

傾斜前面円柱先端形状による TSTO 極超音速空力干渉の低減*1

Reduction of TSTO Hypersonic Aerodynamic Interactions Due to Diagonally-Cut Circular Cylinder Orbiter Nose

小澤 啓 伺*2・花井 勝 祥*2・中村 佳 朗*2
Hiroshi OZAWA, Katsuhisa HANAI and Yoshiaki NAKAMURA

Key Words : Two Stage To Orbit (TSTO), Hypersonic Flow, Aerodynamic Interaction, Temperature Sensitive Paint (TSP), Heat Flux, Orbiter Nose Shape

Abstract : To make space activities more brisk, TSTO (Two Stage To Orbit) has been investigated worldwide as an advanced space transportation system. TSTO vehicles, which have a booster and an orbiter, have to make flight in a wide range of flight speed from subsonic to hypersonic, where they undergo aerodynamic interactions due to their combined bodies. In hypersonic flow regime, aerodynamic heating is critical, which depends on aerodynamic interaction pattern. In the present study, a delta-wing is employed as a booster and a diagonally-cut circular cylinder as an orbiter to reduce the aerodynamic interaction between these two bodies. It was found as a result of experiment that the heat flux on the head part of the diagonally-cut circular cylinder becomes about 2.4 times as large as the stagnation heat flux, while that on the delta-wing becomes about 0.5 times as large. These two values are roughly half of those in the case of a baseline combination: hemisphere-cylinder and delta-wing, which suggests that the diagonally-cut circular cylinder is promising as an orbiter head shape.

1. 緒 論

近年、宇宙輸送の研究は世界中で盛んに行われ、宇宙利用の時代はますます現実味を帯びて来ている。公的機関のみならず、民間企業も宇宙産業に参入して来ている現在、宇宙利用拡大のために、新たな宇宙輸送システムの開発が切望されている。このシステムには、ミッションの柔軟性、高い信頼性、大幅なコスト削減などの条件が課されている。そのソリューションの一つとして、再使用型宇宙機が提案されており、特に二段式宇宙往還 (TSTO: Two Stage To Orbit) の研究開発が活発に進められている。

TSTO に関しては、世界各国で多くの概念設計がなされ、その基本構成は、ロケットエンジンを持つ子機 (Orbiter) と、空気吸い込み式エンジンを持つ親機 (Booster) の二段からなる。そこには多くのパラメータが存在するが、その一つが Booster と Orbiter の分離マッハ数 M_{sep} である。この M_{sep} は、多くの場合、極超音速域に設定されている¹⁾。そのため、TSTO は低速域から極超音速域まで、親機と子機が一体となって飛行することになる。

TSTO を実現するためには多くの課題が存在するが、その中でも、極超音速飛行時における二物体空力干渉は重要な課題である。二物体極超音速飛行では、個々の機体から

発生する衝撃波は非常に強く^{2,3)}、機体の様々な箇所では局所的に空力加熱率が增大する^{4,5)}。その結果、機体に致命的な損傷を与え、その後の飛行を不可能にする危険性がある^{6,7)}。この空力加熱率は、干渉形態によって異なり⁸⁾、機体の形状や二物体の位置関係にも依存する。また、二物体が分離する時、その間隔が時間とともに変化し、その途中で様々な空力干渉流れ場が発生する。これらを実験的に検証し、機体表面温度分布と空力加熱率の大きさを定性的あるいは定量的に評価する必要がある。

本研究では、これまで、親機をデルタ翼、子機を半球円柱で模擬した TSTO 模型を用いて極超音速域における二物体空力干渉流れ場について研究を行ってきた⁹⁾。これに基づき、本研究では、空力加熱率を低減する子機形状を提案する。具体的には、子機先端形状を傾斜前面円柱で模擬した TSTO 模型を用いて、極超音速域 ($M_\infty = 8.1$) における二物体隙間間隔が空力干渉流れ場と空力加熱率に及ぼす影響を、ベースラインである半球円柱形状の場合と比較しながら実験的に調べる。なお、本研究ではベースライン形状に対しても、以前より詳細なデータを取得している。

2. 実験方法

2.1 風洞および実験項目 本研究では、名古屋大学航空宇宙工学専攻の衝撃風洞を使用した。一様流マッハ数は $M_\infty = 8.1$ 、ノズル吹出し口径 350 mm、有効測定時間は 50 msec である。また、デルタ翼の最大翼弦長 L に基づく

*1 © 2008 日本航空宇宙学会

平成 17 年 11 月 11 日, 第 49 回宇宙科学技術連合講演会において発表。平成 19 年 1 月 18 日原稿受理

*2 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

レイノルズ数は, $Re_L = 1.3 \times 10^6$ である. 実験項目は, 二物体隙間隔と子機先端形状をパラメータとして, 1) シュリーレン法による空力干渉流れ場の可視化, 2) 感温塗料 (TSP: Temperature Sensitive Paint) 計測法による模型表面温度分布の可視化, 3) 同軸熱電対を用いた空力加熱率分布の測定である. 実験方法は基本的には従来の方法⁹⁾である.

