研究論文

衝撃波管を用いた着火の数値解析 -断熱壁における境界層と反射衝撃波の 干渉が着火に及ぼす影響-

朝原誠*[†],町田拓也**,山田英助*,林光一*,坪井伸幸***

*青山学院大学理工学部 〒252-5258 神奈川県相模原市中央区淵野辺 5-10-1 Phone:042-759-6509 *Corresponding author: asahara@me.aoyama.ac.jp **青山学院大学大学院理工学研究科 〒252-5258 神奈川県相模原市中央区淵野辺 5-10-1 ***九州工業大学大学院工学研究院 〒804-8550 福岡県北九州市戸畑区仙水町 1-1

2013年3月21日受付 2013年10月24日受理

要旨

反射衝撃波を用いた着火の実験により、化学反応の基本特性の測定が行われているが、反射衝撃波による着火には、 strong ignitionとmild ignitionの2つの着火過程が存在する。しかし、一般的にはstrong ignitionとなる条件において物 性値計測が行われているため、mild ignitionに関する研究例は少ない。本稿では、反射衝撃波管を模擬した2次元数値 解析により、反射衝撃波によるH2-O2の着火過程の再現を試みた。その結果、入射衝撃波によって生成された速度境界 層と反射衝撃波の干渉により、ラムダ衝撃波が形成され、このラムダ衝撃波後方の渦に起因して火炎核が形成されるこ とがわかった。さらに、衝撃波が反射した時刻に励起された反応は管角部から開始するstrong ignitionとなり、着火遅れ 時間内にラムダ衝撃波後方の渦によって反応が開始して火炎核が形成された場合には、管端から離れた位置で着火する mild ignitionとなることがわかった。

1. 緒言

反応性予混合気を充填した衝撃波管の管端で衝撃波が反 射した場合、反射衝撃波後方が瞬間的に高温、高圧の静止 気体となり、着火条件に達した場合には化学反応が開始す る。このように反射衝撃波後方を用いることで、様々な変 数に支配されている着火の問題におけるいくつかの条件を 固定することが可能となる。化学反応過程の解明や反応機 構の構築に使用されることが多い。反射衝撃波による着火 の問題は、理想化された状態において1次元的な現象と みなされている¹⁾。しかしながら、実際の現象では、側壁 における速度境界層や管端における温度境界層の影響によ る多次元的な流れに支配された反応過程となる²⁾。 Soloukhinら³⁾⁻⁵⁾は入射衝撃波の条件によって強い着火 (sharp ignition) と弱い着火 (weak ignition) の 2 つの 着火形態が存在することを報告した。その後、着火形態の 把握を目的とした研究が盛んに行われた。Meyerと Oppenheim^{6),7)}はストロボレーザーによる高速撮影を行 い,反射衝撃波によるH2-O2デトネーションの開始を,反 射壁近傍の管断面全域において瞬時に着火するstrong ignition (以後, SIと表記)と、反射壁から少し離れた位

置で火炎核が形成され,ゆっくりと火炎が成長するmild ignition(以後,MIと表記)の2つに分類した。さらに 彼らは,反射衝撃波後方の圧力が0.23~1.96atm,温度が 900~1350Kの範囲でMIになることを示した。

高野^{8),9)}はGilbertとStrehlow¹⁾のSIの条件およびMeyer とOppenheim⁶⁾のSIとMIの条件で2次元数値解析を行 い、それぞれの現象を定性的に示した。しかしながら、こ れらの結果は、ラムダ衝撃波の分岐位置が実験結果よりも 側壁から離れている点. 流れ場がMeyerとOppenheimの シュリーレン写真ほど乱れていないという点の 2 つの理 由から、実現象を十分に再現できているとは言い難い。一 方,著者の研究グループにおいて,反射衝撃波によるAl (dust) - O₂ デトネーションの開始に関する数値解析¹⁰⁾が 行われたが、反射衝撃波後方の流れ場を詳細に説明するま でには至らなかった。秋元と杉村11)は、高圧領域と低圧領 域の条件を変化させた衝撃波管の2次元数値解析を行い、 着火温度は高圧領域と低圧領域の圧力比(p4/p1)によら ず,高圧領域と低圧領域の温度比(T₄/T₁)が大きいほど 着火温度が低くなると報告したが、数値解析によって実現 象の定量的な再現はできていない。近年, Yamashitaら¹²⁾

