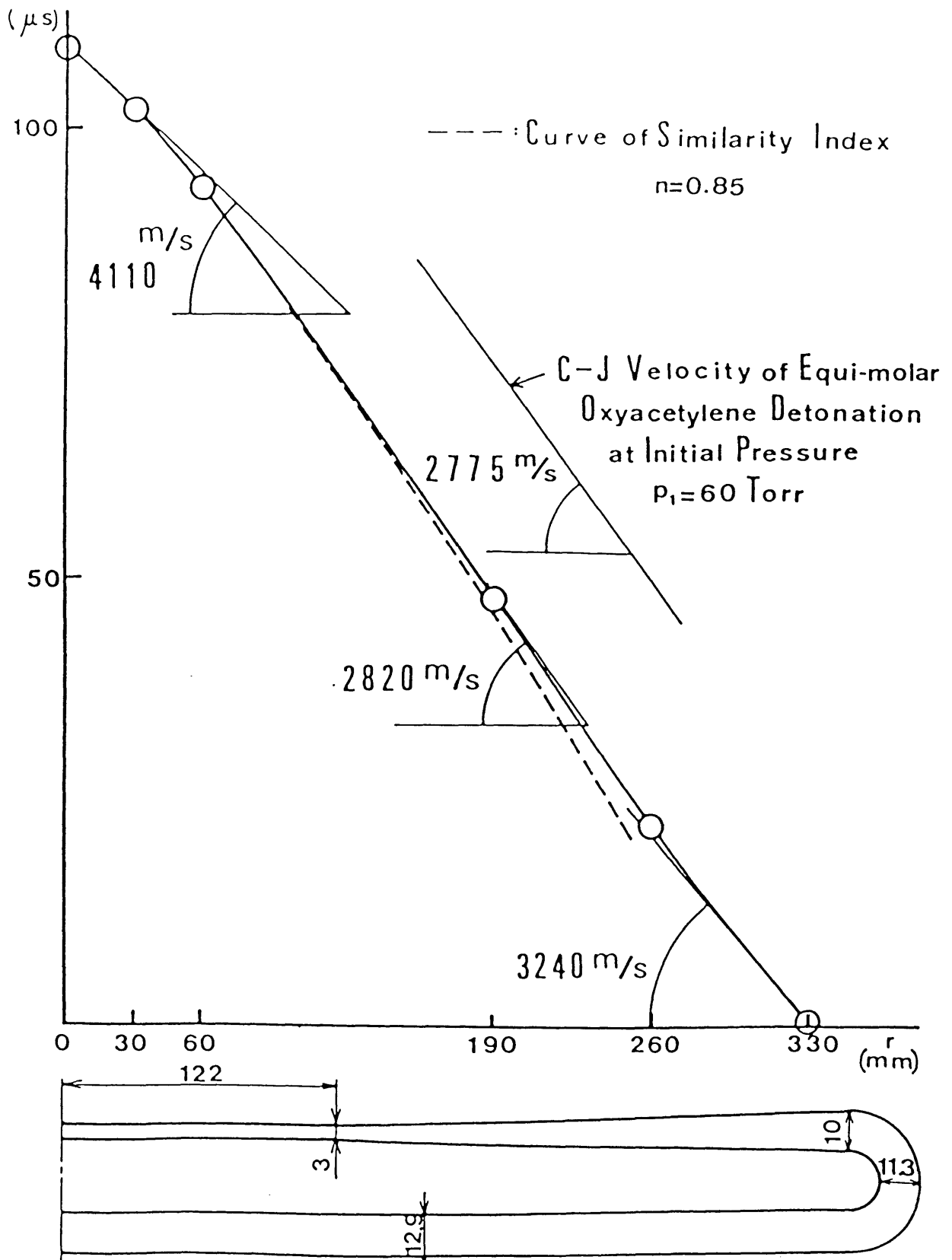


図3-9 収束 detonation のオート線図  
 $C_2H_2 + O_2, 60 \text{ Torr}$

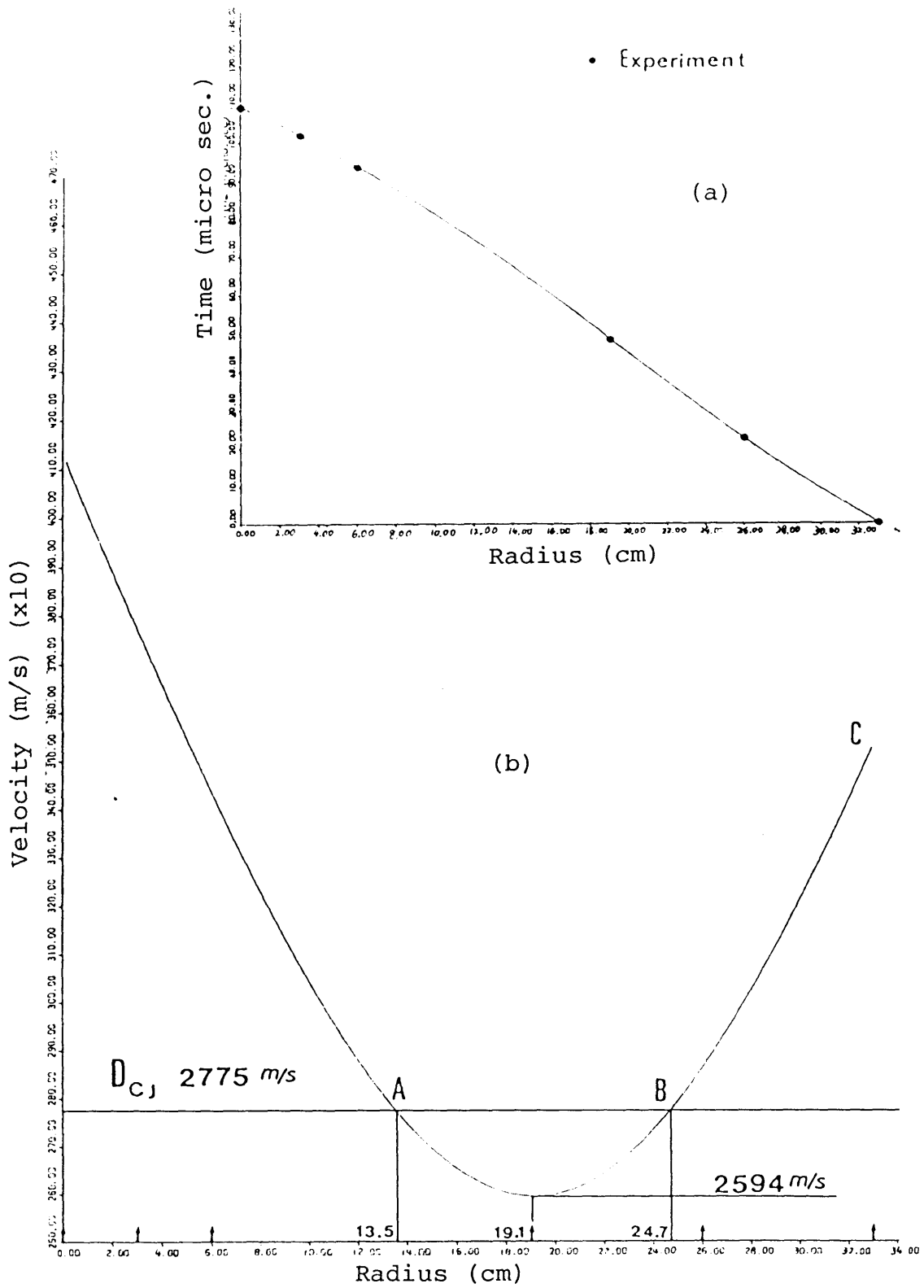


図 3-10 最小二乗法により求めた収束過程における  
 デトネーションの挙動  
 (a) 図 3-9 に対応する  $r-t$  線図  
 (b)  $r-v$  線図

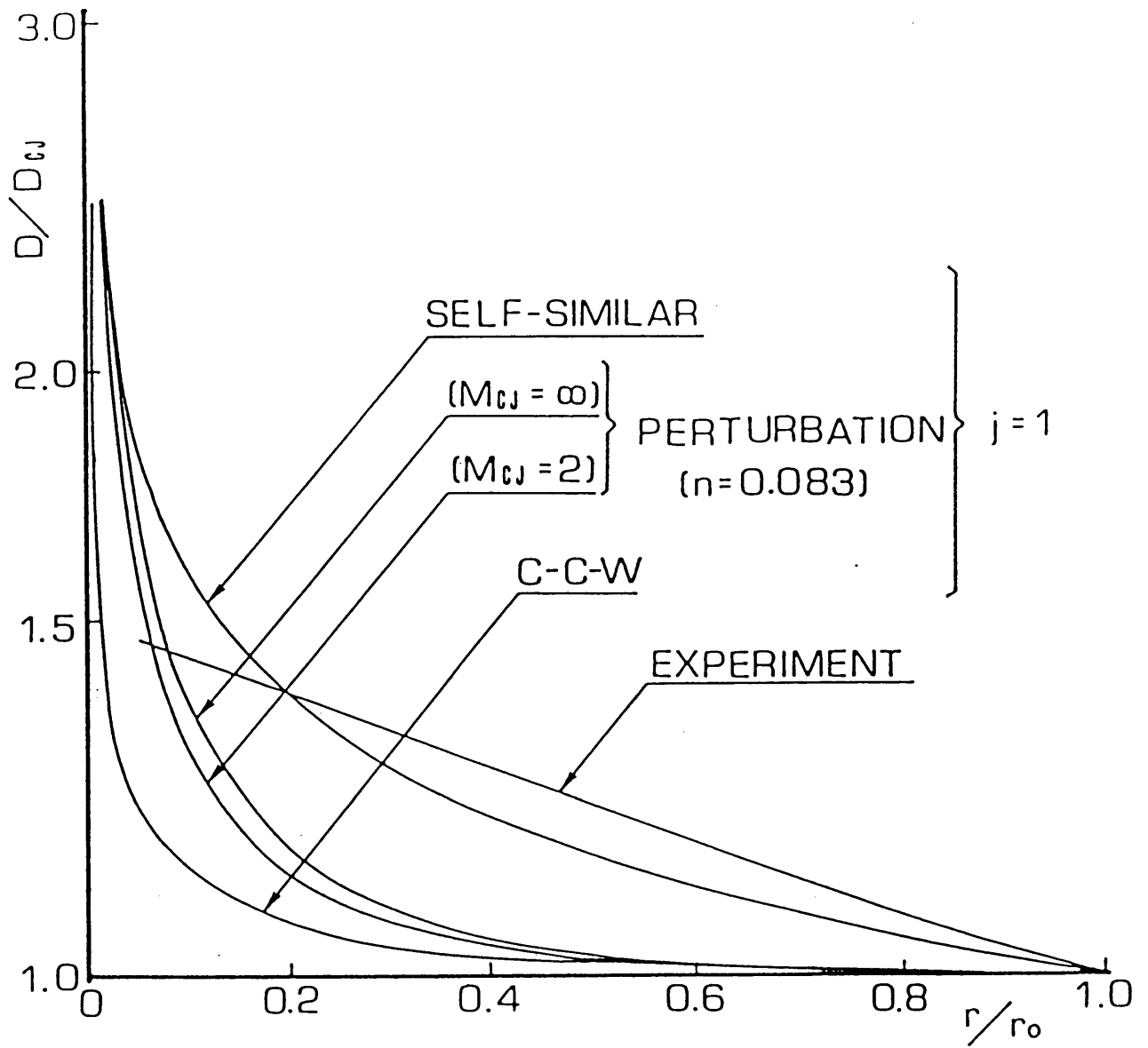


図 3-11 理論計算との比較

$D_{c-j}$  : C-J ティンネーションの伝播速度

$r_0$  :  $D = D_{c-j}$  における半径

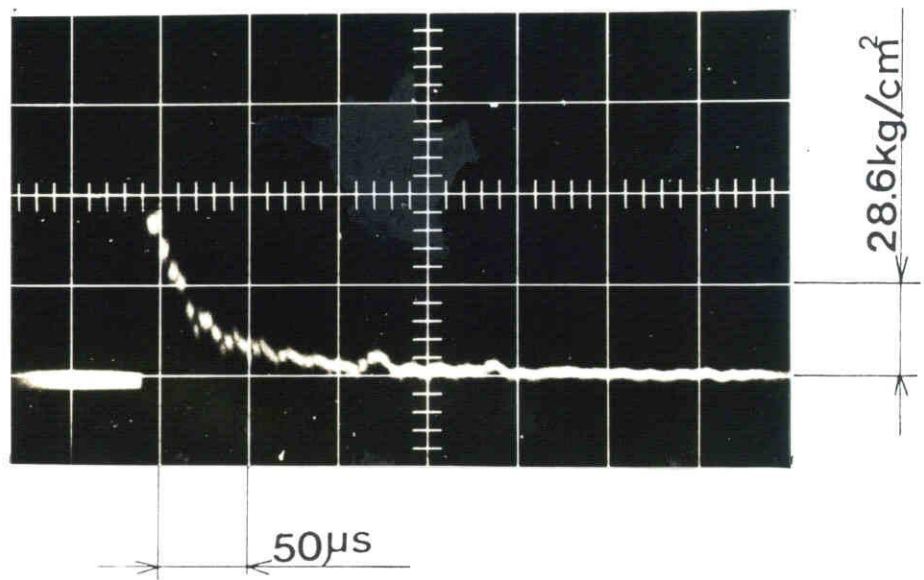


図 3-12 収束点における圧力測定  
 $C_2H_2 + O_2$ , 60 Torr.



## ★IV章 収束デトネーションの温度測定

### IV-1 はじめに

内燃機関やタービンエンジンをはじめとする実用面において、火炎温度を知るということは、燃焼器内の化学反応によって達成される完全燃焼の度合に対する直接的目安を与えるばかりでなく、燃焼効率や全体の性能に関する一つの尺度ともなりうるので重要である。また衝撃波による原子・分子の励起緩和、イオン化および化学反応速度等に関する研究において、温度は最も重要なパラメータである。同様に大出力のガスダイナミック・パルスレーザへの応用、高温プラズマの発生、人工ダイヤモンドの製造を目的として、球状もしくは円筒状に収束する気体デトネーションを研究する場合、収束中心で達成される温度を正確に知るとは、このような応用面からだけでなく、デトネーションの理論的研究面からも必要とされる。

温度測定法には大別すると、熱電対法 (thermocouple method) や熱線法 (hot wire method) 等による測定子を用いた接触法と非接触の光学的方法 (optical method) とがある。前者は白金の融点 ( $1750^{\circ}\text{C}$ ) 以下の温度測定に制限されるのに対し、後者はより高い温度範囲において有効であるだけでなく、燃焼過程や測定の際に擾乱を与えることもない。光学的方法といえば、ほとんど分光学的方法 (spectroscopic method) をさすか、衝撃波管等使用の研究において要求される応答時間特性にも優れており、情報量が多いことも利点を生みだしている。たとえば波長からは、ある元素があるイオン化段階で存在するかどうかの情報を得ることができ、スペクトル線の形状からは輻射原子の運動論的溫度 (kinetic temperature) あるいは

粒子密度について知ることができるといわけである。したがって、テトネーションの収束中心で作られる高温気体の測定法としては、現象の持続時間が短いこと、高温であること、非接触である方が望ましいこと、から分光学的温度測定法が適用される。

分光学的温度測定法には慣例上区分された二通りの方法、すなわち、(1) 放射法 (Radiometric method) と (2) スペクトル放射法、がある。前者は発光や吸収についての微視的メカニズムの知識および気体粒子のエネルギー分布の知識を必要とせず、光学的厚さが大であるような気体に用いられる。反射法や色温度測定法などは(1)に含まれる。一方後者は低圧火炎や電気アークなどの光学的に薄い気体に適用され、多線法 (ホルツマン・プロット) やスペクトル線形状法がこれに含まれる。表 4-1 にその分類を示す。

本研究では、CH および OH の発光スペクトルを多線法に用いた収束中心におけるテトネーションの温度測定<sup>(32), (34)</sup> が IV-2 節で議論され、IV-3 節では CN スペクトルによる発光スペクトル・マッチング法<sup>(37), (38), (39)</sup> が議論される。

## IV-2 多線法による温度測定

### (1) 実験装置と測定系<sup>(32)</sup>

図 4-1 は円筒収束テトネーションの回転温度を測定するために用いられたテトネーション・チューブと測定系を示す。テトネーション・チューブは図 2-1 で示されたものと同様である。収束テトネーションの収束中心点における発光は、厚さ 25 mm の石英ガラスのほめた観測窓を通り、ミラー・レンズ系によって分光器 (Jarrell-Ash-0.75 m) の入口スリットに焦点が結ばれる。スリット幅 10  $\mu$  の入口スリットを通過した

光は回折格子(1800 groove/mm)により分光され、スリット幅約100 $\mu$ の出口スリットに隣接して取付けられた光電子増倍管(Hamamatsu-TV-931A)によって指定された波長の光だけが取り出される。その出力は電圧としてオシロスコープ上に描かれる。光学系全体の軸調整はHe-Neレーザー光によって行われ、レンズには出来るだけ多くの光を集めるためにF値の小さなものが使用された。

実験に用いられた混合気は等モルアセチレン酸素であるが、収束点の最もよい再現性を得るために、試料気体側の初期圧が数 Torr から120 Torr まで変えられた。ただし駆動側気体の初期圧は隔膜をスムーズに破膜するに十分な28 Torrのみである。この結果は、 $\chi$  II 章 II-2 (3) にも示されているように、低圧では含まれる衝撃波三重点の数が少ないことにより再現性を悪くし、高圧では三次元的な衝撃波三重点の運動が周辺部で発生し再現性を悪くする。したがって、この両方の効果の妥協点は本実験では28 Torrであることが見い出された。

図4-2は、この初期圧における開放写真の一例であり、この場合の収束中心点が矢印によって示されている。

## (2) 収束デトネーションの発光スペクトル

スペクトル線の微細構造は原理的にはスリット幅を狭く(たとえば10 $\mu$ )することによって明確にすることができ、発光時間が数 $\mu$ sと短く、収束領域が狭いと分光写真フィルムを感光するに十分な光量が得られない。そこで解像力が落ちて各回転スペクトル線を分離できないが、広いスリット幅300 $\mu$ の入口スリットを用いれば、デトネーションの発光スペクトルをとらえることができる。図4-3中段は、300 $\mu$  × 6 mm<sup>2</sup>の入口スリットを用いて得られた分光写真である。上段と下段に

は、スペクトル線の同定のために Ar と He のスペクトル線が示されている。この分光写真から CH 4315 A System や C<sub>2</sub> Swan System のスペクトルが、収束テトネーションの収束中心点の発光の中に存在することが判明する。分光写真上の発光強度は空間に関しては局所値を与えるけれども、時間に関しては積分値を示す。したがって、スペクトル線強度の時間的履歴を知るためには、分光器をモノクロメータとして用い、光電子増倍管によってその強度をとらえる必要がある。この方法によって回転スペクトル線の発光強度を調べ、回転温度を求める。この目的のために選ばれるスペクトル線は、他のシステムと重複することなく孤立していて、その強度が適度に大きいことが望ましい。あまり強度が大きいと自己吸収による効果のため正確な温度が求められない。さらに遷移確率や回転エネルギーなどの分光学的データが入手しやすく、信頼性が高いということが必要である。そこで図4-3に示されるテトネーションの発光スペクトルの中から、CH 4315 System における (0,0) バンドの R 分枝が選ばれた。

指定された波長の光を光電子増倍管でとらえる場合、分光器における波長ダイヤルの調整には、あらかじめ基準光源による較正が必要である。この基準光源として、アセチレン-空気のバーナ火炎が用いられた。図4-4は 10 $\mu$  × 6 mm の入口スリットを用いて得られたバーナ火炎の分光写真で、各回転線がはっきりと区別されている。本実験で測定に用いられた回転線はこのうちの R(7) ~ R(15) である。表4-2には、これらのスペクトル線の詳細が示されている。R(7) ~ R(11) までは、R<sub>1cd</sub>, R<sub>1dc</sub>, R<sub>2cd</sub> および R<sub>2dc</sub> の各スペクトル線の隔たりが 1 Å 程度であるので、4本を一度にとらえるためにスリット幅 145 $\mu$  の入口スリット

を用いた。R(12)~R(15)では、スペクトル線間隔が1Å以上にわたる場合が生じるため、表4-2に示されるように2本づつに分け、入ロスリット幅も $2.5\mu$ とした。

### (3) 発光強度のオシログラム

収束中心点からのデットネーションの発光をとらえるに先きだち、分光器出口側スリットからレーザ光を入れ、レンズミラー系を通過した光が収束するものと予想される点に焦点を結ぶように光学系が調整された。

図4-5は、光電子増倍管によって観察されたCH-R(9)の発光スペクトル線強度の時間履歴を示す代表的なオシログラムの例である。各オシログラムにおいて同様に見られるのは、狭いスリットをデットネーションが通過する時間が短いことを反映して、立ち上がり時間は $1\mu\text{s}$ 以下で非常に短い。(a)の場合は収束中心が光学系調整点と一致した場合で、(b)、(c)は両者がずれた場合に対応する。後者の場合、入射デットネーションと反射デットネーションもしくは反射衝撃波が別々に観察される。とくに(c)では、反射衝撃波が存在していると思われる衝撃波三重点によって複雑になって観察されている。多くの場合(a)のような単一の立ち上がりのときには、大きな発光強度を発生するけれども、時として多段階の立ち上がりの場合でも発光強度が大きい場合がある。このことからつぎのことが考えられる。すなわち、収束点で高温を実現する際の重要なパラメータには、収束点の再現性だけでなく、第二章のII-3節で触れられたように、収束デットネーションの最終段階における形状も含まれる、ということである。つまり、円筒収束デットネーションの円筒対称性が高ければ高いほど、より高い温度が期待できる。収束デットネーションの崩壊後には、図3-12に見られる圧力のオシログラムと同様に強

い膨脹波が反射衝撃波後方に続くことが (a), (b), (c) いずれの波形にも観察される。

#### (4) 回転温度

より高い回転量子数  $K$  の回転エネルギーレベルから、より低い回転量子数  $L$  の回転エネルギーレベルへ二原子分子が遷移する際に放出される光の強度は次式によって表わされる。<sup>(40), (41)</sup>

$$I_{KL} = C \frac{N}{Q_r} A_{KL} \nu_{KL}^4 e^{-E_K/kT_r} \quad (4-1)$$

ここで  $C$  は全スペクトル線に共通な定数、 $E_K$  は遷移前の回転エネルギー、 $\nu_{KL}$  は放出された光の波数、 $Q_r$  は回転の状態和、 $A_{KL}$  は  $K$  から  $L$  への遷移確率であり、この値は和の法則<sup>(42)</sup>より容易に求められる。(4-1)式の対数をとると次式を得る。

$$\ln(I_{KL}/A_{KL} \nu_{KL}^4) = \text{const} - E_K/kT_r \quad (4-2)$$

$E_K$  に対して  $\ln(I_{KL}/A_{KL} \nu_{KL}^4)$  をプロットすることにより、その傾きから回転温度  $T_r$  を得ることが出来る。表4-3に式(4-2)で必要な分光学的データが、 $\text{CH}_2\text{A}^2\Delta - \text{X}^2\Pi$  遷移の(0,0)バンドにおける  $R$  分枝に対して示されている。<sup>(43), (44)</sup>

光電子増倍管によって測定された最大発光強度のボルツマン・プロットが図4-6に示されている。図中に示されるデータは、異なる実験ごとに得られたものである。さらに、図4-5(a)のような収束中心がうまくスリットに入った場合だけがプロットされており、発光強度の多段階的な立ち上りの場合は除かれている。プロットされたデータに対して引いた平均的な直線の傾きは 19400 K の温度を与え、この値は Roberts ら<sup>(20)</sup> あるいは Knystautas ら<sup>(21)</sup> が得た値よりも、Huni<sup>(22)</sup> や

Belokanら<sup>(10)</sup>が観察して得た値の方に近い。この直線の引き方による許容温度範囲は  $19400 \pm 10000$  K である。なおこれらの測定されたデータには、アセチレン-空気バーナ火炎を用いたスペクトル線同定の際には観察されなかった連続光による影響が含まれるものと考えられるし、データは実験ごとに得られた集合であるので、こうして得られた  $19400 \pm 10000$  K も平均値である。かくして、高温状態の測定だけでなくその実現のためには、収束中心位置の再現性とその中心ごく近傍におけるデトネーションの高度な真円度という二つの重要なパラメータが大きく影響を与える。

収束中心位置が変動するのをさけるために、図4-7に示されるようなセクターが収束部に挿入された。セクターの角度が大きすぎると中心で収束すると必ずしも保証されないし、角度が小さすぎると熱損失が大きくなり、これまでの一連の実験に用いられてきた初期圧 28 Torr では収束中心位置の再現性は十分でない。そこで奥行方向の衝撃波の効果は高温発生を悪くするけれども、デトネーションが正確に中心で収束するように高い初期圧 100 Torr が用いられた。

図4-8は  $60^\circ$ -セクターを用いた初期圧 100 Torr における等モルアセチレン酸素デトネーションのボルツマン・プロットを示す。データもそれほど多くなく、わずか三本のスペクトル線が用いられたにすぎないので、温度を評価する際にもいくらかの任意性が残る。あえて引いた4本の直線の傾きのうちで、最も高い回転温度は  $22200$  K で、この値はセクターなしで得たときの値に近い。一方最小値はわずか  $3500$  K であまりにも低すぎる。このようなデータのばらつきは、奥行方向の波の効果によって引き起こされる。ポリクロメータを使用すれば、実験ご

とに温度を測定することができるので、ボルツマン・プロット上ではらつてくデータをもとにした直線の傾きからの温度評価には任意性は含まれなくなる。

#### (5) 混合比による回転温度の変化<sup>(34)</sup>

第二章で議論されたように、初期圧やアセチレンと酸素の混合比はデトネーションの収束過程に大きな効果を与えるので、収束中心位置やその再現性は煤膜法や南放射真法によつて調べられた。これらの観測は、収束部壁面における冷却効果を一樣にするために収束中心付近だけを見るようにした直径10mm中の観測窓をとおして行なわれた。図2-12, 図2-14~図2-17は、こうして得られた実験例を示す。いずれの場合も、点火側気体は初期圧22 Torrの等モルアセチレン酸素混合気である。点火側気体の初期圧があまりにも高いと、あとに続く伝播過程に影響を与えることや、等モル混合気が試料気体デトネーションに対する最も良い駆動性を持っていることから、上記の条件が採用された。試料気体の初期圧およびアセチレン濃度はそれぞれ15~60 Torr, 10~61%まで変えられた。

デトネーションの収束点における回転温度の測定には、前項で使用されたCH A<sup>2</sup>Δ-X<sup>2</sup>Π, (0,0)バンド4315 Åシステムに代つて、OH A<sup>2</sup>Σ-X<sup>2</sup>Π, (0,0)バンド3064 Åシステムが用いられた。光学的配置は全く同様であるが、測定に用いられる観測窓ガラスやレンズの材質にはすべて石英が用いられた。さらに分光器出口スリットのところに取り付けられた光電子増倍管は紫外領域測定用のR106(浜松テレビ製)である。波長の同定はFe, ZnおよびAl フロロカソードランプと都市ガスイバーナ火炎によつて行なわれた。図4-9は、これら標準光源の



分光写真を示すが、このうちで分光器波長ダイヤルに対する校正曲線を作るのに用いられた波長は、Pt (3042.6, 3064.7), Zn (3075.9), Al (3082.2, 3092.7) (カッコ内はいずれもAの単位である) である。

CH 4315A システムの場合と同様に、他のスペクトル線に妨害されず分離してとり出しやすいという条件から、R<sub>2</sub>分枝が選ばれた。表4-4<sup>(45)</sup>には測定に用いられたスペクトル線の各諸量が示されている。選ばれたスペクトル線の発光強度測定には、分光器の入口スリットおよび出口スリットはそれぞれ10 $\mu$ ×500 $\mu$ , 72.5 $\mu$ ×500 $\mu$ が採用された。収束点からの発光は、この分光器を通して光電子増倍管によって受光され、その出力がオシロスコープ上に電圧変化として描かれる。

図4-10, 11は予想される収束点からのOH発光のオシログラフを示す。いずれもアセチレン濃度は10.6%の場合である。図4-10は収束点が光学経路の焦点と一致した場合である。発光のピーク値までの立ち上がり時間は5 $\mu$ sであり、ピーク値の持続時間は2~3 $\mu$ s以下である。このオシログラフから、化学的誘起時間は5 $\mu$ sのオーダーであるが、輻射および気体力学的冷却に対する時間はそれよりずっと長く、20 $\mu$ s程度のオーダーであることが分かる。図4-11は、収束点が光学経路の焦点とずれた場合における代表的な一例である。出力の極大値がつきつきと現われるばかりでなく立ち上がり時間は20 $\mu$ sとずっと長くなる。図4-12(a), (b)はそれぞれアセチレン濃度が17.6%, 26.5%の場合のオシログラフを示す。収束点と光学系焦点とが一致した場合の例であるが、いずれも立ち上がり時間は5 $\mu$ sで、図4-10で示されるアセチレン濃度の低い場合と変わらない。図4-12(c)は、収束点と光学系焦点とがわずかにずれた場合で、立ち上がり時間も8 $\mu$ sとやや長くなる。

るとともに、フギッギと発光ピークが見られる。

アセチレン濃度が61%と高くなると、極めて興味深い挙動が図4-13のオシログラフ中で見られる。オ一に発光強度がアセチレン濃度の低い混合気の場合に比べて100倍程度強くなる。オニに発光強度曲線は、良い収束例に相当するにもかかわらず、その立ち上がり時間は10 $\mu$ sとやや長くなる。最後に発光履歴全体を通して、発光強度曲線はなめらかである。ここで述べられたすべての現象は煤の生成と関連しているものと考えられる。もしそうだとすれば、温度を測定する場合煤粒子からの連続光の影響を含むことになり、温度を大きめに評価することとなる。

図4-14(a)~(g)には、表4-4に示されるスペクトル線を用いて、7つの場合に対して測定された結果をArrheniusプロットした図が示されている。図中の“I”印は測定誤差範囲を示す。図4-15は図4-14で得られた温度をアセチレン濃度に対してプロットしたものである。図4-14(a)~(g)において描かれている直線は、散在するデータの平均的な値を代表するものであるが、各グラフにおいて描きうる直線の傾きから回転温度の最大値、最小値を求め、これを温度の許容範囲と見なすことができる。この温度許容範囲は、図4-15において“I”印で示されている。

図4-15で観察されるように、温度は初期圧よりもむしろアセチレン濃度の方により強く依存する。温度はアセチレン濃度の低いところで最大になる。見かけ上は、アセチレン濃度の高いところで温度が高くなっているが、明らかに煤の生成によって影響を受けているので、大幅に削減されねばならない。興味深いことには、アセチレン濃度50

%の混合気において得られた温度 20000 K は CH 4315 A システムを用いて測定した結果 (オロ-2 節 (4)) とよい一致を示すことである。

したがって、本研究で使用された実験装置に関する限り、アセチレン濃度 50% 以下の混合気に対する温度も同じオーダの精度内にあるものと考えられる。

一方、一次元円筒収束デトネーションに対する理論計算では、等モルアセチレン酸素デトネーションが直径 2 mm まで収束したときの温度は 34000 K である。実験と理論とのこの差は、主としてつぎのような可能性によるものと思われる：(i) 真円収束でない；たとえば楕円形状もしくは多角形状の収束となる、(ii) 実行方向における物理量の非一様性、(iii) 20000 K 以上における輻射冷却の増大。

#### IV-3 発光スペクトル・マッチング法による温度測定<sup>(46)</sup>

多線法は原理的には比較的簡単であるけれども、つぎのような多線法固有の困難さを持っている。すなわち、(i) 重複するスペクトルを多く含む分子スペクトルの中から、他のスペクトル線と互いに離れているようなスペクトル線を選ばねばならないこと、(ii) 高温によるドップラー・ブロードニングとプレッシャー・ブロードニングによって生じるスペクトル線の重複効果、光路長が長いことによる自己吸収効果、スリット関数の広いことによるインストルメント・ブロードニングの効果により、ボルツマン・プロットダイヤグラム上で直線性が失われることである。したがって、得られた温度結果には多くの場合不確実性が含まれる。この不確実性を除くために、本節では上述のスペクトル線への影響要素をすべて考慮に入れた人工発光スペクトル・マッチング法<sup>(23), (24)</sup>が用いられた。

### (1) スペクトル・マッチング法

圧力、温度、光路長および輻射気体固有の性質が変わると、発光あるいは吸収スペクトルは変化する。その変化の様子は、スペクトル線の形状同士を比較することによって観察できる。中でもある一本のスペクトル線に対し、その形状を支配するブロードニングの半値幅から輻射気体の温度を決定する方法は、マッチング法として知られており、とくに電子遷移による原子スペクトルにおいて通常観察される孤立スペクトル線を用いたマッチング法は、きわめて有効によく用いられている。

しかしながら、温度、圧力がともに低く、光路長の小さな場合をのぞいて、分子の電子遷移スペクトルはスペクトル線の重複をともなうバンド・スペクトルである。それゆえ、高温の輻射分子から得られるバンド・スペクトルをもとにして温度を決定する場合には、線スペクトルのマッチングではなく、対応する波長区間におけるすべての遷移を考慮して計算した人工バンド・スペクトルと実験から得られるバンド・スペクトルのマッチングに基づくべきである。

このようなマッチング法は定常な実験に対しては特に新しい方法ではなく、また多線法に比べて特に優れてもいないが、短時間の非定常現象に対して良い一致を与えた例は多くない。Park-Fujiwara<sup>(24)</sup>が衝撃波管を用いてSiOの電子遷移を調べるのにこの方法を適用し、実験と理論の良い一致を得たのはその一例である。ところが、高温発光持続時間が $10\mu\text{s}$ 以下である収束トネーションの温度測定において、スペクトル・マッチング法が用いられた例はほかになく、しかもこれまで行われてきた他の温度測定法は、それ自身の欠陥も原因で $20000\text{ K}$ から $190000\text{ K}$ までと きわめて大きなばらつきを与えてきた。

したがって、本研究はスペクトル・マッチング法を用いて、より正しい温度を求めようとするものである。

バンド全体にわたって計算された人工スペクトルの形状と蛍光測定の収束中心で得られる発光スペクトル写真からの発光強度形状とを比較し、両者の間に良い一致が得られるまで、気体力学的パラメータ（温度、発光分子の数密度およびフレッツィヤ・ブロードニングの半値幅）の組み合わせが変えられた。実験に用いられた混合気は、初期圧 60 Torr の等モルアセチレン酸素であり、実験結果と計算結果の比較に選ばれたスペクトルは、波長領域 296.0 nm ~ 436.0 nm の中で最も大きな発光強度を示す CN Violet B<sup>2</sup>Σ<sup>-</sup>-X<sup>2</sup>Σ<sup>+</sup> バンド・システムである。このバンド・システムを用いて、収束蛍光測定の収束中心に実現される温度が検討され、第 IV-4 節でスペクトル・マッチング法と多線法の比較について議論がなされた。

## (2) 人工発光スペクトル<sup>(23)</sup>

実際のスペクトルは、一般に多数の重複している分子の回転線、原子線および連続スペクトルから成っている。したがってスペクトルをより正確に数値的にシミュレートするには、これらの放射源をことごとく考慮せねばならない。さらに、このようなスペクトルの強度を計算するためには、取り扱っているガスの構成粒子と輻射の干渉を考える必要がある。スペクトル強度は、次式で示される輻射伝達方程式によって与えられる。

$$\frac{1}{c} \left( \frac{\partial I_{\nu}}{\partial t} + c \Omega \cdot \nabla I_{\nu} \right) = J_{\nu} \left( 1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_{\nu} \right) - K_{\nu} I_{\nu} \quad (4-3)$$

ここで  $I_{\nu}$ : スペクトル線強度,  $c$ : 光速,  $\nu$ : 周波数,

$J_L$ : 発光係数  $= K_L I_{Lp} [1 - \exp(-h\nu/kT)]$ ,

$I_{Lp}$ : プランク関数,  $K_L$ : 吸収係数,  $k$ : ボルツマン定数,

$\Omega$ : フォトンの運動方向における単位ベクトル.

通常の流束における物質の変化に要する特性時間にくらべて, 輻射特性時間は極めて小さいので, 輻射場は準定常とみなされる.

したがって, 輻射伝達方程式 (4-3) の一次元表示は次式のようになる.

$$\frac{dI_L}{dx} = K_L [1 - \exp(-h\nu/kT)] I_{Lp} + K_L I_L \exp(-h\nu/kT) - K_L I_L \quad (4-4)$$

(4-4) 式の右辺の1項は自然発光による項で  $I_L$  に独立である. 2項, 3項は, それぞれ誘起発光, 吸収を表わすが, ともにある点  $x$  におけるスペクトル強度  $I_L$  に比例する. ここで後の計算に便利なように, (4-5) 式の関係を用いて (4-4) 式を波長  $\lambda$  に関する表現に書き直すと (4-6) 式となる.

$$\lambda \equiv \frac{c}{\nu}, \quad I_L d\nu = -I_\lambda d\lambda \quad (4-5)$$

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = K'_\lambda [I_{\lambda p}(T) - I_\lambda] \quad (4-6)$$

ここで  $K'_\lambda$ : 誘起発光に対する修正吸収係数

$$= K_\lambda [1 - \exp(-hc/\lambda kT)] \quad (\text{cm}^{-1}),$$

$I_{\lambda p}$ : 波長  $\lambda$  で表わしたプランクの黒体関数

$$= \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (\text{W/cm}^2 \cdot \text{cm} \cdot \text{sr}).$$

輻射気体が一定温度  $T$  の熱力学的平衡状態にあるとして, (4-6) 式を積分すると次式を得る.

$$I_{\lambda} = I_{\lambda p}(T) [1 - \exp(-K'_{\lambda} l)] + I'_{\lambda} \exp(-K'_{\lambda} l) \quad (4-7)$$

ここで  $l$ : 幾何学的光路長 (cm),

$I'_{\lambda}$ : 気体の境界から入射する光の強度 ( $W/cm^2 \cdot cm \cdot Sr$ )

光学的に薄い場合には, (4-7)式は(4-8)式のように表わされる.

$$\begin{aligned} I_{\lambda} |_{K'_{\lambda} l \ll 1} &= K'_{\lambda} l I_{\lambda p}(T) + I'_{\lambda} \\ &= E_{\lambda} l + I'_{\lambda} \end{aligned} \quad (4-8)$$

ここで  $E_{\lambda}$  は自然発光スペクトルを示すが,  $I_{\lambda}$  を知るにはこの  $E_{\lambda}$  が求められねばならない. さらに  $E_{\lambda}$  の計算には, スペクトル線中心波長  $\lambda_{CL}$  の位置, 自然発光による積分されたスペクトル線強度  $E$  およびライン形状の選択といった基本的な情報が必要である. 以下では二原子分子に対する  $E_{\lambda}$  について考える.