2.2 実験模型 第1図と第2図に, 本実験で使用した TSTO 模型を示す. デルタ翼・半球円柱 TSTO は, 親機がデルタ翼, 子機が半球円柱で構成されている. 一方, デルタ翼・傾斜前面円柱 TSTO は, 親機がデルタ翼, 子機が傾斜前面円柱で, 円柱を円柱軸に対して 45° で斜め切りしたものである. デルタ翼は, 後退角 $\Lambda = 75^\circ$, 全長 $L = 200$ mm で前縁は鋭く削られている. 半球円柱および傾斜前面円柱は, 直径が $D = 23$ mm で, 子機先端はデルタ翼頂点より 130 mm 後方にある. 本研究では, デルタ翼・半球円柱の場合には, 隙間を $h = 0 \sim 15.0$ mm で, またデルタ翼・傾斜前面円柱の場合には, $h = 0 \sim 8.0$ mm で変化させた.

2.3 空力加熱率計算法 本研究では, 温度センサとして同軸熱電対 (MULLER 社製 Coaxial Thermocouple MCT/MCTB) を使用し, 干渉流れ場における温度の時間変化を計測した. 空力加熱率は, このデータから以下のように計算した.

物体を半無限物体と考えた時, 物体表面に設置されるセンサ部の温度変化 $T(t)$ は以下の熱伝導方程式を満たす.

$$\frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{k}{\rho c} \frac{\partial^2 T(t)}{\partial x^2} \quad (1)$$

式 (1) の境界条件は,

$$q = -k \frac{\partial T(t)}{\partial x} \quad (x = 0), \quad T(t) = 0 \quad (x = \infty) \quad (2)$$

となり, これらの境界条件のもとに式 (1) を解くと, 温度 $T(t)$ は以下のように求められる.

$$T(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\rho c k}} \int_0^t \frac{q(\tau)}{(t-\tau)^{1/2}} d\tau \quad (3)$$

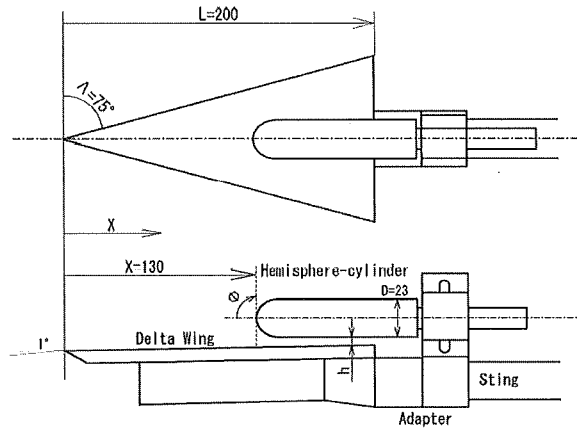
これを使うと, 空力加熱率は,

$$q(t) = \sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \left[\frac{T(t)}{\sqrt{t}} + \frac{1}{2} \int \frac{T(t) - T(\tau)}{(t-\tau)^{3/2}} d\tau \right] \quad (4)$$

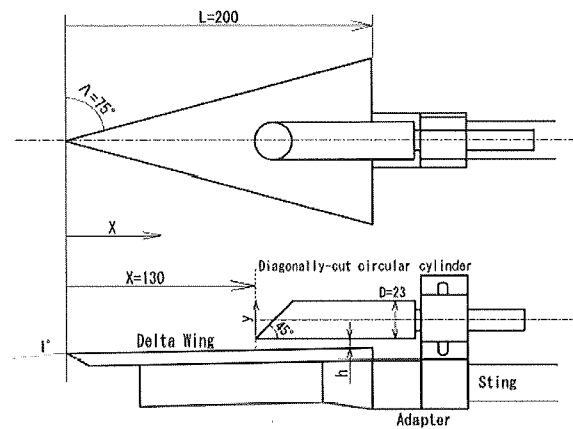
となるが, この式は $t = \tau$ で $0/0$ の不定形になるので, Cook and Felderman によるデータ点間を線形で仮定する方法¹⁰⁾を用いると, 以下のように書き換えられる.

$$q(t) = 2\sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \sum_{i=1}^m \frac{T(t_i) - T(t_{i-1})}{(t_m - t_i)^{1/2} + (t_m - t_{i-1})^{1/2}} \quad (5)$$

この式を使って空力加熱率を算出した.



第1図 デルタ翼・半球円柱 TSTO



第2図 デルタ翼・傾斜前面円柱 TSTO

本研究では, 風洞総圧が 3.9 MPa となる時刻を中心に約 10 msec の区間での空力加熱率の値を平均し, その点における空力加熱率とした. また, この結果は, 実験で得られた澱点空力加熱率 q_0 で無次元化した. なお, 本実験での澱点空力加熱率は, $q_0 = 32.91$ [W/cm^2] で, これは, Fay and Riddell による澱点空力加熱率の推算式¹¹⁾

$$q_{0FR} = 0.763 P_r^{-0.6} (\rho_e \mu_e)^{0.4} (\rho_w \mu_w)^{0.1} \times \sqrt{\left(\frac{du_e}{dx} \right)_s} (h_{0e} - h_w)$$

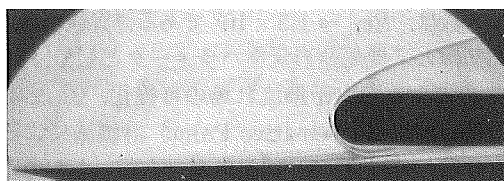
に, 本実験での風洞気流条件と実験条件を入れて得られる $q_{0FR} = 32.28$ W/cm^2 と良く一致している.