Case	T_4	þ 4	T_1	þ 1	T_5	þ 5	Туре
1	592K (=2 <i>T</i> 1)	15.0atm (=150p1)	296K	0.05atm	1149K	1.97atm	SI
2	_ 666K (=2.25 <i>T</i> i)	5.0atm (=50p1)			920K	1.27atm	MI
3		10.0atm (=100p1)			1062K	1.70atm	SI
4	_ 740K (=2.50 <i>T</i> i)	10.0atm (=100p1)			1111K	1.86atm	SI
5		15.0atm (=150p1)			1238K	2.22atm	SI

が反射衝撃波によるC₂H₂-O₂ デトネーションの着火の実 験を行い,過去の研究で情報が少なかったMIを観測し,火 炎核の発生場所を詳細に示した。また彼らは,数値解析に よって境界層と反射衝撃波の干渉による多次元的な流れを 示し,火炎核が反射衝撃波分岐位置よりも管中央で発生す るとした。しかしながら,数値解析による着火の再現には 至らなかった。

一 方, deflagration to detonation transition (DDT)の 数値解析において,先行衝撃波後方の境界層と火炎面から の圧縮波が干渉することでMIに似た着火過程を経てデト ネーションに遷移する結果が示された¹³⁾。そのため,入射 衝撃波後方の境界層と反射衝撃波の干渉を明確に把握する ことは,DDTの現象解明に対して有益な知見を与えるこ とができる。

本研究は、反応性気体を満たした衝撃波管における反射 衝撃波後方での自着火現象を詳細に示すことを目的とし た。本稿では、2次元数値解析によってMeyerと Oppenheim⁶⁾が示したSIとMIの再現し、実験では確認で きなかった詳細な着火過程を示す。

2. 数值解析手法

支配方程式には、2次元圧縮性Navier-Stokes方程式と H₂/O₂予混合気を構成するH₂,O₂,O,H,OH,HO₂,H₂O₂, H₂Oの計8化学種および不活性気体N₂の質量保存式を用 いた。化学反応には、Hongら¹⁴⁾による詳細反応機構 (Stanford model)を使用した。方程式は、対流項、粘性 (拡散)項、生成項に関して時間分割し、それぞれに対し て独立に離散化を行った。対流項の離散化にはAUSMDV schemeを用い、保存量変数は2次精度MUSCLで高次内 挿した。粘性項の離散化には中心差分法を用いた。時間積 分には3段階3次精度のStrong-stability-preserving Runge-Kutta法 (SSPRK)を使用した。

3. 計算条件

本解析に用いた衝撃波管の概略をFigure 1 に,衝撃波 管問題における*x-t*線図の概略をFigure 2 に示す。計算領 域は 300mm×15.875mmの矩形領域とした。したがって, 管幅が 31.75mmの 2 次元衝撃波管中を伝播する衝撃波が 解析対象となる。この管幅は,MeyerとOppenheim⁶⁾がH₂



Figure 2 The x-t diagram image of shock tube problem.