(i) 回転スペクトル線の中心波長  $\lambda_{CL}$

$$\bar{\nu} \equiv \nu/c = \bar{\nu}_0(\nu', \nu'') + F'(J') - F''(J'') \quad (cm^{-1})$$

$$\lambda_{CL} = 10^8 / \bar{\nu} \quad (A) \quad (4-9)$$

ここで  $\bar{\nu}_0(\nu', \nu'') = (T_e' - T_e'') + [G'(\nu') - G''(\nu'')]$

$$\begin{aligned} G(\nu) &= \omega_e(\nu + 1/2) - \omega_e x_e(\nu + 1/2)^2 + \omega_e y_e(\nu + 1/2)^3 \\ &\quad + \omega_e z_e(\nu + 1/2)^4 \end{aligned}$$

$F(J)$  に対しては回転遷移のタイプに依存するので一般式として表示できないが, 本節で扱われる遷移  $^2\Sigma - ^2\Sigma$  に対しては, 次式で表わされる

$$J = K + 1/2 ;$$

$$F_1(J) = B_v \left\{ (J + 1/2)^2 - A^2 - 1/2 \sqrt{[4(J + 1/2)^2 + Y(Y - 4)A^2]} \right\}$$

$$J = K - 1/2;$$

$$F_2(J) = B_v \left\{ (J + 1/2)^2 - A^2 + 1/2 \sqrt{[4(J + 1/2)^2 + Y(Y - 4)A^2]} \right\}$$

(ii) 自然発光による積分されたスペクトル線強度  $E$

一本の回転スペクトル線からの自然発光による積分強度は次式で示される。

$$E = \frac{16\pi^3 C N_u \bar{D}^4}{3(2J'+1)} \left\{ |\text{Re}(\bar{F}_{\nu\nu''})|^2 g_{\nu\nu''} \right\} \left\{ S_{J'J''} \right\} \times 10^{-7} \quad (\text{W/cm}^2\text{-sr}) \quad (4-10)$$

ここで  $|\text{Re}(\bar{F}_{\nu\nu''})|^2$  : 電子遷移モーメントの2乗,

$g_{\nu\nu''}$  : フランク-コンドンファクター,

$S_{J'J''}$  : upper state の回転縮退度  $(2J'+1)$  を含んだ  
スペクトル線強度ファクター,

$N_u$  : upper state における分子の数

$$= \frac{N d u (2K'+1)}{Q} \exp \left\{ -\frac{hc}{R} \left[ \frac{T_e'}{T_{elect}} + \frac{G'(v')}{T_{vib}} + \frac{F'(K')}{T_{rot}} \right] \right\}$$

$Q$  : 分配関数

$$= \sum_{i=1}^{\infty} d_i \exp(-hc T_{e_i} / k T_{elect}) \times$$

$$\left\{ \sum_{v'_j=0}^{v'_{max}} \frac{k T_{rot}}{hc B v'_j} \exp \left[ (-hc / k T_{vib}) G(v'_j) \right] \right\}$$

$d$  : 電子多重度

$$= \delta (2S + 1)$$

$\delta$  : ラムダ・ダブリングファクター

$\Sigma$  状態に対しては  $\delta = 1$  である。

(iii) スペクトル線の形状とスペクトル線強度  $E_{\lambda}$



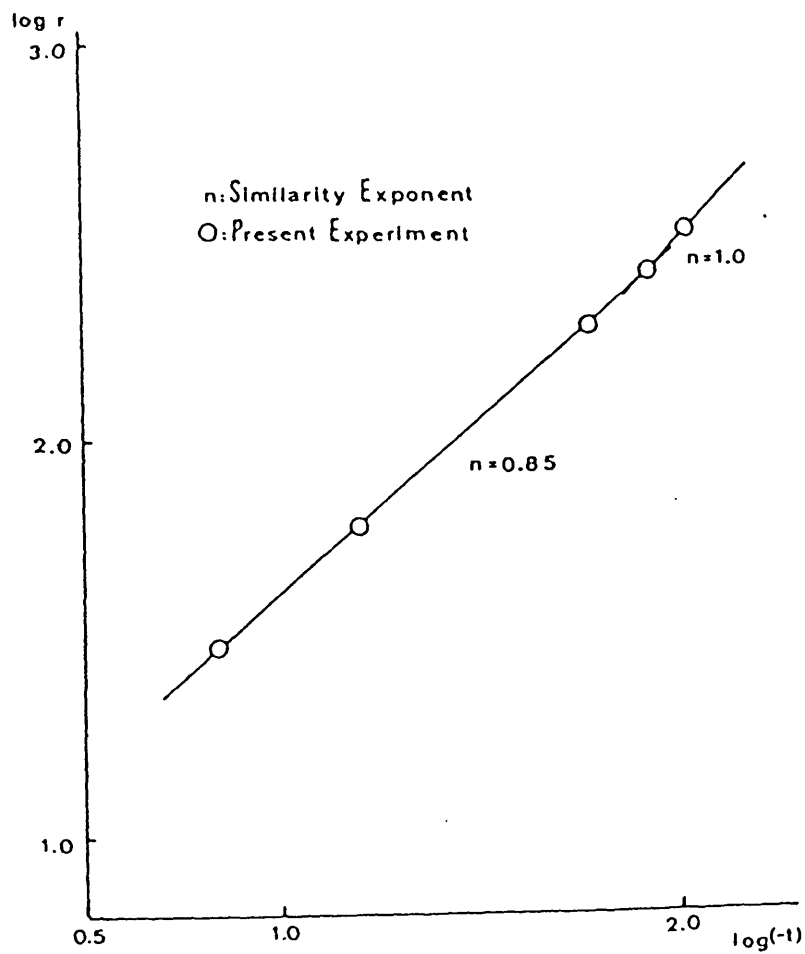


図 3-8 収束テトネーションの相似指数  
 $C_2H_2 + O_2$ , 60 Torr

$$W_{\nu} = \frac{W_0}{2} + \sqrt{[(W_0/2)^2 + W_g^2]}$$

(4-8)~(4-10) および (4-12) 式より, ある化学種のエネルギーレベル  $u \rightarrow l$  への遷移によるスペクトル線強度の波長分布を計算することが出来る。さらに, CN Violet  $B^2\Sigma - X^2\Sigma$  遷移におけるすべてのバンド・システムについて同様の計算を行ない, 各波長ごとに加算すれば, 指定された電子遷移全体の発光スペクトルが得られる。本計算に用いられたスペクトル線強度ファクター<sup>(47)</sup>は, 表4-5に示される。なお表中の量は和の法則に従って規格化された量である。

### (3) 実験と実験結果

図4-16は実験装置と測定系の概略を示す。テトネーション・チューンバは第II章の図2-18で示されたものと同じである。油回転真空ポンプによって系全体が0.3 Torr (4.0 Pa) 以下に減圧された後, 混合容器から装置内へ初期圧60 Torr ( $8.0 \times 10^3$  Pa) の等モルアセチレン・酸素混合気が導入される<sup>(18)</sup>。点火プラグのスパーク放電によって作られたテトネーションは助走管内を垂直上方に伝播し拡大部へ入る。テトネーションは, 最初にその波面半径をひろげ, なめらかな曲線で整形されたコーナ部を通過した後, 収束テトネーションに変わる。収束部の幾何学的中心近傍で崩壊したテトネーションの発光は石英ガラス (16 mm  $\phi$ ) のはめこまれた観測窓をとおしてとり出されレンズ・ミラー系により分光器入口スリット上に焦点を結ぶ。

分光器 (Shimadzu-GE-100, グレーティング 1200 groove/mm, 逆分散 0.83 nm/mm) 内の回折格子により分光された光は, 乾板上に

波長順に配列された分光写真としてとり出されるか、または出口スリットのところに取り付けられた光電子増倍管 (RCA-1P28) を通して、オシロスコープ (Iwatsu -5305 B) 上に電圧変化としてとり出される。光電子増倍管による観測は、特定の波長をもつ光の発光強度を時間的変化としてとらえるには都合がよい。一方分光写真では各波長の発光強度の時間変化は積分されてしまうか、広範囲にわたる波長挙動を見るに適している。本実験では、フィルム上の分光写真をマイクロデンシトメータにかけることにより、その黒化度をデンシトグラムに変換した。

実験に用いられたフィルムは Kodak TRI-X 400 で、ASA 感度 2500 まで増感された。分光写真の空間分解能を左右する分光器入口スリット幅は、 $50\mu\text{m}$  から  $200\mu\text{m}$  まで変えられた。崩壊点におけるデトネーションの発光持続時間が短いことと、空間分解能を良くするためにスリット幅をせまくせねばならないという条件は、分光器のスリットを通過する光の光量を必然的に少なくする。したがって、一度だけのデトネーション発光ではフィルムを感光するに十分でなく重ねとりが必要とされた。

初期圧  $P_1 = 60 \text{ Torr}$  の等モルアセチレン酸素混合気を用いた場合、収束中心付近では Guderley<sup>(1)</sup> の理論における比熱比  $\gamma = 1.28$  の気体中を伝播する円筒収束衝撃波の挙動 (相似指数  $n = 0.85$ ) と一致することを第四章の III-3 節で見してきた。図 4-17 (a) は図 3-12 に示される  $\alpha$  と同様であるが、収束デトネーションの収束点における圧力変化オシログラムを示す。圧力は収束部上壁面に取り付けられた圧力変換器 (TOYODA, PMS-8M:  $\phi 8\text{mm}$ ) の直径  $8\text{mm}$

内の平均圧力を示すが、急激な圧力上昇後には強い円筒膨脹波が続き、圧力は指数関数的に減衰し、約50 $\mu$ s後には一定圧力に達する。

同じ収束点において  $OH A^2\Sigma - X^2\Pi(0,0)$  バンド・システムの  $R_2$  分枝に属する2本のスペクトル線の発光強度をモニターしたのが図4-17(b)である。(a)の圧力波形と同様に急激な立ち上がりが見られるが圧力波形の場合にくらべて最大値以後の変化は、ゆるやかである。これはテトネーションの崩壊後の圧力低下の著しい反射過程においてもかなり長い時間(約1ms)にわたって発光が存在していることを示す。発光強度の最大値の持続時間が非常に短く10 $\mu$ s程度と仮定できる場合得られる温度は正しいであろう。図4-17(a), (b)から収束領域で達成される最大圧力・温度状態の持続時間は10 $\mu$ s以内であると考えるにはかなり無理があるので、分光写真で得られるスペクトルはより長時間の発光による平均値と解釈するとよい。

図4-18は収束点における収束テトネーションの分光写真である。分光器入口スリット  $200\mu\text{m} \times 6\text{mm}$  を用い、波長領域  $296.0 \sim 436.0\text{nm}$  における発光を調べたものである。実験における光学系によると、用いられた入口スリット  $200\mu\text{m} \times 6\text{mm}$  は収束点での寸法  $50\mu\text{m} \times 1.5\text{mm}$  に対応している。微弱な発光強度しか持たない光も取り出せるように、スリット幅の狭さと発光持続時間の短さを考慮して5回の重ねどりがなされた。この図を観察すると、 $CN \text{ Violet } B^2\Sigma - X^2\Sigma(0,0) \sim (4,4)$  バンド・システムが他のバンドよりもずっと鮮明に出ている。この実験条件のもとでは、 $OH A^2\Sigma - X^2\Pi(0,0)$  バンド・システムは分光写真上に現われていないが、図4-17(b)で示されたように

光電子増倍管を用いるとモスタすることができる。このOHバンド・システムは存在しても、5回程度の重ねどりでフィルムを感光できない程度の光量であることがわかる。

Humi<sup>(22)</sup>によれば、アセチレン酸素テトネーションの発光スペクトルは、等モル比を境にして組成にきわめて敏感であり、著しい差異を生じる。すなわち、アセチレン濃度が50%未満ではOHやCHの回転スペクトルのみが現われるのに対し、50%をこえるとむしろCNやC<sub>2</sub>のバンド・システムが強く現われる。特に等モルのアセチレン酸素混合気におそらく3% 空気を加えただけでCNバンドが鮮明に出てくる。

本実験において、アセチレン酸素混合気に意図的に窒素を加えなくとも、このようにCNバンドが強く出たのは実験に先だつ装置全体の到達真空度(～0.3 Torr)の不十分さと、アセチレンと酸素両ガスが不純物として窒素を含んでいたことに起因する。

図4-18に基づいて発光の最も強いCN B<sup>2</sup>Σ-X<sup>2</sup>Σ(0,0)～(4,4)バンド・システムを調べ、空間分解能をあげるためにスリット幅を50 μmと狭くして得たスペクトル写真を図4-19に示す。この場合でさえもフィルム感度に合った解像力を得るのに5回の重ねどりを必要とした。(0,0)～(4,4)の各バンド・ヘッドを示す明るい部分の後方には、CN分子の振動-回転スペクトル線の規則的な配列が見られる。分光器の逆分散は0.83 nm/mm、入口スリット幅は50 μmであるので、図4-19の発光スペクトル写真の分解能は約0.04 nmである。(0,0)～(4,4)バンド・システムはいずれも波長の短かい方へすすっていくバンド・システムであることが観測できる。

#### (4) 測定されたスペクトルと計算スペクトルの比較

図4-20は収束領域4mmφ, チャンネルの深さL=3mmから放出される収束ビームの発光スペクトル図4-19をマイクロディフракチオンメータにかけて得たものである。分光写真におけると同様に、各バンド・ヘッドの位置とともに(4,4)バンド・ヘッドよりも短波長側には、振動-回転スペクトル線がほぼ等間隔と配列されている。

一方、振動-回転の各スペクトル線ごとにガウス形のドップラーブロードニングとロレンツ形のプレシヤブロードニングの効果を含んだヴォイクト・プロフィールを仮定し、考えている遷移のすべてのスペクトル線について積分すれば、理論的に人工発光スペクトル<sup>(23)</sup>が得られることは本章のIV-3(2)で議論された。この計算において含まれるパラメータは、温度T, 発光分子の数密度N, プレシヤブロードニングによる半値幅 $\Gamma$ である。測定された発光スペクトル図4-20と比較するために計算されたいくつかのスペクトルを図4-7に示す。実験に使用した分光器の入口スリット幅に合ったスリット関数を用い、発光気体層の厚さ(自己吸収効果の考慮)を実験条件と一致させたいので、気体力学的パラメータT, Nおよび $\Gamma$ のいくつかの組み合わせに對して、スペクトルが計算された。この場合、回転、振動および電子励起は互いに平衡で、いずれも同一温度のまわりにボルツマン分布をしていると仮定された。

CN Violet B<sup>2</sup>Σ-X<sup>2</sup>Σ遷移におけるメインバンドは、短波長側にうすれる(Shadeする)に對し、テイルバンドは長波長側にうすれる。計算領域は380.1~388.5nmの8.4nm(84Å)区間であるので、この領域の長波長側にあるメインバンドおよび

短波長側にあるテイルバンドは当然計算領域のスペクトルに影響をおよぼしうる。しかしながら、該当するバンドは計算領域から遠く離れていることと、これらのバンドのフランク-コンドン因子が小さいことから、本研究であつかわれた計算温度範囲内では、その効果は非常に小さいことが確かめられた。計算に使用された分光学データは Herzberg<sup>(48)</sup>, Spindler<sup>(47)</sup> および Rosen<sup>(49)</sup> からとられた。

計算によって得られる人工発光スペクトルに含まれるパラメータの効果は個別に観察するとつぎのことかわかる。

(i) 発光分子の数密度  $N$  の効果：当然予想されるように、 $N$  の増加によってスペクトル全体の発光強度は大きくなる。図 4-21(a), (b) はこの  $N$  の効果を示す一例であるが、 $N$  が 4 倍に増加することによってスペクトル全体の発光強度が増加するだけでなく、各バンドヘッドのピーク同士の比は小さくなっている。さらに、バンドヘッドの発光強度に対する短波長側(図の左側)のテイル部分の発光強度の比は増加する。これは発光強度  $I_\lambda$  が波長  $\lambda$  と  $N$  に対して、つぎの依存性を持つからである。

$$I_\lambda = I_{\lambda p}(T) \{1 - \exp(-K'_\lambda l)\} \quad (4-13)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで} \\ K'_\lambda &= K_\lambda \{1 - \exp(-hc/\lambda kT)\} \\ K_\lambda &= N\sigma \end{aligned} \right\} \quad (4-14)$$

$\sigma$  : 吸収断面積 ( $\text{cm}^2/\text{molec}$ )

(4-13) 式は (4-7) 式で入射光による  $\nu=0$  項を除いた式に対応する。図 4-21(c) と (d) の縦軸目盛に注意して比較を行なうと、このような傾向は温度が 10000 K から 11000 K へと増加しても変わ

らないことかわかる。

(ii) 温度  $T$  の効果:  $T$  が増加することにより生じる現象には、基本的には三つある。①はドップラーブロードニングの増加である。図 4-21 (a) と (c) の比較から直接その差を見きわめるにはむずかしいけれども、計算によるとドップラーブロードニングの半値幅  $W_D$  は、 $W_D = 0.0054 \text{ nm}$  ( $T = 10000 \text{ K}$ ) から  $W_D = 0.00566 \text{ nm}$  ( $T = 11000 \text{ K}$ ) へと変化する。②は全体的な発光強度の増加で、図 4-21 (a) ~ (d) の異なる温度同士を比較することによって明瞭に見られる。③は各バンドヘッドのピーク値の大きさが相対的に接近する現象で、たとえば図 4-21 の (a) と (c), (b) と (d) を比べることによって見られるが、これも式 (4-13) で説明される。

(iii) フレッシュブロードニング  $W_F$  の効果: 図 4-22 は、フレッシュブロードニングの効果を調べたものである。アセチレン・酸素反応生成物の高温における  $W_F$  については未知のことも多いので、 $W_F$  をドップラーブロードニングの半値幅  $W_D$  と同じ程度の  $0.005 \text{ nm}$  と仮定した図 4-22 (b) のスペクトル分布は、 $W_F = 0$  とした図 (a) に比べて全体的にピークの鋭さかにかつた曲線になっている。

気体化学的パラメータのいくつかの組み合わせに対して計算されたスペクトルの差異を一目でわかるようにしたのが図 4-23 である。比較を容易にするため、(0,0) ~ (4,4) のバンドヘッドの発光強度のみをグラフに用いられた。横軸には各バンドヘッドの位置、縦軸方向には (0,0) バンドヘッドの強度  $I_0$  で無次元化された各バンドヘッドの発光強度がとられた。図中に表示される実験値は図 4-20 のマイクロテントグラムからとられたものであり、発光強度の零レベルはスペク



トル波形の最も低いところに合わされた。さらに図4-23には、非平衡過程を考慮して、回転、振動および電子励起温度を別々に定義した計算結果も含まれている。実験によるグラフを縦軸に沿ってスライドさせることにより、最も良い一致を示す条件を見つけることができる。この方法により、いくつかの計算スペクトルの中で最も良い一致を示すのは、 $T=11000\text{ K}$ ,  $N=7.5 \times 10^{16}/\text{cc}$ ,  $\lambda_R=0.003\text{ nm}$ の場合である。この場合の $N$ の値は、初期状態のもとで不純物として含まれていた窒素分子が $p=60\text{ atm}$ ,  $T=11000\text{ K}$ ですべてCNとして存在すると仮定した数と同じオーダーである。

#### IV-4 結果の検討およびまとめ

本研究で観測されたCN Violet  $B^2\Sigma-X^2\Sigma$  システムは、他のシステムより強いにもかかわらず、回転スペクトル線を容易に分離して取り出せる程強くはないので、多線法によって回転温度を求めることができない。そこで次式で示される振動温度を多線法によって求める試みが行われた。

$$I_b = C g_{v'v''} L^4 \exp(-E_{v'}/kT_v) \quad (4-15)$$

ここで  $I_b$ : 積分されたバンド強度

図4-24は縦軸に  $\log(I_b/g_{v'v''}L^4)$ , 横軸に  $E_{v'}$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) をとったボルツマンプロットを示す。図4-23で用いられた実験値と計算スペクトルに用いられたフランク-コンドン因子を使用して得られるボルツマンプロットが図中に点線で示されている。各レベルに対する測定値の許容幅は、つぎの要因からなる誤差範囲を示す。すなわち、(i) 図4-20のマイクロデジタグラムにおける発光強度の零レベルの

設定位置の不明確さ、(ii) フランク-コンドル因子値の許容範囲である。

点線によって示されるように、ブロードニングによる重なり効果や自己吸収効果のために、その直線性は悪く、多線法は全く意味をなさないが、直線の傾きから無理に得られる振動温度は、最高約7300 K、最低約3600 Kとなる。これらの値は、図4-23で最もよいスペクトルマッチングを示す温度11000 Kを大きく見積もりすぎているだけでなく、その温度のばらつきが37000 Kにもなり、温度を到底決定しがたい。

本研究のように比較的発光持続時間が短い場合の温度をはかるには、光電子増倍管とポリクロメータの利用が原理的には最適であるが、著者らの経験では正確な波長の設定がむずかしいことや、ポリクロメータの光電子増倍管に等しく光量を分割することが困難であることによる誤差が大きく、極端な場合には温度が負となり、信頼性に確信が持てないことが多くあった。それに反して本章のスペクトルマッチング法は、あるバンドシステム全体の挙動をマッチングさせるので図4-23に代表されるように温度その他のパラメータを10%程度の正確さで見積もることを可能にする。

図4-24には、計算スペクトルによる結果もプロットされている。輻射気体層の厚さを実験条件  $L=3\text{ mm}$  に一致させて計算されたスペクトルは、(1,1) バンドを除いて実験値とよく一致する。自己吸収の効果を見るために、他の気体力学的パラメータはそのままで  $L=0.1\text{ mm}$  としたときの計算結果もプロットされている。  $E_{\omega}$  が大きくなるにつれて、  $L=3\text{ mm}$  の場合との差が大きくなる。

以上のことからつぎのことがわかった。

- (i) 回転スペクトルの分離性が出来ないような弱い発光または強いブロードニングの場合でも、スペクトル・マッチング法によって多線法よりもむしろ優れた温度測定が可能である。
- (ii) 回転、振動、電子励起状態は互いに平衡温度  $T = 11000 \text{ K}$  があると仮定し、CN分子の数密度  $N = 7.5 \times 10^6 / \text{cc}$ 、ロレンツ形フレッシュブロードニングの半値幅  $\Delta \nu_L = 0.003 \text{ nm}$  を用いて計算した結果、実験で観測された発光スペクトルと一致する人工発光スペクトルが得られた。本実験装置において初期圧  $60 \text{ Torr}$  の等モルアセチレン酸素がつくる収束ジェットネーションは、その収束点において従来の短時間測定値  $20000 \sim 40000 \text{ K}$  よりずうと低い  $11000 \text{ K}$  の平衡温度を生じることかわかった。
- (iii) 本実験で得られたマイクロテントグラムは、図4-17(b)で示される約  $300 \mu\text{s}$  の非定常過程における積分強度を示している。その中で最高温度における輻射強度が大部分ではあるが、このような非定常効果を考慮すれば、測定されたスペクトルと計算スペクトルの間にさらに良い一致が得られることは当然だが、これをきり細かく考えることはスペクトル・マッチング法のメリットを失うことになる。もしも露光時間が  $10 \mu\text{s}$  程度に制限できれば、測定されたスペクトルと計算されたスペクトルにはもっと良い一致が得られるだけでなく、もっと高温が期待される。現象の持続時間が非常に短い非定常過程にこのマッチング法を応用することにより適しているのは、吸収分光であろう。

(I) Radiometric Method:

- (1) Spectral emission-absorption method
- (2) Integrated emission-absorption method.
- (3) Reversal method.
- (4) Color temperature measurement.

(II) Spectrometric Method:

- (1) Single line or band radiance.
- (2) Internal population distributions.
  - (i) The two-line radiance ratio method.
  - (ii) Atomic Boltzmann plot.
  - (iii) Molecular Boltzmann plot for rotation.
  - (iv) Vibrational population temperature.
- (3) Absorption as a temperature parameter.
- (4) External equilibrium population distributions.
- (5) Temperature determination from continuum radiation.
- (6) Temperature from spectral line width.
  - (i) Doppler broadening.
  - (ii) Collision broadening.

表 4-1 分光学的温度测定法の分類

L	LINES $\lambda$ (Å)	SPECTRA WIDTH(Å)
7	4269.292, 4268.951 x2, 4268.574	0.718
8	4263.176, 4262.918, 4262.713, 4262.413	0.763
9	4256.997, 4256.806, 4256.426, 4256.174	0.823
10	4250.826, 4250.678, 4250.121, 4249.917	0.909
11	4244.617, 4244.509, 4243.785, 4243.617	1.003
12 <sub>cd</sub>	4238.414, 4238.346	0.068
12 <sub>dc</sub>	4237.439, 4237.299	0.140
13 <sub>cd</sub>	4232.188 x2	0.0
13 <sub>dc</sub>	4231.087, 4230.974	0.113
14 <sub>dc</sub>	4224.754, 4224.659	0.095
15 <sub>cd</sub>	4219.901 x2	0.0
15 <sub>dc</sub>	4218.439, 4218.377	0.066

表 4-2 測定に使用された  $CH A^2 \Delta - X^2 \Pi$   
 (0,0) バンドシステム R分枝  
 R(7) - R(15)

L	$\nu_{KL} (\text{CM}^{-1})$	$A_{KL}$	$E_K (\text{CM}^{-1})$
7	23,425	22.41	926.8
8	23,459	24.36	1170.8
9	23,493	26.14	1442.5
10	23,527	28.32	1741.4
11	23,562	30.30	2067.3
12 <sub>cd</sub>	23,594	16.14	2419.6
12 <sub>dc</sub>	23,600	16.14	2419.6
13 <sub>cd</sub>	23,628	17.12	2798.1
13 <sub>dc</sub>	23,635	17.12	2798.1
14 <sub>dc</sub>	23,670	18.12	3202.0
15 <sub>cd</sub>	23,697	19.10	3631.1
15 <sub>dc</sub>	23,706	19.10	3631.1

表 4-3  $\text{CH}_2\text{A}^2\Delta - \text{X}^2\Pi (0,0)$  バンドシステム R 分枝の遷移確率  $A_{KL}$ , 回転エネルギー  $E_K$  および波数  $\nu_{KL}$

L	$\lambda$ (Å)	$\log (A_{KL}^{\lambda})$	$E_K$ (cm <sup>-1</sup> )
3	3077.028	18.991	32778.49
4	3074.369	19.148	32947.05
14	3071.145	19.710	36393.24
15	3073.028	19.731	36902.90

表 4-4 測定に使用された  $OH A^2\Sigma^+ - X^2\Pi$   
(0,0) バンド システム  $R_2$  分枝

$P_1$ branch	$J=K+3/2$	$(J-1/2)(J+1/2)/2J$
$R_1$	$J=K-1/2$	$(J+1/2)(J+3/2)/(2J+2)$
$^oQ_{11}$	$J=K-1/2$	$(J+1/2)/2J(2J+2)$
$^oQ_{12}$	$J=K+1/2$	$(J+1/2)/2J(2J+2)$
$P_2$	$J=K+1/2$	$(J+1/2)(J-1/2)/2J$
$R_2$	$J=K-3/2$	$(J+1/2)(J+3/2)/(2J+2)$

表 4-5  $\Sigma - \Sigma$  遷移に対するスペクトル線強度因子

$J$  は低い方のエネルギーレベルに基づく量子数である。



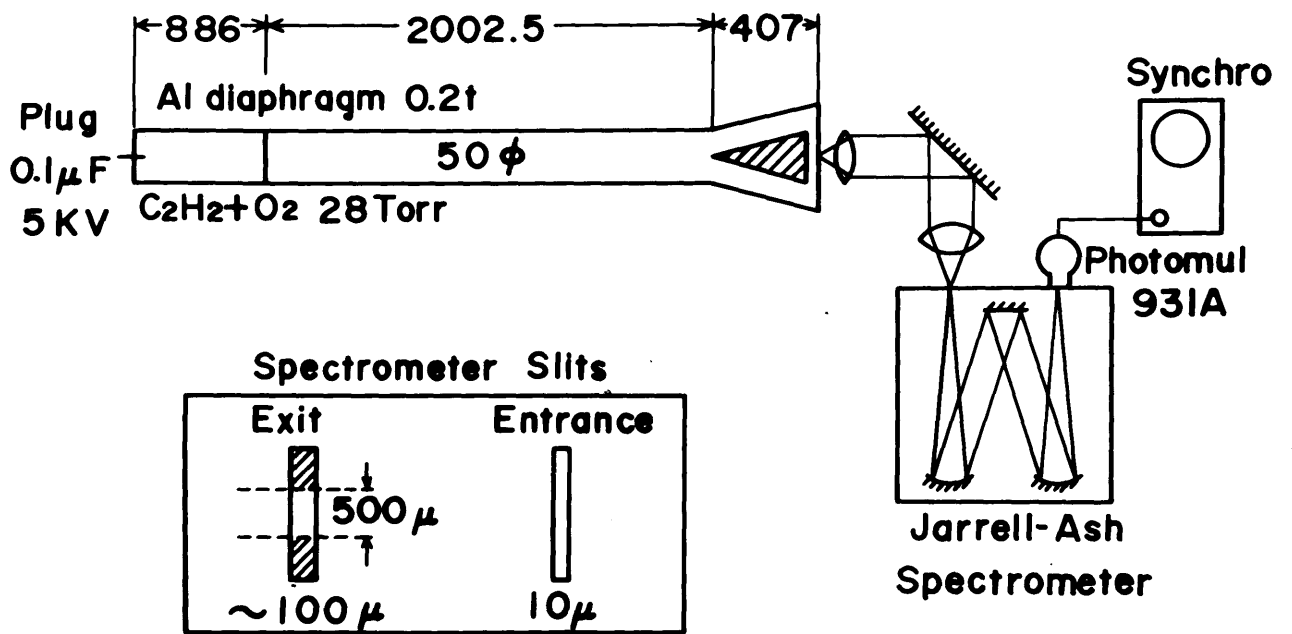


図4-1 収束デトネーションチューブと分光器系

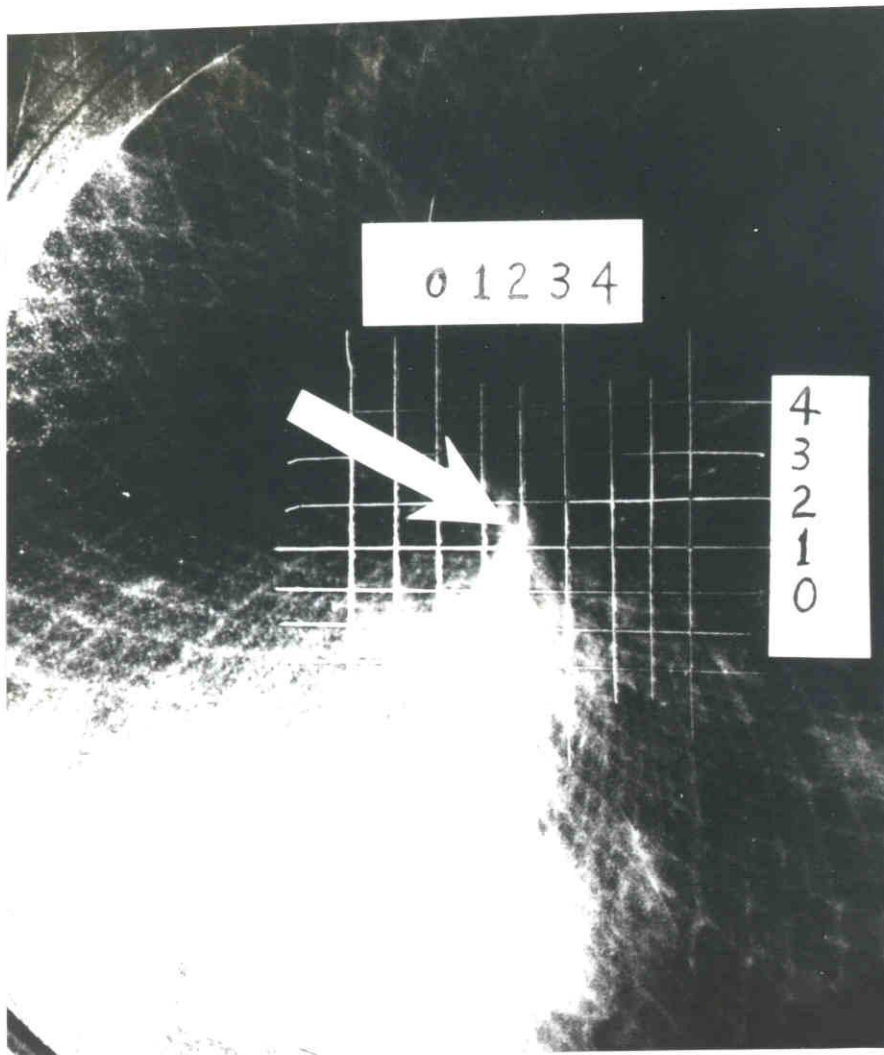


図4-2 デトネーションの収束中心の位置  
 $C_2H_2 + O_2$ , 28 Torr.  
矢印は収束中心点を示す。

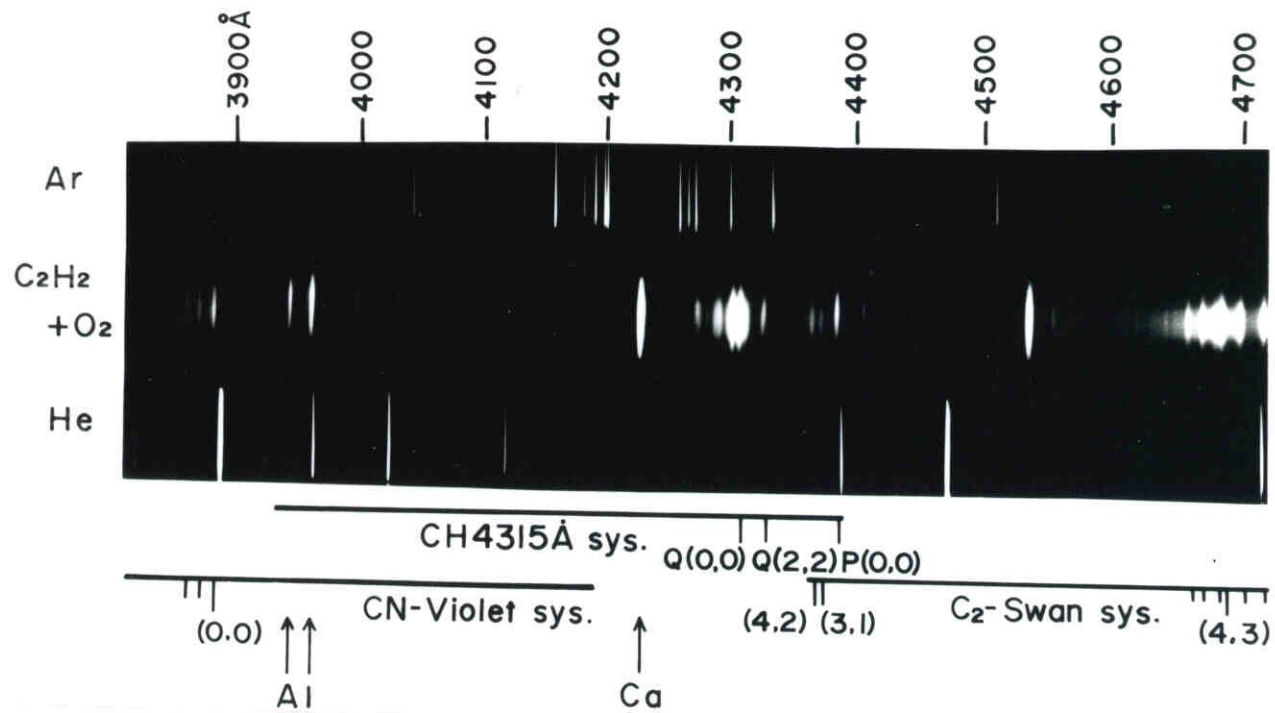


図4-3 収束中心からの発光スペクトルの同定  
 $C_2H_2 + O_2$ , 120 Torr.  
入口スリット:  $300 \mu \times 500 \mu$  (幅  $\times$  高さ)

# CH 4315 Å system

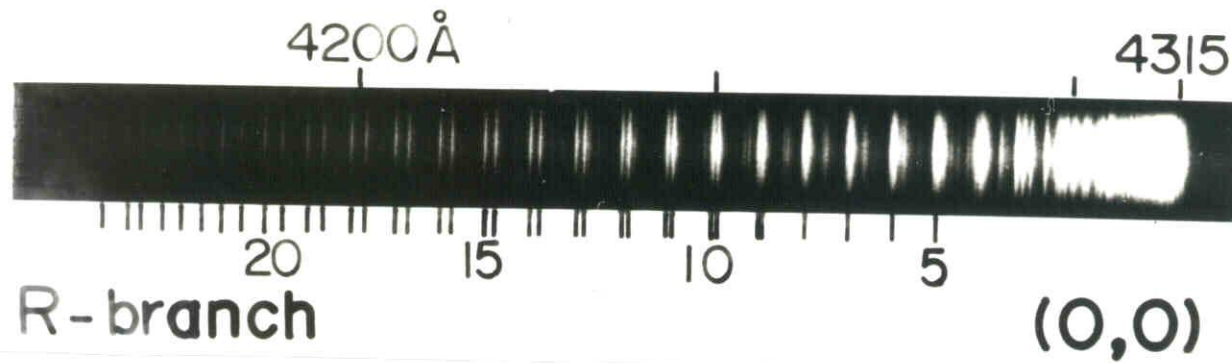
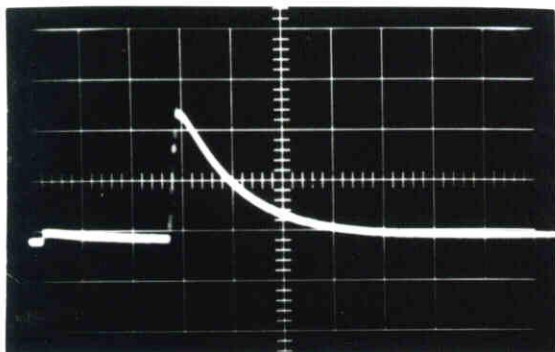
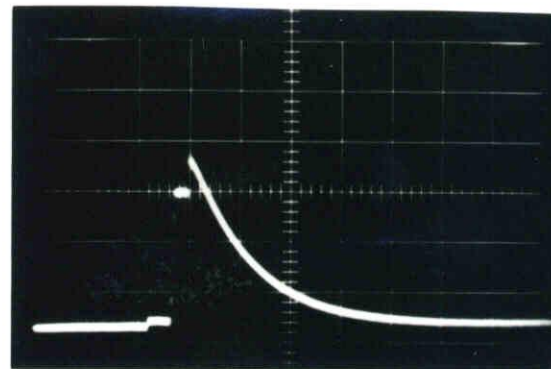


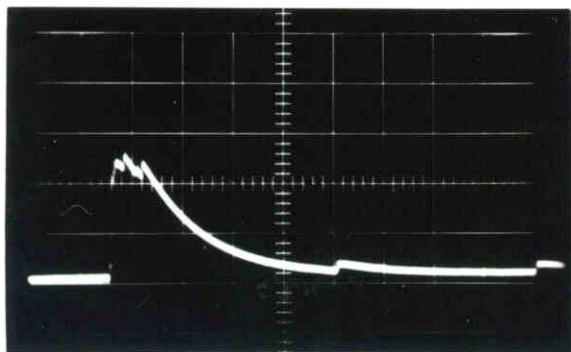
図4-4 アセチレン-空気バーナー火炎を用いた  
CH発光スペクトルの同定  
入口スリット: 10 $\mu$  × 500 $\mu$  (幅 × 高さ)



(a)



(b)



(c)

図 4-5 テトネーションの収束中心における  
発光スペクトル強度.

(a) 収束中心と光軸系とが一致した場合  
(b), (c) 収束中心と光軸系が一致していない場合  
CH-R(9) スペクトル線, 光電子増倍管 931A.  
入口スリット:  $10\mu \times 500\mu$ , 出口スリット:  $145\mu \times 500\mu$ .  
 $C_2H_2 + O_2$  28 Torr, 時間スケール:  $5.17\mu s/div$ .

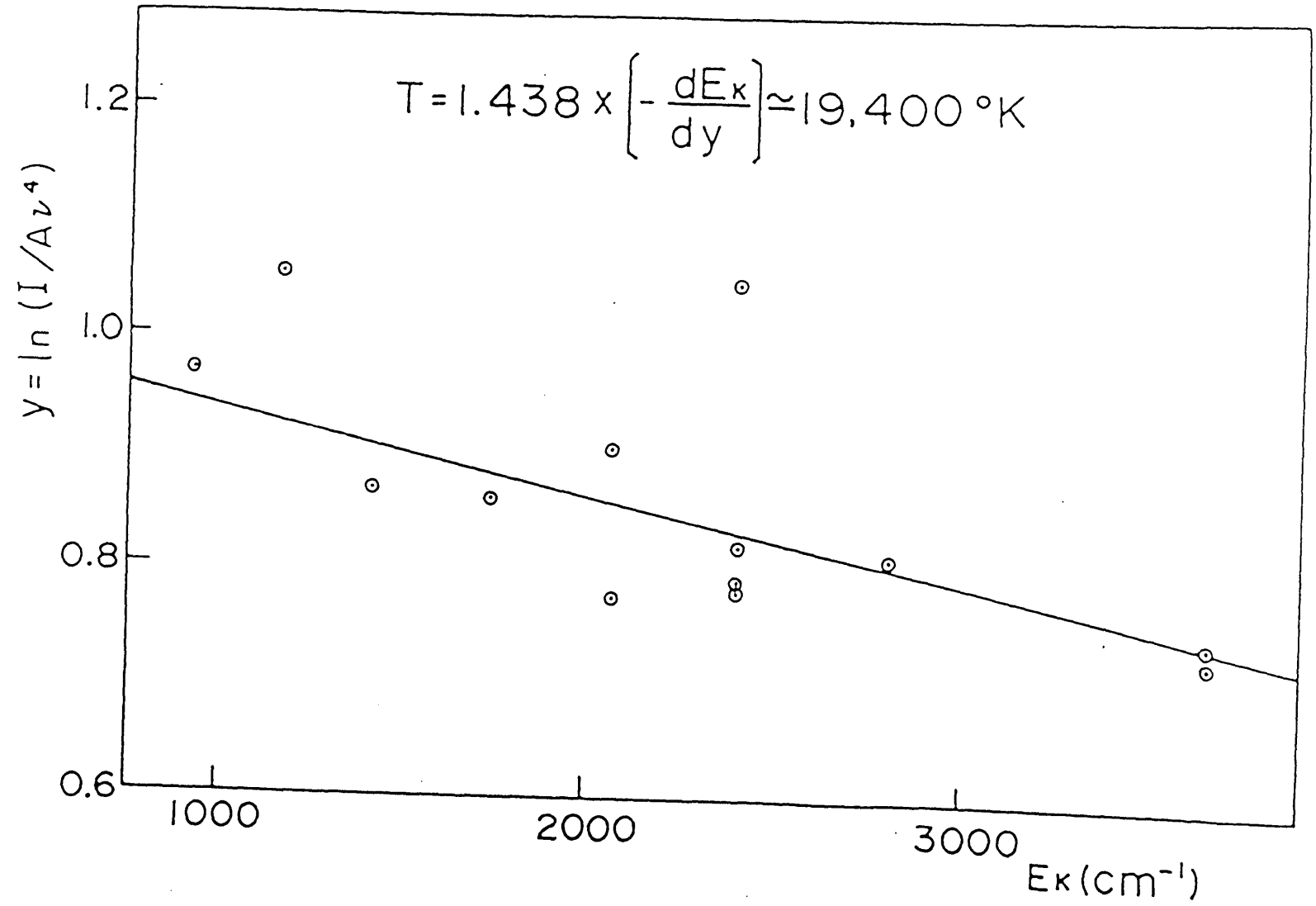
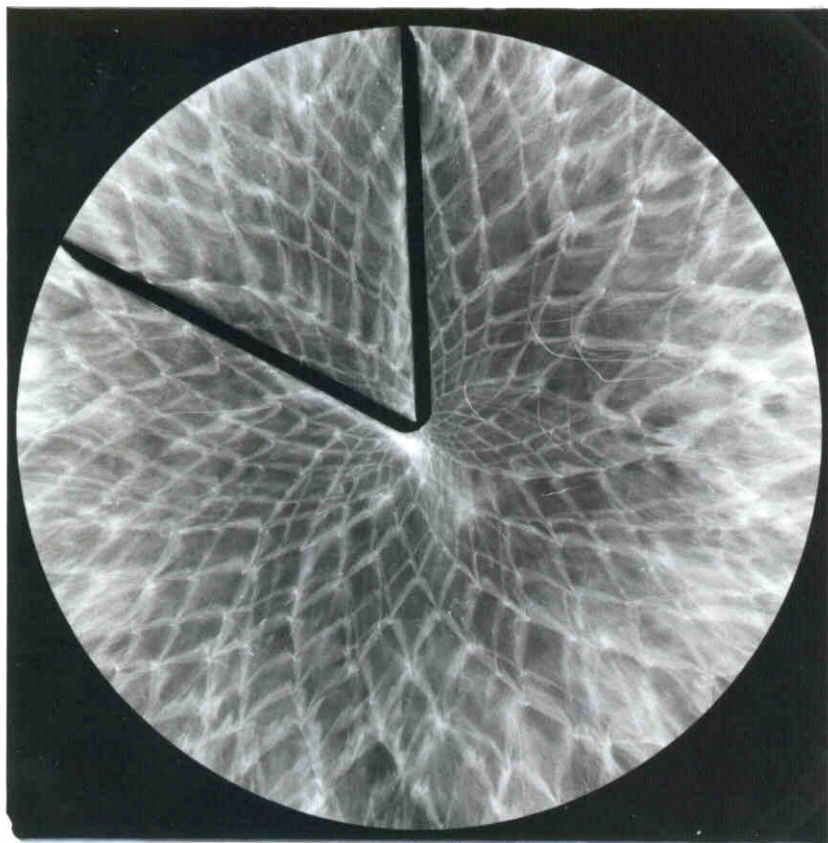
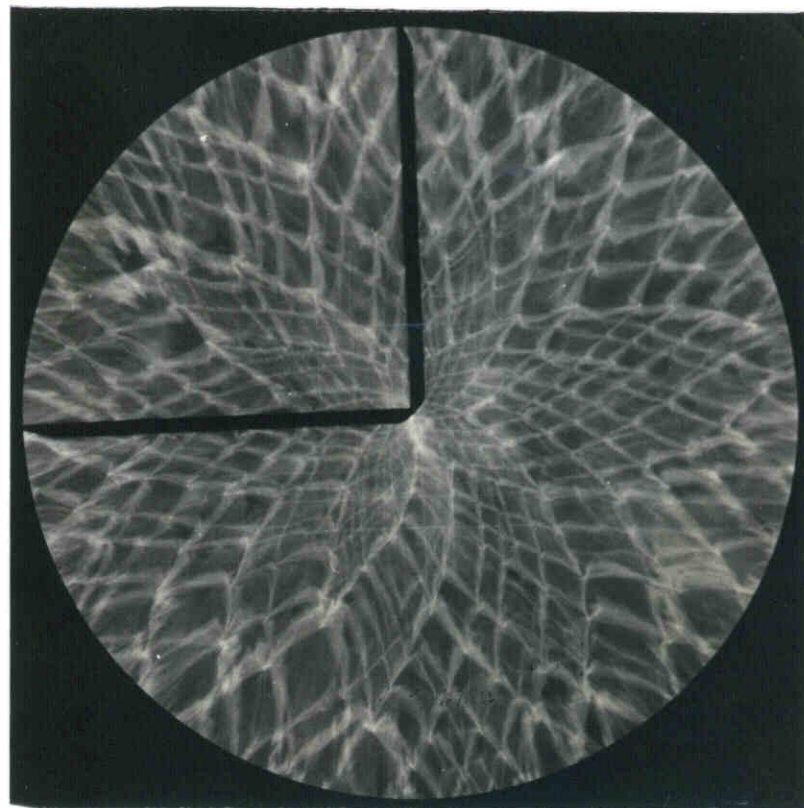


図 4-6 CH 発光強度のボルツマンプロット

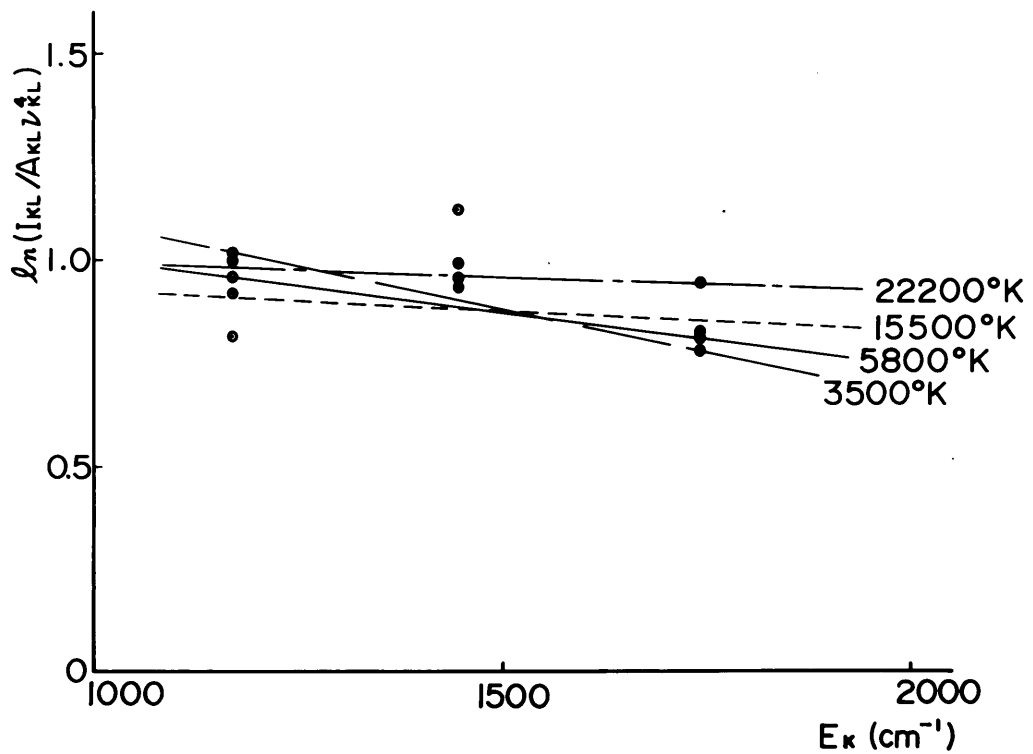


(a)



(b)

図 4-7 収束部にセクターを入れた場合の開放写真  
(a) 60°セクター (b) 90°セクター  
 $G_2H_2 + 1.5O_2$ , 12 Torr.