3. 結果と考察

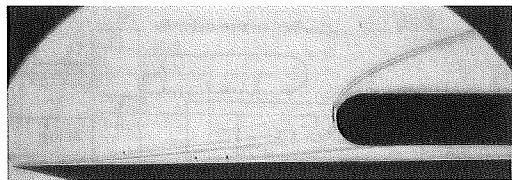
本実験で使用した 2 種類の TSTO 模型に対する極超音速域 ($M_\infty = 8.1$) での二物体空力干渉流れ場は, 衝撃波・衝撃波干渉が生じる流れ場 (グループ 1) と, 衝撃波・境界層干渉が生じる流れ場 (グループ 2) の二つに分類できる. グループ 1 は隙間が小さい場合, グループ 2 は隙間が大きい場合に対応する.



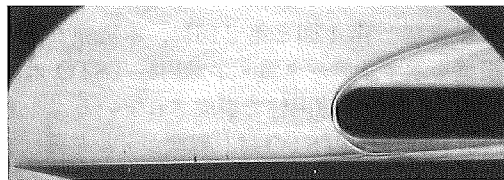
(a) $h/D = 0.217$



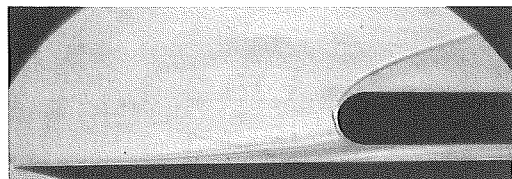
(a) $h/D = 0.370$



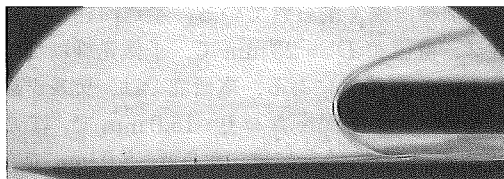
(b) $h/D = 0.326$



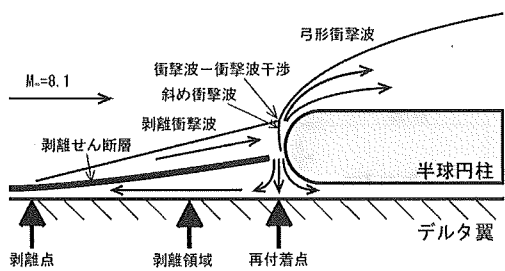
(b) $h/D = 0.435$



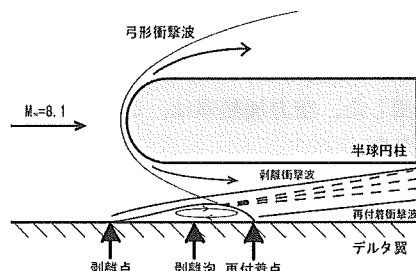
(c) $h/D = 0.348$



(c) $h/D = 0.543$



第 3 図 空力干渉流れ場 (グループ 1)



第 4 図 空力干渉流れ場 (グループ 2)

3.1 デルタ翼・半球円柱の場合

3.1.1 シュリーレン法可視化結果 第 3 図にグループ 1 での、また第 4 図にグループ 2 での空力干渉流れ場を示す。

グループ 1 では、半球円柱前方のデルタ翼面上に大きな剥離領域が、また半球円柱部では、半球の上半分のみ弓形衝撃波が形成されている。デルタ翼面上の境界層が上流側で剥離し、そこから剥離衝撃波が発生し、半球円柱で形成される弓形衝撃波と干渉する。この衝撃波・衝撃波干渉により、半球前面に三重点斜め衝撃波が生じる。また、デルタ翼面上で剥離した境界層外縁は、半球先端部付近に到達する。さらに隙間を大きくすると、デルタ翼面上の剥離領域の大きさは徐々に減少し、半球面上の衝撃波・衝撃波干渉位置と、剥離したせん断層の衝突位置は半球部下部へ移動する。

第 3 図の模式図に示すように、半球円柱直前で形成された三重点斜め衝撃波の下側のデルタ翼面上で圧力が上昇する。その結果、逆圧力勾配となり、上流方向へ逆流が起こり、剥離泡が形成される。