- O₂ 自着火実験を行った衝撃波管の管幅(1.25inch)に 相当する。格子点は壁面である右境界および下境界におい て密に配置した。格子点数は3,000 点×300 点で,x方向 の最小格子幅は15.0µm,y方向の最小格子幅は9.0µmと した。各境界条件は,上部境界を面対称境界条件,右側境 界および下部境界を断熱壁境界条件,左側境界を流出境界 条件とした。実際の壁面では,外部に熱が移動するため, 厳密には断熱壁ではない。しかし,熱エネルギーの移動速 度に比べて,衝撃波の伝播速度が十分に速いため,壁面近 傍の温度は断熱壁条件に近い分布を示していると考えられ る。そこで,本稿では計算の簡略化のために,壁面におけ る1 次元熱伝導方程式およびエネルギー方程式は解かず に,断熱壁境界もしくは,等温壁境界に固定して解析を行っ た。

初期条件として、衝撃波管内に高圧領域と低圧領域の 2つの領域を配置した。低圧領域(Figure 2の①で示さ れる領域)の圧力p₁と温度T₁はMeyerとOppenheimの実 験と同様の条件とし、p1=0.1atm, T1=296Kとした。高 圧領域(Figure 2 の④で示される領域)の圧力p4 と温度T4 は高野⁹⁾の条件を参考に、MeyerとOppenheimの実験条件 よりも高圧な条件とした(表 1)。高圧部の初期圧力p4 を 高くすることで、反射衝撃波後方の圧力p5も高くなる。反 射衝撃波後方の圧力p5を高くすることで着火遅れ時間が 短くなり、接触不連続面が観測部に到達する前に着火を得 ることができる。そのため、高圧領域の圧力p4を高く設 定することで、管長を短くした解析が可能となり、計算領 域を縮小することができる。管長を長くした解析を行った 場合には、MeyerとOppenheimの実験によって得られたSI およびMIの領域と本手法の解析によって得られたSIおよ びMIの領域は一致した。

本解析コードは,著者所属の研究グループで開発された インハウスコードであり,デトネーションの数値解析にお いて妥当性が示されている。また,速度境界層の再現性に 関しては,Tsuboiら¹⁵⁾の論文内でその妥当性が示されて いる。

4. 結果及び考察

4.1 入射衝撃波後方における境界層

Figure 3 に(1)断熱壁境界条件と(2)等温壁境界条件に おける入射衝撃波後方の温度分布と速度ベクトルを示す。 温度分布からは温度境界層,速度ベクトルからは速度境界 層が得られる。主流域の温度は断熱壁境界条件と等温壁境 界条件でほとんど変わらないが,壁面近傍の温度は大きく 異なっている。断熱壁境界条件の壁面近傍は主流域よりも 高温であるが,等温壁境界条件の壁面近傍は主流域よりも 低温である。実際は壁面から外部に熱が放出されるため, 厳密には断熱壁境界条件ではない。しかし,MIにおける 衝撃波が火炎核の現れる位置を通過してから反ってくるま でのおよそ 50µsの間に,衝撃加熱された 650Kの管内から 296Kの管外へと移動する熱量はわずかであるため,実際 の壁面近傍の温度分布は等温壁条件よりも断熱壁境界条件 の結果に近いと考えられる。



Figure 3 Temperature distribution and velocity vector behind incident shock wave. (1) is the result of adiabatic wall condition and (2) is the result of isothermal wall condition.



Figure 4 Velocity boundary layers behind incident shock waves in adiabatic wall and isothermal wall conditions.



Figure 5 Relation between angle of oblique shock wave and Mach number of incident shock wave in adiabatic wall and isothermal wall conditions.

Figure 4 に主流速度 u_{∞} に対して $u_{bl}=0.99u_{\infty}$ となる位置 を示す。図より、断熱壁境界条件の速度境界層厚さ δ_{adi} と 等温壁境界条件の速度境界層厚さ δ_{iso} は、およそ

$$\delta_{adi} \approx 1.4 \delta_{iso}$$
 (1)