$C_2H_2 + 1.5 O_2$ , 22-100 TORR, CH4315Å(0,0)  
R(8)~R(10) EMISSION SPECTRA, WITH 60°  
SECTOR.

図4-8 60°セクターをつけた場合の  
CH発光によるボルツマンプロット  
 $C_2H_2 + O_2$ , 100 Torr.



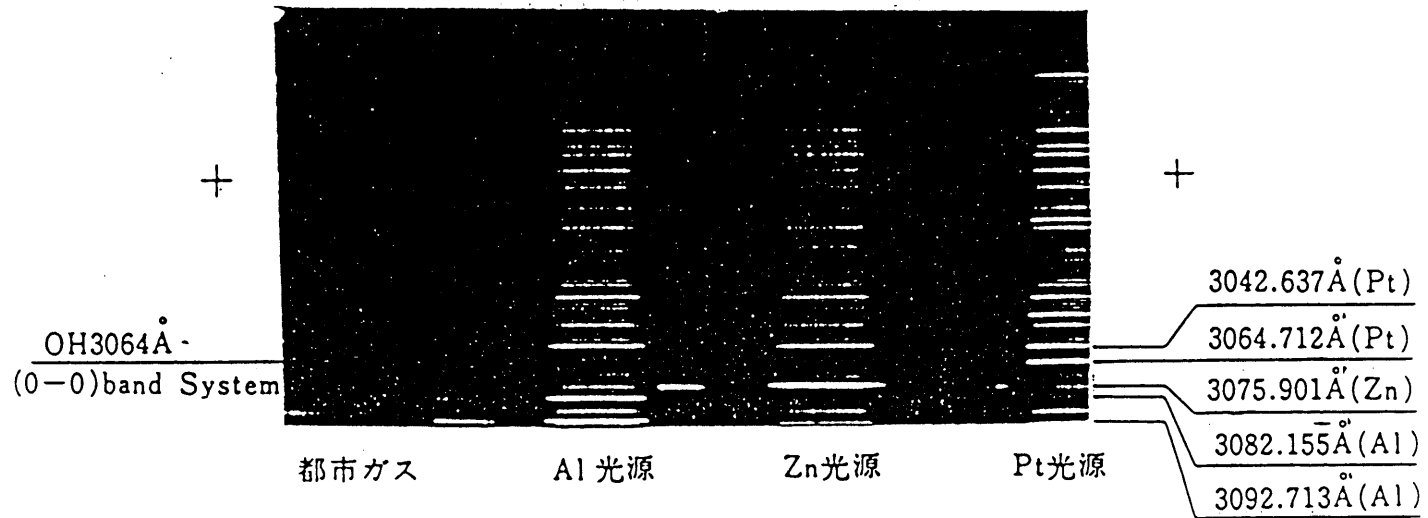


図 4-9 OH 発光スペクトルの同定

Al, Zn, Pt : フロカソーダランプ

都市ガス : バーナー火炎

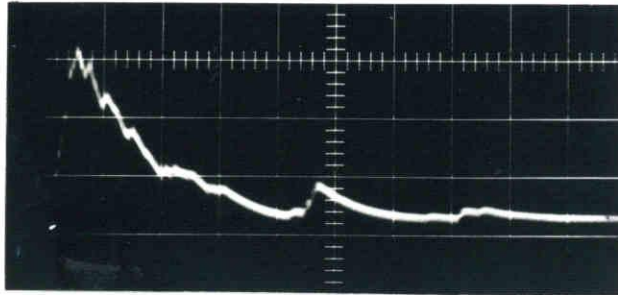


図 4-10 OH 3064 A (0,0) バンド  
 $R_2(4)$  オバートンの発光強度  
 時間スケール:  $10 \mu\text{s}/\text{div.}$ , 出力:  $0.01 \text{ V}/\text{div.}$   
 $\text{C}_2\text{H}_2 + 8.48 \text{ O}_2$ , 20 Torr.  
 入口スリット  $10 \mu \times 500 \mu$ , 出口スリット  $72.5 \mu \times 500 \mu$ .

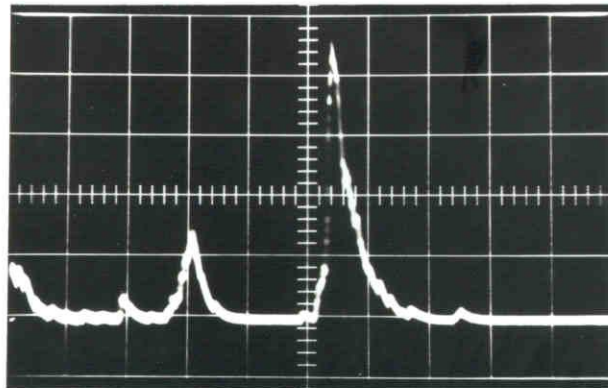
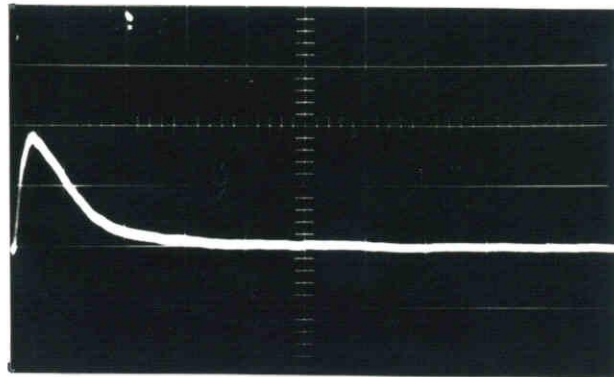
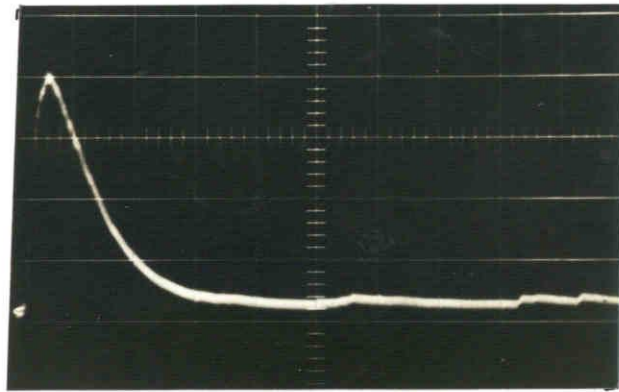


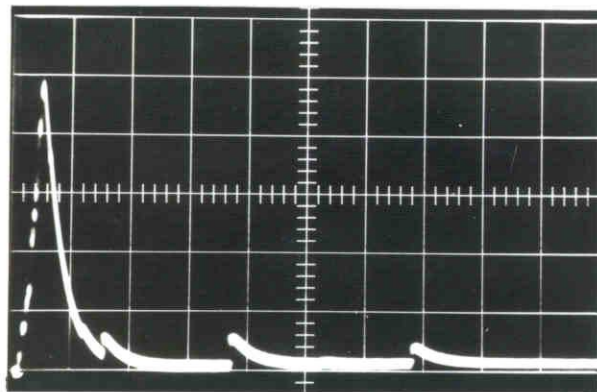
図 4-11 収束中心がずれたときの発光強度  
 $R_2(3)$  オバートン.  
 時間スケール:  $50 \mu\text{s}/\text{div.}$ , 出力:  $0.02 \text{ V}/\text{div.}$   
 $\text{C}_2\text{H}_2 + 8.48 \text{ O}_2$ , 40 Torr  
 入口スリット  $10 \mu \times 500 \mu$ , 出口スリット  $72.5 \mu \times 500 \mu$



(a)



(b)



(c)

図 4-12 OH 3064 A システムの発光強度

(a)  $R_2(14)$  枝; 時間スケール  $20 \mu\text{s}/\text{div.}$ , 出力  $0.5 \text{ V}/\text{div.}$   
 $\text{C}_2\text{H}_2 + 4.675 \text{ O}_2$ ,  $40 \text{ Torr.}$

(b)  $R_2(14)$  枝; 時間スケール  $10 \mu\text{s}/\text{div.}$ , 出力  $0.05 \text{ V}/\text{div.}$   
 $\text{C}_2\text{H}_2 + 2.77 \text{ O}_2$ ,  $20 \text{ Torr.}$

(c)  $R_2(3)$  枝; 時間スケール  $20 \mu\text{s}/\text{div.}$ , 出力  $0.005 \text{ V}/\text{div.}$   
 $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ,  $20 \text{ Torr.}$

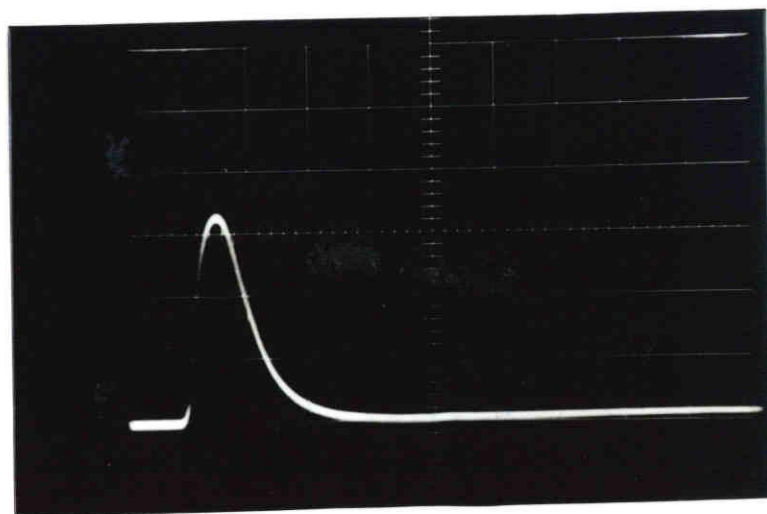


図4-13 OH 3064 A システムの発光強度  
R<sub>2</sub>(15) 枝; 時間スケール 20 μs/div, 出力 5V/div.  
1.59 C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> + O<sub>2</sub>, 30 Torr.

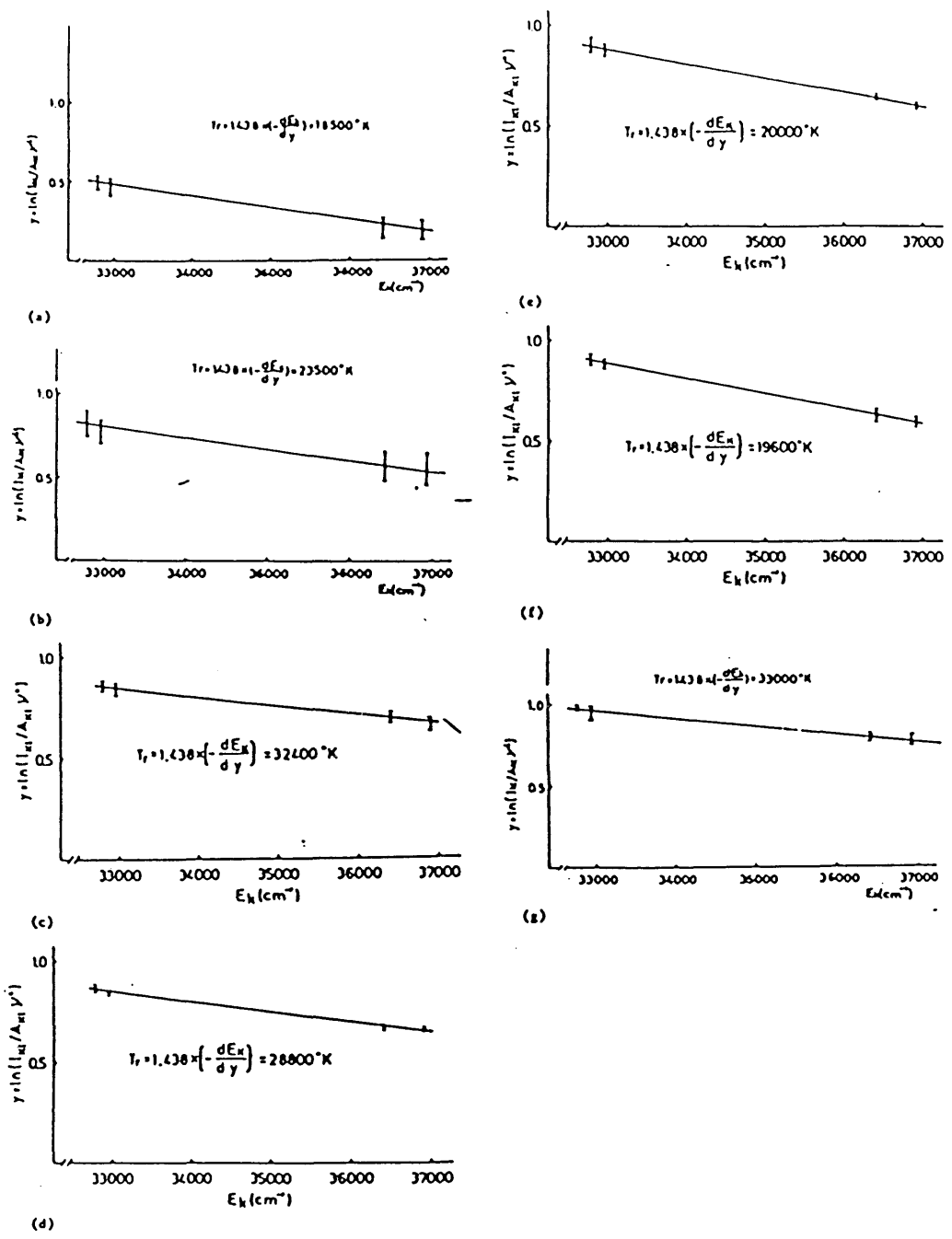


図 4-14 OH 3064 A R<sub>2</sub> 枝  
発光スペクトルのアレニウスプロット

(a)	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> : O <sub>2</sub> = 1 : 8.480,	p <sub>i</sub> = 20 Torr.
(b)	1 : 4.675	40
(c)	1 : 2.770	20
(d)	1 : 2.770	40
(e)	1 : 1	20
(f)	1 : 1	40
(g)	1 : 0.629	30

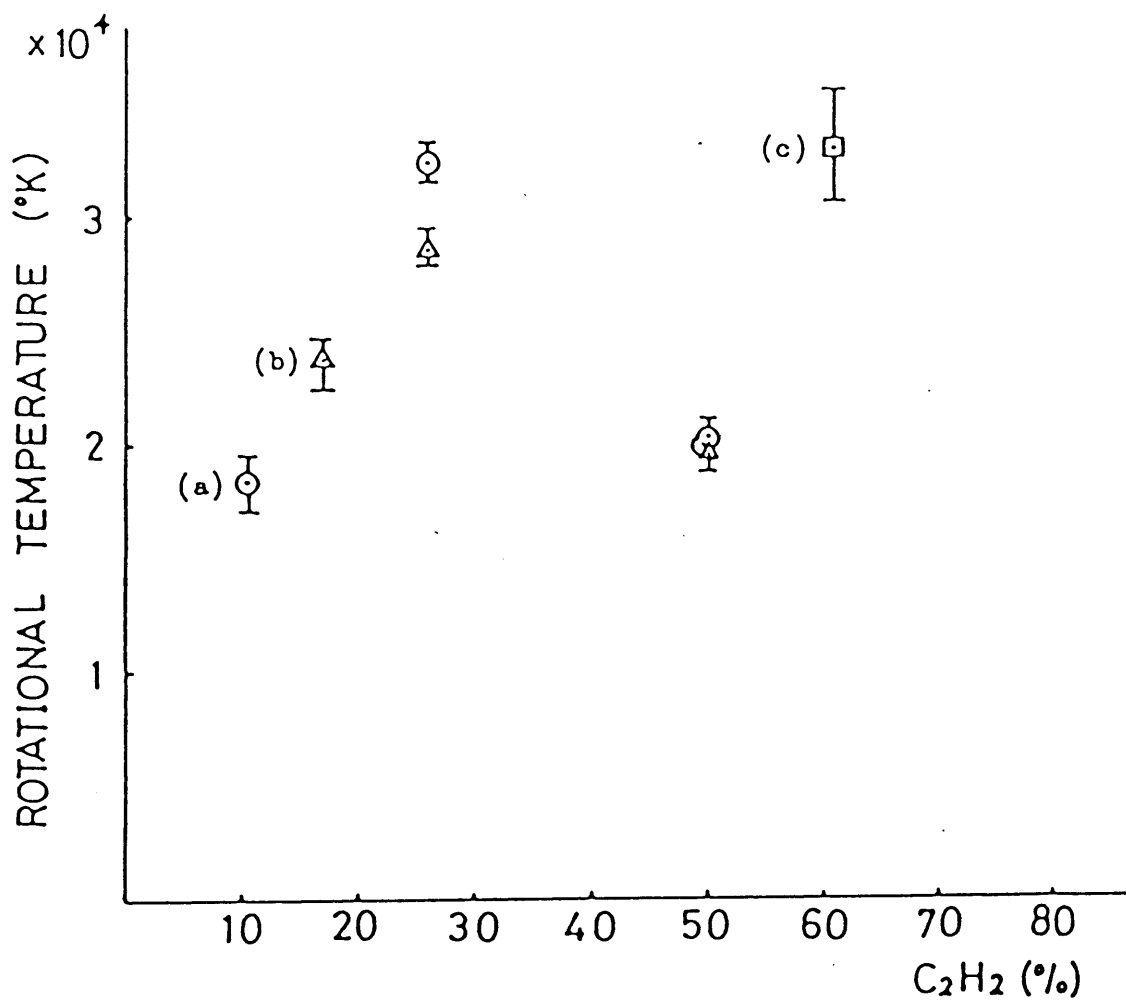


図 4-15 アセチレン濃度に対する回転温度  $T_r$   
 ○ ; 初期圧 20 Torr  
 □ ; 初期圧 30 Torr  
 △ ; 初期圧 40 Torr

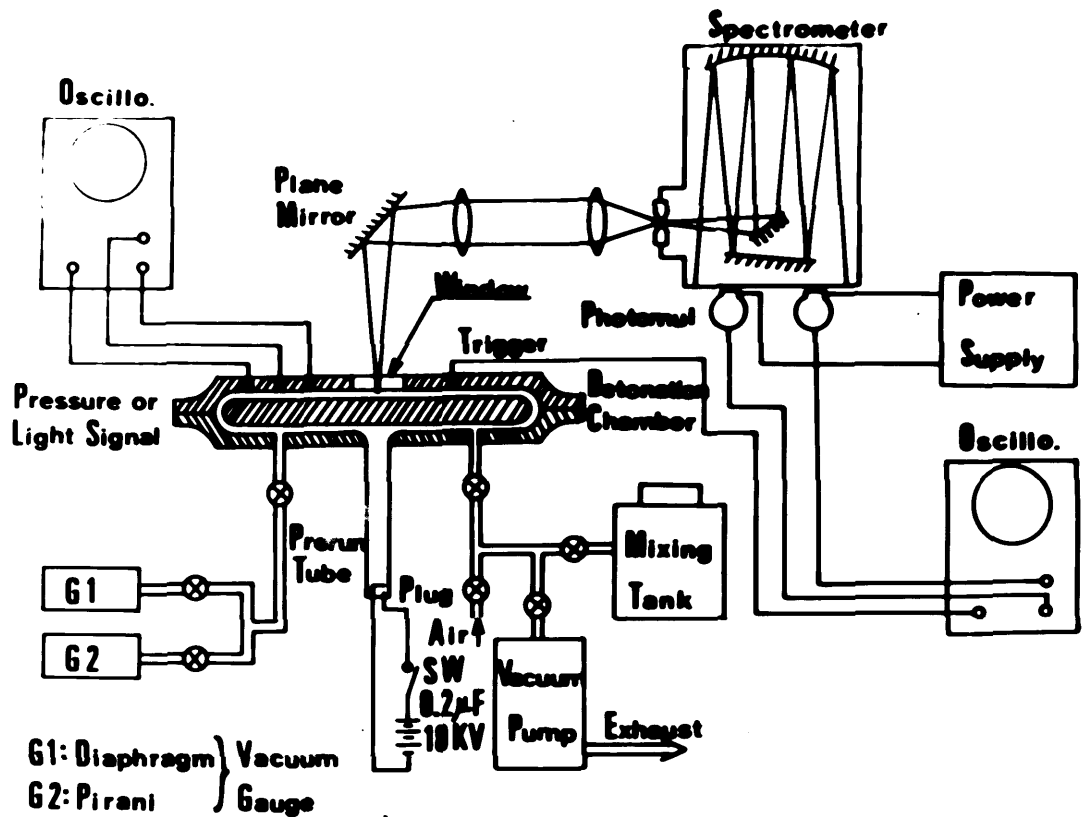
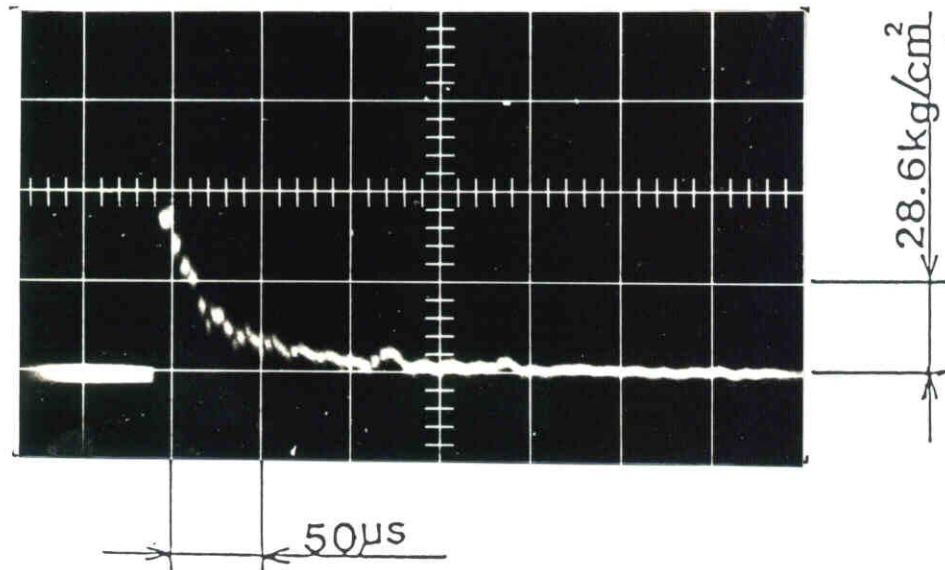
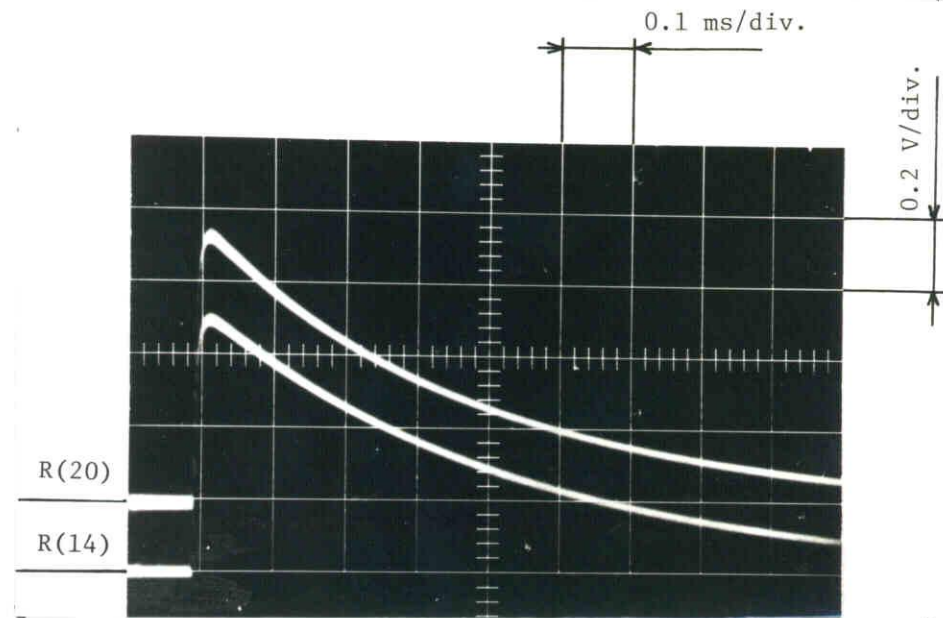


図4-16 二重ディスクタイプのデトネーション装置と測定系の概略図

デトネーション装置; 収束部内径 80cm  
 分光器; 島津GE-100型, 平面回折格子 1200本/mm  
 ダイアフラム真空計; 日本真空 GD-B2  
 ピラニ真空計; 日本真空 GP-2T



(a)



(b)

図 4-17 テトネーションの収束点における圧力変化とOHスペクトル線発光強度

(a) 圧力変化オシログラム. 圧力変換器; 豊田工機 PMS-8M ( $d=8\text{mm}\phi$ ).

(b) 発光強度オシログラム. OH  $A^2\Sigma-X^2\Pi(0,0)$  バンドシステム  $R_2$  枝.

スリット;  $50\mu \times 5\text{mm}$  (入口),  $100\mu \times 5\text{mm}$  (出口),  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , 60 Torr.



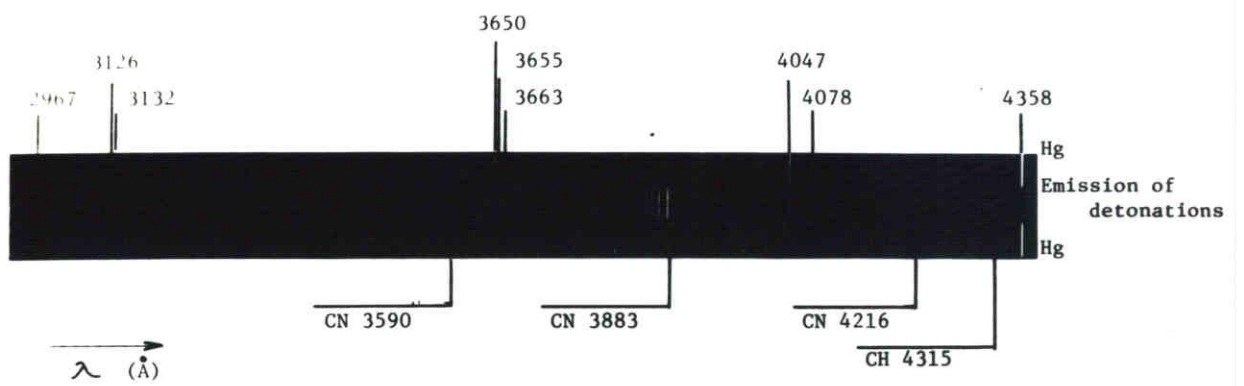


図 4-18 収束点におけるテトネーションの発光スペクトル写真  
 スリット;  $200\mu \times 6\text{ mm}$ , フィルム; TRI-X400,  $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$  60 Torr.

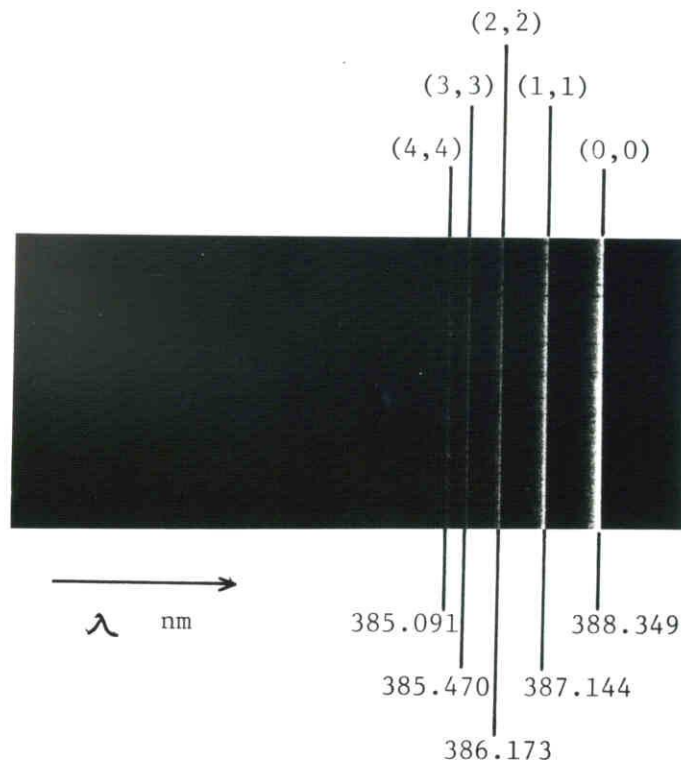


図 4-19 収束ジェットネーションからの CN Violet  
 $B^2\Sigma - X^2\Sigma$  (0,0)~(4,4) バンドシステム  
 $C_2H_2 + O_2$ , 60 Torr  
 スリット: 50  $\mu$  x 6 mm, フィルム: TRI-X400

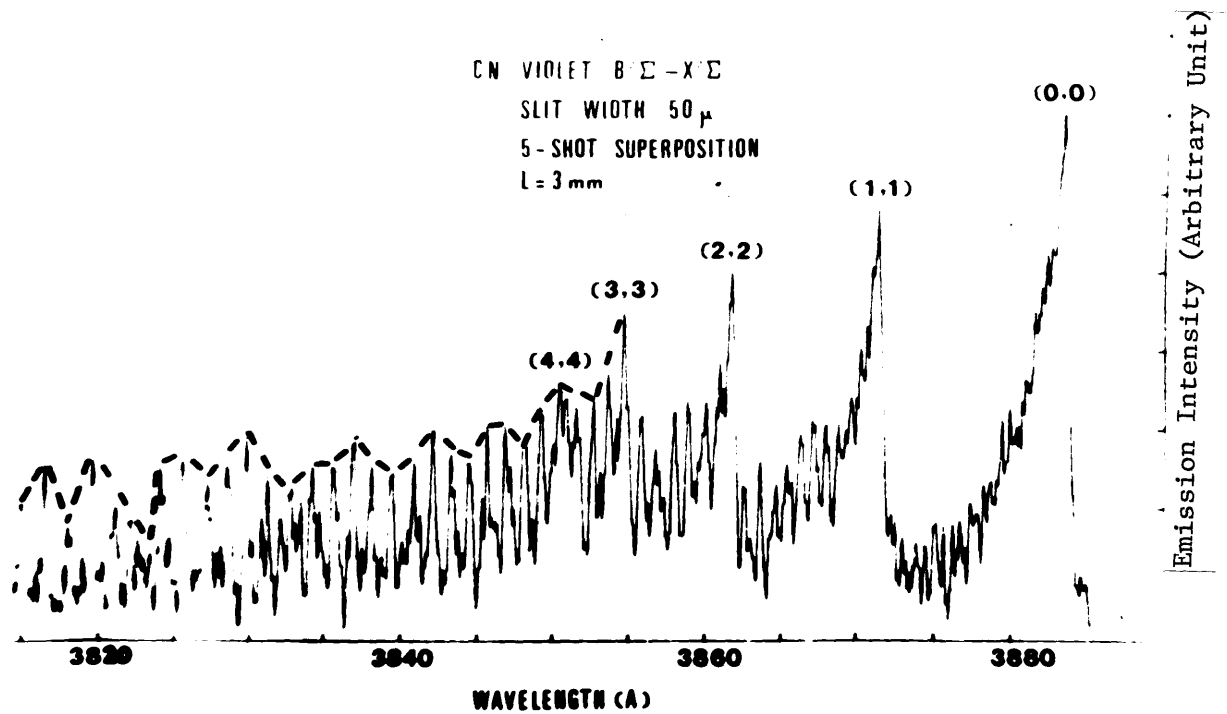
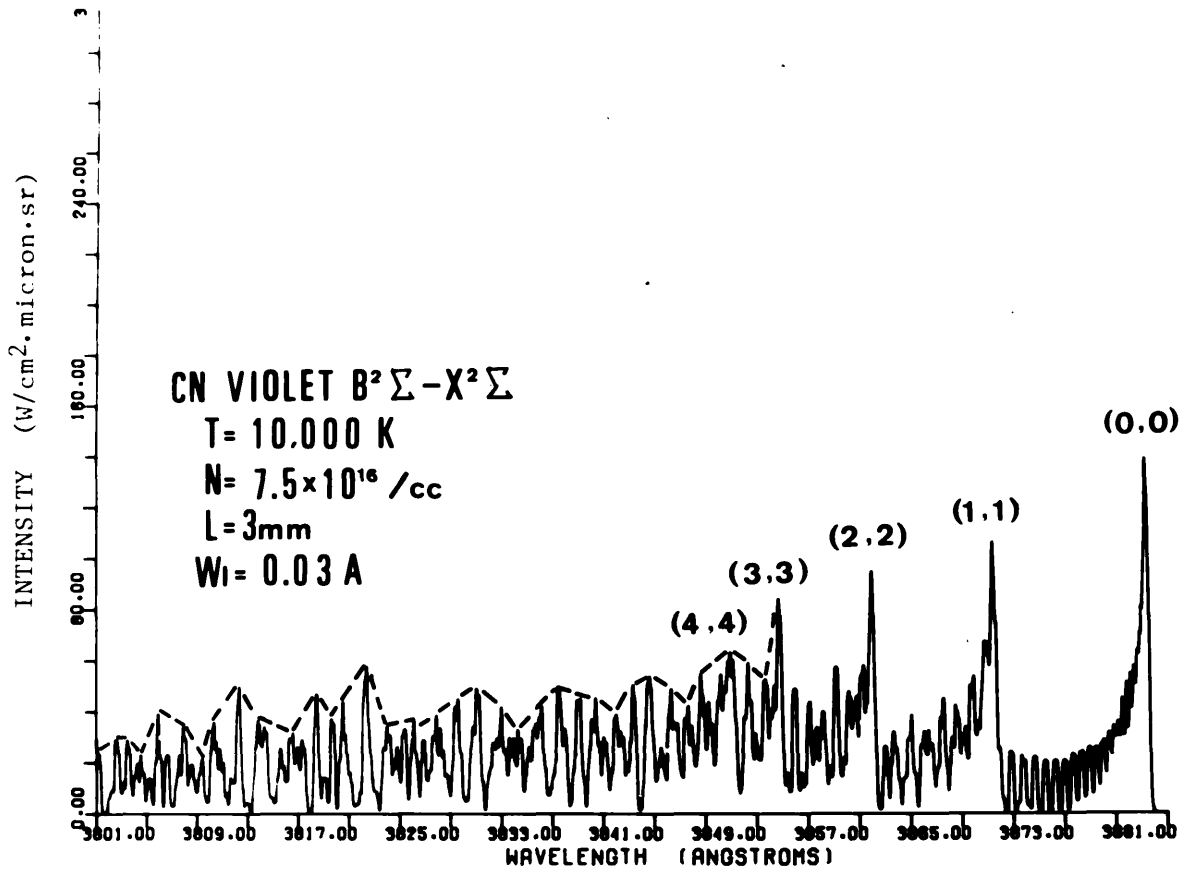
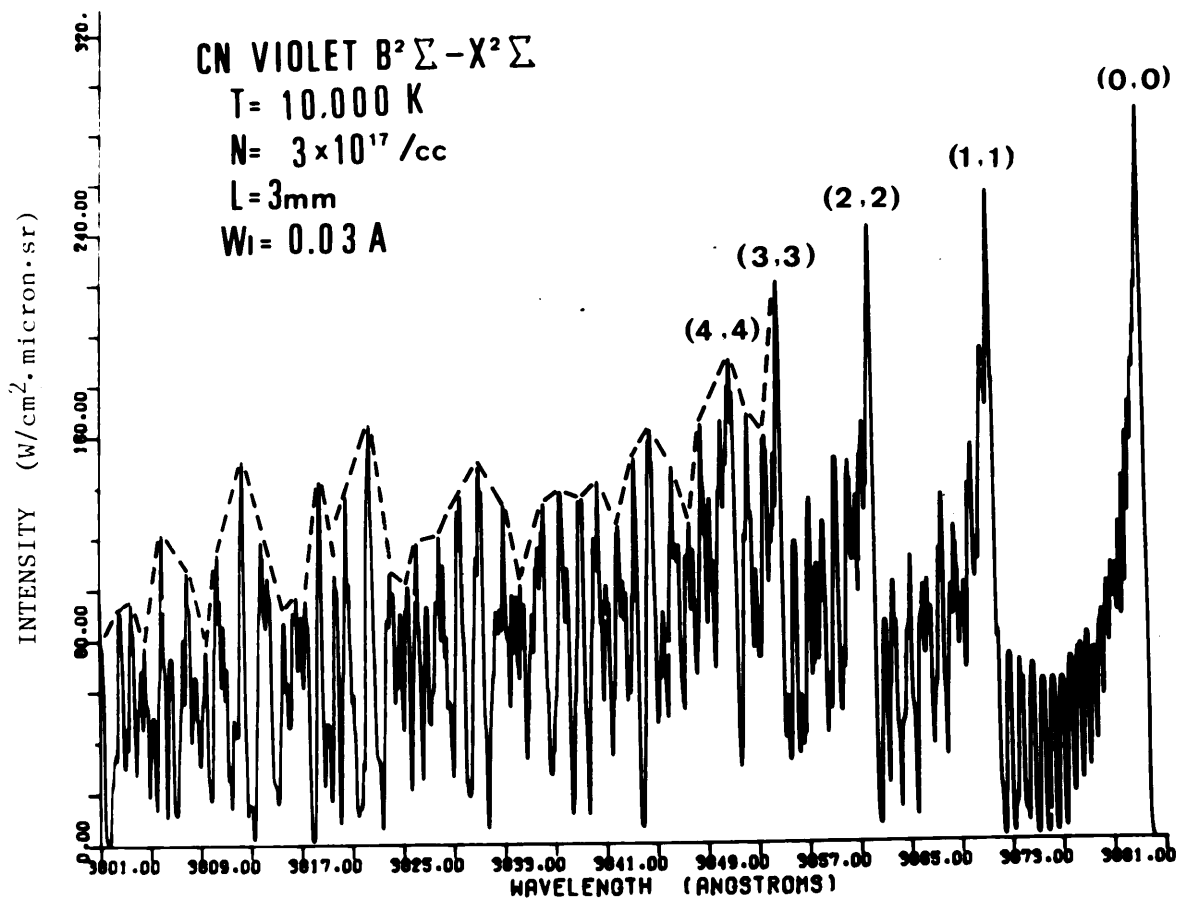


図 4-20 テトネーションの収束中心点における  
 CN 発光スペクトルのマイクロテンシグラム  
 $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ , 60 Torr  
 スリット:  $50 \mu \times 6 \text{ mm}$ , フィルム: TRI-X406



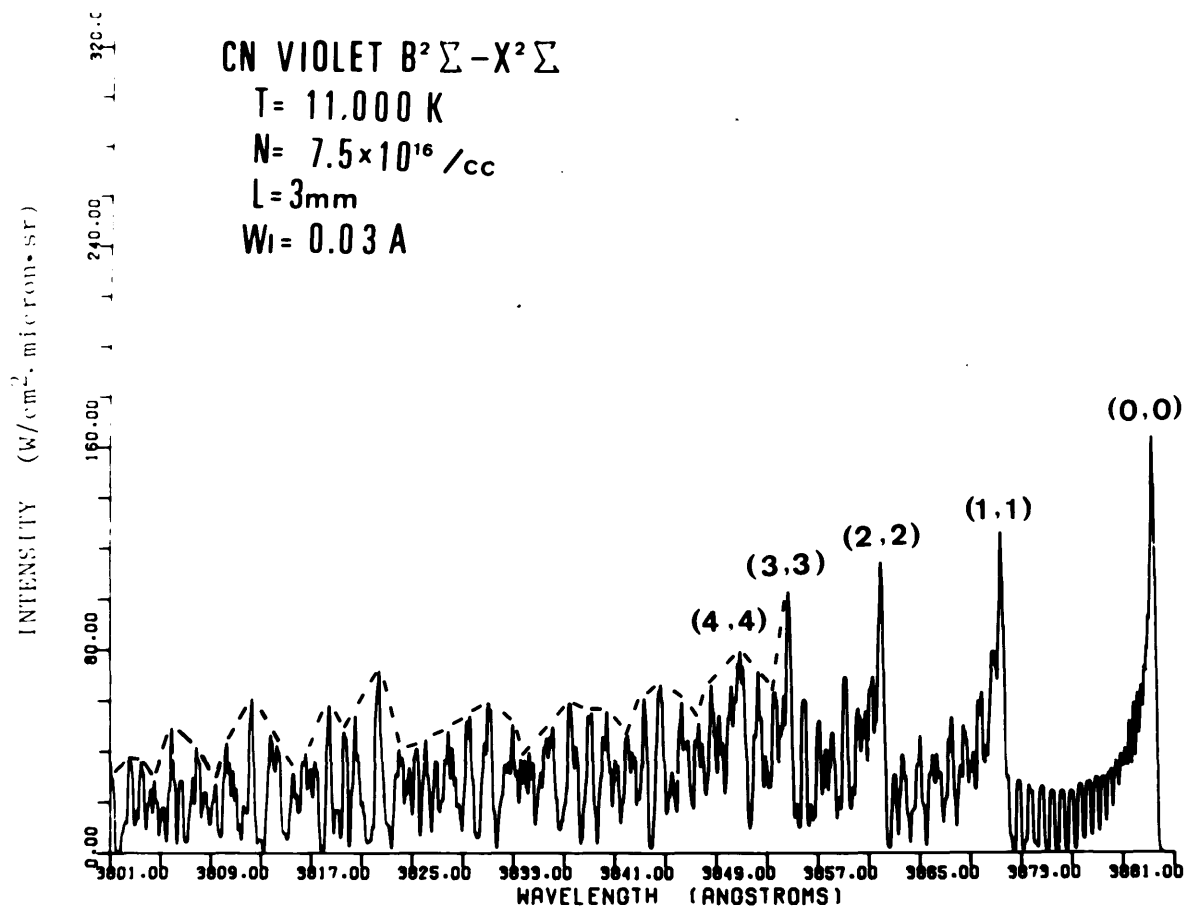
(a)

図4-21 CN発光スペクトルの計算機シミュレーション  
 $T = 10000 \text{ K}$ ,  $N = 7.5 \times 10^{16} / \text{cc}$ ,  $W_l = 0.03 \text{ \AA}$