一方、グループ 2 では、半球円柱前方のデルタ翼面上では大きな剥離領域は形成されない。半球円柱の弓形衝撃波は下方・下流側に伸び、デルタ翼面上の境界層と干渉する。

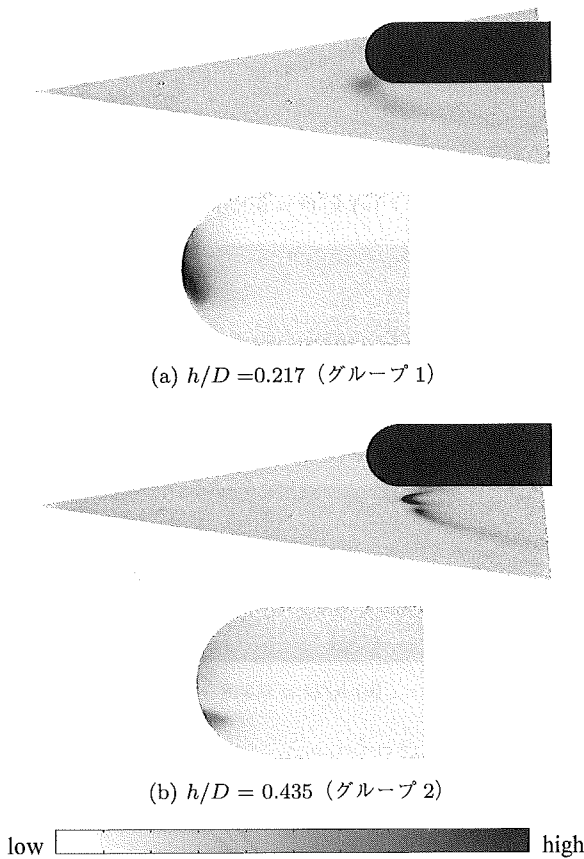
この衝撃波・境界層干渉により、デルタ翼面上では剥離泡が形成される。また、この剥離泡の剥離点からは剥離衝撃波が、再付着点からは再付着衝撃波が発生する。この剥離泡は、隙間が大きくなるほど後方に移動する。

以上の可視化結果より、二物体空力干渉流れ場は、 $h/D = 0.348 \sim 0.370$ の付近で、グループ 1 からグループ 2 へと遷移すると推定される。

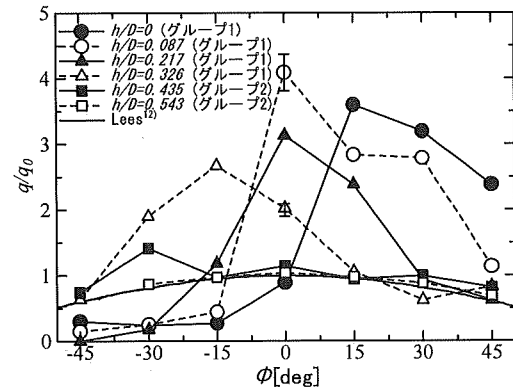
3.1.2 模型表面温度分布と空力加熱率分布 第 5 図にグループ 1 とグループ 2 における、TSP 計測法による斜め横方向から見た模型表面温度分布を示す。また、第 6 図と第 7 図に、隙間を変化させた場合の、半球面上およびデルタ翼面上における空力加熱率分布を示す。

A) 模型表面温度分布 (グループ 1): 第 5 図 (a) を見ると、半球先端部下方のデルタ翼面上で ($x/L = 0.65$)、温度の高い領域が観察される。ここでの空力加熱率は、澱点空力加熱率の 0.9 倍となる (第 7 図)。また、半球先端部でも、温度が高い領域が現れており、ここでの空力加熱率は、澱点空力加熱率の 3.1 倍となる (第 6 図)。

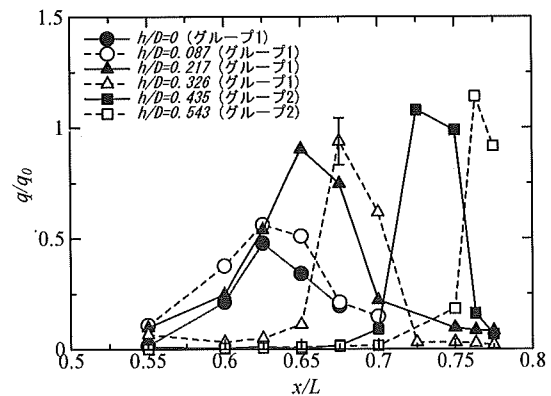
グループ 1 では、デルタ翼面上からの剥離衝撃波と、半球前面近くの三重点斜め衝撃波を通過した高温・高圧流れが、半球面近傍に来るため、その付近での空力加熱率が



第5図 模型表面温度分布



第6図 半球面上空力加熱率分布



第7図 デルタ翼面上空力加熱率分布

大する。また、この流れの一部は、半球先端部で急激に曲げられ高速でデルタ翼面上へ向かって加速・膨張する。この吹下しにより、高温領域がデルタ面上に作られる。

B) 模型表面温度分布 (グループ2): 第5図(b)を見ると、半球先端部から下流側のデルタ翼面上で、温度の高い領域が存在する。ここでの空力加熱率の、測定結果中の最大値は、澱点空力加熱率の1.1倍である(第7図)。また、半球面上でも高温領域が現れ、半球面上 $\phi = -30 \text{ deg}$ の空力加熱率は、澱点空力加熱率の1.4倍である(第6図)。これは、デルタ翼先端からの斜め衝撃波と弓形衝撃波が衝撃波・衝撃波干渉するためである。グループ2の特徴は、子機の弓形衝撃波とデルタ翼面上の境界層が、デルタ翼面上で衝撃波・境界層干渉を起こすことで、そこでは高圧・高温領域が形成される。