の関係にあり、両条件では温度境界層だけではなく、速度 境界層にも違いが見れらることがわかる。ここで、ラムダ 衝撃波(詳細は4.3節に示す)の斜め衝撃波の角度 θと入 射衝撃波のマッハ数*M*_{IS}の関係をFigure 5 に示す。図中の プロットは本解析によって得られた断熱壁境界条件および 等温壁境界条件の結果を、実線はMark¹⁶⁾の理論値を示し ている。図より、断熱壁境界条件における斜め衝撃波の角 度はMarkの理論値と良い一致を示している。

以上の温度境界層に関する考察および斜め衝撃波の角度 θより,断熱境界条件によって実際の熱的境界条件を近似 できるといえる。ただし,温度上昇に対して反応速度は指 数関数的に大きくなるため,温度を少しだけ高く見積もっ てしまっただけでも,反応後の結果が大きく異なってしま う可能性があることに注意する必要がある。



Figure 6 Relation between induction time and temperature behind reflected shock wave.

4.2 着火遅れ時間

本解析では、OH質量分率 Y_{OH} が 0.0002 以上になった場 合を着火と定義し、衝撃波が反射してから着火するまでの 時間を着火遅れ時間 τ とした。着火が確認される前に反射 衝撃波と接触面が干渉した場合は着火しない条件とし、管 端壁近傍において着火した場合はSI,管端から離れた位置 で着火した場合はMIとした。その結果、4 ケースのSIと、1 ケースのMIが 観 測 された。Figure 6 にMeyerと Oppenheim⁶⁾によって提案された着火遅れ時間の理論式と 本解析で得られた着火遅れ時間を示す。ここで、実線は理 論式、点は数値解析結果である。MeyerとOppenheimの 理論式は、反射衝撃波後方の圧力 p_5 と温度 T_5 を用いて

In
$$\tau = A + (B/T_5) + Cp_5^n \exp(D/T_5) - \operatorname{In}(Ep_5/T_5)$$
 (2)
 $A = -10.7, B = 9130, n = 2,$
 $C = 2 \times 10^{-9}, D = 19000, E = 4.06$

で与えられる。Figure 6 より、本解析で得られたSIの着 火遅れ時間は理論値と良い一致を示しており、本解析手法 において、反射衝撃波によるSIを再現できたといえる。一 方、MIの場合には、理論式から得られた着火遅れ時間よ りも短い時間で着火した。この結果はVoevodskyと Soloukhin⁴⁾の実験結果と同様の傾向を示している。

4.3 Strong Ignition

続いて、反射衝撃波後方での着火過程に注目する。 Figure 7 にSIが観測されたp₄=300p₁, T₄=2.00T₁におけ る管端近傍の密度勾配分布,温度分布,渦度分布を示す。 ここで、管端で衝撃波が反射した時刻を基準時刻(t=0.0 μs)とし、管端からの距離は左向きを正とした。したがっ て、時刻が負の場合には、入射衝撃波が左から右に伝播し、 時刻が正の場合には、反射衝撃波が右から左へと伝播する。

時刻*t* = −6.6µs (Figure 7 (1)) における入射衝撃波は 平面波で,大きな渦度の分布は存在しない。したがって,

この時刻における流れ場は極めて1次元的な構造を示し ている。ただし、入射衝撃波後方の壁面近傍は速度境界層 による多次元的な構造を示している。時刻t=0.5µs(Figure 7(2))では、管端で反射した衝撃波が図中を右から左に 向かって伝播する。この時刻における反射衝撃波はほぼ平 面波となっており、1次元的な構造を示している。一方、 時刻*t* = 5.4µs (Figure 7 (3)) では, 管側壁近傍において 反射衝撃波が分岐しており、ラムダ衝撃波の形態が確認で きる。ラムダ衝撃波の分岐位置は伝播に伴って上方へと移 動しており、さらに渦度分布から、ラムダ衝撃波後方にお いて時計回りの渦と反時計回りの渦が交互に連なる様子が 確認できる。Figure 8 にラムダ衝撃波の概略図を示す。入 射衝撃波によって形成された速度境界層と反射衝撃波が干 渉することによりラムダ衝撃波が形成される。斜め衝撃波 の後方では、複数の渦が存在する複雑な流れ場となること がわかる。このような衝撃波形態はMark¹⁶⁾, Yamashita ら¹²⁾の実験, Damezoらの数値解析¹⁷⁾および実験¹⁸⁾によっ ても報告されており、衝撃波管による反射衝撃波の後方で は多次元的な流れ場となることが報告されている。