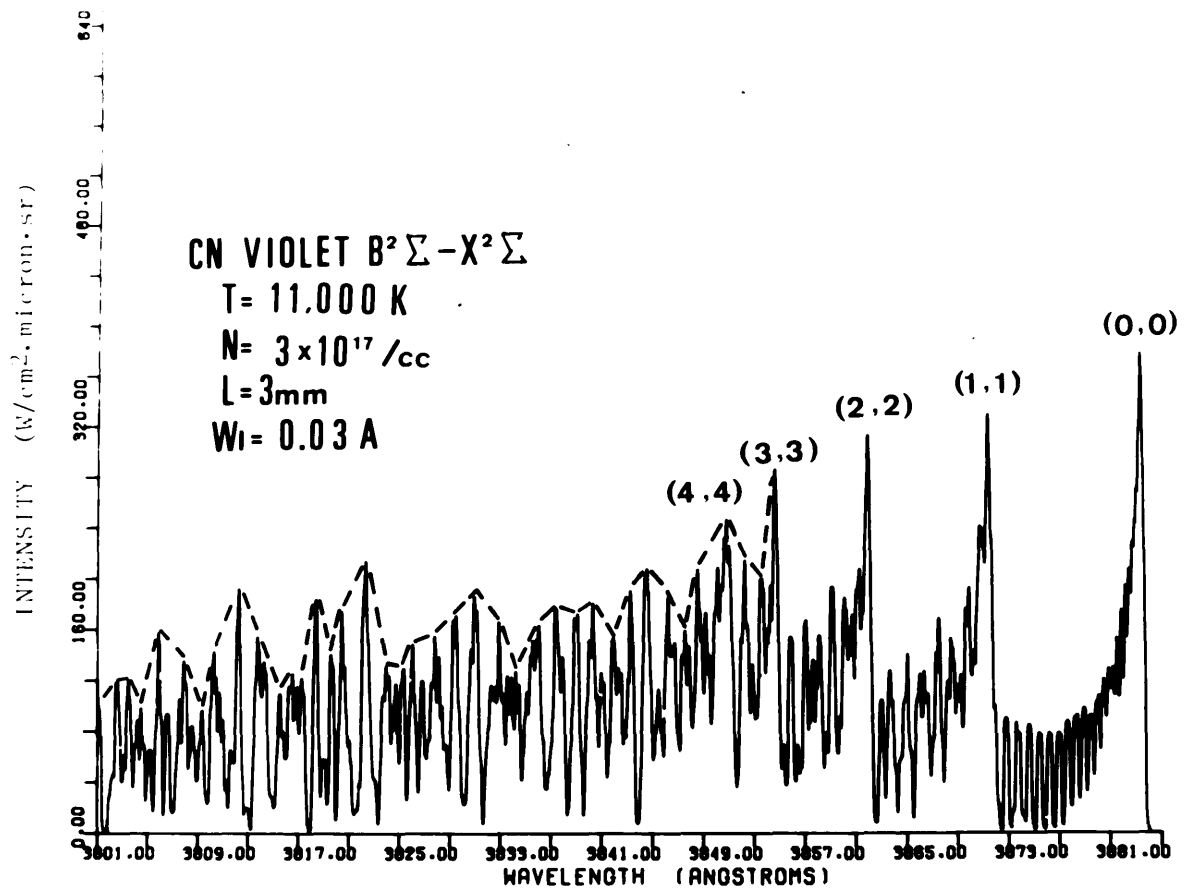
(b)

図4-21 CN発光スペクトルの計算機シミュレーション  
 $T = 10000 \text{ K}$ ,  $N = 3 \times 10^{17} / \text{cc}$ ,  $W_l = 0.03 \text{ \AA}$



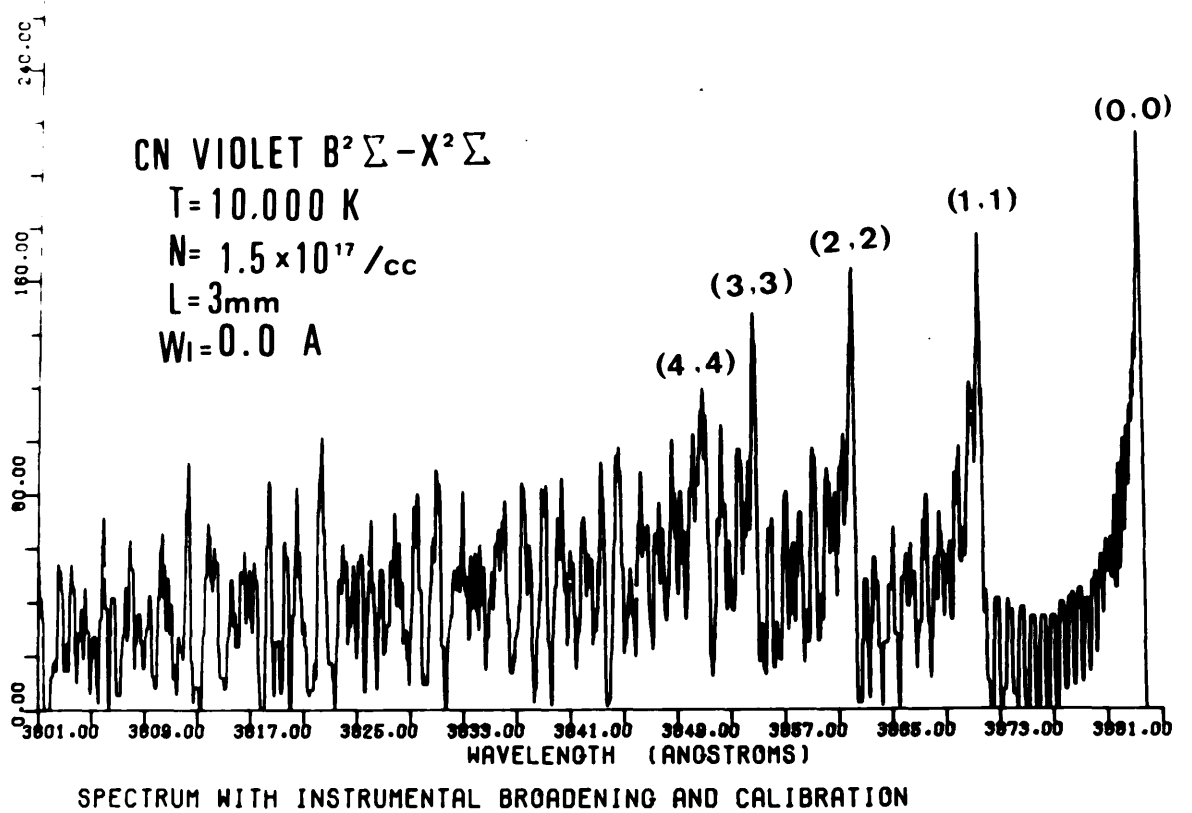
(C)

図4-21 CN発光スペクトルの計算機シミュレーション  
 $T = 11000 \text{ K}$ ,  $N = 7.5 \times 10^{16} / \text{cc}$ ,  $W_e = 0.03 \text{ A}$



(d)

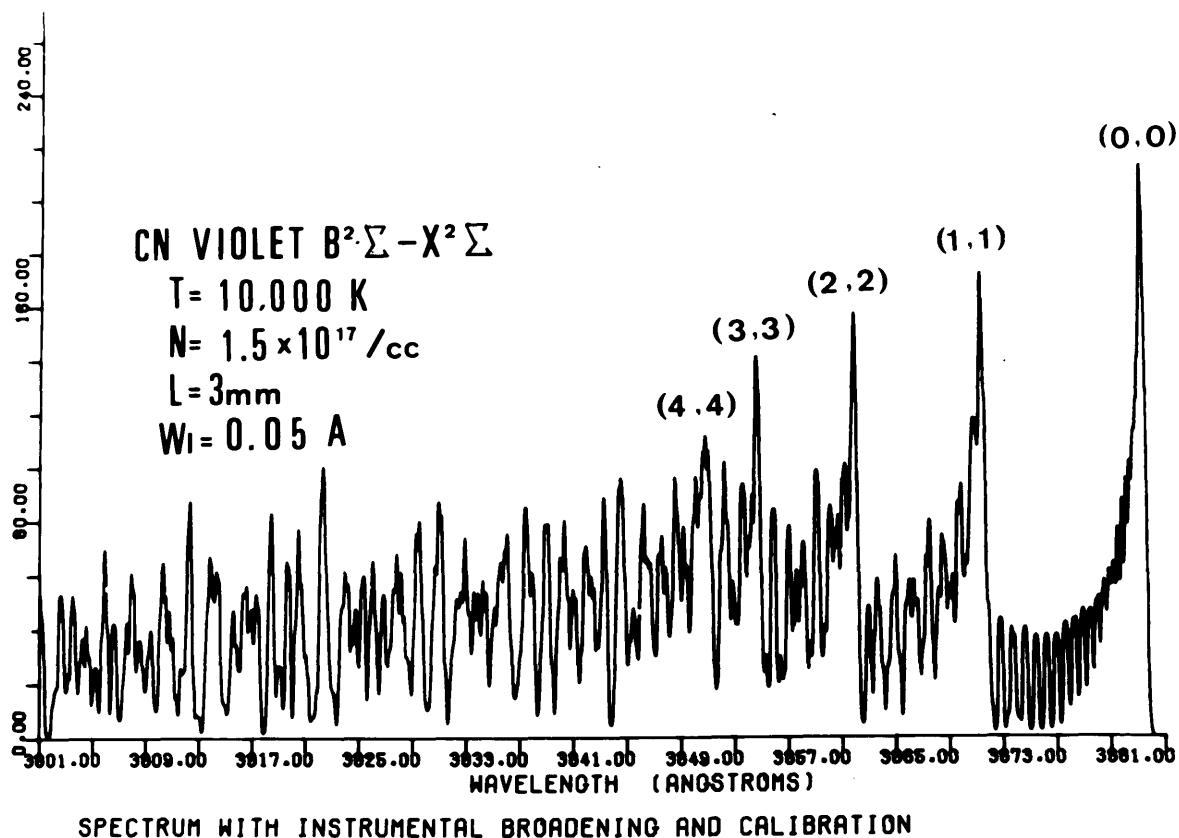
図4-21 CN 発光スペクトルの計算機シミュレーション  
 $T = 11000 \text{ K}$ ,  $N = 3 \times 10^{17} / \text{cc}$ ,  $W_l = 0.03 \text{ \AA}$



(a)

図 4-22 フォルシヤ フロートニングの効果をみた CN 発光スペクトル  
 $T = 10000 \text{ K}$ ,  $N = 1.5 \times 10^{17} / \text{cc}$ ,  $W_l = 0.0 \text{ \AA}$





(b)

図4-22 フォルシヤブロードニングの効果を見たCN発光スペクトル  
 $T = 10000 \text{ K}$ ,  $N = 1.5 \times 10^{17} / \text{cc}$ ,  $W_l = 0.05 \text{ \AA}$

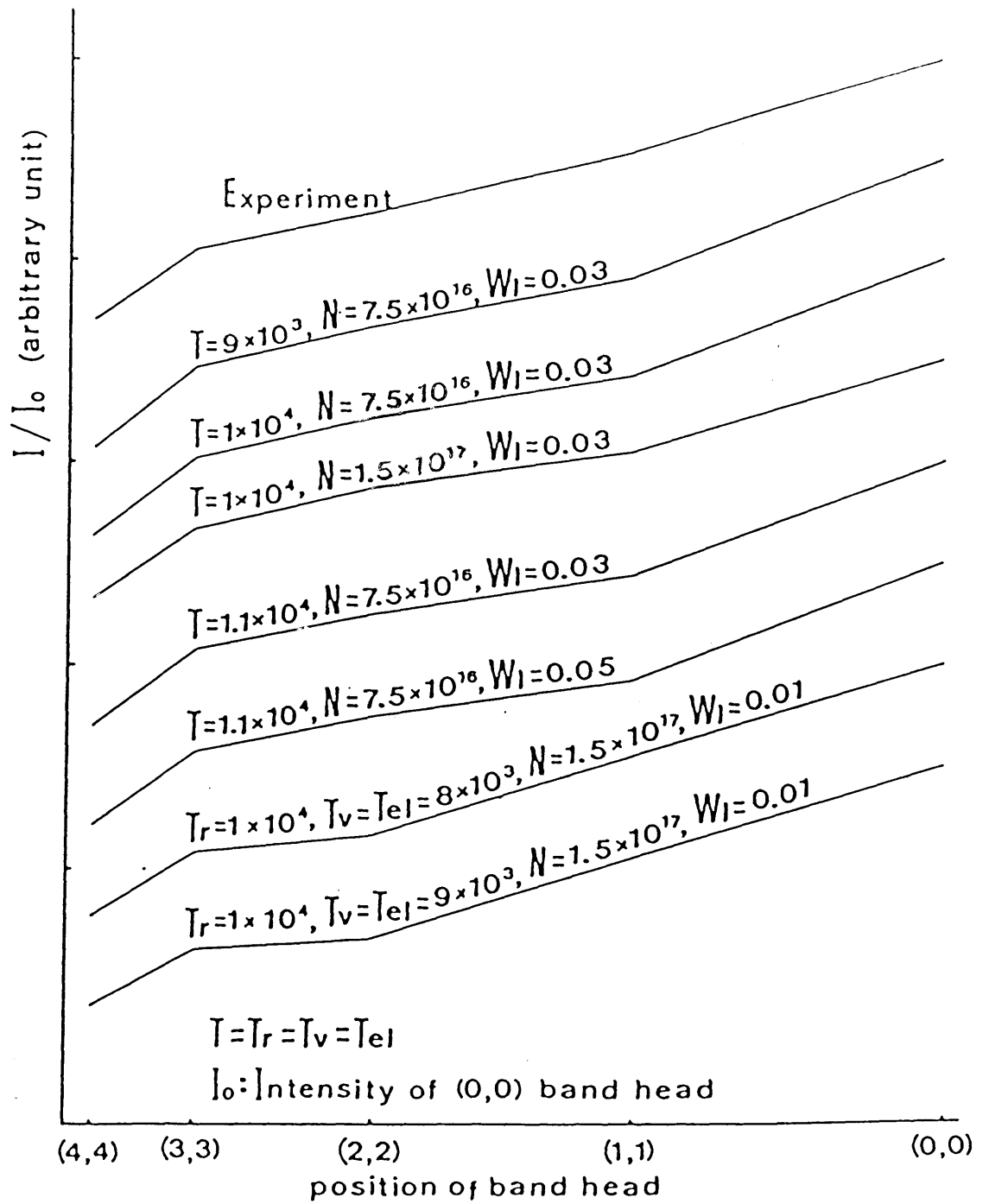


図 4-23 発光強度のマッピング  
 $T, T_i$ ; K,  $N$ ; /cc,  $W_e$ ; A

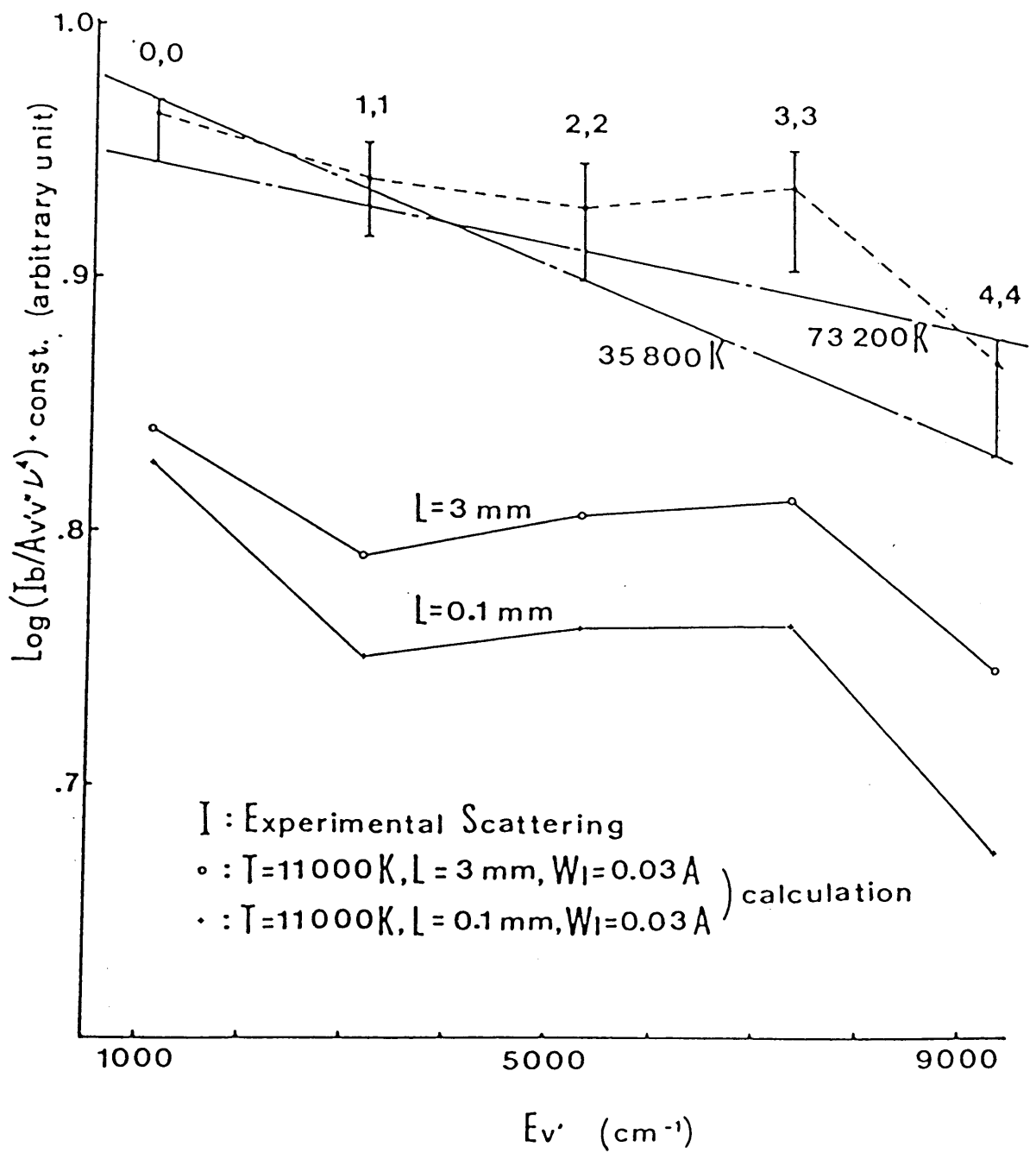


図 4-24 発光スペクトルからのボルツマンプロットと振動温度

## Ⅳ章 チャンネル内におかれた障害物と 二次元非定常デトネーションの干渉

### Ⅳ-1 はじめに

収束デトネーションの円筒対称性は、収束部へ通じるコーナ形状によって大きな影響を受けるということをすでにⅢ章で示された。ここでは、デトネーションの挙動をより明確にするため、デトネーションのコーナーを回折する模様<sup>(4)</sup>が、曲かった二次元チャンネル用デトネーション・チューブを用いて可視化され、より詳細に議論された。その中でとくに興味ある結果を与えたのは、直角に折れ曲がる角をもつ二次元チャンネル内を、三重衝撃波構造をもつ二次元非定常デトネーションが伝播する場合である。すなわち、内側の角から発生する強いフロントル・マイヤ-膨脹とデトネーションの前面に含まれる衝撃波三重点が干渉した結果、その衝撃波三重点の数が大幅に減少してしまう消炎領域が角後方の内壁付近で生じるとともに、その隣接する下流では、フロントル・マイヤ-膨脹の影響にもかかわらず残存した衝撃波三重点と強い圧縮効果をもつ外側壁面からの反射波との干渉によりデトネーションが再生成されるということである。

こういったデトネーションの消炎や再生成に関する研究は、燃料輸送管中のデトネーション、大気中に漏洩した都市ガスやLNG蒸気雲の爆発などと関連して、破壊的な災害を防止する上できわめて重要である。Bachら<sup>(50)</sup>や Karabeinikovら<sup>(51)</sup>は、反応性気体中において作られた衝撃波とその後方の火炎が、その伝播過程において分離するか融合するかを亜臨界

(subcritical), 超臨界 (supercritical) と名付け, テトネーションの消炎と再生成機構を明らかにしようと試みたが, いずれの解析も一次元的取り扱いにとどまっている。

本実験で観測されたテトネーションの消炎機構は, フロントルマヤ-膨張である。本章ではこの現象を検証するために, チャンネル内に矩形障害物をおき, その後方における衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常テトネーションとフロントルマヤ-膨張との干渉が数値解析された。

数値計算では, 最初に初期圧  $0.1 \text{ atm}$  の 30% に希釈された酸素化学量論混合気中を伝播する一次元平面 C-J テトネーションの前方に三つの発熱量の異なる濃度スポットを与えることにより, 周期運動を行ない二つの衝撃波三重点を含む二次元非定常テトネーションが作り出された<sup>(26),(27)</sup>。この二次元非定常テトネーションに含まれる衝撃波三重点の数は, 選ばれた混合気 (たとえば  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ ) に対して Strehlow ら<sup>(54)</sup> の実験結果と良好一致を示すものである。

テトネーションがチャンネル幅  $b = 7.4 \text{ cm}$  の約 7 倍の距離まで伝播した後最も安定した周期的挙動を示すことを確認し, 障害物との干渉を開始する前の初期条件として,  $x \approx 10b$  だけ伝播した後のテトネーションが用いられた。二次元非定常テトネーションと障害物との干渉は, 主として時間ごとに表示されるチャンネル内全体にわたる等圧線図により考察された。とくに障害物の下流側壁面近傍におけるテトネーションの挙動が注目され, 障害物通過後におけるテトネーションの減衰, 再生成について議

論がなされた。計算に用いられた障害物は (1) 高さ  $b/6$  (1.24 cm)  $\times$  長さ  $b/3$  (2.48 cm) と (2) 高さ  $b/2$  (3.7 cm)  $\times$  長さ  $b/3$  (2.48 cm) の二種類である。このように高さの異なる二種類の障害物を用いたのは、フロントル・マイヤー膨脹とデトネーションとの干渉の程度を制御するためである。

## V-2 実験および実験結果

### (1) 開放写真

図 5-1 (a) は、二つの直角コーナーをもつ一定断面 (高さ 20 mm  $\times$  奥行 4 mm) のチャンネル内で得られたデトネーションの開放写真を示す。初期圧 30 Torr ( $4 \times 10^3$  Pa) の等モルアセチレン酸素混合気中を伝播するデトネーションは、右上方より矢印の方向に伝播し、矩形コーナーを二度回折したのち右下端に達する。カメラのシャッターをバルブ状態にしておいて得られたこの開放写真は、発光しているデトネーション波面の挙動がすべて写り込められている。図 2-7 ですでに示されたように、写真中に見られる網目模様は、デトネーション波面に含まれる衝撃波三重点の発光軌跡である。

図 5-1 (b) は図 5-1 (a) の最初の直角コーナー部分の模写図である。発光軌跡がフロントル・マイヤー膨脹を受けて変化を始める位置は線分 OA 上に規則的にあり、その傾きは  $m_0 = 25^\circ$  である。この傾きは、衝撃波回折理論<sup>(52)</sup>による衝撃波面の回折開始点 (コーナーからの擾乱により衝撃波面が曲率をもち始める点) 軌跡の傾きとほぼ一致する。すなわち、初期温度  $T_0 = 300$  K, 初期圧  $p_0 = 30$  Torr の等モルアセチレン

酸素混合気中におけるC-J脱ネーションの伝播マッハ数は $M_0 \equiv 8$ であるが、これを衝撃波とみなしてSkews<sup>(52)</sup>の理論より衝撃波面の回折開始点軌跡の傾きを求めてみると、 $m_0 \equiv 22.8^\circ$ となり線分OAの傾き $25^\circ$ に近い。なお $M_0 = 8$ の場合、衝撃波直後のマッハ数は $M_1 = 1.8$ となるので、コーナーから発生し衝撃波フロント後方に存在する擾乱波(reflected sound wave; 反射音波)<sup>(52), (53)</sup>の領域は、水平に対して $34^\circ$ の傾きをもつプラントル・マイヤ-膨脹扇の波頭内におさまる。

直線OAを境にして、その上流と下流領域では細目模様に見える差異が見られる。上流では衝撃波三重点同士の衝突、すなわち、発光軌跡の交差が見られるが、下流では見られない。さらに内側コーナー近傍では、衝撃波三重点の消失が見られる。プラントル・マイヤ-膨脹領域内では、衝撃波三重点の存続条件が膨脹効果により成立しなくなり、三重点の消失が起ると考えられる。とくに内側コーナー近傍では、衝撃波三重点自身が衝突相手を失った上に膨脹波による著しい冷却および圧力低下を受け、衝撃波面と反応開始面との急速な分離が生じ、ついには衝撃波三重点の消失が生じる。

この現象をより詳しく説明するのが図5-2である。ちょうどOA線上で衝突する衝撃波三重点のペアを観察すると、たとえばA点で衝突した二つの衝撃波三重点は矢印で示される二方向へそれぞれ伝播する。OA線より下方へ進む衝撃波三重点は衝突相手に遭遇しないため、その方向からの慣性とOA線と直角方向の膨脹加速を受け、その合力方向の曲がった経路を

たどる。しかしながら、衝撃波面と反応開始面との分離速度はコーナーからの距離により異なり、コーナーから遠方では緩慢であるため衝撃波三重点が存続する。コーナー近傍では急冷却のため消失する。一方外壁からはわかえてきた反射波は強い圧縮効果をとともなう反射衝撃波であるが、かろうじて存続している衝撃波三重点と相互作用をし、テトネーション波面を再生成する。

図5-3は、このような内側コーナー近くでのテトネーションの挙動を調べるために行われた別の実験結果の一例である。チャンネル内に障害物を置くことにより、障害物下流側ステップ近傍でのフロント・マイヤー膨脹効果が観察された。直角な角を持つチャンネル内の現象と、図5-3の障害物後方の現象は、コーナー近傍に関する限り同一で、コーナーを過ぎてからのテトネーション再生成または消失にいたるプロセスは全く別のものである。数値計算上、コーナーのみと障害物のいずれの実験についてのシミュレーションも可能であるが、応用上後者の方が有用と思われること、座標の選ぶ方において後者の方が僅かに簡単なことを考慮して、障害物の存在するチャンネル内におけるテトネーション伝播が取り上げられる。

## (2) 瞬間シュリーレン写真による観察

図5-4は図5-3で用いられたのと同様の混合気で初期圧30 Torrにおいて得られた一連の実験結果である。図5-4(a)はシャッター開放写真で、(b)~(f)は瞬間シュリーレン写真である。テトネーションは右から左へ伝播する。(b)はテトネーション



が障害物に到達する直前の状態であり、衝撃波三重点の存在により波面前面が凹凸面になっており、三重点の軌跡を示す(a)とうまく対応づけることができる。図5-4(c)~(f)は、障害物上で二つの衝撃波三重点をもつテトネーションが障害物を通過していく際の時間的挙動を示すものである。テトネーション前面に含まれる衝撃波三重点の挙動と波面前面形状の変化を観察することができる。とくに障害物のコーナーにおけるフロントル・マイヤー膨脹効果は著しく、衝撃波の場合<sup>(52)</sup>と同様に波面前面形状を大きくゆがめることが分る。図5-4(b)~(f)で示される瞬間シュリーレン写真は、光源として発光半値幅が20 nsのパルス・レーザーを用いることにより得られたものである。この際の操作上における留意点について以下に示す。

#### (i) パルス・レーザーによるシュリーレン写真

図5-5は、テトネーションのレーザー・シュリーレン写真をとるための撮影システムを示す。用いられたテトネーション管は、第II章で示されたものと同じのもので、点火用プラグのついた管端から観測部中央まで約2.6 mである。等モルアセチレン酸素テトネーションの伝播速度は初期圧80 Torrで約2800 m/sであるとする、点火プラグの放電によって作られたテトネーションが観測部に到達するまでに要する時間は約890  $\mu$ sであるが、進路途中にある隔膜の破膜による損失時間、定常なテトネーション伝播になるまでの損失時間を考慮すると約1300  $\mu$ sである。テトネーション伝播の定常性は、点火プラグ側管端から1.8 m下流に設けられた測定端子孔における速度測定によって確認

された。すなわち、観測部上流の地点(たとえばPS1, PS2点)で  
テトネーション波面の準平面性は、すでに達成されていることが保  
証された。

レーザー発振の同期をとるには、図5-5のPrS(圧力変換器)か  
らの信号あるいはイグナイタ(図5-5右端)からの信号を用いる  
ことが可能である。ところがQスイッチによるパルスレーザー発振  
に要する時間はトリガされてから850 $\mu$ Sであり、一方測定端子  
孔PrSから観測部中央までテトネーションが伝播するのに要する  
時間は250 $\mu$ Sである。したがってPrSからの信号をレーザー発振  
用のトリガ信号に用いた場合には、テトネーションが観測部  
を通過してしまつた後にパルスレーザーが発振されることになり、  
PrSからの信号で同期を得ることは不可能である。すなわち、  
PrSからの信号で同期を得るにはテトネーション管が短すぎるわけ  
である。ゆえにテトネーションとパルスレーザーの同期はイグナイタ、  
遅延パルス発生装置、レーザーQスイッチの間を通してとられた。  
遅延パルス発生装置の作動範囲は、テトネーションが管端から  
観測部に到達するに要する時間1300 $\mu$ Sからレーザー発振の  
最適遅延時間850 $\mu$ Sを引いた450 $\mu$ S前後である。この値は  
実験に用いられる試料気体およびその初期圧により異なる。

#### (1) 同期を得るためのイグナイタ

自動車用イグニッションコイルを改造したイグナイタが使用された  
が、リレーによるスイッチングは大きな雑音を生じるばかりでなく、  
一次側コイルのスイッチングが鋭い方形波で行なわれないうえに  
安定した放電が得られないので、テトネーションのニュリーレン写真の

ように  $\mu\text{S}$  のオータの同期を得る場合には、リレー・スイッチは適切ではない。そこでトランジスタと IC の使用により、スイッチングを調整し、レーザー発振の同期用パルスが取り出されるようにイグナイタが改良された。図 5-6 は、イグナイタの回路図である。プッシュスイッチを押すとタイマー用の IC1 が作動し、可変抵抗  $R_1$  によってあらかじめ設定された時間  $T_1 = 0.7 C_1 (R_1 + R_2)$  だけ放電が行なわれる。放電の終了時における電圧の立ち下り部分の信号によって、点火プラグの放電が開始されると同時に、タイマー用 IC2 が作動し、 $T_2 = 0.7 C_2 R_3$  の時間だけトリガアウトへの通電状態が維持される。トリガアウトからの信号は、遅延パルス発生装置の作動信号とされ、その信号は最大電圧 10V、パルス幅  $100\mu\text{s}$  の特性を持つように設計された。なお遅延パルス発生装置からレーザー装置へのトリガ信号は、最大電圧 5V、パルス幅  $80\mu\text{s}$  の方形波である。

図 5-7 は、レーザーシュリーレン写真撮影における光学系の詳細図である。全光学系の光軸調整は、カメラ背後に設置された He-Ne レーザーによって行なわれた。

### (3) 初期圧によるテトネーション前面構造の変化

図 5-8 (a)~(e) は、等モルアセチレン酸素混合気初期圧 80 Torr におけるテトネーションのシュリーレン写真を示す。(a) は障害物に到達する以前のテトネーションの状態を示す。チャンネル幅にわたって約 20 個程度の衝撃波三重点が存在しているため、テトネーション・フロントは初期圧 30 Torr の場合に比べてはるかに平面的である (図 5-9 参照)。(b) では障害物の下流側コーナーからの

フロントル・マイヤー膨脹によつてフロントの一部は大きく曲げられていることかわかる。チャンネル軸にほぼ垂直なフロント部分と曲がったフロント部分とを比較すると、前者の方が凹凸に富んでいるのに対し、後者ではずうと滑らかである。(c), (d)においても、この傾向はよりはっきり見られ、ステップ側壁にその足をおくフロント部分には、明らかに衝撃波三重点構造は存在して居らず、一時的に強い衝撃波面が形成されているようである。(b)では、チャンネル軸に垂直なフロント部分では、衝撃波三重点構造のうちの反射衝撃波がいくつか観察される。(e)では、フロントの一部が別の障害物の側壁に衝突している状態を示すが、波面全体的に見られる衝撃波三重点の数密度は、(a)で示される障害物到達以前のものと比べて十分小さく、フロントの凹凸が顕著になっている。デトネーション・フロントの回折開始点と障害物の下流側コーナーとを結ぶ直線の水平軸方向に対する傾きは、(b)~(e)に対してそれぞれ  $17.0^\circ$ ,  $18.9^\circ$ ,  $17.0^\circ$ ,  $19.9^\circ$  である。これらの値は、このときのデトネーション伝播マッハ数  $M_0 = 8.35$  を衝撃波マッハ数とおきかえて Skews の理論より得られる対応する角度  $m_0 = 20.7^\circ$  にかなり近い値を示す。このような差は、デトネーションはステップ波でなく、スパイク波でかつ非定常であることによるものである。

図5-9 (a)~(e)は、すでに示された図5-4と同一の初期圧30 Torrの場合におけるシュリーレン写真を拡大したものである。

障害物到達直前の位置に対応する(a)では、衝撃波三重点の位置やデトネーション・フロントの形状が明確にとらえられている。

シャッター開放写真で見られる衝撃波三重点の発光軌跡からも類推されるように、デトネーション・フロントに含まれる三重点の数は初期圧の低下につれて減少し、さらにデトネーション・フロントの平面性も図5-8(a)に比し、かなり劣っていることが観察される。図5-9(b)~(e)では、障害物と衝突後にも生存している二つの衝撃波三重点の挙動を見ることができ、いずれの写真もことなつたデトネーション実験に対して得られたものであるが、概略的な三重点の振舞を追うことができる。図5-9(f)にデトネーション・フロントの推移がまとめて示されている。

図5-8におけると同様に、障害物下流側のコーナー付近では、フロントはデトネーション伝播マッハ数  $M_0 = 7.9$  によつて引き起こされる強いプラントル・マイヤー膨脹によつて大きく曲がめられる。図5-9(d)~(e)にかけて、とくにコーナー付近におけるフロントは滑らかになつており、全く衝撃波三重点が存在していないことが明確に示されている。(e)では、かろうじて一個の衝撃波三重点が存在するのみとなる。このように波面全体が滑らかな曲線となつてしまった場合には、もはやデトネーションではなく、反応面が分離した強い衝撃波としての挙動に移行するものと判断される。

### V-3 数値シミュレーション

#### (1) 基礎方程式

デトネーションとチャンネル内におかれた障害物との干渉問題の初期条件を与えるために, Taki and Fujiwara<sup>(26),(27)</sup>の方法を用いる. 伝播する平面一次元C-Jデトネーション前方に擾乱を与えると, 衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常デトネーションが数値的に作られる. 希釈された酸素水素混合物に対して行われた計算結果<sup>(26),(27)</sup>は, 実験結果<sup>(54)</sup>とよい一致を与えているので, 本計算においても同様の酸素水素混合物が用いられた.

混合気体はその平均分子量および比熱が一定で, 理想気体の状態式に従い, 粘性, 熱伝導, 拡散等の輸送現象は無視できるものと仮定する. 化学反応については, 計算を簡単にするため(5-5), (5-6)式で示される二段階反応モデル<sup>(54)</sup>が用いられる. このとき二次元非定常反応性気体力学方程式は(5-1)式のようなソース項付の保存形で表わされる.

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}(\bar{f})}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}(\bar{f})}{\partial y} + \bar{\Psi}(\bar{f}) = 0 \quad (5-1)$$

$$\frac{\bar{f}}{\rho} = \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ v \\ e \\ \beta \\ \alpha \end{bmatrix}, \quad \frac{\bar{F}}{\rho u} = \begin{bmatrix} 1 \\ u + p/\rho u \\ v \\ e + p/\rho \\ \beta \\ \alpha \end{bmatrix}, \quad \frac{\bar{G}}{\rho v} = \begin{bmatrix} 1 \\ u \\ v + p/\rho v \\ e + p/\rho \\ \beta \\ \alpha \end{bmatrix}, \quad \frac{\bar{\Psi}}{\rho} = - \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{W_p}{\rho} \\ \frac{W_\alpha}{\rho} \end{bmatrix} \quad (5-2)$$

$$p = \rho R T \quad (5-3)$$

$$e = \hat{R}T/\gamma - 1 + \beta\beta + \frac{1}{2} \cdot (u^2 + v^2) \quad (5-4)$$

$$w_\alpha \equiv \frac{d\alpha}{dt} = -\frac{1}{\tau_{ind}} = -k_1 \rho^{l_1} \rho^{m_1} \exp(-\bar{E}_{a1}/\hat{R}T) \quad (5-5)$$

$$w_\beta \equiv \frac{d\beta}{dt} = \begin{cases} -k_2 \rho^{n_2} \rho^{l_2} \beta^{m_2} \exp(-\bar{E}_{a2}/\hat{R}T) \\ + k_3 \rho^{n_3} \rho^{l_3} (1-\beta)^{m_3} \exp(-\frac{\bar{E}_{a2} + \beta}{\hat{R}T}) & (\alpha \leq 0) \\ 0 & (\alpha > 0) \end{cases} \quad (5-6)$$

ここで $\alpha$ は吸熱をともたう誘起反応を支配する反応進行度であり、デトネーション波面前方で1の値をとり、反応誘導時間( $\tau_{ind}$ )経過後0となる( $-1 \leq \alpha \leq 1$ )。  $\beta$ は再結合反応を支配する反応進行度で、 $t = \tau_{ind}$ 後1より減少しはじめる。すなわち、発熱反応が開始する( $\beta_{beg} \leq \beta \leq 1$ )。  $e$ は単位質量当りの内部エネルギー、発熱量および運動エネルギーの和を表わす全エネルギーである。 $k_i, n_i, l_i, m_i$  および  $\bar{E}_{aj}$  ( $i=1,2,3; j=1,2$ ) は反応の定数で、実験から定められる。計算を実行するに必要な反応パラメータの値として、化学量論酸水素の30%に希釈された混合気に対応する値<sup>(26),(27)</sup>が以下のように選ばれた。

$$n_1 = 0, \quad n_2 = n_3 = 2, \quad l_1 = 1, \quad l_2 = l_3 = 0, \quad m_1 = m_2 = 2,$$

$$k_1 = 3.0 \times 10^{11} \text{ cm}^3/\text{g sec}, \quad k_2 = k_3 = 1.5 \times 10^{-7} \text{ cm}^4/\text{dyn}^2 \text{ sec},$$

$$\bar{E}_{a1}/\hat{R} = 9800 \text{ K}, \quad \bar{E}_{a2}/\hat{R} = 2000 \text{ K},$$

$$\beta = 4 \times 10^{10} \text{ erg/g}, \quad \gamma = 1.4, \quad \bar{M} = 12.0 \text{ g/mole},$$

$$\hat{R}\bar{M} = 0.83144 \times 10^8 \text{ erg/mole K}.$$

ここで $\gamma$ は比熱比、 $\bar{M}$ は平均分子量である。このデータによる

反応誘起時間と実験の比較は後になされる。

## (2) 無次元化

無次元化に用いられた基本量は、反応特性長  $l_*$  (C-J ティトネーションの反応誘起距離), 初期密度  $\rho_0$  ( $= 5.079 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ ) および単位質量当りの発熱量の  $q$  である。  $l_*$  は (5-7) 式によって C-J ティトネーションの前面衝撃波背後の状態に関連づけられる量である。

$$l_* = \frac{u_b}{k_1 \rho_b} \exp(\bar{E} a_1 / \bar{R} T_b) \quad (5-7)$$

用いられた混合気の初期圧  $0.1 \text{ atm}$  における C-J ティトネーションに対する計算では、  $l_* = 0.37 \text{ cm}$  となる。 これら三つの基本量を用いて他の物理量を以下のように無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} \bar{s} &= t/t_*, & X &= x/l_*, & Y &= y/l_*, \\ \Pi &= u/\sqrt{g}, & \Gamma &= v/\sqrt{g}, & R &= p/\rho_0, \\ P &= p/\rho_0 q, & \Theta &= T/T_*, & E &= e/q, \\ W_\alpha &= w_\alpha t_*, & W_\beta &= w_\beta t_*, & t_* &= l/\sqrt{g}, & T_* &= q/\bar{R} \end{aligned} \right\} \quad (5-8)$$

基礎方程式 (5-1) ~ (5-6) は (5-9) ~ (5-15) 式のように無次元化される。

$$\frac{\partial f}{\partial \bar{s}} + \frac{\partial F(f)}{\partial X} + \frac{\partial G(f)}{\partial Y} + \Psi(f) = 0 \quad (5-9)$$



$$\frac{f}{R} = \begin{bmatrix} 1 \\ U \\ V \\ E \\ \beta \\ \alpha \end{bmatrix}, \quad \frac{F}{RU} = \begin{bmatrix} 1 \\ U + \theta/U \\ V \\ E + \theta \\ \beta \\ \alpha \end{bmatrix},$$

$$\frac{G}{RV} = \begin{bmatrix} 1 \\ U \\ V + \theta/V \\ E + \theta \\ \beta \\ \alpha \end{bmatrix}, \quad -\frac{\Psi}{R} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ W_\beta \\ W_\alpha \end{bmatrix} \quad (5-10)$$

$$P = R\theta \quad (5-11)$$

$$E = \theta/r - 1 + \beta + \frac{1}{2}(\bar{U}^2 + \bar{V}^2) \quad (5-12)$$

$$W_\alpha = -K_1 R \exp(-Ea_1/\theta) \quad (5-13)$$

$$W_\beta = -K_2 P^2 [\beta^2 \exp(-Ea_2/\theta) - (1-\beta)^2 \exp\{-(1+Ea_2)/\theta\}] \quad (5-14)$$

$$K_1 = \bar{U}_b / R_b \exp(Ea_1/\theta_b),$$

$$K_2/K_1 = \text{const} = k_2/k_1 \cdot \rho_0 \bar{\rho}^2, \quad Ea_j = \bar{E}a_j/\bar{\rho} \quad (5-15)$$

### (3) 差分方程式

偏微分方程式(5-9)は, Van Leer<sup>(25)</sup>によって考案された一次精度の中心差分法により差分表示された. この差分法は Rusanov 法や Godunov 法と同じ系列の方法である<sup>(55)</sup>. Godunov 法は強い衝撃波に対して振動を少なく表現できるが, この方法よりも「人工拡散」の効果が小さい本方法の方が衝撃波を薄く表現できる. 本問題のように反応を含む衝撃波の問題では, 陰解法, 二次精度以上(たとえば MacCormack 法)の陽解法, ランダム・チョイス法などは時間がかかりすぎることに, 不安定なことに起因して, 一次精度の陽解法のような単純な方法の方が,

より良い結果を与えることが Taki and Fujiwara<sup>(27)</sup> の試みにより明らかになっている。

$$f_{l,m}^{n+1} = f_{l,m}^n - \frac{\lambda}{2} \{ (F_{l+1,m}^n - F_{l-1,m}^n) \} - \frac{\Delta}{2} \{ (G_{l,m+1}^n - G_{l,m-1}^n) \} - \Delta S \Psi_{l,m}^n + \frac{\lambda^2}{2} \{ (\Phi_{l+\frac{1}{2},m}^n - \Phi_{l-\frac{1}{2},m}^n) + (\Phi_{l,m+\frac{1}{2}}^n - \Phi_{l,m-\frac{1}{2}}^n) \} \quad (5-16)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} \Phi_{l+\frac{1}{2},m}^n &= (a^2)_{l+\frac{1}{2},m}^n (f_{l+1,m}^n - f_{l,m}^n), & \Phi_{l-\frac{1}{2},m}^n &= (a^2)_{l-\frac{1}{2},m}^n (f_{l,m}^n - f_{l-1,m}^n) \\ \Phi_{l,m+\frac{1}{2}}^n &= (a^2)_{l,m+\frac{1}{2}}^n (f_{l,m+1}^n - f_{l,m}^n), & \Phi_{l,m-\frac{1}{2}}^n &= (a^2)_{l,m-\frac{1}{2}}^n (f_{l,m}^n - f_{l,m-1}^n) \end{aligned} \right\} \quad (5-17)$$

$$(a^2)_{l+\frac{1}{2},m}^n = \frac{1}{2} \{ (a^2)_{l+1,m}^n + (a^2)_{l,m}^n \}, \quad (a^2)_{l,m+\frac{1}{2}}^n = \frac{1}{2} \{ (a^2)_{l,m+1}^n + (a^2)_{l,m}^n \} \quad (5-18)$$

$$a = \sqrt{r^2} + \sqrt{v^2 + v'^2} \quad (5-19)$$

$$\lambda = \frac{\Delta S}{\Delta X} = \frac{\Delta S}{\Delta Y} \quad (5-20)$$

$\Delta X = \Delta Y$  とし、時間差分  $\Delta S$  との比が入とおかれている。また (5-19) 式で示されるように、 $a$  は局所音速と流速の大きさとの和である。  $n+1$  番目の時間ステップ  $\Delta S_{n+1}$  は、 $a$  を用いて次式で表わされる差分系の安定条件より決められる。

$$\Delta S_{n+1} = C_f / \text{Max} \left\{ a \sqrt{\frac{1}{(\Delta X)^2} + \frac{1}{(\Delta Y)^2}} \right\}_{l,m,n} \quad (5-21)$$