C) 空力加熱率分布: 第6図に半球面上の、第7図にデルタ翼面上の空力加熱率分布を示す。半球面上空力加熱率ピーク位置は、隙間を大きくすると、半球面下方へ(ϕ の負の方向)移動し、半球面上での熱負荷は減少する(第6図)。一方、 $h/D = 0.087$ の時、半球面上の空力加熱率は非常に大きく、 $q/q_0 = 4.1$ ($\phi = 0 \text{ deg}$)となる。グループ1では、デルタ翼の剝離衝撃波と、半球面前方の三重点斜め衝撃波を通過した流れが半球面に衝突する付近で、空力加熱率は最大となると推定される。

グループ2に属する $h/D = 0.435$ では、デルタ翼先端

からの斜め衝撃波と半球円柱の弓形衝撃波が干渉する結果、半球面上 $\phi = -30 \text{ deg}$ での空力加熱率が $q/q_0 = 1.4$ となり、澱点空力加熱率よりも高くなる。しかし、さらに大きな隙間 $h/D = 0.543$ では、半球面近くで空力干渉が生じないため、半球面上空力加熱率は、Lees¹²⁾の分布と一致する。一方、デルタ翼面上では衝撃波・境界層干渉が起こり、隙間が大きくなると、最大加熱率位置は下流方向へ移動し、それとともにデルタ翼面熱負荷も増加する(第7図)。 $h/D = 0.543$ の時、 $q/q_0 = 1.1$ ($x/L = 0.763$)となる。

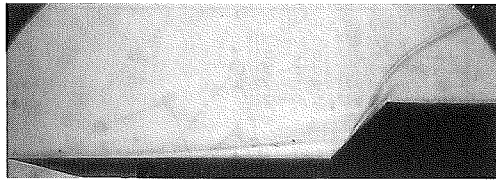
測定誤差に関しては、強い衝撃波干渉が生じる場合 ($h/D = 0.087$, $\phi = 0 \text{ deg}$)には、比較的弱い衝撃波干渉の場合 ($h/D = 0.326$, $\phi = 0 \text{ deg}$)と比べて、誤差が大きくなる(第6図)。これは、最大空力加熱率が発生する場所では、干渉による流れの非定常性が強くなるためと思われる。

以上より、二物体隙間間隔 h/D が大きくなると、半球面上での高温領域は下方へ、デルタ翼面上での高温領域は下流方向へ移動することが明らかになった。また、半球面上では衝撃波・衝撃波干渉が、デルタ翼面上では衝撃波・境界層干渉が空力加熱率増大の原因となる。

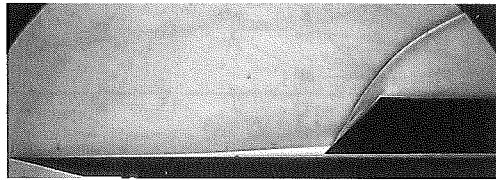
3.2 デルタ翼・傾斜前面円柱の場合

3.2.1 シュリーレン法可視化結果 第8図と第9図に子機を傾斜前面円柱とした場合のグループ1, グループ2における空力干渉流れ場を示す。

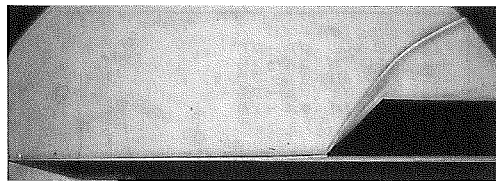
グループ1では、傾斜面先端部からデルタ翼面上前方に



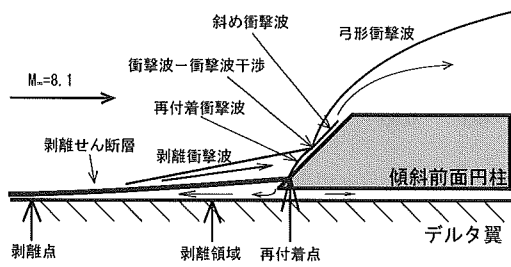
(a) $h/D = 0$



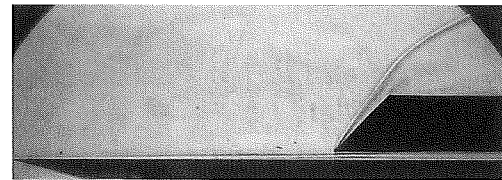
(b) $h/D = 0.087$



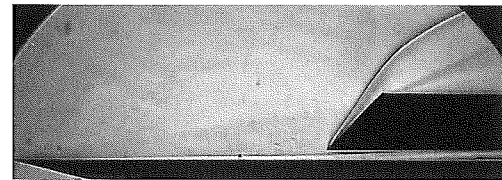
(c) $h/D = 0.130$



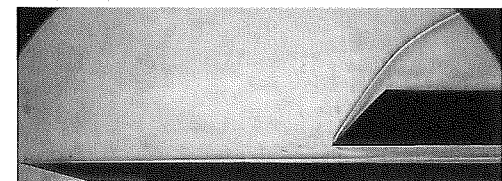
第 8 図 空力干渉流れ場 (グループ 1)



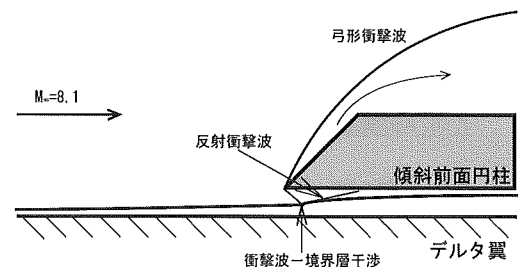
(a) $h/D = 0.174$



(b) $h/D = 0.217$



(c) $h/D = 0.348$



第 9 図 空力干渉流れ場 (グループ 2)