続いて時刻t=29.1µs (Figure 7 (8))では、管角部で火 炎核が形成され、時刻t=32.9µs (Figure 7 (9))では、火 炎が管断面全域に広がり、火炎面が衝撃波のような形態を 示す反応衝撃波となって伝播する。本解析におけるSIが観 測された他のケースにおいても、管角部で火炎核が形成さ れた。過去の実験³⁾⁻⁷⁾によるSIの報告では、管断面に対し て極めて平行な反応衝撃波が瞬時に形成されると記述され ているものの、これらのシュリーレン写真から視認できる 反応衝撃波は完全な平面波ではなく、管側壁近傍において 伝播方向に向かって凸状となっている場合が多い。した がって、Figure 7 に示される着火過程は、実験によるSI を再現していると考えられる。

詳細な着火過程を得るために、細かく時間を刻んだ着火 前後の密度勾配分布,温度分布,渦度分布をFigure9に 示す。時刻t=27.0µs (Figure 9 (V1)) に, ラムダ衝撃波 の分岐位置から後方へと伸びる速度剪断層によって、反時 計周りの高渦度領域が形成され、時刻t=28.6µs (Figure9 (T2))では、この高渦度領域において着火が確認される。 その後の時刻t=30.2µs (Figure 9 (T3)) では, 管側壁に 沿った領域で高温となる。したがって、SIは管側壁全面か ら突然、反応が開始すると認識されていたが、管角部にお ける多次元的な流れに誘起された着火が起きた後に、管側 壁で反応が起こることがわかった。この結果からでは、管 角部での着火による火炎が管側壁部に伝播したのか、管角 部での着火とは独立に管側壁部で着火が起きたのかは判断 が難しい。そこで、さらに時間を分割したOH質量分率分 布をFigure10に示す。時刻*t* = 28.6µs (Figure10(2)) に おいて、管角部での高渦度領域に多量のOHが生成されて いるが、この時刻における管側壁近傍には、既に微量のOH が確認できる。その後、時刻*t* = 29.4us (Figure10(4)) で は、管端壁面近傍全体に多量のOHが生成される。したがっ て、管側壁における着火は管角部の火炎が管側壁に沿って 伝播して反応衝撃波に発達するのではなく、流れ場の影響 を受けない化学反応論的な着火遅れによる着火であると言



Figure 7 Time histories of density gradient, temperature and vorticity distribution of strong ignition case, where t is the time from arriving of shock wave at the end-wall and x is the distance from end-wall.



Figure 8 Sketch of reflected shock wave bifurcation.

える。管角部でいち早く着火した理由は、反射衝撃波後方 の渦により、反応誘導期間が数µsだけ短縮されたためで あると考えられる。

その後,時刻t=39.9μs (Figure 7 (11))では,反射衝 撃波と反応衝撃波が干渉することでデトネーションとな る。また,この時刻では,高圧領域と低圧領域の接触面が 観測領域に到達する。本解析条件では,着火開始前に接触 面が到達したため,未反応とみなしたケースが存在するが, 管長をさらに長くすることで,これらのケースでも着火す る可能性があると考えられる。