(5-9) 式において  $\Psi = 0$  で完全な保存形が成り立つとき、衝撃波面において振動が少なく、また波面の厚さが小さくなるのに、移動座標系で解く場合 マッハ数  $M=4$  でクーラン数  $C_f = 0.9$  であるか、本問題のように反応がある場合には、むしろソース項が安定性を与えるので  $C_f = 1.0$  が用いられた。

#### (4) 初期条件と境界条件

与えられた物理化学定数から、C-J ティンネーションの特性値が求められる。平面一次元定常ティンネーションに擾乱を与えることにより、衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常ティンネーションが作られる。この擾乱を与える方法としては、伝播するティンネーション前方に、空間的に一様でない発熱量をもった何対かの濃度スポットを配置するという方法が可能であるので<sup>(26)</sup>、ここでもその方法を用いる。

計算に最も適切な差分メッシュ・サイズを決めるために、本方法を一次元非定常ティンネーションに適用した結果が図5-10に示されている。計算によって得られたティンネーションのノイマン・スパイクがランキン・ユゴ=オ関係を満たしているかどうかはこの場合の目安となる。図5-10によると、メッシュ・サイズが大きすぎても小さすぎても不都合が生じることがわかる。 $(p/p_0)_{peak}$  値がノイマン・スパイク値を与えるようなメッシュ・サイズが必要であるから本研究では  $\Delta X = \Delta Y = 0.238$  を用いた。その結果、チャンネル幅  $b = 20 \lambda_x = 74 \text{ cm}$  に対し、最初に与えた三対の濃度スポットが作り出した三つの衝撃波三重点はやがて二つに減り、最終的には二つの衝撃波三重点をもち安定な周期運動を行なうティンネーションが得られた。

図5-11では、このティンネーションの挙動がチャンネルの上下壁面でとらえられており、安定な周期運動が伝播速度の膨動に明確に観察される。 $X \div 10 \times b$  ( $t \div 350 \mu\text{s}$ ) だけ伝播したところでは、二つの衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常ティン

ネーションは安定した周期構造を示し、十分発達していると考えられるので、障害物との干渉問題における初期条件に用い得ると判断された。

図5-12には、代表的な場合におけるチャンネル幅と障害物寸法および入射テトネーションの位置関係が示されている。チャンネル壁やチャンネル内に設置される障害物壁面における熱伝導、触媒反応、粘性は無視されるので、壁における境界条件は鏡面対称流である。更に本計算では、テトネーションの挙動を一定なC-D速度Dからの変動として観察するのが便利であることを利用して、C-D伝播速度で移動する座標系が用いられた。すなわち、テトネーション前方に位置する未擾乱気体が、C-D速度でテトネーション波面へ流入するような座標系を用いているので、チャンネル内に置かれた障害物も計算格子領域内を一定速度Dで移動するわけである。

図5-13は、チャンネル壁に垂直な障害物壁面での計算格子点の代表的な配置関係および $\delta$ の定義を示す。斜線部側は障害物の内側に対応し、A壁面とB壁面はそれぞれ図5-12に示されるように障害物の上流側、下流側壁面である。この両壁面上において、次の境界条件が置かれた。

$$U = D \quad (5-22)$$

$$\frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial P}{\partial X} = \frac{\partial R}{\partial X} = \frac{\partial \beta}{\partial X} = \frac{\partial \alpha}{\partial X} = 0 \quad (\text{表面で輸送現象なし}) \quad (5-23)$$

本計算では図5-13に示されるように計算領域内の5点を用いて

次の時刻における点5の物理量を求めるように工夫されている。障害物内側に位置する格子点の値は、外側に位置する他の2点の値によって、次のように表わすことができる。

A壁に対して；

$$U_3 = 2 \left( \frac{2-\delta}{1+\delta} \right) D - (1-\delta) \left( 2U_5 - \frac{2\delta-1}{1+\delta} U_4 \right) \quad (5-24)$$

$$F_3 = \frac{4\delta F_5 - (2\delta-1) F_4}{1+2\delta} \quad (5-25)$$

B壁に対して；

$$U_4 = 2 \left( \frac{1+\delta}{2-\delta} \right) D - \delta \left( 2U_5 + \frac{2\delta-1}{2-\delta} U_3 \right) \quad (5-26)$$

$$F_4 = \frac{4(1-\delta) F_5 + (2\delta-1) F_3}{3-2\delta} \quad (5-27)$$

これらの関係は、壁面に垂直な方向にある三つの格子点での物理量を壁面からの距離で級数展開し、鏡面对称性と(5-22), (5-23)式を用いて得られた。ここでFはD, P, R,  $\beta$ ,  $\alpha$ の各物理量を代表し、展開式においては $(\Delta X)^3$ 以上の高次の項は無視されている。

#### V-4 固定座標系による数値シミュレーション

衝撃波を含む流れを取り扱う差分法としては、van Neumann-Richtmyerの人工粘性法や、Lax, Godunov, Rusanov 及び van Leer らの人工拡散法などがあるが、本節では van Leer<sup>(25)</sup>の差分法を一次元衝撃波伝播の問題に適用し、固定座標系で取り扱う場合と移動座標系で取り扱う場合とで、どのような差異が衝撃波フロント近傍における物理量の分布に生

いるかが議論される。

解くべき気体力学方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial f}{\partial S} + \frac{\partial F}{\partial X} = 0 \quad (5-28)$$

ここで

$$\begin{aligned} f &= \begin{bmatrix} R \\ RU \\ RE \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} RU \\ RU^2 + P \\ RU(E + P/R) \end{bmatrix} \\ E &= \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{R} + \frac{1}{2} U^2 \end{aligned} \quad (5-29)$$

いずれも無次元化表示されている。Van Leerの方法にしたがって上式を差分表示すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} f_l^{n+1} = f_l^n - \frac{\Delta}{2} (f_{l+1}^n - f_{l-1}^n) + \frac{1}{2} \left\{ \kappa_{l+\frac{1}{2}}^n (f_{l+1}^n - f_l^n) \right. \\ \left. - \kappa_{l-\frac{1}{2}}^n (f_l^n - f_{l-1}^n) \right\} \end{aligned} \quad (5-30)$$

ここで

$$\kappa_{l\pm\frac{1}{2}}^n = \frac{1}{2} (\kappa_l^n + \kappa_{l\pm 1}^n), \quad \lambda = \frac{\Delta S}{\Delta X} \quad (5-31)$$

この場合の安定条件は次式で与えられる。

$$(\sigma_l^n)^2 \leq \kappa_l^n \leq 1 \quad (5-32)$$

なおここで、 $\sigma_l^n = \lambda^n a_l^n$  であるので  $\sigma^n = \text{Max}_l \sigma_l^n$  はクーラン数  $C_f$  を表わす。 ( $\because C_f = (\Delta S / \Delta X) \cdot \text{Max}_l a_l^n$ )。さらに次式で定義されるような定数係数  $n$  を導入する。

$$\kappa_l^n = (\sigma_l^n)^2 n \quad (5-33)$$

ただし、 $n$  の選択に対しては、(5-32)式の上限を満たすようにとるものとする。すなわち、次式が成り立つように選ぶ。

$$\kappa_l^n = (\sigma_l^n)^2 n \leq 1 \quad (5-34)$$

(5-33)式で定義された  $n$  を用いると、(5-30)式は次式のよう

に書き直すことができる。

$$f_l^{n+1} = f_l^n - \frac{\lambda}{2} (f_{l+1}^n - f_{l-1}^n) + \frac{\lambda^2}{2} \eta (\phi_{l+\frac{1}{2}}^n - \phi_{l-\frac{1}{2}}^n) \quad (5-35)$$

ここで

$$\lambda = \frac{\Delta S}{\Delta X}, \quad a = \sqrt{\gamma P/R} + \Pi$$

$$\phi_{l+\frac{1}{2}}^n = (a^2)_{l+\frac{1}{2}}^n (f_{l+1}^n - f_l^n), \quad \phi_{l-\frac{1}{2}}^n = (a^2)_{l-\frac{1}{2}}^n (f_l^n - f_{l-1}^n)$$

$$(a^2)_{l\pm\frac{1}{2}}^n = \frac{1}{2} [(a^2)_{l\pm 1}^n + (a^2)_l^n]$$

(5-36)

比熱比  $\gamma=1.4$  (一定) の気体中をマッハ数  $M=4.0$  で伝播する衝撃波を考える。図 5-14 は、固定座標系および移動座標系で取り扱った場合における衝撃波面の圧力分布の比較を示すものであり、初期に与えた不連続分布状態から時間ステップ  $N=100$  だけ経過したときの状態を示す。固定座標系および移動座標系に対して、ともにクーラン数  $C_f = 0.8 \sim 0.95$ ,  $n=1$  について計算された。(図中ではクーラン数  $C_f$  を  $CF$  で示してある)。

クーラン数  $C_f$  は一つの計算格子間隔あたりの時間ステップ数を与える。この  $C_f$  値が小さいほど1格子間隔あたりに計算される回数が増える。しかしながら、一般的に  $C_f$  値が小さいと、衝撃波面の振動振幅および振動領域は大になる。

固定座標系の場合、 $C_f$  値が大である方がむしろ振動領域は小さくなる(平復値への速応性は良くなる)ものの、フロント部分に見られる圧力値のオーバー・シュートおよびその後続く振動は、 $C_f$  値を  $0.8$  から  $0.95$  と変化させても依然として大きい。

これに対し、移動座標系では、固定座標系の場合に比べて、立ち上がり速度は幾分おそいが、圧力値は殆んど大きな振動振幅なしで衝撃波後方の平衡値に接続している。

同じ問題をとり扱っているのにもかかわらず、どちらの座標系で解くかによって、衝撃波面近傍における物理量の挙動はきわめて異なったものになることを見い出された。この原因としては、差分法で数値計算する際、従属変数の1つになるエネルギー（内部エネルギー + 運動エネルギー）の初期値のとびの大きさが上げられる。すなわち、衝撃波面前後におけるエネルギーの初期のとびは、移動座標系の場合には3.6倍であるのに対し、固定座標系では31倍と大きい。これが数値計算上での振動状態に対する差異を生じるものと考えられる。このような観点からすれば、移動座標系での取り扱いの優位さが存在する。以下に両座標系の対応をわかりやすくするために、具体的な数値を示す。

移動座標系：

U	0.2315	← 1.0583	$(RE)_2 = 2.435$
P	0.925	0.05	$(RE)_1 = 0.685$
R	4.571	1.0	$\frac{(RE)_2}{(RE)_1} = 3.6 //$
	②	①	

固定座標系：

U	0.8268	→ 1.0583	$(RE)_2 = 3.875$
P	0.925	0.05	$(RE)_1 = 0.125$
R	4.571	1.0	$\frac{(RE)_2}{(RE)_1} = 31 //$

↑  
衝撃波面



しかしながら、固定座標系で取り扱う場合でも、(5-33)式で定義される $n$ の値を考慮することにより、図5-15で示されるように振動をおさえることが可能となることが判明した。図では $C_f = 0.8$ の場合について、 $n$ の効果を調べたものである。 $C_f = 0.8$ に直し、 $n = 1.45, 1.50, 1.55$ について計算されたがほとんど三本とも同じ曲線にのるが、中でもつとも良い挙動を示すのは $n = 1.55$ の場合であった。適切な $n$ の選択は、平衡値までの立ち上がりの速さを幾分犠牲にする代わりに、圧力分布のオーバー・シュート部分に抗散をきかせて振動を押えることが可能であると考えられる。しかしながら、 $n$ の選択には制約条件(5-34)式が存在するため、 $C_f$ 値が大きくなるにつれて $n$ のとりうる範囲は、せまくなるので、 $C_f$ 値が大きいところでは $n$ による振動の除去は、あまり望めない。 $C_f$ 値を小さな値にとれば、より大きな $n$ の値をとることができるとは、あまり $C_f$ 値が小さすぎると時間キザミが小さくなるので、計算時間が大きくなりすぎるという不都合が生じる。したがって $C_f$ と $n$ の選択に対し最適値が存在するものと考えられる。このような配慮をすればどちらの座標系で問題をとり扱おうと結果的には影響はない。

なお二次元流れに対しても上述の $n$ の取り扱いを適用することができるとは、

## V-5 計算結果

### (1) 差分式の正当性

本研究で用いられる Van Leer の差分式が二次元非定常テトネーションのような流れ場で使用できるかどうかを調べるために、化学反応を全く伴わない気体中を伝播する衝撃波の回折問題に適用した。図 5-16, 5-17 には、 $M=2.0$  の場合における計算結果が示される。図 5-16 において、一点鎖線と実線は、それぞれ Skews の理論<sup>(52)</sup>と実験結果である。本計算結果は、コーナー壁のごく近傍を除いては実験結果ときわめてよく一致し、コーナー壁近傍ではむしろ Skews の理論値に近づく。全体的には衝撃波面形状を Skews の理論よりも正しく与えていることがわかる。図 5-17 には、圧力分布が示されている。一点鎖線で示される円弧と直線は、それぞれ Skews の理論にもとづく擾乱領域の境界と衝撃波面の回折開始点の軌跡とを示しているが、ともに本計算結果とよい一致にあることが分る。したがって本計算法をテトネーションの回折問題へ応用して得られる結果は、物理的意味を持つことが保証されたと言えよう。

### (2) 高い障害物を通過するテトネーション

高さ  $b/2 = 3.7 \text{ cm}$  × 長さ  $b/3 = 2.48 \text{ cm}$  の障害物に対してなされた計算結果が図 5-18 (A) ~ (F) に示されている。テトネーションと障害物の干渉の効果は実線の等圧線と破線の反応開始面の相対位置関係に最も顕著に現われている。ただし、等圧線に付随する数値は初期圧に対する圧力比である。

図5-18(A), (B)は、障害物に遭遇する直前の十分に発達した二次元テトネーションを示す。図5-18(A)に示されるように、二つの衝撃波三重点は衝突後再び上下方向に運動し、図5-18(B)に見られるようにチャンネル壁面に衝突する。図5-18(B)は、障害物との干渉における初期条件となっている。二つの衝撃波三重点のうちで、チャンネル上壁面に衝突した三重点は、その後反射して下方へ進み、一方、下壁面と衝突した三重点は上方へと進行する。ここで後者は障害物の上流側壁面に衝突した後、強い非反応性反射衝撃波となって、既燃気体中を上流側へ伝播していく。生き残ったもう一方の衝撃波三重点は下方へ運動して、障害物の下流側コーナー付近に到達する(図5-18(C))。この衝撃波三重点も強いフロントル・マイヤ-膨脹により衝撃波面と反応開始面の分離を引き起こす。この分離の度合は図5-18(D)~(F)へと進むにつれて増大し、衝撃波三重点構造は完全に消失してしまう。

### (3) 低い障害物を通過するテトネーション

(テトネーション消失が起きる場合)：

強いフロントル・マイヤ-膨脹を避けるために高さ  $b/6$  (1.24 cm) × 長さ  $b/3$  (2.48 cm) の障害物に対して計算が実行された。図5-19(A)~(L)は、図5-18と同様のテトネーションと障害物の干渉を等圧線図で表わしたものである。同じ初期状態から発した後、図5-19(A)~(F)に示されるように、下壁面から上方へ運動する衝撃波三重点が障害物の上流側壁面に衝突した後、非反応性反射波となって上流へ伝播する。残された

衝撃波三重点は障害物の下流側壁を通過した後も消失することなく、チャンネルの下壁面に到達する(図5-18(G)). 図5-18(G)~(K)にかけて衝撃波三重点は下壁面から反射して上方へ運動するか、障害物後方の膨脹効果を受けて徐々に減衰する。それと同時にチャンネル上壁面における衝撃波と反応開始面との分離が進められていくのが観察される。やがて衝撃波三重点構造は図5-19(K)から(L)に示されるように消失する。図5-19における低い障害物との干渉を一まとめにしたのが図5-20(a)で、特に壁土における伝播速度の時間的挙動が図5-20(b)に記されている。

- 印がチャンネル上壁面, ■印が下壁面での値を示す。

#### (4) 低い障害物を通過するテトネーション

(テトネーションが消失しない場合):

上述の計算例では、障害物の位置がたまたま二つの中的一个の衝撃波三重点の通過を許す場合であった。そういう場合と異なつて、二つの衝撃波三重点が障害物に衝突せず、そのまま後方へ伝播してゆく位置関係も存在する。

図5-21(A)~(C)は、このような場合で、図5-12と同じ障害物を用いて計算された。障害物に入射する段階では、図5-21(B)に明瞭に示されるように、二つの衝撃波三重点はチャンネル壁面から十分離れたところに存在する。図5-21(C)は、ちょうど二つの衝撃波三重点が衝突する瞬間である。

図5-21(B), (C)に示されるように、三重点以外のテトネーション波面が障害物に衝突する際にも強い反射衝撃波が上流へ

進行する。図5-21(E)~(F)を見ると、二つの中で下方に伝わる衝撃波三重点は、フロントル・マイヤ-膨張により弱められ消失したかに見えるが、図5-21(G)では下壁面上で衝撃波三重点の核が形成され、これが図5-21(H)から(J)にかけて成長し、新たな衝撃波三重点を形成するに至る。図5-21(L)では完全な二つの衝撃波三重点が存在し、テトネーションは再生成していることがわかる。

取り扱われている混合気やチャンネル幅に対する障害物の寸法が異なっているものの、図5-21(E)は以前に示された図5-4(d)の状態に近いものである。直角コーナー近傍における波面形状に対して著しい相似点が見られる。

図5-21の結果が図5-22にまとめられている。衝撃波面と反応面の離脱、再付着の様子が図5-22(a)に明らかにされている。図5-22(b)の●印と■印は、それぞれ上および下壁面におけるテトネーション波面の軸方向伝播速度を示す。両壁面における伝播速度の周期的な脈動は、 $\alpha$ - $\beta$ 値を中心に図5-20の場合よりも著しいが、いったん低くなって再び上昇し、テトネーションが再生成されている様子を定量的に与えている。

(a) 図5-19 (テトネーション消失の場合) および (b) 図5-20 (テトネーション再生成の場合) における反応誘起距離  $l_{ind}$  の時間変動が図5-23において比較されている。

●, ■ はそれぞれ図5-19に対応するチャンネル上下壁面における値を示し、○, □ は図5-21に対応するものである。なお図中の a, b はそれぞれ図5-19, 5-21 においてテトネーションが障害物へ入射した瞬間を示す。(a)の場合における  $l_{ind}$  は

時間とともにほぼ単調に増加し、反応面の急速な分離すなわち、テトネーション消失が生じているaに対し、(b)における  $l_{ind}$  は (a) にくらべて短かく、しかもテトネーションに固有の脈動を示した。したがって、(b) は二次元非定常テトネーションの安定伝播に回帰したと結論してよい。

### (5) 実験と数値計算における誘起時間の比較

本研究では、複雑で数多くの素反応式を気体力学方程式と結合して数値計算する代りに、Karabeimikaら<sup>(51)</sup> によって提案された二段階反応モデルが用いられたので、オV-3節(1)で示された反応パラメータを用いて得られる誘起時間が実験とよく対応しているかどうかを検言された。

アルゴンで30%に希釈された酸素の化学量論混合気の場合について、Schott and Kinsey<sup>(56)</sup> の実験結果と比較する。彼等の実験結果は次式でまとめられる。

$$\begin{aligned} \log_{10}([O_2]_{t_i}) \quad (\text{mole} \cdot \text{l}^{-1} \cdot \text{sec}) \\ = -10.647 + (3966 \pm 625)/T \quad (5-37) \end{aligned}$$

数値計算に選ばれたパラメータよりC-Jテトネーションに対して次のように物理量が求められる。

$$\begin{aligned} M_{C-J} = 4.8 : \quad T_b = 1565 \text{ K}, \quad P_b = 2.67 \text{ atm} \\ T_0 = 288.65 \text{ K}, \quad P_0 = 0.1 \text{ atm} \\ U_b/\sqrt{T} = 0.25758 \end{aligned}$$

ここで添字bは衝撃波面後方、0は衝撃波前方の状態を表わす。これらの値を用いて以下のように誘起時間を求める。

$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$  に対する初期の酸素モル濃度は,

$$[\text{O}_2]_0 = P_0 / R_0 T_0 \cdot X_{\text{O}_2} = 4.22 \times 10^{-4} \text{ mol/l} \quad (5-38)$$

$$\text{ただし } R_0 = 8.21 \times 10^{-2} \text{ l} \cdot \text{atm} / \text{mol} \cdot \text{K}$$

衝撃波面後方では,

$$[\text{O}_2]_b = [\text{O}_2]_0 \cdot P_b / P_0 \cdot T_0 / T_b = 2.08 \times 10^{-3} \text{ (mol/l)} \quad (5-39)$$

(5-37)式より

$$[\text{O}_2]_b t_{ic} = (0.31 \sim 1.93) \times 10^{-8} \text{ (mol/l} \cdot \text{s)}$$

$$\therefore t_{ic} = (1.5 \sim 9.3) \times 10^{-6} \text{ s} \quad (5-40)$$

一方数値計算の方から

$$t_x = l_x / \sqrt{g} = U_b t_{ic} / \sqrt{g} = U_b t_{ic}$$

$$\therefore t_{ic} = t_x / U_b = 7.1 \times 10^{-6} \text{ s} \quad (5-41)$$

$$(\because t_x = 0.1827 / P_0 \text{ (atm)} = 1.827 \times 10^{-6} \text{ s})$$

(5-40), (5-41)式で示されるように, 計算値は実験値の範囲内に入っていることが確かめられた。

上記以外に圧力の交効果をも入れた誘起時間についても検討された。計算機により図形化された数値結果から反応誘起距離を求め, その間における温度, 圧力, 流速より  $[\text{O}_2]_b t_{ic}$  を求め, 温度の逆数に対してまとめられた Schott and Kinsey の実験結果のグラフに表示する。図 5-24 は, その結果を示し, \*印が本研究の結果である。

一例を示すと,  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ ;  $T_0 = 288.65 \text{ K}$ ,  $U_* = \sqrt{g} = 1237 \times 10^3 \text{ m/s}$ ,  $l_x = 2.25 \text{ mm}$ ,  $[\text{O}_2]_0 = 4.36 \times 10^{-4} \text{ mol/l}$  に対し, 数値結果より  $U_b / U_* = 0.96 \rightarrow U_b = 1.188 \times 10^3 \text{ cm/s}$ ,  $P_b / P_0 = 24.5$

$T_b/T_0 = 6.0$ ,  $l = 1.91 \text{ mm}$  (数値計算結果より) が得られている  
 ので  $[O_2]_i = 1.78 \times 10^{-3} \text{ mol/l}$ ,  $t_i = 1.61 \times 10^{-6} \text{ s}$  となり,  
 $\therefore [O_2]_b t_b = 2.8 \times 10^{-9} \text{ (mol} \cdot \text{l}^{-1} \cdot \text{s)}$   
 一方,  $T_b = 1732 \text{ K} \rightarrow 1000/T = 0.58$

} → グラフ中に \*印  
 をともなうて記入する。

図 5-24 に示されるグラフから, 数値計算における誘起時間は  
 実験値とよい対応を示しているものと見ることが出来る。

### (6) チャンネル幅と衝撃波三重点の数との関係

テトネーションの前面構造に含まれる衝撃波三重点の数は,  
 用いられたチャンネル幅に対する固有値であることが Taki and  
 Fujiwara<sup>(26),(27)</sup> によって示された。これをさらに確固たるものに  
 するために, ここではチャンネル幅を従来よりも大きくするとともに  
 初期に与える濃度擾乱の数もふやして衝撃波三重点の生成  
 過程が数値計算された。

図 5-25, 26 の計算結果は, チャンネル幅  $b = 30 \mu$  で, 二次元  
 平面 C-D テトネーション前方に加えられる初期の濃度擾乱の数を  
 5 として得られたものである。チャンネル幅の増加にともない, 計算  
 格子点数も増加するが, 最小格子点間隔はチャンネル幅  $b = 20 \mu$   
 に対して行なわれた場合と同様の大きさ  $\Delta X = 0.208$  である。

図 5-25 (a)~(f) では, 各時刻  $t$  におけるテトネーションの前面  
 構造の変化が上段, 下段にそれぞれ等圧曲線, 等温曲線によ  
 って示されている。さらに図 5-26 (a)~(f) には, 図 5-25 の同時  
 刻に対応する圧力および温度分布が立体図形で同一順序に  
 示されている。



図5-25(a)では、まだ初期の濃度擾乱による効果が残存しているということか、等圧曲線中で示される断片的な短い直線部分によって示されている。等圧曲線上では、この擾乱に対応する線分は、ちょうど反応開始面を示す曲線上に重なってしまい、等圧曲線図におけるように明確には示されていない。この断片的な直線部分が高圧部分であることは図5-26(a)の圧力の立体図形から容易に分かる。また等圧曲線図および等温曲線図の後方に見られる直線はそれぞれ  $P/P_0 = 15$  ,  $T/T_0 = 8$  に対応する等高線である。

図5-25(b)では、(a)で見られた高圧領域はますます発達し、局所的なオーバードリフト状態が生じ、その効果は前方にも影響をおよぼす。その結果、デトネーションフロントは直線になくなる。また反応開始線は、(b)図の等圧線図においては等圧曲線を横切る曲線によって示されるが、この曲線は図5-26(b)の立体図で言えば、高温高圧の尾根をつたいを通る。また、図5-25(a), (b)の反応開始線後方に位置する等圧曲線と等温曲線の凹凸は、ちょうど反転しており、等温曲線で示されるように温度の方が後方領域に対し、より大きな変動部分を与えていることが分かる。

等温線図(c)において、さらにこの傾向は強くなり、後方に位置する  $T/T_0 = 8$  の等温線にも擾乱が達するようになる。しかしながら、この段階では後方の等圧線  $P/P_0 = 15$  の位置では、まだそれほど大きな擾乱を受けていない。立体図形の図5-26においても(b)図と(c)図では、それほどきわだった

変化は見られない。図5-25(d)に達すると、等圧曲線、等温曲線はともにそのフロント形状をますます大きくゆかめ、フロントの等高線と反応開始線との間の間隔に関して、チャンネル幅にわたる不均一性を示すようになる。この傾向は立体図形の図5-26(d)の温度分布図においても見られ、温度勾配己の大きなところを通る反応開始線とフロントとの間には互いに接近している部分と、いく分大きく分離している部分が明瞭に現われるようになる。

図5-25(e)では、チャンネル幅のほぼ中央部分で非常に大きな高温高压部分が発生する。その様子は立体図形図5-26(e)の圧力分布図において顕著に示されている。これが衝撃波三重点、同士の代表的な衝突形態である。この時点での衝撃波三重点の数は、明確には1個しか存在していないように見られるが、図5-25(f)になると少なくとも発達した三つの衝撃波三重点がフロント近傍に見い出される。対応する立体図形の圧力分布図においても同様のことが観察される。

チャンネル幅の4.5倍広げたところで、チャンネル幅 $b=30\lambda$ に対して三つの衝撃波三重点が確認された。この三重点の数はチャンネル幅 $b=20\lambda$ に対する三重点の数2の1.5倍であり、先の衝撃波三重点の数がチャンネル幅に対する固有値であるという考え方に一致する。

## V-6 まとめ

衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常デトネーションと障害物の干渉に対する本数値解析において、つぎのことが明らかにされた。

(1) 衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常デトネーションを van Leer 差分法で作りに出すには、適切な差分メッシュ・サイズが存在する。また本方法は衝撃波のコーナー回折問題に適用されたとき、正しい角解を与えることが確かめられた。

(2) 平面一次元 C-J デトネーションが擾乱を受けた後、チャンネル幅の10倍だけ伝播すると、十分発達した周期的構造をもつ二次元非定常デトネーションが得られた。

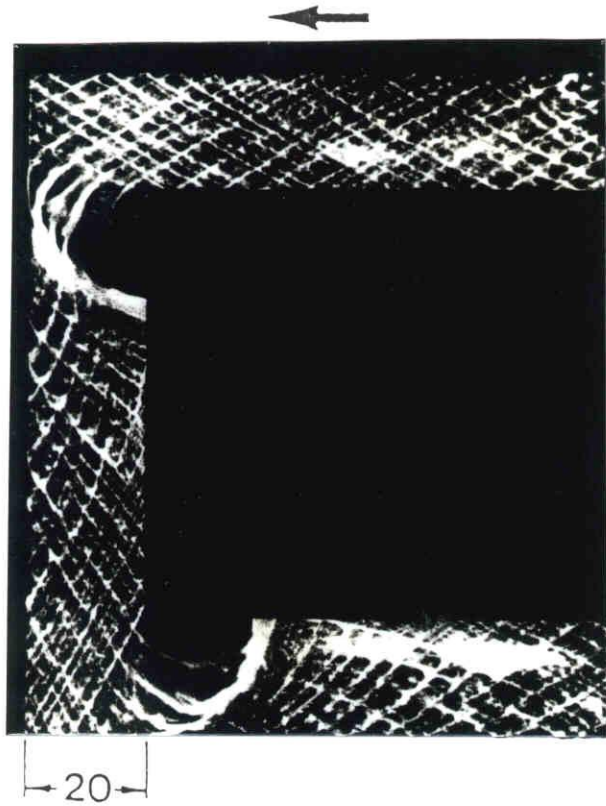
(3) チャンネル内障害物の高さを変えることによってフロントル・マヤ膨張を制御し、デトネーションとの干渉の程度を制御することができる。

(4) デトネーションが障害物を通過する間、衝撃波三重点の個数が減少しない場合には、デトネーション波面は通過後再生成され、減少する場合には、デトネーションの消失が起きる。本計算に用いられたチャンネル幅に対する衝撃波三重点の固有な個数は2であるため、障害物との衝突でこれが1に減少すると、デトネーションは消失する。

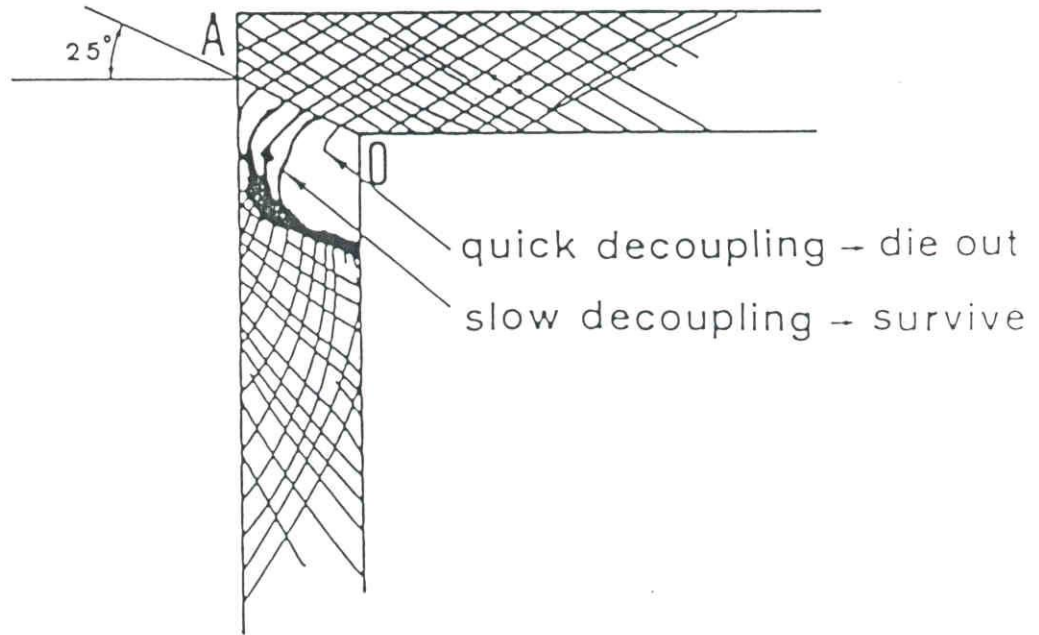
(5) 障害物通過後におけるデトネーション波面の消失と再生成の識別は、チャンネル壁面上における軸方向伝播速度や反応誘起距離の時間的挙動を視察することによって行われる。

(6) 数値計算から得られた誘起時間は, Schottらによる実験結果とよい対応を示していることから, 本計算に用いられた化学反応モデルに含まれる定数の選択はほぼ妥当であったといえる。

(7) 衝撃波を含む非反応性気体流れに対して差分法を適用し, 固定座標系における場合と移動座標系における場合の衝撃波面の挙動の比較検討においては, 固定座標系を用いる場合には適切な $\Delta x$ 値を選択することによって, 移動座標系におけると同様の容易さで安定した衝撃波面が得られることが分かった。



(a)



(b)

図5-1 二つの直角に曲がる角をもつチャンネル内のデトネーション

(a) シャッター開放写真 (b) 模写図

試料気体：混合比  $C_2H_2 : O_2 = 1 : 1$  , 初期圧力  $P_0 = 4.0 \times 10^3 Pa$  ,  
初期温度  $T_0 = 300 K$  .

デトネーションの伝播マッハ数 :  $M_0 \doteq 8.0$  .

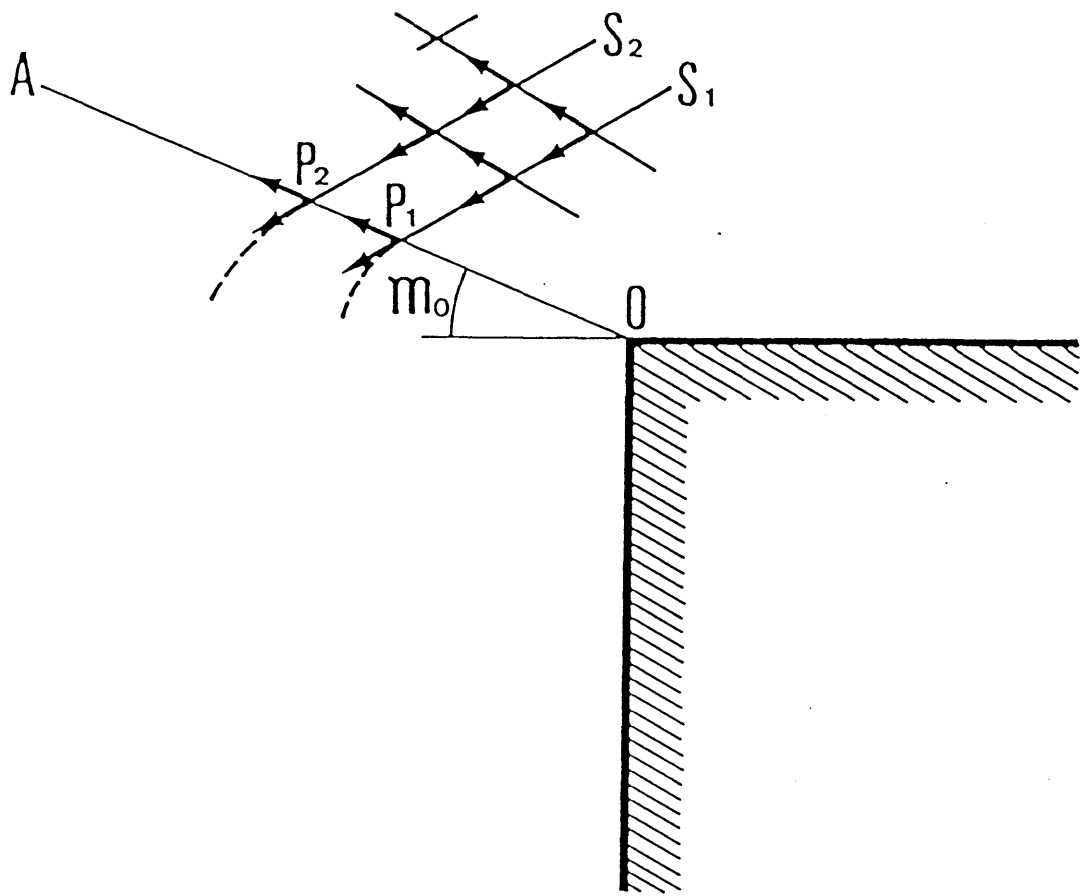


図5-2 直角コーナー付近における衝撃波三重点の挙動

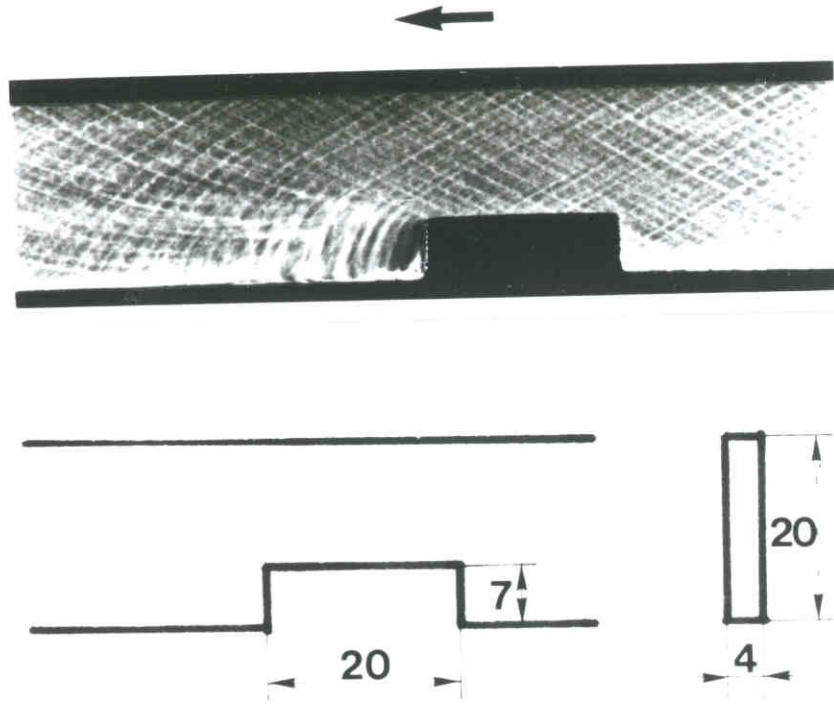


図 5-3 矩形障害物がおかれたチャンネル内の  
デトネーション.

試料気体：混合比  $C_2H_2:O_2 = 1:1$ ,

初期圧力  $P_0 = 39.8 \text{ Torr}$ .

矢印はデトネーションの伝播方向を示す.

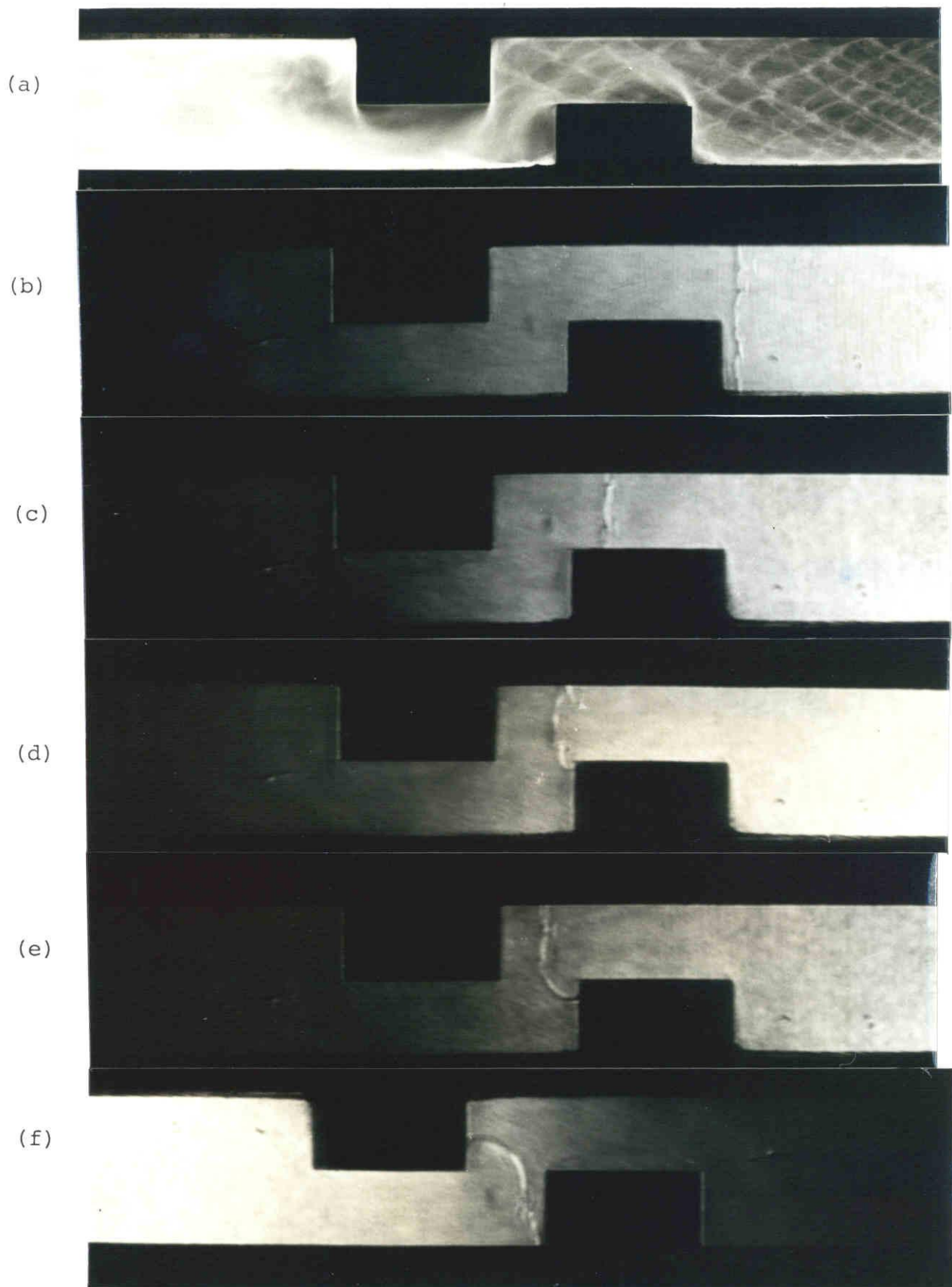


図5-4 障害物を通過する detonation の瞬間シュリーレン写真  
 パルスレーザー； NEC-SLG2018 (ポツケルセルQスイッチルビ  
 レーザ)，  $C_2H_2 + O_2$  ; 30 Torr.