剥離領域が形成される。デルタ翼面上の境界層は上流側で剥離し、剥離点からは剥離衝撃波が発生する。剥離した境界層は剥離せん断層となり、傾斜面に再付着する。再付着点からは再付着衝撃波が発生し、剥離衝撃波と衝撃波・衝撃波干渉を起こす。この干渉により、傾斜面の前に三重点斜め衝撃波が形成される。さらに、隙間を大きくすると、デルタ翼面上の剥離領域は減少し、これとともに、剥離せん断層の傾斜面での再付着点と、衝撃波・衝撃波干渉位置は、傾斜面先端方向へ移動する。

一方、デルタ翼面上の流れに関しては、第 8 図の模式図に示すように、傾斜面先端で流れが急激に曲げられ、デルタ翼面上に衝突する。この高圧領域により、流れの一部が上流へ逆流し、デルタ翼面上の境界層は剥離する。剥離した境界層は傾斜面上に再付着することでせん断層が凹面形状となり、そこから再付着衝撃波が発生する。

グループ 2 では、傾斜面先端部より上流側でのデルタ翼面上で、剥離領域は観察されない。傾斜面先端より上方では弓形衝撃波が、下方では斜め衝撃波が発生する。この斜め衝撃波はデルタ翼面上の境界層と衝撃波・境界層干渉を起こし、境界層がわずかに厚くなる。この結果、デルタ翼面上の境界層外縁が凹面状となり、反射衝撃波が発生する。

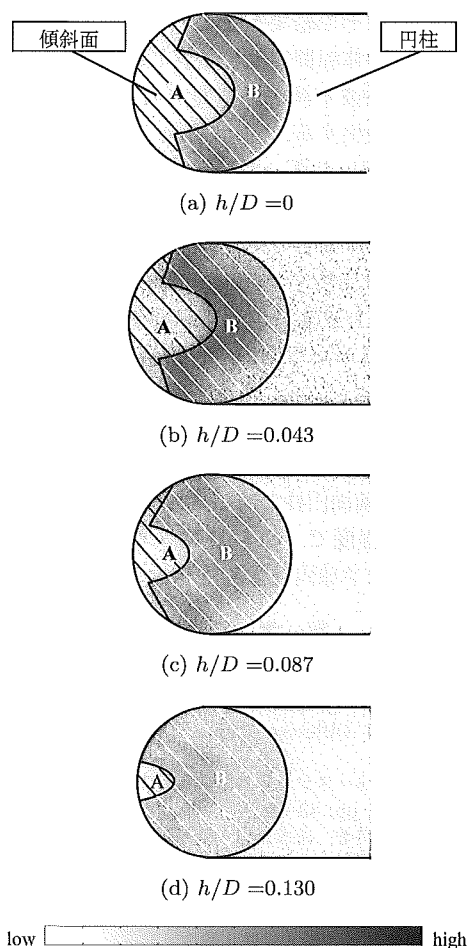
衝撃波・境界層干渉位置は、隙間を大きくすると、デルタ翼面上を下流側へ移動する。

以上の可視化結果より、二物体空力干渉流れ場は、 $h/D = 0.130 \sim 0.174$ の付近で、グループ 1 からグループ 2 へと遷移すると推定される。

3.2.2 模型表面温度分布と空力加熱率分布 第 10 図に、子機先端部を上から見た傾斜面上温度分布を示す。また、第 11 図と第 12 図に、隙間を変化させた場合の、傾斜面上およびデルタ翼面上の空力加熱率分布を示す。

A) 傾斜面上温度分布：傾斜面上温度分布は、領域 A と領域 B に分けられる (第 10 図)。この図に示すすべての隙間において、傾斜面上では馬蹄形の高温領域が観察される。領域 A では、傾斜面先端がデルタ翼面上の境界層内に埋もれているため、低温領域となる。領域 A と領域 B の境界線は、剥離せん断層が傾斜前面に再付着した場所に対応する。剥離せん断層の再付着により発生した再付着衝撃波のため、領域 B は高温領域となっている。また、この温度上昇に加え、デルタ翼面上からの剥離衝撃波と再付着衝撃波が衝撃波・衝撃波干渉し、そこで発生する三重点斜め衝撃波も温度上昇に寄与している。

隙間を大きくすると、剥離せん断層の再付着位置は傾斜



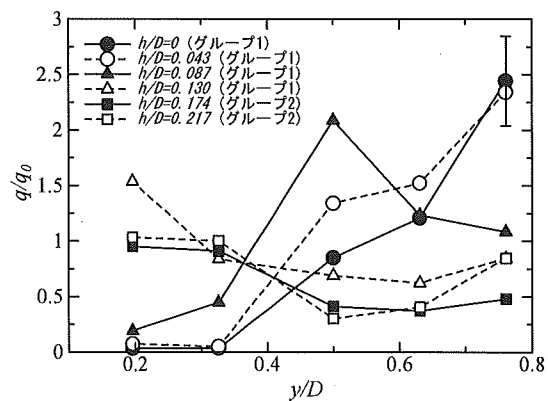
第10図 傾斜面上温度分布

面先端方向へ移動し、温度上昇は緩和される (第10図)。これは、隙間が大きくなると、デルタ翼面上の流れが下流側へ流れやすくなり、子機先端下方のデルタ翼面上の圧力上昇が緩和され、デルタ翼面上の剥離衝撃波が弱くなるためである。