4.4 Mild Ignition

続いて、Figurel1にMIが観測された $p_4 = 200p_1$, $T_4 = 2.25$ T_1 の条件における管側壁近傍の密度勾配分布,温度分布, 渦度分布を示す。SIの場合と比較すると、反射直後の衝撃 波形状は同様であるが、着火の過程と場所は異なっている。 MIとなった本ケースの時刻 $t = 40.8\mu s$ (Figurel1(7))に おいて、ラムダ衝撃波後方の管側壁近傍で火炎核が形成さ れている。このように、管端から離れた位置で火炎核が形 成される着火は、MeyerとOppenheim⁶⁾の示したMIの着 火形態と酷似している。

Figurel1の破線で囲まれた領域の拡大図をFigure12と Figure13 に 示 す。Figure12 は 5.0mm≤*x*≤20.0mm, 0.0 mm≤y≤8.0mmの領域を示しており, Figure13 は 10.0mm ≤x≤25.0mm, 0.0mm≤y≤8.0mmの領域で, 左から密度 勾配分布、温度分布、渦度分布を示しており、速度ベクト ルを矢印で表示している。図から、入射衝撃波によって生 じた速度境界層と反射衝撃波が干渉することで、複雑な衝 撃波干渉形態が現れる様子が確認できる。時刻t=21.0µs における斜め衝撃波後方の領域では,時計回りの渦度と反 時計回りの渦度が交互に現れている(Figure12(V1))も のの, 図中矢印で示される 1 つの大きな渦が支配的な流 れ場となっている。しかし、時刻t=21.0µsにおいて、渦 が剥離し (Figure12 (V2)), 流れが壁に向かう場所で高 温となる (Figure12 (T1))。さらに, 時刻*t* = 35.8µsでは, 剥離渦に沿った流れが壁面近傍で圧縮されることで高温・ 高圧状態となり、周囲よりも着火遅れ時間が短縮される (Figure13 (T1))。反応気体は、流れに沿って斜め衝撃波 に向かって広がり (Figure13 (T2)), 斜め衝撃波近傍に おいて上方に巻き上げられる (Figure13 (T3))。以上の 過程を経て、反射衝撃波と境界層の干渉によるMIが起こ



Figure 9 Time histories of density gradient, temperature and vorticity distribution around end-tube.







Figure11 The time histories of density gradient, temperature and vorticity distributions. The time when incident shock wave reachs the end wall is equal to zero.



Figure12 Closeup view of the enclosed region by dashed line in Figure 8 (5). Left, center and right figures are density gradient, temperature and vorticity distributions with velocity vectors, respectively.





ると考えられる。本条件による着火点は温度境界層の外で あるため、断熱壁近傍における高温領域の影響は小さいと 考えられる。このような着火過程では、反射衝撃波による 高温・高圧状態に誘起される反応開始過程とは異なるた め、4.2節で示した理論的な着火遅れ時間よりも早い時刻 で着火したのだと考えられる。

また,化学反応による熱膨張によって生じた弱い圧縮波 が,図中の上方に向かって伝播する様子が確認できる。こ のような圧縮波は,Damezoらの数値解析¹⁵⁾および実験¹⁶⁾ によっても観測されている。しかし、Yamashitaら¹²⁾の実 験では、ラムダ衝撃波の分岐位置よりも壁面から離れた位 置での自着火が確認されており、全てのMIが反射衝撃波 と境界層の干渉によるものではないと言える。

5. 結言

反射衝撃波管を模擬した2次元数値解析を行い、反射 衝撃波によるH₂-O₂の自着火過程の解明を試みた。その 結果、反射衝撃波後方におけるstrong ignitionとmild ignitionを再現し,特に報告例の乏しいmild ignition過程を 以下のように明確に示すことができた。入射衝撃波によっ て生成された管側壁における速度境界層との干渉により, 反射衝撃波はラムダ衝撃波を形成する。ラムダ衝撃波後方 の流れは複雑な渦構造となっており,剥離した渦に沿って 流れる可燃性気体が管側壁によって圧縮されることで高 温・高圧となる。そして,自着火温度に到達した場所から 化学反応が開始され,火炎核が形成される。以上のような 過程は,火炎核がラムダ衝撃波の分岐位置と管側壁の間に 現れる場合の自着火過程として適当であるが,火炎核がラ ムダ衝撃波の分岐位置よりも管中央に現れる場合の自着火 過程の説明としては不十分である。