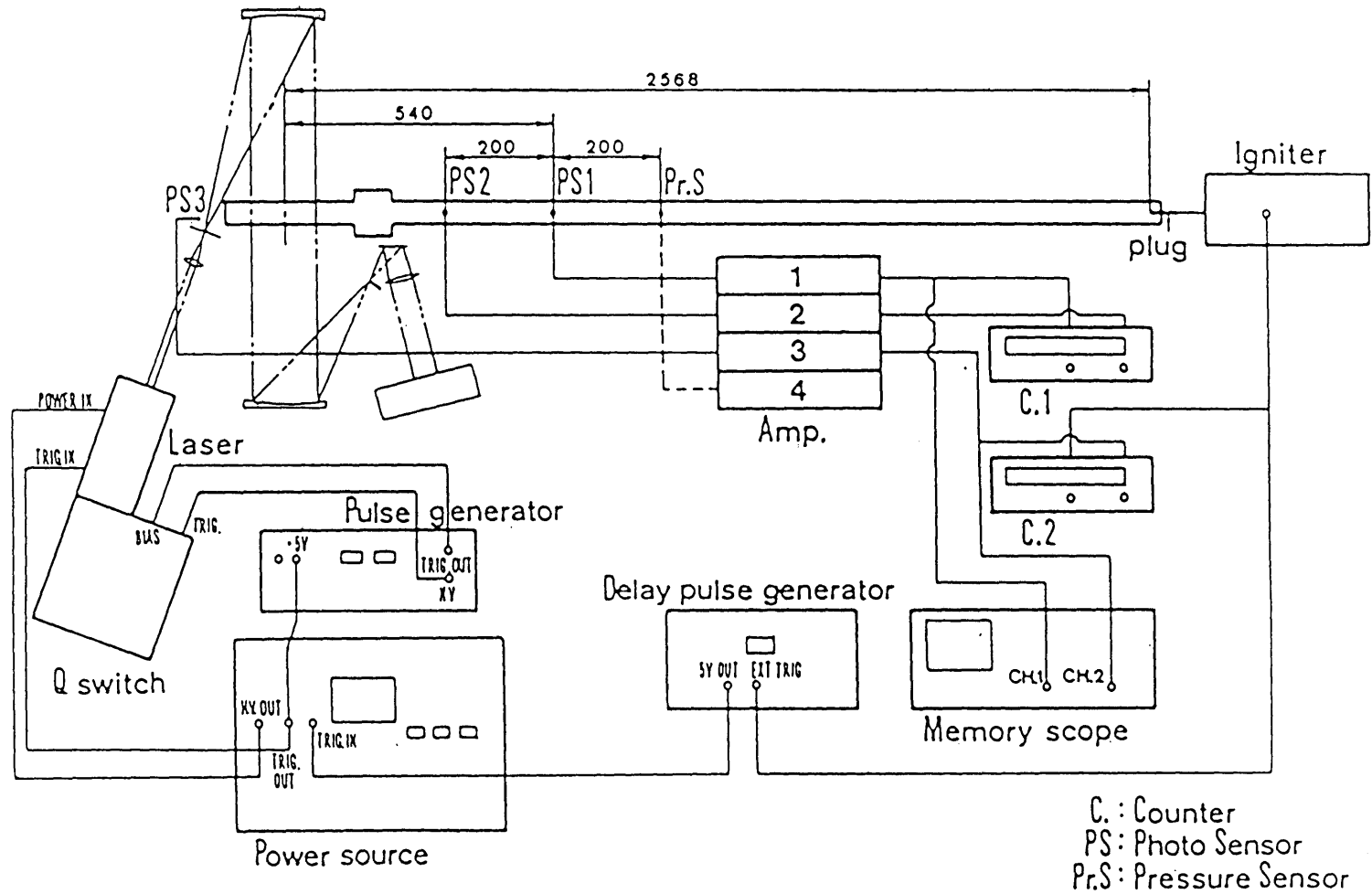
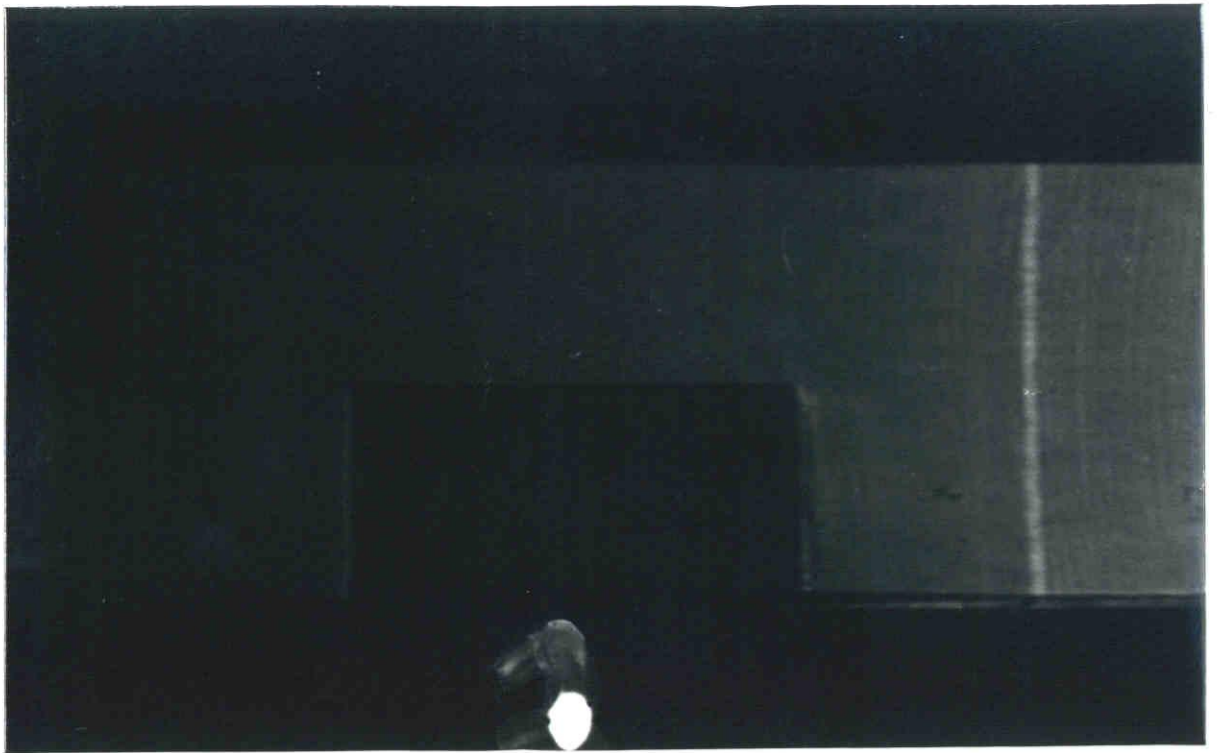


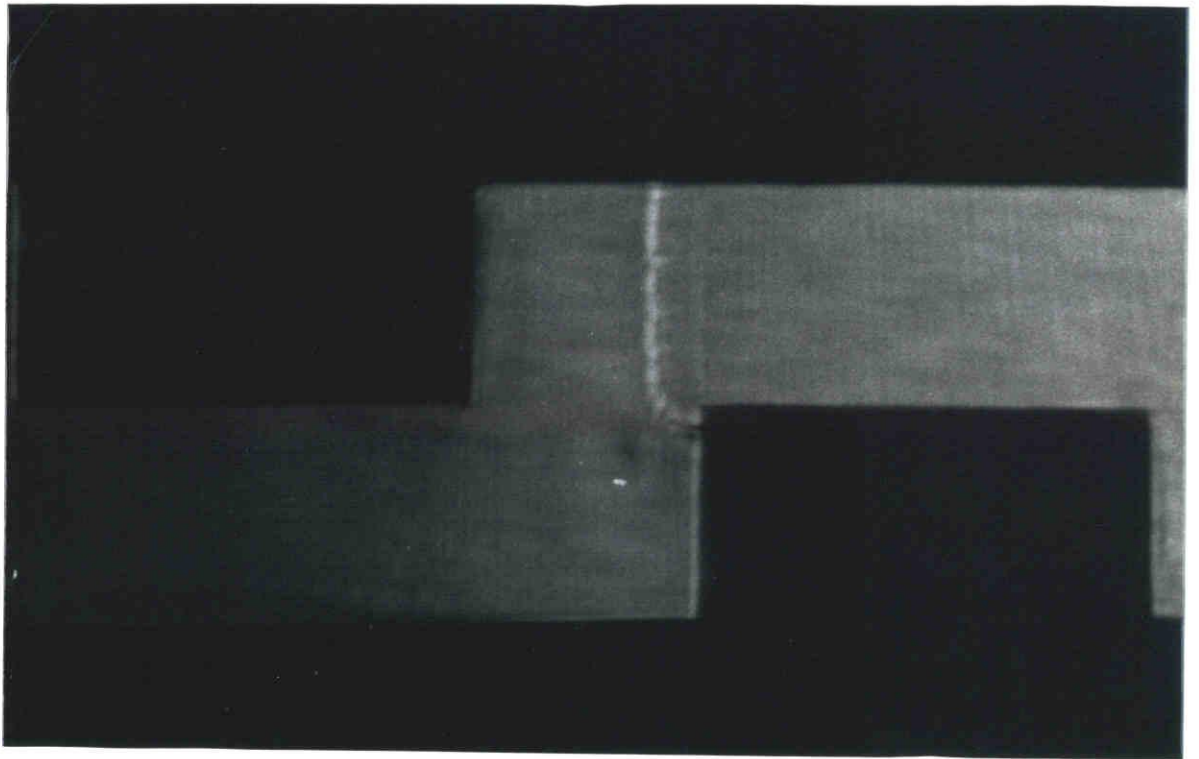
図 5-5 レーザーシュリーレン写真の撮影システム  
レーザーシステム: NEC-SLG2018  
デジタルメモリスコープ: Iwatsu DMS-6430





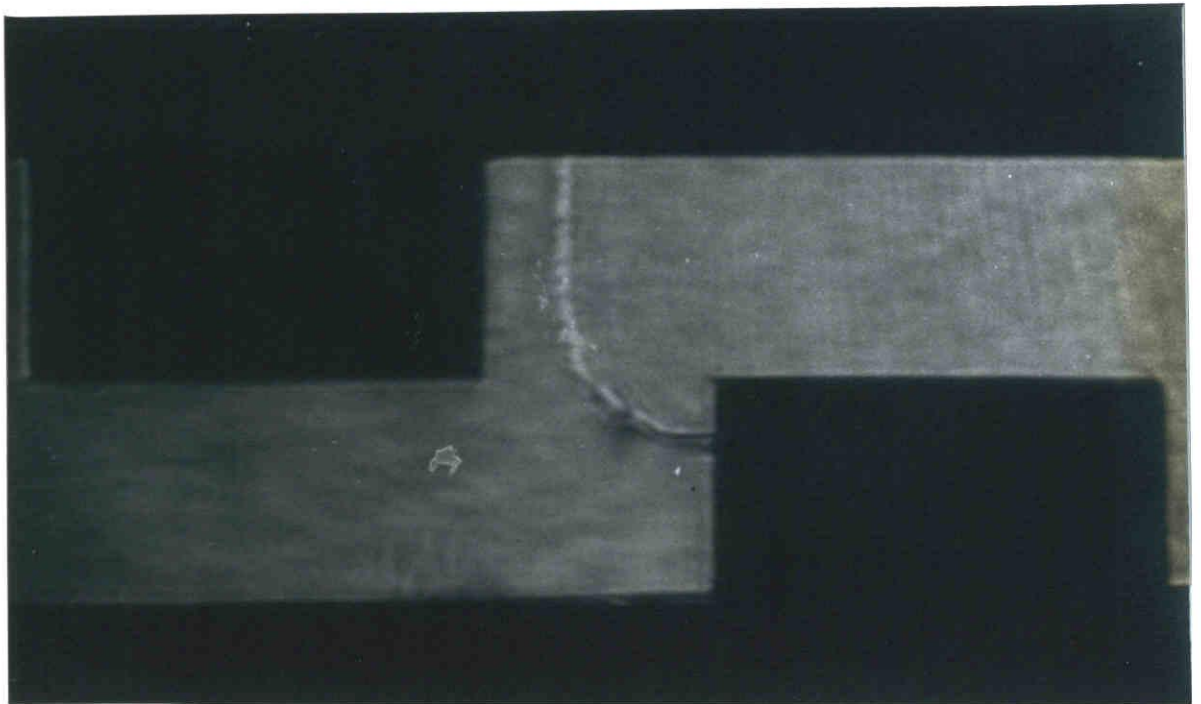


(a)

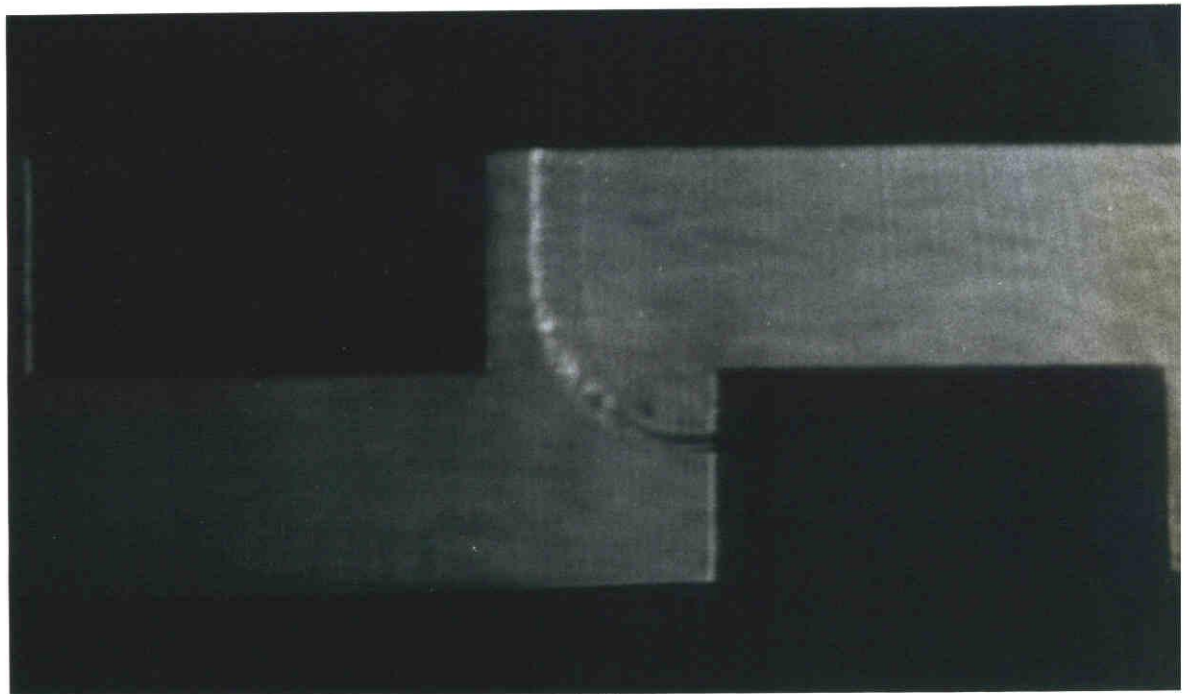


(b)

図 5-8 チャンネル内におかれた障害物を通過する  
デトネーションのシュリーレン写真  
チャンネル断面; 縦 20mm x 奥行 4mm,  
障害物; 高さ 10mm x 長さ 20mm.  
 $C_2H_2 + O_2$ , 80 Torr.

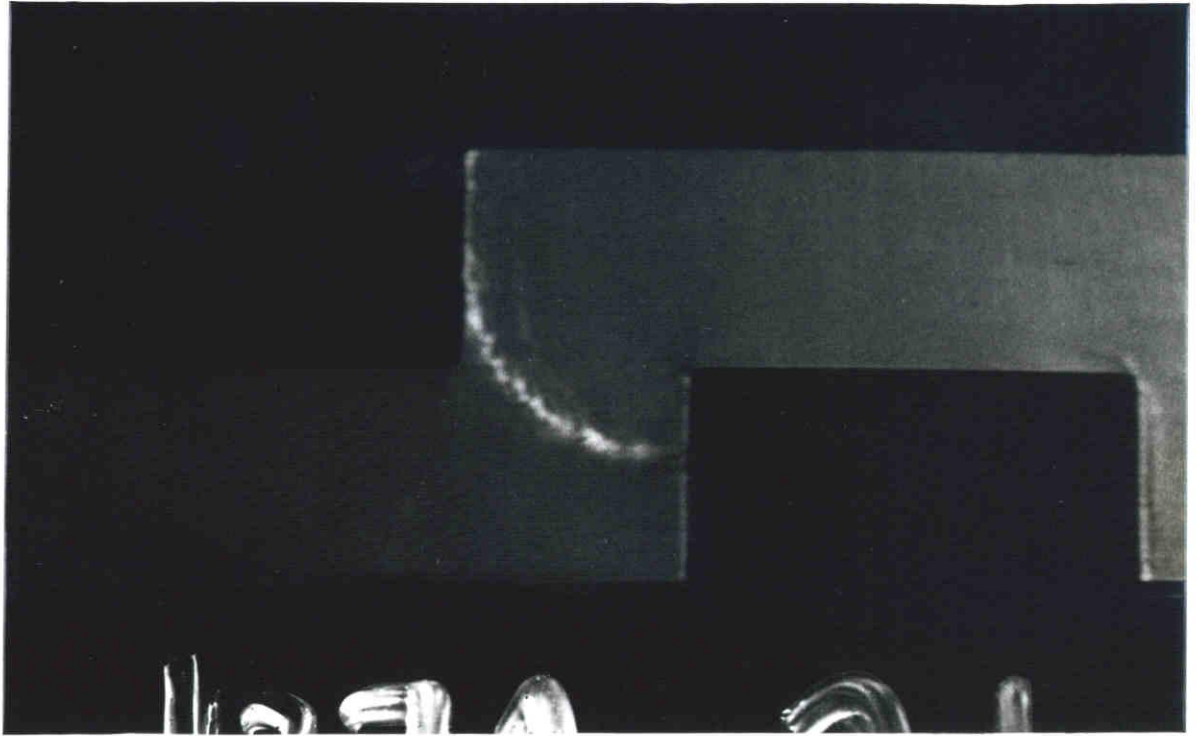


(c)



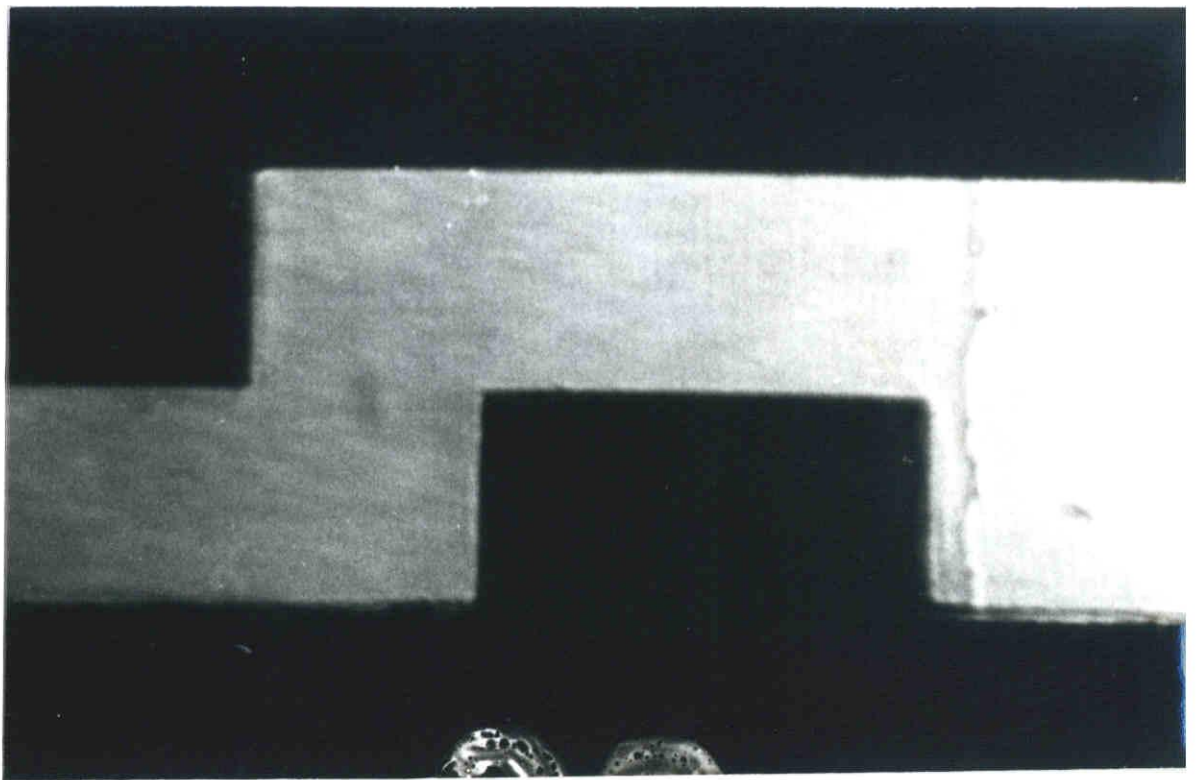
(d)

図5-8 チャンネル内におかれた障害物を通過する  
デトネーションのシュリーレン写真。  
 $C_2H_2 + O_2$ , 80 Torr.

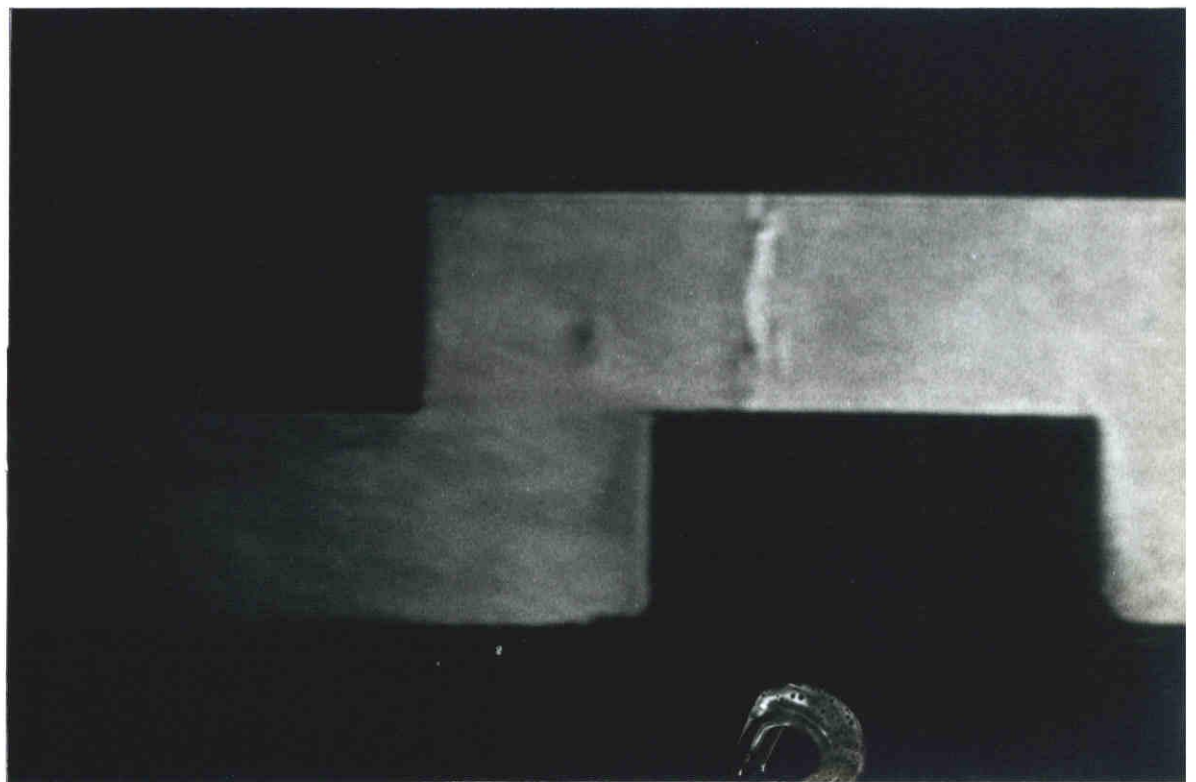


(e)

図 5-8 チャンネル内におかれた障害物を通過する  
デトネーションのシュリーレン写真。  
 $C_2H_2 + O_2$ , 80 Torr.



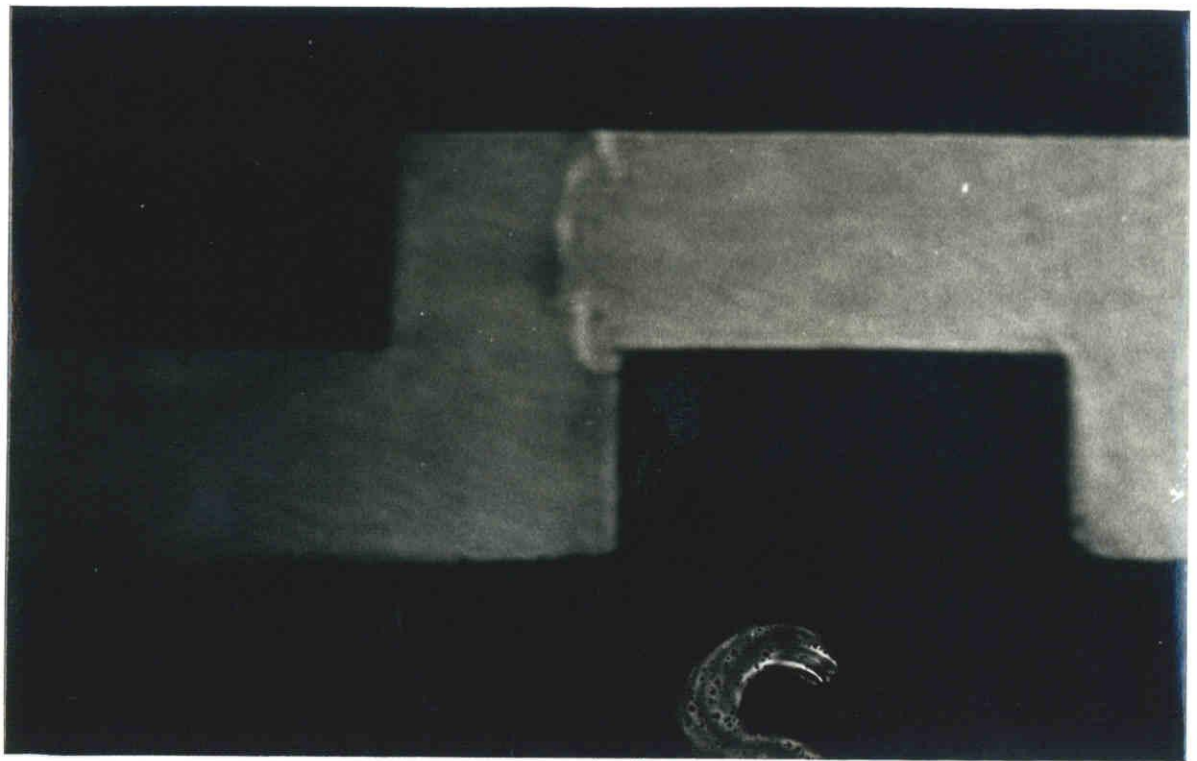
(a)



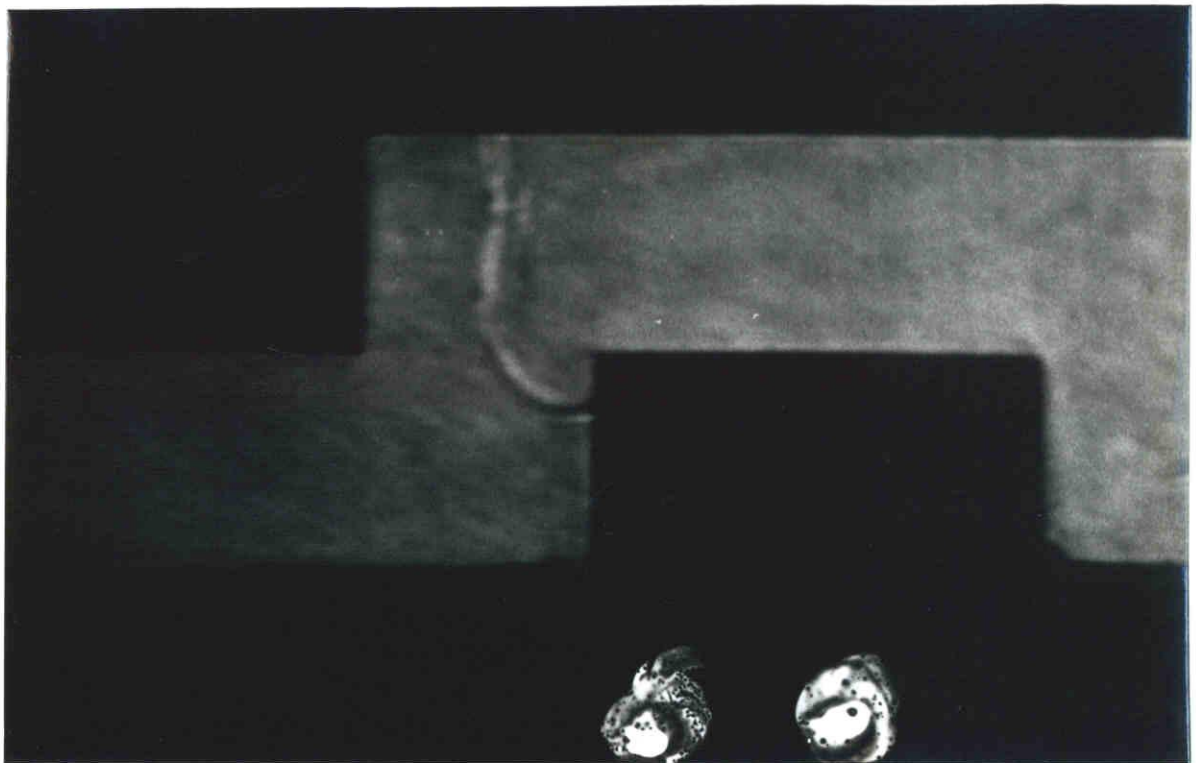
(b)

図 5-9 チャンネル内におかれた障害物を通過する  
デトネーションのシュリーレン写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 30 Torr. 幾何学的条件は  
図 5-8 と同じ。





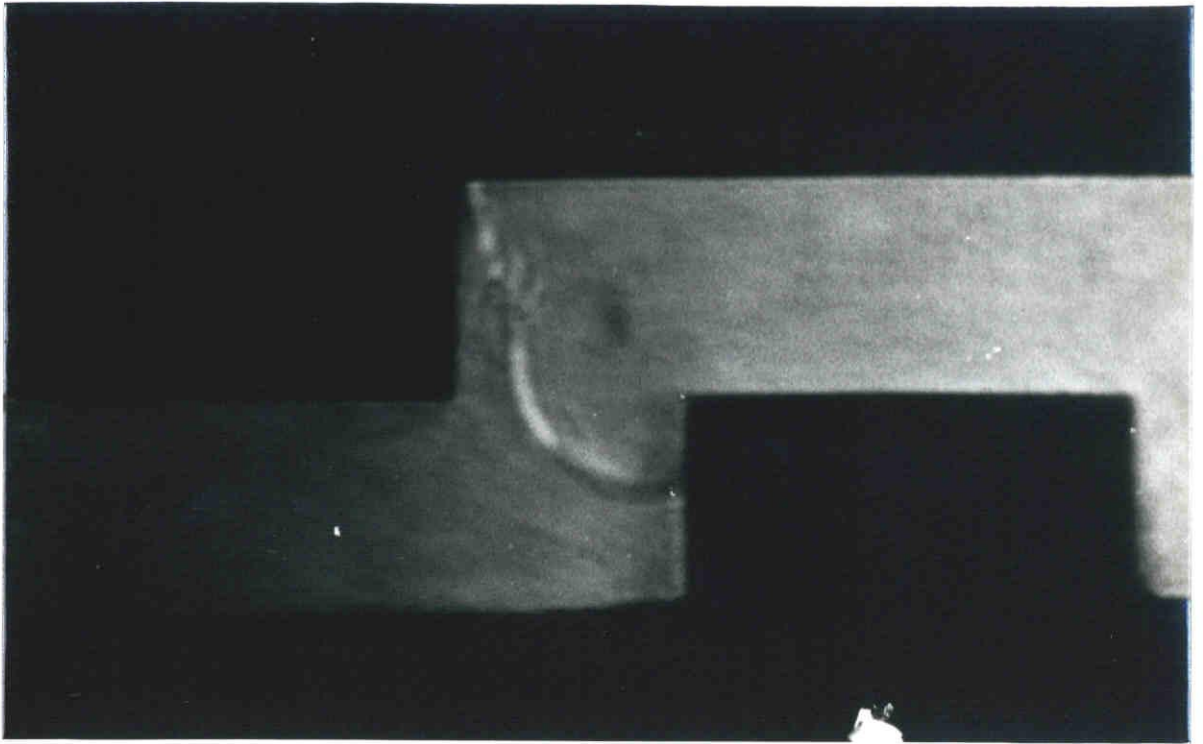
(c)



(d)

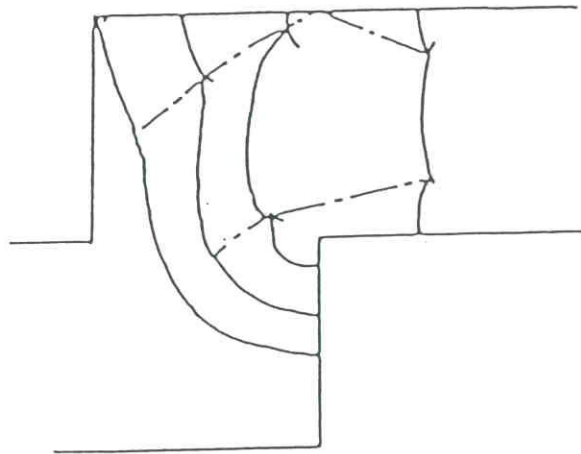
図5-9 チャンセル内におかれた障害物を通過する  
デトネーションのシュリーレン写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 30 Torr. 幾何学的条件は図5-8と  
同じ。





(e)

(e) (d) (c) (b)



(f)

図 5-9 チャンネル内におかれた障害物を通過する  
 デトネーションのシュリーレン写真  
 $C_2H_2 + O_2$ , 30 Torr. 幾何学的条件は  
 図 5-8 と同じ。

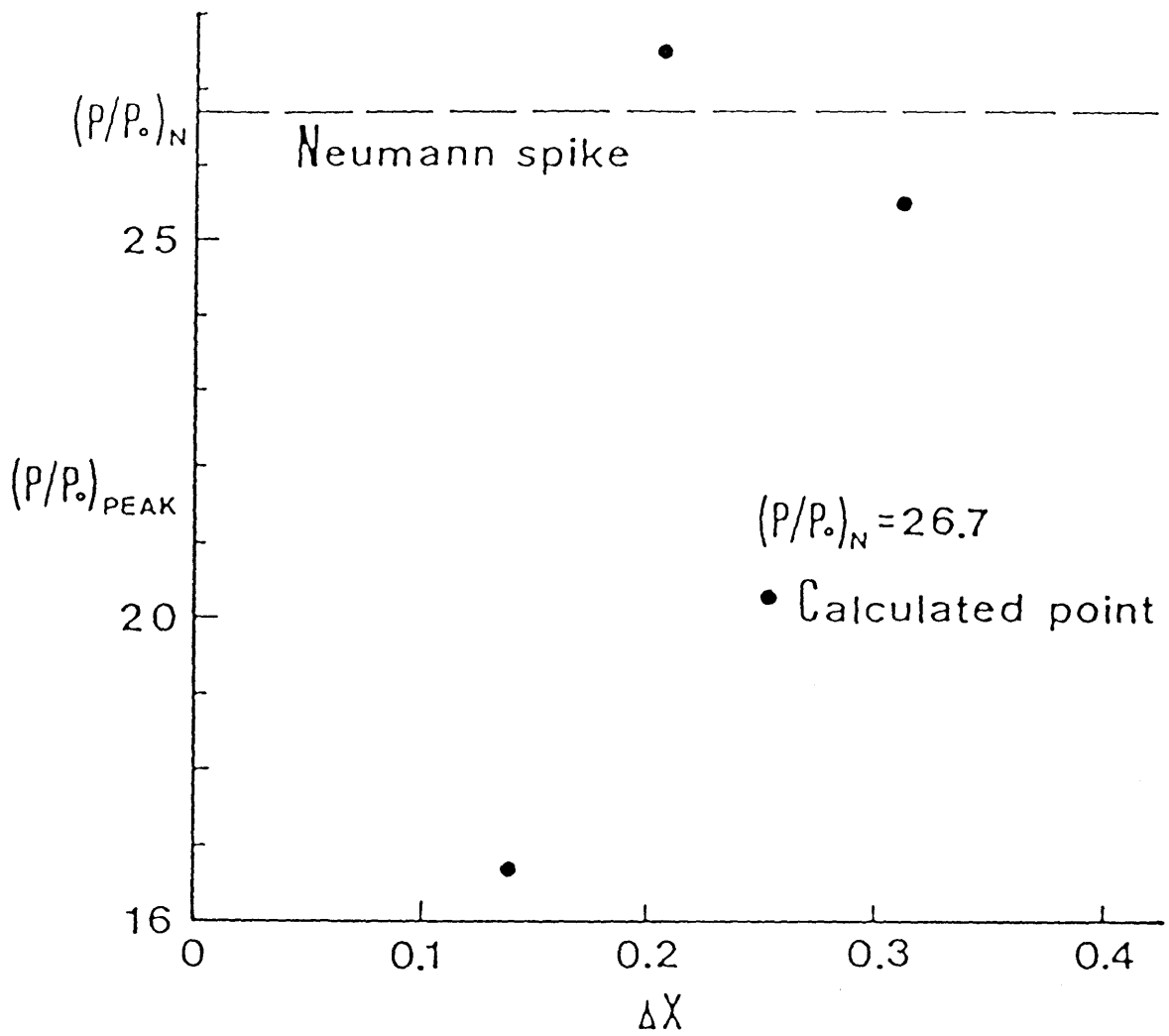


図 5-10 差分メッシュ・サイズの変更による一次元C-J detonation に現われるノイマン・スパイク。

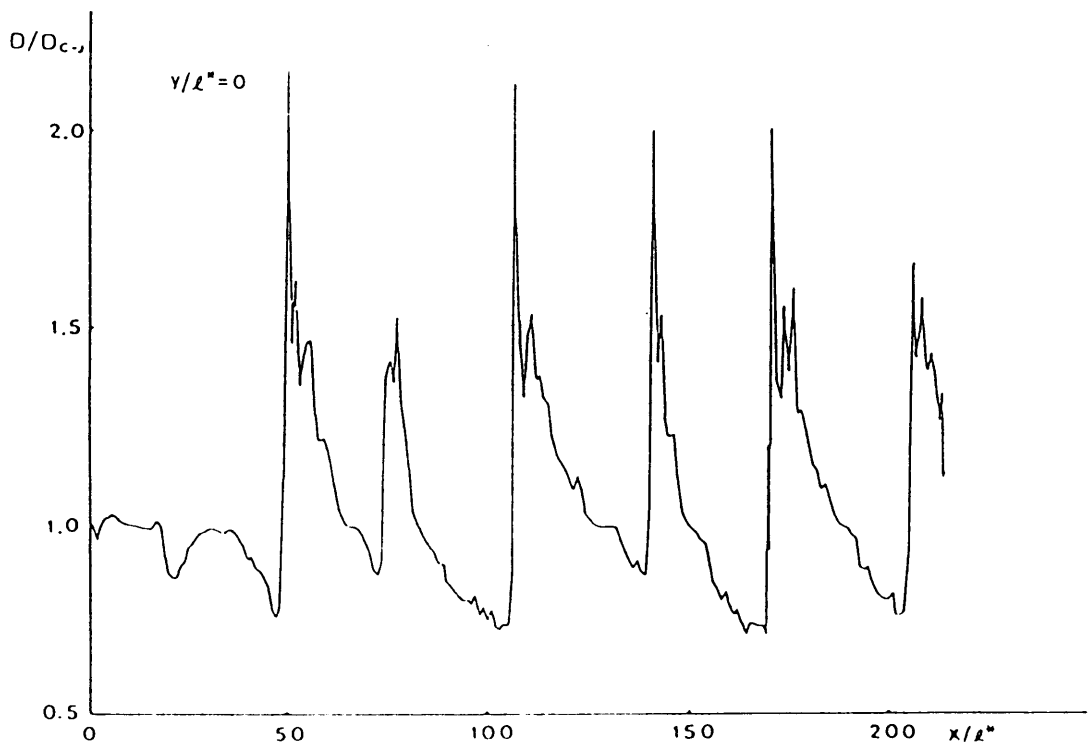
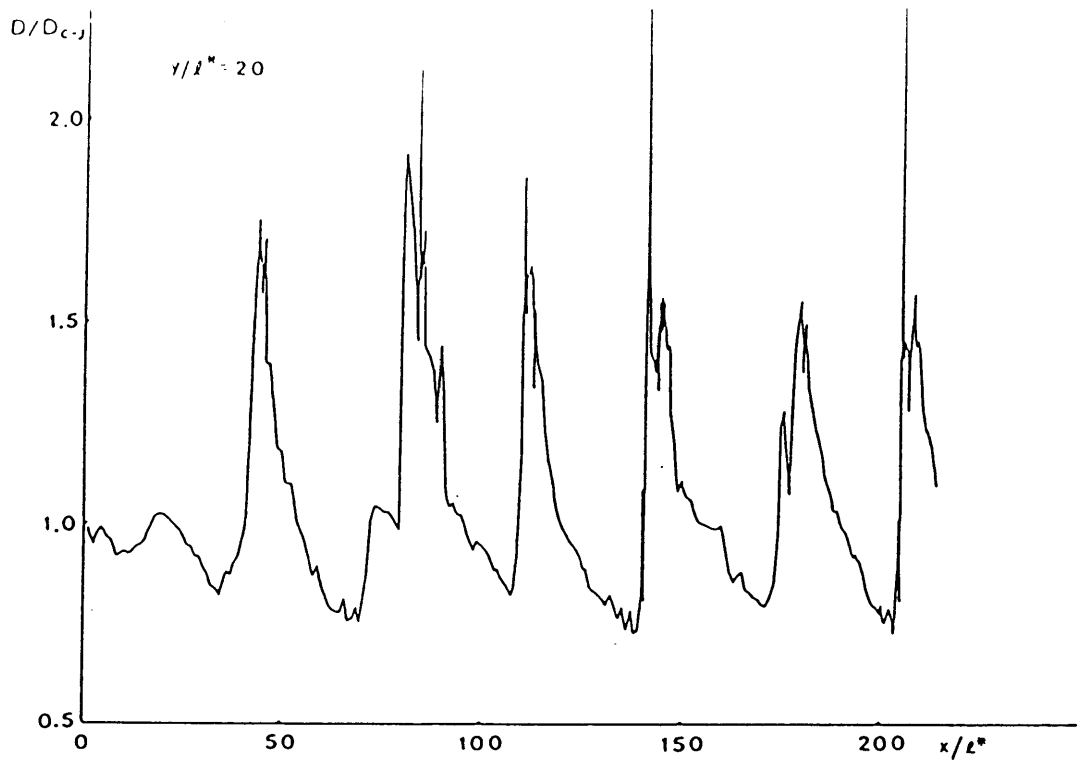