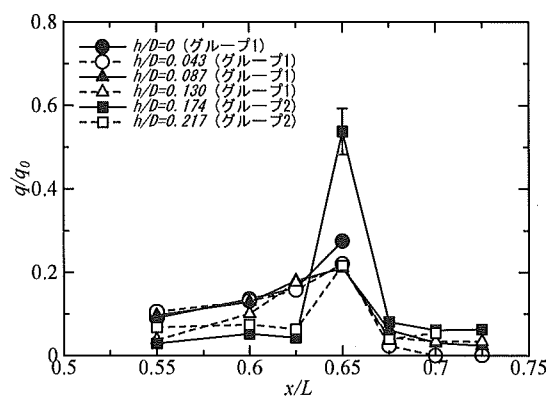
B) 空力加熱率分布：隙間を大きくすると、各間隔での傾斜面上の、測定データ中の空力加熱率ピーク値は、傾斜面先端方向へ移動し、かつ傾斜面上熱負荷は減少する (第11図)。 $h/D = 0$ の時、傾斜面上の空力加熱率は大きく、 $q/q_0 = 2.4$ ($y/D = 0.761$) となる。これは、デルタ翼での剥離衝撃波と、剥離せん断層の再付着による再付着衝撃波との衝撃波・衝撃波干渉に起因する。

デルタ翼面上の空力加熱率は、隙間の大きさにはよらず、傾斜面先端下方 ($x/L = 0.65$) で高くなる (第12図)。干渉パターンが変化した後の $h/D = 0.174$ の場合には、激点空力加熱率の0.55倍に達する。この時、傾斜面先端からデルタ翼面側に発生する斜め衝撃波が、デルタ翼面上の境界層と衝撃波・境界層干渉を強く起こしている。このように、干渉パターンが変化する付近で一番強い干渉が発生する。

以上まとめると、傾斜面上の高温領域は、隙間が大きくなると傾斜面先端へ移動するのに対し、デルタ翼面上の高温領域は、隙間間隔には依存しないで、ほぼ $x/L = 0.65$



第11図 傾斜面上空力加熱率分布



第12図 デルタ翼面上空力加熱率分布

の一定位置となる。また、傾斜面上では衝撃波・衝撃波干渉により、デルタ翼面上では衝撃波・境界層干渉により空力加熱率が增大する。

4. 空力干渉に関する形状評価

前節では、子機が半球円柱の場合と傾斜前面円柱の場合の、空力干渉流れ場、表面温度分布および空力加熱率分布の結果を説明したが、ここでは、それらを比較する。

4.1 空力干渉流れ場 空力干渉流れ場は、2種類の子機形状ともに、衝撃波・衝撃波干渉 (グループ1) と衝撃波・境界層干渉 (グループ2) の二つに分類できる。干渉形態が変化する二物体隙間の値は、子機形状により異なり、子機が半球円柱の場合は、 $h/D = 0.348 \sim 0.370$ (第3, 4図)、傾斜前面円柱の場合は、 $h/D = 0.130 \sim 0.174$ (第8, 9図) となる。これらは、子機先端からの吹き下ろしの違いによるもので、半球円柱では半球先端からデルタ翼面に向かう吹き下ろしが強いのにに対し、傾斜前面円柱は下面が主流方向に直線状となっているため、上流からの流れはよりスムーズに下流側へ流れる。その結果、傾斜前面円柱の方が、より小さい隙間で干渉形態が変化する。

4.2 表面温度と空力加熱率 本実験結果の範囲内では、傾斜面上とデルタ翼面上の空力加熱率ピーク値は、すべての条件で、傾斜前面円柱の方が低くなる (第1表)。

子機表面上空力加熱率は、第3図と第6図、および第8

第1表 子機形状の空力加熱率ピーク値

子機形状	子機表面上		デルタ翼面上	
	グループ	グループ	グループ	グループ
	1	2	1	2
半球円柱	2.5~4.0	1.0~1.4	0.5~1.0	1.0
傾斜前面円柱	1.5~2.5	1.0	0.2	0.2~0.5

図と第11図が示すように、グループ1では、半球円柱の場合、三重点斜め衝撃波位置付近で、傾斜前面円柱の場合、再附着衝撃波発生位置付近で最大となる。しかし、前者の三重点斜め衝撃波は、後者の再附着衝撃波よりも衝撃波角が大きいため、前者の空力加熱率が高くなる。

デルタ翼面上空力加熱率は、グループ1では、半球円柱の場合、半球先端からデルタ翼面上への吹き下ろしにより温度上昇するが、傾斜前面円柱では、子機下方よりも上方に流れやすいため吹き下ろしが弱く、その結果、空力加熱率は減少する。