謝辞

本研究は大阪大学サイバーメディアセンターのスーパー コンピュータを利用した。ここに記して感謝の意を表する。

引用文献

- 1) R. B. Gilbert and R. A. Strehlow, AIAA J., 2, 783-784(1966)
- R. A. Strehlow and A. Cohen, J. Chem. Phys., 30, 257–265 (1959)
- S. G. Saytzev and R. I. Soloukhin, Prec. 8th Symp. Combust., 8, 344–347(1962)
- 4) V. V. Voevodsky and R. I. Soloukhin, Prec. 10th Symp.

Combust., 10, 279-289(1965)

- R. I. Soloukhin, "Shock Waves and Detonations in Gases", Mono Book Corp., 89–101(1966)
- 6) J. W. Meyer and A.K. Oppenheim, 13th Symp. Combust., 13, 1153–1164(1971)
- 7) J.W. Meyer and A. K. Oppenheim, Combust. Flame, 17, 65– 68(1971)
- Y. Takano, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., 56, 3205–3209 (1990) (in Japanese),
- Y. Takano, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., 57, 3350–3356(1991) (in Japanese),
- K. Benkiewicz and A. K. Hayashi, Fluid Dynamics Research, 30, 269–292(2002)
- N. Akimoto and T. Sugimura, Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., 54, 165–166 (2005) (in Japanese)
- 12) H. Yamashita, J. Kasahara, Y. Sugiyama and A. Matsuo, Combust. Flame, 159, 2954–2966 (2012)
- E. Dzieminska and A. K. Hayashi, Int. J. Hydrogen Energy, 38, 4185–4193 (2013)
- 14) Z. Hong, D.F. Davidson and R. K. Hanson, Combust. Flame, 159, 633–644 (2011)
- N. Tsuboi, Y. Morii and A. K. Hayashi, Proc. Combust. Inst., 34–2, 1999–2007 (2013)
- 16) H. Mark, NASA TM, 1418 (1958)
- J. Damazo, J. Ziegler, J. Karnesky and J. E. Shepherd, Prec. 8th ISHPMIE No. ISH–117 (2010)
- 18) J. Damazo, J. Odell and J. E. Shepherd, 42nd AIAA Fluid Dynamic Conf., No.12–2975, 1–14 (2012)

Numerical simulation on ignition with shock tube – Effect of reflected shock wave – boundary layer at adiabatic wall interaction on ignition –

Makoto Asahara^{*†}, Takuya Machida^{*}, Eisuke Yamada^{*}, A. Koichi Hayashi^{*}, Nobuyuki Tsuboi^{*}

A reflected shock wave in two-dimensional shock tube is studied numerically using Navier-Stokes equations with the detailed oxy-hydrogen reaction mechanism. The results reproduced mild and strong ignition behind the reflected shock wave, in particular, the detailed mild ignition process, which was not shown well in past research. Owing to the interaction between the viscous boundary layer and the reflected shock wave, the latter has a lambda shock configuration. The flow behind the lambda shock wave becomes a complex vortical structure ; thus, the reactive gas mixture flowing along the detached vortices reaches high temperature and pressure because of compression at the tube side walls. The chemical reaction starts at the location that reaches the auto-ignition temperature to create flame kernels. The above history is appropriate for the process in which a flame kernel appears at the location between the triple point of the lambda shock wave.

Keywords : reflected shock, boundary layer, shock tube, strong ignition, mild ignition

* Aoyama Gakuin University, 5–10–1, Fuchinobe, chuo, Sagamihara, Kanagawa 252–5258, JAPAN Phone: +81–42–759–6215

⁺Corresponding author : asahara@me.aoyama.ac.jp