図5-11 障害物上流のチャンネル壁面上における  
デトネーション伝播速度の変化。

$y/l_x = 0$ : チャンネル下壁面,  $y/l_x = 20$ : チャンネル上壁面

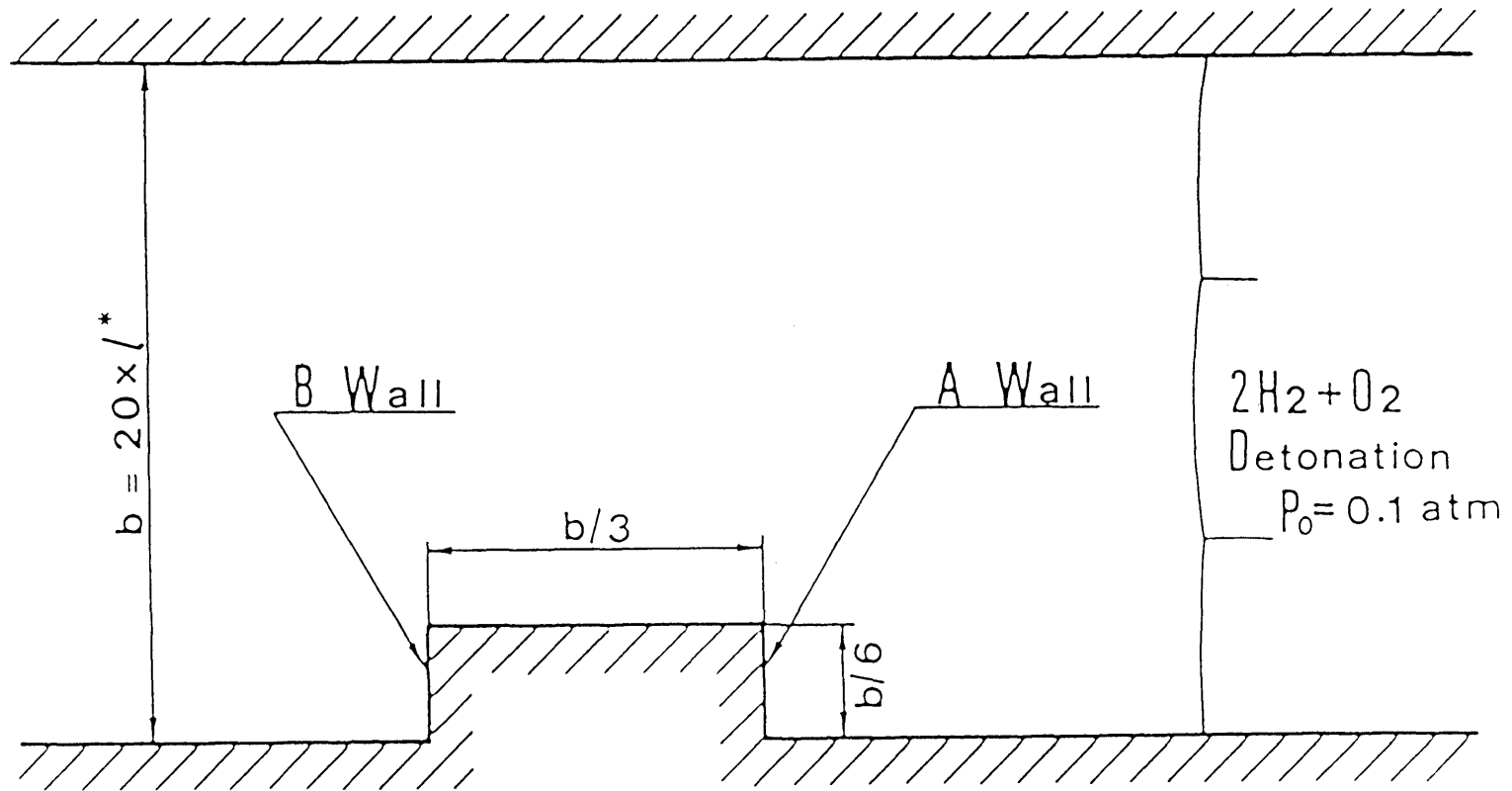
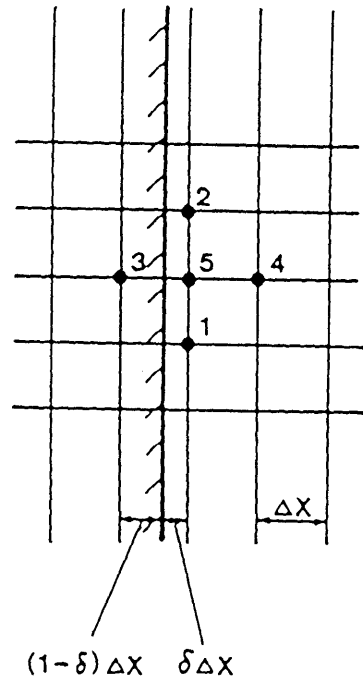
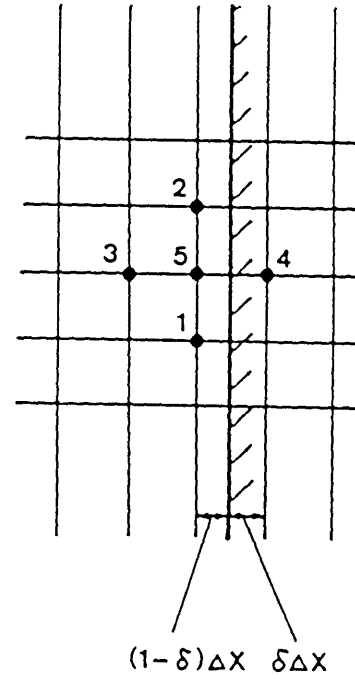


図5-12 数値計算に用いられた障害物の形状寸法と配置の一例。



A Wall



B Wall

図5-13 移動座標系における障害物壁面近傍計算格子点の代表的な配置

斜線部は障害物内側を示す。

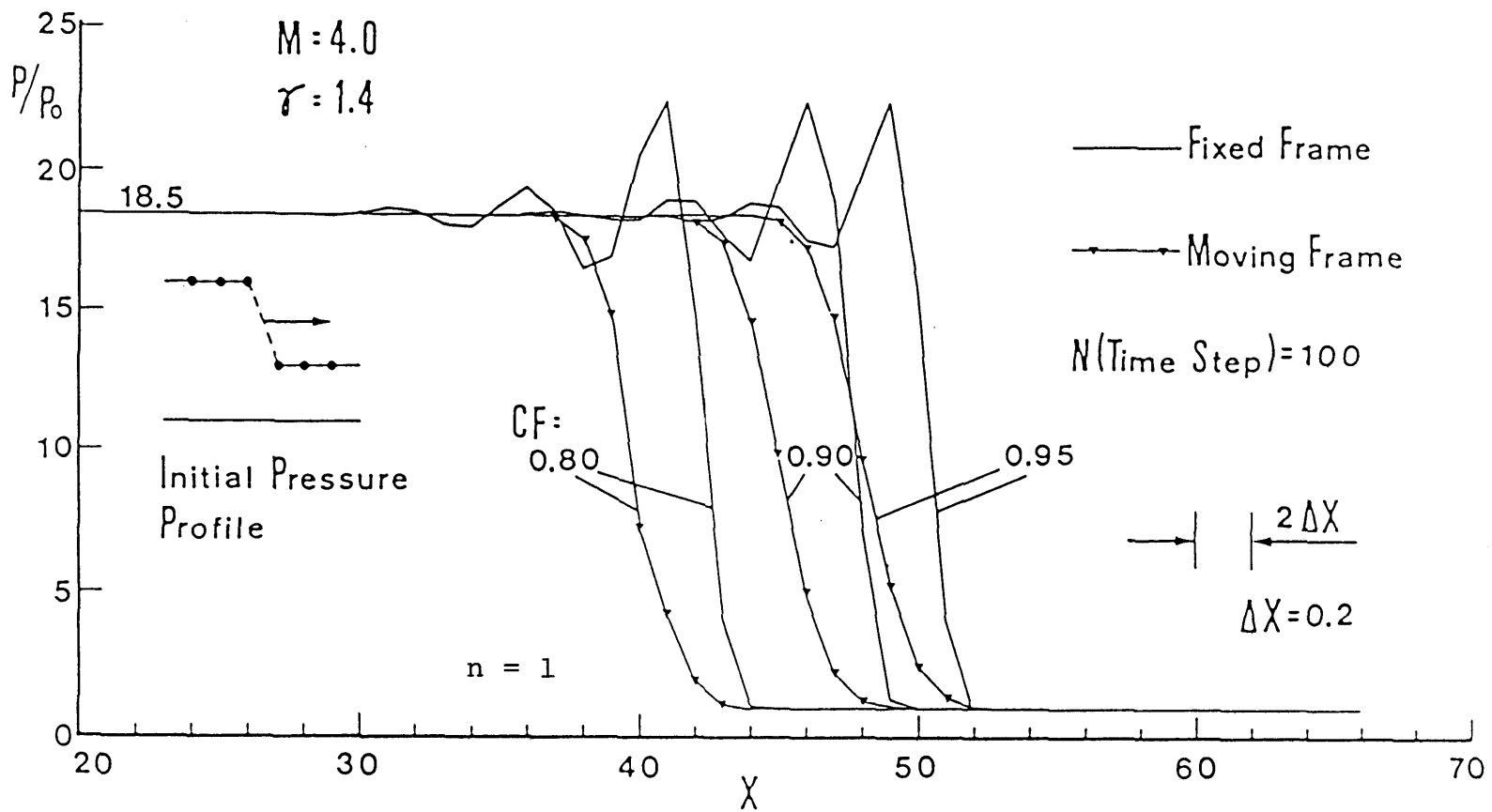


図 5-14 固定座標と移動座標における衝撃波面の比較  
 CF: クラン数,  $\gamma$ : 比熱比,  $M$ : マッハ数.

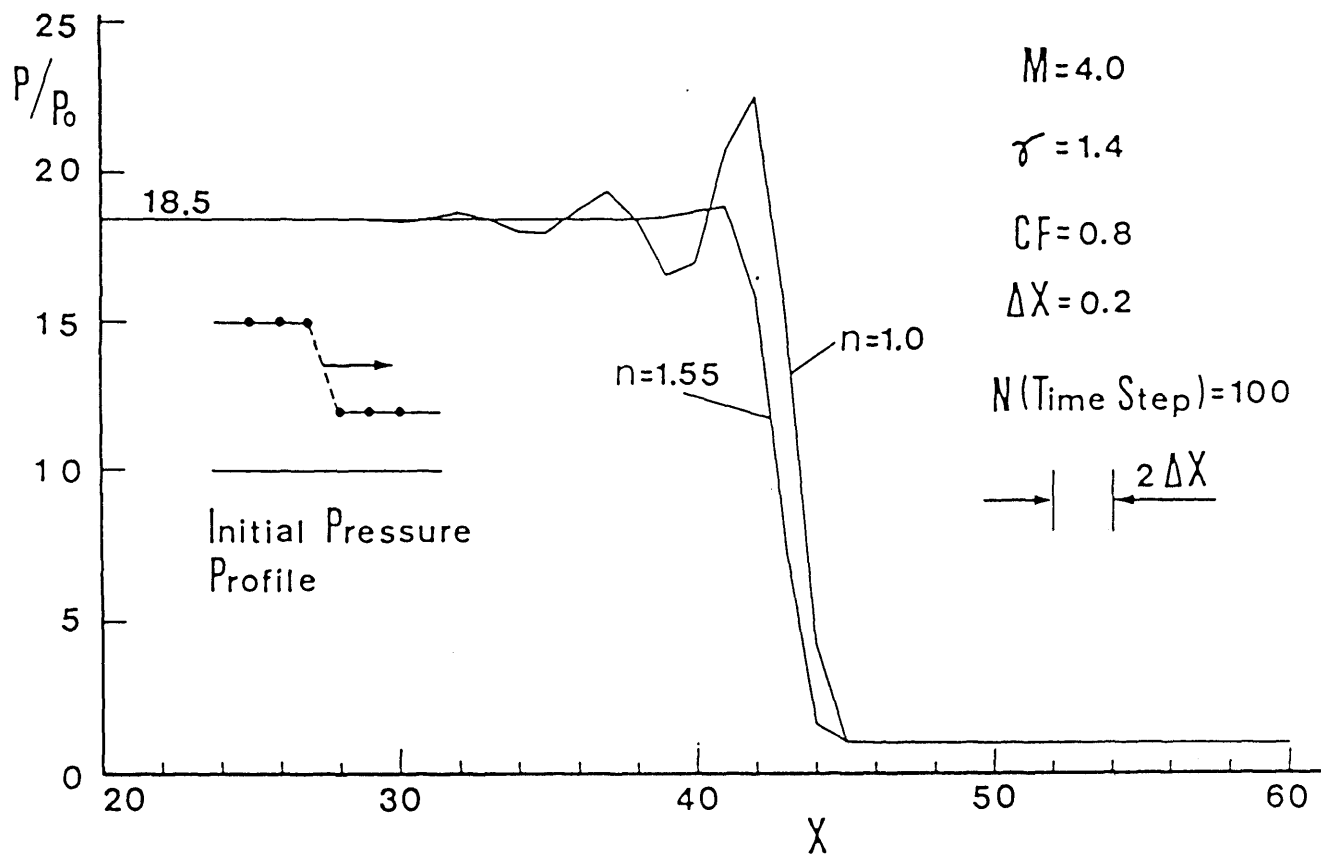


図5-15 固定座標系数値シミュレーションにおける $n$ の効果

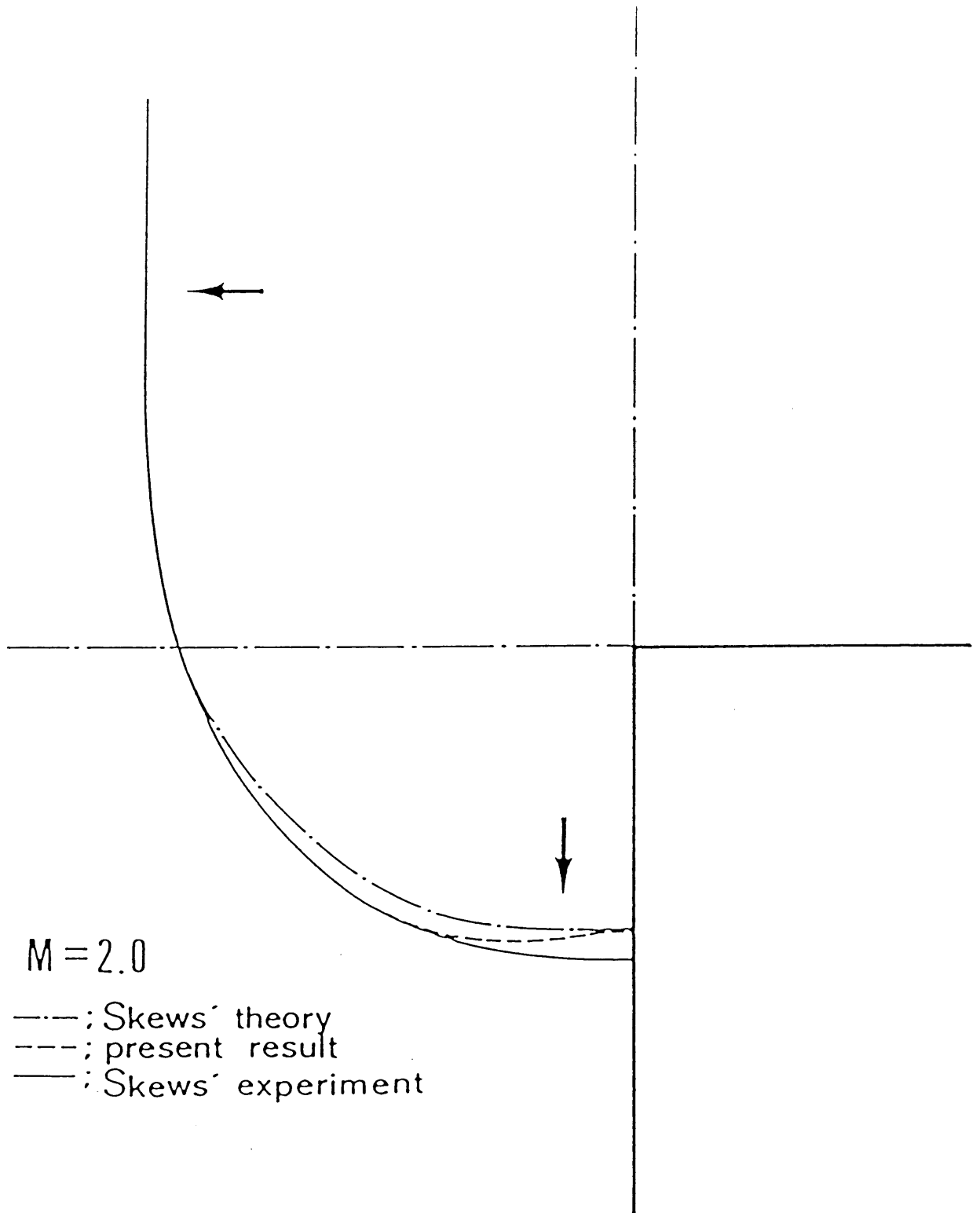


図5-16 直角コーナーにおける衝撃波回折問題に  
 本差分法を応用した例



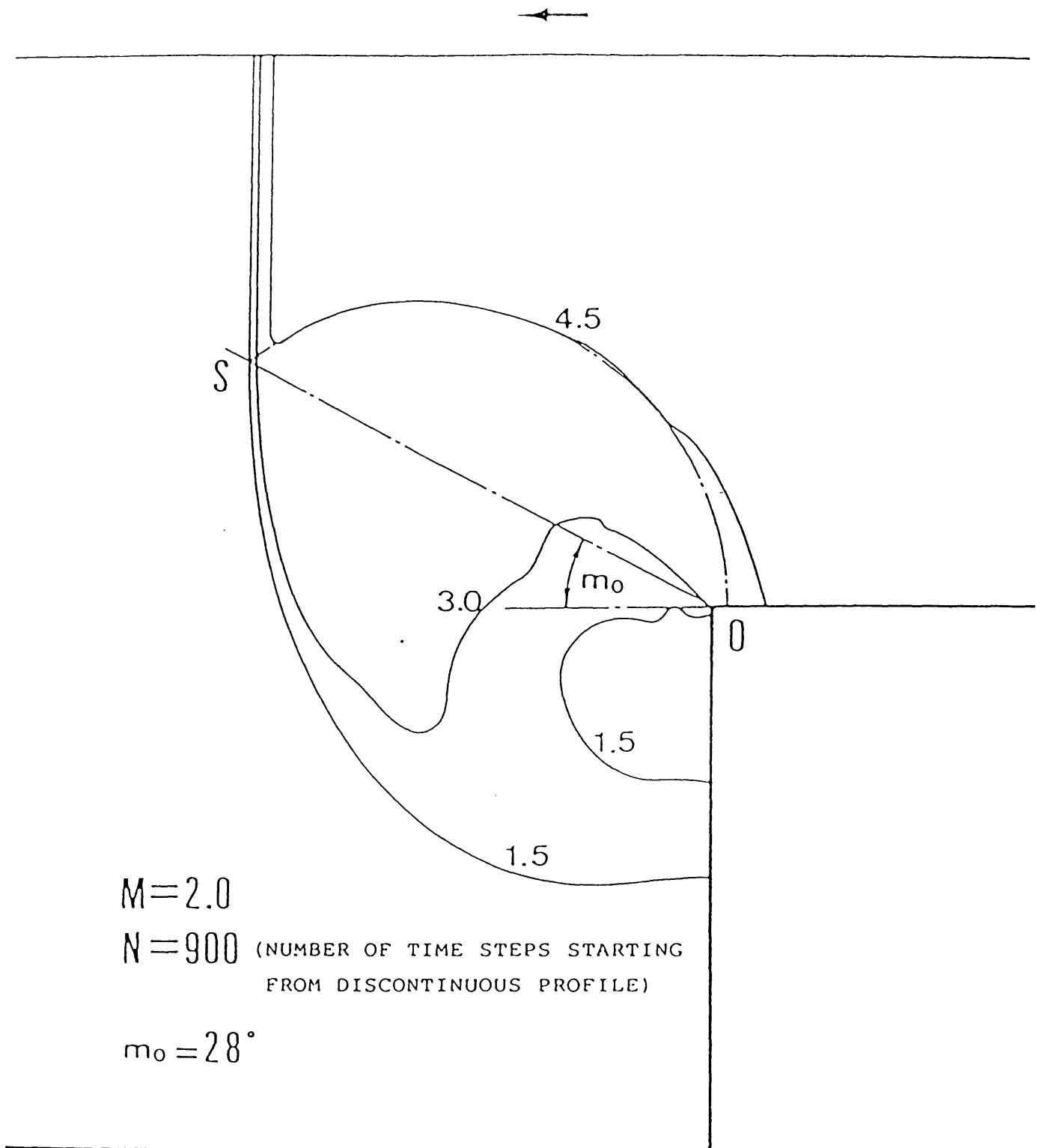


図5-17 障害物下流側近傍における回折衝撃波の圧力分布  
 実線と一点鎖線はそれぞれ等圧線と反射音波  
 (reflected sound wave)を示す。sは衝撃波面  
 の湾曲開始点を示す。

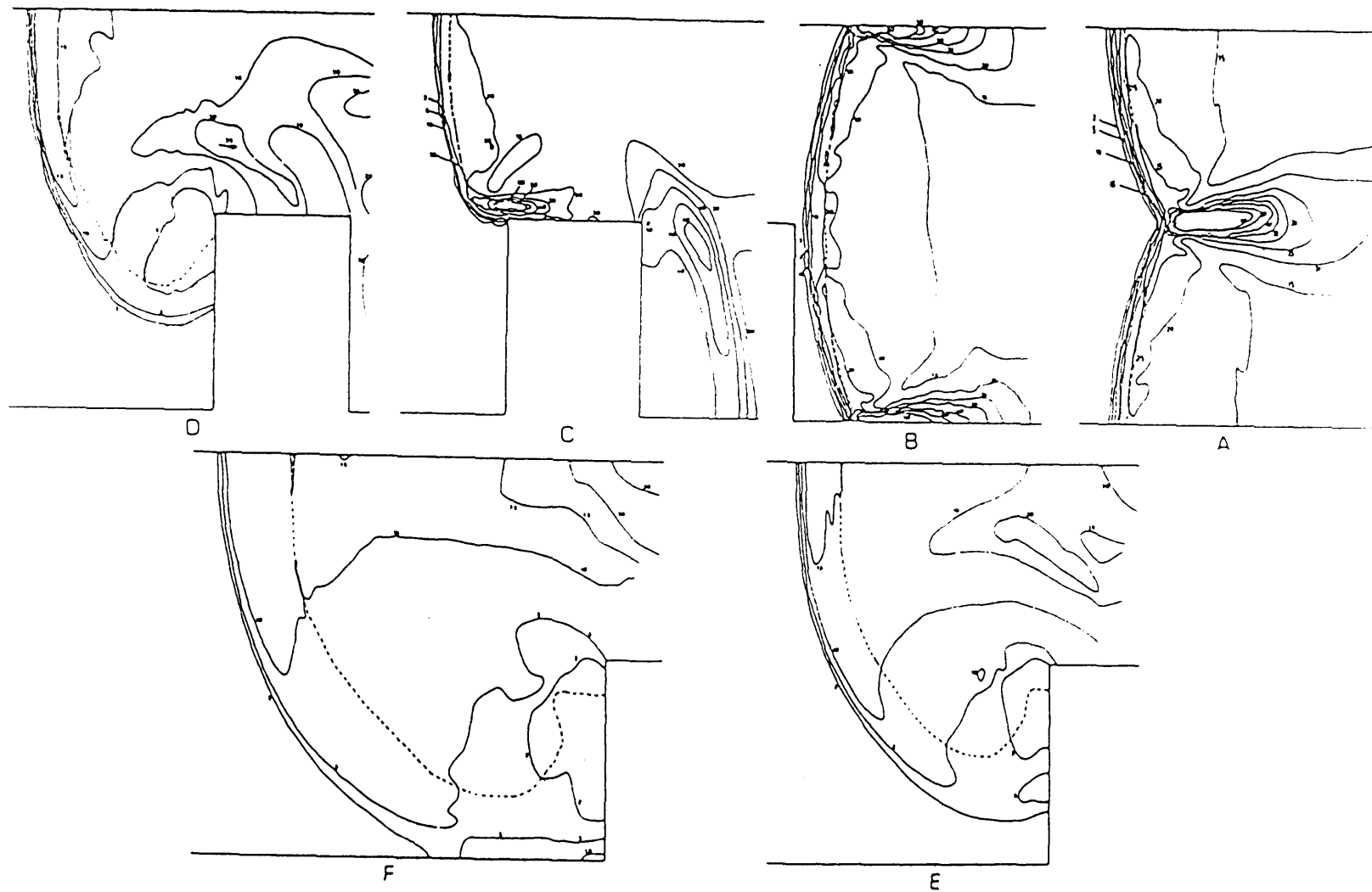


図5-18 高い障害物とデトネーションの干渉

チャンネル幅:  $b=7.4\text{ cm}$ , 障害物: 高さ  $3.7\text{ cm}$   
実線: 等圧線, 破線: 反応開始面,  
 $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 1.56\text{Ar} + 5.44\text{He}$ ,  $p_0=0.1\text{ atm}$

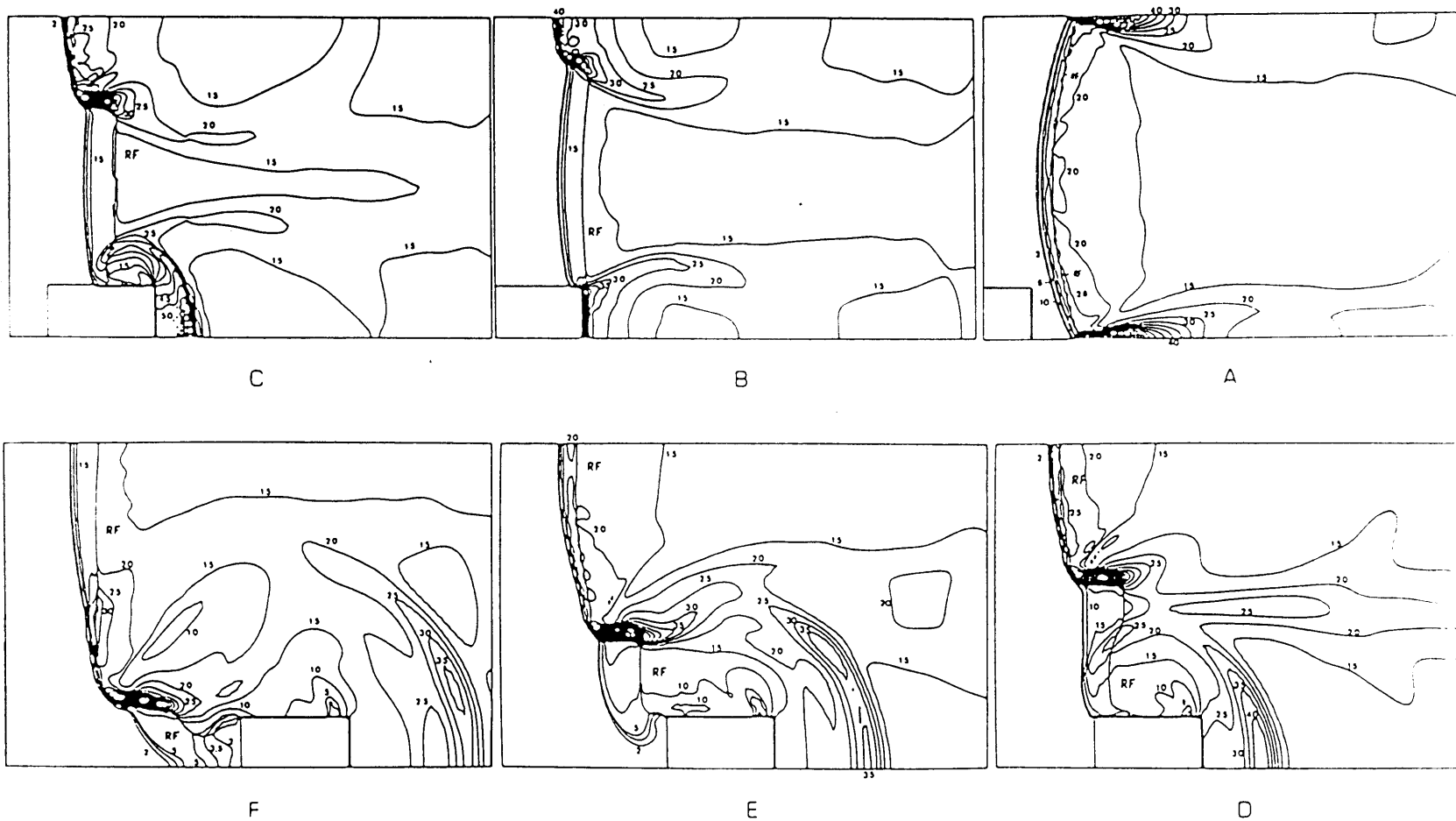


図5-19 低い障害物とデトネーションの干渉—その1 (一つの衝撃波三重点が障害物との衝突により消失する場合)

障害物高さ:  $h = 1.23 \text{ cm}$ , 等圧線と交差する曲線 RF は反応開始面を示す. 曲線に与えられた数値は前方静止気体に対する圧力比を示す.

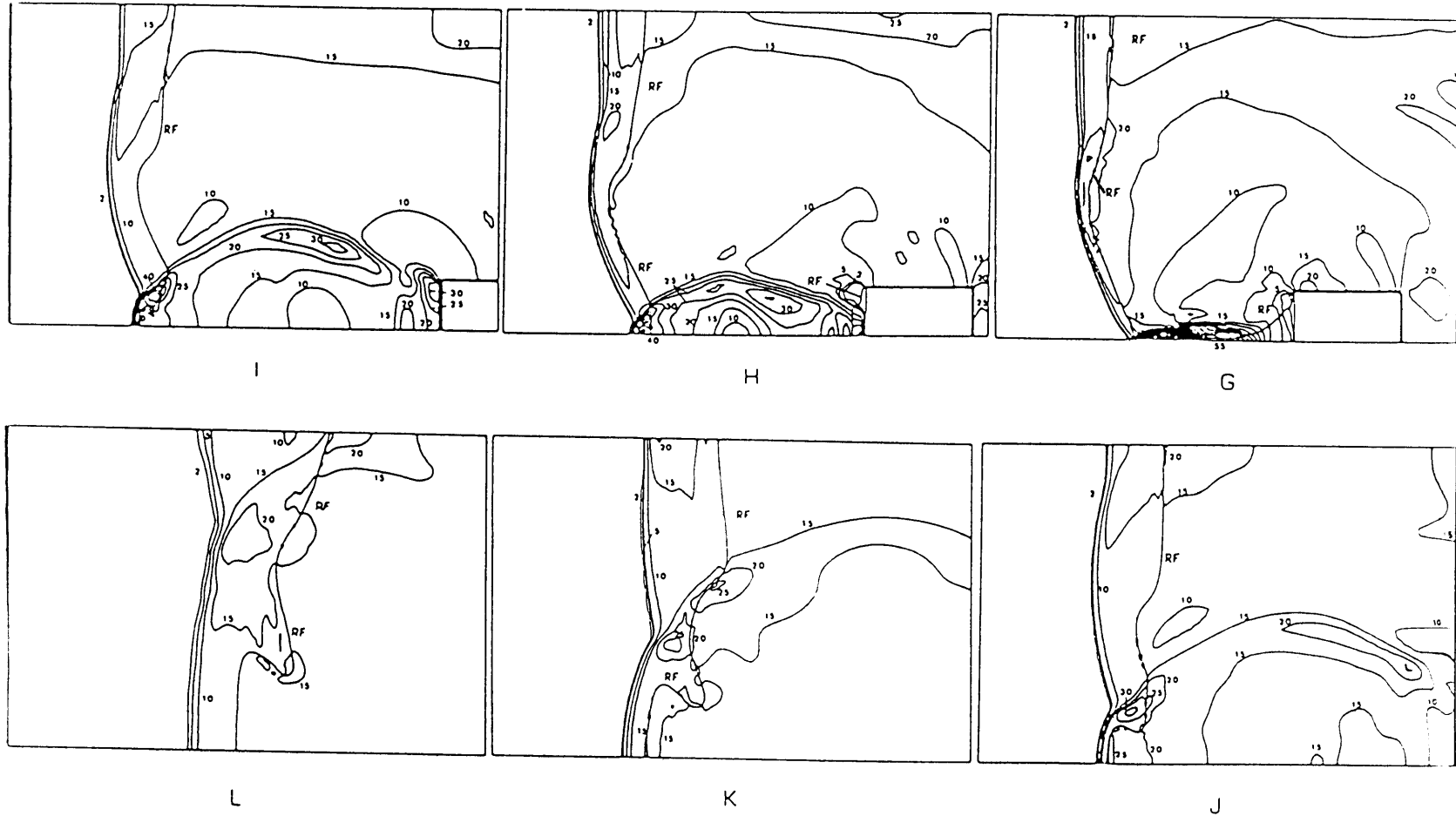


図 5-19 低い障害物とテトネーションの干渉 — その1 (一つの衝撃波三重点が障害物との衝突により消失する場合)

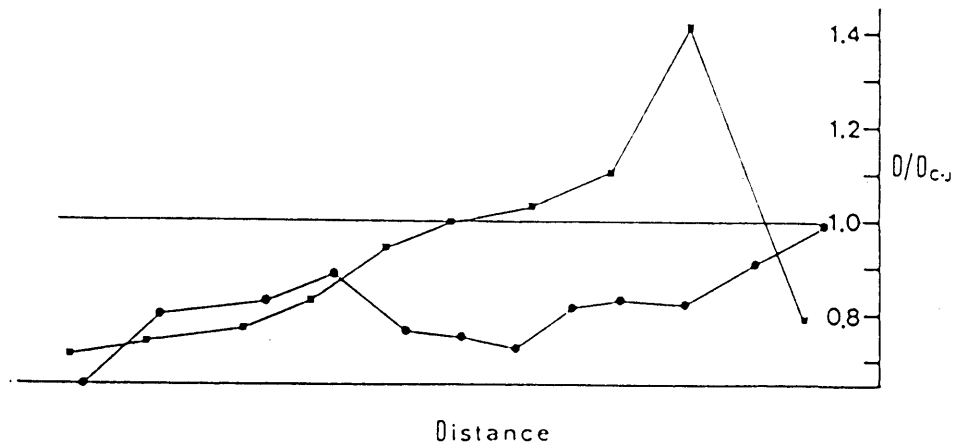
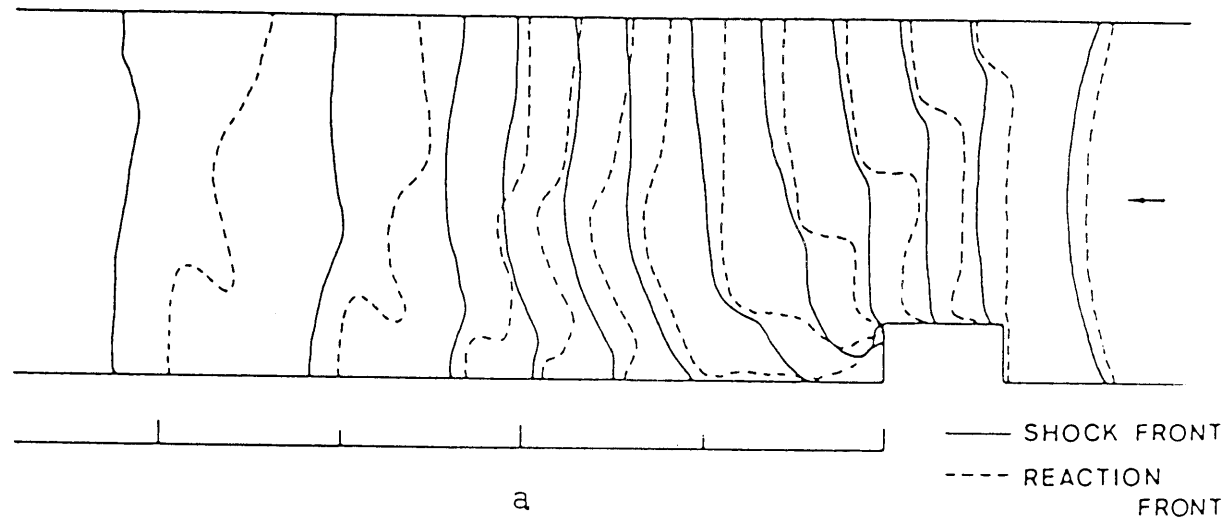


図5-20 低い障害物通過後のデトネーション—その1

a デトネーション波面の挙動。実線：衝撃波面，破線：反応開始面

b チャンネル壁面上での伝播速度の変化。●印：上壁面，■印：下壁面

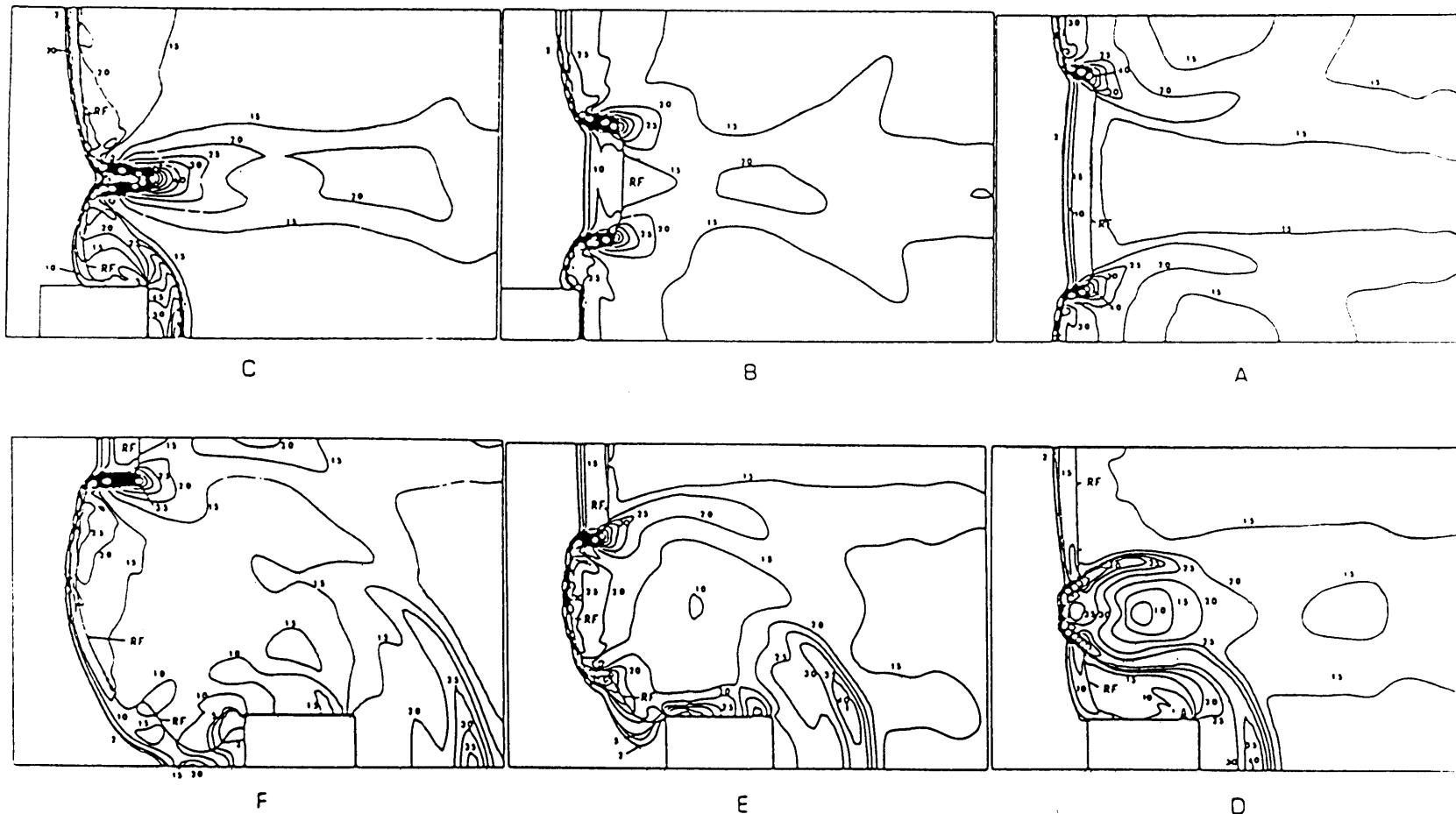


図 5-21 低い障害物とデトネーションの干渉 — その2 (障害物と  
 ニつの衝撃波三重点が直接衝突しない場合)  
 チャンネル幅:  $b = 7.4 \text{ cm}$ , 障害物: 高さ  $1.23 \text{ cm}$  × 長さ  $2.47 \text{ cm}$   
 実線: 等圧線, RF: 反応開始面  
 曲線に与えられた数値は前方静止気体に対する圧力比を示す。

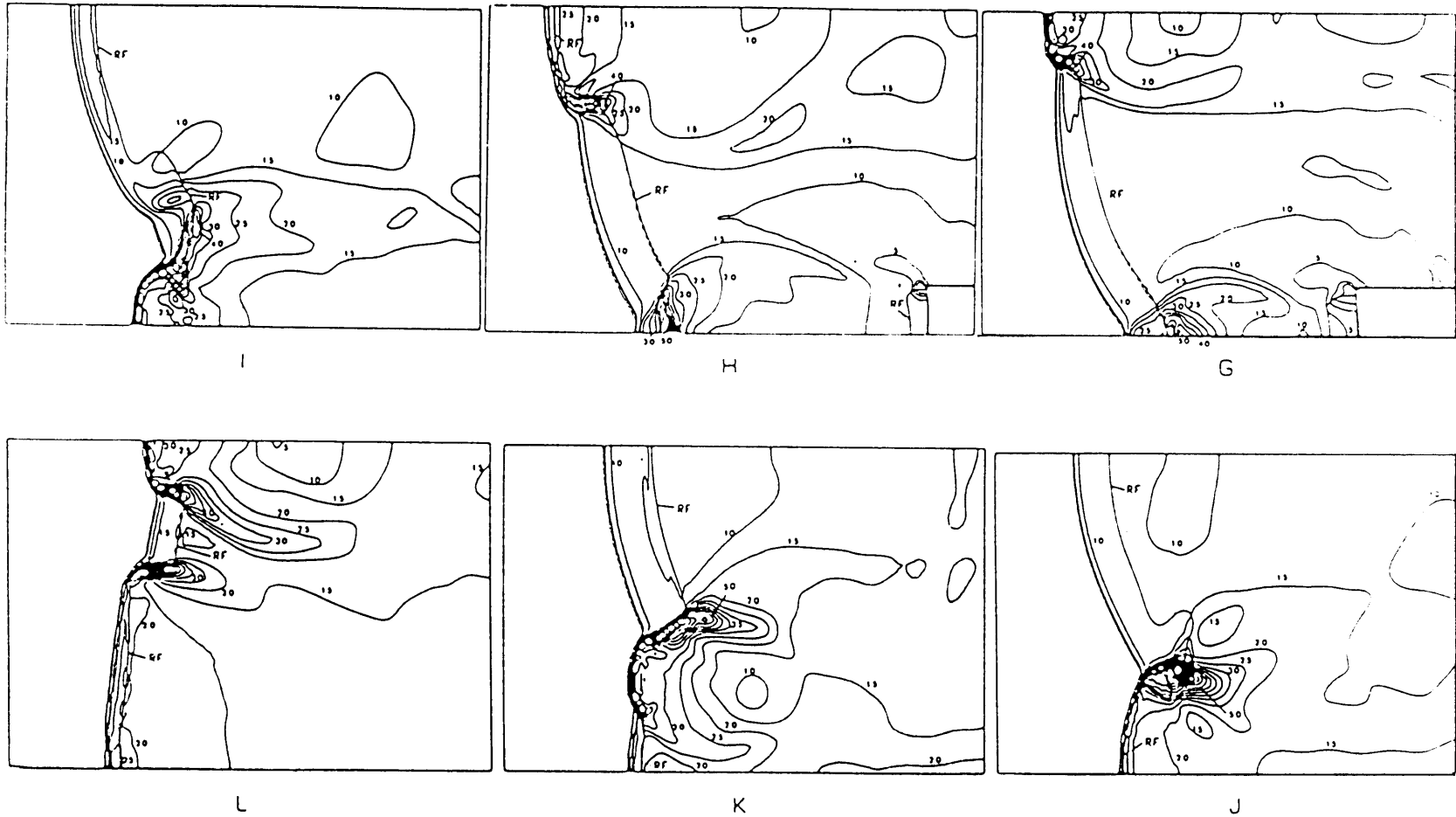


図 5-21 低い障害物とテトネーションの干渉 — その2 (障害物と  
二つの衝撃波三重点が直接衝突しない場合)

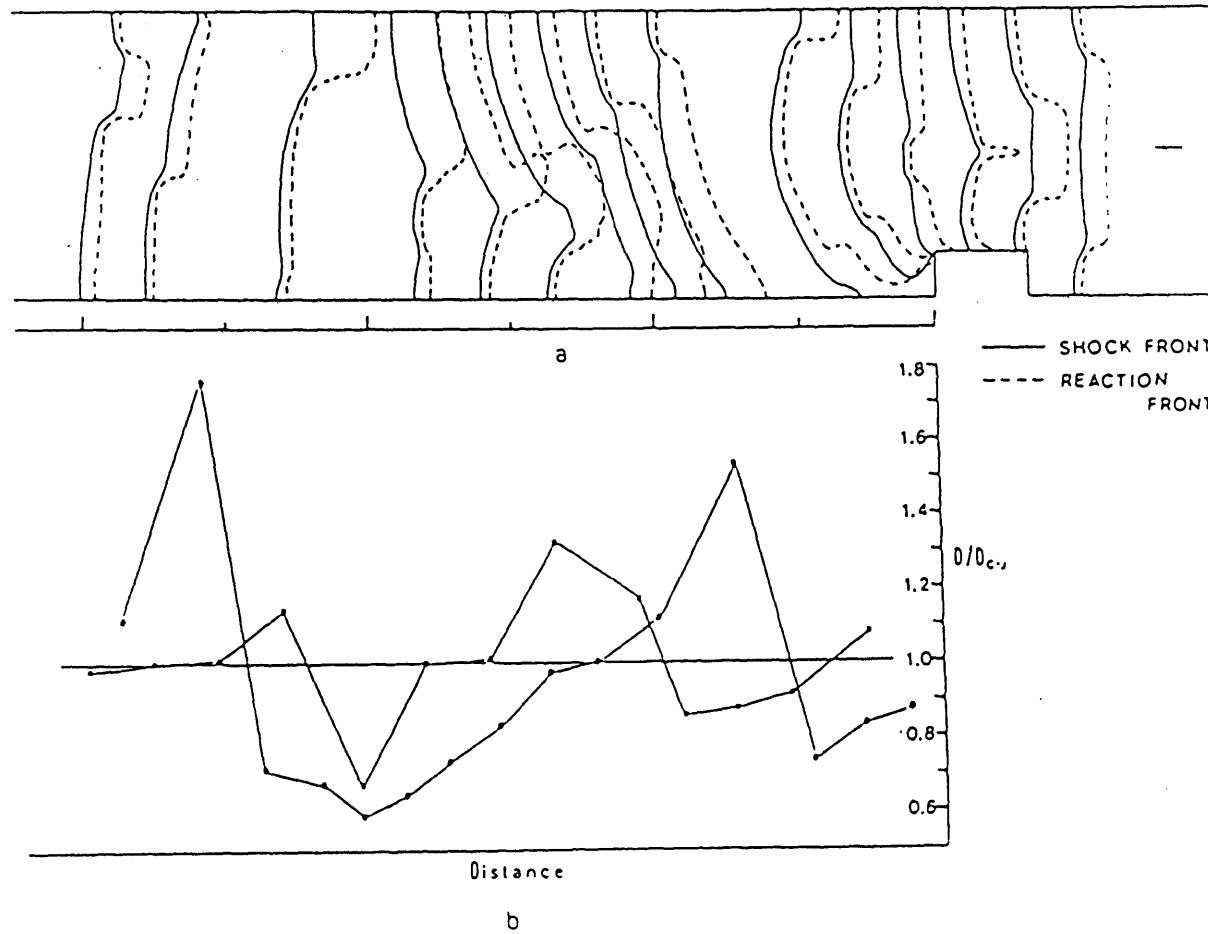


図 5-22 低い障害物通過後のテトネーション — その 2

a テトネーション波面の挙動. 実線: 衝撃波面, 破線: 反応開始面.

b チャンネル壁面上での伝播速度の変化. ●印: 上壁面, ■印: 下壁面.