一方、グループ2では、傾斜前面円柱の場合、傾斜面先端から下方に生じる斜め衝撃波の強さが、半球面で生じる弓形衝撃波に比べ弱いいため、デルタ翼面上での温度上昇と空力加熱率は低下する。

4.3 子機形状評価 TSTOにおける空力加熱率は、衝撃波・衝撃波干渉が起こる場合、非常に大きな値となり、温度も上昇する。機体に損傷を与えず、安全性・信頼性を高め、コストを削減するには、できるだけ空力加熱率を低減させる必要がある。

本研究結果から、傾斜前面円柱は半球円柱に比べ、測定範囲内のすべての条件で、子機、親機ともに機体表面での空力加熱率が低い値を示した(第1表)。また、比較的小さな二物体間隔で、高い空力加熱率が発生する衝撃波・衝撃波干渉から衝撃波・境界層干渉へと干渉形態が変化する(つまり、少し離れるだけで安全側に移行する)。これらのことから、TSTOの子機形状として、傾斜前面円柱は半球円柱よりも空力干渉に関して優れていると言える。

しかし、隙間が大きくなり干渉形態が変化した後は、曲率半径の小さい傾斜面先端部は一樣流にさらされるため、空力加熱率が大きくなることが予想される。この対策としては、本傾斜前面円柱形状で得られた二物体空力干渉形態を大きく崩さない程度に、傾斜面先端に比較的大きな曲率を付けるか¹³⁾、あるいは熱防御材を施す必要がある。

5. ま と め

本研究では、親機・子機がデルタ翼・半球円柱で構成されるTSTOモデルをベースとし、子機先端形状を傾斜前面円柱に変更することによる空力干渉流れ場への影響を実験的

に調べた。以下にその結果をまとめる。

- ・干渉形態は二物体隙間間隔に依存し、隙間が小さい場合は衝撃波・衝撃波干渉が、隙間が大きくなると衝撃波・境界層干渉が発生する。
- ・干渉形態は、デルタ翼・半球円柱では $h/D = 0.348 \sim 0.370$ 、デルタ翼・傾斜前面円柱では $h/D = 0.130 \sim 0.174$ で変化し、後者は前者の半分以下となる。
- ・半球面上の空力加熱率は、 $q/q_0 = 4.1$ ($h/D = 0.087$, $\phi = 0 \text{ deg}$) にも達するが、傾斜面上の場合には、せいぜい $q/q_0 = 2.4$ ($h/D = 0$, $y/D = 0.761$) であり、約40%低下する。
- ・デルタ翼面上の空力加熱率は、子機が半球円柱の場合、 $q/q_0 = 1.1$ ($h/D = 0.543$, $x/L = 0.763$) 程度まで上昇するが、傾斜前面円柱では、 $q/q_0 = 0.5$ ($h/D = 0.174$, $x/L = 0.65$) 程度で、約55%減少する。
- ・傾斜前面円柱は半球円柱よりも空力干渉が小さい。

参 考 文 献

- 1) Dulepov, N. P., Lanshin, A. I., Sokolova, O. V. and Tjurikov, E. V.: Propulsion Systems for TSTO Airplane-Accelerators of Different Types, AIAA Paper 2001-1914, 2001.
- 2) 井川日出男: スペースシャトルの熱環境防熱材料, 日本複合材料学会誌, 6 (1980), pp. 83-89.
- 3) 甲斐高志, 山本昌考, 白水正男: 極超音速飛行実験 (HYFLEX) 機の熱防護系の開発について, 第39回宇宙科学技術連合講演会講演集, 1995, pp. 305-306.
- 4) 中北和之: 衝撃風洞における空気力及び空力加熱率の測定法について, 1993年度名古屋大学修士論文.
- 5) Grasso, F.: Type III and Type IV Shock/Shock Interferences: Theoretical and Experimental Aspects, Aerospace Sci. Technol., 7 (2003), pp. 93-106.
- 6) 久保田弘敏, 鈴木宏二郎, 綿貫忠晴: 宇宙飛行体の熱気体力学, 東京大学出版会, 東京, 2002, pp. 273-279.
- 7) Adelgren, R. G.: Control of Edney IV Interaction by Pulsed Laser Energy Deposition, AIAA J., 43 (2005), pp. 256-269.
- 8) Edney, B.: Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speed in the Presence of an Impinging Shock, FFA Rep. 115, 1968.
- 9) 西野敦洋, 石川尊史, 北村圭一, 中村佳朗: 極超音速 TSTO 空力干渉流れ場における二物体隙間間隔の空力加熱率への影響, 日本航空宇宙学会論文集, 53 (2005), pp. 503-509.
- 10) Cook, W. J. and Felderman, E. J.: Reduction of Data from Thin Film Heat Transfer Gauges, A Concise Numerical Technique, AIAA J., 4 (1966), pp. 561-562.
- 11) Fay, J. A. and Riddell, R.: Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air, Aero. Sci., 25 (1958), pp. 73-85.
- 12) Lees, L.: Laminar Heat Transfer over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds, Jet Propul., 26 (1956), pp. 259-269.
- 13) Borovoi, V. Ya.: Laminar Heat Exchange on Sharp and Blunt Plates in a Hypersonic Air Flow, Fluid Dynam., 40 (2005), pp. 148-158.