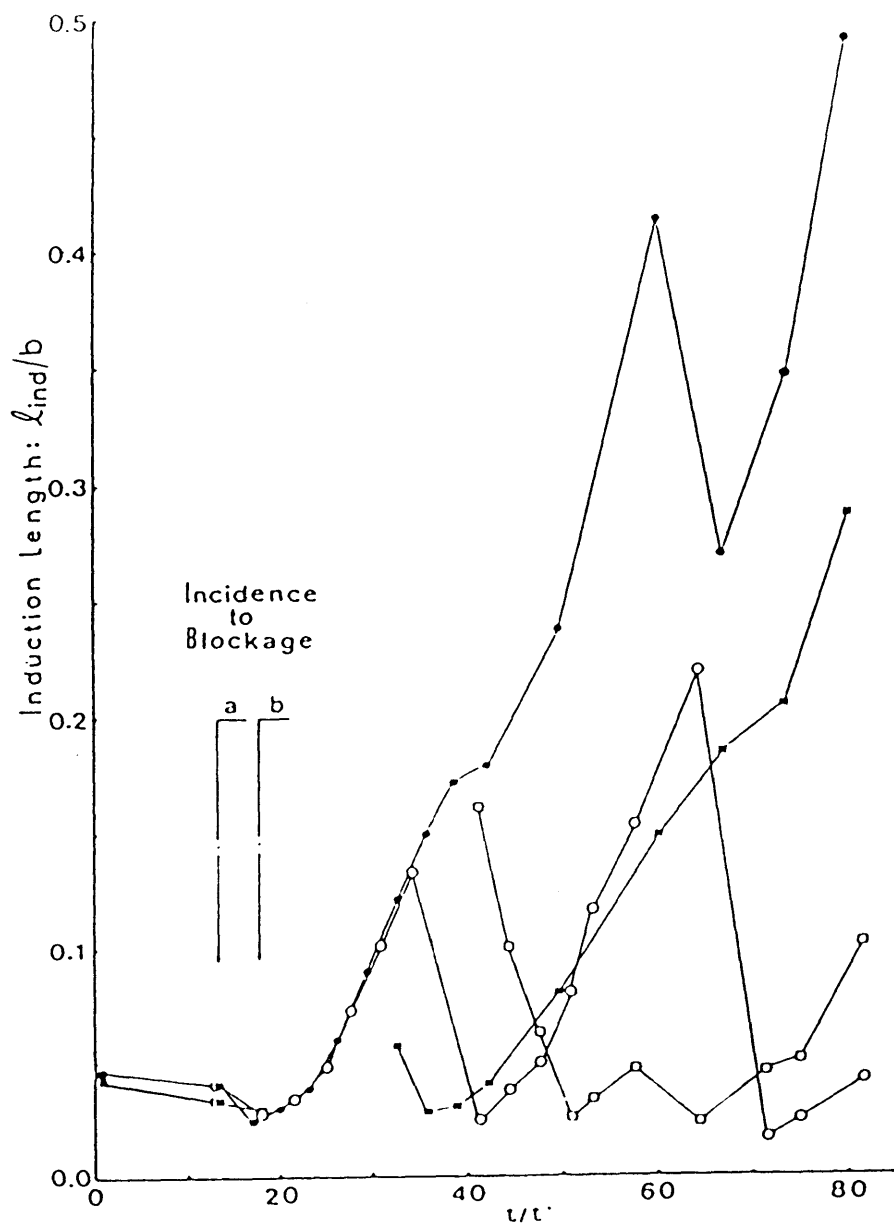


図 5-23 障害物との干渉開始後における誘起距離 ( $L_{ind}$ ) の変化。

a, b: テトネーションが障害物へ入射する時刻。  
 a はテトネーション消失 (図 5-19) の場合、  
 b はテトネーション再生成 (図 5-21) の場合に対応する。

●, ■: a の場合に対するチャンネル上下壁面での値  
 ○, □: b の場合に対するチャンネル上下壁面での値。

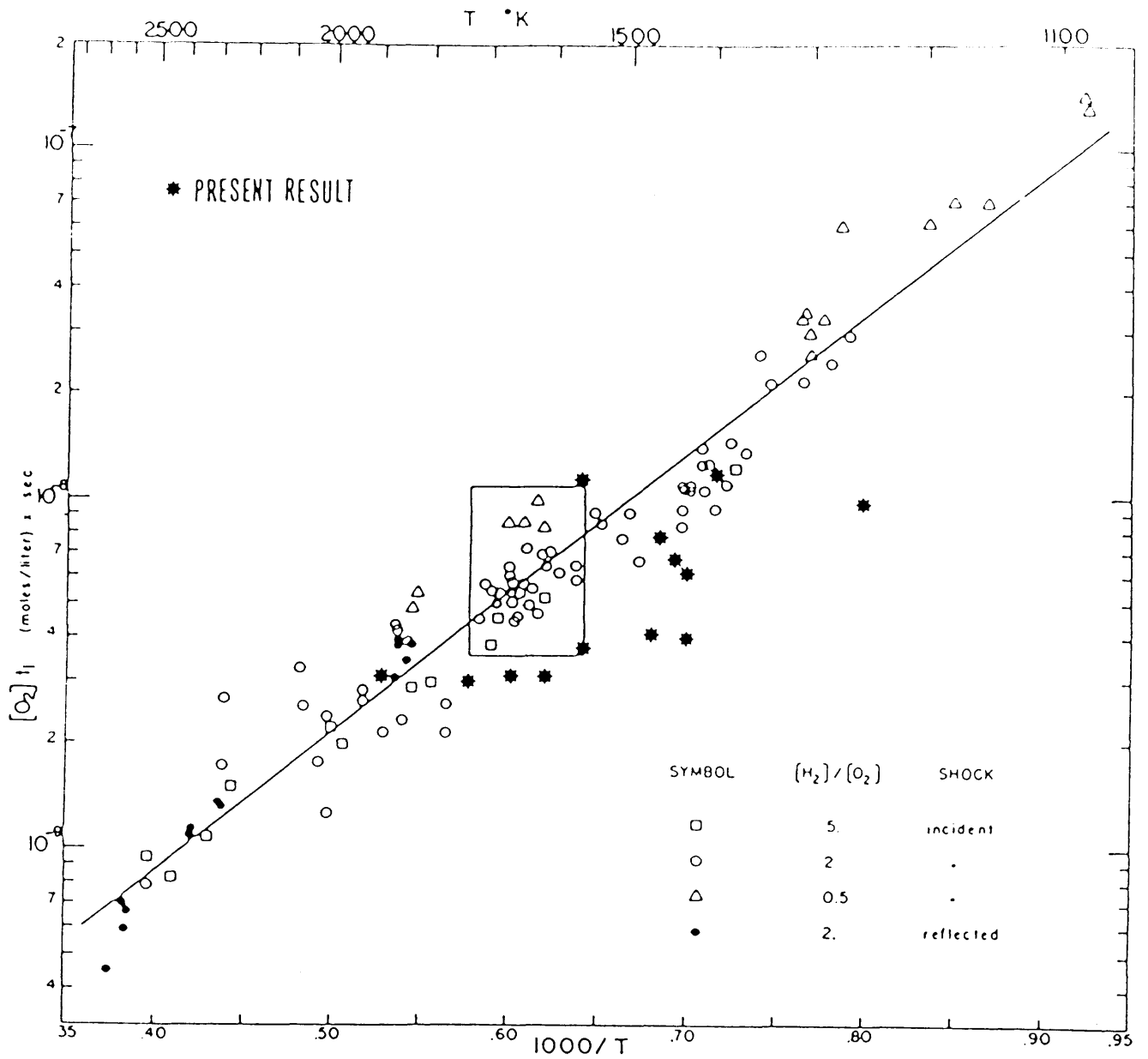


図 5-24 数値計算と実験における誘起時間の比較  
 \* ; 本研究による結果  
 □, ○, △, ● ; Schott and Kinsey<sup>(56)</sup> による実験結果

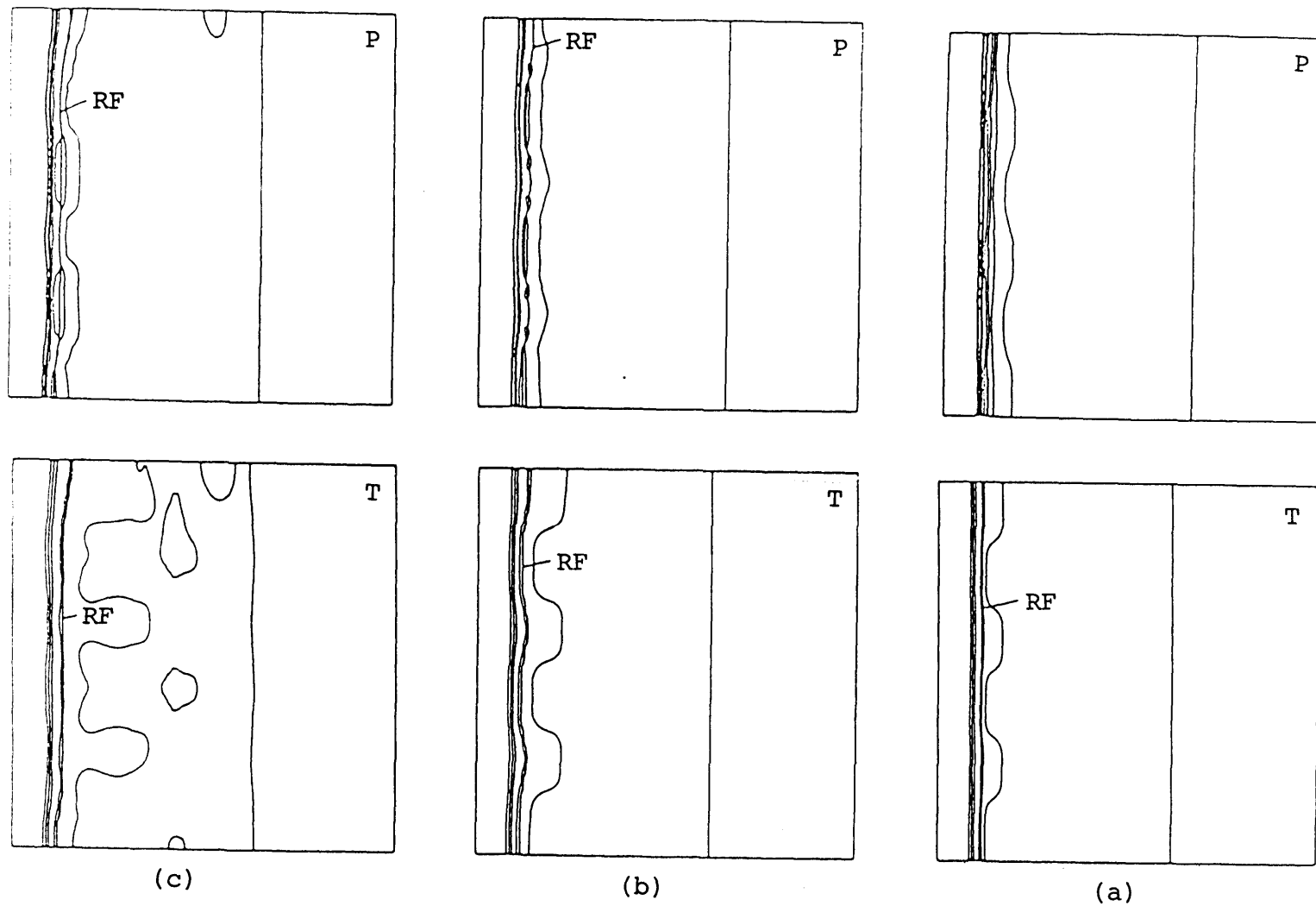


図 5-25 衝撃波三重点の生成過程  
上段は等圧線図, 下段は等温線図である。  
RFは反応開始面である。

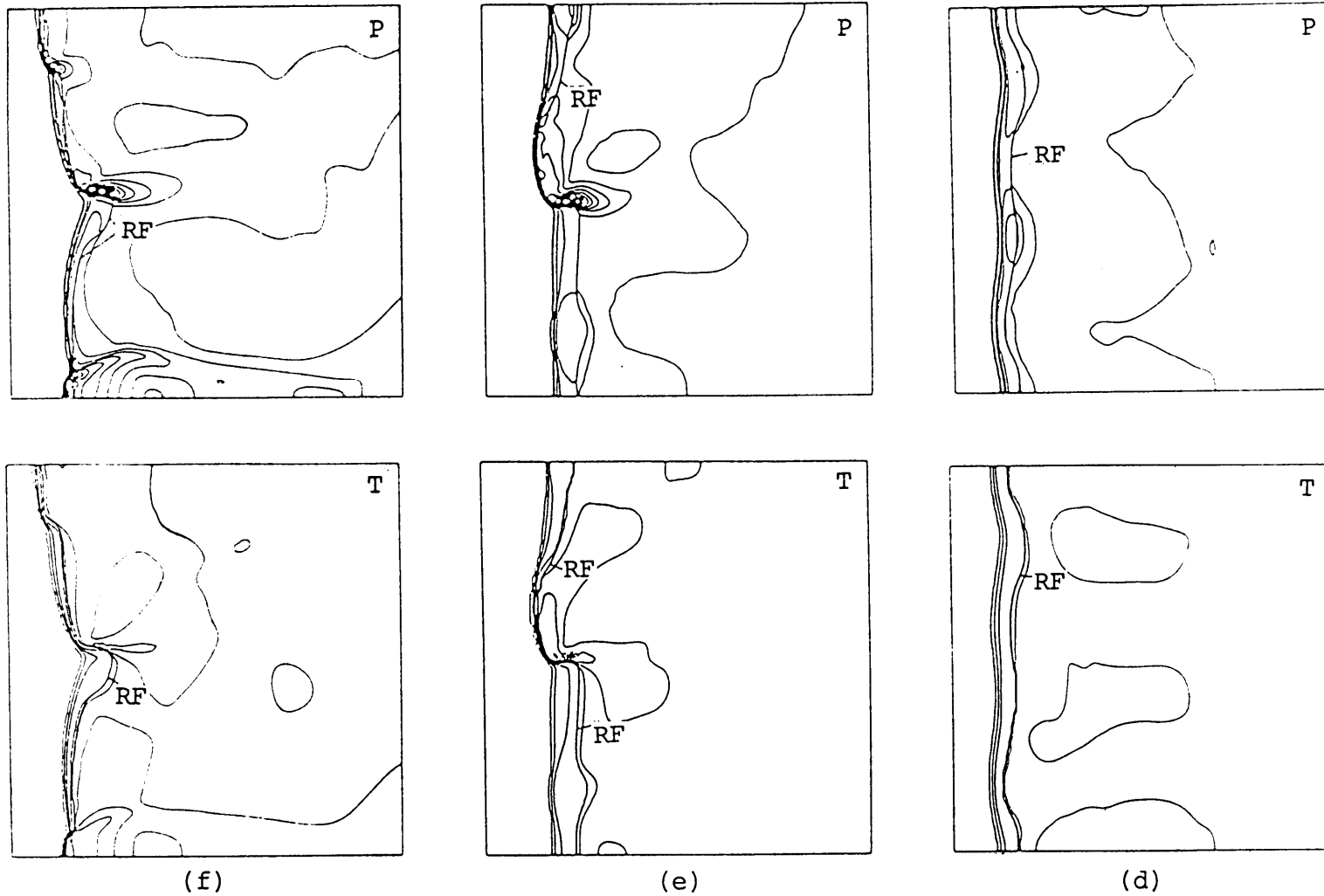


図5-25 衝撃波三重点の生成過程  
上段は等圧線図, 下段は等温線図である。  
RFは反応開始面である。

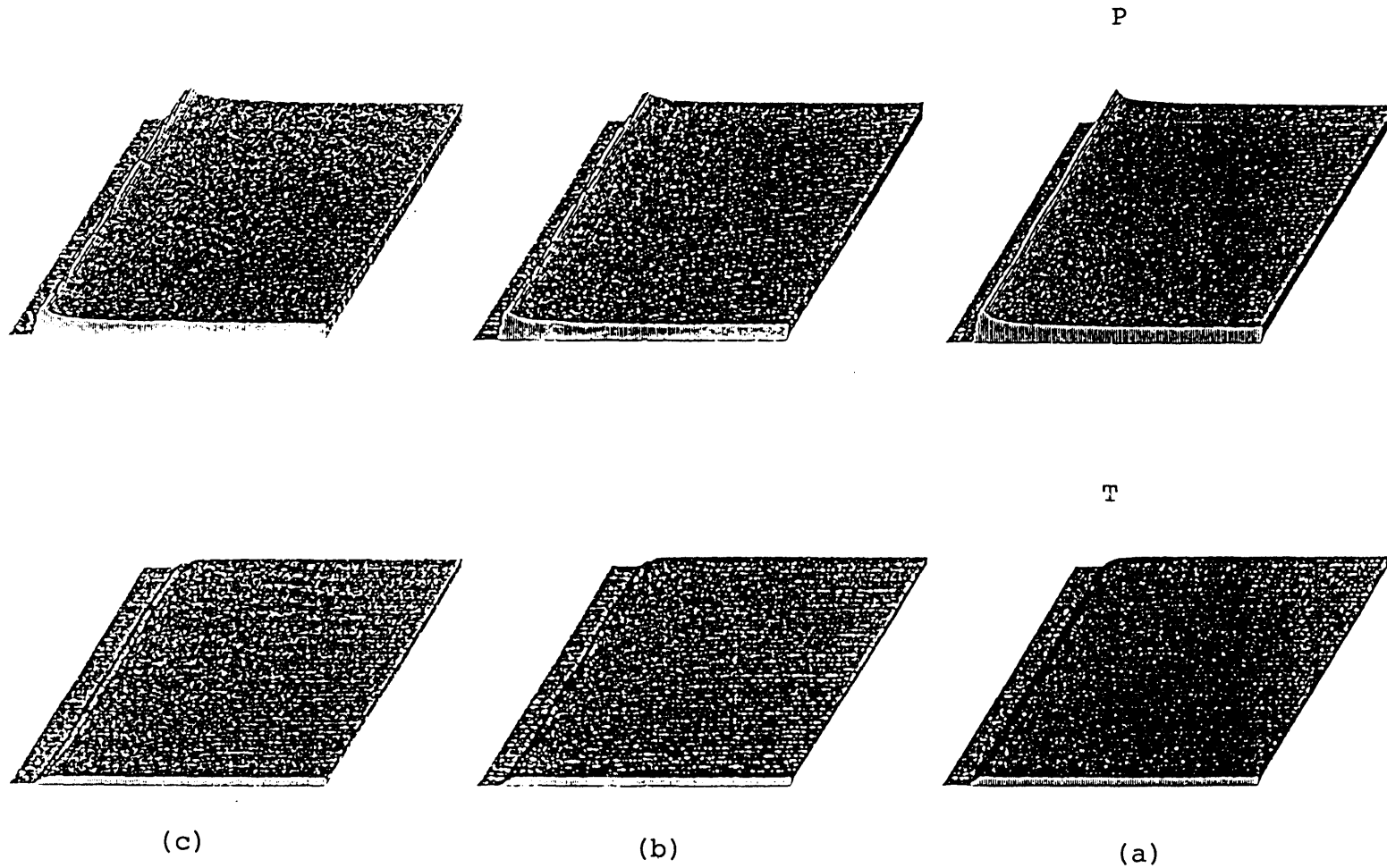


図 5-26 立体図形表示におけるテンションの挙動  
 上段, 下段はそれぞれ同時刻における  
 圧力分布, 温度分布を示す。

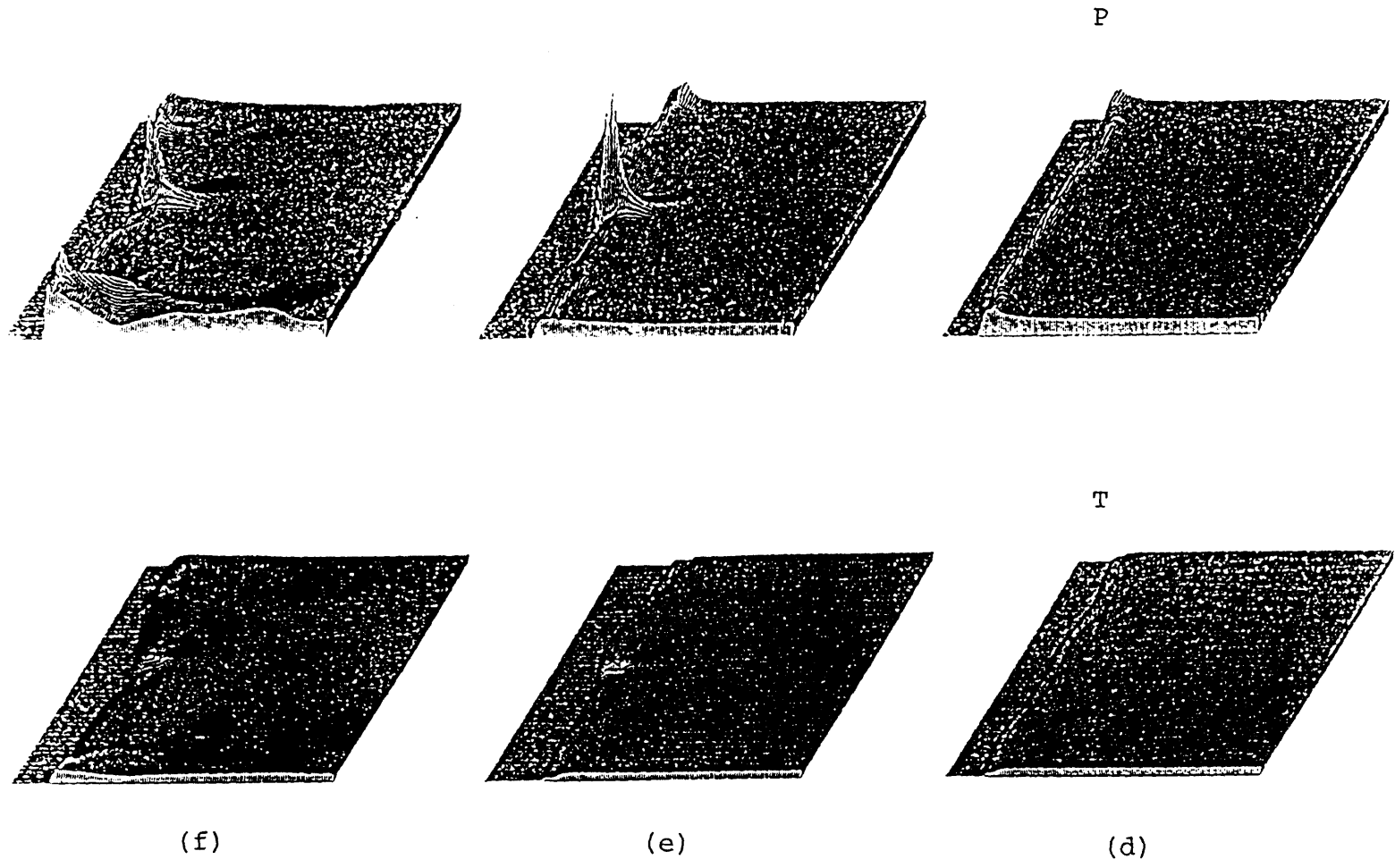


図 5-26 立体図形表示におけるデトネーションの挙動  
 上段, 下段はそれぞれ同時刻における  
 圧力分布, 温度分布を示す.

## 第4章 結論

本論文は、反応性気体の爆縮(収束テトネーション)に関連する諸問題の基礎的研究をまとめたものである。

収束テトネーションの研究目的としては、大出力のガスダイナミック・パルスレーザへの応用、高温プラズマの発生および人工ダイヤモンドの製造等があげられるが、これらの問題は、収束中心で得られる高温・高圧状態の利用という観点からは同一の問題である。

円筒収束テトネーションを用いて、その収束中心で高温・高圧状態を達成するには、収束過程における波の円筒対称性および収束中心点における真円度が重要な問題となる。本研究では、円筒収束テトネーションを用いて円筒対称性に対する実験条件を調べた。さらにその現象の再現性と収束領域近傍における衝撃波三重点の挙動を煤膜写真や開放写真を用いて実験を行ないその結果を議論した。またこれに関連して、収束過程におけるテトネーションの伝播速度、収束中心で得られる温度がそれぞれ測定された。温度測定では、従来からよく用いられている多線法とまだ利用例があまり多くない人工発光スペクトル・マッチング法が用いられ、多線法と人工発光スペクトル・マッチング法との比較検討がなされた。そして最後に、直角コーナーを衝撃波三重点構造を持ったテトネーションが伝播するときに、コーナー近傍で観察されるフロント・マイヤー膨脹による衝撃波三重点の消失現象を数値的にシミュレートする問題を取りあつた。

ここでは各項目ごとに得られた結論の主なものを要約し、以下に示すことにする。

第二章では、収束デトネーションの円筒対称性におよぼすコーナー効果とその再現性が調べられた。その結果、つぎのことが分かった。

(1) 本研究に用いられた Perry-Kantrowitz タイプのデトネーションチューブでは、等モルアセチレン酸素混合気初期圧 22~28 Torr, END-III 隔膜あり場合に最も安定な円筒収束デトネーションが得られた。テスト側気体の初期圧が上記の値よりも高くても低くても、コーナー形状、気体の種類、初期圧、隔膜等の相乗効果により安定性が減少する。

(2) ニ次元チャンネル用デトネーションチューブを用いて、各種形状の曲がったチャンネル内を伝播する際に、デトネーションが受ける擾乱がその後の伝播に与える影響が調べられた。初期圧 60 Torr の等モルアセチレン酸素混合気では、滑らかに変化する断面によりデトネーションの伝播方向を変えても、デトネーションが失った平面性をとり戻すには長時間かかることが瞬間シュリーレン写真の観察により明らかとなった。

(3) 二重ディスクタイプのデトネーションチャンバーを用いて円筒収束デトネーションを発生させるには、イグニッション・コイルによる火花点火方式を用いる場合、助走管 No. 3 を併用することにより安定した円筒収束デトネーションが得られることが明らかとなった。

第三章では、C-D デトネーションの伝播速度が計算された。さらに収束過程のデトネーションの伝播速度が測定された。

(1) 任意の初期圧力・温度で、任意の混合比を持つアセチレン酸素混合気に対する C-D 速度の計算法を、初期温度 300 K の等モルアセチレン酸素混合気に適用し、初期圧力に対する C-D 速度を求めた。その結果は Shanfield<sup>49)</sup>の結果とよい一致を示した。



(2) Perry-Kantrowitz タイプのテトネーション・チャンバーにおける速度測定では、初期圧 27 Torr の場合が最もよい伝播速度に対する挙動を示し(データのばらつきが小さい), 無次元半径  $r/r_0 \div 0.3$  以下で急激な加速が得られることが分かった。

(3) 二重ディスクタイプのテトネーション・チャンバーで, 等モルアセチレン酸素初期圧 60 Torr を用いた場合,  $r < 190$  mm で,  $n = 0.85$  の相似指数をもつ  $\delta = 1.28$  の円筒収束衝撃波と一致した挙動を示す。しかしながら,  $D = D_C - J$  となる  $r = 135$  mm 以下の収束過程を理論と比べたところ,  $r/r_0 > 0.2$  では自己相似解に近い挙動を示すものの,  $r/r_0 < 0.2$  においても急激な加速は得られなかった。

(4) 初期圧 60 Torr の等モルアセチレン酸素テトネーションの収束中心における平均最大圧力は  $57 \text{ kg/cm}^2$  で, 同じ初期条件に対する平面テトネーションの C-J 圧力値 ( $3.4 \text{ kg/cm}^2$ ) の約 16 倍であることが分かった。

第四章では, テトネーションの収束中心で達成される温度が測定された。多線法による温度測定と人工発光スペクトル・マッチング法による温度測定が行われた。

(1) Perry-Kantrowitz タイプのテトネーション・チャンバーでは多線法による温度測定をした。等モルアセチレン酸素混合気 28 Torr を用いた場合, CH 4315A システムでは  $19400 \text{ K}$ , OH 3064 A システムでは同じ混合気で初期圧 20 Torr, 40 Torr に対し, それぞれ  $20000 \text{ K}$ ,  $19600 \text{ K}$  が得られた。測定された回転温度は初期圧力よりも, 混合気の組成に大きく依存することが分かった。

(2) 二重ディスクタイプのテトネーション・チャンバーでは人工発光スペクトル・マッチング法による温度測定がなされた。収束中心からの発光の中

で最も弱い CN Violet 3883 A システムが測定に用いられた。

初期圧 60 Torr の等モルアセチレン酸素による収束中心での温度は 11000 K の平衡温度を生じるにもかかわらず、この値は多線法によって得られる短時間測定値 20000 ~ 4000 K よりずうと低い。

(3) 分光写真で得られるスペクトルを基にして得られた人工発光スペクトル・マッチング法による測定温度は、10  $\mu$ s 以上の時間の発光による平均値である。

(4) 回転スペクトルの分離性が出来ないような弱い発光または強いブロードニングの場合でも、スペクトル・マッチング法ならば温度測定が可能である。

5章では、チャンネル内におかれた矩形障害物と衝撃波三重点構造をもつ二次元非定常デトネーションの干渉が数値的にシミュレートされた。その結果つぎのとおり明らかになった。

(1) 衝撃三重点構造をもつ二次元非定常デトネーションを Van Leer の差分法で作りに出すには、適切な差分メッシュ・サイズが存在する。

(2) 平面一次元 C-J デトネーションが擾乱を受けた後、チャンネル幅の 10 倍程度位播すれば、十分発達した周期的構造をもつ二次元非定常デトネーションが得られる。

(3) チャンネル内におかれた障害物の高さを変えることにより、フロント・マイヤー膨脹を制御し、デトネーションとの干渉の程度を制御することができる。

(4) 衝撃波三重点の数が障害物を通過する間にも減少しない場合には、通過後にデトネーション波面は再生成されるか、減少する場合には、デトネーションの消失が起こる。

(5) 障害物通過後におけるテトネーション波面の消失と再生成の識別は、チャンネル壁面における軸方向の伝播速度や反応誘起距離の時間的挙動を比較することによって容易に行なうことができる。

(6) 数値計算から得られた誘起時間は、Schottらによる実験結果とよい対応を示していることから、本計算に用いられた化学反応モデルに含まれる定数の選択はほぼ妥当である。

(7) 衝撃波を含む非反応性気体流れにおいて、移動座標系から固定座標系への変換は、適切な $\alpha$ 値を選択することにより移動座標系におけると同様の安定した衝撃波面が得られる。

本研究で用いられた4章の人工発光スペクトル・マッチング法は、多線法では困難であるような温度測定にも利用可能であるのできわめて有効な方法である。また4章における数値シミュレーションは安全工学上の防災面と関連しているので、その分野における一歩の指針を与えるものとする。

## 謝 辞

本論文は、名古屋大学工学部藤原俊隆教授の終始懇切な指導を受けてまとめたものである。

藤原教授には、研究結果に対する熱心な議論や、難関に直面した際の適切な助言と激励を幾度となく賜わり、これを通して研究に対する姿勢を学ぶとる貴重な経験を与えて下さいました。ここに衷心より深く感謝する次第です。

また同学部保原充教授には、現在の研究に至る最初の足かけを与えて頂き、本論文の作製に際し、有益なる示唆を賜りましたことに対し厚くお礼申し上げます。

さらに同学部大塚新太郎教授には、本論文の作製に際し、適切な示唆を賜りましたことに対し謝意を表します。

Ⅱ章における研究では、(現)川崎重工(株)溝口謙一郎君と共に実験をし、熱心に討論をして頂きました。Ⅳ章Ⅳ-2とⅤ章における研究では、(現)福井大学工学部滝史郎助教授から多くの知見を得ました。ここに感謝の意を表します。

名古屋大学工学部航産学科中島時冬助手および青木正太郎教官をはじめ、Ⅲ講座の諸氏には変わらぬ暖かい激励を頂きましたことに対し、厚くお礼申し上げます。

最後に、本研究の遂行にあたりより良い研究環境を与えて頂きました名城大学理工学部交通機械学科長和田邦久教授をはじめとする関係各位に厚くお礼申し上げます。

## 参 考 文 献

- (1) Guderley, G., Luftfahrtforschung, 19 (1942), 302.
- (2) Stanyukovich, K.P., Unsteady Motion of Continuous Media, (1960), Academic Press.
- (3) Butler, D.S., British Ministry of Supply, Armament Research Establishment Rept., 54 (1954).
- (4) Chester, W., Phil. Mag. 45 (1954), 1293.
- (5) Chisnell, R.F., Proc. Roy. Soc. (London), A223 (1955), 350.
- (6) Whitham, G.B., J. Fluid Mech., 4 (1958), 337.
- (7) Payne, R.B., J. Fluid Mech., (1957),
- (8) Perry, R.W. and Kantrowitz, A., J. Applied Physics, 22 (1951), 878.
- (9) Zeldovich, Ya.B., Soviet Phys.-JETP, 9 (1959), 550.
- (10) Belokon, V.A., Petrukhin, A.I. and Proskuryakov, V.A., JETP, 21 (1965), 33.
- (11) Zeldovich, Ya.B. and Kompaneets, A.S., Theory of Detonation, (1960), Academic Press.
- (12) Lee, J.H., Soloukhin, R.I. and Oppenheim, A.K., Astronautica Acta, 14 (1969), 565.
- (13) Lee, J.H., Lee, B.H.K. and Shanfield, I., Proc. 10th Intern. Comb. Sympo., (1965), 805.
- (14) Soloukhin, R.I., Shock Waves and Detonations in Gases, Mono. Book Coop., (1966).
- (15) Urtiev, P.A. and Oppenheim, A.K., Proc. Roy. Soc. (London), A295 (1966), 13.
- (16) Lee, J.H. and Lee, B.H.K., Phys. Fluids, 8 (1965), 2148.
- (17) Ahlborn, B. and Huni, J.P., AIAA J. 7 (1969), 1191.
- (18) 杉村, 日本航空宇宙学会誌, 22-306 (昭54-7), 339.
- (19) Shanfield, I., Lee, J.H. and Lee, B.H.K., McGill University Publication MERL TN 64-10 GD 22 (1964).
- (20) Robelts, D.E. and Glass, I.I., Phys. Fluids, 14 (1971), 1662.
- (21) Knystautas, R., Lee, B.H.K. and Lee, J.H., Phys. Fluids Supplement I, (1969), I-165.
- (22) Huni, J.R., Ph.D.Thesis, Univ. British Columbia, (1970).
- (23) Whiting, E.E., Arnold, J.O. and Lyle, G.C., NASA TN, D 5088 (1969).

- (24) Park, C. and Fujiwara, T., Proc. 11th Intern. Shock Tube Sympo., (1977), 148.
- (25) Van Leer, B., J. Comp. Phys., 3 (1969), 473.
- (26) Taki, S. and Fujiwara, T., AIAA J., 16-1 (1978), 73.
- (27) Taki, S. and Fujiwara, T., Proc. 18th Intern. Comb. Sympo., (1981), 1671.
- (28) Gavrilenko, T.P., Topchiyan, M.E., and Yasakov, V.A., Comb. Explo. Shock Waves, 3 (1967), 305.
- (29) Fujiwara, T., Mizoguchi, K. and Sugimura, T., J. Phys. Soc. Japan. 31 (1971), 621.
- (30) 藤原・杉村・溝口・滝, 日本航空宇宙学会誌, 21-232 (昭48-5), 256.
- (31) Knystautas, R. and Lee, J.H., Comb. Flame, 16-1 (1971), 61.
- (32) Fujiwara, T., Taki, S. and Sugimura, T., Acta Astronautica, 1-7/8 (1974), 863.
- (33) Knystautas, R. and Lee, J.H., AIAA J. 5-6 (1967), 1209.
- (34) Sugimura, T., Hayashi, K. and Fujiwara, T., AIAA Paper, No. 76-130 (1976).
- (35) 杉村・藤原, 名城大学理工学部研究報告, 20 (昭54), 127.
- (36) Strehlow, R., Fundamentals of Combustion, (1968), International Textbook.
- (37) Sugimura, T. and Fujiwara, T., Proc. 12th Intern. Shock Tube Sympo., (1979), 533.
- (38) 杉村・藤原, 日本機械学会論文集, 46-411 (昭55-11), 2159.
- (39) 杉村・藤原, 流体熱工学研究, 14-1 (昭54-6), 53.
- (40) Gaydon, A.G., The Spectroscopy of Flames, (1957), Chapman and Hall.
- (41) Tourin, R.H., Spectroscopic Gas Temperature Measurement, (1966), Elsevier.
- (42) Mulliken, R.S., Phys. Rev. 29 (1927), 391.
- (43) Mulliken, R.S., Phys. Rev., 30 (1927), 785.
- (44) Fagerholm, E., Ark. Astro. Phys., 27A (1940), 19.
- (45) Dieke, G.H. and Grosswhite, H.M., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 2 (1962), 97.
- (46) Sugimura, T. and Fujiwara, T., Bull. JSME, 24-193 (1981), 1176.
- (47) Spindler, R.J., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 5 (1965), 165.

- (48) Herzberg, G., *Molecular Spectra and Molecular Structure (I)*, (1964), Van Nostrand.
- (49) Rosen, B., *Selected Constants Spectroscopic Data Relative to Diatomic Molecules*, (1970), 202, Pergamon Press.
- (50) Bach, G.G., Knystautas, R. and Lee, J.H., *Proc. 12th Intern. Comb. Sympo.*, (1969), 853.
- (51) Korobeinikov, V.P., Levin, V.A., Markov, V.V. and Chernyi, G.G., *Astronautica Acta*, 17 (1972), 529.
- (52) Skews, B.W., *J. Fluid Mech.*, 29-2 (1967), 297.
- (53) Whitham, G.B., *Linear and Nonlinear Waves*, (1974), 296, Wiley-Interscience.
- (54) Strehlow, R.A., Adamczyk, A.A. and Stiles, R.J., *Astronautica Acta*, 17 (1972), 509.
- (55) Sod, G.A., *J. Comb. Phys.*, 27 (1978), 1.
- (56) Schott, G.L. and Kinsey, J.L., *J. Chem. Phys.*, 29-5 (1958), 1177.

# 発 表 論 文

## ----- 第二章に関する論文

- (1) Fujiwara, T., Mizoguchi, K. and Sugimura, T., Smoked Films Record for oxyhydrogen Converging Detonation, J. Phys. Japan, Vol. 31, No. 2 (1971), P. 621.
- (2) 藤原, 杉村, 溝口, 滝, 円筒状に収束するテトネーションの安定性, 日本航空宇宙学会誌, ㉔巻, ㉔232号 (1973), P. 256.

## ----- 第三章に関する論文

- (1) 杉村, 収束するテトネーションの安定性と円筒対称性, 日本航空宇宙学会誌, ㉔27巻, ㉔306号 (1979), P. 339.

## ----- 第四章に関する論文

- (1) Fujiwara, T., Taki, S. and Sugimura, T., A Rotational Temperature of oxyacetylene Converging Detonation, Acta Astronautica, Vol. 1, No. 7/8 (1974), P. 863.
- (2) Sugimura, T., Hayashi, K. and Fujiwara, T., Rotational Temperatures of oxyacetylene Converging Detonation II. Measurement with OH Ultraviolet emissions, AIAA Paper, No. 76-130, 1976.
- (3) 杉村, 藤原, 収束テトネーションの発光スペクトルマッチング法による分光温度測定, 流体熱工学研究, ㉔14巻, ㉔1号 (1979), P. 53.
- (4) Sugimura, T. and Fujiwara, T., A Spectroscopic Temperature Measurement of Converging Detonations, Shock Tubes and waves, P. 533, 1980.
- (5) 杉村, 藤原, 収束テトネーションの発光スペクトルマッチング法による分光温度測定, 日本機械学会論文集, ㉔46号, ㉔411号 (1980), P. 2159.
- (6) Sugimura, T. and Fujiwara, T., A Spectroscopic Temperature Measurement of Converging Detonations by the Emission Spectral Matching Method, Bulletin of the JSME, Vol. 24, No. 193 (1981) P. 1176.



----- 第V章に関する論文

- (1) Sugimura, T. and Fujiwara, T., Propagation of Two-Dimensional Nonsteady Detonation in a Channel with Backward-facing Step, Proc. 13th Intern. Shock Tube Sympo., P. 411. 1981.
- (2) 杉村, 藤原, チャンネル内におかれた障害物と二次元非定常デトネーションの干渉, 日本機械学会へ投稿中.